



HAL
open science

**GENERATION DE PHOTONS UNIQUES
INDISCERNABLES PAR UNE BOITE QUANTIQUE
SEMI-CONDUCTRICE DANS UNE MICROCAVITE
OPTIQUE**

Spyros Varoutsis

► **To cite this version:**

Spyros Varoutsis. GENERATION DE PHOTONS UNIQUES INDISCERNABLES PAR UNE BOITE QUANTIQUE SEMI-CONDUCTRICE DANS UNE MICROCAVITE OPTIQUE. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00011534

HAL Id: tel-00011534

<https://theses.hal.science/tel-00011534>

Submitted on 3 Feb 2006

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.

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 11

Spécialité : Optique et Photonique

Présentée et soutenue publiquement par :
M. Spyridon VAROUTSIS

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 11

18 Novembre 2005

Génération de photons uniques indiscernables par une boîte quantique semi-conductrice dans une microcavité optique

Devant le jury composé de :

Izo ABRAM
Jean-Michel GERARD
Philippe GRANGIER
John RARITY
Isabelle ROBERT-PHILIP
Jean-Francois ROCH
Pierre VIKTOROVITCH

Directeur de thèse
Rapporteur
Président
Examineur
Invité
Rapporteur
Examineur

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier le Ministère délégué à l'Enseignement Supérieur et à la Recherche pour avoir financé ce travail de thèse, que j'ai effectué dans le groupe Photonique et Electronique Quantique du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures. Je remercie vivement Jean Yves Marzin et Marcel Bensoussan pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire et m'avoir permis de travailler dans les meilleures conditions.

Je remercie chaleureusement Philippe Grangier pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, ainsi que Jean-Michel Gérard et Jean-François Roch pour avoir accepté de remplir les rôles de rapporteurs. Un grand merci à Pierre Viktorovitch pour sa participation à mon jury de thèse.

Je tiens tout particulièrement à remercier Professor John Rarity car cette thèse lui doit beaucoup. John Rarity est l'image même de ce que la vie de chercheur peut dégager d'exaltant : en partageant pendant deux mois et demi sa vie dans le petit village anglais de Malvern, j'ai découvert ô combien la recherche est fascinante, ce qui m'a poussé à réaliser une thèse au lieu de partir immédiatement dans l'industrie.

Next time we talk about photons, it will probably be in a pub over a nice pint of beer.

What is quite funny is that although I have been working in a bank for six months, I still call my workplace "the lab". Thanks John. Cheers.

Ιζο Αμπράμ, Είχα την τύχη να περάσω τρισήμισυ χρόνια της ζωής μου κοντά σε έναν λαμπρό επιστήμονα, έναν πολύ μορφωμένο και ξεχωριστό άνθρωπο, έναν εξαιρετικό δάσκαλο. Μου έφερες δάκρυα στα μάτια απαγγέλοντας "σα βγεις στον πηγαιμό για την Ιθάκη να εύχεται νάναι μακρύς ο δρόμος, γεμάτος περιπέτειες, γεμάτος γνώσεις.....". Σ' ευχαριστώ λοιπόν, σ' ευχαριστώ για την όμορφη περιπέτεια, σ' ευχαριστώ για τις γνώσεις. Θάχω πάντα στο νού μου την Ιθάκη....

Σ'ΕΥΧΑΡΙΣΤΩ ΔΑΣΚΑΛΕ.

Isabelle Robert, sans ton aide, je n'aurais jamais terminé la rédaction de ma thèse, je l'aurais encore moins menée à bout et en fait je ne serais probablement pas venu faire une thèse en France! Je ne pouvais concevoir à quel point réaliser une thèse allait m'apporter autant sur le plan personnel et professionnel. Ta gentillesse et ton amitié ont fait de la vie au laboratoire un endroit chaleureux, familial pour ne pas dire familial. Izo et toi m'avez au départ guidé sur les pas d'un monde quantique dont j'ignorais tout, puis vous m'avez laissé prendre des initiatives et vous avez soutenu celles-ci, pour au final me communiquer la confiance nécessaire à la réalisation de tout projet. Travailler avec vous pendant trois ans a été une formidable expérience de la vie. Vous m'avez conforté dans l'idée que la recherche est le métier le plus passionnant qui soit.

Je remercie immensément Isabelle Sagnes sans laquelle cette thèse n'aurait pas abouti. Merci Isabelle d'être toi! Dynamique! Engagée! Sympa! Bosseuse! Merci de m'avoir tant apporté en matière de technologie mais aussi en dehors du laboratoire. Le LPN te doit beaucoup et moi plus encore.

MERCI Stéphane Laurent, pour m'avoir accompagné et supporté pendant deux ans, pour avoir établi une si bonne communication scientifique et une grande amitié entre nous. Tu n'es pas le plus facile des hommes, moi non plus d'ailleurs ; mais c'était un plaisir de travailler avec toi au quotidien et de partager avec toi ma passion pour la recherche. On peut être fier d'avoir lancé la mode des nuits blanches...J'attends la coalescence NON locale !

Danke Sehr Martin. Il était bon de pouvoir discuter de conseils en technologie avec toi et de bien d'autres choses. Je crois qu'on est tous les deux d'accord que ma recette de crème brûlée est la meilleure...Tu est un scientifique de haute qualité et un ami encore plus précieux.

Une grande partie des échantillons étudiés au cours de cette thèse ont été épitaxiés par Aristide Lemaître. Je tiens vivement à le remercier pour nous avoir fourni des échantillons de très bonne qualité et pour l'intérêt permanent qu'il a porté à notre travail.

Un grand merci à Philippe Lalanne et Guillaume Lecamp pour leur virtuosité dans la résolution des équations de Maxwell et l'analyse des modes de Bloch mais surtout pour les nombreuses et riches discussions sur l'origine des pertes dans les micropiliers.

Un grand merci à Luc Le Gratiet, Giancarlo Faini, Laurence Ferlazzo et Christelle Mériadec pour leur soutien en technologie, pour m'avoir formé et guidé ainsi que pour leurs conseils précieux. Un grand merci à Laetitia Leroy, Xavier Lafosse et Laurent Coureau pour avoir participé à la mise en place du procédé technologique. Plus

généralement, grand merci à toute l'équipe qui fait vivre la salle blanche. Sans leur dévouement, l'excellence de leur travail et leur disponibilité, ce travail n'aurait pu aboutir. Je tiens enfin à remercier vivement Gilles Patriarche pour les splendides clichés TEM des piliers qui ont été riches d'enseignement et essentiels pour la compréhension de la technologie des piliers. Un grand merci pour ton immense disponibilité et ton soutien permanent.

Un grand merci à Laurent Merzeau et Gilbert Chanconie dont le travail de qualité a accompagné toute ma thèse. Enfin merci Patrick Hisope pour toute la logistique des bidons d'hélium.

Merci à Patrick Kramper et Matthieu Gallard pour m'avoir transmis leur savoir scientifique.

Un grand merci à Grand chef.

Il ne faudra pas oublier le Real de Marcoussis qui a apporté tant de bonheur aux supporters du LPN. Merci à tous...

I will follow tradition and dedicate this thesis to people who will not understand a word of it. They will nonetheless read it and feel proud.

I dedicate this thesis to my family. Σας αγαπώ.

One more word for my father, σε ευχαριστώ.

Table des Matières

Introduction	1
Optique quantique, logique quantique et photons indiscernables – Quelques repères	5
1.1 Quelques éléments de logique quantique et approches expérimentales.....	6
1.1.1 Superpositions quantiques et interaction avec l'environnement	6
1.1.2 Quelques approches expérimentales	7
1.2 Traitement tout-optique de l'information quantique et photons indiscernables	9
1.2.1 Communications quantiques et logique quantique tout-optique	9
1.2.2 Sources de photons indiscernables.....	11
1.3 Conclusion	13
Les résonateurs optiques et l'exaltation du taux d'émission spontanée	15
2.1 Théorie QED : Couplage d'un système à deux niveaux à un continuum de modes du champ électromagnétique et modification de l'émission spontanée (effet Purcell)	16
2.1.1 Modèle classique du taux d'émission spontanée	16
2.1.2 Modèle quantique du taux d'émission spontanée	17
2.1.3 Modification du taux d'émission spontanée dans une cavité	18
2.1.4 Limite de validité du couplage faible	21
2.2 Comparaison des caractéristiques optiques de différents résonateurs semiconducteurs	22
2.3 Les modes des guides et des résonateurs	26
2.3.1 Les différentes méthodes de calcul modal	26

2.3.2 Conditions de résonance des micropiliers	28
2.3.2.1 Le guide d'onde cylindrique	29
2.3.2.2 Les modes des résonateurs cylindriques	31
2.4 Résumé et conclusion	33
Fabrication de micropiliers de fort facteur de qualité et faible volume	35
3.1 Etat de l'art des microcavités en semiconducteurs	35
3.1.1 Les cavités microdisques	37
3.1.2 Les cavités à cristaux photoniques	38
3.1.3 Les cavités micropiliers	39
3.2 Les grandes lignes de la fabrication	42
3.3 Les verrous technologiques et les solutions apportées	44
3.3.1 Les verrous technologiques	45
3.3.2 Les masques de gravure	48
3.3.3 Les gaz de gravure (O ₂ , SiCl ₄), l'anisotropie et le rôle des substrats	50
3.3.4 Analyse des flancs de gravure par Microscopie Electronique en Transmission	55
3.4 Résumé et conclusion	56
Photons indiscernables : interférences à deux photons et influence des processus de déphasage	59
4.1 Caractérisation de l'indiscernabilité des photons	59
4.1.1 Cohérence du premier ordre – interférences du champ et monochromaticité	60
4.1.2 Cohérence du second ordre – interférences d'intensité et unicité des photons	60
4.1.3 Cohérence croisée du second ordre – interférences multi- photoniques et indiscernabilité des photons	62
4.2 Un système à deux niveaux en interaction avec l'environnement	66
4.3 Résumé et conclusion	71
Expériences de corrélation à deux photons et indiscernabilité	73
5.1 Caractérisation optique des résonateurs	74
5.1.1 Facteur de qualité des micropiliers	75
5.1.2 Energie de résonance des micropiliers	78

5.2 Spectroscopie d'une boîte quantique dans un résonateur	81
5.2.1 Spectre d'excitation de photoluminescence	84
5.2.2 Spectre de photoluminescence	86
5.2.3 Emission de photons uniques	87
5.3 Mesure des temps caractéristiques du système	91
5.3.1 Le temps de cohérence T_2	91
5.3.2 La durée de vie T_1	94
5.4 Les photons indiscernables : interférences à deux photons et « trou » de Mandel	96
5.4.1 Mesures d'interférences à deux photons	97
5.4.2 Fonction de cohérence du second ordre et « trou » de Mandel	102
5.4.3 Restauration de l'indiscernabilité à haute température	104
5.4.4 Un phénomène non-local – Expériences préliminaires	106
5.5 Conclusion	110
Conclusion générale et perspectives	111
Annexe 1 : Fabrication de micropiliers GaAs/AlAs	115
A1.1 Description des échantillons planaires	115
A1.1.1 Echantillons EJM	115
A1.1.2 Echantillons EPVOM	116
A1.2 Optimisation du procédé de gravure	117
A1.2.1 Anisotropie des flancs	118
A1.2.2 Influence du dopage du substrat de croissance	122
A1.2.3 Passivation des flancs	124
A1.2.4 Masque de gravure	125
Annexe 2 : Fabrication de micropiliers GaAs/AlOx	127
Annexe 3 : Publications	131
Références	133

Introduction

All these fifty years of conscious brooding have brought me no nearer to the answer to the question, 'What are light quanta?' Nowadays every Tom, Dick and Harry thinks he knows it, but he is mistaken.

Albert Einstein dans une lettre écrite en 1954 à son ami Michele Besso.

Dès leur apparition dans les années 1980 [1], les boîtes quantiques en semiconducteur ont fait l'objet d'études optiques pionnières. Ce n'est que depuis une dizaine d'années que l'étude et l'exploitation des propriétés radiatives de ces nano-émetteurs ont connu un essor important [2, 3]. Parallèlement à leur exploitation dans la physique des composants optoélectroniques (tels que le développement de lasers à boîtes quantiques), l'observation d'effets de confinement électronique tridimensionnel dans ces nano-émetteurs, comme la séparation nette des niveaux d'énergie électronique [4] et les effets coulombiens marqués [5], a fait émerger l'idée selon laquelle une boîte quantique unique pouvait permettre de transposer à l'état solide un grand nombre d'expériences d'optique quantique utilisant jusqu'alors des atomes. Cette analogie entre atomes isolés et boîtes quantiques uniques nécessite quelques précautions, dans la mesure où le dipôle émetteur ici interagit avec son environnement et peut rapidement perdre sa cohérence [6-8]. Néanmoins, cette démarche a conduit à toute une série d'expériences remarquables, telles que l'émission de photons uniques à partir de boîtes quantiques uniques [9-12], la génération de paires de photons en cascade [13] ou bien la mise en œuvre d'effets d'Electrodynamique Quantique en Cavité dans les semiconducteurs [14-18].

La mise en œuvre d'effets d'Electrodynamique Quantique en Cavité à l'état solide s'est longtemps heurtée à des difficultés technologiques et expérimentales. Dès 1946, E.M. Purcell jette les prémises d'une exploration du sujet, mettant en avant, sur les bases d'une discussion théorique, que la dynamique d'émission spontanée d'un émetteur

peut être modifiée par son milieu environnant [19]. En particulier, il comprend qu'un émetteur ponctuel monochromatique couplé à un résonateur de grande finesse voit son taux d'émission spontanée exalté par ce couplage (effet Purcell). Il faudra attendre le début des années 1980 pour confirmer expérimentalement ce concept grâce à des expériences utilisant des atomes isolés dans des microcavités micro-ondes en régime de couplage faible [20, 21] ou en régime de couplage fort [22]. Ces expériences ont stimulé l'exploration d'effets analogues aux fréquences optiques (hors des systèmes atomiques), pour lesquels les perspectives d'applications sont plus claires [23] ; on peut penser à l'amélioration des composants optoélectroniques tels que les sources de lumière à l'état solide (lasers ou diodes électro-luminescentes). Cette nouvelle thématique prend son essor dans le domaine des semiconducteurs à la fin des années 1980 grâce aux progrès remarquables des techniques d'épitaxie. L'observation en 1992 du dédoublement de Rabi à basse température dans des microcavités planaires à miroirs de Bragg constitue alors la première manifestation d'effets d'Electrodynamique Quantique en Cavité dans les cavités solides [24]. Il faudra attendre les travaux de J.-M. Gérard *et al.* [14, 15] pour observer des effets significatifs de modification de la dynamique d'émission spontanée d'émetteurs semiconducteurs, grâce à l'utilisation de boîtes quantiques isolées dans des cavités tridimensionnelles. Depuis, grâce aux progrès en nanofabrication de cavités solides de faible volume et fort facteur de qualité, un pas de plus a été franchi dans la mise en oeuvre d'effets de cavité dans les semiconducteurs, tels que l'observation de l'inhibition de la dynamique d'émission spontanée d'une boîte unique [25, 26] ou bien la mise en évidence du régime de couplage fort entre une boîte quantique unique et le mode d'une cavité [16-18].

L'exploitation de ces effets de cavité, et plus particulièrement de l'accélération de la dynamique d'émission spontanée, permet également d'envisager la génération, à partir de boîtes uniques, d'états de la lumière caractérisés par des effets de cohérence quantique. Pour obtenir de tels états, il est nécessaire de préserver la cohérence de l'émetteur : la diminution de la durée de vie radiative du dipôle rayonnant permet alors de se prémunir de l'impact des mécanismes déphasants néfastes à la cohérence du système. Parmi ces états quantiques, citons la génération de photons indiscernables, qui constitue le cœur de ce travail de thèse. La réduction de la durée de vie est alors obtenue en isolant une boîte quantique unique et en la couplant au mode fondamental d'une cavité micropilier. Ce travail de thèse comporte à la fois un volet expérimental d'optique quantique, mais également un volet technologique fort pour la réalisation des résonateurs optiques et enfin un volet théorique qui permet une compréhension à la fois qualitative et quantitative des travaux effectués. Le manuscrit est organisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre, intitulé « Optique quantique, logique quantique et photons indiscernables - Quelques repères », introduit le cadre général dans lequel se situe le travail de recherche effectué au cours de cette thèse. Il expose également la motivation de ce travail, l'accent étant mis ici essentiellement sur les aspects de physique fondamentale. Nous évoquerons succinctement les possibles applications qui, bien que prospectives, ont néanmoins leur place dans la problématique de cette recherche.

Le deuxième chapitre, intitulé « Les résonateurs et l'exaltation de l'émission spontanée », porte sur les enseignements de la théorie de l'émission spontanée. Nous reviendrons sur les bases théoriques et les concepts fondamentaux relatifs au couplage entre un émetteur monochromatique et le mode d'une cavité tridimensionnelle. Nous nous limiterons au régime de couplage faible qui est pertinent pour la suite de cette étude. Nous comparerons les prédictions de l'électrodynamique classique à celles de l'électrodynamique quantique, sur la modification de la dynamique d'émission spontanée induite par la présence d'un résonateur optique. Nous traiterons ensuite le cas particulier des cavités micropiliers, suivant un modèle simple permettant de calculer avec une grande précision l'énergie de résonance des modes de ces cavités.

Le troisième chapitre est consacré à la description du procédé de fabrication développé et employé pour la réalisation des micropiliers. Une première partie du chapitre est destinée aux non spécialistes et présente de façon générale son développement. La suite du chapitre détaille les verrous technologiques rencontrés et les solutions apportées.

Le quatrième chapitre, intitulé « Théorie des photons indiscernables », pose les bases théoriques de l'optique quantique utiles à ces travaux. L'essentiel de l'exposé est centré sur les notions fondamentales permettant une compréhension quantitative simple de l'interférence entre deux photons indépendants (sans histoire commune) mais indiscernables. Par la suite, le contraste de ce processus d'interférence est calculé, en adaptant le modèle employé au cas particulier des photons uniques issus d'une boîte quantique unique. Ce calcul permet de cerner les paramètres pertinents pour notre étude et de relier le taux d'indiscernabilité des photons aux temps caractéristiques du système émetteur. Ce travail de modélisation met en évidence la nécessité de recourir à l'effet Purcell, afin de restaurer l'indiscernabilité entre photons émis.

Le cinquième chapitre, intitulé « Expériences de corrélations à deux photons et Indiscernabilité », rassemble l'ensemble des mesures optiques effectuées au cours de cette thèse. Dans un premier temps, nous validerons le procédé de fabrication des micropiliers présenté au chapitre trois ainsi que le modèle employé dans le chapitre deux, par les mesures du facteur de qualité et de l'énergie de résonance des résonateurs. Nous décrirons ensuite les expériences permettant d'estimer les temps

caractéristiques du système (durée de vie et temps de cohérence). L'application du calcul développé dans le chapitre quatre permet alors de déterminer le taux d'indiscernabilité des photons émis. Cette estimation est confirmée par la mesure directe du contraste de l'interférence entre deux photons uniques indépendants issus de manière séquentielle de la boîte. Ces mesures aboutissent à la démonstration expérimentale non-ambiguë de l'indiscernabilité des photons rayonnés. Un prolongement de ces expériences, visant à démontrer la non-localité du processus d'interférence, est alors proposé.

Une conclusion générale dresse un bilan de cette étude et propose quelques pistes de futurs travaux.

1. Optique quantique, logique quantique et photons indiscernables – Quelques repères

L'objet de ce travail de thèse est la génération de photons indiscernables par des boîtes quantiques uniques semiconductrices.

La motivation première de cette étude est la compréhension et l'analyse des propriétés des particules élémentaires de lumière (les photons) rayonnées par ces nano-objets.

Une finalité plus prospective de ces travaux est le développement de dispositifs tout-optiques de traitement de l'information quantique. Le champ de la physique quantique s'est considérablement élargi ces dernières années pour s'étendre au domaine des communications, du calcul et de la logique. Depuis les travaux théoriques d'un petit nombre de pionniers dans les années 1980 (tels que ceux de C. Bennett et G. Brassard [1] sur les protocoles de distribution de clé de cryptage ou ceux de D. Deutsch sur le calcul et la logique [2]), diverses propositions théoriques d'algorithmes de communications et de calcul quantiques ont transformé ce champ d'activités discret en un champ multi-disciplinaire à croissance explosive. L'ensemble de ces propositions s'appuie sur la création et la manipulation d'objets quantiques en nombre contrôlé. Ces objets quantiques peuvent être, par exemple, un atome, un ion, ou un photon. La plupart de ces études en sont encore à leur début et ne permettent pas aujourd'hui la construction d'un ordinateur quantique. Néanmoins, ce domaine d'activités, à la croisée de nombreuses disciplines scientifiques (traitement de l'information, physique quantique, nanosciences...), soulève de nombreuses questions fondamentales qui nourrissent tout un champ de recherche sur les idées fondatrices de la mécanique quantique tels que la théorie de la mesure, la décohérence, l'intrication ou les interférences quantiques.

Dans ce chapitre, nous présenterons quelques éléments de la logique quantique et nous focaliserons sur les problèmes soulevés par l'interaction des objets quantiques avec leur environnement. Nous répertorierons ensuite les différentes approches poursuivies aujourd'hui pour la mise en œuvre de dispositifs de calcul quantique. Nous discuterons ensuite des potentialités des dispositifs tout-optiques de traitement de l'information quantique et des solutions aujourd'hui proposées pour leur mise en œuvre, notamment en termes de fabrication de sources d'états quantiques de la lumière.

1.1. Quelques éléments de logique quantique et approches expérimentales

1.1.1 Superpositions quantiques et interaction avec l'environnement

Dans le contexte du traitement de l'information quantique, les bits, les éléments logiques binaires sur lesquels est codée l'information, deviennent des qubits (ou bits quantiques). A la différence des bits classiques qui prennent une valeur booléenne égale à 0 ou 1, les qubits, constitués de systèmes à deux niveaux, peuvent être une superposition cohérente de deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Ainsi, la manipulation d'un tel qubit peut permettre l'exploration simultanée de situations correspondant aux différentes valeurs que peut prendre le bit (0 ou 1). Il importe de noter que l'exploitation des superpositions d'états pour obtenir une puissance de calcul plus importante que celle des ordinateurs classiques n'est pas évidente.

Tout d'abord se pose le problème de la lecture du résultat après calcul. Une mesure effectuée sur un système quantique préparé dans une superposition d'états, le projette sur un de ces états, et l'information contenue dans les autres composantes participant à la superposition est perdue. Pour extraire l'information supplémentaire véhiculée dans un tel état purement quantique, il faut interroger et lire l'état du système de manière adéquate. Des mesures interférométriques peuvent être conçues, par exemple, pour lire la phase relative entre les composantes de la superposition, dont la valeur pourrait coder des informations liées au calcul effectué.

D'autre part, la réalisation pratique de tels qubits et le contrôle de leur interaction doivent faire face à des difficultés expérimentales. Un des problèmes majeurs ici est d'arriver à préserver la cohérence quantique de ces systèmes pendant toute la durée de

la manipulation des qubits et du calcul. Pour assurer la conservation de la cohérence quantique d'une superposition d'états, il faut que les qubits, tout en interagissant entre eux, soient découplés du monde extérieur : le contact de ces objets quantiques avec l'environnement altère leur évolution temporelle en induisant une perte de cohérence qui détruit la superposition d'états. Soulignons que plus le nombre de qubits mis en jeu est important, plus grande est la probabilité que l'un d'entre eux interagisse avec le monde extérieur et donc plus grande est la probabilité que le bon déroulement du calcul échoue. On sent bien ici que le développement des systèmes de traitement et de codage de l'information reposant sur les lois de la mécanique quantique, passe par la compréhension et le contrôle de l'interaction des systèmes quantiques avec l'environnement. Une découverte essentielle pour tenter de contourner les problèmes de décohérence est le développement de codes correcteurs d'erreurs quantiques [3], qui permettent non d'éliminer mais de s'accommoder de la décohérence et dont le principe repose sur un codage redondant de l'état d'un qubit. Reste que l'efficacité de ces codes correcteurs n'est effective que pour des taux d'erreurs très faibles (typiquement inférieurs à 10^{-5}).

Au-delà de la difficulté pratique de la mise en œuvre expérimentale de dispositifs de logique quantique, un des verrous à la réalisation d'un ordinateur quantique tient dans le petit nombre d'algorithmes aujourd'hui disponibles tirant partie des spécificités de la logique quantique. A ce jour, simplement deux algorithmes principaux existent : i) un algorithme, proposé par P. W. Shor, qui permet la factorisation en nombres premiers en un temps exponentiellement plus court que celui pris par un ordinateur classique [4], et ii) un algorithme, proposé par L. K. Grover, qui améliore considérablement le temps nécessaire pour trouver un élément dans une liste virtuelle [5]. La recherche de nouveaux algorithmes constitue aujourd'hui un défi considérable et rassemble les efforts d'un grand nombre de chercheurs en algorithmique quantique.

1.1.2 Quelques approches expérimentales

Les approches expérimentales pour la réalisation d'un ordinateur quantique, explorées par de nombreuses équipes de recherche dans le monde, visent à présent la mise en œuvre de briques de base du calcul, telles que des portes logiques quantiques élémentaires, pour effectuer des démonstrations de principe. Nous allons citer quelques systèmes ayant abouti à la démonstration expérimentale d'opérations simples de calcul quantique ou permis l'étude des verrous technologiques fondamentaux, tels que la décohérence induite par l'environnement.

- Atomes en régime de couplage fort avec le mode d'une cavité micro-onde

L'Electrodynamique Quantique en Cavité (CQED) a permis, via le couplage entre un atome unique et le champ dans une cavité de très grande finesse, d'intriquer les états de cet atome avec le champ. Ce système a servi à l'étude de la décohérence dû au contact d'un système quantique avec l'environnement [6], à l'étude de la frontière entre un système quantique et son homologue classique [7,8], à la réalisation d'expériences de physique fondamentale telles que la démonstration de la non-localité quantique [9], et à la démonstration de fonctions de traitement de l'information quantique simples [10].

- Spins nucléaires d'atomes dans une molécule

La Résonance Magnétique Nucléaire (RMN ou en anglais NMR) est probablement le système qui a fourni les résultats les plus impressionnants et les plus avancés dans la mise en œuvre d'algorithmes de calcul quantique. Dans ce système, l'information est codée sur l'état de spins nucléaires des atomes dans une molécule. Parmi les résultats expérimentaux obtenus en RMN [11-13], le plus marquant est peut-être la mise en œuvre d'un ordinateur à 7 qubits qui a permis la factorisation du chiffre 15 en utilisant l'algorithme de Shor [14]. L'impact majeur de cette expérience vient du fait qu'elle constitue pour l'instant l'algorithme quantique le plus évolué jamais réalisé expérimentalement.

- Particules élémentaires de lumière ou photons

Des propositions récentes de réalisation de portes logiques quantiques conditionnelles n'utilisent que des photons uniques et de l'optique linéaire [15, 16]. De telles portes constituent une voie nouvelle pour le traitement quantique de l'information, dans la mesure où les portes logiques demandent habituellement des interactions non-linéaires entre qubits, difficilement réalisables avec des photons uniques du fait des très faibles réponses optiques non-linéaires des matériaux. Les portes quantiques optiques utilisant des photons uniques et de l'optique linéaire sont basées sur des effets d'interférences à plusieurs photons de type Hong, Ou, Mandel [17]. Ces propositions théoriques ont fortement stimulé la recherche dans le domaine de l'optique quantique et plus particulièrement le développement de sources nécessaires à la mise en œuvre expérimentale de ces propositions. Des portes C-NOT tout-optiques ont été réalisées récemment par J. L. O'Brien *et al.*, et S. Gasparoni *et al.* [18, 19]. Toutefois, pour la mise en œuvre de calculs plus complexes, il faut disposer

d'une source très efficace de photons uniques identiques. Une approche pour réaliser de telles sources, poursuivie par C. Santori *et al.* à l'Université de Stanford et dans le cadre de cette thèse, exploite les propriétés radiatives d'une boîte quantique InAs unique couplée au mode d'une cavité de type micropilier [20,21].

Malgré l'absence de résultats majeurs à ce jour sur la réalisation d'opérations de logique quantique tout-optiques, les photons présentent de nombreux atouts à l'égard des autres systèmes proposés. Leur temps de cohérence est très long du fait de leur faible interaction avec l'environnement. D'autre part, ils peuvent se propager sur de grandes distances et sont donc des supports adéquats pour réaliser des qubits "volants" utilisables dans des systèmes de communications quantiques. Ils permettent ainsi d'envisager des opérations de traitement de l'information quantique intégrant des tâches de calcul logique et de distribution de l'information. La section suivante détaille plus particulièrement cette approche optique du traitement de l'information quantique. Nous soulignerons les questions pratiques soulevées par sa mise en œuvre, plus particulièrement en termes de sources d'états quantiques de la lumière nécessaires pour des opérations de logique quantique.

1.2. Traitement tout-optique de l'information quantique et photons indiscernables

1.2.1 Communications quantiques et logique quantique tout-optique

La première fonction de communication quantique tout-optique qui ait été réalisée est la distribution de clé quantique, dans laquelle l'information véhiculée peut être portée par un photon unique [1, 22, 23]. Cette application pose peu d'exigences sur les photons utilisés et la pureté spectrale de la source n'est pas une caractéristique décisive. La mise en œuvre de fonctionnalités plus sophistiquées de l'information quantique, telles que la téléportation, le transfert d'intrication ou bien la logique quantique, requiert des états quantiques de la lumière intriqués ou indiscernables. Ceci résulte du fait que ces opérations exploitent les corrélations subtiles entre ces états, telles que les interférences quantiques entre photons indiscernables. Pour illustrer notre propos, nous allons donner deux exemples tirant parti des propriétés des photons indiscernables.

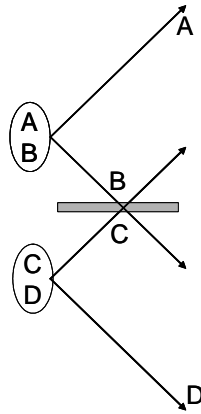


Figure 1.1 : schéma du principe d'opération d'un répéteur quantique.

Le premier est celui des répéteurs quantiques. La transmission d'information à grande distance nécessite des protocoles spécifiques. En général, l'information est partagée sous la forme d'une paire de photons intriqués. L'imperfection des canaux utilisés altère l'intrication lors de la propagation des photons sur une grande distance. Il est alors nécessaire de régulièrement la régénérer grâce à des répéteurs quantiques [24]. Ceux-ci permettent de transférer l'intrication de proche en proche entre photons de plus en plus distants. Une expérience de permutation d'intrication, consiste à intriquer deux photons (A et D) qui n'ont jamais interagi auparavant. Cela suppose de créer au préalable deux paires de photons intriqués (A-B et C-D) et de faire interagir sur une lame séparatrice les photons B et C (voir Figure 1.1). Cette interaction permet le transfert d'intrication si et seulement si les photons B et C sont indiscernables après s'être croisés sur la lame. La première étape dans la mise en oeuvre de tels répéteurs quantiques consiste à mesurer la paire B-C dans la base de Bell après que ces photons aient voyagé sur de longues distances. Cette étape a récemment été franchie par M. Halder *et al.* [25], après avoir propagé les photons sur 25 km de fibres optiques.

Le deuxième exemple est la réalisation de portes logiques quantiques conditionnelles CNOT [18, 19]. Une telle porte est constituée de deux qubits : le bit de « contrôle » et le bit « cible ». Lorsque le bit de contrôle a la valeur 0, le bit cible reste inchangé, alors que la valeur 1 du bit de contrôle produit l'inversion de la valeur du bit cible. La table de vérité d'une telle porte logique photonique est :

$$\left\{ \begin{array}{l} |0, 0\rangle \rightarrow |0, 0\rangle \\ |0, 1\rangle \rightarrow |0, 1\rangle \\ |1, 0\rangle \rightarrow |1, 1\rangle \\ |1, 1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle \end{array} \right.$$

Un schéma de principe de la mise en oeuvre d'une telle porte en optique est présenté sur la Figure 1.2. Supposons que l'information quantique soit codée sur l'état de polarisation

du photon : 0 pour la polarisation horizontale H et 1 pour la polarisation verticale V. Supposons que l'état de polarisation du photon de contrôle en entrée soit horizontale. Le photon de contrôle n'interagira pas avec l'interféromètre véhiculant le photon cible. L'interféromètre reste donc équilibré et le photon cible sortira sur le même port que son port d'entrée, s'il n'est pas perdu à travers la lame séparatrice 1/3. En revanche, si la polarisation du photon de contrôle est verticale, les deux photons vont interagir sur la lame séparatrice 1/3 au centre de l'interféromètre. Dans ce contexte, lorsque l'on observe un évènement de coïncidences entre le port de sortie du bit de contrôle et du bit cible, il y a retournement de la polarisation du bit cible. Une telle porte logique a récemment été mise en œuvre avec une fidélité supérieure à 92 % [18]. Soulignons toutefois que cette opération exploite les processus d'interférences à deux photons et donc nécessite d'opérer avec des photons indiscernables. D'autre part, le fonctionnement de cette porte n'est pas déterministe, puisqu'il est basé sur une post-sélection des évènements via la mesure des évènements de coïncidences. Ainsi, seule une partie des évènements est utile et l'efficacité de ces protocoles est donc intrinsèquement limitée.

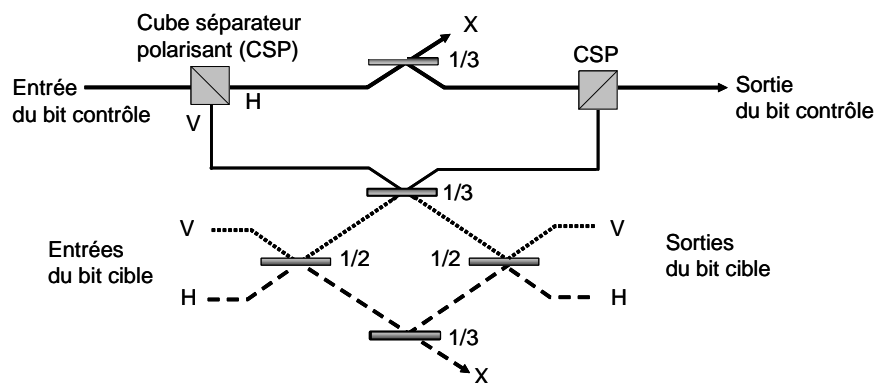


Figure 1.2 : schéma du principe d'opération de la porte CNOT tout-optique mise en œuvre dans [18]. Les valeurs de la réflectivité des lames séparatrices sont indiquées et les surfaces noires indiquent les surfaces sur lesquelles la réflexion s'accompagne d'un changement de signe.

1.2.2 Sources de photons indiscernables

Comme nous l'avons vu dans la précédente section, que ce soit pour la mise en œuvre de relais quantiques ou de portes logiques quantiques, il convient de pouvoir disposer d'une source efficace et déterministe de photons indiscernables.

Les premières sources de photons indiscernables réalisées exploitaient la fluorescence paramétrique : les photons qui interagissaient sur la lame étaient créés simultanément par génération paramétrique et possédaient donc une "histoire" commune. Ces expériences avec des photons paramétriques ont permis la première observation des interférences à deux photons par C.K. Hong, Z.Y. Ou, et L. Mandel [17] en 1987. Par la suite, elles ont permis, entre autres, la démonstration expérimentale de nombreuses idées fondatrices de la mécanique quantique, telles que la non-localité [26], ou bien des expériences de chronométrie du temps de transit des photons à travers barrière de potentiel photonique, avec une célérité effective superluminale [27].

Le processus d'interférence à deux photons observé par C.K. Hong, Z.Y. Ou, et L. Mandel [17] peut aussi être mis en œuvre à partir de deux photons uniques identiques émis par deux émetteurs différents ou bien émis séquentiellement par le même émetteur. A la différence des photons paramétriques, les photons qui participent aux processus d'interférence, sont émis séparément, n'ont pas d'histoire commune et sont indépendants. De tels émetteurs élémentaires peuvent être des atomes, des molécules ou bien des boîtes quantiques à semiconducteur. Toutefois, ces émetteurs interagissent avec leur environnement. Chaque photon unique rayonné sera alors « marqué » en longueur d'onde par les fluctuations auxquelles est soumis le dipôle pendant l'émission. En règle générale, ces processus de déphasage sont aléatoires, de sorte que les photons issus séquentiellement du même émetteur vont être marqués différemment. Ces photons seront donc discernables, à moins que la durée d'émission d'un photon soit beaucoup plus courte que le temps caractéristique d'interaction de l'émetteur avec l'environnement. Prenons l'exemple des boîtes quantiques. Une boîte quantique d'InAs dans une matrice de GaAs, maintenue à une température de 4 K, a une durée de vie radiative de l'ordre de 1,5 ns et un temps caractéristique d'interaction avec l'environnement de quelque dizaines à quelques centaines de picosecondes (voir chapitres 4 et 5). Autrement dit, pendant le processus d'émission, l'énergie de l'émetteur va changer (légèrement) plusieurs dizaines de fois, détruisant la cohérence du processus d'émission. On voit donc que les photons issus d'une telle source ne peuvent pas être indiscernables. La solution pour contourner ce problème est donnée par le couplage du dipôle émetteur au mode fondamental d'une cavité optique de très petit volume. Ce couplage permet de réduire la durée de vie de l'émetteur, de sorte que le photon est émis avant que les mécanismes de perte de cohérence n'interviennent. Cette idée a pu être mise en œuvre avec succès en isolant un atome [28] ou bien une boîte quantique unique [20, 21], dans une cavité optique et a constitué le point de départ de ce travail de thèse. Soulignons que le recours aux effets de cavité n'est nécessaire que lorsque les

processus de déphasage sont bien plus rapides que la durée de vie "naturelle" du dipôle émetteur. Récemment, des travaux sur atomes uniques dans des pièges dipolaires [29] et sur molécules uniques à basse température [30] ont permis la production de photons indiscernables sans recours aux effets d'ElectroDynamique Quantique en Cavité.

1.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté quelques généralités sur le traitement quantique de l'information, ainsi que certains avantages apportés par le traitement tout-optique de l'information quantique. Il est cependant nécessaire pour mettre en œuvre certains de ces dispositifs de traitement tout-optique de l'information quantique, de disposer, entre autres, de sources de photons indiscernables. Outre des applications prospectives dans le domaine de l'information quantique, ces sources pourraient surtout constituer un outil de base pour la réalisation d'expériences d'optique quantique originales, impliquant des concepts tels que la non-localité ou l'intrication.

Nous avons montré qu'une approche pour la réalisation de telles sources consiste à isoler un émetteur unique, tel qu'une boîte quantique, dans une cavité optique. La présence du résonateur optique permet d'accélérer le processus d'émission du photon, de sorte que le photon émis n'est pas « marqué » par les mécanismes de déphasage auxquels est soumis le dipôle émetteur. Le prochain chapitre sera consacré à la mise en œuvre de tels effets de cavité dans les matériaux semi-conducteurs.

2. Les résonateurs optiques et l'exaltation du taux d'émission spontanée

Dans des travaux pionniers, E. M. Purcell exprimait, dans un papier fort succinct publié en 1946, l'idée selon laquelle le taux d'émission spontanée d'un émetteur monochromatique dépend de son interaction avec son environnement électromagnétique [1]. Il suggérait alors que la dynamique d'émission spontanée d'un émetteur monochromatique en résonance spectrale avec un mode d'une cavité optique et placé sur le point où le champ électrique est maximum, était fonction du facteur de qualité Q du mode et de son volume effectif V . Depuis, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont permis l'émergence d'un nouveau domaine en physique : l'électrodynamique quantique en cavité [2-7], qui traite de l'interaction entre un dipôle émetteur et le mode d'une cavité optique. Les effets mis en jeu dans le cadre de cette thèse reposent sur le couplage d'un émetteur unique avec le mode d'une cavité tel que (1) la largeur spectrale du mode est très large par rapport à celle de l'émetteur ($Q_{em} \gg Q_{cav}$) et (2) la période τ_{Rabi} d'oscillations de Rabi est bien plus courte que le temps τ_{cav} d'échappement des photons hors de la cavité : on est alors en régime de couplage faible. Ce couplage, comme nous le verrons par la suite, peut conduire soit à un raccourcissement soit à un rallongement du taux de l'émission spontanée en fonction de la position spatiale et spectrale de l'émetteur dans la cavité.

Le choix du type de cavité, sa géométrie ainsi que sa qualité optique jouent un rôle primordial pour la mise en œuvre de tels effets. Pour observer une modification significative de la dynamique d'émission, il est nécessaire, entre autres, d'isoler le dipôle émetteur dans des cavités optiques de faible volume modal et de fort facteur de qualité. Or, la technologie de tels résonateurs a longtemps constitué un verrou important pour la mise en œuvre expérimentale de ces effets. Il a fallu attendre les années 1980 pour que les prédictions théoriques de E.M. Purcell soient confirmées par plusieurs observations

expérimentales, obtenue à partir d'atomes uniques émettant dans le domaine des micro-ondes [8-10]. Ces premières expériences remarquables ont été suivies par de nombreuses confirmations expérimentales, notamment dans le domaine des longueurs d'onde optiques [11]. Ce n'est que dans les années 1990 que ces effets seront transcrits dans le domaine des semiconducteurs [12].

Ce chapitre présente quelques éléments de la théorie de l'émission spontanée et de sa modification par l'environnement électromagnétique, à la fois d'un point de vue classique et d'un point de vue purement quantique. Par la suite, nous comparerons les performances de différents résonateurs semiconducteurs aujourd'hui fabriqués en terme d'exaltation de la dynamique d'émission spontanée. Nous concentrerons notre propos sur l'étude d'un type particulier de cavité optique semi-conductrice : les cavités micropiliers que nous avons utilisées dans le cadre de cette thèse. Nous mènerons une discussion qualitative sur les différentes approches possibles pour la modélisation des cavités de géométrie cylindrique et définirons les conditions de résonance de ces résonateurs, à l'aide de la méthode approximative des indices effectifs.

2.1. Théorie QED : Couplage d'un système à deux niveaux à un continuum de modes du champ électromagnétique et modification de l'émission spontanée (effet Purcell)

2.1.1. Modèle classique du taux d'émission

Dans le cadre de l'électrodynamique classique, un émetteur idéal peut être modélisé par un dipôle consistant en une charge q de masse m qui oscille de manière harmonique autour d'un point \vec{r}_1 , lui-même portant une charge $-q$. Ce dipôle dissipe son énergie en émettant un rayonnement électromagnétique, ce qui conduit à une atténuation de son amplitude d'oscillation et un décalage de sa fréquence. Ce phénomène, est responsable pour la durée finie d'oscillation de la charge et l'émission d'un train d'ondes électromagnétiques [13].

Une façon simple de calculer le taux de l'émission repose sur la conservation de l'énergie. L'énergie mécanique de l'oscillateur est donnée par :

$$E = \frac{1}{2} m a^2 \omega^2$$

où a est l'amplitude de l'oscillation, ω sa fréquence et m la masse de la particule oscillante. La puissance totale émise par le dipôle se déduit de l'expression du champ électromagnétique rayonné par le dipôle oscillant et peut être calculée comme :

$$P = \frac{q^2 a^2 \omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3}$$

où ϵ_0 et c sont la permittivité et la vitesse de la lumière dans le vide respectivement, q étant la charge du dipôle rayonnant. La conservation de l'énergie nous permet maintenant de déduire le taux de l'émission spontanée du dipôle comme :

$$\gamma_{\text{class}}^{(\text{vide})} = \frac{P}{E} = \frac{\omega^2 q^2}{6\pi\epsilon_0 m c^3}$$

Cette expression ne dépend pas du moment dipolaire et est constante pour des émetteurs de même fréquence ω .

2.1.2. Modèle quantique du taux d'émission spontanée

Lorsque un système quantique se trouve dans un état électronique propre, il ne possède pas de dipôle oscillant et ne devrait pas émettre. Son émission est alors qualifiée de spontanée et son déclenchement est attribué soit à l'interaction des fluctuations du point zéro du champ électromagnétique avec le dipôle de transition qui relie deux états électroniques, soit à la réaction du dipôle de transition au rayonnement qu'il génère [4,14,15].

Une description complète du modèle théorique peut être trouvée dans [14,16]. L'émetteur est modélisé comme un système à deux niveaux avec l'état excité initial i et l'état fondamental final f , d'énergies propres E_i et E_f ($E_f > E_i$). L'émission spontanée correspond à une transition d'un état initial discret $|i, 0_\mu\rangle$ (émetteur dans l'état excité i et zéro photon dans le mode μ de la cavité) à un continuum d'états finals $|f, 1_\mu\rangle$ (émetteur dans l'état fondamental f et 1 photon dans le mode μ de la cavité). Cette transition est induite par un hamiltonien d'interaction \hat{H}_i couplant l'émetteur et le continuum d'états du champ électromagnétique. Le taux de cette transition peut être calculé par la règle d'or de Fermi [17,18] :

$$\gamma^{(\text{cav})} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{\mu} \left| \langle f, 1_\mu | \hat{H}_i | i, 0_\mu \rangle \right|^2 \delta_{\Gamma_\mu}(\omega - \omega_\mu) \quad (2.1)$$

$$\text{avec } \delta_{\Gamma_\mu}(\omega' - \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_\mu/2}{(\omega' - \omega_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4} \text{ et } \sum_{\mu} \delta_{\Gamma_\mu}(\omega' - \omega_\mu) = \rho(\omega')$$

où ω est la fréquence angulaire de l'émetteur, ω_μ est la fréquence de résonance du mode μ et Γ_μ est un paramètre phénoménologique décrivant l'élargissement du mode μ , modélisé par une Lorentzienne. $\rho(\omega)$ désigne la densité d'états électromagnétiques à la fréquence ω . L'hamiltonien d'interaction, qui couple les deux niveaux, est donné par, $\hat{H}_i = q\hat{D}_{if} \cdot \hat{E}(\vec{r}_1)$, où on postule que l'émetteur est ponctuel et on néglige les termes multipolaires électrique d'ordre supérieur à deux et tous les termes multipolaires magnétiques [16]. En développant l'expression du champ $\hat{E}(\vec{r}_1)$ sur l'ensemble des modes de la cavité et en l'insérant dans (2.1), l'expression du taux d'émission spontanée peut être modifiée comme suit :

$$\gamma^{(cav)} = \frac{\pi}{\hbar\epsilon_0} \omega \sum_{\mu} |\hat{D}_{if} \cdot \vec{\alpha}_{\mu}(\vec{r}_1)|^2 \delta_{\Gamma_{\mu}}(\omega - \omega_{\mu}) \quad (2.2)$$

Ici, $\vec{\alpha}_{\mu}$ désigne la distribution du champ électrique du mode othonormé μ de la cavité et de fréquence ω_{μ} . Dans l'espace libre 3D, cette expression devient :

$$\gamma_{quant}^{(vide)} = \frac{\omega^3 q^2 |\hat{D}_{12}|^2}{6\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad (2.3)$$

où \hat{D}_{12} correspond à l'élément de transition entre les états 1 et 2 et $q\hat{D}_{12}$ est le moment dipolaire de la transition de l'émetteur.

On constate que les résultats des théories classique et quantique concernant le taux d'émission d'un dipôle dans l'espace libre sont radicalement différents. D'un coté, la théorie classique prévoit le même taux d'émission pour tout dipôle de même fréquence. En revanche, la théorie quantique prévoit un taux d'émission qui dépend de la fréquence optique et du moment dipolaire de transition de l'émetteur, ce qui est vérifié expérimentalement.

Toutefois, malgré l'incapacité de la théorie classique à fournir une valeur exacte pour le taux d'émission spontanée de différents émetteurs en espace libre, elle permet néanmoins de décrire la modification de la dynamique d'émission par l'environnement électromagnétique prévoyant des modifications identiques à celles de la théorie quantique, comme nous allons voir au paragraphe suivant.

2.1.3. Modification du taux d'émission dans une cavité

Sous l'action d'un champ électrique oscillant externe, le mouvement d'un dipôle classique sera gouverné par des oscillations forcées de pulsation et de constante d'amortissement différentes de celles définies dans l'espace libre. Ainsi la présence du

champ externe induit une modification du taux d'émission et un décalage de la fréquence du rayonnement. Lorsque l'on isole le dipôle émetteur dans une cavité optique ou qu'on le place à proximité d'un miroir, ce champ externe n'est autre que le propre champ rayonné par le dipôle, réfléchi par les parois et interfaces [4-7]. Le champ électrique total (indexé par cav) est alors donné par la somme des contributions du champ émis dans le vide (indiqué par vide) plus le champ réfléchi par la cavité (indiqué par ref) :

$$\vec{E}^{(cav)}(\vec{r}, t) = \frac{qxk^3}{4\pi\epsilon_0} \vec{F}^{(cav)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega) e^{-i\omega t}$$

$$\text{avec } \vec{F}^{(cav)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega) = \vec{F}^{(vide)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega) + \vec{F}^{(ref)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega)$$

où x est l'amplitude de l'oscillation du dipôle émetteur, \vec{r} est le point d'observation, \vec{r}_1 la position du dipôle et \vec{p} la direction du moment dipolaire. L'équation d'évolution du dipôle qx est celle d'un oscillateur harmonique forcé par un terme ($q\vec{E}^{(cav)}$) dû au champ électrique présent dans la cavité:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \omega^2 x \frac{kq^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \left[\vec{p} \cdot \vec{F}^{(vide)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega) + \vec{p} \cdot \vec{F}^{(ref)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega) \right]$$

Ici, ω_0 désigne la fréquence observable d'oscillation du dipôle émetteur en absence de champ externe ($q=0$). Or, au regard de l'analyse présentée dans les paragraphes 2.1.1 et 2.1.2, le champ émis par le dipôle, quand il rayonne dans le vide (le champ rayonné correspond alors à la composante $\vec{F}^{(vide)}$), résulte dans l'atténuation de l'amplitude d'oscillation du dipôle avec un taux $\gamma^{(vide)}$ et dans le décalage spectral de sa fréquence d'oscillation. L'équation de mouvement peut donc être modifiée comme suit :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma^{(vide)} \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = \omega^2 x \frac{kq^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \left[\vec{p} \cdot \vec{F}^{(ref)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega) \right]$$

Une solution possible de cette équation différentielle est de la forme suivante :

$$x(t) = x_0 e^{-i\Omega t}$$

En introduisant cette solution dans l'équation d'évolution temporelle, on peut déduire l'expression de la fréquence complexe Ω suivante :

$$\Omega \approx \omega - i \frac{\gamma^{(vide)}}{2} - \frac{3\gamma^{(vide)}}{4} \vec{p} \cdot \vec{F}^{(ref)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega)$$

La partie imaginaire de Ω est responsable pour l'atténuation des oscillations et la partie réelle pour le décalage en fréquence, ce qui conduit à :

$$\gamma^{(cav)} = \gamma^{(vide)} + \gamma^{(ref)} = \gamma^{(vide)} + \frac{3\gamma^{(vide)}}{2} \text{Im}(\vec{p} \cdot \vec{F}^{(ref)}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega))$$

et

$$\delta\omega^{(\text{ref})} = \frac{3\gamma^{(\text{vide})}}{4} \text{Re}(\vec{p} \cdot \vec{F}^{(\text{ref})}(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{p}, \omega))$$

Notons que ces équations, décrivant la modification du taux d'émission et le décalage en fréquence dus au champ réfléchi, ont été obtenues dans un cadre strictement classique. Néanmoins, si l'expression $\gamma^{(\text{vide})}$ est substituée par $\gamma_{\text{quant}}^{(\text{vide})}$ (2.3), les expressions restent valables et décrivent bien la modification du taux d'émission spontanée (et le décalage en fréquences) d'un dipôle quantique à l'intérieur d'une cavité.

Lorsque l'émetteur est dans une cavité, il est plus aisé de reformuler le décalage en fréquence et l'atténuation de l'amplitude du dipôle en fonction du champ transverse des modes optiques de cette cavité [18, 21]. Ainsi, en développant l'expression du champ sur une base de modes transverses, on obtient l'expression suivante pour le taux de l'émission spontanée :

$$\gamma^{(\text{cav})} = \frac{3\pi^2 c^3 \gamma^{(\text{vide})}}{\omega^2} \sum_{\mu} |\vec{p} \cdot \vec{\alpha}_{\mu}(\vec{r}_1)|^2 \delta_{\Gamma_{\mu}}(\omega' - \omega_{\mu})$$

Dans cette expression, ω' est la fréquence angulaire de l'émetteur et ω_{μ} celle du mode μ de la cavité. Le taux de l'émission spontanée va donc dépendre :

- i. du désaccord, $\omega' - \omega_{\mu}$, entre les fréquences des modes et du dipôle, à travers $\delta_{\Gamma_{\mu}}$
- ii. de l'orientation du dipôle par rapport aux modes transverses et l'intensité du champ à l'emplacement du dipôle, par le biais du produit scalaire $\vec{p} \cdot \vec{\alpha}_{\mu}$

La rapport du taux de l'émission spontanée dans la cavité au taux dans le vide (modification de l'émission spontanée) est alors défini comme le Facteur de Purcell, F_p [1]:

$$F_p = \frac{\gamma^{(\text{cav})}}{\gamma^{(\text{vide})}} = \frac{3\pi^2 c^3}{\omega^2} \sum_{\mu} |\vec{p} \cdot \vec{\alpha}_{\mu}(\vec{r}_1)|^2 \delta_{\Gamma_{\mu}}(\omega' - \omega_{\mu}) \quad (2.4)$$

Cette fonction prend la valeur minimale de zéro quand le dipôle se trouve à un nœud du champ (inhibition de l'émission spontanée). Dans le cas particulier où le dipôle est en résonance spectralement avec un seul mode de la cavité, ($\omega_{\mu} = \omega'$ et $\mu=1$), cette expression se réduit à :

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} Q_{\mu}^{(\text{cav})} \lambda_{\mu}^3 |\vec{p} \cdot \vec{\alpha}_{\mu}(\vec{r}_1)|^2$$

où $Q_{\mu}^{(\text{cav})}$ est le facteur de qualité du mode défini par le ratio ω/Γ_{μ} . Pour un dipôle colinéaire avec le champ électrique et placé au maximum de l'intensité du champ électrique, l'expression se simplifie encore avec la définition du volume effectif du mode:

$$V_{\mu}^{\text{eff}} = |\vec{\alpha}_{\mu}(\vec{r}_1)|^{-2}$$

Dans ce contexte, le facteur d'accélération du processus d'émission spontanée s'écrit :

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q_\mu^{(cav)} \lambda_\mu^3}{V_\mu^{eff}} \quad (2.5)$$

L'expression (2.5) rejoint ici l'expression du facteur proposé par Purcell en 1946. Elle donne les clés du contrôle de l'émission spontanée. Pour accélérer la dynamique d'émission spontanée d'un émetteur dipolaire, il faudra isoler un émetteur unique de moment dipolaire colinéaire au champ électrique et le placer au maximum spectralement et spatialement du mode d'une cavité optique de grand facteur de qualité et de faible volume modal. Cette même expression peut également être obtenue dans un traitement purement quantique.

2.1.4. Limite de validité du couplage faible

Le raisonnement mené jusqu'à présent, nous place dans un contexte perturbatif qui autorise l'application de la Règle d'Or de Fermi. On est alors dans le régime dit de couplage faible. Il est nécessaire de revenir sur les limites de validité de cette approche. Une des conditions suffisantes à l'emploi de l'approche perturbative utilise comme critère les largeurs de raie du système : la largeur de raie naturelle $\delta\omega_{dip}$ de la transition dipolaire, l'élargissement homogène $\delta\omega_{hom}$ lié aux processus déphasants subis par le dipôle à travers les interactions avec son environnement et la largeur à mi-hauteur $\delta\omega_\mu$ du mode μ . Pour rester dans le régime de couplage faible, il faut que la transition dipolaire voit un véritable continuum, ce qui impose l'inégalité suivante :

$$Q_\mu^{(cav)} = \frac{\omega_\mu}{\delta\omega_\mu} \ll \frac{\omega'}{\delta\omega_{dip} + \delta\omega_{hom}} = Q_{dip}$$

où Q_{dip} peut être interprété comme le facteur de qualité de la transition.

Toutefois, cette condition n'est pas suffisante. Il convient de tenir compte du déplacement spectral $\delta\omega^{(ref)}$ de l'énergie de transition du dipôle provoquée par l'interaction lumière-matière. Ce déplacement spectral doit être bien inférieur à la largeur du mode, sans quoi on ne saurait parler de simple perturbation du dipôle dont la pulsation d'oscillation n'est plus dans la résonance de la cavité... Cette deuxième contrainte peut alors s'écrire :

$$\delta\omega_\mu \gg \delta\omega^{(ref)}$$

Remarquons que si le respect de ces deux conditions implique que nous soyons en régime de couplage faible, leur non-respect ne signifie pas que nous soyons en régime de couplage fort. En régime de couplage fort, l'interaction entre l'émetteur et le

champ électromagnétique mélange les états des deux systèmes pour créer deux nouveaux états propres séparés en énergie, superposition en phase et en opposition de phase des deux états originels. Ces états propres peuvent être décrits comme résultant de l'oscillation périodique de l'énergie entre les états des deux systèmes. Pour établir ces états propres, il est nécessaire que le temps d'échappement des photons, ainsi que la durée de vie du dipôle émetteur soient bien plus longs que la période caractéristique des oscillations Ω_R .

2.2. Comparaison des caractéristiques optiques de différents résonateurs semiconducteurs

Le choix du type de résonateur optimal pour réduire la durée de vie d'une boîte quantique repose sur différentes exigences : il est nécessaire de concevoir une cavité qui peut fournir des grands facteurs de Purcell pour réduire la durée de vie de la boîte quantique et permettre une extraction efficace des photons émis. De plus, la réalisation d'une telle cavité doit mettre en jeu une technologie relativement aisée. Dans ce paragraphe, nous allons comparer les qualités optiques des cavités les plus répandues sans se soucier des problèmes de fabrication technologiques qui seront décrits au chapitre suivant. La discussion se limitera aux cavités semiconductrices III - V du fait que les émetteurs utilisés dans le cadre de cette thèse sont des boîtes quantiques InAs dans du GaAs.

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que l'amplitude de la modification de la dynamique d'émission spontanée par la cavité, quantifiée par le facteur de Purcell, est directement proportionnelle à son facteur de qualité, Q , et inversement proportionnelle au volume effectif, V_{eff} , du mode auquel l'émetteur est couplé. Il est donc souhaitable d'utiliser un résonateur qui possède le plus grand rapport Q sur V_{eff} possible. Nous allons discuter des avantages et des inconvénients de 3 types de cavités dont la fabrication est possible dans notre laboratoire.

- **Cavités à Cristaux Photoniques :**

Les cristaux photoniques formés d'un arrangement périodique de trous, utilisent une variation périodique de l'indice de réfraction entre le semiconducteur et l'air pour créer des bandes interdites pour le champ électromagnétique, permettant ainsi de façonner la densité d'états du champ électromagnétique. Pour des raisons d'ordre

technologique, les cavités à cristaux photoniques réalisées à ce jour pour mettre en œuvre des effets d'ElectroDynamique Quantique en Cavité, sont principalement formées d'un cristal photonique bidimensionnel percé dans une membrane suspendue ou reposant sur une couche d'oxyde : le confinement dans la direction verticale est un confinement réfractif exploitant des effets de guidage dans la membrane et le confinement dans la direction latérale est induit par la présence du cristal photonique. Selon le dessin de cavité utilisé, des résonateurs bordés par des cristaux photoniques sont le siège de modes de très petit volume (pouvant atteindre des valeurs inférieures à $0.5 (\lambda/n)^3$, λ désignant la longueur d'onde et n l'indice de réfraction du milieu de propagation) et/ou de facteur de qualité très élevé (de l'ordre de 10^4 dans le système III-V et 6×10^5 dans le Si). Citons notamment les résultats spectaculaires obtenus récemment sur Si, avec la fabrication de résonateurs à cristal photonique bidimensionnel sur membrane d'un volume modal de l'ordre de $1.2 (\lambda/n)^3$ et des facteurs de qualité d'environ 6×10^5 [20]. De ce fait, les cristaux photoniques apparaissent actuellement comme le meilleur candidat pour le contrôle de l'interaction entre la lumière et la matière. T. Yoshie *et al.* ont réussi à observer en 2004 le couplage fort entre une boîte quantique et le mode d'une cavité à cristal photonique [21] ; A. Kress *et al.* ont observé en 2005 l'exaltation et l'inhibition partielle de l'émission spontanée sur un ensemble de boîtes dans une cavité de type H1 [22]. Au sein même de notre équipe, Stéphane Laurent a récemment montré la génération de photons uniques indiscernables avec un taux d'indiscernabilité de 72% issus d'une boîte quantique InAs couplée au mode d'une cavité H1 (un trou manquant dans un cristal photonique parfait) et soumise à l'effet Purcell, grâce à une accélération d'un facteur 28 de la dynamique d'émission spontanée [23].

Toutefois, de nombreuses questions sur l'efficacité d'extraction de la lumière hors d'une cavité dans un cristal photonique sur une membrane suspendue, restent partiellement résolues à ce jour : Quelle est la fraction de la lumière émise dans le mode de cavité? Dans le cas d'une émission hors du plan de la cavité, avec quelle efficacité la lumière émise peut-elle être collectée via un objectif de microscope ou une fibre par exemple?... D'autre part, la modélisation de ces structures est relativement complexe puisqu'il n'est pas possible de trouver des expressions analytiques pour le champ électromagnétique, et parmi les approches numériques employées, les simulations numériques 3D demandent beaucoup de temps de calcul [24].

- **Les cavités micro-disques :**

Les micro-disques supportent des modes dits de galerie qui sont confinés à la périphérie de la cavité par réflexion interne totale. Les pertes associées à ces résonances peuvent être très faibles et par conséquent les facteurs de qualité sont très

élevés [25, 26]. Le volume des modes de galerie dans les micro-disques est typiquement de l'ordre de $5(\lambda/n)^3$. L'inconvénient majeur de ce type de cavité est la contre-partie des forts facteurs de qualités obtenus dans ces résonateurs : la lumière est émise dans le plan du disque par couplage des ondes évanescentes aux modes propagatifs du vide, ce qui rend sa collection très délicate. Une solution très intéressante, mais en pratique très difficile à mettre en œuvre, repose sur le couplage de la lumière véhiculée par le mode de galerie à un guide ruban ou une fibre placée à proximité par onde évanescente [27].

L'exaltation de l'émission spontanée d'un ensemble de boîtes quantiques InAs couplée au mode de galerie d'un micro-disque a été observée pour la première fois par B. Gayral *et al.* en 2001 [28]. Depuis, la réduction de la durée de vie d'une boîte unique dans un microdisque a été observée par A. Kiraz *et al.* [29]. Plus récemment, le couplage fort entre une boîte à fluctuations d'interface et le mode fondamental d'une cavité micro-disque a été observé par E. Peter *et al.* [30]

- **Les cavités micro-pilier :**

Les micropiliers sont obtenus en gravant une microcavité planaire fermée par deux miroirs de Bragg. Le confinement du champ électromagnétique dans ces structures repose sur deux mécanismes : verticalement, il tire parti de la diffraction par les miroirs de Bragg et latéralement, de la réflexion totale interne aux interfaces air/semi-conducteur. Les volumes modaux accessibles dans ces structures peuvent être très faibles (de l'ordre de quelques $(\lambda/n)^3$ pour des diamètres submicroniques). Quant aux facteurs de qualité, ils peuvent atteindre des valeurs relativement élevées, atteignant les 12000 pour des diamètres de quelques microns [31]. Les micro-piliers utilisés pour la génération de photons indiscernables dans le cadre de cette thèse présentent des volumes effectifs de l'ordre de quelques $(\lambda/n)^3$ et des facteurs de qualité de 1500. Ces valeurs indiquent que les micropiliers peuvent être le siège d'effets d'ElectroDynamique Quantique en Cavité importants, permettant d'envisager l'obtention de facteurs de Purcell élevés pouvant atteindre quelques centaines ou bien l'observation du régime de couplage fort. De plus, l'extraction des photons, qui s'effectue le long de l'axe du pilier, peut être élevée : l'efficacité de collection de la lumière issue des piliers peut en effet dépasser les 70% [32]. Enfin, la modélisation des énergies de résonance de ces structures peut se faire relativement facilement par la méthode approchée des « indices effectifs » (voir paragraphe suivant). Le facteur de qualité et le volume effectif théorique peuvent être obtenus en utilisant un modèle exact [31,33,34] plus complexe mais qui reste considérablement plus simple que les

méthodes uniquement numériques auxquelles il est nécessaire de recourir pour l'étude des cavités à cristaux photoniques. Au regard de l'ensemble de ces attendus (fort facteur de Purcell, grande efficacité d'extraction...), nous avons donc retenu la géométrie de type micropilier pour nos cavités.

C'est avec une cavité de ce type que J. M. Gérard *et al.* ont pu obtenir en 1998 la première observation de l'effet Purcell dans les semiconducteurs, en insérant un ensemble de boîtes dans le corps de la cavité [35]. Plus récemment, des photons uniques indiscernables ont été générés en couplant une boîte InAs au mode fondamental d'un pilier d'abord par C. Santori *et al.* [36] et par la suite par S. Varoutsis *et al.* [37]. Enfin, en 2004, le couplage fort entre une boîte d'InAs et le mode fondamental d'une cavité micro-pilier a été observé par H. P. Reithmaier *et al.* [31].

Un résumé des performances de ces différentes cavités à l'état de l'art aujourd'hui est présenté dans le tableau ci-dessous.

	Cristaux Photoniques	Micro-disques	Micro-piliers
Photons indiscernables	LPN [23] (efficacité ~72 %)	Non	Stanford [36] (efficacité ~67 %) LPN [37] (efficacité ~76 %)
Dédoublage de Rabi	CalTech [21]	LPN [30]	Würzburg [31]
Facteur de Purcell mesuré sur boîte unique	LPN [23] (F~28)	UCSB [29] (F~6)	Stanford [36] (F~9) LPN [37] (F~25)
Efficacité d'extraction	??	Très faible	Pouvant atteindre plus de 70%

Nous avons vu en début de chapitre que le calcul théorique du facteur de Purcell passe par une étude modale du résonateur. Il est notamment nécessaire de pouvoir préciser les conditions de résonance ainsi que les caractéristiques modales de la cavité (facteur de qualité et volume modal effectif). Le paragraphe suivant propose une discussion qualitative des différentes approches qui permettent de calculer les facteurs de qualité et les volumes effectifs des différents modes. Par la suite, le paragraphe se

concentrera sur l'analyse des cavités de type micro-pilier via la méthode des indices effectifs.

2.3. Les modes des guides et des résonateurs

2.3.1. Les différentes méthodes de calcul modal

Le calcul des modes propres d'un résonateur n'est pas un problème simple. Sa complexité dépend beaucoup de la géométrie de l'objet étudié. Pour certaines géométries, il existe des solutions analytiques exactes pour les modes, mais pour la plupart des résonateurs tridimensionnels, l'utilisation de méthodes numériques est nécessaire.

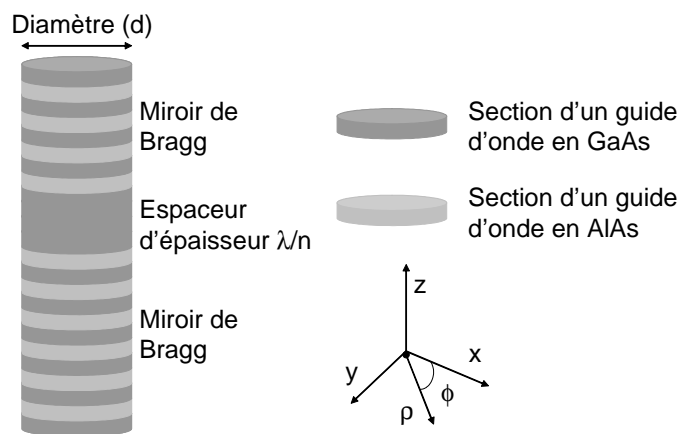


Figure 2.1 : Cavité de géométrie cylindrique. Les miroirs de Bragg sont formés par une alternance de guides cylindriques de GaAs et d'AlAs. La propagation se fait dans la direction z .

Dans le cadre de cette thèse, on s'intéressera simplement aux cavités de type micropilier. Ces cavités sont des cavités de géométrie cylindrique comportant une couche d'épaisseur λ/n bornée par deux miroirs de Bragg (Figure 2.1). Plusieurs méthodes existent pour analyser ce type de résonateur.

La résolution des équations de Maxwell dans ces résonateurs peut être réalisée par des méthodes purement numériques, telle que la méthode des différences finies portant sur les variables spatiales et la variable temporelle (FDTD pour Finite-Difference Time-Domain) [24]. Le principe de cette méthode est de définir au préalable un espace de travail (une partie de l'espace) dans laquelle on souhaite étudier la propagation du

champ électromagnétique, d'introduire un champ électromagnétique à l'instant $t=0$ puis de calculer la distribution spatiale du champ électromagnétique se propageant dans cette partie de l'espace à différents pas du temps. Cette approche, qui fournit une analyse exacte de la structure modale du résonateur, nécessite souvent des temps de calcul très longs. Par ailleurs, elle peut difficilement être associée à une analyse physique des mécanismes de propagation et de pertes mis en jeu.

Une méthode plus directe consiste à modéliser chaque couche comme un guide d'onde cylindrique. Le champ électromagnétique se propageant dans un guide d'onde peut alors se décomposer sur une base des modes propres (modes normaux) du guide. Aux interfaces entre les différentes couches, le champ passe d'un guide au suivant via le couplage entre leurs modes. Cette approche est particulièrement adaptée à l'utilisation d'un formalisme matriciel [38, 39], extension des formalismes matriciels utilisés pour l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques planes dans des structures laminaires planaires [40, 41]. La propagation le long des guides est faite via une matrice de propagation, et le passage entre deux guides par le biais d'une matrice de projection. La matrice de projection est basée sur le produit scalaire entre les modes des guides. Le formalisme matriciel appliqué aux guides d'ondes demande moins de temps de calcul que les méthodes numériques de simulation de type FDTD et donne des solutions exactes pour les modes de la structure. Néanmoins sa programmation peut être relativement difficile.

Une autre approche pour résoudre les équations de Maxwell de manière rigoureuse dans ces cavités optiques est dérivée de la méthode modale de Fourier [33, 34]. Elle consiste à périodiser numériquement la structure étudiée, puis appliquer la méthode exacte des ondes couplées initialement développée pour l'analyse de la diffraction par des réseaux [42]. En disposant des couches absorbantes parfaitement adaptées aux bords de la fenêtre de calcul, cette méthode permet de calculer les modes dans les différentes tranches homogènes de la structure. Ceux-ci sont ensuite « raccordés » les uns aux autres suivant l'algorithme numériquement stable de la matrice de diffraction S , donnant ainsi accès à la réflectivité, à la transmission et aux pertes de la structure. En outre, cette approche offre des temps de calcul largement plus courts que les méthodes discrétisant l'espace, telle que la méthode des éléments finis, tout en donnant un résultat exact.

L'ensemble de ces méthodes fournit une description complète des propriétés optiques des résonateurs : énergie de résonance des modes, facteur de qualité et volume modal. Une façon plus simple de calculer l'énergie de résonance des modes d'une cavité tridimensionnelle est d'utiliser la méthode des indices effectifs. Cette approche consiste à calculer les modes de la cavité unidimensionnelle en utilisant des

indices effectifs à la place des indices réels des matériaux. L'utilisation des indices effectifs introduit indirectement le confinement latéral dû à la réduction du diamètre des guides en prenant en compte l'inclinaison du vecteur d'onde, \vec{k} , pour les diamètres réduits. L'indice effectif est défini formellement par le rapport du vecteur d'onde longitudinal de l'onde guidée, k_z , au vecteur d'onde dans le vide, k_0 , correspondant à l'onde guidée :

$$n_{\text{eff}} = \frac{k_z}{k_0} = \frac{k_z}{k} n \quad (2.6)$$

où n est l'indice réel du cœur du guide. Dans le cas particulier de la structure de la Figure 2.1, la cavité unidimensionnelle est une cavité plane (dont le diamètre est très grand devant l'extension spatiale du mode) dont les modes peuvent être facilement calculés en utilisant le formalisme présenté dans [40, 41].

2.3.2. Conditions de résonance des micropiliers

Les conditions de résonance des résonateurs sont obtenues à partir du calcul de l'énergie de résonance des différents modes de la cavité cylindrique en fonction de son diamètre. Ce calcul est mené en trois étapes :

- i. Calcul des indices effectifs, n_{eff} , correspondants aux modes des guides de GaAs et d'AlAs pour chaque diamètre en fonction de la fréquence de l'onde guidée. Dans cette étape, on prend en compte la discrétisation de la composante transverse, k_p , du vecteur d'onde.
- ii. Calcul de la résonance d'une cavité plane en utilisant les indices effectifs calculés dans (i) à la place des indices de réfraction réels des matériaux. Ceci nous donne l'énergie de résonance en fonction de l'énergie de l'onde guidée pour chaque diamètre. Dans cette étape, on prend en compte la discrétisation de la composante longitudinale, k_z , du vecteur d'onde.
- iii. La résonance de chaque cavité cylindrique est à l'énergie pour laquelle les conditions limites radiales (i) et longitudinales (ii) sont respectées simultanément. Autrement dit, la cavité va résonner à une fréquence qui permet à la fois une onde guidée et une résonance longitudinale.

L'approximation principale de cette méthode porte sur l'hypothèse d'un recouvrement parfait entre les modes des couches successives. Ceci est vrai pour des guides de diamètre grand devant l'extension latérale du mode, donc un confinement latéral faible. De plus, le recouvrement des modes décroît considérablement pour des guides d'indice très différent, par exemple GaAs (3.52) et AlOx (1.6). Dès lors, les

résultats obtenus avec cette méthode approchée seront de moins en moins précis pour des cavités de petit diamètre et de fort contraste d'indice entre les couches successives. Néanmoins, les valeurs théoriques obtenues pour l'énergie d'émission en fonction du diamètre des résonateurs par cette méthode sont très proches des valeurs expérimentales présentées dans le chapitre 5.

2.3.2.1. Le guide d'onde cylindrique

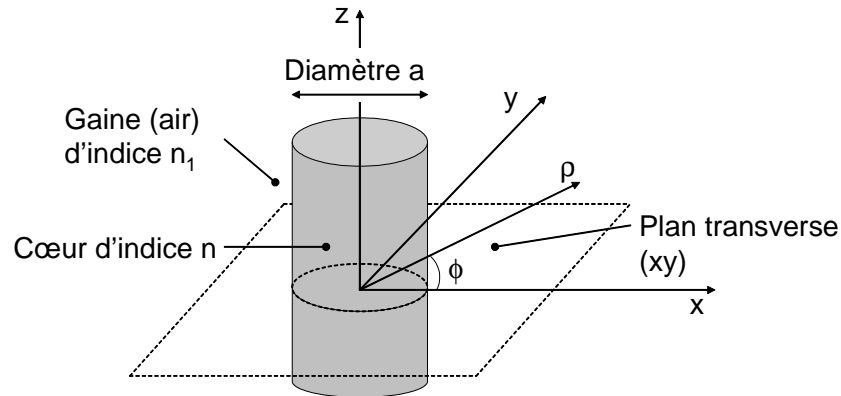


Figure 2.2 : Guide de géométrie cylindrique. La direction de propagation de l'onde guidée est suivant z

Le point de départ de cette analyse sera le guide cylindrique diélectrique. La solution de la condition de guidage (équation de dispersion) va permettre d'obtenir l'indice effectif d'un guide de diamètre donné en fonction de l'énergie de l'onde guidée. Pour des raisons de symétrie du guide, le champ électromagnétique et tout autre vecteur caractérisant l'onde électromagnétique sont décomposés dans leurs composantes transverses et longitudinales [42]. Dans un guide cylindrique de hauteur infinie (Figure 2.2), la composante longitudinale, k_z , du vecteur d'onde n'est pas discrétisée et dépend de manière continue de la fréquence de l'onde guidée. La composante radiale, k_ρ , est discrète à cause des conditions aux limites imposées par le guide et sa valeur pour chaque mode dépend du diamètre du guide. A l'intérieur du guide, les deux composantes du vecteur d'onde sont reliées par :

$$k_z^2 + k_\rho^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (2.7)$$

A l'extérieur du guide, les deux composantes du vecteur d'onde sont reliées par :

$$k_z^2 + (k_\rho^{\text{clad}})^2 = (k^{\text{clad}})^2 = \omega^2 \mu_{\text{clad}} \epsilon_{\text{clad}}$$

où $k_\rho^{\text{(clad)}}$ est purement imaginaire : l'onde décroît exponentiellement dans la direction transverse à l'extérieur du guide.

Les deux équations de Maxwell rotationnelles peuvent être maintenant exprimées en quatre équations : deux d'entre elles sont des équations homogènes de Helmholtz pour les composantes longitudinales des champs (indice z), et les deux autres expriment les champs transverses (indice t) en fonction des champs longitudinaux :

$$\left[\nabla_t^2 + \omega^2 \mu \epsilon - k_z^2 \right] E_z = 0 \quad \text{et} \quad \left[\nabla_t^2 + \omega^2 \mu \epsilon - k_z^2 \right] H_z = 0$$

$$E_t = \frac{1}{\omega^2 \mu \epsilon - k_z^2} \left[\nabla_t \frac{\partial E_z}{\partial z} + i \omega \mu \nabla_t \times H_z \right] \quad \text{et} \quad H_t = \frac{1}{\omega^2 \mu \epsilon - k_z^2} \left[\nabla_t \frac{\partial H_z}{\partial z} + i \omega \epsilon \nabla_t \times E_z \right]$$

(2.8)

(2.9)

La symétrie cylindrique des guides considérés nous amène à transposer les équations d'onde pour E_z et H_z depuis le système des coordonnées cartésiennes vers le système des coordonnées cylindriques :

$$\left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k_p^2 \right] E_z = 0$$

Les solutions de cette équation sont des fonctions de Bessel, $J_m(k_p \rho)$ [44] multipliées par des sinusoïdes. Ainsi, à l'intérieur d'un guide cylindrique diélectrique, le champ longitudinal est donné par :

$$E_z = A J_m(k_p \rho) \cos m \phi e^{i k_z z} \quad (2.10) \quad \text{et} \quad H_z = A J_m(k_p \rho) \sin m \phi e^{i k_z z} \quad (2.11)$$

À l'extérieur du guide, le champ, qui doit être évanescent dans la direction radiale ρ puisque k_p^{clad} est imaginaire, est donné par :

$$E_z = C H_m(k_p^{\text{clad}} \rho) \cos m \phi e^{i k_z z} \quad (2.12) \quad \text{et} \quad H_z = D H_m(k_p^{\text{clad}} \rho) \sin m \phi e^{i k_z z} \quad (2.13)$$

En insérant ces expressions du champ dans les expressions 2.8 et 2.9, on obtient les champs transverses en fonction des champs longitudinaux à l'intérieur et à l'extérieur du guide. La condition de guidage est dérivée de la continuité du champ longitudinal et du champ transverse à l'extrémité du guide, $\rho = a/2$. On a donc quatre équations avec quatre inconnues qui fournissent l'équation de dispersion suivante :

$$\left[\frac{J'_m(\mu)}{\mu J_m(\mu)} + \frac{H'_m(\gamma)}{\gamma H_m(\gamma)} \right] \left[\frac{J'_m(\mu)}{\mu J_m(\mu)} + \frac{N_{\text{clad}}^2}{N^2} \frac{H'_m(\gamma)}{\gamma H_m(\gamma)} \right] - \left(\frac{m \beta}{N} \right)^2 \left(\frac{V}{\mu \gamma} \right)^4 = 0$$

avec

$$V = k_0 \frac{a}{2} \sqrt{n^2 - n_{\text{clad}}^2} \quad N = \frac{n}{\sqrt{n^2 - n_{\text{clad}}^2}} \quad N_{\text{clad}} = \frac{n_{\text{clad}}}{\sqrt{n^2 - n_{\text{clad}}^2}}$$

$$\mu = \frac{k_p a}{2} \quad \beta = \frac{a k_z}{2V} = \sqrt{n^2 - \frac{\mu^2}{V^2}} \quad \gamma = \frac{k_{\text{clad}} a}{2} = \sqrt{V^2 - \mu^2}$$

La solution de cette équation de dispersion nous donne μ (autrement dit k_p) pour un diamètre de guide donné en fonction de l'énergie de l'onde guidée. Le remplacement des

dérivées des fonctions de Bessel par une expression récursive de fonction de Bessel permet la résolution numérique de cette équation. Connaissant μ , l'expression 2.7 nous donne k_z en fonction de l'énergie de l'onde guidée et l'expression 2.6 donne l'indice effectif.

La figure 2.3 présente l'indice effectif des deux premiers modes, HE_{11} et HE_{01} , du guide cylindrique en fonction du diamètre du guide et de la longueur d'onde de l'onde guidée. L'indice effectif des guides de GaAs et d'AlAs commence à dévier des indices des matériaux massif correspondants en dessous d'un diamètre de $2\mu\text{m}$. Le taux de changement des indices augmente avec la diminution du diamètre. Ainsi, pour des guides inférieurs à 800 nm de diamètre, un petit changement du diamètre va donner lieu à un grand changement de l'indice effectif. Comme on va voir par la suite, ceci entraîne un grand décalage en énergie des modes propres du résonateur de type micro-pilier. Plus précisément, on peut déjà indiquer que la réduction du diamètre entraînera un décalage des énergies de résonance vers les hautes énergies par rapport à la cavité planaire : une diminution de l'indice effectif signifie, au premier ordre, un décalage vers le bleu des longueurs d'onde de résonance.

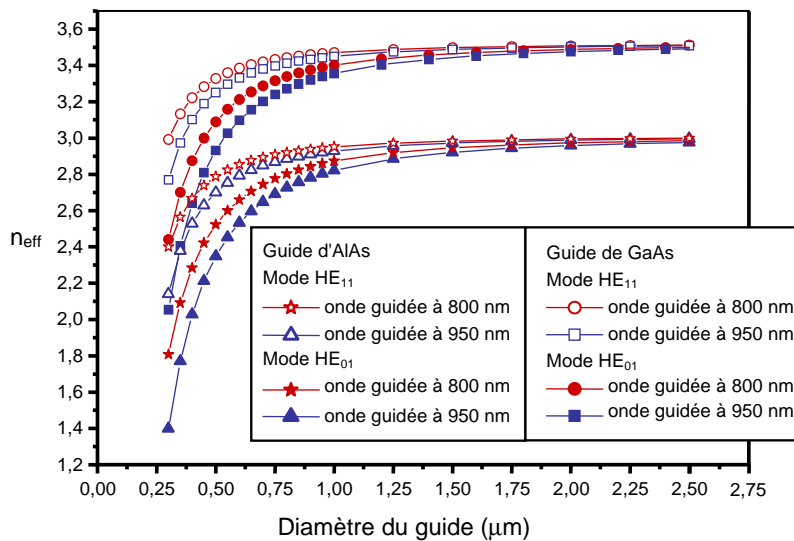


Figure 2.3 : Indices effectifs des guides GaAs et AlAs en fonction du diamètre pour une onde guidée de 1.55eV (800nm) et 1.3053eV (950nm).

2.3.2.2. Les modes des résonateurs cylindriques

Les indices effectifs des guides d'AlAs et de GaAs, obtenus dans le paragraphe précédent, permettent le calcul des énergies possibles de résonance des cavités

planaires (Figure 2.1 avec $d \gg \lambda$). Ceci est effectué via un programme développé au laboratoire par Robert Kuszelewicz. Le programme utilise un formalisme matriciel pour la propagation des ondes électromagnétiques planes dans des milieux stratifiés planaires [41, 42], qui est particulièrement simple à mettre en œuvre. La grandeur physique calculée est la réflectivité de la structure. La Figure 2.4 montre les énergies de résonance possibles en fonction de l'énergie de l'onde guidée pour le mode fondamental des cavités (mode à plus basse énergie), HE_{11} . Pour un diamètre de pilier donné, chaque mode résonne la fréquence pour laquelle la fréquence de résonance de la cavité coïncide avec la fréquence de l'onde guidée.

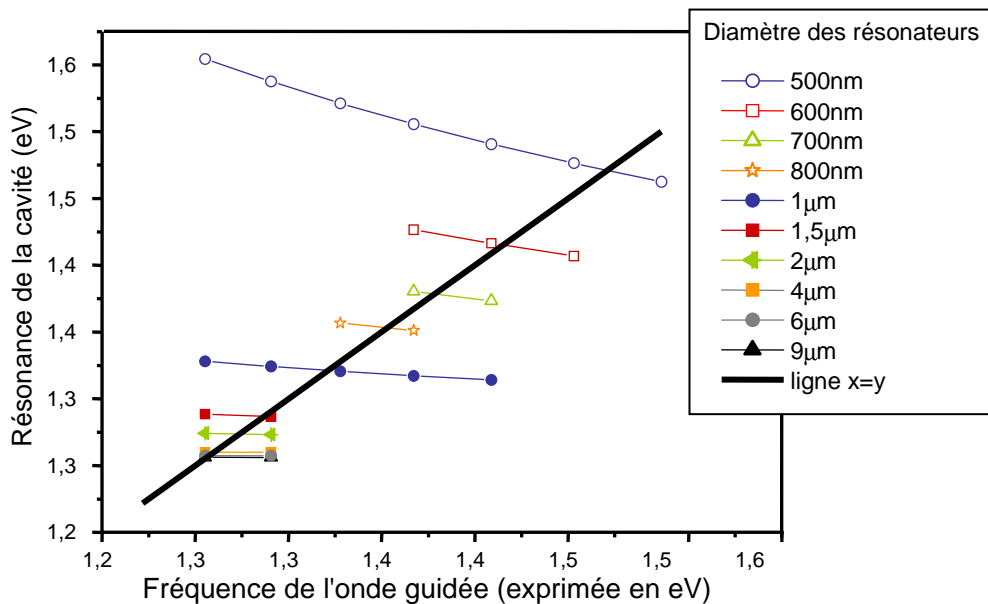


Figure 2.4 : Fréquences de résonances possibles du mode fondamental HE_{11} , pour des cavités de diamètre donné, en fonction de l'énergie de l'onde guidée. L'intersection avec la ligne $y=x$ donne l'énergie de résonance de chaque cavité.

On peut alors tracer les énergies de résonance des deux modes de plus basse énergie, HE_{11} et HE_{01} , en fonction du diamètre des piliers, comme cela est présenté sur la figure 2.5. Cette courbe, obtenue avec le modèle simple des indices effectifs, sera comparée avec les valeurs obtenues expérimentalement dans le chapitre 5. Nous montrerons que l'accord théorie-expérience est bon, indiquant que ce modèle, certes approximatif, décrit correctement les énergies de résonance des résonateurs fabriqués. Néanmoins, ce modèle ne permet pas de calculer le facteur de qualité des résonateurs puisqu'il ne prend pas en compte le profil transverse des modes guidés.

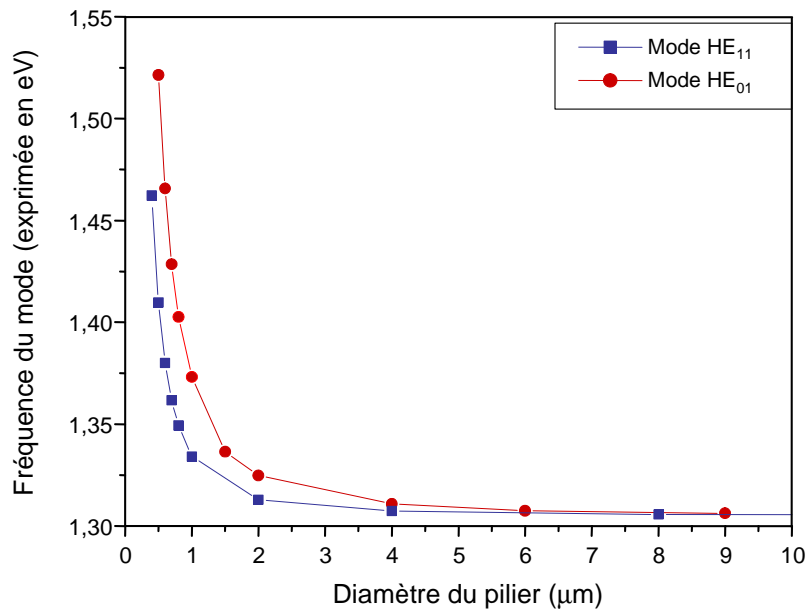


Figure 2.5 : Fréquences de résonance des modes HE_{11} et HE_{01} de résonateurs cylindriques en fonction de leur diamètre calculées par la méthode des indices effectifs.

2.4. Résumé et conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons précisé : (i) Les conditions d'un contrôle de l'émission spontanée et sa modification par l'environnement électromagnétique, et (ii) Les conditions de résonance des résonateurs micropiliers définies par la méthode des indices effectifs.

Il est important de noter que le phénomène de l'émission spontanée peut être compris, simplement via une approche purement quantique. Néanmoins, son contrôle et sa modification par l'environnement électromagnétique peuvent être formulés à la fois dans un langage quantique et dans un langage classique. Les deux analyses fournissent les mêmes prédictions sur l'amplitude de la modification de la dynamique de l'émission spontanée due à la présence d'une microcavité optique. Ces analyses nous enseignent qu'il est possible d'accélérer le processus d'émission spontanée en plaçant le dipôle émetteur en résonance spectrale et spatiale avec le mode d'une cavité optique de fort facteur de qualité et de faible volume. Pour des dipôles émetteurs ponctuels colinéaires avec le champ électrique modal, la dynamique d'émission spontanée est alors accélérée par un facteur F_p (Facteur de Purcell).

Pour ce, nous nous sommes orientés vers des géométries de cavité de type micropilier. Ces cavités offrent non seulement des facteurs de Purcell élevés mais aussi permettent une collection efficace de la lumière issue de la cavité. La modélisation de ces microcavités est souvent complexe : elle requiert un formalisme analytique difficile à mettre en œuvre ou nécessite de recourir à un développement purement numérique dont les résultats sont souvent délicats à interpréter. Heureusement, les conditions de résonance de ces cavités peuvent être obtenues par des méthodes approchées plus intuitives, telle que la méthode des indices effectifs que nous avons appliquée. Cette analyse simple relie directement le concept intuitif du penchement du vecteur d'onde avec la réduction du diamètre au décalage en énergie des résonances. L'importance de ce modèle simple deviendra plus apparente dans le chapitre 5 où ces résultats sont comparés aux mesures expérimentales.

Le chapitre suivant sera consacré à la fabrication de ces cavités optiques.

3. Fabrication de micropiliers de fort facteur de qualité et faible volume

Le développement technologique de procédés de fabrication de micropiliers fut une grande partie du travail de cette thèse. Ce chapitre est consacré à la présentation et la discussion des résultats de cet effort. Il importe, même pour le non spécialiste, d'avoir une appréciation des difficultés associées à la fabrication des microcavités et les limites que cela impose sur leurs performances optiques.

Le chapitre commence par une discussion qualitative des techniques de fabrication utilisées pour la réalisation des résonateurs les plus répandus, et les difficultés associées à chaque technique. Par la suite, les principaux résultats du développement effectué dans le cadre de cette thèse, sont présentés de manière simple et compréhensible au non technologue. Les détails du développement et les résultats qui peuvent être utiles pour la fabrication d'autres types de structures sont présentés dans un paragraphe destiné aux personnes fortement impliquées dans le développement technologique. Les mesures faites en microscopie électronique en transmission (TEM) et la microanalyse chimique présentées dans le dernier paragraphe du chapitre ont contribué à la compréhension du processus très complexe de la gravure des structures par ions réactifs (RIE).

3.1. Etat de l'art des microcavités en semiconducteurs

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que le raccourcissement de la durée de vie (T_1) d'un émetteur placé dans un résonateur est proportionnel au facteur de qualité de ce résonateur (Q) et inversement proportionnel au volume de son mode (V_{eff}). Plus précisément, le résonateur optimal doit présenter à la fois le facteur Q le plus élevé

possible et le volume effectif V_{eff} le plus petit possible, afin d'obtenir une exaltation importante du taux d'émission spontanée.

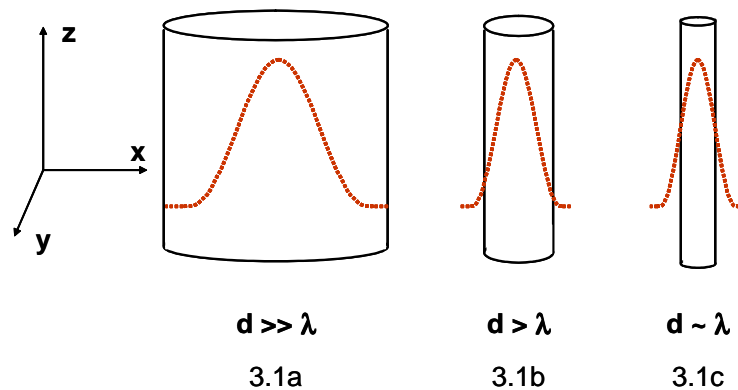


Figure 3.1: Représentation schématique de l'intensité du champ électrique en trait pointillé le long de la direction radiale dans un résonateur cylindrique de diamètre d .

Malheureusement, pour la plupart des microcavités, ces deux paramètres ne sont pas indépendants et nécessitent des compromis. La dépendance entre le facteur de qualité Q et le volume modal V_{eff} est principalement liée aux imperfections induites pendant la fabrication. Elle peut se comprendre facilement de manière qualitative à l'aide d'un exemple. Considérons l'évolution du facteur Q et du volume V_{eff} du mode d'un résonateur Fabry-Perot cylindrique en fonction de son diamètre d (figure 3.1). Pour des diamètres d grands devant la longueur d'onde du mode ($d \gg \lambda$), le volume modal est relativement étendu et le champ est bien confiné à l'intérieur du résonateur (Figure 3.1a). Une réduction du diamètre va conduire à une réduction du volume du fait de l'augmentation du confinement latéral (Figure 3.1b et c). Néanmoins, le champ électrique sur les flancs du résonateur va prendre des valeurs non nulles. Le mode va donc « sentir » la rugosité des surfaces et les autres imperfections dues à la fabrication, introduisant par la même des pertes optiques et dégradant le facteur de qualité Q . Il convient donc de bien prendre en compte les imperfections technologiques pour obtenir une optimisation du rapport Q sur V_{eff} . Ce compromis nécessaire entre le facteur de qualité Q et le volume V_{eff} du mode est au cœur de la fabrication des résonateurs pour l'exploitation des effets de l'Electrodynamique Quantique en Cavité.

Le paragraphe 2.2 présente une comparaison des caractéristiques optiques des différents types de cavité fabriquées aujourd'hui. Dans ce paragraphe, nous allons compléter ce parallèle en comparant les méthodes de fabrication et les moyens nécessaires pour la réalisation de trois types de cavités semiconductrices :

- i) Les cavités micro-disques
- ii) Les cavités à cristaux photoniques

iii) Les cavités micropiliers.

3.1.1. Les cavités microdisques

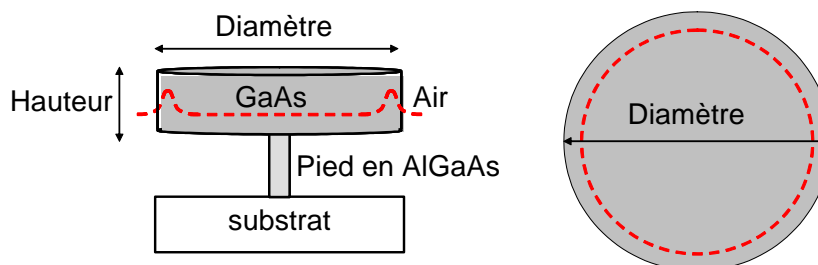


Figure 3.2 : Représentation schématique de l'intensité du champ électrique en trait pointillé le long du diamètre du résonateur (gauche) et en vue de dessus du résonateur (droite).

Les microdisques sont des cavités cylindriques avec un rapport d'aspect hauteur:diamètre de l'ordre de 1:8. Ils sont le siège de modes dits modes de galerie (figure 3.2). Ces modes sont confinés sur la périphérie du disque par réflexion interne totale à l'interface GaAs-air, ce qui les rend très sensibles à la rugosité des flancs du disque. Cette rugosité est à l'origine du couplage par diffraction entre le champ intracavité et les modes radiatifs de l'espace libre et donne lieu à des pertes optiques.

La fabrication de ces résonateurs utilise des techniques de lithographie et de gravure chimique. La structure initiale est formée d'un empilement bi-couche de GaAs et d'AlGaAs, épitaxié sur un substrat de GaAs. On réalise sur l'empilement par lithographie et dépôt (de métal, de résine ou autres) un masque qui définit des motifs circulaires de quelques microns de diamètre. L'empilement GaAs/AlGaAs est ensuite gravé chimiquement pour former des cylindres et le pied en AlGaAs du disque est aminci latéralement par gravure chimique sélective. Le choix d'une gravure humide au détriment d'une gravure sèche tient dans la nécessité d'obtenir des surfaces lisses qui garantissent l'obtention d'un facteur de qualité élevé. Le masque de gravure est ensuite retiré par gravure chimique. Ce protocole est relativement aisé à mettre en œuvre et ne demande pas d'équipements lourds de technologie de gravure.

Un des problèmes majeurs de ces cavités est le manque de robustesse mécanique de ces structures (pied très fin en AlGaAs d'une épaisseur de l'ordre de 500 nm) et la mauvaise évacuation de la chaleur, qui s'effectue principalement au travers du pied sur lequel elles reposent. Le diamètre réduit du pied rend cette dissipation peu

efficace. Cela conduit à de sérieux problèmes thermiques, sachant que pour de nombreuses applications comme par exemple les lasers, la dissipation thermique joue un rôle extrêmement important. Ce problème a été abordé, entre autres, par Emmanuelle Peter *et al.* [1] qui ont développé une méthode de fabrication permettant de remplacer le pied étroit en AlGaAs par un pied en AlOx ayant le même diamètre que la cavité. Cette approche permet à la fois de limiter les problèmes thermiques et d'instabilité mécanique.

Ce type de résonateur peut être fabriqué de manière reproductible, après avoir calibré la vitesse de la gravure chimique. Les meilleures cavités de type micro-disque peuvent atteindre des facteurs Q très élevés de l'ordre de 12000 pour des diamètres de 4 μm [1]. Néanmoins le contrôle du diamètre est délicat et l'extraction de la lumière issue de ces résonateurs est peu efficace.

3.1.2. Les cavités à cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques en une, deux, ou trois dimensions de l'espace qui présentent des bandes interdites pour la propagation de la lumière [2]. Dans le système des semiconducteurs, ces cristaux sont formés par des trous gravés de manière périodique dans le matériau. En enlevant un ou plusieurs trous du cristal, ou simplement en changeant sa périodicité localement on peut confiner le champ électromagnétique sur ces défauts de périodicité. La technologie de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels en est encore à ses débuts car très délicate, et pour cette raison la discussion présente va se limiter aux cristaux photoniques de plus basse dimensionnalité.

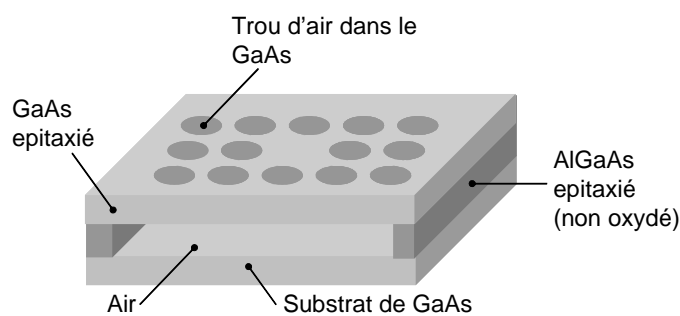


Figure 3.3 : Cavité à cristal photonique sur une membrane suspendue dans l'air.

Les cavités à cristaux photoniques bidimensionnels, fabriquées sur une membrane semiconductrice suspendue dans l'air ou reposant sur une couche d'oxyde, peuvent présenter des facteurs de qualité très élevés et des volumes modaux très petits. Le confinement du champ électromagnétique dans ce type de structure est interférentiel

dans le plan du cristal et réfractif dans la direction perpendiculaire. La fabrication des cristaux photoniques, qui est plus complexe que celle des micro-disques à cause de la taille et la reproductibilité des motifs, implique la lithographie électronique et la gravure par ions réactifs.

La structure initiale est formée d'un empilement d'une couche de GaAs, qui va constituer la membrane, et d'une couche sacrificielle d'AlGaAs, épitaxié sur un substrat de GaAs. Le dessin de la cavité est réalisé par lithographie électronique sur une couche mince de polyméthylmétaacrylate (PMMA) déposée sur le semiconducteur recouvert d'une couche de SiN, qui servira de masque. Les motifs inscrits dans le PMMA sont transférés dans le SiN par gravure RIE fluorée. La couche de GaAs est gravée dans un plasma chloré (à base de SiCl_4). Cette étape ne présente pas de difficulté particulière vu que l'épaisseur gravée n'est que de l'ordre de 300nm (le rapport d'aspect de l'objet est de 1). La couche d'AlGaAs est oxydée et, éventuellement, sélectivement gravée chimiquement pour être enlevée et laisser la membrane en GaAs suspendue dans l'air (Figure 3.3). Si la plupart des étapes de technologie ici ne présentent pas de difficultés particulières, l'étape de lithographie reste néanmoins délicate car elle demande à la fois une bonne définition des motifs et une grande précision sur l'équidistance des trous.

Un des avantages majeurs de ces structures est la possibilité, en modifiant légèrement leur géométrie, d'obtenir des cavités soit de très grand facteur Q soit de très petit volume modal. Cette ingénierie des modes a été exploitée de façon spectaculaire dans le groupe de S. Noda à l'Université de Kyoto pour produire des cavités de très fort Q (de l'ordre de 600000) [3,4]. Toutefois, l'efficacité d'extraction de la lumière depuis ces cavités soulève encore des questions partiellement comprises, tant du point de vue théorique qu'expérimental.

3.1.3. Les cavités micropiliers

Ce type de résonateur est essentiellement un guide d'onde cylindrique fermé par deux miroirs interférentiels qui confinent le champ dans la direction de propagation (axe z). Dans les directions latérales (plan x-y), le champ est confiné par réfraction, du fait de la différence d'indice entre le cœur du guide (GaAs) et l'air. Les modes longitudinaux permettent une bonne extraction de la lumière le long de l'axe du pilier. Des cavités de diamètre 20 à 100 μm sont utilisées pour la technologie VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) et leur fabrication a été mise au point par de nombreux laboratoires et d'entreprises dans le monde [5,6].

Pour observer des phénomènes d'électrodynamique quantique tels que l'exaltation de l'émission spontanée, il faut réaliser des résonateurs de volume comparable au cube de la longueur d'onde, donc de diamètre inférieur à $1\mu\text{m}$ pour des émetteurs rayonnant autour de 950 nm . Dans le système des matériaux semiconducteurs III-V, chaque miroir interférentiel est constitué d'une à quelques dizaines de paires de couches $\lambda/4$ et présente donc une épaisseur totale de quelques microns. Par conséquent, les hauteurs des cavités micropiliers typiques atteignent des valeurs de 5 à $7\mu\text{m}$, conduisant à des rapports d'aspect hauteur/diamètre supérieure à $10/1$. La fabrication d'objets avec un tel rapport d'aspect n'est pas facile et la tâche devient d'autant plus complexe du fait que l'AlAs présent dans les miroirs de Bragg s'oxyde spontanément au contact de l'air et s'effrite.

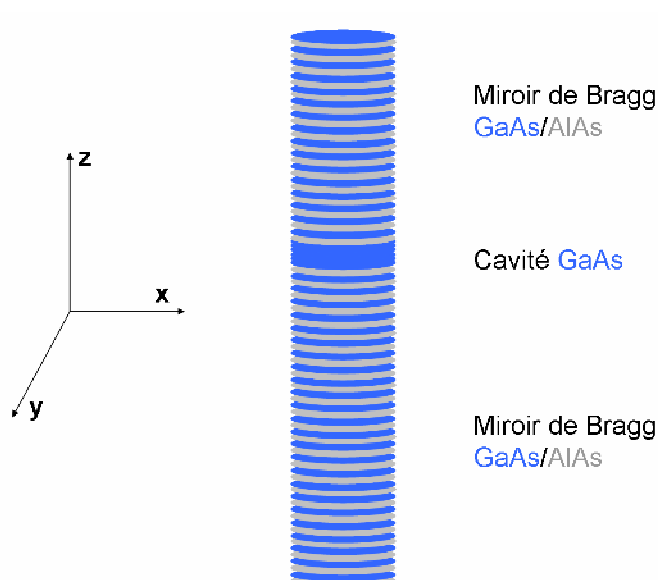


Figure 3.4 : Cavité Fabry-Perot de type micro pilier.

Avant l'effort technologique entrepris durant cette thèse et la mise en place de procédés de fabrication décrits par la suite dans ce chapitre, peu de protocoles permettant la fabrication, de manière reproductible, de résonateurs de diamètre inférieur à 500 nm n'étaient disponibles. La plupart des tentatives de fabrication donnaient des résultats en grande partie aléatoires et des cavités souvent instables. Le travail de développement technologique effectué dans le cadre de cette thèse a abouti à un savoir-faire technologique permettant la fabrication de manière reproductible de cavités présentant des rapports d'aspect de $20 : 1$. La description de ce protocole est l'objet du prochain paragraphe.

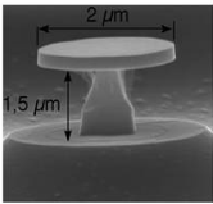
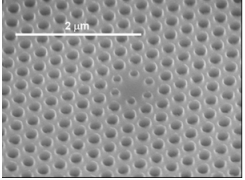
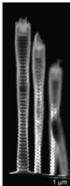
Cavité	Technologie	Avantages	Inconvénients
Microdisque 	Lithographie électronique/ Gravure chimique	Relativement facile à fabriquer	Extraction de la lumière difficile
Cavité à cristaux photoniques 	Lithographie électronique/ Gravure par ions réactifs (RIE)	- Gravure maîtrisée avec notre procédé - Structure facilement modifiable	Lithographie délicate
Micropilier 	Lithographie électronique/ Gravure par ions réactifs (RIE)	Extraction de la lumière très élevée	Gravure RIE très difficile

Tableau 3.1 : Bilan des avantages et inconvénients des différentes géométries de cavité pour la mise en œuvre de l'effet Purcell (Les illustrations ont été obtenues au LPN par Stéphane Laurent pour les cavités à cristal photonique, Emmanuelle Peter pour les microdisques et Spyros Varoutsis pour les piliers.)

La discussion qualitative sur les difficultés de fabrication associées aux trois types de cavité vient compléter l'analyse de leurs caractéristiques optiques, présentée dans le paragraphe 2.2. On a vu que les cavités microdisques permettent l'obtention des facteurs Purcell relativement élevés, mais leur géométrie n'est pas adaptée à la réalisation de source de photons uniques identiques vu que l'extraction des photons de la cavité est très faible. Un avantage de ce type de cavité est que sa fabrication est simple et reproductible. Les cristaux photoniques apportent une nette amélioration sur le plan de l'extraction et permettent une accélération de l'émission spontanée plus importante que les microdisques ou les micropiliers. Leur fabrication est relativement complexe mais reste reproductible avec les moyens de fabrication actuels. La fabrication des micropiliers est plus difficile que celle des deux autres types de cavité, cependant la compréhension des procédés de fabrication permet aujourd'hui une bonne reproductibilité. L'avantage majeur de cette cavité est l'extraction de la lumière qui peut être très élevée.

3.2. Les grandes lignes de la fabrication

Le développement technologique pour la fabrication de micropiliers représente une grande partie du travail effectué dans le cadre de cette thèse, et les résultats obtenus en optique quantique présentés dans les chapitres suivants n'auraient pu être obtenus sans cet effort préalable. Ce paragraphe est donc consacré à une description simple du protocole et des processus de fabrication pour le non-technologue. Dans le paragraphe suivant, nous nous attacherons à détailler les différents verrous technologiques rencontrés ainsi que les solutions apportées.

Toute procédure de fabrication commence par la croissance d'une cavité planaire (par épitaxie par jets moléculaires) qui a été faite au Laboratoire par Aristide Lemaître. La cavité consiste en deux miroirs de Bragg GaAs/AlAs (empilement de couches de $\lambda/4$) entourant le corps de la cavité en GaAs (d'épaisseur λ). Le miroir du haut est formé de 15 paires de GaAs/AlAs et celui du bas de 24 paires (figure 3.4). Le principe de fabrication décrit ici est commun à la plupart des protocoles technologiques : il consiste à définir des motifs (ici des plots) qui masquent certaines parties de l'échantillon puis à exposer l'échantillon à un processus de gravure, soit chimique soit mécanique, qui va retirer les parties non masquées. Ceci implique, entre autres, que le matériau utilisé comme masque soit résistant au processus de gravure.

L'étape centrale et délicate du procédé mis en place durant cette thèse est la gravure sèche du semiconducteur AlAs/GaAs. Elle est réalisée par gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching en anglais, ou RIE). Durant le processus de gravure, l'échantillon est bombardé par des ions qui gravent l'échantillon non seulement mécaniquement, à cause de leur énergie cinétique importante, mais aussi chimiquement, car les ions réagissent avec les matériaux gravés pour former des espèces volatiles. Le plasma d'ions réactifs est créé à partir des molécules neutres soumises à une tension RF qui casse leurs liaisons [7]. Pour obtenir l'effet de bombardement, les ions sont accélérés par une tension DC appliquée entre deux électrodes, l'échantillon étant placé sur l'une d'entre elles (figure 3.5). Pour une description simple, mais complète de la RIE, on pourra se référer au papier de Dale E. Ibbotson et Daniel L. Flamm intitulé "Plasma Etching for III-V Compound Devices" [8].

Le protocole de fabrication peut schématiquement se décomposer en deux parties : i) La préparation du masque et l'écriture du motif et ii) La gravure du masque et du semiconducteur et le retrait du masque (ou nettoyage final). La figure 3.6 présente un schéma des principales étapes de fabrication.

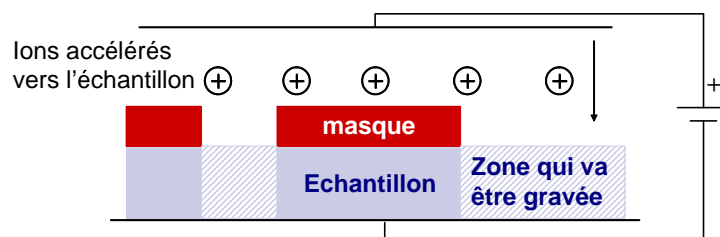


Figure 3.5 : Représentation schématique de la gravure ionique réactive

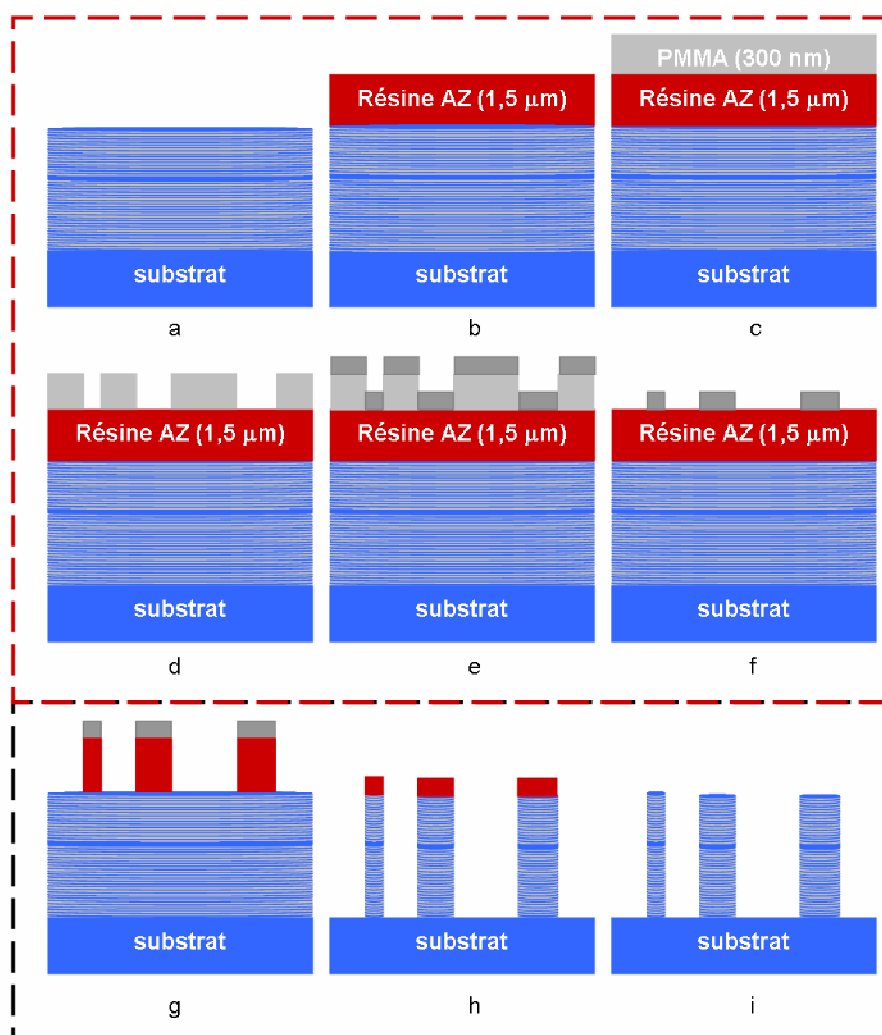


Figure 3.6: Schéma des différentes étapes de fabrication. Les étapes a à f font partie de la première partie du protocole : a) échantillon épitaxié, b) dépôt de la résine optique, c) dépôt du PMMA, d) développement du PMMA après lithographie, e) dépôt d'une couche de Ni et f) lift-off. Les étapes g,h,i font partie de la deuxième partie du protocole : g) gravure du masque, h) gravure des piliers et i) nettoyage

Dans la première partie du protocole, après avoir nettoyé l'échantillon au trichloéthylène / acétone / isopropanol (retrait des contaminants organiques), on dépose sur la surface de l'échantillon une résine optique d'épaisseur 1,5 μm recuite à 175°C pendant 12 heures (figure 3.6 b). Par la suite, on enduit la surface d'une couche de polyméthylmétacrylate (PMMA) sur laquelle sont inscrits des motifs circulaires par lithographie électronique (cette opération est nommée insolation). Ces motifs circulaires définissent le diamètre et l'emplacement précis des « futurs » piliers. Le PMMA exposé au faisceau d'électrons est ensuite dissout chimiquement par une solutions de MIBK / isopropanol (figure 3.6 d) : on parle alors de révélation. On dépose ensuite une couche de 450 Å de Nickel (figure 3.6 e) et la résine PMMA non-exposée au faisceau d'électrons est retirée dans un solvant (trichloéthylène à 60°C , étape de lift-off). On obtient alors sur la surface de l'échantillon des plots circulaires métalliques en Nickel (figure 3.6 f).

Dans la deuxième partie du protocole, la première étape consiste à graver la résine optique par gravure ionique réactive dans un plasma de O_2 (processus à la fois chimique et physique), le Ni servant de masque. La surface de l'échantillon est alors tapissée de plots circulaires bi-couches formés d'un empilement de résine et de nickel (figure 3.6 g). Ces plots vont servir de masque pour la gravure du semiconducteur : la cavité est gravée dans un bâti de gravure ionique réactive dans un plasma de SiCl_4 et O_2 (figure 3.6 h). L'étape finale consiste en une étape dite de nettoyage, au cours de laquelle la partie résiduelle du masque (constituée de résine optique, le Ni étant consommé pendant la gravure du semiconducteur) est enlevée à l'aide d'une gravure RIE dans un plasma de SF_6 (figure 3.6 i).

3.3. Les verrous technologiques et les solutions apportées

Ce paragraphe s'adresse à ceux qui connaissent les problématiques de la technologie et de la fabrication. Les processus physiques mis en jeu durant la fabrication des micropiliers sont nombreux et complexes, de sorte qu'une analyse fine et approfondie des phénomènes impliqués dans ce protocole est délicate. Les verrous technologiques et les choix qui ont été faits pour les lever, sont exposés et analysés du point de vue de l'expérimentateur technologue. Pour justifier nos choix, nous développerons une argumentation basée sur une intuition simple, mais suffisante pour cerner l'impact et la pertinence des différents paramètres. La complexité dans tout développement technologique provient du grand nombre d'opérations technologiques à effectuer associé à la corrélation entre les différentes étapes qui ne sont pas indépendantes.

Le développement technologique est un processus itératif qui commence avec la définition de la structure qu'on souhaite réaliser et l'identification des étapes technologiques nécessaires pour sa fabrication. La première tentative de fabrication s'appuie naturellement en grande partie sur l'état de l'art du domaine et a souvent comme résultat une redéfinition plus précise des spécifications de l'objet et des outils utilisés. Cette démarche rétroactive d'amélioration des technologies de fabrication doit converger, au bout d'un certain nombre d'itérations, à un procédé stable et reproductible. Souvent, cette démarche est longue et demande beaucoup de persévérance; elle peut s'étendre sur plusieurs mois voire des années, tout particulièrement lorsque l'on aborde des projets technologiques qui sont à la limite du savoir-faire existant.

3.3.1. Les verrous technologiques

Dans ce paragraphe, nous allons regarder plus en détail les verrous technologiques auxquels nous avons été confrontés et qui ont nécessité un effort important de développement.

Le système de matériaux utilisé est celui des semiconducteurs III-V (GaAs/AlAs), qui, d'une part, nous permet de travailler avec des émetteurs bien connus et dont la croissance est bien maîtrisée (i.e. les boîtes quantiques InAs dans du GaAs) et, d'autre part, nous permet de bénéficier de l'expertise du Laboratoire dans la technologie de ces matériaux. Le procédé à développer doit permettre la fabrication de résonateurs de type Fabry-Perot (paragraphe 3.1.3) de facteur de qualité supérieur à 1000 et de diamètre inférieur à 500 nm, pour atteindre des facteurs de Purcell supérieurs à 10 (voir Chapitre 2). La nature des matériaux et la forme du résonateur (rapport d'aspect 20 :1) ont imposé des contraintes importantes sur le procédé de fabrication. Les deux matériaux constituant le résonateur (GaAs et AlAs) ne présentent pas la même vitesse de gravure; de plus l'arséniure d'aluminium présent dans les miroirs s'oxyde spontanément au contact avec l'air, et forme un oxyde poreux et mécaniquement peu résistant (i.e. friable). Il a donc fallu développer un procédé de gravure très anisotrope, qui protège l'AlAs du contact avec l'air.

La première tentative de fabrication a été effectuée en utilisant un protocole déjà existant, qui comporte les étapes suivantes, comme décrit sur la figure 3.6 :

- a) Nettoyage de l'échantillon avec du trichloréthylène, de l'acétone et de l'isopropanol.
- b) Etalement de la résine AZ 4433 par spin-coating et recuit à 175°C pendant 12 heures (l'épaisseur du film de résine est de 3.3 µm).

- c) Etallement du PMMA par spin-coating et recuit à 175°C pendant 10 minutes (l'épaisseur du film de PMMA est de 300 nm).
- d) Ecriture des motifs sur le PMMA par le biais d'un masqueur électronique et révélation de l'échantillon dans une solution de MIBK :isopropanol (1:3).
- e) Dépôt d'un film d'aluminium de 1500 nm par effet joule.
- f) Lift-off dans du trichloréthylène chaud (~ 60°C) pour enlever le PMMA.
- g) Gravure de la résine en RIE dans un plasma de O₂ et nettoyage de la surface dans un plasma de SF₆.
- h) Gravure du semiconducteur (en RIE) dans un plasma de SiCl₄ et O₂.
- i) Retrait du masque résiduel dans un plasma de O₂.

On voit que ce protocole est conceptuellement identique au protocole final, dont les grandes lignes sont décrites dans le paragraphe 3.2. Néanmoins, les paramètres spécifiques à chaque étape, qui seront détaillés et analysés par la suite, sont très différents. Les résultats obtenus avec ce protocole étaient loin de satisfaire les objectifs visés et, de plus, n'étaient pas reproductibles. De nombreux essais qui ont duré un mois ont permis l'identification des paramètres pertinents qui expliquaient l'instabilité du procédé.

La figure 3.7 présente des clichés pris en microscopie électronique à balayage des échantillons utilisés pour tester ce protocole. Le cliché a) montre l'échantillon après l'étape de gravure du masque de résine dans un plasma énergétique d'O₂. La première constatation est que la surface de GaAs n'est pas lisse, mais présente des irrégularités, comme tapissée d'«herbes» et de «cheveux». L'image b) montre l'échantillon après l'étape de gravure du semiconducteur dans un plasma de SiCl₄ et d'O₂. La profondeur de gravure est insuffisante et limitée par les irrégularités de la surface de départ qui produisent des effets de micro-masquage trop importants et interrompent le processus de gravure du semiconducteur. L'introduction d'une étape de gravure de 3 minutes dans un plasma de SF₆ entre la gravure du masque et la gravure du semiconducteur a permis d'améliorer l'état de surface considérablement (figure 3.7 c). Il ne reste qu'une faible irrégularité, en forme de petites marches, d'amplitude considérablement réduite. Avec cette étape supplémentaire, les résultats sont devenus plus reproductibles. Néanmoins, la gravure n'était pas suffisamment anisotrope pour permettre la fabrication de structures de diamètre inférieure à 1 µm (figure 3.7 d). De plus, lorsque l'échantillon était soumis au plasma de SF₆ utilisé pour l'amélioration de l'état de surface après la gravure de la

résine, le retrait du masque avec un plasma de O_2 devenait difficile, du fait de la réaction de la résine optique avec le $SiCl_4$ pendant la gravure du semiconducteur : l'échantillon devait alors être exposé plus d'une heure au plasma pour retirer complètement le masque restant.

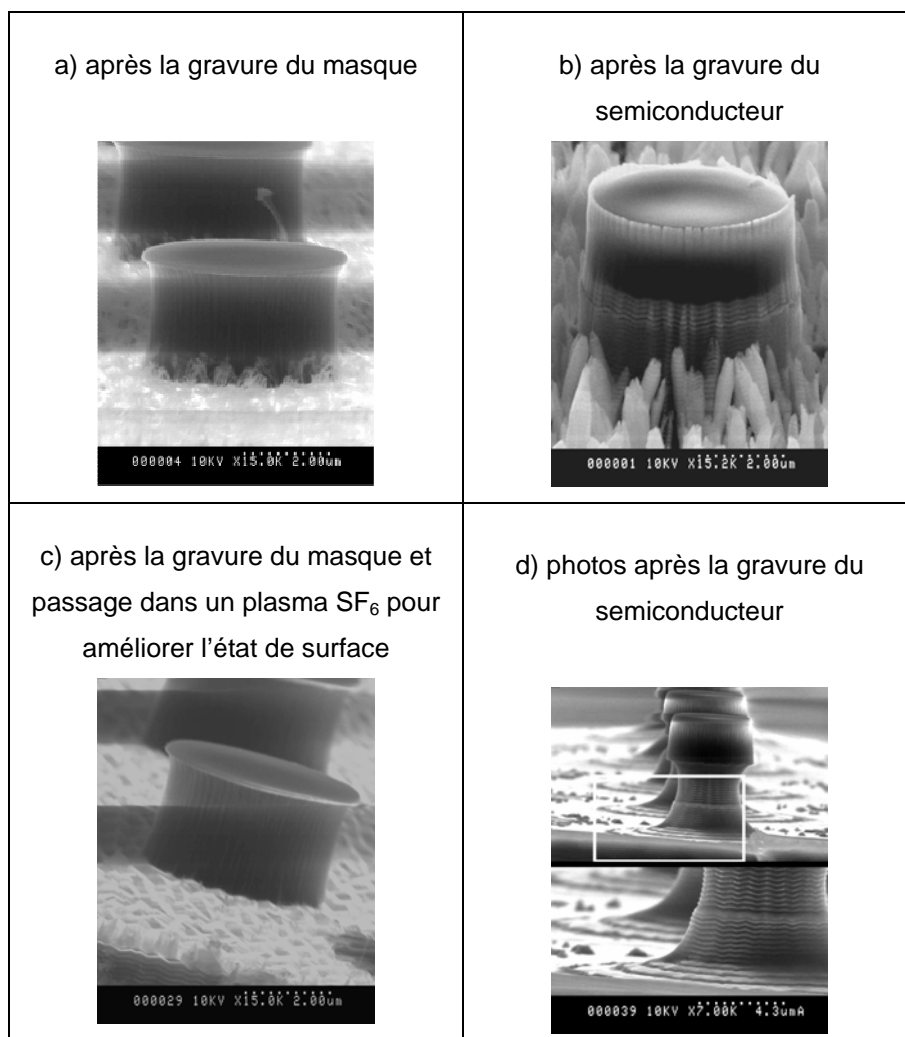


Figure 3.7 : Images MEB (microscope électronique à balayage) d'échantillons fabriqués avec le protocole décrit plus haut à différentes étapes du processus de fabrication. Des clichés supplémentaires commentés sont présentés dans l'annexe 1.

Malgré les améliorations apportées à ce procédé, il était nécessaire d'entreprendre une étude plus approfondie des paramètres intervenant dans le protocole de fabrication, afin d'obtenir des résonateurs de diamètre submicronique et d'avoir un procédé stable et reproductible. Ceci a impliqué de nombreuses études destinées à identifier l'influence de chaque paramètre. Cette analyse est complexe du fait du grand nombre de paramètres mis en jeu, de la complexité de la gravure RIE et de l'interdépendance entre les différents paramètres.

3.3.2. Les masques de gravure

Le premier problème qu'il a fallu adresser était la rugosité de surface du GaAs après la gravure du masque, qui consiste en une couche de résine capée par une couche métallique. De nombreuses études sur l'état de surface après la gravure du masque, en fonction du type de résine utilisée et du temps de recuit de la résine, ont montré que :

- I. La rugosité augmente avec le temps de recuit de la résine, pour des recuits compris entre 0 et 8 heures dans un four à 175°C. Pour des recuits supérieurs à 8 heures, l'état de surface change peu car la résine est entièrement polymérisée.
- II. La rugosité de la surface dépend de la résine utilisée. Une résine plus souple comme la résine AZ 5214 donne un meilleur état de surface qu'une résine plus dure comme la résine AZ 4733 pour le même temps de recuit.

L'exploitation de ces résultats a conduit à deux solutions pour l'amélioration de l'état de surface très différentes : réalisation d'un masque tri-couches (résine non-polymérisée – germanium – nickel) ou d'un masque bi-couches (résine polymérisée – nickel). Indiquons qu'une autre solution pour résoudre le problème de rugosité, qui a été explorée mais moins utilisée, est l'utilisation d'une couche de nitrure (SiN) plutôt qu'une couche de résine ; cette technique donne des résultats équivalents aux deux autres solutions proposées et mises en œuvre pendant ce travail de thèse.

La première solution consiste en l'utilisation d'un masque tri-couches (résine non-polymérisée – germanium – nickel). Outre l'obtention d'un état de surface lisse après gravure de la résine, l'utilisation d'une résine non polymérisée (recuite pendant des temps courts à des températures inférieures à 120°C) comme masque de gravure présente l'avantage de pouvoir être retirée après la gravure du semiconducteur par simple rinçage à l'acétone. Néanmoins, ceci exclut un recuit du PMMA, compliquant dès lors l'étape d'insolation des petits motifs. De plus, il est nécessaire d'intercaler une couche de germanium entre les deux résines non polymérisées (AZ et PMMA) pour pouvoir faire l'étape de lift-off sans attaquer la couche de résine AZ car le trichloéthylène, utilisé pour le lift-off, dissout la résine AZ non polymérisée. Ce choix d'un masque tri-couches (résine optique – Germanium – métal) nécessite d'introduire une étape supplémentaire de gravure pour retirer le germanium par gravure sous plasma SF₆. Malgré un degré de complexité un peu plus élevé, le retrait quasiment parfait du masque après la gravure peut s'avérer très intéressant pour certaines applications.

L'autre solution s'inscrit dans la continuité du protocole initial qui utilisait comme masque de gravure une résine optique dure AZ 4733. Le simple remplacement de la résine AZ 4733 par une résine plus souple, comme la AZ 5214, donne des résultats satisfaisants et est beaucoup plus facile à mettre en oeuvre que la technique du masque tri-couche décrite plus haut.

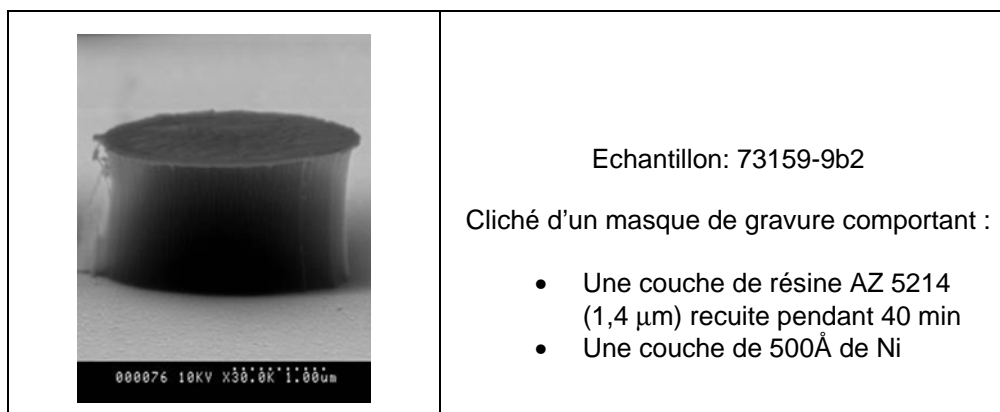


Figure 3.8 : Image au microscope électronique d'un échantillon après la gravure du masque de résine AZ5214, qui a été recuite 40 min à 175°C (dans un four).

Jusqu'à présent, nous avons discuté de l'impact du choix de la résine comme masque de gravure. Pourtant, les meilleurs masques pour les gravures profondes en RIE (comme celles qu'on effectue dans ce protocole) sont les masques métalliques. Ils sont très résistants, faciles à préparer et leur épaisseur est très bien contrôlée. Dans le protocole initial (paragraphe 3.3.1), le métal utilisé était l'aluminium qui ne résiste pas bien à la gravure chloré. Il était donc nécessaire d'utiliser une couche de résine dure et épaisse pour que le masque bi-couche (résine AZ et Al) tienne suffisamment longtemps pendant la gravure du semiconducteur. En choisissant un masque fait d'un métal plus résistant comme le Ni, on peut s'affranchir de la couche de résine épaisse qui induit des problèmes de rugosité et de micro-masquage. Néanmoins, on est maintenant confronté à un autre problème : celui du retrait du masque. Le Ni peut être retiré après la gravure du résonateur avec une solution de HNO_3 , mais cette solution attaque aussi la couche de passivation en SiO_x déposée sur les flancs du pilier pendant la gravure (voir paragraphe 3.3.3). On doit donc envisager une autre approche pour retirer le Ni. La solution adoptée dans le protocole final consiste à choisir l'épaisseur de Ni de sorte qu'il soit entièrement gravé après gravure de 90 % de la hauteur du pilier, et utiliser la couche de résine (ou nitrure) comme couche tampon. Cette approche nous permet d'utiliser des résines moins épaisses et moins dures puisqu'elles ne sont pas utilisées comme véritables masques pour la gravure. Le masque résiduel en résine peut alors être retiré suivant des procédés de gravure standard sous plasma de SF_6 (Il faut noter

que normalement la résine se grave dans un plasma de O_2 mais nous avons constaté qu'après la gravure chlorée, un plasma SF_6 était nécessaire).

3.3.3. Les gaz de gravure (O_2 , $SiCl_4$), l'anisotropie et le rôle des substrats

Dans ce paragraphe, on va considérer les paramètres affectant l'anisotropie et la reproductibilité de la gravure du semiconducteur. L'instabilité du processus de gravure RIE chlorée et l'isotropie des profils obtenus résultaient entre autres des faibles flux de gaz utilisés (figure 3.9), qui rendaient la gravure très sensible aux gaz résiduels dans la chambre du bâti de gravure et aux moindres erreurs de régulation produites par le système de régulation (mass-flow). Une autre raison était la conception du processus de gravure lui-même qui ne prenait en compte que les effets statiques et non l'évolution dynamique des conditions à l'intérieur du bâti.

Suite à ces constatations, le développement s'est porté vers une étude de l'anisotropie et la stabilité de la gravure RIE. Les paramètres influant sur ses propriétés sont les gaz utilisés et leur flux, la pression dans le réacteur, la tension d'accélération des ions (qui est indirectement contrôlée via la tension RF appliquée), et l'échantillon lui-même [9]. La première opération effectuée, a consisté en l'augmentation du débit des gaz de sorte à minimiser l'effet des gaz résiduels et des erreurs de régulation. Nous nous sommes ensuite attachés à cerner les paramètres pertinents, pour favoriser la gravure verticale et inhiber la gravure latérale. Ceci a conduit d'une part à une tension d'accélération relativement élevée (pour que la composante mécanique de la gravure puisse contribuer à l'augmentation de la vitesse de gravure verticale) et d'autre part à une pression de travail faible (la pression favorise la gravure latérale et induit une isotropie de la gravure). Après avoir fixé ces paramètres, nous avons procédé à une étude de l'influence du flux d' O_2 sur la gravure. La figure 3.9 présente des clichés pris au microscope électronique et les procédés de gravure correspondants.

Le procédé de gravure Spyros10, qui constitue le point de départ de cette étude, ne fournit pas l'anisotropie nécessaire pour réaliser les cavités souhaitées. Néanmoins, le flux important de $SiCl_4$ le rend très stable et reproductible. En augmentant le flux de O_2 , on passe d'un procédé plutôt isotrope à un procédé très anisotrope. La raison principale est la formation sur les flancs de gravure de l'échantillon d'une pellicule de SiO_x pendant la gravure. Ce processus de dépôt, qui est en compétition avec la gravure effectuée par les radicaux de Cl^+ et $SiCl_x^+$, protège les flancs du pilier de la gravure chimique latérale et augmente ainsi l'anisotropie. Pour des flux relatifs importants de O_2

par rapport au flux de SiCl_4 , le dépôt de SiO_x influe fortement sur le profil de gravure. La gravure peut même être complètement inhibée pour des flux très importants d'oxygène.

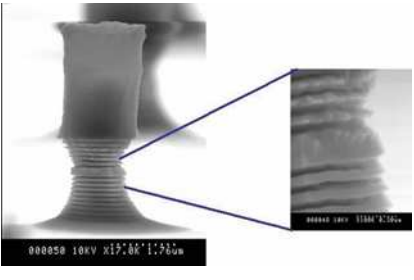
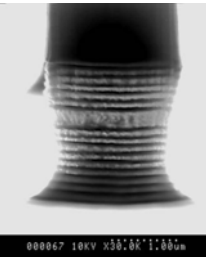
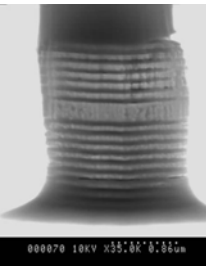
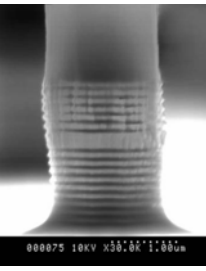
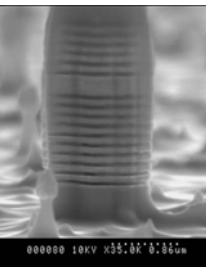
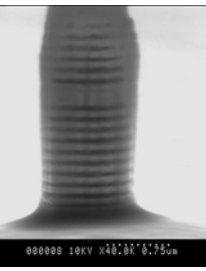
	<p>Masque: Résine AZ4533 1000Å d'Al</p> <p>Procédé: Spyros10 SiCl_4 – 8 sccm, O_2 - 0.3 sccm à 15W, bias - 240V</p>		<p>Masque: Résine AZ4533 1000Å d'Al</p> <p>Procédé: Spyros11 SiCl_4 – 8 sccm, O_2 - 0.3 sccm à 15W bias - 250V</p>
	<p>Masque: Résine AZ4533 1000Å d'Al</p> <p>Procédé: Spyros12 SiCl_4 – 8 sccm, O_2 - 0.4 sccm à 15W bias-255V</p>		<p>Masque: Résine AZ4533 1000Å d'Al</p> <p>Procédé: Spyros13 SiCl_4 – 8 sccm, O_2 - 0.5 sccm à 15W bias-255V</p>
	<p>Masque: Résine AZ4533 1000Å d'Al</p> <p>Procédé: Spyros14 SiCl_4 – 8 sccm, O_2 - 0.6 sccm à 15W bias-260-230V</p>		<p>Masque: Résine AZ4533 1000Å d'Al</p> <p>Procédé: Spyros17 SiCl_4 – 8 sccm, O_2 - 0.4-1 sccm à 15W bias-260-240V</p>

Figure 3.9 : Influence du flux d' O_2 sur le profil de gravure et l'état de surface final.

Le processus Spyros14 est suffisamment anisotrope pour produire les rapports d'aspect désirés, mais l'état de surface après la gravure n'est pas satisfaisant du fait du processus de dépôt de SiO_x . Ceci nous indique que les flux d' O_2 utilisés approchent le seuil au-delà duquel le processus de gravure est inhibé par un dépôt trop important. On a donc un procédé qui est à la limite de la stabilité : toute variation, aussi faible soit-elle, dans les conditions de gravure, va fortement modifier la profondeur et le profil de gravure. Pour contourner ce problème et garder l'anisotropie du processus, on peut varier le flux d' O_2 au cours de la gravure. On commence avec un flux faible qui facilite la gravure des premières couches et produit des surfaces propres. Par la suite le flux d' O_2 est augmenté pour assurer l'anisotropie. On voit que le procédé Spyros17, qui utilise cette technique, produit une surface propre et donne l'anisotropie désirée.

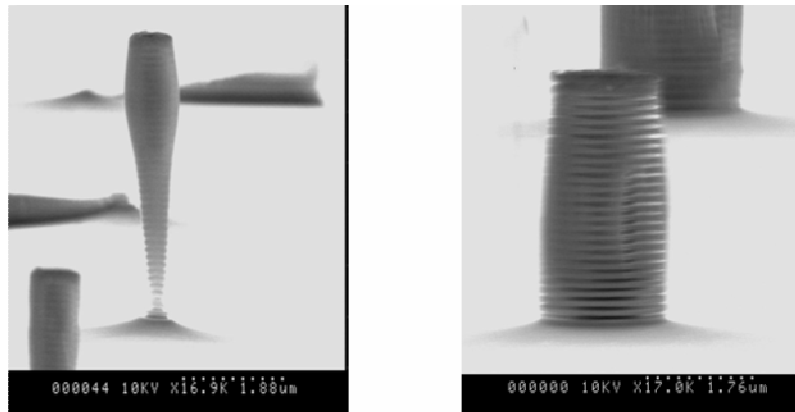


Figure 3.10 : Deux échantillons gravés en même temps. A gauche : Echantillon avec substrat non dopé ; à droite : Echantillon avec substrat dopé n (procède utilisé : Spyros39)

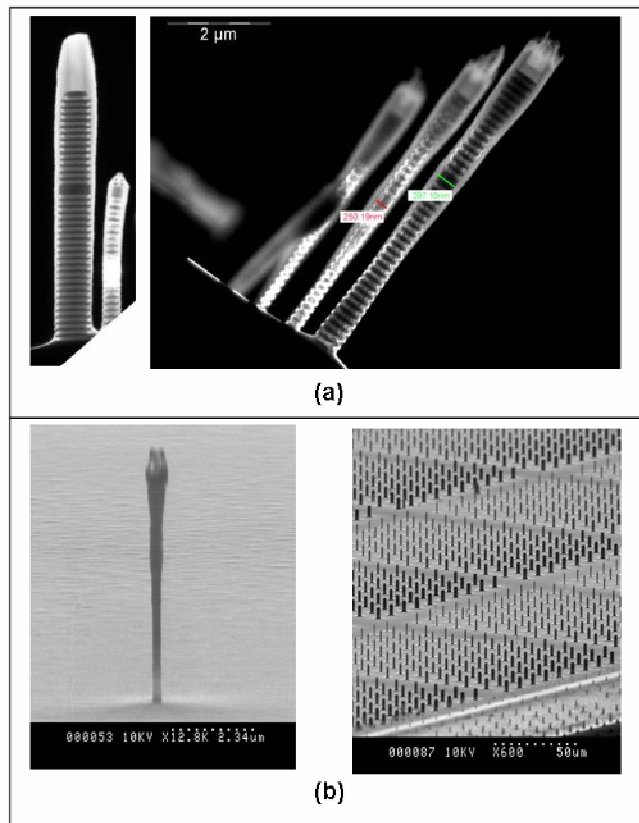


Figure 3.11 : Deux clichés pris au microscope électronique en transmission (clichés de Gilles Patriarche) (a), et deux pris au microscope électronique en balayage (b), sur des échantillons gravés avec un procédé qui prend en compte le champ supplémentaire créé par l'accumulation des charges sur le substrat (procède Spyros51).

Cette démarche consistant à changer le flux d'O₂ au cours de la gravure devient encore plus importante pour des échantillons épitaxiés sur des substrats non dopés (i.e. semi-isolants). Pour des échantillons épitaxiés sur des substrats semi-isolants, les charges qui atterissent sur la surface de l'échantillon ne peuvent pas être évacuées. Dès lors, au cours de la gravure, un champ électrique résiduel se développe à la surface de l'échantillon. Ce champ, dont l'intensité augmente avec la gravure, diminue localement la tension d'accélération (bias) des ions. Ceci se manifeste par une augmentation de l'isotropie de la gravure avec le temps car le champ résiduel devient plus intense. Cet effet n'existe pas pour les échantillons sur substrat dopé car les charges s'évacuent plus aisément. La figure 3.10 montre deux échantillons, le premier sur substrat non dopé et le deuxième sur substrat dopé n gravés en même temps avec un procédé contenant un flux d'O₂ constant. Pour les échantillons sur substrat non dopé, il est nécessaire d'adapter le procédé de gravure pour prendre en compte les changements des conditions dans le bâti au cours de la gravure, plus particulièrement l'évolution du champ résiduel. Ceci peut être pris en compte en changeant le flux d'O₂ progressivement par paliers. On commence avec un flux relativement bas de sorte à assurer la propreté de la surface gravée et on augmente petit à petit le flux d'oxygène pour compenser l'effet du champ créé par le piégeage des charges sur le substrat. Le résultat final est présenté sur la figure 3.11.

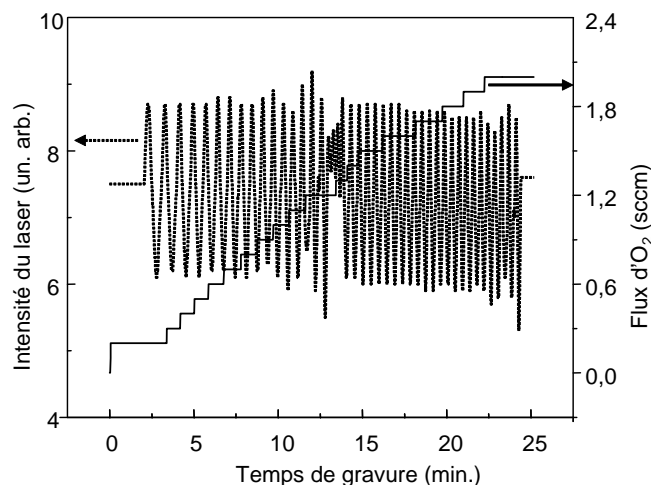


Figure 3.12 : Intensité du laser de contrôle et du flux d'oxygène en fonction du temps, durant la gravure d'un pilier de 6.9 microns de hauteur. Le flux de SiCl₄ est de 8 sccm, la puissance RF est 15 W et la pression de 2 mTorr.

Un autre effet important est l'augmentation de la vitesse de gravure du GaAs et de l'AlAs avec le flux d'O₂. Le suivi in situ du procédé de gravure s'effectue en enregistrant l'intensité, après réflexion, d'un signal laser de contrôle incident sur la

surface soumise au bombardement ionique et opérant à une longueur d'onde de 632 nm. Le signal mesuré est donc proportionnel à la réflectivité de l'empilement laminaire formant la structure en cours de gravure. La figure 3.12 présente l'intensité du laser de contrôle enregistrée en fonction du temps de gravure. Au cours du procédé, le flux d'oxygène croît par paliers. La variation de l'intensité du laser de contrôle au cours du temps présente un comportement oscillatoire. Chaque oscillation de l'intensité du laser de contrôle correspond à la gravure d'une paire du miroir de Bragg. On peut, en première approximation, attribuer la première demi-période de chaque oscillation à la gravure d'une couche de GaAs du miroir de Bragg et la deuxième demi-période de l'oscillation à la gravure d'une couche d'AlAs du miroir de Bragg. On constate que la période d'oscillation diminue fortement lorsque le flux d'oxygène croît. Ceci indique que les vitesses de gravure du GaAs et de l'AlAs croissent avec la concentration d'oxygène. Plus précisément, on peut estimer ces vitesses de gravure, à partir de la variation temporelle de l'intensité du laser de contrôle, en relevant les durées de chaque demi-période d'oscillation en fonction du flux d'O₂ : on déduit, par exemple, pour chaque concentration d'oxygène, le temps de gravure d'une couche du miroir de Bragg en GaAs, en relevant la durée de la première demi-période de l'oscillation. La vitesse de gravure du GaAs en fonction du flux d'oxygène est présentée sur la Figure 3.13 : elle croît de 160 nm/min à 450 nm/min pour des flux d'oxygène variant de 0.3 sccm à 2 sccm.

Si la vitesse de gravure du semiconducteur varie significativement avec le flux d'oxygène, la vitesse de gravure du masque utilisé en revanche change peu. On peut donc graver plus profondément avec le même masque, lorsqu'on accroît le flux d'oxygène. Cette augmentation impressionnante de la vitesse de gravure due à l'introduction de l'O₂ dans le plasma a été étudiée par S.K. Murad *et al* [10]. Ils constatent que l'introduction de O₂ dans un plasma de SiCl₄/SiF₄ favorise la formation des radicaux Cl_x par rapport aux radicaux SiCl_x qui sont moins réactifs et moins volatiles.

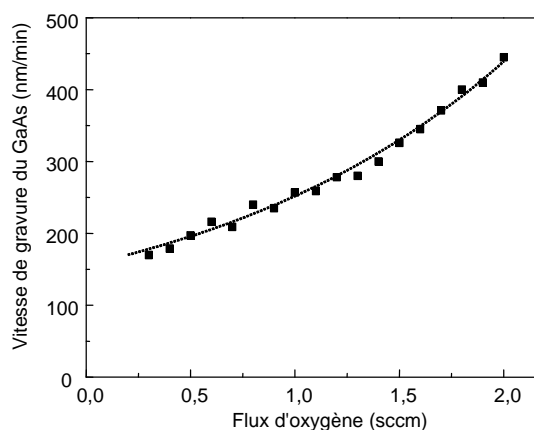


Figure 3.13 : Vitesse de gravure du GaAs en fonction du flux d'oxygène

3.3.4. Analyse des flancs par Microscopie Electronique en Transmission

La discussion du paragraphe précédant sur le rôle de l'O₂ dans la gravure RIE a porté essentiellement sur deux points, le premier étant l'augmentation de la vitesse de gravure du GaAs et de l'AlAs, et le deuxième étant la formation et la déposition sur l'échantillon d'une pellicule de SiO_x qui contribue à l'anisotropie de la gravure et protège le pilier de l'oxydation lors de la remise à l'air. Ces conclusions ont été tirées essentiellement des nombreuses études de gravure, mais la confirmation définitive vient de la microanalyse par rayons X, réalisée par G. Patriarche et présentée ici. Cette technique, comme son nom le suggère, permet d'analyser la composition chimique d'un échantillon avec une résolution spatiale de l'ordre de quelques nanomètres [11]. Les résultats de cette analyse sont présentés ci-dessous dans le tableau 3.2 et sur la figure 3.14. Les analyses ont été menées sur 4 points d'un pilier : sur le bord et au centre de la fine collerette qui prolonge le pilier en hauteur (indiqués par les termes « chapeau bordure » et « chapeau centre »), sur le bord de la pellicule qui recouvre le pilier (indiqué par le terme « bord amorphe ») et dans la zone sous-gravée des couches d'AlAs (indiquée par le terme « front amorphe »).

	Si	Ga	As	O
Chapeau bordure	28.01	3.27	3.12	65.60
Chapeau centre	27.05	3.82	3.71	65.41
Amorphe bord	27.21	4.08	3.27	65.44
Front amorphe AlAs	13.99	11.50	11.71	62.80

Tableau 3.2 : Composition chimique de différentes zones de la pellicule formée pendant la gravure le long des piliers. Tous les résultats sont en pourcentage atomique.

On voit que les résonateurs sont enrobés d'une couche très riche en oxygène et en silice avec une faible concentration de gallium et d'arsenic, et qu'il n'y a aucun résidu du masque de gravure. La concentration en Ga et en As de cette couche protectrice augmente considérablement à proximité des couches d'AlAs. Ceci est très important car le GaO_x est un oxyde plus résistant et moins poreux que le SiO_x et donc va mieux protéger l'AlAs du contact avec l'air.

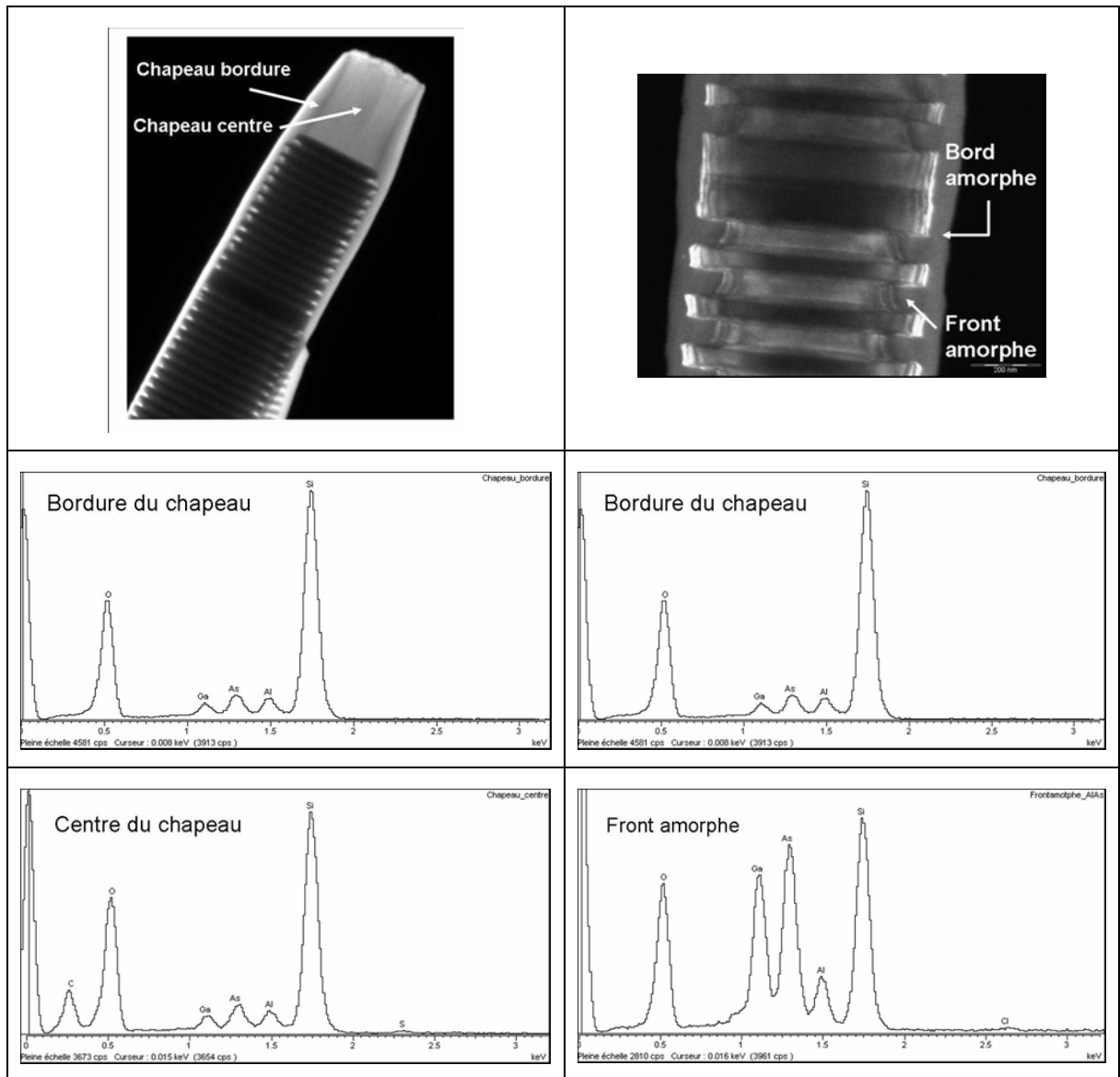


Figure 3.14 : Résultats obtenus sur des piliers par microanalyse en rayon X

3.4. Résumé et conclusion

La fabrication de cavités de type micropilier de fort facteur de qualité et de diamètre sub-micronique est une tâche complexe qui implique un nombre important d'étapes technologiques décrites dans ce chapitre. La difficulté principale dans la fabrication de micropiliers de diamètre sub-micronique est double : (i) il convient de protéger les couches d'AIAs du miroir de Bragg de l'oxydation qui dégraderait voire détruirait le résonateur et (ii) les rapports d'aspect des structures réalisées sont supérieurs à 10 voire avoisinent la vingtaine. Le développement entrepris a permis de cerner les paramètres critiques :

- i. Le masque de gravure : Le choix du masque de gravure influe fortement sur les autres étapes technologiques. Un masque bicouche (comportant une résine optique mince et un film métallique de Ni) ou un masque tricouche (comportant une résine non polymérisée, une couche métallique de Ge et un film de Ni) ont été tous les deux utilisés avec succès pour fabriquer des piliers submicroniques. Ces masques sont à la fois suffisamment robustes pour tenir pendant la gravure profonde du semiconducteur et faciles à retirer.
- ii. Les gaz de gravure utilisés et en particulier le rôle de l'oxygène : L'ajout d'O₂ dans la plasma de SiCl₄ permet le dépôt de SiO_x sur l'échantillon, qui protège l'AIA de l'air à la sortie du bâti. Le contrôle dynamique du flux d'O₂ et, par conséquent, de la quantité de SiO_x déposé permet l'obtention de profils très anisotropes tout en gardant une rugosité de surface minimale.
- iii. Le dopage du substrat de croissance de l'échantillon: Le dopage du substrat joue un rôle très important dans la gravure RIE de l'échantillon. Un substrat dopé évacue efficacement les charges qui atterrissent sur sa surface et donc les conditions dans le bâti ne changent pas au cours de la gravure. Ainsi, un flux constant d'O₂ peut être utilisé pour obtenir un profil anisotrope. A l'inverse, sur un substrat semi-isolant, les charges s'accumulent au cours de la gravure sur le front de gravure créant un champ électrique qui diminue localement la tension d'accélération des radicaux et donc favorise une gravure isotrope. Ce phénomène est compensé par le contrôle dynamique du flux d'O₂ pendant la gravure

Le procédé final est stable et reproductible, même pour des piliers de diamètre inférieur à 500 nm [12]. Il faut noter que le développement technologique présenté dans ce chapitre a servi à des nombreuses études menées au LPN et dans d'autres laboratoires. Voici quelques exemples :

- Fabrication des cristaux photoniques au LPN [13,14]
- Fabrication de fils quantiques pour l'Ecole normale supérieure (Collaboration avec Jérôme Tignon et Cristiano Ciuti)
- Fabrication des microdisques GaAs/AlOx [1]
- Le processus Spyros 27 est maintenant utilisé par tous les chercheurs au LPN pour une gravure anisotrope du GaAs.

4. Photons indiscernables : interférences à deux photons et influence des processus de déphasage

Par définition, deux photons sont indiscernables s'ils remplissent les conditions suivantes :

- i) Ils sont dans le même mode de polarisation
- ii) Ils ont le même profil spectral (ou temporel)
- iii) Ils sont dans le même mode spatial

Au cours de ce chapitre, nous reviendrons sur cette définition afin de préciser le cahier des charges pour la mise en œuvre de sources de photons indiscernables. Nous mettrons en exergue le lien étroit entre indiscernabilité et intrication. Nous introduirons au préalable quelques éléments de la théorie quantique de la lumière nécessaires à cette étude. Il ne s'agit pas là de rentrer dans les détails de cette théorie mais d'en présenter les ingrédients utiles pour l'analyse des propriétés des photons uniques indiscernables et leur manipulation. Pour plus de précisions, on pourra se reporter à l'ouvrage de Rodney Loudon, "The Quantum Theory of Light" [1] qui constitue une très bonne introduction sur ce sujet.

4.1. Caractérisation de l'indiscernabilité des photons

Dans ce paragraphe, nous introduisons quelques notions fondamentales d'optique quantique permettant de caractériser des états quantiques de la lumière. Les mesures correspondantes peuvent être effectuées à l'aide de dispositifs simples permettant de manipuler ou faire interférer des photons.

4.1.1. Cohérence du premier ordre – interférences du champ et monochromaticité

Le degré de cohérence du premier ordre $g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)$ caractérise les corrélations du champ en deux points (\vec{r}_1, t_1) et (\vec{r}_2, t_2) et détermine le contraste des franges d'interférences obtenues en superposant les champs issus de ces deux points. Il caractérise ainsi la monochromaticité du champ. La fonction $g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)$, appelé fonction de cohérence de premier ordre, s'écrit :

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2) = \frac{\langle \hat{E}^-(\vec{r}_1, t_1) \hat{E}^+(\vec{r}_2, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle \hat{E}^-(\vec{r}_1, t_1) \hat{E}^+(\vec{r}_1, t_1) \rangle \langle \hat{E}^-(\vec{r}_2, t_2) \hat{E}^+(\vec{r}_2, t_2) \rangle}}$$

où $\hat{E}^+(\vec{r}_2, t_2)$ est la partie de fréquence positive de l'opérateur du champ électrique ($\hat{E}^-(\vec{r}_2, t_2)$ la partie de fréquence négative), et $\langle \rangle$ indique la valeur moyenne quantique sur l'état du champ.

Pour des ondes planes et stationnaires, cette fonction de cohérence de premier ordre se réduit à :

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^+(t + \tau) \rangle}{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^+(t) \rangle} \quad \text{avec} \quad \tau = t_2 - t_1 \quad (4.1)$$

Notons que pour des ondes planes stationnaires (dont l'amplitude est indépendante du temps), la fonction de cohérence dépend uniquement du retard relatif des deux ondes, τ . Cette fonction prend des valeurs comprises dans l'intervalle $[0, 1]$. Généralement $g^{(1)}(0) = 1$ et décroît vers 0 pour des valeurs de τ de l'ordre du temps de cohérence T_2 .

La fonction de cohérence $g^{(1)}(\tau)$ peut être mesurée directement en utilisant un interféromètre classique, tel qu'un interféromètre de Michelson ou de Mach-Zehnder. Le contraste des franges obtenu en fonction du retard relatif τ des deux bras de l'interféromètre donne directement la valeur de $g^{(1)}(\tau)$.

4.1.2. Cohérence du second ordre – interférences d'intensité et unicité des photons

Le degré de cohérence du deuxième ordre est caractérisé par la fonction $g^{(2)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)$:

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2) = \frac{\langle \hat{E}^-(\vec{r}_1, t_1) \hat{E}^-(\vec{r}_2, t_2) \hat{E}^+(\vec{r}_2, t_2) \hat{E}^+(\vec{r}_1, t_1) \rangle}{\langle \hat{E}^-(\vec{r}_1, t_1) \hat{E}^+(\vec{r}_1, t_1) \rangle \langle \hat{E}^-(\vec{r}_2, t_2) \hat{E}^+(\vec{r}_2, t_2) \rangle}$$

Cette fonction nous renseigne sur la distribution temporelle et spatiale de l'intensité du rayonnement. Pour une onde plane et stationnaire, elle se réduit à :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^-(t+\tau) \hat{E}^+(t+\tau) \hat{E}^+(t) \rangle}{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^+(t) \rangle^2} \quad \text{avec} \quad \tau = t_2 - t_1$$

Cette fonction prend des valeurs comprises dans l'intervalle $[0, +\infty)$. Notons que pour un faisceau de lumière monomode contenant en moyenne $\langle n \rangle$ photons, la fonction $g^{(2)}(0)$ s'écrit :

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{(\Delta n)^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2}$$

où $(\Delta n)^2$ est la variance du nombre de photons dans le mode. Pour illustrer les propriétés de la fonction de corrélation en intensité $g^{(2)}(\tau)$, nous allons donner quelques exemples :

- Dans le cas d'un faisceau laser stationnaire (de statistique de photons Poissonienne avec $(\Delta n)^2 = \langle n \rangle$) $g^{(2)}(\tau) = 1$, pour tout τ .
- Pour une onde pouvant être décrite classiquement, par exemple un faisceaux d'origine thermique, $g^{(2)}(0) > 1$ et décroît vers la valeur 1 pour des retards relatifs de l'ordre de T_2 .
- Dans le cas de d'un état nombre monomode $|n\rangle$, la variance du nombre de photons dans le mode est par définition égale à zéro, de sorte que :

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{\langle n \rangle}$$

Il apparaît ici que pour l'état nombre à un photon ($\langle n \rangle = 1$), la valeur de $g^{(2)}(0)$ prend la valeur minimale de 0. Cette dernière propriété nous permet d'identifier les états quantiques de la lumière à un seul photon

Ainsi, pour tester la capacité de nos émetteurs à fournir des photons uniques, il suffit de mesurer la fonction d'auto-corrélation de second ordre $g^{(2)}(\tau)$, du signal qu'ils délivrent et d'obtenir sa valeur pour $\tau=0$. La fonction de cohérence d'ordre deux, $g^{(2)}(\tau)$, a été mesurée pour la première fois par Hanbury-Brown et Twiss (HBT) [2]. Le montage utilisé (voir Fig. 4.1), d'une simplicité impressionnante, est le même que celui utilisé

aujourd'hui. Le signal à analyser est envoyé sur une lame séparatrice 50/50, qui le distribue sur les deux ports de sortie de la lame et on calcule le produit des deux intensités de sortie en fonction d'un retard τ introduit entre les deux voies. On mesure directement la fonction d'auto-corrélation du deuxième ordre du signal $g^{(2)}(\tau)$, après normalisation.

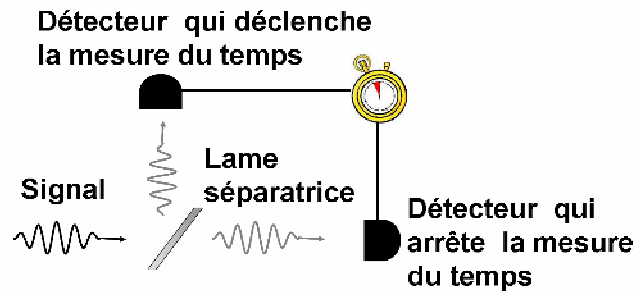


Figure 4.1: Le montage de Hanbury-Brown et Twiss.

4.1.3. Cohérence croisée du second ordre – interférences multi-photoniques et indiscernabilité des photons

Lorsque l'état du champ électromagnétique est constitué de deux ondes planes se propageant dans deux directions de l'espace (1, 2), la fonction de cohérence croisée du second ordre

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}_1^-(t) \hat{E}_2^-(t+\tau) \hat{E}_2^+(t+\tau) \hat{E}_1^+(\tau) \rangle}{\langle \hat{E}_1^-(t) \hat{E}_1^+(t) \rangle \langle \hat{E}_2^-(t) \hat{E}_2^+(t) \rangle}$$

donne la corrélation des photons dans ces deux ondes et nous permet de caractériser l'indiscernabilité des photons.

La cohérence croisée du second ordre $g_{12}^{(2)}(\tau)$ peut être mesurée à l'aide d'un interféromètre multi-photonique de type Hong-Ou-Mandel (HOM) [3], permettant ainsi la caractérisation quantitative de l'indiscernabilité des photons. Afin de mieux comprendre le fonctionnement de cet interféromètre, examinons brièvement la description quantique de la lame séparatrice, l'élément clé de tous les interféromètres, qui, en séparant le faisceau incident en deux faisceaux (réfléchi et transmis) transforme l'état d'entrée du champ en une superposition d'états possibles de sortie.

D'un point de vue formel, la description mathématique de la transformation induite par la lame séparatrice est très simple et peut être déduite en appliquant soit la

conservation du nombre de photons (i.e. conservation de l'énergie) soit la conservation de la relation de commutation des bosons [1]. Les opérateurs d'annihilation des modes d'entrée (notés 1 et 2 sur la Figure 4.2) et des modes de sortie (notés 3 et 4 sur la Figure 4.2) de la lame séparatrice sont reliés par une transformation unitaire :

$$\hat{\alpha}_3^\dagger = -R\hat{\alpha}_1^\dagger + T\hat{\alpha}_2^\dagger \quad \text{et} \quad \hat{\alpha}_4^\dagger = T\hat{\alpha}_1^\dagger + R\hat{\alpha}_2^\dagger$$

où R et T sont les coefficients de réflexion et de transmission (en amplitude) respectivement que l'on suppose réels. Cette transformation unitaire peut être écrite sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \hat{\alpha}_3^\dagger \\ \hat{\alpha}_4^\dagger \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R & T \\ T & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\alpha}_1^\dagger \\ \hat{\alpha}_2^\dagger \end{bmatrix}$$

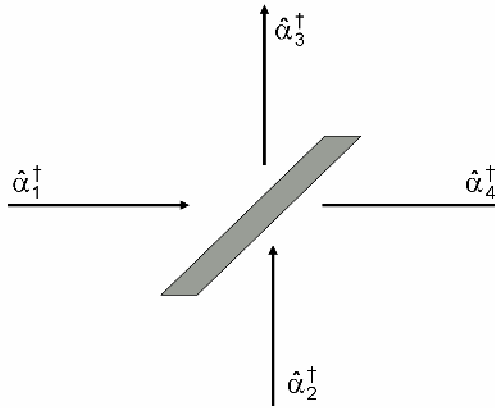


Figure 4.2: Représentation schématique de la lame séparatrice

Les relations correspondantes entre les opérateurs de création sont les conjuguées hermitiques de ces expressions. Si les entrées sont indépendantes et si les opérateurs de création et d'annihilation, qui vérifient les relations de commutation, sont des bosons :

$$[\hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_1^\dagger] = [\hat{\alpha}_2, \hat{\alpha}_2^\dagger] = 1 \quad \text{et} \quad [\hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_2^\dagger] = [\hat{\alpha}_2, \hat{\alpha}_1^\dagger] = 0$$

les sorties de la lame doivent aussi vérifier ces relations de commutation :

$$[\hat{\alpha}_3, \hat{\alpha}_3^\dagger] = [\hat{\alpha}_4, \hat{\alpha}_4^\dagger] = 1 \quad \text{et} \quad [\hat{\alpha}_3, \hat{\alpha}_4^\dagger] = [\hat{\alpha}_4, \hat{\alpha}_3^\dagger] = 0$$

Ces relations de commutation conduisent à la relation entre les coefficients de réflexion et de transmission de la lame séparatrice :

$$|R|^2 + |T|^2 = 1$$

confirmant qu'il s'agit bien d'une transformation unitaire. Ainsi, si un photon entre dans le port d'entrée 1 de la lame séparatrice, l'autre port d'entrée étant « vide » (état $|1_1\rangle|0_2\rangle = \hat{\alpha}_1^\dagger|0\rangle$), l'état à la sortie de la lame est donné par :

$$|1_1\rangle|0_2\rangle \rightarrow (-R\hat{\alpha}_3^\dagger + T\hat{\alpha}_4^\dagger)|0\rangle = -R|1_3\rangle|0_4\rangle + T|0_3\rangle|1_4\rangle$$

L'entrée est donc convertie en une superposition linéaire des deux états de sortie possibles.

Considérons maintenant deux photons entrants simultanément par les deux ports d'entrée de la lame (Figure 4.2). Notons α le photon dans le mode 1 et β le photon dans le mode 2. La lame transforme cet état d'entrée en une superposition des quatre états possibles de sortie :

$$|\alpha_1\rangle|\beta_2\rangle = T^2|\alpha_3\rangle|\beta_4\rangle - R^2|\beta_3\rangle|\alpha_4\rangle + TR|\alpha_3;\beta_3\rangle|0_4\rangle - RT|0_3\rangle|\alpha_4;\beta_4\rangle \quad (4.2)$$

Si les photons α et β remplissent les deux premières conditions de l'indiscernabilité citées en introduction de ce chapitre (même mode spectral et même mode de polarisation), ils sont « identiques ». Après la lame, il n'existe aucune information accessible à l'expérimentateur permettant de les discerner l'un de l'autre : ils sont dans une superposition des mêmes modes spatiaux et remplissent dès lors la troisième condition d'indiscernabilité. Le passage de ces photons par la lame les rend donc indiscernables et la distinction entre photon α et photon β n'est plus possible. Dans ce cas, l'expression (4.2) n'est plus la bonne description mathématique pour le système. Il devient nécessaire d'appliquer le postulat de symétrisation à l'état de l'entrée de la lame qui peut s'énoncer comme suit [4] :

Lorsqu'un système comprend plusieurs particules identiques, seuls certains kets de son espace des états peuvent décrire ses états physiques : les kets physiques sont, suivant la nature des particules identiques, soit complètement symétriques, soit complètement antisymétriques par rapport aux permutations de ces particules. On appelle bosons les particules pour lesquelles les kets physiques sont symétriques, fermions celles pour lesquelles ils sont antisymétriques.

Après l'application du postulat, l'état à l'entrée de la lame est décrit par :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \varepsilon P_{21})|\alpha_1\rangle|\beta_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha_1\rangle|\beta_2\rangle + |\alpha_2\rangle|\beta_1\rangle)$$

où ε est égal à +1 car les photons sont des bosons, et P_{21} est l'opérateur de permutation. A la sortie de la lame, l'état de sortie peut s'exprimer comme suit :

$$T^2|\alpha_3\rangle|\beta_4\rangle - R^2|\beta_3\rangle|\alpha_4\rangle + TR|\alpha_3;\beta_3\rangle|0_4\rangle + RT|0_3\rangle|\alpha_4;\beta_4\rangle \\ + T^2|\alpha_4\rangle|\beta_3\rangle - R^2|\beta_4\rangle|\alpha_3\rangle + TR|\alpha_4;\beta_4\rangle|0_3\rangle + RT|0_4\rangle|\alpha_3;\beta_3\rangle$$

qui peut se réécrire sous la forme suivante :

$$(T^2 - R^2)(|\alpha_4\rangle|\beta_3\rangle + |\beta_4\rangle|\alpha_3\rangle) + 2RT(|\alpha_3;\beta_3\rangle|0_4\rangle + |0_3\rangle|\alpha_4;\beta_4\rangle)$$

Pour une lame 50/50 ($R^2=T^2=0.5$), cette expression se réduit à :

$$2RT(|\alpha_3;\beta_3\rangle|0_4\rangle + |0_3\rangle|\alpha_4;\beta_4\rangle)$$

Il apparaît alors que deux photons remplissant les deux premières conditions de l'indiscernabilité (même mode de polarisation et même mode spectral) et incidents simultanément sur les deux ports d'entrée d'une lame séparatrice 50/50, vont interférer et sortir tous les deux dans le même mode spatial de sortie. Ce phénomène d'interférence à deux photons nous donne un moyen de mesurer expérimentalement leur degré d'indiscernabilité. En plaçant un détecteur sur chaque sortie de la lame et en mesurant les corrélations entre les deux ports de sortie de la lame, on mesure directement la fonction $g_{34}^{(2)}(0)$, fonction d'auto-corrélation normalisée du deuxième ordre entre les modes de sortie 3 et 4 de la lame avec un retard entre photons incidents nul ($\tau=0$) puisque les photons arrivent en même temps sur la lame. Cette fonction donne essentiellement la probabilité que les photons sortent sur des ports différents de la lame. Dès lors, pour des photons parfaitement indiscernables, la valeur de $g_{34}^{(2)}(0)$ sera égale à zéro car les deux photons sortent toujours sur le même port de sortie de la lame (i.e. dans le même mode).

Dans cette expérience, on peut dire que la lame séparatrice "efface" l'information qui différencie les deux photons à son entrée. On peut concevoir d'autres expériences très similaires dans lesquelles les photons pourront être différenciés par d'autres informations que leur mode spatial. Prenons l'exemple où le photon α est polarisé linéairement à 0° et le photon β à 90° . Dans ce cas, les photons qui sortent de la lame ne sont pas indiscernables (puisque'ils ne sont pas dans le même mode de polarisation) et il faut utiliser des éléments optiques supplémentaires pour effacer l'information qui les différencie et observer des phénomènes d'interférences quantiques. Ainsi, en plaçant un polariseur à 45° sur chaque port de sortie de la lame, on efface cette information sur la polarisation des photons, permettant l'obtention de photons parfaitement indiscernables.

Soulignons que le processus d'interférence à deux photons n'est pas local. Il n'est pas nécessaire pour l'observer que les photons se « croisent » sur la lame 50/50. En effet, l'interférence ne se produit pas au niveau de la lame mais au niveau du dispositif de détection. Pour obtenir des interférences, il suffit donc d'effacer toute information différenciant les photons pour qu'ils soient indiscernables lorsqu'ils arrivent sur le détecteur. Cette complémentarité entre ce qui est souvent nommé le "which way information" (l'aspect corpusculaire de la lumière) et les interférences (aspect ondulatoire

de la lumière), est au cœur de la mécanique quantique [5]. Ce processus d'interférence entre deux photons sur une lame séparatrice a été réalisée pour la première fois par Hong, Ou et Mandel en 1989 [3], avec des paires de photons jumeaux créés simultanément par une source paramétrique.

4.2. Un système à deux niveaux en interaction avec l'environnement

La génération de photons indiscernables ayant exactement le même spectre n'est pas aisée. Pour bien en comprendre la raison, revenons au cas d'un système à deux niveaux (Figure 4.3) isolé de l'environnement, préparé dans son niveau excité. Le système se désexcite après un temps caractéristique moyen T_1 , la durée de vie du niveau, en émettant un photon. Si ce système subit plusieurs cycles d'excitation et de relaxation, il génèrera un train de photons uniques, ayant tous le même spectre. Cependant, l'interaction de l'émetteur avec l'environnement produit des fluctuations de l'énergie des niveaux du dipôle émetteur et se traduit par des sauts de phase du train de photons émis (Figure 4.4). Les fluctuations étant aléatoires, chaque photon est "marqué" différemment des autres, ce qui les rend discernables. Par conséquent, la visibilité des interférences quantiques dans une expérience de type Hong-Ou-Mandel est réduite. Intuitivement on peut voir que le degré d'indiscernabilité des photons va dépendre de l'efficacité des processus de déphasage. On peut définir une constante de temps caractéristique, T_2^* (temps de déphasage pur), qui correspond au temps caractéristique des fluctuations subies par le dipôle.

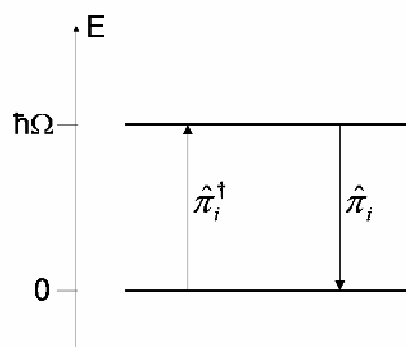


Figure 4.3: Système à deux niveaux (les opérateurs π sont les opérateurs de transition du système et les indices $i=1,2$ correspondent aux deux modes d'entrées de la lame 50/50)

Le temps pendant lequel la phase d'un système évolue de manière périodique est défini comme son temps de cohérence, T_2 . Au delà des processus de déphasage, un système de durée de vie finie, T_1 , perd sa cohérence lorsqu'il perd son énergie. La relation entre le temps de cohérence T_2 , la durée de vie, T_1 , et le temps de caractéristique de déphasage, T_2^* , est :

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*} \quad (4.3)$$

Pour un émetteur isolé de l'environnement, T_2^* tend vers l'infini et donc $T_2=2T_1$. Les photons émis par une telle source sont dits "limités par transformée de Fourier" car leur spectre est donné par la transformée de Fourier de leur profil temporel. A contrario, les sources en interaction avec un environnement fortement déphasant ont des temps de déphasage purs T_2^* très courts devant T_1 et par conséquent $T_2 \approx T_2^*$. Les caractéristiques de nos sources de photons uniques se situent entre ces deux cas extrêmes, avec un T_2^* qui est de l'ordre du T_1 .

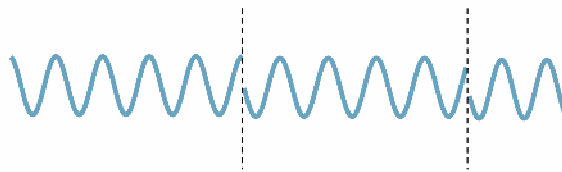


Figure 4.4: Train d'onde déphasé par l'interaction de l'émetteur avec l'environnement. Les lignes verticales en pointillé indiquent la discontinuité de la phase (perte de la mémoire de la phase)

Il est important de déterminer de manière plus quantitative l'influence de l'interaction de l'émetteur avec l'environnement sur l'indiscernabilité des photons émis. Ceci peut être fait en calculant la visibilité, $[1 - g_{34}^{(2)}(\tau)]$, de l'interférence pour deux photons issus de deux systèmes à deux niveaux dont l'énergie fluctue soudainement de manière aléatoire. On peut modéliser les effets déphasants par une force de Langevin $F(t)$ affectant les niveaux d'énergie. Un niveau d'énergie $\hbar\Omega$, soumis à une fluctuation d'énergie, a alors une énergie instantanée dépendante du temps $\hbar(\Omega + F(t))$. Cette fluctuation obéit à la relation :

$$\langle F(t)F(t') \rangle = 2\Gamma\delta(t - t') \quad \text{où} \quad \Gamma = \frac{1}{T_2^*}$$

Cette forme implique que les fluctuations d'énergie sont percussionnelles avec un temps d'autocorrélation pouvant être négligé devant tous les autres temps caractéristiques intervenant dans le problème. Ce processus est de plus stationnaire car il ne dépend que

de la différence des instants t et t' . La phase accumulée par l'état quantique à l'instant t est alors $\Omega t + \int_0^t F(t') dt'$.

En utilisant ce formalisme, la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ peut être calculée d'après l'expression présentée dans le paragraphe 4.1.3 [6]:

$$g_{34}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{2R^2 T^2}{1 - 2R^2 T^2} \left[\frac{T_2}{2T_1} e^{-\frac{2|\tau|}{T_2}} + \frac{T_2^*}{2T_1} \left(e^{-\frac{|\tau|}{T_1}} - e^{-\frac{2|\tau|}{T_2}} \right) \right] \right\} \quad (4.4)$$

Pour des photons qui arrivent simultanément ($\tau=0$) sur une lame 50/50 ($R^2=T^2=0.5$), cette expression se simplifie comme suit :

$$g_{34}^{(2)}(0) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{T_2}{2T_1} \right\}$$

L'indiscernabilité des photons va donc dépendre du rapport $T_2/2T_1$ que l'on désignera par *degré d'indiscernabilité maximale des photons émis par la source* (ou visibilité maximale de l'interférence à deux photons).

Des tracés de la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ pour des différentes valeurs des paramètres T_1 , T_2 et T_2^* de l'expression (4.4) aideront à une meilleure appréciation de la dépendance de cette fonction en fonction de ces temps caractéristiques du système. La durée de vie T_1 est donnée par $T_1 = T_1^0 / F$ où T_1^0 est la durée de vie en absence de cavité (de l'ordre de 1,5 ns), et F est le facteur d'accélération du taux d'émission spontanée.

La Figure 4.5 haut montre la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ pour certaines valeurs de la constante de temps, T_2^* , des processus déphasants. Comme nous le verrons dans le chapitre 5, ce temps de déphasage pur peut varier de quelque dizaines de ps pour une excitation non résonante (en excitant le GaAs) à quelques centaines de ps pour une excitation quasi-résonante (en excitant un état électronique de la boîte). On voit que la visibilité à τ égal à zéro s'améliore considérablement en passant de $T_2^* = 50$ ps à 600ps. En revanche, la largeur de la fonction change peu, car pour ces combinaisons de paramètres, elle est dominée par T_1 , qui est constant et égal à 62 ps. Pour la quatrième courbe, T_2^* , fixé à 50 ps, devient comparable à T_1 et la largeur de la courbe s'écarte de celle de T_1 .

Un deuxième paramètre qui influe fortement sur la visibilité de l'interférence à deux photons, est la durée de vie de l'émetteur. La fonction de corrélation du deuxième ordre normalisée est tracée sur la figure 4.5 bas pour des facteurs Purcell F_p allant de 3 à 24, correspondant à des durées de vie de l'ordre de 500 ps à 60 ps. Pour tous ces tracés nous supposons que $T_2^* = 600$ ps (valeur accessible en excitation quasi-résonante de la

boîte). Une simple observation des courbes dans la Figure 4.5 bas suffit pour voir la différence par rapport à celles de la Figure 4.5 haut. La courbe présentant la meilleure visibilité a une largeur à mi-hauteur moins importante que les autres. En effet la largeur suit essentiellement la valeur de T_1 qui diminue de courbe en courbe d'un facteur deux (voir expression 4.3).

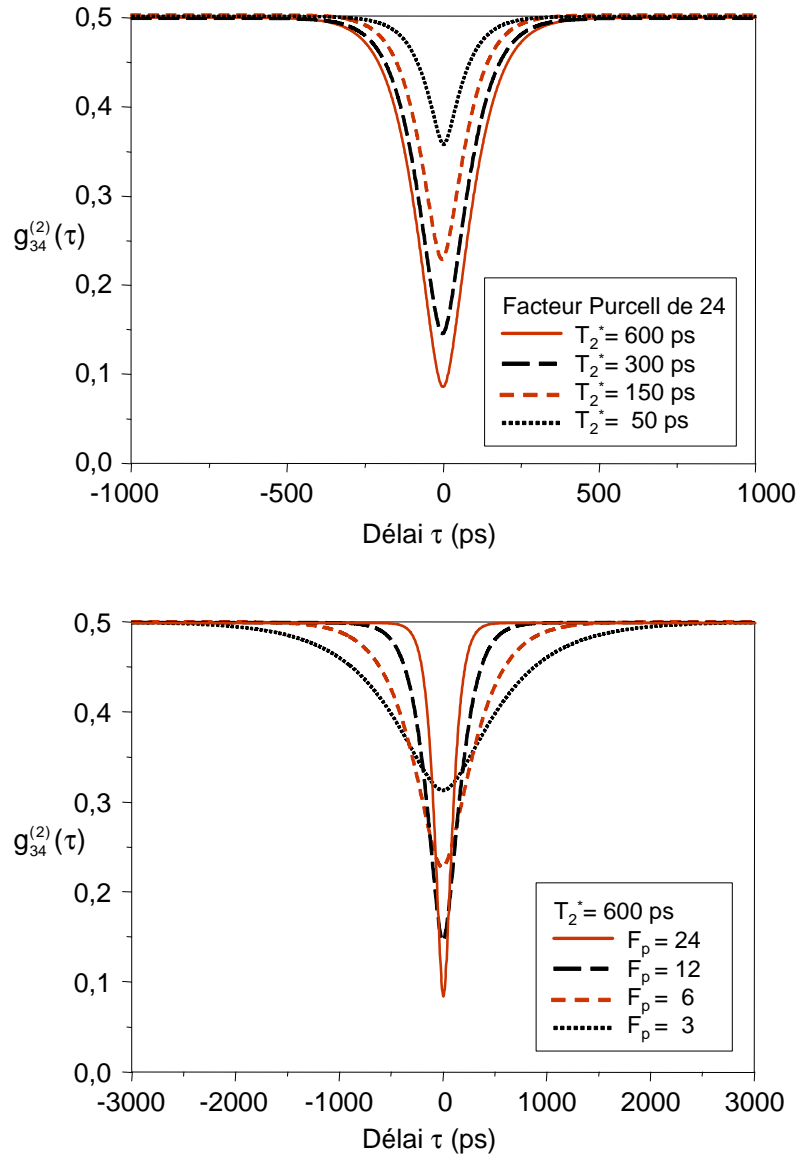


Figure 4.5: Fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$

Haut : pour différentes valeurs de déphasage, en supposant que l'émetteur a un facteur Purcell de 24 et une durée de vie dans le vide de 1,5ns.

Bas : pour différentes valeurs du facteur de Purcell (modifiant la durée de vie T_1), en supposant que l'émetteur a une durée de vie dans le vide de 1,5ns et un temps de déphasage pur de 600ps.

Il est intéressant de visualiser de manière simple, à la fois la dépendance de la fonction $g_{34}^{(2)}(0)$ en fonction du facteur Purcell et du temps de déphasage pur du système. Cela nous permettra de qualifier l'importance de la réduction du temps de déphasage pur (via l'excitation quasi-résonante et une opération à 4 K) et du raccourcissement du T_1 (via l'exploitation des effets d'électrodynamique en cavité). Les tracés présentés dans la Figure 4.6 montrent la variation de la visibilité maximale de l'interférence à deux photons, $g_{34}^{(2)}(0)$, en fonction du facteur Purcell pour des systèmes avec des temps de déphasage plus ou moins longs. Comme attendu, on constate que le raccourcissement de la durée de vie par le biais de l'effet Purcell est nécessaire à l'observation de l'interférence à deux photons. Néanmoins, la diminution du déphasage pur dans le système est peut être plus importante. On voit que si le déphasage n'est pas combattu efficacement (courbe avec $T_2^*=50$), même un facteur Purcell de 250 ne permet pas la génération de photons indiscernables à plus de 70%. On rappelle que la plus grande accélération du taux d'émission spontanée mesurée expérimentalement sur une boîte unique dans un micropilier est de 25 (mesuré dans le cadre de cette thèse, voir chapitre 5) et sur une boîte dans un cristal photonique est de 28 (mesuré par l'auteur et Stéphane Laurent au LPN) [7,8].

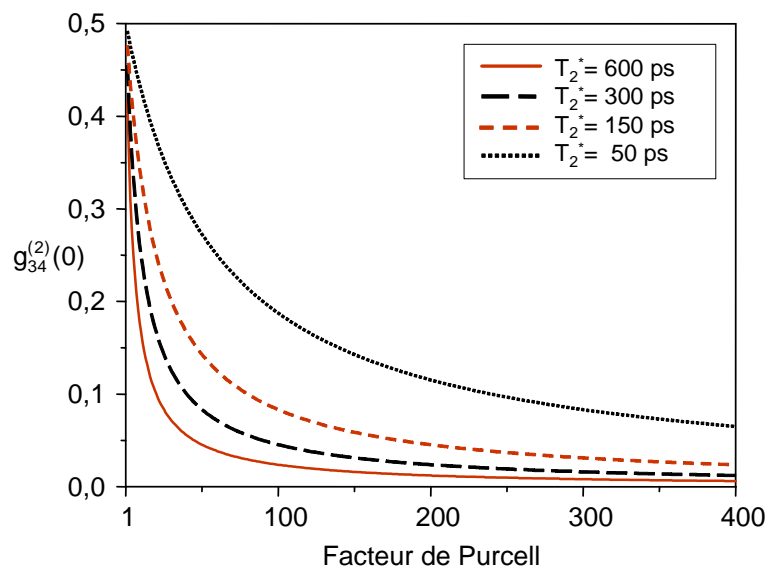


Figure 4.6 : Fonction $g_{34}^{(2)}(0)$ en fonction du facteur Purcell, pour des systèmes dont le déphasage pur varie de 50 à 600 ps.

4.3. Résumé et conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté quelques notions théoriques et expérimentales sur la caractérisation de l'indiscernabilité des photons en adoptant une représentation simple du champ quantique et de la lame séparatrice permettant de décrire l'interférence entre deux photons indépendants mais indiscernables.

L'expression analytique de la visibilité de l'interférence $1 - 2 * g_{34}^{(2)}(\tau)$ en fonction du délai, τ , entre les deux photons incidents, permet de cerner les paramètres critiques pour la génération de photons indiscernables par des émetteurs uniques en interaction avec leur environnement. Une constatation importante, qui découle de cette expression, est l'importance des processus de déphasage qui dégradent de façon très efficace la visibilité du processus d'interférence. L'impact du déphasage pur peut néanmoins être diminué par exemple en travaillant à basse température et en excitant dans un état électronique de la boîte, de sorte à réduire l'excédant d'énergie injecté dans le système et donc à réduire la population de phonons. Néanmoins, ces conditions expérimentales ne suffisent pas à restaurer l'indiscernabilité entre photons. Fort heureusement, le savoir-faire technologique actuel permet de réaliser des cavités de facteur de Purcell suffisant pour observer l'interférence de photons indépendants issus d'une boîte quantique en cavité en contournant les mécanismes de perte de cohérence du système.

Dans le chapitre suivant nous allons confronter l'ensemble de ces considérations théoriques à l'expérience via la mesure expérimentale des temps caractéristiques du système et de la visibilité du processus d'interférence à deux photons.

5. Expériences de corrélation à deux photons et indiscernabilité

Nous avons vu, au chapitre 4, que la génération de photons uniques indiscernables par une boîte quantique unique peut être obtenue en exploitant des effets d'Electrodynamique Quantique en Cavité, et plus particulièrement l'effet Purcell qui se traduit par un raccourcissement de la durée de vie radiative de l'exciton. Cet effet peut être mis en œuvre en isolant la boîte quantique au maximum du champ électrique dans une cavité micropilier, dont le mode fondamental est en résonance avec la transition excitonique de la boîte. Reste à savoir si la qualité optique des micropiliers fabriqués selon le protocole décrit dans le chapitre 3 permet une accélération du taux d'émission spontanée suffisante pour rétablir l'indiscernabilité des photons issus de la transition excitonique. Nous répondrons à cette question au cours de ce chapitre.

Dans un premier temps, nous exposerons les résultats des mesures optiques préliminaires réalisées sur les cavités micropiliers fabriquées, en terme d'énergie de résonance et de facteur de qualité optique du mode. Nous étudierons ensuite l'aptitude des boîtes quantiques isolées dans ces cavités à produire des photons uniques. Ces photons sont-ils indiscernables ? Au cours du chapitre 4, nous avons mis en évidence que l'indiscernabilité des photons uniques générés dépend de deux temps caractéristiques : la durée de vie de la transition excitonique (T_1) et le temps de cohérence des photons émis (T_2). Nous répondrons à la question de l'indiscernabilité des photons dans un premier temps par la mesure de ces temps caractéristiques puis via des expériences de corrélation de photons dont le principe est décrit dans le chapitre 4. Ces mesures confirmeront l'obtention de photons indiscernables grâce à l'exploitation des effets de cavité à très basse température (4K) mais aussi à des températures relativement élevées (supérieures à 40 K).

5.1. Caractérisation optique des résonateurs

La caractérisation des micropiliers fabriqués suivant le protocole présenté dans le chapitre 3, porte sur des études en microscopie par faisceaux d'électrons, par microscopie électronique en transmission et par micro-analyse chimique par diffraction aux rayons X, qui nous renseignent sur la forme et la composition chimique des structures. Les mesures optiques des facteurs de qualité et énergies de résonance des modes, décrites ici, permettent de compléter cette caractérisation. Afin de sonder les propriétés optiques de nos micropiliers, on utilise une source interne de lumière blanche formée d'un ensemble dense de boîtes quantiques dont la luminescence est centrée à 940 nm (1.3191eV) à 4 K [1].

Les boîtes quantiques utilisées ici sont des boîtes quantiques d'InAs/GaAs auto-organisées crues par épitaxie par jet moléculaire. Ces émetteurs font l'objet d'études depuis près de 20 ans aujourd'hui, depuis leur première caractérisation au Laboratoire du CNET à Bagnex [2]. La croissance est réalisée au LPN par Aristide Lemaître. Dans une image simpliste, les boîtes présentent une forme de lentille aplatie en InAs reposant sur un puits quantique étroit d'InAs (la couche de mouillage), enterrée dans une matrice de GaAs.

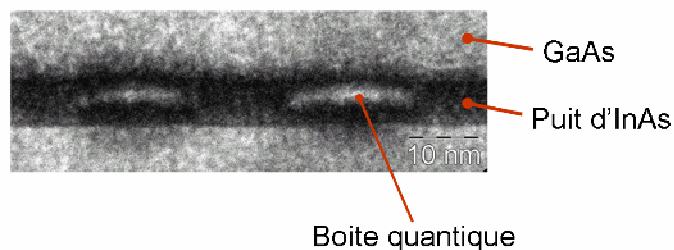


Figure 5.1 : Image prise en microscopie électronique en transmission de boîtes quantiques InAs auto-organisées dans une matrice de GaAs (Cliché de Gille Patriarche) .

Les dimensions typiques d'une boîte quantique sont 3 nm de hauteur et 10-20 nm de diamètre. Ces nano-îlots d'InAs se forment spontanément lors de la croissance : lors du dépôt d'une couche d'InAs sur un substrat plan de GaAs, l'InAs s'accorde en maille avec le GaAs en emmagasinant une énergie élastique de compression, du fait du désaccord des paramètres de maille entre les deux matériaux semi-conducteurs. Au-delà de 1.7 monocouches déposées, la contrainte emmagasinée relaxe pour former des îlots de forme pyramidale reposant sur une couche bi-dimensionnelle d'InAs (dite couche de mouillage). Une fois recouvertes de GaAs, ces pyramides prennent une forme de lentille aplatie. Ce mode de croissance ne permet ni le contrôle de l'emplacement spatial des

boîtes, ni le contrôle précis de leur taille et donc de leur énergie d'émission. Le spectre de luminescence d'un ensemble de boîtes porte la signature de cette dispersion en taille des objets : le spectre d'émission est gaussien avec une largeur d'environ 60meV (largeur inhomogène).

Ainsi, de part leur largeur inhomogène importante, leur faible largeur homogène, leur faible coefficient d'absorption et leur grand rendement quantique à basse température, les boîtes constituent un système de choix pour sonder les propriétés optiques de microcavités semiconductrices tridimensionnelles. L'échantillon étudié dans cette section (code MBE : 39B16) comporte un ensemble de piliers de diamètres variant de 15 microns à 200 nm, fermés par deux miroirs de Bragg GaAs/AlGaAs (14 paires pour le miroir du haut et 22 paires pour le miroir du bas, voir Annexe 1). Le corps de la cavité contient en son centre un ensemble dense de boîtes d'InAs. La résonance de la cavité planaire se situe autour de 950 nm. Une étude systématique du facteur de qualité et de l'énergie de la résonance a été menée sur des séries de piliers de différents diamètres. Les résultats de cette étude sont présentés et discutés dans ce paragraphe. Indiquons que le protocole de fabrication développé dans le cadre de cette thèse (voir chapitre 3) nous a permis de fabriquer des piliers de diamètre inférieur à 150nm (127nm pour le plus petit). Néanmoins, l'étude optique présentée ici se limite à des résonateurs de diamètre supérieur à 350 nm, car les énergies de résonance des modes des piliers plus confinés se situent en dehors de la gamme spectrale illuminée par les boîtes quantiques utilisées.

1.1.1. Facteur de qualité des micropiliers

L'obtention des facteurs de qualité des micropiliers est menée par le biais de mesures de microphotoluminescence à basse température (4K) en incidence normale sur des piliers uniques. En excitant optiquement et de façon non-résonante un ensemble de boîtes quantiques d'InAs de largeur inhomogène d'environ 60 meV, on peut sonder les modes de la cavité sur une large plage de longueurs d'onde, simplement par une étude du spectre de photoluminescence des boîtes "filtré" par le résonateur. En effet, la mesure de la largeur à mi-hauteur ΔE d'un mode permet directement de déduire le facteur de qualité via la formule :

$$Q = \frac{E}{\Delta E}$$

où E est l'énergie de résonance du mode et ΔE sa largeur à mi hauteur.

Il convient toutefois de prendre certaines précautions lors de la mesure du facteur de qualité. Rappelons que la source interne de lumière est formée d'un ensemble de

plusieurs émetteurs quasi-monochromatiques spatialement et spectralement distincts. Pour des piliers de petit diamètre, le nombre d'émetteurs présents dans la cavité est relativement faible (de l'ordre de 400 pour des piliers de diamètre de 1.1 microns). Dès lors, le spectre résultant ne présente plus un comportement de type lampe blanche : il comporte un ensemble de pics étroits rapprochés, correspondant à la contribution individuelle de chaque émetteur. Afin de résoudre ce problème, il est nécessaire de travailler sous forte puissance d'excitation, afin de saturer les transitions fondamentales de chaque émetteur et exciter des transitions à plus haute énergie des boîtes. On retrouve ainsi un spectre de type lampe blanche, qui ne porte pas la signature du caractère individuel de chaque émetteur. D'autre part, il convient d'être prudent sur le régime du processus d'excitation. En régime impulsionnel, toutes les transitions excitées produisent un photon par impulsion (avec des durées de vie variables). En revanche, l'efficacité d'extraction des photons émis sera favorisée pour les boîtes couplées au mode de la cavité. Ainsi, le spectre résultant sera directement relié à β , la fraction d'émission spontanée couplée au mode de la cavité :

$$\beta \approx \frac{F_p}{F_p + 1} \text{ avec } F_p = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q\lambda^3}{V_{\text{eff}}} \text{ (facteur de Purcell)}$$

Par contre, sous excitation continue, il est nécessaire de tenir compte du fait que certains de ces émetteurs sont mieux couplés que les autres au mode de la cavité. Ces émetteurs présenteront des durées de vie plus courtes et émettront donc un plus grand nombre de photons pendant le temps de la mesure. Le spectre résultant portera la signature de cette contribution inégale des différents émetteurs et sera relié non pas à la fraction β d'émission spontanée couplée au mode de la cavité mais au produit $F_p\beta$ qui, sous fort effet Purcell, présente une dépendance en fréquence directement proportionnelle au spectre du mode de la cavité. Ainsi, pour mesurer le facteur de qualité des résonateurs, nous utiliserons le dispositif expérimental suivant. Un laser pompe (laser Ti :Sa continu) est focalisé en incidence normale sur un pilier unique contenant en son centre un ensemble de boîtes quantiques. La puissance incidente (de l'ordre de 100 μW) est ajustée de sorte à saturer l'ensemble des boîtes. Par la mesure du spectre de luminescence et l'obtention du facteur de qualité sur des piliers de différents diamètres, nous pouvons suivre l'évolution du facteur de qualité Q , en fonction de l'augmentation du confinement latéral.

La figure 5.2 présente les valeurs du facteur de qualité Q mesurées sur le mode fondamental des micropiliers en fonction de leur diamètre. Ces mesures ont été effectuées, sans aucune sélection angulaire de la photoluminescence pour les piliers de

petit diamètre et avec une faible sélection pour les piliers de diamètre supérieur à $5\mu\text{m}$. Ceci introduit une erreur sur la mesure du facteur Q pour les piliers de grand diamètre due au recouvrement spectral des différents modes de ces résonateurs. Dans ce cas précis, la mesure exacte du facteur de qualité requiert une sélection angulaire plus précise de la lumière émise, via un diaphragme, afin de ne garder que les photons issus de la résonance verticale à $k_{\parallel}=0$ correspondant au mode fondamental. Dans le cadre de notre étude, cette sélection angulaire n'est pas mise en œuvre dans la mesure où seuls les piliers de petit diamètre présentent un intérêt. La mesure approximative des facteurs de qualité des piliers de grand diamètre permet simplement de revenir à une valeur approchée du facteur de qualité de la cavité plane de départ.

La dépendance du facteur de qualité en fonction du diamètre présentée sur la Figure 5.2 (haut) a été obtenue sur deux échantillons à différentes étapes de l'optimisation du procédé de fabrication des résonateurs : les cercles correspondent au début du travail d'optimisation du nouveau procédé présenté dans le chapitre 3. Une optimisation fine du procédé a permis une grande amélioration du facteur de qualité pour les très petits diamètres (triangles). Lorsque le diamètre des micropiliers diminue, nous constatons que le facteur de qualité du mode fondamental reste tout d'abord constant puis, pour des piliers de diamètre inférieur à $2\mu\text{m}$, se dégrade : le facteur de qualité est une fonction affine du diamètre. Dans nos micropiliers, malgré la dégradation de la finesse aux petites tailles, le facteur de Purcell, proportionnel au rapport Q/V_{eff} , va augmenter car le volume est, en première approximation, une fonction quadratique du diamètre. Indiquons que la compréhension de l'introduction de pertes optiques aux petits diamètres est en cours d'étude, grâce à une collaboration étroite avec Guillaume Lecamp et Philippe Lalanne du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. L'étude théorique qu'ils ont menée laisse entrevoir que la gravure latérale plus importante des couches d'AIAs par rapport aux couches de GaAs dans les miroirs de Bragg pourrait être à l'origine de la dégradation de la finesse de nos cavités.

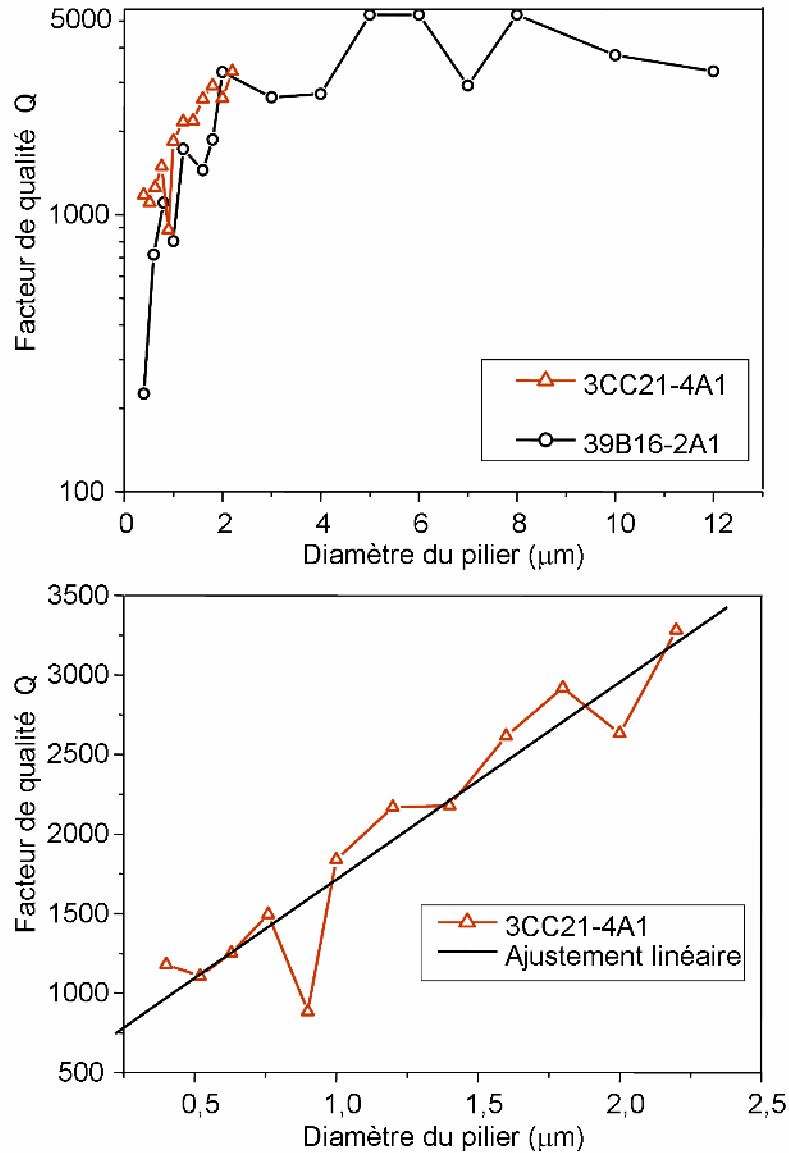


Figure 5.2: Haut) Facteur de qualité des résonateurs en fonction du diamètre pour deux échantillons. L'axe vertical est en échelle logarithmique. Bas) Facteur de qualité en fonction du diamètre, pour l'échantillon fabriqué avec le procédé optimisé. La droite est un ajustement linéaire de la dépendance de Q en fonction du diamètre.

1.1.2. Energie de résonance des micropiliers

Outre une diminution du facteur de qualité, la réduction du diamètre d'un résonateur cylindrique décale l'énergie de résonance des modes de la cavité vers les grandes énergies du fait de l'augmentation du confinement latéral. L'étude systématique du spectre de luminescence des piliers en fonction de leur diamètre offre une mesure

directe de ce décalage spectral, permettant ainsi une comparaison avec les attendus théoriques présentés dans le paragraphe 2.2.

La figure 5.3 montre des mesures du spectre de photoluminescence pour des piliers de différents diamètres. Soulignons que pour des piliers de diamètre inférieur à $5\mu\text{m}$, le confinement latéral devient suffisamment important qu'il n'y ait plus de recouvrement spectral entre les différents modes du résonateur. Il est alors possible de définir de façon précise l'énergie de résonance du mode fondamental et de coupler un émetteur à un seul mode. Dans ce contexte, on remarque nettement que les modes discrets des piliers se décalent vers les hautes énergies quand le diamètre diminue.

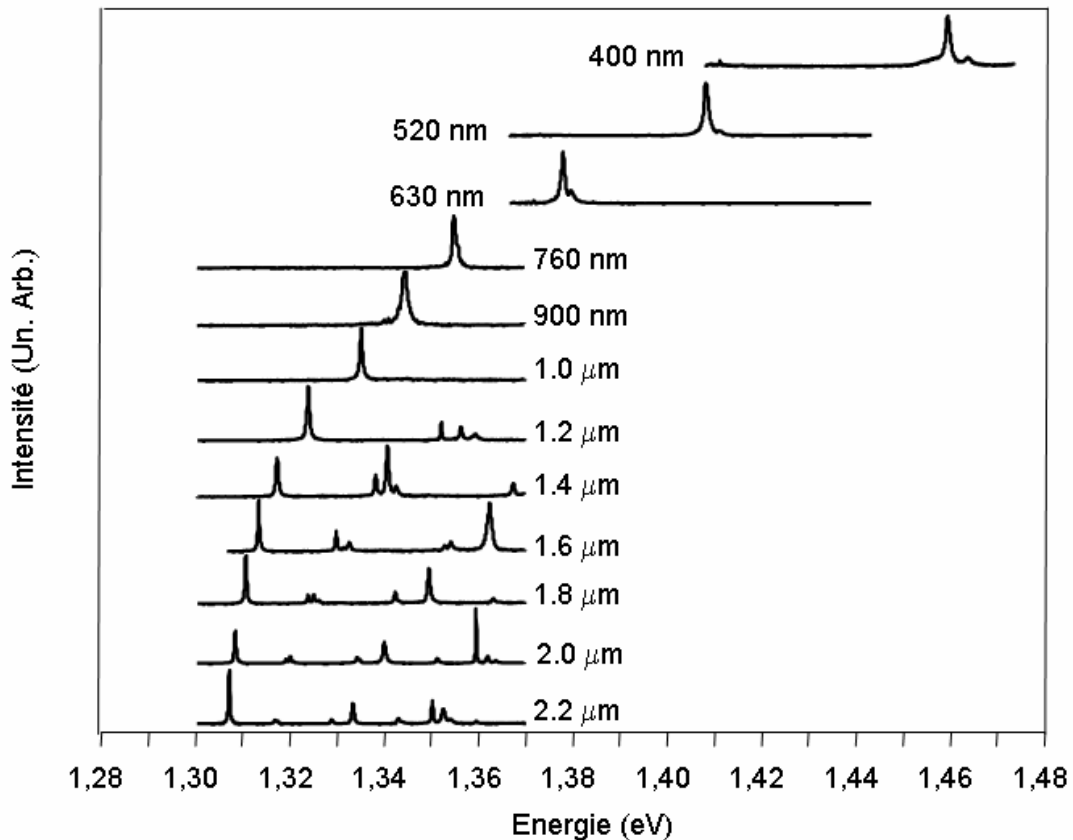


Figure 5.3: Spectre des modes de piliers de différents diamètres.

On peut alors reporter ce décalage spectral vers les hautes énergies en fonction du diamètre du pilier et le comparer aux attendus théoriques (voir Figure 5.4). On voit ici que l'accord entre la théorie et l'expérience est très satisfaisant, indiquant que le modèle approché des indices effectifs utilisé est largement suffisant pour décrire ce phénomène. Indiquons que le diamètre des piliers a été mesuré au préalable sur un échantillon test par le biais de l'imagerie TEM (qui est une technique destructive). Ce bon accord entre la théorie et l'expérience démontre ainsi la reproductibilité du processus de fabrication en termes de diamètre des résonateurs. Cette étude du décalage spectral de l'énergie de résonance peut

aussi être étendue vers les autres modes du résonateur, comme par exemple le mode HE_{01} (voir figure 5.4 bas).

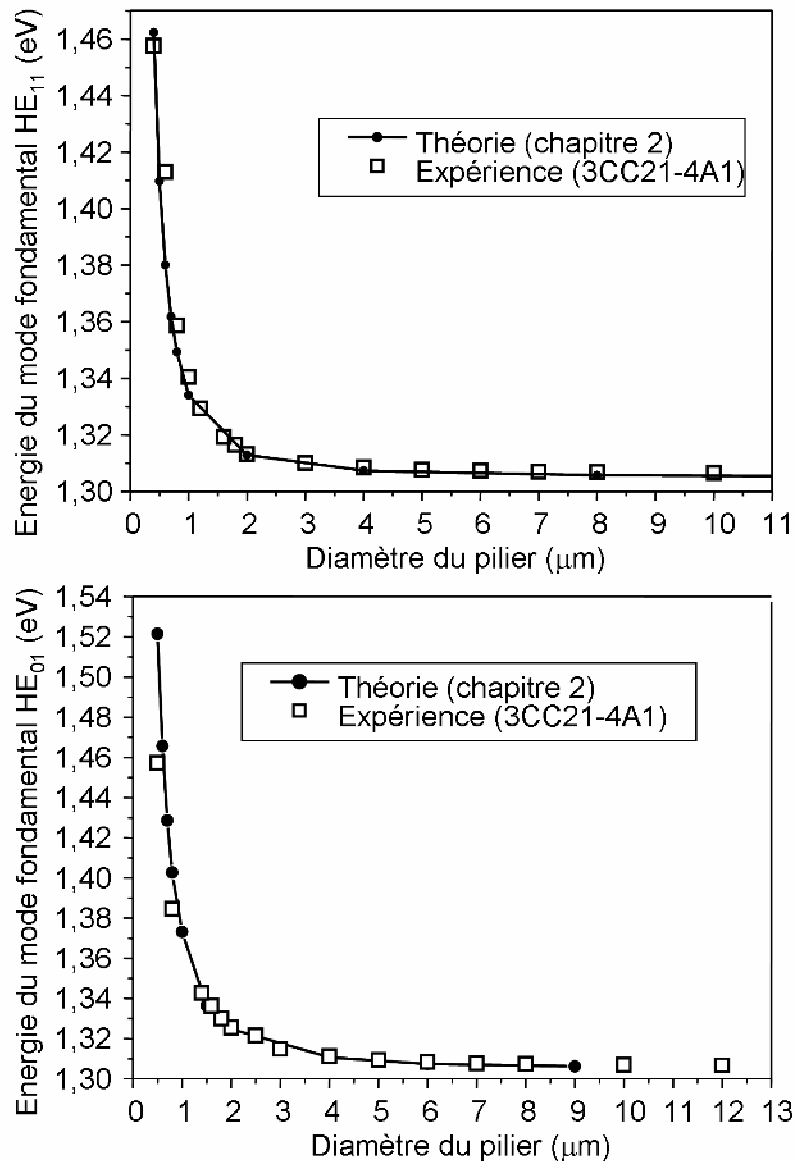


Figure 5.4 : Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales de l'énergie du mode fondamental HE_{11} (haut) et du mode HE_{01} (bas) d'un micro-pilier (la structure exacte est celle de l'échantillon 3CC21, Annexe 1). Le mode de la cavité planaire est à 1,3053 eV (950nm).

Dans ce paragraphe, nous avons vu que le procédé de fabrication présenté dans le chapitre 3 permet l'obtention de piliers qui préservent leur qualité optique aux petits diamètres. Par ailleurs, la taille de ces objets, et par conséquent leur énergie de résonance est très bien contrôlée. Le facteur de Purcell théorique des ces structures peut être calculé à partir de l'expression 2.4 qui dépend du facteur de qualité, Q , ici

expérimentalement mesuré, et du volume effectif du mode, V_{eff} . Cette grandeur V_{eff} n'est pas facilement accessible expérimentalement, néanmoins une bonne approximation consiste à supposer que l'extension du champ suivant l'axe du pilier est égale à celle de la cavité planaire (environ $1,5\lambda/n$) et que la section effective du mode dans le plan des couches est égale à la section du pilier. Cette approximation surestime la valeur du volume effectif. Le facteur de Purcell donné par ce calcul très approché, pour un pilier de diamètre 400 nm et de facteur de qualité de 1500, est de l'ordre 40 (cette approximation sous-estime légèrement le facteur de Purcell ; la valeur exacte serait de l'ordre de 60). Il devient donc intéressant de coupler une boîte unique au mode d'un tel résonateur puisqu'il est possible de bénéficier d'une réduction de sa durée de vie pouvant permettre la génération de photons indiscernables.

5.2. Spectroscopie d'une boîte quantique dans un résonateur

Les émetteurs de photons uniques utilisés sont des boîtes quantiques uniques d'InAs/GaAs auto-organisées crues par épitaxie par jet moléculaire par Aristide Lemaître. Pour étudier la structure fine des boîtes et produire des photons uniques, il faut pouvoir isoler un seul de ces émetteurs. Pour ce, on peut mettre en œuvre plusieurs solutions :

- Une réduction du nombre de boîtes par gravure de microstructures contenant des îlots quantiques. La gravure de mesas, microstructures parallélépipédiques, a permis d'initier les études sur boîtes uniques depuis près de 10 ans [3, 4]. Ici, nous utiliserons la gravure de micropiliers pour réduire le nombre de boîtes.
- Une réduction de la densité de boîtes par la fabrication d'échantillons dits "zone frontière" [5]. Le dépôt lors de l'épitaxie n'est pas homogène sur l'ensemble du substrat mais s'effectue selon un gradient d'épaisseur des couches déposées. On ajuste alors les paramètres de dépôt de sorte que l'épaisseur des couches d'InAs déposée soit supérieure à 1.7 monocouches en centre de plaque et inférieure à 1.7 monocouches en bord de plaque. Il se crée alors une zone de transition (dite zone frontière) correspondant à l'épaisseur critique pour former des îlots. Dans cette zone, la densité de boîtes est très faible (de l'ordre de 10 par μm^2).
- Le désaccord spectral entre le spectre d'émission des boîtes quantiques et le mode de la cavité. En dessinant la structure de sorte que l'énergie de résonance de la cavité optique se situe dans la queue basse énergie de la distribution spectrale des boîtes, on peut diminuer le nombre de boîtes en résonance avec le mode de la cavité.

En exploitant conjointement ces trois effets, on peut maximiser la probabilité de trouver une boîte unique en résonance avec le mode d'un résonateur de facteur de qualité et de diamètre donnés. Pour ce, nous avons travaillé sur des micropiliers contenant en leur centre un plan dilué de boîtes quantiques (zone frontière dont la luminescence est centrée vers 950 nm, correspondant à une énergie de 1,3053 eV) et fermés par deux miroirs de Bragg GaAs/AlGaAs de respectivement 24 et 16 paires (échantillon 44D08-8B). La résonance de la cavité planaire se situe autour de 1050 nm. Les diamètres des piliers étudiés sont ici de l'ordre de 300 à 500 nm. La raison de cette restriction sur le diamètre des résonateurs est double. D'une part, l'amplitude de l'effet Purcell mis en jeu doit être suffisamment élevée pour les objectifs visés (génération de photons indiscernables), induisant une limite supérieure au diamètre des piliers comme cela a été mis en évidence dans la section précédente : l'amplitude de l'effet Purcell croît pour des diamètres de résonateurs décroissant. D'autre part, le contrôle de l'énergie de résonance des piliers doit être précise pour accorder spectralement la transition fondamentale de la boîte et le mode de la cavité, induisant une limite inférieure au diamètre : le protocole de fabrication actuel n'offre pas une précision suffisante sur la valeur des très petits diamètres (inférieurs à 300nm).

A basse température et sous faible excitation, une boîte quantique unique présente un spectre de luminescence composé de raies très fines qui peuvent être attribuées à différentes transitions de la boîte quantique avec des états de charge différents [6]. En effet, les boîtes InAs constituent des inclusions de matériau semiconducteur de petite bande interdite (l'InAs) dans un autre matériau de plus grand gap (le GaAs), de sorte que les boîtes forment un puits de potentiel tridimensionnel pour les paires électron-trou. Ce confinement électronique à des échelles nanométriques induit une discrétisation des états électroniques. Pour une étude détaillée de la structure électronique de ces émetteurs, on pourra se reporter à [7]. Nous nous contenterons ici d'une approche simplifiée présentée sur la figure 5.5, qui suffit à la compréhension et l'étude des processus mis en jeu dans le cadre de cette thèse. Cette figure présente un schéma simplifié de la structure électronique d'une boîte unique. Les transitions électroniques dans le GaAs (représenté en gris clair) se situent à haute énergie et se distribuent suivant un continuum. A plus basse énergie, apparaissent les transitions électroniques de la couche de mouillage réparties suivant un continuum (en gris foncé) puis les transitions discrètes au sein de la boîte quantique. L'excitation de l'état électronique fondamental de la boîte (ou exciton) peut se faire sous pompage optique non-résonant. Le laser pompe peut alors être résonant avec le continuum d'états du GaAs ou de la couche de mouillage (mécanisme représenté par la flèche ascendante longue en pointillé) ou bien quasi-résonant avec un état excité de l'état électronique

fondamental de la boîte (processus représenté par la flèche ascendante courte en pointillé). Après relaxation rapide (quelques dizaines de ps) des porteurs vers les niveaux fondamentaux de l'électron et du trou dans la boîte, la boîte génère un photon à l'énergie de la transition fondamentale, via la recombinaison radiative de la paire électron-trou (processus représenté par la flèche descendante en pointillé). Nous exploiterons cette transition radiative pour produire des photons uniques à la demande après filtrage spectral du signal de luminescence, suivant le protocole proposé dans [8] et mis en œuvre dans de nombreux groupes depuis quelques années [9].

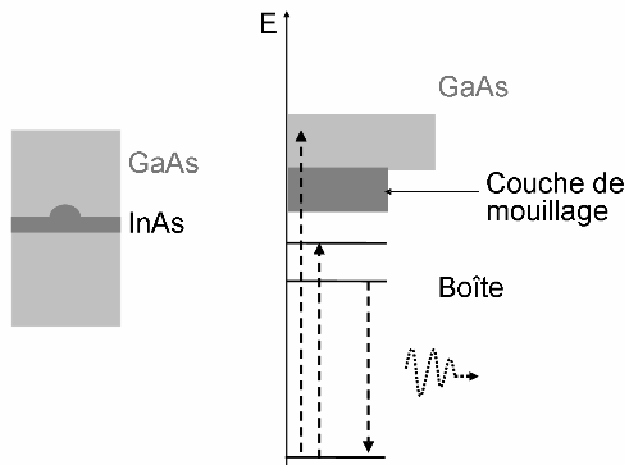


Figure 5.5 : Schéma simplifié de la structure électronique des boîtes quantiques uniques InAs/GaAs.

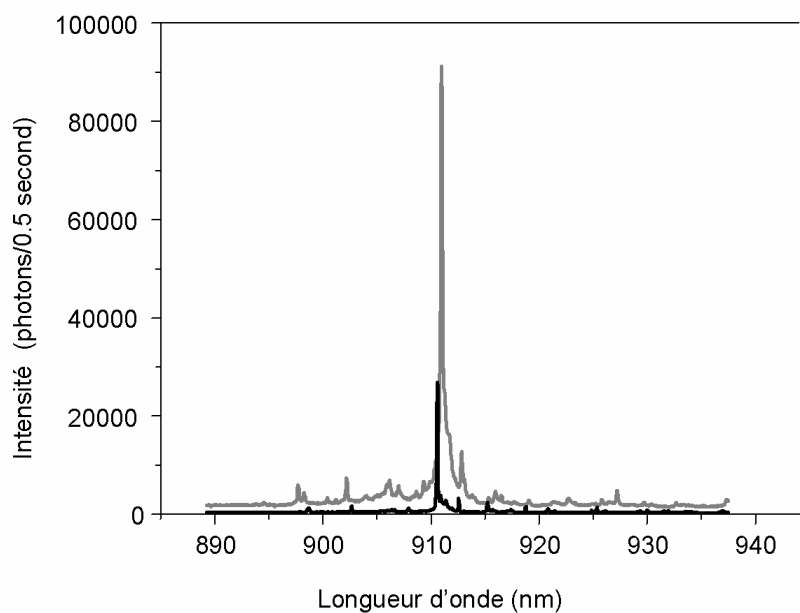


Figure 5.6 : Spectre de photoluminescence d'une boîte quantique couplée à une cavité à basse (noir) et haute (gris) intensité d'excitation optique.

Afin de sonder l'accord spectral et spatial entre la transition fondamentale de la boîte quantique et le mode de la cavité, on peut dans un premier temps s'intéresser au spectre de photoluminescence de la boîte quantique à basse et à forte puissance d'excitation (voir Figure 5.6). A forte excitation, le spectre est essentiellement le spectre du mode de la cavité. A basse excitation, le spectre présente des raies étroites de luminescence qui peuvent être associées aux transitions discrètes au sein des boîtes quantiques. En comparant l'énergie de ces raies à l'énergie du mode de la cavité, on peut remonter à l'accord spectral entre le mode de la cavité et la boîte quantique.

La figure 5.5 présente le spectre d'une cavité, sous excitation continue non résonante, à haute et basse intensité de pompage optique. A haute intensité, on peut identifier l'énergie du mode fondamental de la cavité. A basse intensité d'excitation, le spectre présente principalement une raie fine en résonance avec le mode de la cavité. L'intensité intégrée de cette raie croît linéairement avec la puissance d'excitation, indiquant que ce signal peut être attribuée à une transition à une paire électron-trou d'une boîte quantique.

1.1.3. Spectre d'excitation de photoluminescence

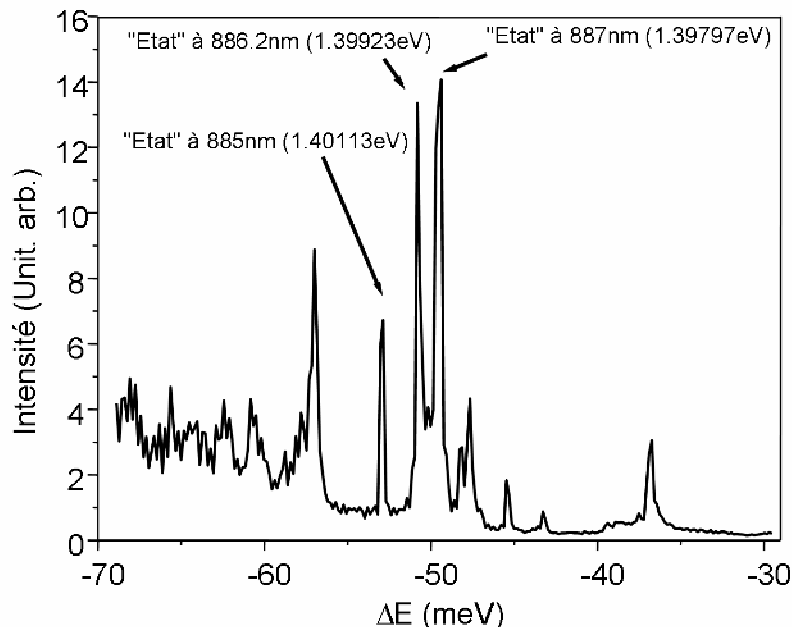


Figure 5.7 : Spectre d'excitation de photoluminescence (PLE) d'une boîte quantique unique en résonance avec le mode fondamental d'une cavité de type micropilier. La luminescence issue de la transition fondamentale ($\Delta E=0$) se situe à 920 nm (1,349eV).

La structure électronique de la boîte peut être sondée en balayant l'énergie du laser exciteur et en observant l'amplitude de l'émission de l'état fondamental. Cette opération, qui fournit le spectre d'excitation de photoluminescence (spectre de PLE), fournit des informations sur les états électroniques donnant lieu à l'absorption de lumière et la relaxation de porteurs photocréés vers l'état fondamental. La Figure 5.7 présente un spectre de PLE d'une boîte qui possède quelques états excités. Il est important de noter que ces états excités se trouvent dans la stop-band du miroir de Bragg. Ceci impose d'adopter une excitation via une lentille de courte distance focale (19 mm) sous incidence oblique avec un angle d'incidence supérieur à 45° . La collection est assurée par un objectif de microscope traité pour le proche infrarouge d'ouverture numérique 0.4. Tous les résultats présentés par la suite ont été obtenus avec ce montage d'excitation-collection (Figure 5.8).

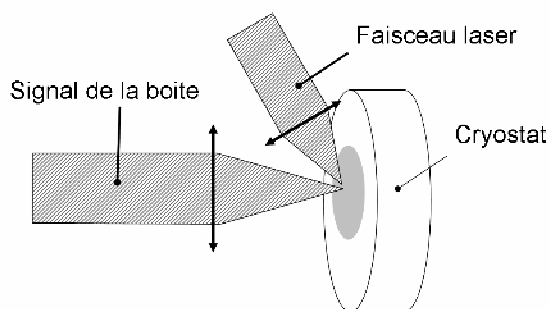


Figure 5.8 : Schéma du montage d'excitation de l'échantillon, via une lentille de distance focale de 19 mm, pour contourner la stop-band du miroir de Bragg.

L'énergie d'émission des boîtes utilisées est relativement proche de celle du continuum 2D de la couche de mouillage, ce qui réduit considérablement la probabilité d'observation d'états liés autre que l'exciton. Dans les résonateurs ici étudiés, une cavité sur dix incluait une seule boîte en résonance avec le mode malgré un ajustement entre l'énergie du mode et la distribution spectrale des boîtes (ce nombre peut être accru par un effort technologique considérable qui passe par un contrôle précis du centre de nucléation des boîtes et de leur énergie d'émission). Parmi ces boîtes, une sur vingt présentait des états excités. Le pourcentage de boîtes ayant des états excités peut être considérablement augmenté en utilisant des boîtes plus profondes (boîtes dont l'énergie d'émission est plus basse $\sim 1,28\text{eV}$).

La majeure partie des boîtes couplées ayant des états excités, présentait une structure électronique semblable à celle de la figure 5.7. L'identification et l'attribution de ces transitions à un mécanisme précis (transitions assistées par phonons...) est

complexe et demande une étude dédiée plus longue que celle faite dans le cadre de cette thèse. De plus, la plupart des études menées par d'autres groupes de recherche utilisent des boîtes bien plus profondes avec longueur d'onde d'émission entre 960nm et 980 nm (1.291eV et 1.265eV) que celles étudiées ici. Néanmoins, on peut très probablement attribuer la transition qui se trouve à 36 meV de l'état fondamental à l'absorption résonante assistée par un phonon, et le doublet se trouvant à 50 meV au premier état excité de l'exciton [10 ,11].

1.1.4. Spectre de photoluminescence

Les photons uniques identiques qui vont être utilisés dans les expériences d'interférométrie présentées dans les paragraphes suivants sont issus de la transition fondamentale de la boîte. Il est donc souhaitable d'avoir la raie correspondante isolée au mieux spectralement de tout autre signal de luminescence. Ainsi, une fois les "états" excités identifiés, une étude du spectre de photoluminescence en fonction de l'énergie d'excitation a été effectuée.

La figure 5.9 présente trois spectres de photoluminescence pris au cours de cette étude pour la boîte dont le spectre de photoluminescence en excitation est présenté dans la figure 5.7. Le spectre pris sous excitation non résonante dans le continuum 3D du GaAs présente un grand nombre de raies qui correspondent à différentes transitions de différentes boîtes. Par contre, le spectre pris sous excitation non résonante dans la couche bidimensionnelle de mouillage (InAs) est dominé nettement par une raie à 920nm (1,3478eV). Le spectre pris en excitation quasi-résonante avec l'énergie du laser accordé à l'état excité à 887nm (figure 5.7) ne présente qu'une seule raie de luminescence provenant de la transition fondamentale de la boîte. Ainsi, une excitation quasi-résonante nous permet d'exciter préférentiellement une seule boîte quantique dans le résonateur et donc d'obtenir un spectre de photoluminescence ne comportant que la raie d'émission qui nous intéresse.

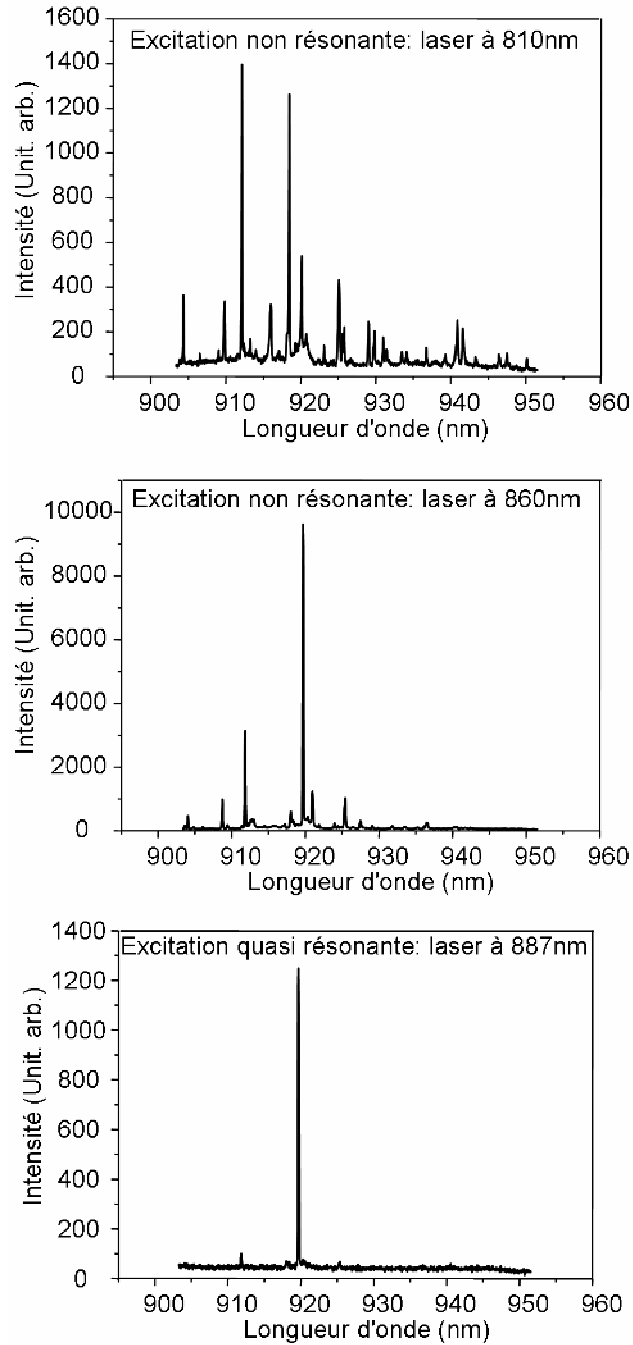


Figure 5.9 : Spectres de photoluminescence d'une boîte quantique unique en résonance avec le mode fondamental d'un micropilier : Haut) Laser excitateur à 810nm (GaAs), Centre) laser excitateur à 860nm (Couche de mouillage) et Bas) laser excitateur à 887nm (état excité de la boîte).

1.1.5. Emission de photons uniques

Nous venons de voir que sous excitation quasi-résonante, le spectre de luminescence présente une raie étroite attribuée à la transition fondamentale de la boîte

quantique. Ainsi sous excitation impulsionnelle, la boîte doit générer au plus un et un seul photon à l'énergie de la transition fondamentale au cours de chaque cycle d'excitation. Ceci peut être vérifié à l'aide de mesures de corrélations de photons de type Hanbury-Brown and Twiss (voir paragraphe 4.1.2). On mesure alors la fonction d'autocorrection du second ordre du signal, $g^{(2)}(\tau)$. Pour un signal contenant n photons, à $\tau=0$, cette fonction est donnée par :

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}$$

Il apparaît alors que pour une source de photons uniques ($n=1$), cette fonction sera égale à zéro à retard nul. Dans l'expérience, le signal de luminescence à analyser est envoyé sur une lame séparatrice 50/50. On mesure alors l'intervalle de temps τ entre la détection d'un photon sur chaque bras de sortie de la lame à l'énergie de la transition excitonique. On construit ainsi l'histogramme de l'arrivée des photons en fonction du retard τ , sachant qu'un premier photon a été détecté. Un schéma du montage simple est présenté dans la figure 5.10.

Dans nos mesures, les fonctions $g^{(2)}(\tau)$ que nous mesurerons différeront suivant le régime de l'excitation de la source (excitation continue ou impulsionnelle) :

- I. Sous excitation continue, le signal émis par la source consiste en plusieurs impulsions à un photon d'extension temporelle finie, émises à des instants aléatoires mais séparées par un temps au moins égal la durée de vie de l'émetteur. On s'attend alors à observer une fonction de $g^{(2)}(\tau)$ qui, égale à zéro pour $\tau=0$, remonte à 1 avec une constante de temps donnée par la durée de vie de l'émetteur (Figure 5.11 gauche).
- II. Sous excitation impulsionnelle par un laser pulsé, l'émetteur fournit un photon par impulsion laser. Dans ce cas, le signal délivré par la source consiste en une impulsion à un photon par période de répétition du laser ($T_{rep}=12,2ns$). La courbe de corrélation obtenue à l'aide du montage de type Hanbury-Brown and Twiss présente des pics de corrélation séparés par T_{rep} , le pic à $\tau=0$ étant absent (Figure 5.11 droite). Dans ce régime, on ne reconstruit pas exactement la fonction $g^{(2)}(\tau)$, mais on l'échantillonne tous les 12.2ns (période de répétition du laser). On peut alors déduire de l'aire des pics présents sur la courbe de coïncidences la valeur de $g^{(2)}(\tau)$ à l'instant τ . Pour une source poissonienne, tel qu'un laser, l'histogramme présente des pics d'aire égale à 1. Pour une source de photons uniques, le pic à $\tau=0$ est absent.

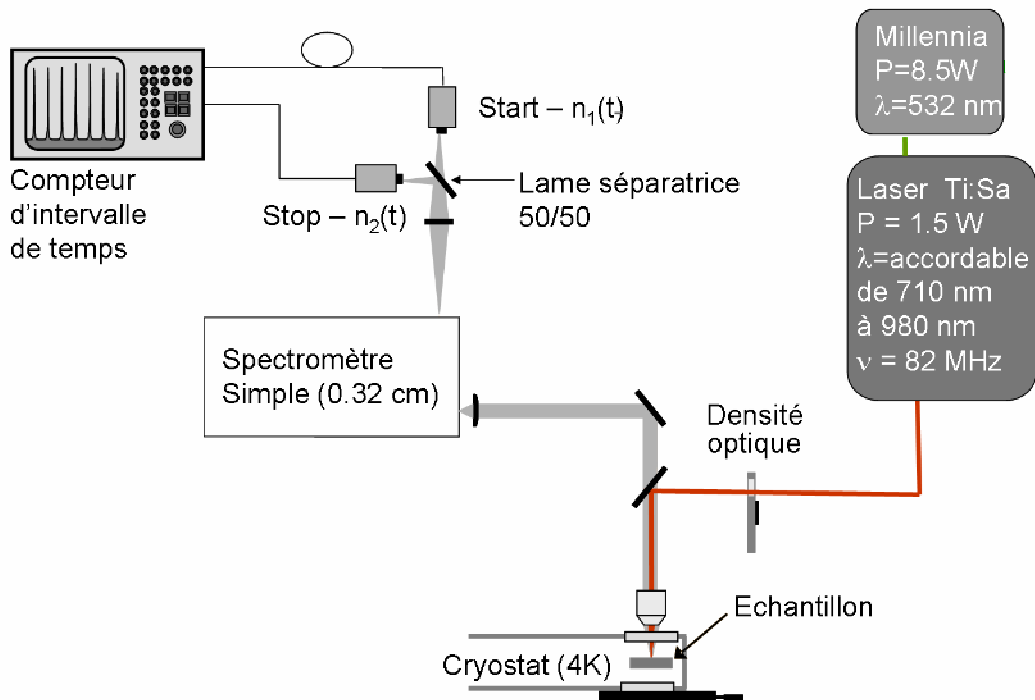


Figure 5.10 : Schéma du montage de type Hanbury-Brown and Twiss. Il faut noter que l'excitation en incidence normale présentée ici est remplacée par l'excitation oblique de la figure 5.8.

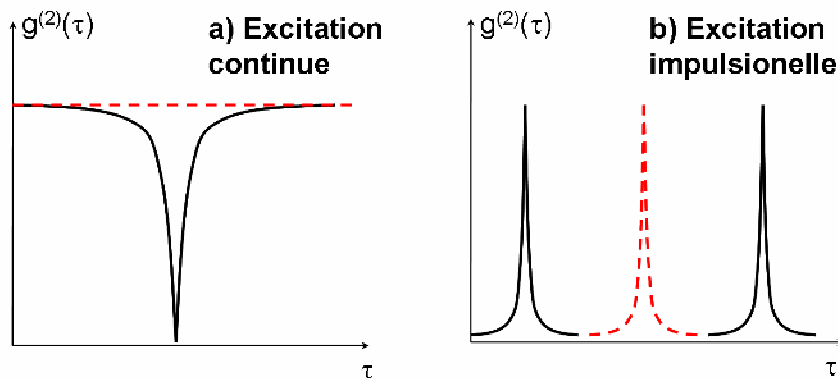


Figure 5.11 : Schéma du résultat de la mesure du $g^{(2)}(\tau)$ avec le montage Hanbury-Brown and Twiss :

a) sous excitation continue ; le trait noir correspond à une source de photons uniques parfaite et le trait en pointillé rouge correspond à une source cohérente.

b) sous excitation pulsée ; l'aire des pics normalisés donne la fonction $g^{(2)}(\tau)$ à chaque τ : le pic rouge en pointillé disparaît pour une source de photons uniques idéale et présente une aire égale aux pics adjacents pour une source cohérente.

Pour des mesures de corrélations de type Hanbury-Brown and Twiss, les mesures sous excitation impulsionnelle présentent de grands avantages par rapport aux mesures sous excitation continue. La résolution temporelle des expériences effectuées en régime pulsé est limitée non par la résolution du détecteur de photons uniques, comme pour les mesures sous excitation continue, mais par celle de l'analyseur qui est généralement nettement supérieure à celle du détecteur (80 picosecondes pour notre compteur d'intervalle de temps contre 400 picosecondes pour les détecteurs que nous utilisons – photodiodes à avalanche Si en mode de comptage de photons). De plus l'accumulation des événements de corrélation est plus rapide car ils sont temporellement concentrés autour des points d'échantillonnage (ici les temps d'arrivée des impulsions laser).

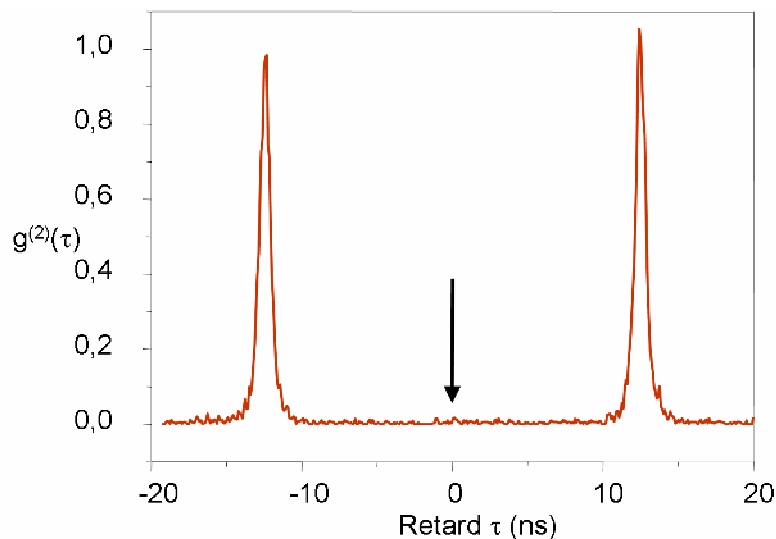


Figure 5.12: Analyse du signal de luminescence par un montage de type Hanbury-Brown and Twiss et mise en évidence du dégroupement (antibunching) des photons.

Les résultats typiques de nos mesures effectuées sur une boîte unique isolée en micropilier sont présentés sur la figure 5.12. Il apparaît que le pic à retard nul est quasiment absent, indiquant que le signal de luminescence provient bien d'un émetteur unique et que les états de la lumière générés sont des états à un photon. Pour une étude plus quantitative, nous avons normalisé l'aire des différents pics observés sur l'histogramme. Si l'aire des pics adjacents est proche de 1, l'aire du pic à retard nul est inférieure à 0.005. Cette très faible valeur est la signature de la suppression presque complète des événements multi-photoniques. Elle a pu être obtenue grâce à la qualité des boîtes quantiques et au recours au pompage quasi-résonant. Reste à savoir si les photons uniques séquentiellement émis par la boîte à la transition excitonique sont bien

identiques. Rappelons que le taux d'indiscernabilité ($1 - 2^* g_{34}^{(2)}(\tau)$) entre photons dépend du rapport entre T_2 , le temps de cohérence des photons émis et T_1 , la durée de vie de la transition fondamentale. Nous allons dans la prochaine section présenter la mesure de ces deux temps caractéristiques.

5.3. Mesure des temps caractéristiques du système

Les temps caractéristiques du système sont la durée de vie des porteurs dans la boîte quantique, T_1 , le temps de cohérence des photons émis, T_2 , et le temps de déphasage pur, T_2^* . On a vu dans le chapitre 4 comment ces temps sont susceptibles d'influer sur le processus d'interférence entre deux photons issus de manière séquentielle d'une boîte quantique. Dans ce paragraphe, nous indiquerons comment on peut mesurer expérimentalement ces temps caractéristiques, et quel est leur comportement en fonction des différents paramètres du système étudié.

Indiquons que seule la mesure de deux de ces temps caractéristiques est nécessaire (ici la durée de vie et le temps de cohérence du système), car ces trois temps caractéristiques sont reliés entre eux par l'équation :

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

5.3.1. Le temps de cohérence T_2

Le temps de cohérence d'un train d'ondes est le temps pendant lequel la phase de l'onde évolue de manière périodique. Pendant ce temps, l'onde est capable d'interférer avec d'autres systèmes cohérents (et avec elle-même). Cette définition du temps de cohérence est très générale et peut s'appliquer à tout système ondulatoire.

La définition du temps de cohérence nous indique comment le mesurer. Pour cela, on peut faire interférer le signal à analyser avec une version décalée dans le temps de lui-même. Le retard à partir duquel la visibilité des franges d'interférence tombe au dessous d'un certain seuil prédéterminé ($1/e$) est défini comme le temps de cohérence du signal. Cette expérience très simple, qui revient à mesurer la fonction de cohérence du premier ordre $g^{(1)}(\tau)$, peut être effectuée à l'aide d'un interféromètre de Michelson dont un des bras est de longueur variable (Figure 5.13).

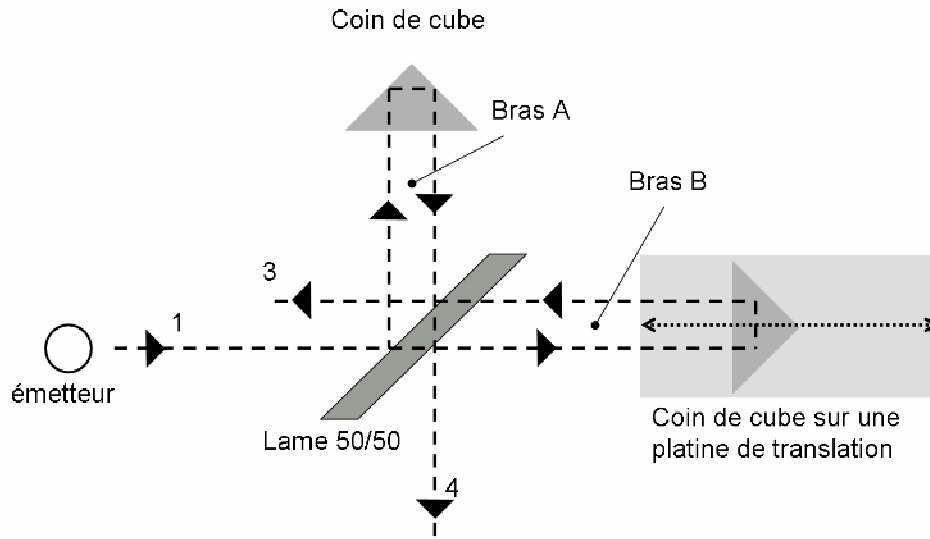


Figure 5.13 : Interféromètre de Michelson utilisé pour la mesure du temps de cohérence T_2 .

Dans un premier temps, nous allons considérer la description mathématique d'un tel interféromètre de Michelson dont un des ports d'entrée est éclairé par un signal optique (port 1). L'intensité observée sur le port de sortie 4 de l'interféromètre dans la figure 5.13 est donnée par :

$$\langle \bar{I}_4 \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |R|^2 |T|^2 \left[|E(t_A)|^2 + |E(t_B)|^2 + 2 \operatorname{Re} \langle E^*(t_A) E(t_B) \rangle \right]$$

où t_A (t_B) correspond au retard accumulé dans le bras A (B), $\langle E^*(t_A) E(t_B) \rangle$ est la fonction d'autocorrélation du premier ordre, \bar{I}_4 est l'intensité sur le port de sortie 4 de l'interféromètre moyennée sur une période d'oscillation du champ, et $\langle \rangle$ désigne une moyenne statistique (ou temporelle si le signal est ergodique). La définition de la fonction de cohérence du premier ordre donnée dans le chapitre 4 (expression 4.1) nous permet de réécrire l'intensité dans le port 4 comme :

$$\langle \bar{I}_4 \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |R|^2 |T|^2 \langle \bar{I}(t) \rangle \left[1 + \operatorname{Re}(g^{(1)}(\tau)) \right] \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{z_1 - z_2}{c} \quad (5.1)$$

où $g^{(1)}(\tau)$ est la fonction de cohérence du premier ordre, z_1 et z_2 sont les longueurs optiques des bras de l'interféromètre. Cette expression fait ressortir plus explicitement le processus d'interférence dû au terme croisé (terme contenant $g^{(1)}(\tau)$) dont la visibilité est définie par le module de la fonction de cohérence du premier ordre.

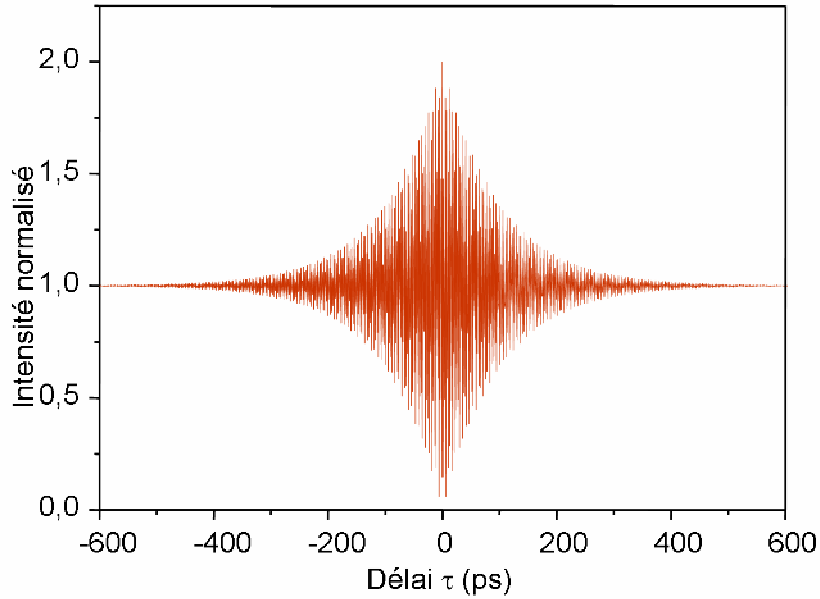


Figure 5.14 : Simulation de la fonction de l'intensité mesurée sur le port 4 de sortie de l'interféromètre selon l'expression (5.1 et 2). Le temps de cohérence est donné par le temps de décroissance de l'enveloppe de la fonction.

Les boîtes quantiques d'InAs dans une matrice de GaAs peuvent être modélisées comme une source de lumière comportant un élargissement homogène de son spectre, par exemple dû à des collisions avec des phonons (voir paragraphe 4.2). La fonction $g^{(1)}(\tau)$ d'une telle source est donnée par :

$$g^{(1)}(\tau) = e^{\left[-i\omega\tau - \frac{|\tau|}{T_2} \right]} \quad (5.2)$$

Cette fonction comporte une partie oscillante $e^{-i\omega\tau}$ pondérée par une exponentielle décroissante dont la constante de temps est le temps de cohérence, T_2 , du système.

Expérimentalement on reconstruit l'interférogramme présenté sur la Figure 5.14, calculé pour un signal optique à 920 nm ayant un temps de cohérence de 100ps. Cet histogramme est obtenu en mesurant l'intensité sur l'un des ports de sortie de l'interféromètre en fonction de la différence de marche entre ces deux bras. Le temps de cohérence du système est extrait par la mesure de la constante de temps issue de l'ajustement d'une exponentielle sur l'enveloppe du signal mesuré.

En utilisant cette méthode expérimentale, nous avons mesuré le temps de cohérence de la transition fondamentale de boîtes quantiques en résonance avec les modes de micropiliers de diamètre de 350 nm à 500 nm en fonction de l'énergie d'excitation. Les courbes de la figure 5.15 correspondent aux mesures faites sur la boîte

quantique dont le spectre d'excitation est présenté dans la Figure 5.7 et le dégroupement des photons dans la Figure 5.12. On voit que les temps mesurés varient de 154 ps à 122 ps selon l'état dans lequel on excite. Il faut noter que pour une excitation non-résonante, le temps de cohérence mesuré était très court (40 ps), confirmant les études préalablement menées par C. Kammerer au Laboratoire Pierre Aigrain entre autres [12].

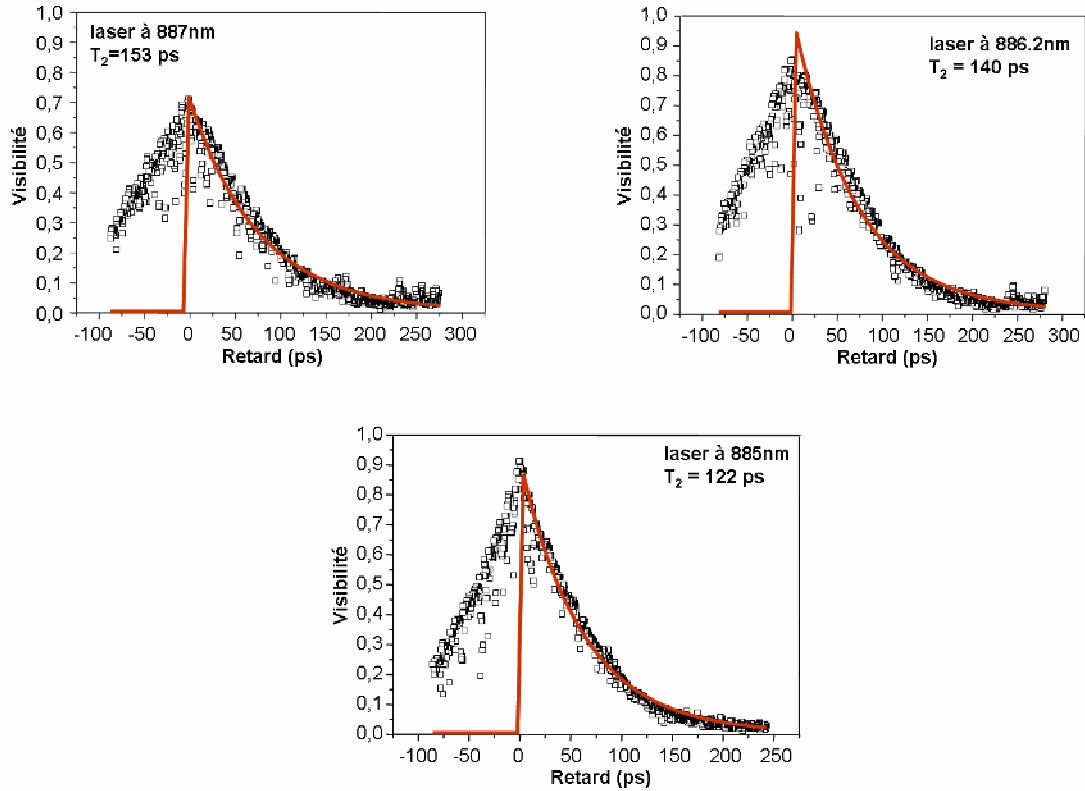


Figure 5.15: Mesure expérimentale du temps de cohérence T_2 pour différentes longueur d'onde d'excitation de la boîte.

Indiquons que cette approche expérimentale de mesure du temps de cohérence, via des expériences d'interférométrie, peut conduire à une sous-estimation du temps T_2 , notamment dû à d'éventuels déplacements spectraux de la boîte au cours du temps. Toutefois, l'interférogramme obtenu expérimentalement indique que le spectre d'émission d'une boîte quantique InAs à une température de 4K présente une forme Lorentzienne. Ceci indique que les déplacements spectraux jouent a priori un rôle négligeable.

5.3.2. La durée de vie T_1

Les boîtes quantiques utilisées dans le cadre de cette thèse ont une durée de vie dans le GaAs massif de l'ordre de 1,5 ns. En revanche, une boîte couplée au mode d'une

cavité va présenter une durée de vie F fois plus courte, où F est le facteur de renforcement de la dynamique d'émission spontanée, relié au facteur Purcell $F_p \sim F-1$ (voir chapitre 2). Compte tenu des échelles de temps mises en jeu (quelques dizaines à la centaine de ps), il devient nécessaire d'utiliser un détecteur à grande résolution temporelle pour effectuer une mesure directe de la durée de vie de boîtes couplées. Le détecteur choisi est une camera à balayage de fente (« streak ») pouvant atteindre des résolutions de quelques picosecondes. Cette étude a été menée en collaboration avec Karine Meunier et Bernard Sermage du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures.

Ces mesures de la durée de vie ont été effectuées sous les mêmes conditions d'excitation que les mesures du temps de cohérence. Il faut noter qu'à la différence de la valeur mesurée de T_2 , la durée de vie ne varie pas en fonction de l'énergie d'excitation. Le montage utilisé est identique à celui employé pour les mesures du dégroupement de photons (figure 5.10) en remplaçant toute la partie de détection (le spectromètre, la lame séparatrice, et les photodiodes Si à avalanche) par un filtre interférentiel de large bande passante par rapport à la raie observée (10nm), suivi par une camera streak. Ce montage permet d'augmenter la quantité de signal détectée en éliminant les pertes optiques introduites par le spectromètre, ce qui est d'autant plus important puisque l'efficacité de photodétection de la camera streak à la longueur d'onde de nos boîtes (920nm) est très faible (de l'ordre de 1%). Le filtre interférentiel sert à rejeter spectralement la lumière parasite provenant essentiellement du laser diffusé sur l'échantillon.

La figure 5.16 présente la mesure directe de la durée de vie T_1 de la boîte dont le spectre d'excitation, le spectre de photoluminescence, le dégroupement et le temps de cohérence T_2 ont été présentés dans les figures 5.7, 5.9, 5.12 et 5.15 respectivement (on va nommer cette boîte A). Le laser d'excitation est résonant avec l'état excité à 887 et le signal est intégré sur 10 minutes. Un ajustement sur la décroissance exponentielle de la luminescence donne un temps T_1 de 103 ps (le temps de montée est liée au temps de relaxation des porteurs vers l'état fondamental). Ceci correspond à un facteur de Purcell de 14,5. Il faut noter que la durée de vie la plus courte mesurée est de 62,5 ps ce qui correspond à une accélération de la dynamique d'émission spontanée de 24. Cette valeur est la plus grande accélération de l'émission d'une boîte unique observée jusqu'à présent.

Pour l'ensemble des boîtes étudiées, le meilleur rapport T_2 sur $2T_1$ obtenu est alors de 0,74 suggérant que les photons issus de cette source doivent être

indiscernables à 74%. Reste à vérifier cela directement en effectuant une expérience d'interférence à deux photons.

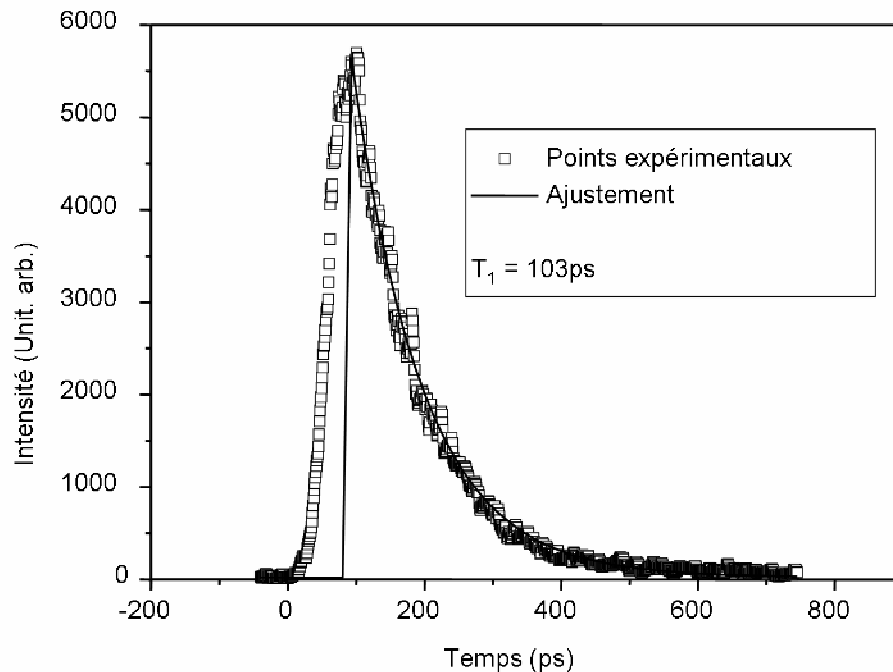


Figure 5.16 : Mesure directe du profil temporel de la photoluminescence d'une boîte quantique unique en résonance avec le mode fondamentale d'un résonateur

5.4. Les photons indiscernables : interférences à deux photons et "trou" de Mandel

Au regard du modèle théorique présenté dans le chapitre précédent, la mesure des temps caractéristiques d'une boîte unique couplée avec le mode fondamental d'un résonateur micropilier de diamètre de 400nm et de facteur de qualité 1500 indique que les photons uniques issus de cette boîte à la transition excitonique doivent être identiques, avec un taux d'indiscernabilité $(1 - 2 * g_{34}^{(2)}(\tau))$ pouvant atteindre environ 74%. La sélection des boîtes susceptibles de produire des photons indiscernables, était effectuée à partir de l'enchaînement de mesures systématiques : mesure du spectre de luminescence sous excitation non-résonante (afin d'établir si une boîte est en résonance avec le mode du résonateur), mesure du spectre de photoluminescence en excitation (afin d'établir si la boîte présente des états excités, ceci permettant de travailler dans des conditions optimales en terme de temps de cohérence et de réduction du nombre d'états multi-photoniques à la longueur d'onde excitonique) et mesure du temps de cohérence et

de la durée de vie à des énergies d'excitation en résonance avec les états excités de la boîte. L'indiscernabilité des photons était ensuite sondée par le biais de mesures d'interférences à deux photons.

5.4.1. Mesures d'interférences à deux photons

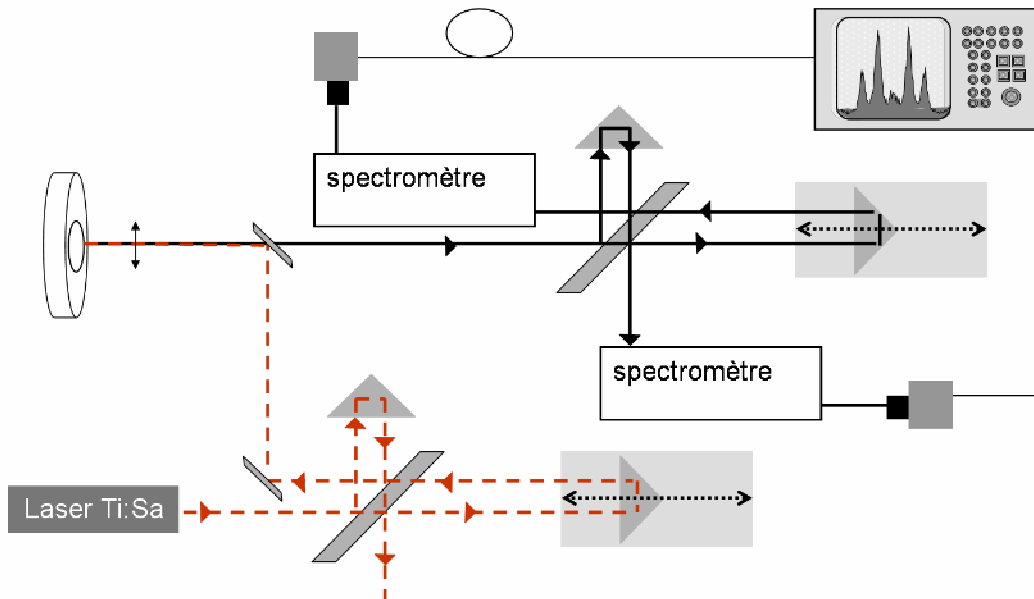


Figure 5.17 : Schéma de l'excitation optique et de la détection utilisés pour la mesure de l'interférence à deux photons.

Lors des mesures d'interférences à deux photons, l'énergie du laser exciteur impulsionnel, de fréquence 82 MHz, est ajustée sur l'état excité de la boîte correspondant au temps de cohérence le plus long et donnant le spectre de photoluminescence le moins bruité. Chaque impulsion excitatrice, d'une largeur de 5ps, est envoyée sur le port d'entrée d'un interféromètre de Michelson dont la différence de chemin optique entre ses deux bras est fixée à 2,2 ns. Sur les ports de sortie, circule donc un train de deux impulsions laser séparées de 2,2 ns, toutes les 12,2 ns. Idéalement, après excitation de la boîte par ce train de deux impulsions, l'échantillon fournit deux photons uniques séparés aussi de 2,2 ns, toutes les 12,2 ns à la longueur d'onde de la transition fondamentale. Pour sonder l'indiscernabilité entre ces photons successivement émis par la boîte et observer des interférences quantiques, ces deux photons, séparés de 2,2 ns, doivent arriver en même temps sur une lame séparatrice par des ports d'entrée opposés. Pour compenser le retard entre les deux photons, on utilise

un deuxième interféromètre de Michelson, identique à celui utilisé pour séparer les impulsions laser en deux (Figure 5.17).

Ce montage nous permet d'effectuer des mesures de corrélation entre les photons issus séquentiellement de l'émetteur. Considérons dans un premier temps le cas où seule une paire de photons est incidente sur le port d'entrée 1 de l'interféromètre. L'état à l'entrée de l'interféromètre est alors donné par : $|\alpha_1; \beta_1\rangle$, où α est le premier photon émis et β le deuxième. La différence de chemin entre le bras court et le bras long de l'interféromètre, $T_{\text{sep}} \cdot c$, est égale au retard entre les photons. Nous aurons alors quatre configurations équiprobables de sortie après passage dans l'interféromètre. L'une d'entre elle correspond au cas où le premier photon suivra le bras long et le deuxième photon suivra le bras court de l'interféromètre, de sorte que les deux photons arriveront en même temps sur la deuxième lame séparatrice par des ports d'entrée opposés. Plus précisément, l'état en sortie de l'interféromètre peut être représenté comme une superposition de 16 termes :

$$\begin{aligned}
& R^2 T^2 |\alpha_{L3}; \beta_{C3}\rangle - R^2 T^2 |\alpha_{L4}; \beta_{C4}\rangle - RT^3 |\alpha_{L4}; \beta_{C3}\rangle + RT^3 |\alpha_{L3}; \beta_{C4}\rangle \\
& + R^2 T^2 |\alpha_{C3}; \beta_{L3}\rangle - R^2 T^2 |\alpha_{C4}; \beta_{L4}\rangle - RT^3 |\alpha_{C3}; \beta_{L4}\rangle + RT^3 |\alpha_{C4}; \beta_{L3}\rangle \\
& + R^4 |\alpha_{L3}; \beta_{L3}\rangle - R^3 T |\alpha_{L3}; \beta_{L4}\rangle - R^3 T |\alpha_{L4}; \beta_{L3}\rangle + R^2 T^2 |\alpha_{L4}; \beta_{L4}\rangle \\
& + T^4 |\alpha_{C3}; \beta_{C3}\rangle + RT^3 |\alpha_{C4}; \beta_{C3}\rangle + RT^3 |\alpha_{C3}; \beta_{C4}\rangle + R^2 T^2 |\alpha_{C4}; \beta_{C4}\rangle
\end{aligned} \tag{5.3}$$

où les indices L et C désignent le chemin que chaque photon a pris, long et court respectivement . Les indices 3 et 4 indiquent le bras de sortie de l'interféromètre.

Dans cette expression, on a omis les phases accumulées par les états lors de leur propagation. Ceci est justifié si les phases accumulées sont les mêmes pour les deux photons et donc ne jouent aucun rôle dans l'interférence : elles apparaissent simplement en tant que facteur multiplicateur devant chaque partie de la fonction d'onde (5.3) correspondant à la même combinaison de chemins (CL, LC, LL, CC). Dans notre expérience, les deux photons traversent le même interféromètre avec un intervalle de temps de T_{sep} , qui est de l'ordre de 2ns. Ainsi, on peut postuler que la condition pour que les phases soient identiques est que l'interféromètre soit stable à cette échelle de temps, ou que le bruit agissant sur l'interféromètre doit avoir une fréquence inférieure à 500 MHz, valeur très large au regard des sources de bruit mécaniques mises en jeu dans nos mesures, qui sont essentiellement dues aux dérives thermiques très lentes (de l'ordre de la longueur d'onde par heure) et aux courants d'air de fréquence de l'ordre de quelque Hz.

Revenons à l'expression (5.3) et écartons les termes pour lesquels les photons sortent de l'interféromètre sur le même port de sortie. A l'évidence, ces termes ne

génèrent pas d'événements de coïncidence et donc ne contribuent pas à la construction de l'histogramme dans l'intervalle de temps $[-2 T_{sep}, +2 T_{sep}]$. En revanche, les termes correspondant à un photon dans le mode 3 et un photon dans le mode 4 vont contribuer à la mesure de corrélation entre les deux ports de sortie, en donnant des événements de coïncidence pour des retards δt égaux à $0, \pm T_{sep}$ et $\pm 2T_{sep}$. Il est facile de voir que, pour des photons discernables, l'amplitude relative de ces événements dans l'histogramme sera de 1 pour les événements à $\delta t = \pm 2T_{sep}$ et de 2 pour les événements à $\delta t = 0$, et $\delta t = \pm T_{sep}$ (Figure 5.18).

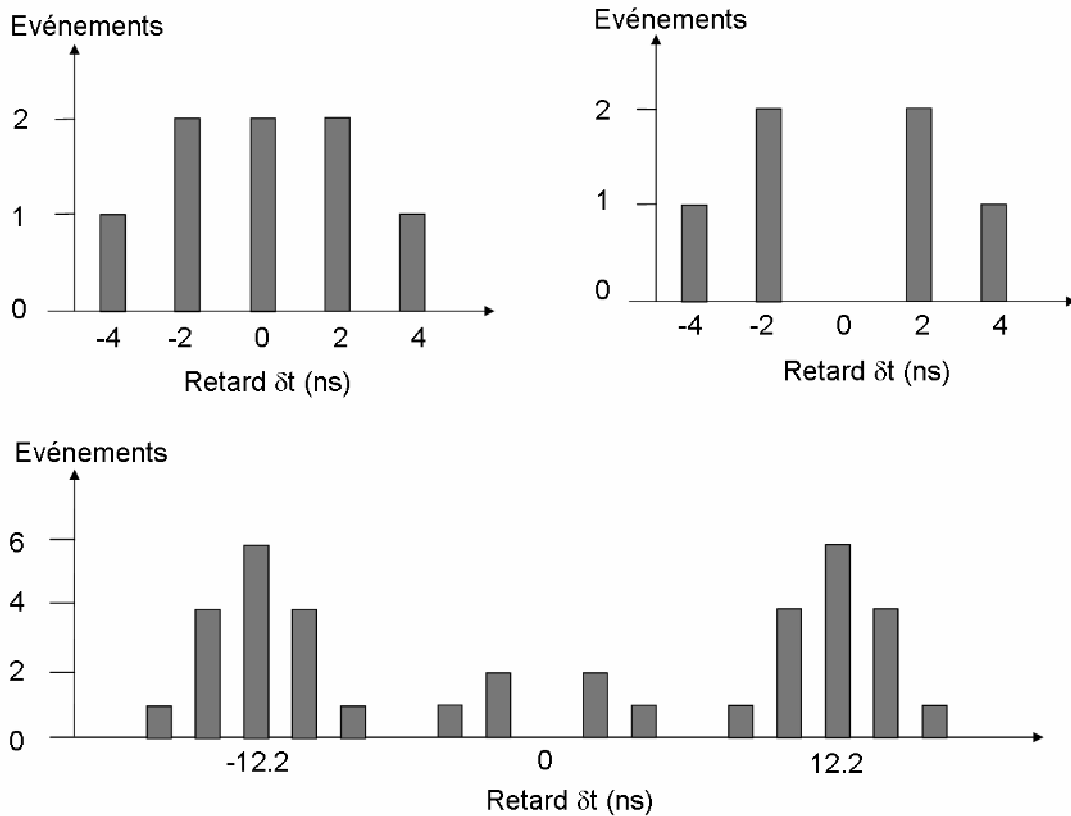


Figure 5.18 : Histogramme de corrélation entre les deux sorties du montage présenté dans la figure 5.17 :

- En haut : pour une paire de photons discernables (à gauche) et pour une paire de photons indiscernables (à droite)
- En bas : pour une succession de paires de photons indiscernables

La fonction $g_{34}^{(2)}(0)$ qui est une mesure de la probabilité que les deux photons sortent suivant des ports opposés peut alors être déduite comme suit :

$$g_{34}^{(2)}(0) = \frac{1}{2} \frac{2A_0}{A_{+T_{sep}} + A_{-T_{sep}}} = \frac{2A_0}{A_{T-T_{sep}} + A_{-T+T_{sep}}} \quad (5.4)$$

où T est la période de répétition du laser ($T=12,2ns$), A_0 est l'aire du pic de l'histogramme à $\delta t=0$ et $A_{\delta t}$ est l'aire du pic à δt . Pour des photons discernables, la fonction $g_{34}^{(2)}(0)$ est

égale à 0.5. En revanche, si les photons incidents sur l'interféromètre remplissent parfaitement les deux premières conditions de l'indiscernabilité (même polarisation et même mode spectral) et si $R=T=0.5$, le postulat de symétrisation doit être appliqué à l'expression (5.3). Dans ce contexte, les termes contribuant aux événements à $\delta t=0$ (troisième et quatrième termes de l'expression (5.3)) s'annulent. En conséquence, le pic à $\delta t=0$ de l'histogramme disparaît et la fonction $g_{34}^{(2)}(0)$ est égale à 0.

La distribution complète des événements en fonction du retard δt comporte alors des groupes de cinq pics séparés par le temps de répétition du laser (12.2ns). L'amplitude relative des pics de corrélation dans ces groupes, sauf celui centré à $\delta t=0$, sera identique avec un poids relatif de 6 pour $\delta t=k*12.2ns$, 4 pour $\delta t=k*12.2ns\pm 2ns$ et 1 pour $\delta t=k*12.2ns\pm 4ns$ où k est un nombre entier non nul (Figure 5.18). La plus faible amplitude relative des pics du groupe central résulte du dégroupement des photons uniques et de l'indiscernabilité des photons.

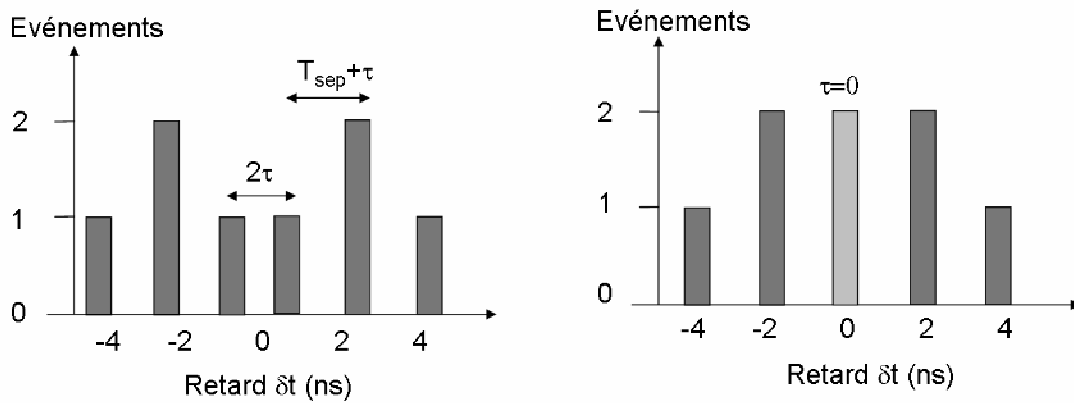


Figure 5.19 : Histogramme de corrélation entre les deux sorties du montage présenté dans la figure 5.17 pour un retard τ variable.

Le montage présenté dans la figure 5.17 peut être utilisé pour tracer la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ en fonction du retard τ entre les photons. Ceci peut être fait en changeant la différence de chemin entre le chemin court et le chemin long de T_{sep} à $T_{sep}\pm\tau$. Pour chaque valeur de τ , la courbe de corrélation obtenue s'apparente à celle présentée sur la figure 5.18. On peut alors déduire la valeur de $g_{34}^{(2)}(\tau)$ via l'expression (5.4). Lorsque le retard τ entre les photons croît, il devient possible de les distinguer, notamment via leur temps d'arrivée. Ainsi, le pic central, à $\delta t=0$, dont l'aire donne le degré d'indiscernabilité, va croître. Il importe de noter que quand le retard τ devient comparable à l'extension du

paquet d'onde des photons, le pic central, à $\delta t=0$, va commencer à se dédoubler en deux pics, chacun ayant une aire relative de 1 (voir figure 5.19).

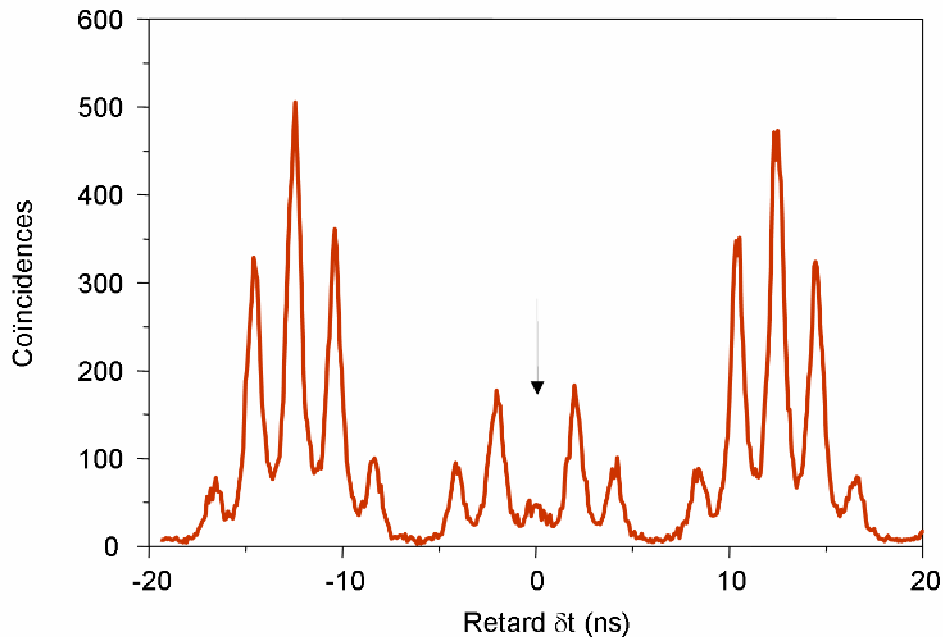


Figure 5.20: Histogramme des coïncidences à la sortie de l'interféromètre. Le nombre de photons détectés sur chaque photodiode à avalanche est de l'ordre de 8000 événements par seconde. Le temps d'accumulation de l'histogramme est de l'ordre de une à deux heures.

Le résultat de cette expérience est présenté sur la Figure 5.20. Comme attendu, l'histogramme comporte des groupes de cinq pics, séparés par la période de répétition du laser (12,2ns). L'aire du pic central est nettement inférieure à celle des deux pics latéraux à plus et moins 2,2 ns. Le rapport entre l'aire du pic central et la moyenne des aires de deux pics latéraux (pics à + et - 2,2ns) donne la valeur de la fonction de cohérence du deuxième ordre. La fonction de cohérence du deuxième ordre n'est autre que la probabilité que les photons sortent par des ports de sortie opposés, normée à la valeur de cette probabilité pour des particules classiques. D'après la courbe expérimentale de la Figure 5.20 et l'analyse de l'aire des pics, les photons émis par la boîte ici étudiée sortent par le même port de sortie avec une probabilité de 0.75. Ils sont donc indiscernables avec un taux d'indiscernabilité ($1 - 2 * g_{34}^{(2)}(\tau)$) de 75 %, valeur en très bon accord avec la valeur prédite par les mesures directes de la durée de vie T_1 et du temps de cohérence T_2 .

Il faut noter que l'analyse des données expérimentales ne comporte aucune correction de la visibilité pour compenser d'éventuelles imperfections expérimentales

telles que le mauvais alignement de l'interféromètre. Les données de la figure 5.20 sont les données brutes après retrait d'un faible bruit de fond continu. L'aire de chaque pic est calculée par le biais d'un ajustement avec une fonction de type Voigt. Le choix de cette fonction vient du fait que la forme des pics est donnée par la réponse de détecteur Si, qui peut être bien représentée par une telle fonction, vu que la durée de vie est beaucoup plus courte que leur résolution temporelle.

5.4.2. Fonction de cohérence du second ordre et « trou » de Mandel

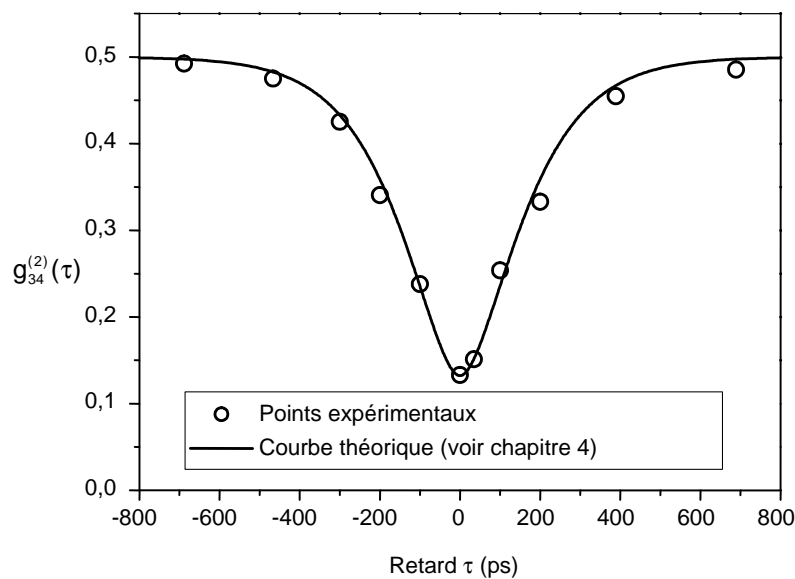


Figure 5.21 : Valeurs de la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ en fonction du retard entre les deux photons (Mandel dip).

Comment évolue la visibilité de cette interférence à deux photons en fonction du retard entre les deux photons quand ils arrivent sur la lame séparatrice ? Ce retard peut être introduit en déplaçant le bras motorisé du deuxième interféromètre de sorte que le retard initial de 2,2 ns entre les photons ne soit pas complètement compensé. Pour chaque position du moteur, on effectue la mesure des corrélations entre les deux sorties de l'interféromètre, et on déduit la valeur de la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ suivant la méthode utilisée à retard nul. Les différents résultats expérimentaux sont reportés sur la figure 5.21. L'indiscernabilité des photons (et donc la visibilité de l'interférence) est maximale pour un retard entre les photons de $\tau=0$ et diminue avec l'augmentation du retard qui permet de discerner les photons via leur temps d'arrivée sur les détecteurs (il s'agit de la possibilité de les discerner en principe; ceci n'est pas lié à la résolution temporelle des détecteurs).

Il est important de noter que le trait plein de la Figure 5.21 correspond à l'expression théorique présentée dans le chapitre 4 (expression 4.4), avec les paramètres d'ajustement suivants : durée de vie $T_1=110$ ps et temps de cohérence $T_2=165$ ps. On rappelle que les valeurs mesurées directement pour T_1 et T_2 sont de 103ps et 153ps respectivement. L'accord entre la théorie et l'expérience a été testé sur plusieurs boîtes, chacune couplée au mode fondamental d'un résonateur micropilier. La Figure 5.22 présente deux résultats de la mesure de la fonction de cohérence de second ordre obtenus sur deux autres boîtes : a) les cercles correspondent à une boîte (boîte B) qui bénéficie d'une accélération de son émission spontanée de 25 (ce qui constitue le plus grand Facteur Purcell mesuré sur une boîte unique à ce jour), et b) les carrés correspondent à une boîte (boîte C) qui émet des photons indiscernables avec un taux d'indiscernabilité $(1- 2^*g_{34}^{(2)}(\tau))$ de 76% (ce qui constitue le plus grand taux d'indiscernabilité mesuré sur des photons indépendants issus d'une boîte unique à ce jour). L'accord entre la théorie et l'expérience est très bon pour toutes les boîtes étudiées. Ceci est d'autant plus important que les deux boîtes de la figure 5.22 sont très différentes dans la mesure où la boîte B a un temps de déphasage pur, T_2^* , qui est trois fois plus court que celui de la boîte C.

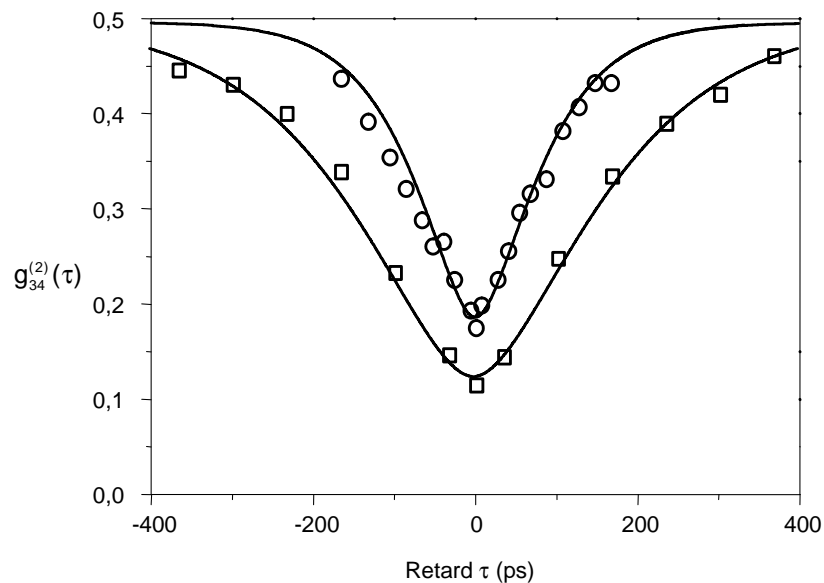


Figure 5.22 : Valeur de la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ en fonction du retard entre les deux photons (Mandel dip) pour deux boîtes B (cercles) et C (carrés). Les traits sont des ajustements théoriques avec des valeurs pour la durée de vie et le temps de cohérence de :

$$\text{Boîte B : } T_1 = 60\text{ps} / T_2 = 100\text{ps} / T_2^* = 200\text{ps}$$

$$\text{Boîte C : } T_1 = 110\text{ps} / T_2 = 200\text{ps} / T_2^* = 660\text{ps}$$

5.4.3. Restauration de l'indiscernabilité à haute température

Il convient de souligner l'importance de la mise en œuvre de l'effet Purcell, sans lequel la génération de photons indiscernables par des boîtes quantiques auto-assemblées d'InAs/GaAs serait impossible. Jusqu'à présent, l'ensemble des mesures a été effectué à basse température. Or, par l'exploitation d'un effet Purcell significatif, il doit être possible de compenser les processus de déphasage par les phonons à plus haute température et restaurer l'indiscernabilité entre photons émis. C'est ce que nous avons tenté de mettre en œuvre ici en tirant profit du caractère résonant de l'effet Purcell. Pour ce, nous avons considéré le cas d'une boîte bien couplée spatialement au mode fondamental du micropilier et dont l'énergie d'émission à 4 K se trouve 1 à 2 meV au dessus de l'énergie de résonance du mode. En augmentant la température de travail, l'énergie d'émission se décale légèrement vers le rouge, alors que l'énergie de résonance du mode est très peu sensible au changement de température et reste quasi-constante. Ainsi, il devient possible de sonder la densité d'états du résonateur en changeant la température. Parallèlement, l'augmentation de la température s'accompagne d'une augmentation de la population de phonons et donc d'une chute du temps de déphasage pur, du fait de l'interaction de l'émetteur avec un nombre croissant de phonons acoustiques.

Les temps caractéristiques du système et la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$ sont mesurés à chaque température de façon systématique. Les résultats sont reportés sur la figure 5.23. Il apparaît nettement que l'augmentation de la température influe fortement sur le temps de déphasage pur T_2^* : ce temps chute très rapidement de plus d'un ordre de grandeur, de 416 ps à 4 K, à 36 ps à une température de 46 K. En revanche, la durée de vie de la boîte T_1 ne change que peu jusqu'à une température d'environ 25 K car son énergie d'émission reste à peu près constante; au-delà de cette température, l'énergie d'émission commence à se décaler vers le rouge et donc la boîte entre progressivement en résonance spectrale avec le mode du résonateur. Ceci a pour conséquence un raccourcissement de la durée de vie de la boîte, avec une amplitude suffisante pour compenser partiellement l'impact des processus de déphasage sur le taux d'indiscernabilité des photons. En effet, si le taux d'indiscernabilité des photons diminue à cause de l'augmentation du déphasage à basse température, le processus d'interférence à deux photons gagne en efficacité à plus haute température lorsque le raccourcissement de la durée de vie T_1 devient plus important que la réduction du temps de déphasage pur T_2^* . Ce processus intervient à une température de 40K où l'on aperçoit une amélioration partielle de l'indiscernabilité. Le taux d'indiscernabilité atteint un

maximum local (minimum local de la fonction $g_{34}^{(2)}(\tau)$) quand la boîte se trouve en résonance avec le mode du micropilier (à 44 K).

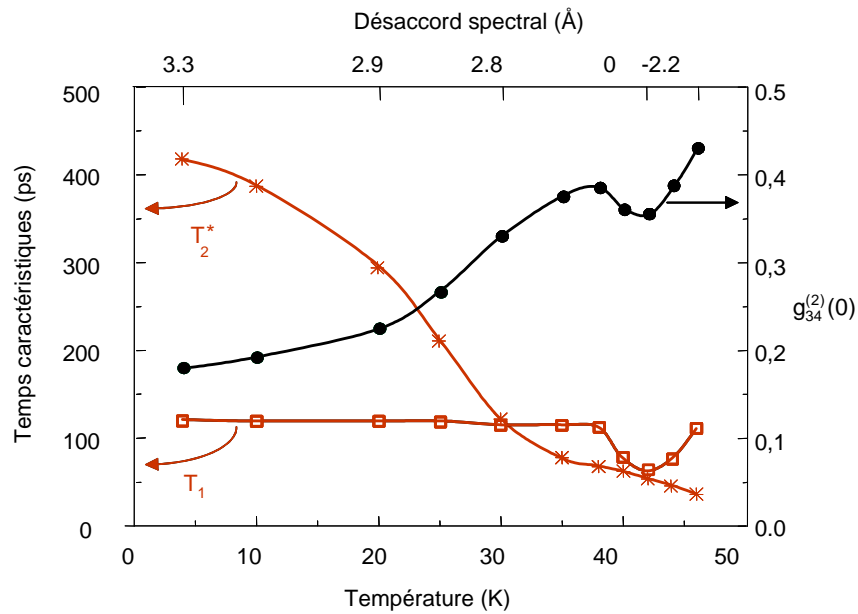


Figure 5.23 : Mesure des temps caractéristiques du système et de l’indiscernabilité des photons émis par Boîte D en fonction de la température.

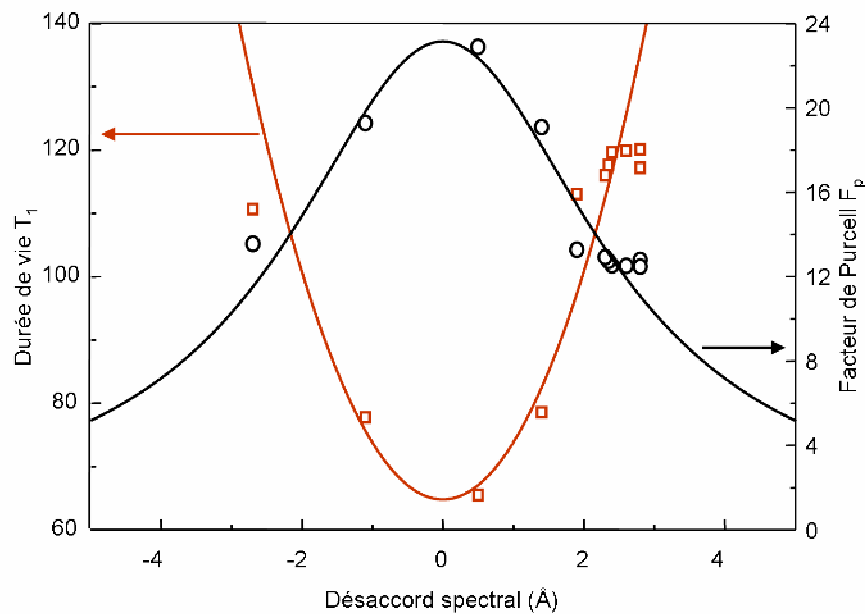


Figure 5.24 : Facteur Purcell (cercles) et durée de vie (carrés) de la boîte D en fonction du désaccord entre l’énergie d’émission de la boîte et l’énergie du mode du micropilier.

Le rétablissement partiel de l’indiscernabilité à plus haute température montre qu’en principe il est possible d’obtenir des photons indiscernables à des températures d’environ

50 K en utilisant des cavités plus performantes avec des volumes petits et des facteurs de qualité élevés. Parallèlement, cette expérience démontre le caractère résonant de l'effet Purcell. La Figure 5.24 présente le facteur Purcell mesuré en fonction du désaccord entre l'énergie d'émission de la boîte et l'énergie du mode du micropilier. On constate que celui-ci suit la densité d'états d'un résonateur de facteur de qualité 1500, ce qui correspond bien avec la valeur mesurée directement dans le paragraphe 5.1.

5.4.4. Un phénomène non-local – Expériences préliminaires

Dans l'expérience d'interférence à deux photons présentée dans les paragraphes précédents, lorsque deux photons identiques se croisent sur la lame 50/50, ils coalescent dans le même mode spatial pour devenir indiscernables. Cette approche qui traite les photons en tant que particules, dissimule la nature ondulatoire de la lumière et son comportement quantique, et occulte la possibilité d'observer des effets non-locaux. En particulier, ce point de vue ne peut répondre à la question : Deux photons uniques peuvent-ils interférer pour former un état à deux photons, si ils sont incidents sur deux lames distinctes et se rencontrent bien après qu'ils aient été transmis ou réfléchis? On pose ici la question de la non-localité du processus quantique d'interférence observé précédemment. Pour répondre à cette question, il est nécessaire de prendre en considération la façon dont la mesure est faite et si cette mesure laisse paraître une information sur le chemin suivi par les photons (ou « which-path » information) lorsque les photons indiscernables sont détectés.

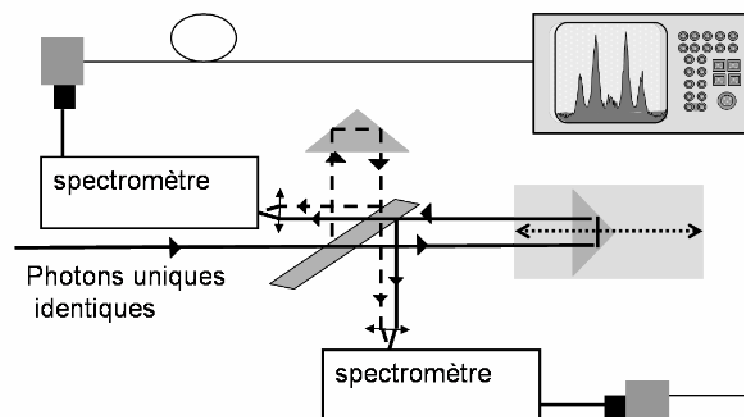


Figure 5.25 : Schéma du montage expérimental qui peut être utilisé pour éviter le recouvrement des photons sur la lame séparatrice en sortie de l'interféromètre. Dans ce

cas, les photons ne sont pas indiscernables après la lame, mais seulement au point focal des lentilles.

Pour répondre à la question de la non-localité du processus d'interférence, on peut imaginer plusieurs configurations d'expériences dans lesquelles les photons ne se voient qu'au niveau de l'appareil de mesure. Une façon simple d'éviter la rencontre des photons sur la lame séparatrice est d'utiliser le même montage expérimental que celui de la Figure 5.17, mais de décaler le chemin optique d'un des bras de l'interféromètre et recombiner les deux chemins optiques sur les détecteurs avec des lentilles (Figure 5.25). Dans ce contexte, les photons ne doivent être indiscernables qu'au foyer de la lentille et donc sur les détecteurs. L'observation d'un état à deux photons sur le détecteur est un effet non-local. Il indique que la réflexion et la transmission des deux photons à deux points différents de la lame ne sont pas des événements indépendants, bien qu'elles aient eu lieu bien avant que les photons ne se croisent pour former un état à deux photons. L'observation d'un état à deux photons requiert qu'un photon soit réfléchi et que l'autre soit transmis : cette interférence non-locale a lieu car la lame génère un état intriqué formé de la superposition d'un photon réfléchi et d'un photon transmis pour chaque photon incident. L'interférence entre ces états intriqués produit la coalescence lorsque les deux faisceaux de lumière se rencontrent. En revanche, l'état à deux photons est, quant à lui, local dans le sens où il ne se forme que lorsque les faisceaux intriqués se sont croisés.

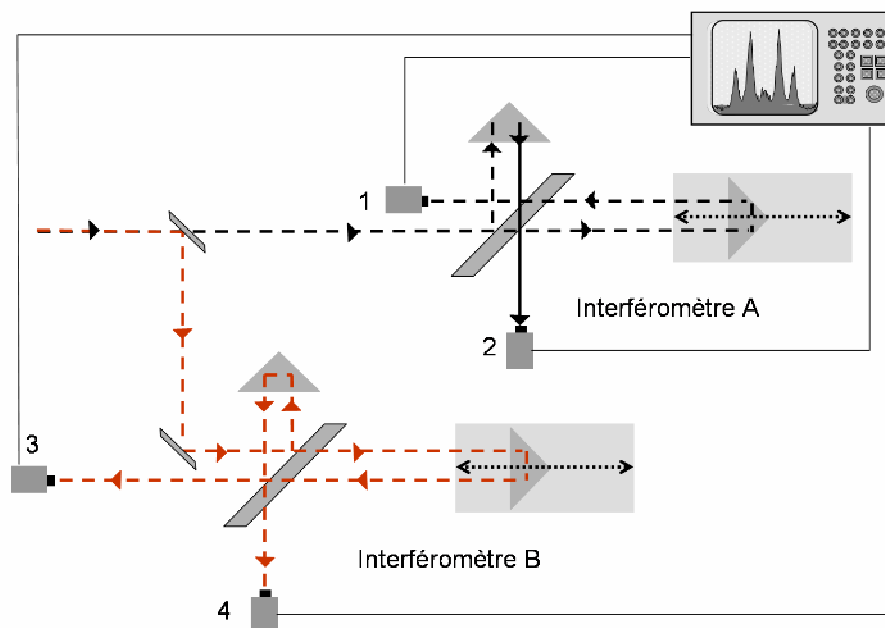


Figure 5.26: Schéma du montage expérimental qui peut être utilisé pour démontrer la non localité de l'interférence à deux photons.

Une expérience un peu plus difficile à mettre en œuvre mais qui peut être utilisée pour démontrer directement la non-localité du processus d'interférence à deux photons, est montré schématiquement sur la Figure 5.26. Elle consiste à envoyer les photons sur une lame séparatrice dont chaque bras mène vers un interféromètre de Michelson identique à ceux de la Figure 5.17. Dans cette configuration, les quatre sorties des deux interféromètres, qui sont spatialement séparées, seront corrélées. Une mesure de corrélations effectuée sur les deux sorties du même interféromètre (ports de sortie 1 et 2 ou 3 et 4) donne l'interférence à deux photons présentée dans les paragraphes précédents et une mesure entre les sorties des deux interféromètres (ports de sortie 1 et 3 ou 1 et 4 par exemple) va donner des corrélations qui vont dépendre de la phase optique relative accumulée par les états (superpositions cohérentes de photon) lors de la traversée de ces interféromètres (donc la phase "relative" des deux interféromètres). Pour réaliser la mesure de corrélation entre deux sorties respectives des interféromètres A et B, il faut néanmoins que les chemins optiques des deux interféromètres soient stables à plus de $\lambda/20$. En utilisant un montage équivalent à celui de la Figure 5.25, basé sur deux chemins optiques distincts dans le même interféromètre, non stabilisé, on peut contourner le problème d'instabilité optique.

Ainsi, nous avons pu montrer que les sorties des deux interféromètres sont corrélées (si un photon sort dans le port 1, l'autre sort dans le port 3 et si un photon sort dans le port 2, l'autre sort dans le port 4). Les deux courbes expérimentales sont présentées dans la Figure 5.27 et montrent clairement que les sorties 1 et 3 sont corrélées et que les sorties 1 et 4 sont anti-corrélées. En effet, l'amplitude du pic central de corrélation entre les sorties 1 et 3 est plus grande que celles de voisins immédiats, indiquant un « groupement de photons » (si un photon sort dans le port 1, l'autre sort dans le port 3). En revanche, l'amplitude du pic central de la corrélation entre les sorties 1 et 4 est plus faible que celles de voisins immédiats, indiquant un « dégroupement de photons » (si un photon sort dans le port 1, l'autre ne sort pas dans le port 4).

Une explication intuitive de l'origine des interférences entre les deux interféromètres est la suivante : si deux photons identiques séparés d'un temps T_{sep} sont incidents sur le montage de la figure 5.17 et la différence de chemin optique entre le bras court et le bras long de chaque interféromètre est égal à $T_{\text{sep}} * c$, on ne dispose plus d'information pour discerner les deux photons; on efface ici l'information sur le chemin suivi par chaque photon. En effet, quand les deux photons prennent le même interféromètre (i.e. sont tous les deux réfléchis ou transmis par la première lame séparatrice du montage) on va observer les interférences quantiques décrites dans le

paragraphe précédant, entre les ports de sortie d'un des deux interféromètres (ports 1 et 2 ou ports 3 et 4). En revanche, quand chacun des photons entre dans un interféromètre distinct, ils sont toujours indiscernables en sortie, car on ne sait pas quel interféromètre a été traversé par le premier photon et quel par le deuxième. On a donc des interférences quantiques entre les ports de sortie des deux interféromètres qui sont spatialement séparés (ports 1 et 2 avec 3 et 4).

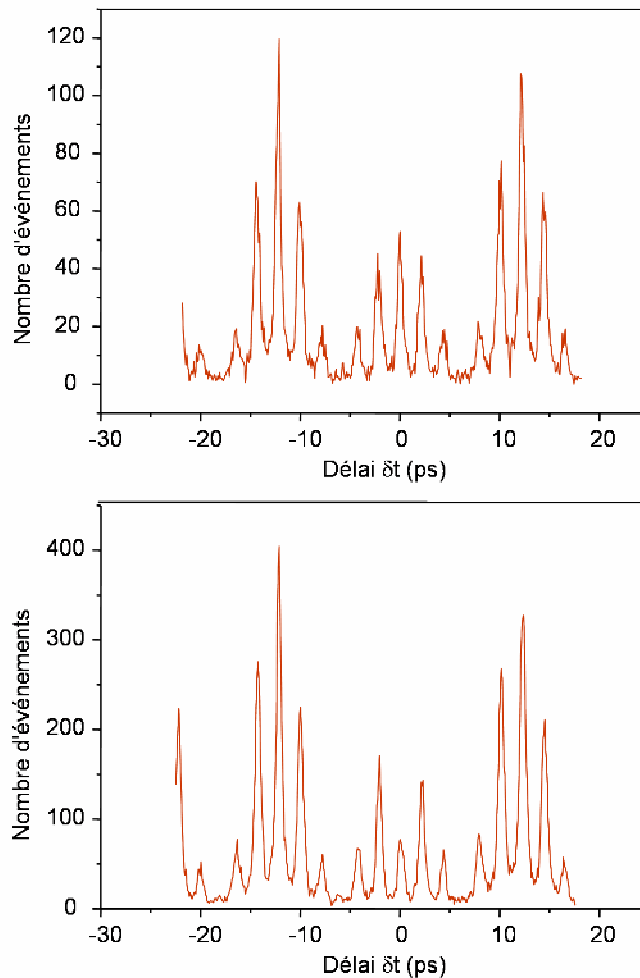


Figure 5.27 : Résultats expérimentaux de corrélations entre les bras de sortie 1 et 3 (haut) et 1 et 4 (bas)

Un prolongement de cette expérience serait de modifier la phase relative entre les deux interféromètres et mesurer les corrélations entre deux ports de sortie des deux interféromètres (par exemple 1 et 3 ou 1 et 4). On observe alors un passage continu d'un phénomène de groupement à un effet de dégroupement, suivant la valeur de la phase relative entre les deux interféromètres [13]. Toutefois, les corrélations entre les ports 1 et 3 sont toujours opposées à celles entre les ports 1 et 4, quelle que soit la phase relative :

l'observation du groupement entre les ports 1 et 3 implique l'observation d'un dégroupement entre les ports 1 et 4, et vice-versa.

5.5. Conclusion

Les mesures expérimentales effectuées dans le cadre de cette thèse, ont été présentées dans ce chapitre. Une source de photons uniques dont les photons sont indiscernables 76% du temps a été réalisée à partir d'une boîte quantique unique en résonance avec le mode fondamental d'une cavité de type micropilier. Les mesures en température effectuées ont montrée la possibilité de restaurer l'indiscernabilité des photons à des températures aussi élevées que 44 K par la mise en œuvre de l'effet Purcell. Il est important de noter que tous les résultats expérimentaux présentés ici sont en très bon accord avec la théorie.

Ces résultats montrent qu'il est possible de combattre le déphasage inhérent aux boîtes quantiques en exploitant l'effet Purcell. Néanmoins, l'amplitude de l'effet Purcell observé dans nos expériences reste inférieure aux attendus théoriques. Les plus grands facteurs Purcell, mesurés directement sur une boîte unique en cavité, atteignent des valeurs proches de 25, valeurs d'un facteur deux inférieur à la valeur maximale pouvant être atteinte grâce aux cavités utilisées dans le cadre de cette thèse. Ceci tient à l'absence de contrôle précis du positionnement de la boîte quantique, spectralement et spatialement. Il est donc très important de pouvoir contrôler la croissance des boîtes quantiques, bien plus que la réalisation de cavités de fort Q et faible volume modal, puisque aujourd'hui les limites théoriques des performances des cavités actuelles en terme d'exaltation de l'émission spontanée, n'ont toujours pas été atteintes.

Enfin, nous avons pu démontrer expérimentalement que l'interférence de deux photons indépendants est un phénomène non local qui dépend de l'indiscernabilité des photons.

Conclusion générale et perspectives

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à exploiter le couplage entre une boîte quantique unique en InAs/GaAs et le mode fondamental d'un micropilier, pour restaurer l'indiscernabilité entre les photons uniques séquentiellement émis par la boîte.

Le taux d'indiscernabilité des photons peut être déduit de la visibilité de l'interférence à deux photons dans un montage de type Hong-Ou-Mandel : deux photons identiques incidents sur les deux ports d'entrée d'une lame séparatrice 50/50, ressortent toujours ensemble sur le même port de sortie. Ce processus d'interférence résulte de la nature bosonique des photons. Le calcul de la visibilité de cette interférence appliqué aux photons indépendants et séquentiels produits par une boîte quantique montre que le taux d'indiscernabilité entre photons est égal à $T_2/2T_1$, rapport entre le temps de cohérence T_2 et la durée de vie T_1 du dipôle émetteur [1]. Or les photons uniques produits par les boîtes quantiques ne proviennent pas naturellement d'une source cohérente : le temps de déphasage pur de ces émetteurs est bien plus court que leur durée de vie dans le massif, de sorte que le temps de cohérence T_2 est dominé par les mécanismes de perte de mémoire de la phase [2, 3]. Pour préserver la cohérence de l'émetteur et restaurer l'indiscernabilité entre photons, il est alors nécessaire de rallonger le temps de déphasage pur et de réduire la durée de vie. Le rallongement maximum du temps de déphasage pur accessible dans nos expériences est obtenu par un fonctionnement à basse température et une excitation optique quasi-résonante de la boîte (sur un état excité de la transition radiative fondamentale) [4]. Quant à la réduction de la durée de vie, elle peut être mise en œuvre en tirant parti de l'effet Purcell et en isolant la boîte quantique dans une microcavité tridimensionnelle [5]. La géométrie de cavité que nous avons retenue est le résonateur de type micropilier. L'amplitude du facteur de Purcell à atteindre dans le cadre de cette étude nécessite la fabrication de micropiliers de diamètres sub-microniques et de grand facteur de qualité. Pour ce, nous avons entrepris un effort important de technologie mené dans la salle blanche du Laboratoire de

Photonique et de Nanostructures. Cette démarche a abouti sur la réalisation de micropiliers de très faible volume, tout en préservant la finesse des résonateurs [6]. Les cavités aujourd'hui fabriquées suivant un procédé maîtrisé présentent des propriétés optiques à l'état de l'art. Elles offrent des facteurs de Purcell très élevés, permettant d'atteindre une exaltation mesurée record de la dynamique d'émission spontanée d'une boîte quantique unique égale à 25. Ce renforcement significatif de la durée de vie suggère que les photons émis par la boîte sont indiscernables. La mesure de la visibilité du processus d'interférence à deux photons confirme cet attendu : les photons ainsi produits par la boîte sont bien indiscernables, avec un taux d'indiscernabilité pouvant atteindre 75 %. Le modèle que nous avons développé sur la visibilité de l'interférence entre deux photons indépendants rend parfaitement compte des résultats expérimentaux que nous avons obtenus, et ce sur plusieurs boîtes [7].

Dressant un bilan de cette étude, on peut souligner qu'elle confirme que le processus d'interférence à deux photons, initialement obtenu à partir de photons paramétriques générés simultanément, intervient aussi entre deux photons indépendants sans histoire commune, sous réserve qu'il soient identiques [8]. D'autre part, elle suggère que l'exploitation d'effets Purcell plus importants doit permettre de produire des photons indiscernables à partir de boîtes quantiques semiconductrices à plus haute température. Des études préliminaires que nous avons menées montrent que l'on peut partiellement restaurer l'indiscernabilité entre photons à des températures pouvant atteindre 44 K. Enfin, des études préparatoires menées dans le cadre de cette thèse confirment que le processus d'interférence à deux photons est un processus non-local. Toutefois, une étude et une analyse plus approfondie de la nature non-locale de l'interférence à deux photons reste à accomplir.

En revanche, il convient de rester encore réservé quant à la possibilité de mise en œuvre de dispositifs de traitement de l'information quantique utilisant nos sources, tels que des relais quantiques ou des portes logiques. Le taux d'indiscernabilité entre photons émis reste encore largement insuffisant ; il conviendrait pour mettre en œuvre de telles fonctionnalités de diminuer la gigue temporelle dans l'émission des photons et d'amplifier les mécanismes d'exaltation de la dynamique d'émission spontanée, en recourant éventuellement à d'autres géométries de cavité (telles que les cavités à cristaux photoniques). Un autre point de mire du contrôle de la cohérence d'une boîte quantique grâce aux effets de cavité est la génération de photons intriqués en polarisation : on utilise les cascades radiatives observées dans les boîtes quantiques semi-conductrices, lorsqu'elles contiennent deux paires électron-trou [9, 10]. L'intrication en polarisation résulte alors des règles de conservation du moment angulaire lors des transitions optiques entre trois niveaux électroniques de la boîte : le niveau biexcitonique,

le niveau excitonique et le niveau fondamental vide. Cependant, parmi les mécanismes pouvant détruire l'intrication, on peut citer la légère anisotropie de la boîte qui lève la dégénérescence entre les deux niveaux excitoniques de moment angulaire opposé, ainsi que les processus de déphasage qui induisent des fluctuations aléatoires en énergie de ces deux niveaux intermédiaires. Ces inconvénients peuvent être en partie compensés, notamment par l'introduction des boîtes en microcavité. L'idée est d'émettre les photons suffisamment rapidement, avant que les mécanismes déphasants n'aient pas le temps d'agir et avant que ne s'instaure un battement quantique entre les deux niveaux intermédiaires excitoniques. Des études théoriques préliminaires indiquent que, pour compenser ces deux effets néfastes à l'observation de l'intrication, l'amplitude de l'effet Purcell à atteindre doit être supérieure à 20 [11], amplitude accessible au regard du savoir-faire technologique actuel.

Pour conclure, terminons avec cette citation d'Albert Einstein :

I want to know how God created the world. I am not interested in this or that phenomenon, in the spectrum of this or that element; I want to know his thoughts, the rest are details.

Esther Salaman, "A Talk With Einstein", *The Listener* **54**,370-371 (1955).

Annexe 1

Fabrication des micropiliers GaAs/AlAs

Cette annexe est un complément d'informations par rapport au chapitre 3. Elle illustre les différentes étapes qui ont permis le développement et le contrôle du procédé de fabrication des micropiliers GaAs/AlAs. Nous décrivons dans un premier temps les échantillons planaires qui ont été épitaxiés à cet effet, par Aristide Lemaître (Epitaxie par jets moléculaires – EJM – bâti RIBER Compact 21) et par Isabelle Sagnes (Epitaxie en phase vapeur – EPVOM aux Organométalliques – bâti EMCORE D125 vertical à parois froides). Par la suite, nous détaillerons les grandes étapes du procédé de gravure, en précisant les verrous rencontrés et en justifiant les solutions apportées.

1. Description des échantillons planaires

Nous ne citerons ici que les échantillons qui illustrent les différentes étapes d'optimisation du procédé de gravure présentées par la suite. Il a été nécessaire de croître près de 15 échantillons EJM et 6 échantillons EPVOM pour aboutir à un protocole maîtrisé et reproductible. L'ensemble de ces échantillons présente un corps de cavité en GaAs d'épaisseur optique λ , fermé par deux miroirs de Bragg. Certains contiennent en leur centre un plan de boîtes denses d'InAs/GaAs

1.1 Echantillons EJM

Le choix de la technique de croissance EJM tient essentiellement dans la possibilité de croître des boîtes quantiques InAs/GaAs de bonne qualité optique et émettant vers 950 nm (technique encore non maîtrisée par EPVOM au Laboratoire).

Cependant, cette technique de croissance est, par nature, relativement lente et requiert des temps d'occupation du bâti extrêmement importants pour la croissance de cavités fermées par des miroirs de Bragg.

Code EJM	Miroir supérieur	Miroir inférieur	Plan de boîte InAs/GaAs	Dopage du substrat
A06	6 paires de GaAs/AlAs	10 paires de GaAs/AlAs	Non	Semi-isolant
73159	11 paires de GaAs/AlAs	15 paires de GaAs/AlAs	Oui	Semi-isolant
39B16	15 paires de GaAs/Al _{0.9} Ga _{0.1} As	22 paires de GaAs/Al _{0.9} Ga _{0.1} As	Oui	Semi-isolant
3CC21	15 paires de GaAs/Al _{0.9} Ga _{0.1} As	23 paires de GaAs/Al _{0.9} Ga _{0.1} As	Oui	Semi-isolant
44D08	16 paires de GaAs/Al _{0.9} Ga _{0.1} As	23 paires de GaAs/Al _{0.9} Ga _{0.1} As	Oui	Semi-isolant

1.2 Echantillons EPVOM

Le développement technologique de la gravure profonde de micropiliers de diamètre sub-micronique a nécessité un grand nombre de tests (plus de 80 gravures ont été réalisées à cet effet). Il a donc été nécessaire de disposer d'un nombre conséquent d'échantillons planaires tests. Afin de ne pas surcharger le temps d'occupation du bâti RIBER Compact 21 (EJM), nous avons employé des échantillons planaires crus par EPVOM, technique bien plus rapide mais ne permettant pas encore au Laboratoire la croissance de boîtes quantiques diluées InAs/GaAs de qualité optique suffisante dans la plage de longueur d'onde visée.

Code EPVOM	Miroir supérieur	Miroir inférieur	Plan de boîte InAs/GaAs	Dopage du substrat
MOR4921	Pas de miroir	26.5 paires de GaAs/AlAs	Non	Semi-isolant

MOR5185	Pas de miroir	24.5 paires de GaAs/Al _{0.93} Ga _{0.07} As	Non	Dopé n
MOR5208	4 paires de GaAs/AlAs	5 paires de GaAs/AlAs	Non	Dopé n

2. Optimisation du procédé de gravure

Le développement du procédé de gravure a nécessité un effort important de technologie. Plus de 80 gravures ont dues être réalisées, en recourant à près de 50 procédés différents. Un grand nombre de paramètres peuvent en effet être variés. Citons, par exemple, la composition du gaz formant le plasma, la pression, la puissance de l'onde RF... Les différentes étapes de cette phase longue et délicate de mise au point sont décrites dans ce paragraphe. La taille typique des échantillons gravés varie de quelques mm² à quelques cm². Le bâti utilisé ici pour graver les matériaux GaAs/AlAs est un bâti de gravure ionique réactive (RIE pour Reactive Ion Etching) NEXTRAL-UNAXIS NE100 équipé d'un suivi de gravure in-situ par interférométrie laser sur lequel sont développées les gravures des structures semiconductrices III-V sur substrats GaAs et InP : AlGaAs/GaAs, InGaAsP/InP, InGaAlAs/InP... La cathode sur laquelle est posé l'échantillon pendant la gravure présente un diamètre de 104 mm. Elle est en aluminium, recouverte de silicium, et refroidie par un liquide dont la température est maintenue à 20°C par un chiller externe. L'enceinte, en aluminium, présente les caractéristiques suivantes :

- Injection annulaire des gaz au niveau de l'anode
- Anode et murs de l'enceinte à la masse
- Diamètre de l'enceinte de 20 cm
- Distance anode - cathode égale à 11.5cm

De nombreux mélanges gazeux peuvent être utilisés pour la gravure sèche de GaAs/AlAs [1]. Notre point de départ est l'utilisation d'un mélange de tétrachlorosilane SiCl₄ et d'oxygène O₂. Pour toutes les gravures présentées ici, l'enceinte est tout d'abord pompée à une pression de 10 à 40 nbars, afin de minimiser la densité de gaz résiduels. Dès que cette pression est atteinte, les gaz de gravure sont injectés dans l'enceinte et maintenus à une pression constante de 1.3 à 2.6 µbar pendant environ deux minutes, pour obtenir une bonne stabilisation des flux. Le plasma est ensuite créé dans l'enceinte, entre l'anode et la cathode, par une décharge radiofréquence (RF) à la fréquence de 13.6 MHz.

2.1 Anisotropie des flancs

Parmi les conditions nécessaires à l'obtention d'une bonne anisotropie des flancs de gravure, apparaît de façon récurrente dans la littérature la nécessité d'opérer à basse pression et sous forte tension de polarisation [2]. Ces conditions permettent de favoriser la pulvérisation de la surface par les ions accélérés vers la cathode, par rapport à la gravure chimique par les composés qui forment le plasma. Dans nos expériences, la pression est de l'ordre de 1.3 à 2.6 μbar . La tension d'autopolarisation est de l'ordre de 230 V et la densité de puissance d'environ 0.18 W/cm^2 .

Les premiers tests ont été menés sur des échantillons épitaxiés sur substrat semi-isolant. Lors des essais de gravure en présence de tétrachlorosilane seul, nous avons constaté une isotropie du profil de gravure : la sous-gravure latérale du pilier résulte de la prédominance du processus d'attaque chimique des couches au dépend de la pulvérisation de surface par les ions durant la gravure. D'autre part, l'absence de gaine de passivation le long des flancs des piliers conduit à la destruction quasi-immédiate et inévitable des résonateurs après retrait du bâti de gravure : les couches d'AIAs des miroirs de Bragg s'oxydent naturellement lors de la remise à l'air, formant une couche d'oxyde friable réduite en poussière.

Au regard des études précédentes menées au Laboratoire [3] et des enseignements tirés de la littérature [4], nous avons étudié l'impact de l'addition d'oxygène dans le plasma de gravure. Les premiers tests ont été menés sous des concentrations constantes d'oxygène relativement élevées : les rapports entre la concentration d' O_2 et de SiCl_4 varient de 1/10 (procédé spyros02) à 1/3 (procédé spyros06). Cette étude indique que des concentrations d'oxygène trop élevées inhibent la gravure du semiconducteur du fait de la formation d'une couche de SiO_x , résistante à la gravure, sur la surface de l'échantillon. Il convient donc d'ajuster de façon précise la composition du mélange gazeux.

Pour ce, nous avons procédé à une série d'essais durant lesquels la concentration de SiCl_4 est fixée à 8 sccm et la concentration d'oxygène, maintenue constante pendant la gravure, varie de 0.3 sccm (procédé spyros11) à 0.6 sccm (procédé spyros14). Des images prises au microscope électronique des échantillons gravés sont présentées dans le tableau 1. On constate que l'ajout d'oxygène favorise l'anisotropie de gravure. Ce phénomène peut se comprendre en revenant sur les deux mécanismes principaux de gravure : activation de la gravure chimique et réaction de gravure par le bombardement ionique. La gravure latérale résulte de l'attaque chimique du semiconducteur par les radicaux de chlore, favorisant un profil isotrope. Quant à la gravure verticale, elle résulte

non seulement de l'attaque chimique mais aussi du bombardement ionique, favorisant un profil anisotrope. Pendant le procédé de gravure, la présence d'oxygène dans le réacteur provoque la formation d'une couche de SiO_x le long des parois gravés : l'oxygène réagit avec les radicaux de silicium. Ce dépôt empêche alors la gravure latérale des piliers, favorisant ainsi l'obtention d'un profil anisotrope [5].

Au regard des images obtenues au microscope électronique, on constate qu'une concentration de 0.5 sccm d'oxygène est insuffisante (profil isotrope) mais qu'une concentration de 0.6 sccm est trop importante (dépôt conséquent de SiO_x). D'autre part, il apparaît qu'un procédé avec une concentration constante d'oxygène ne peut garantir l'obtention de flancs verticaux : le profil de gravure varie en cours de procédé. Cette variation peut aisément être illustrée en regardant le profil de gravure obtenu avec le procédé spyros13 sur le tableau 1 : la gravure du miroir supérieur est tout d'abord anisotrope puis devient isotrope pendant la gravure du miroir inférieur. La variation du profil de gravure le long du pilier au cours du temps suggère que les conditions de gravure évoluent en cours de procédé. Nous nous sommes alors orientés vers des procédés présentant des concentrations variables d'oxygène, afin de prendre en compte l'évolution des conditions du bâti de gravure pendant le procédé de gravure.

L'évolution des conditions de gravure en cours de procédé à proximité de l'échantillon peut se comprendre de la façon suivante. Lors de la gravure, les charges qui atterrissent sur le front de gravure s'accumulent, créant un champ local au niveau de la surface à graver. Une conséquence est la diminution locale de la tension d'autopolarisation et donc de l'énergie des ions bombardant l'échantillon. Pour compenser ce mécanisme, il faut alors accroître la vitesse de gravure et la volatilité des radicaux formant le plasma. Ceci est obtenu en augmentant la concentration d'oxygène. L'adjonction d' O_2 non seulement accroît la vitesse de gravure du semiconducteur mais aussi favorise la dissociation des radicaux SiCl_x en radicaux Cl_x plus volatiles [4].

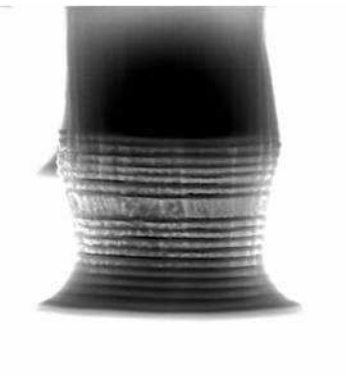
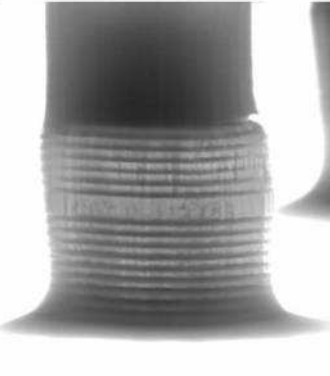
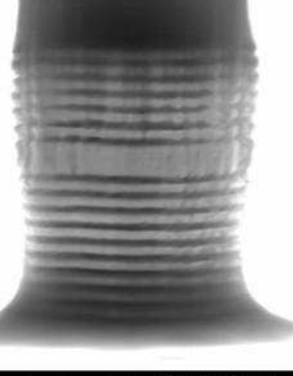
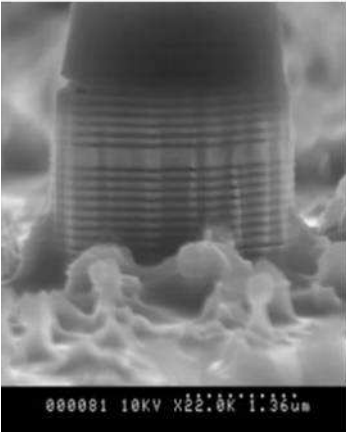
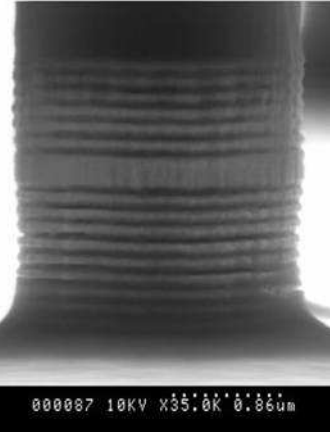
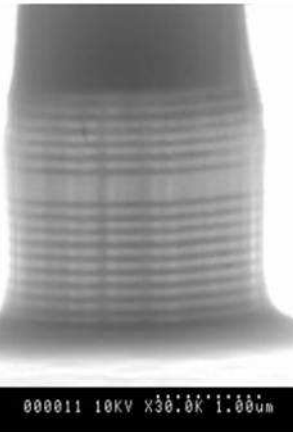
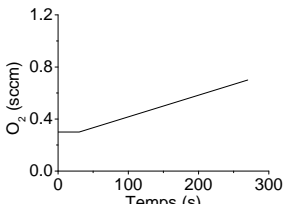
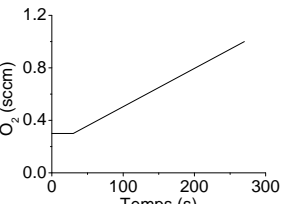
<p style="text-align: center;">A06 (substrat semi-isolant)</p> <p style="text-align: center;">A06-14B2</p>  <p style="text-align: center;">000066 10KV X22.0K 1.36um</p>	<p style="text-align: center;">A06 (substrat semi-isolant)</p> <p style="text-align: center;">A06-14B3</p>  <p style="text-align: center;">000068 10KV X25.0K 1.20um</p>	<p style="text-align: center;">A06 (substrat semi-isolant)</p> <p style="text-align: center;">A06-14B4</p>  <p style="text-align: center;">000071 10KV X35.0K 0.86um</p>
<p style="text-align: center;">Procédé Spyros11 : O₂ : 0.3 sccm</p>	<p style="text-align: center;">Procédé Spyros12 : O₂ : 0.4 sccm</p>	<p style="text-align: center;">Procédé Spyros13 : O₂ : 0.5 sccm</p>
<p style="text-align: center;">A06 (substrat semi-isolant)</p>	<p style="text-align: center;">A06 (substrat semi-isolant)</p>	<p style="text-align: center;">A06 (substrat semi-isolant)</p>
<p style="text-align: center;">A06-14B5</p>  <p style="text-align: center;">000081 10KV X22.0K 1.36um</p>	<p style="text-align: center;">A06-14B6</p>  <p style="text-align: center;">000087 10KV X35.0K 0.86um</p>	<p style="text-align: center;">A06-14B7</p>  <p style="text-align: center;">000011 10KV X30.0K 1.00um</p>
<p style="text-align: center;">Procédé Spyros14 : O₂ : 0.6 sccm</p>	<p style="text-align: center;">Procédé Spyros15 : O₂ : 0.3-0.7 sccm</p> 	<p style="text-align: center;">Procédé Spyros17 : O₂ : 0.4-1.0 sccm</p> 

Tableau 1 : Images SEM obtenues pour différents tests de gravure suivant divers procédés présentant des concentrations d'oxygène différentes. Les conditions de gravure sont : SiCl₄ : 8 sccm; Puissance RF : 15 W; Pression 2.6 mbars ; Tension de polarisation ~ 250 V; Le masque de gravure est formé de résine AZ5214 et de 100 nm d'Al.

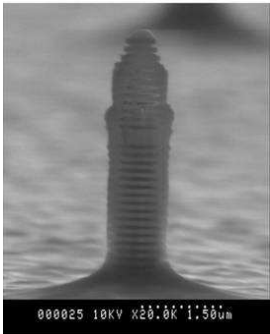
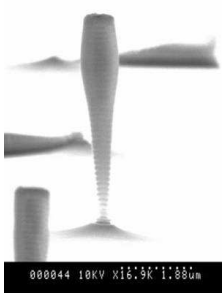
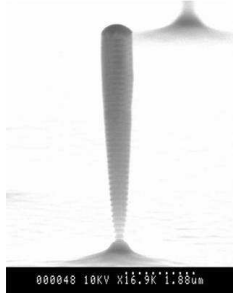
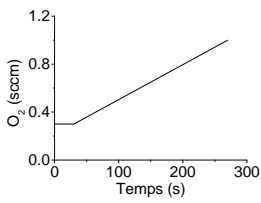
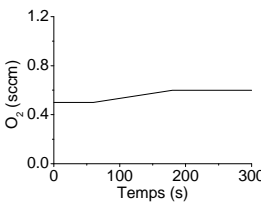
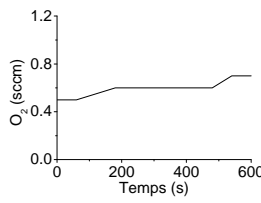
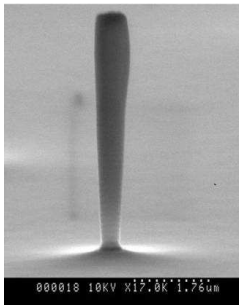
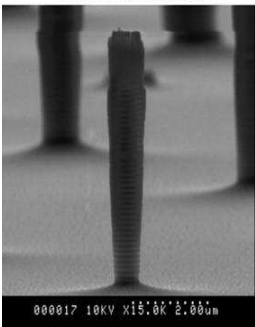
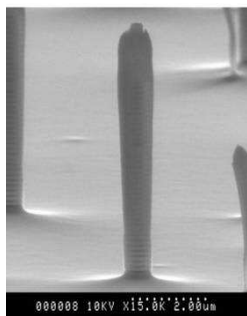
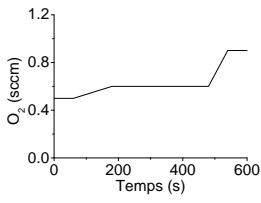
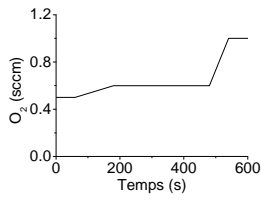
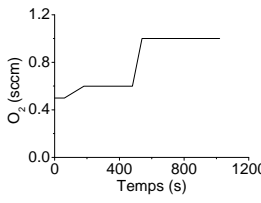
73159 (substrat semi-isolant)	36B16 (substrat semi-isolant)	36B16 (substrat semi-isolant)
<p>73159-19A [19A1]</p> 	<p>36B16-1A [36B16-1A3]</p> 	<p>36B16-1A [36B16-1A3]</p> 
<p>Procédé Spyros20 : O₂ : 0.4-1.0 sccm</p>  <p>Masque : résine AZ5214 et 1000 Å d'Al</p>	<p>Procédé Spyros39 : O₂ : 0.5-0.6 sccm</p>  <p>Masque : 2000 Å de Ni</p>	<p>Procédé Spyros40 : O₂ : 0.5-0.7 sccm</p>  <p>Masque : 2000 Å de Ni</p>
36B16 (substrat semi-isolant)	36B16 (substrat semi-isolant)	36B16 (substrat semi-isolant)
<p>36B16-1A [36B16-1A3]</p> 	<p>39B16-2A [39B162A3]</p> 	<p>36B16-6A</p> 
<p>Procédé Spyros41 : O₂ : 0.5-0.9 sccm</p>  <p>Masque : 2000 Å de Ni</p>	<p>Procédé Spyros42 : O₂ : 0.5-1.0 sccm</p>  <p>Masque : 2000 Å de Ni</p>	<p>Procédé Spyros43 : O₂ : 0.5-1.1 sccm</p>  <p>Masque : résine AZ5214 couverte de 700 Å de Ni</p>

Tableau 2 : Images SEM obtenues pour différents tests de gravure. Les conditions de gravure sont : SiCl₄ : 8 sccm; Puissance RF : 15 W; Pression 2.6 mbars; Tension de polarisation de l'ordre de 230 V. Seule la concentration d'oxygène varie d'un procédé à l'autre.

Les deux dernières images du tableau 1 donnent une bonne indication de l'impact de la concentration d'oxygène sur l'anisotropie des flancs de gravure. On peut pour cela se concentrer sur le profil de gravure en bas du pilier. Si une trop faible concentration d'oxygène conduit à une sous-gravure latérale du pilier (profil entrant du pilier par le procédé spyros15), une trop forte concentration inhibe la gravure latérale (profil sortant du pilier par le procédé spyros17). Ce constat permet, au regard du profil de gravure, d'optimiser par itération la concentration d'oxygène à introduire dans le réacteur en cours de gravure (voir tableau 2). Les conditions optimales de gravure (procédé spyros43) ont été obtenues en recourant à une variation progressive du flux d'oxygène en cours de gravure de 0.5 sccm à 1.1 sccm (voir tableau 2 et figure 1).

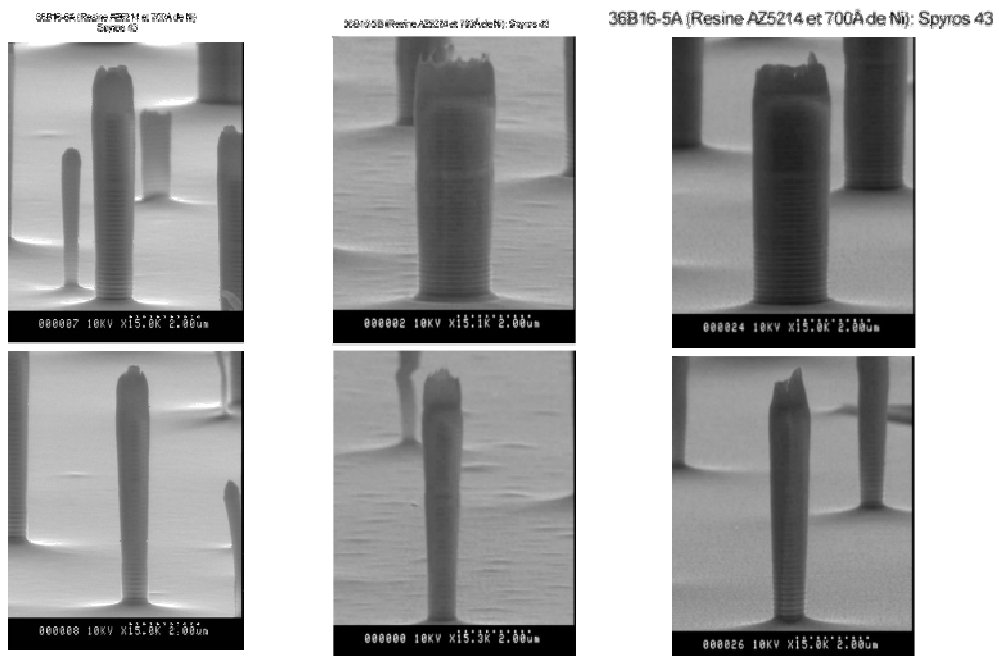


Figure 1 : Images SEM obtenues sur l'échantillon 36B16 avec un procédé optimisé (Spyros43). Les conditions de gravure sont : SiCl_4 : 8 sccm; O_2 : 0.5-1.1 sccm; Puissance RF : 15 W; Pression 2.6 mbars ; Tension de polarisation de l'ordre de 240 V. Le masque de gravure est formé de résine AZ5214 couverte de 700 Å de Ni.

2.2 Influence du dopage du substrat de croissance

Nous avons indiqué la nécessité de recourir à une variation progressive des flux d'oxygène en cours de gravure, pour garantir une bonne anisotropie des parois du pilier.

Ceci permet de compenser les effets induits par l'accumulation locale de charges mal évacuées sur la surface à graver. Toutefois, ce raisonnement ne s'applique que pour des échantillons épitaxiés sur des substrats semi-isolants. Pour des échantillons crus sur des substrats dopés (n ou p), il n'est pas nécessaire de procéder à un ajustement de la concentration d'O₂ en cours de gravure, car l'évacuation des charges s'effectue de façon efficace (voir Figure 2).

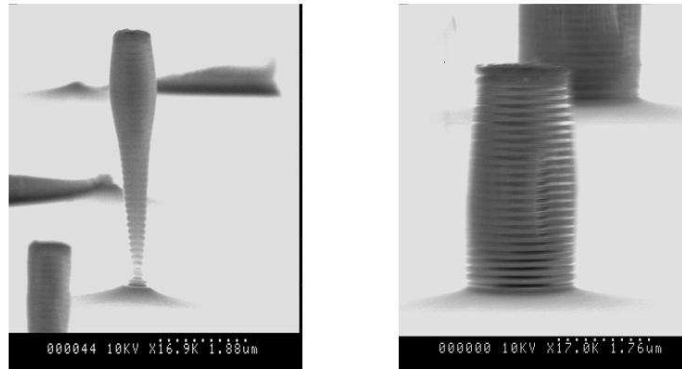


Figure 2 : A gauche : Echantillon avec substrat non dopé ; à droite : Echantillon avec substrat dopé n. Les conditions de gravure sont : SiCl₄ : 8 sccm; O₂ : 0.5-0.6 sccm; Puissance RF : 15 W; Pression 2.6 mbars (procédé Spyros39).



Figure 3 : Images SEM obtenues sur l'échantillon MOR5208 avec le procédé Spyros05 (SiCl₄ : 8 sccm; O₂ : 0 sccm; Puissance RF : 14 W; Pression 2.6 mbars; Tension d'autopolarisation de l'ordre de 220 V). Le masque de gravure est formé de 300 Å de Ni.

On peut se contenter ici d'un procédé avec une concentration d'oxygène constante (par exemple spyros27 : SiCl_4 : 6 sccm; O_2 : 0.5 sccm; Puissance RF : 21 W; Pression : 1.3 mbars), voire sans oxygène (par exemple spyros05 : SiCl_4 : 8 sccm; O_2 : 0 sccm; Puissance RF : 14 W; Pression 2.6 mbars). Un exemple de piliers obtenus par un procédé sans oxygène est montré sur la figure 3.

2.3 Passivation des flancs

S'il est possible de graver des échantillons épitaxiés sur substrat dopé en absence d'oxygène, ce procédé ne reste pas souhaitable : lors de la remise à l'air de l'échantillon, les couches d'AIAs formant les miroirs de Bragg ne sont pas protégées du contact avec l'air ambiant. En conséquence, l'AIAs s'oxyde naturellement, formant un oxyde friable. Cette oxydation naturelle conduit alors à la destruction plus ou moins rapide des piliers fabriqués (voir figure 3). Il est en effet nécessaire de protéger les couches d'arsenic d'aluminium après gravure du semiconducteur.

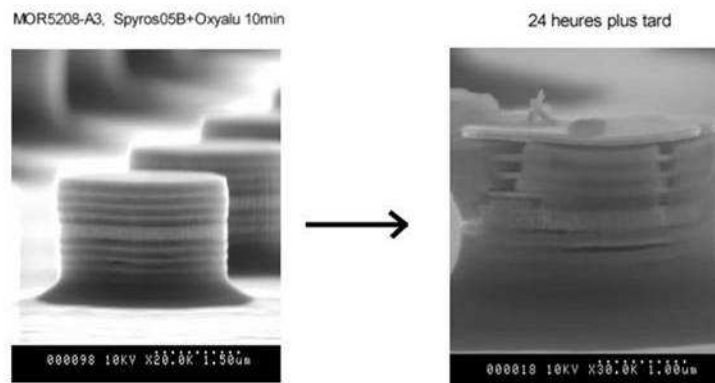


Figure 4 : Images SEM obtenues sur l'échantillon MOR5208 avec le procédé Spyros05 (SiCl_4 : 8 sccm; O_2 : 0 sccm ; Puissance RF : 14 W; Pression 2.6 mbars; Tension de polarisation de l'ordre de 220 V). Le masque de gravure est formé de 300 Å de Ni.

Ceci est rendu possible par l'adjonction d'une faible concentration d'oxygène. Comme mentionné plus haut, la présence d' O_2 favorise la formation d'une pellicule de SiO_x sur les flancs du piliers. En effet, l'oxygène favorise la dissociation des radicaux de SiCl_x en radicaux de Si et Cl_x [4]. Les radicaux de Si réagissent alors avec l'oxygène pour former une couche de SiO_x . Les espèces de SiO_x non-volatiles se redéposent sur les parois gravées. Outre l'inhibition de la gravure latérale (et donc l'obtention d'un profil anisotrope), le dépôt de SiO_x sur les flancs du pilier permet de former une couche de passivation qui protège les couches d'AIAs de l'oxydation à l'air ambiant. Cette

passivation des flancs de gravure offre une bonne robustesse mécanique aux piliers fabriqués et garantie le maintien de la bonne qualité optique des résonateurs dans le temps : les premiers piliers fabriqués en début de thèse sont toujours debout et leurs propriétés optiques restent inchangées.

2.4 Masque de gravure

Le lecteur avisé aura noté tout le long des précédents paragraphes que le masque de gravure utilisé est parfois une simple couche de nickel ou une couche de résine AZ5214 couverte de 1000 Å d'Al ou encore une couche de résine AZ5214 couverte de 700 Å de Ni. Il a en effet été nécessaire d'accomplir une étude de différents masques de gravure pour optimiser le procédé de gravure et le retrait du masque. Les conclusions principales de cette étude sont détaillées dans le paragraphe 3.3.2 du chapitre 3. Nous illustrerons ici simplement quelques-unes d'entre elles.

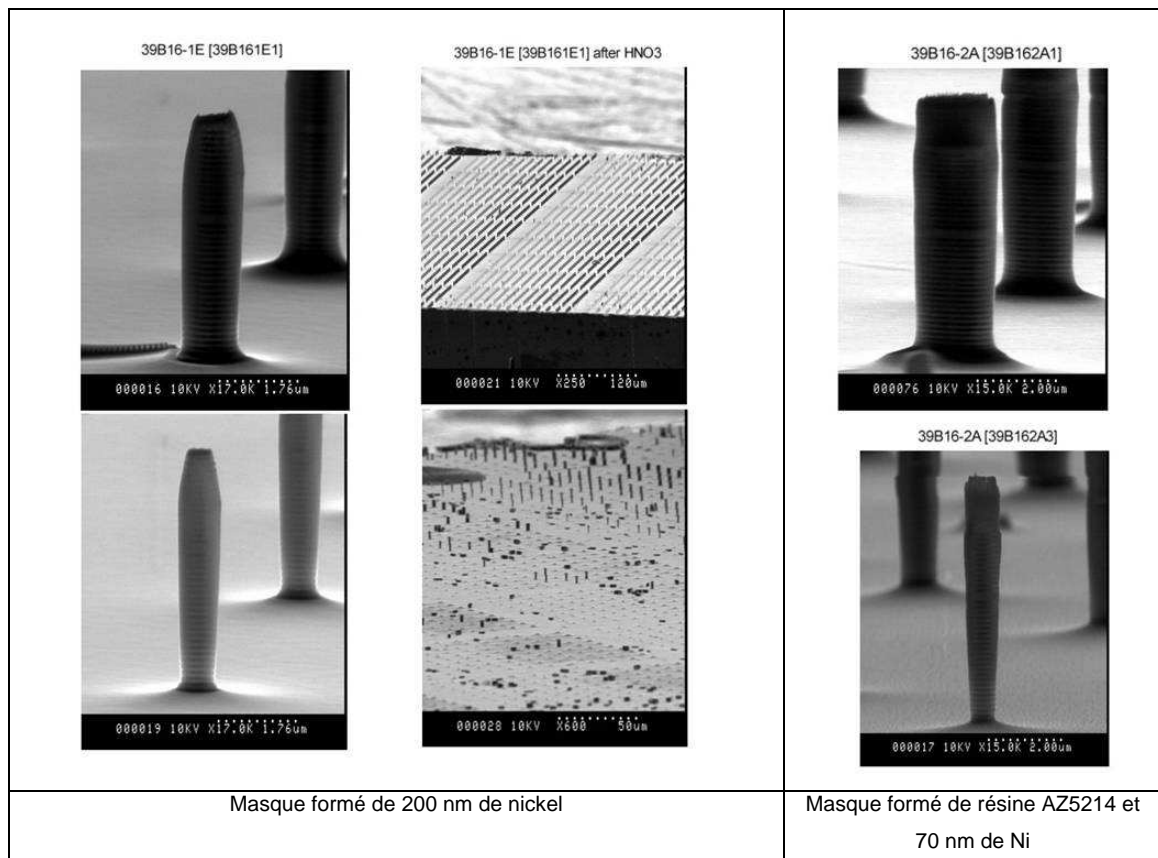


Tableau 3 : Images SEM obtenues sur l'échantillon 39B16 utilisant différents masques de gravure. Les conditions de gravure (procédé Spyros42) sont : SiCl_4 : 8 sccm; O_2 : 0.5-1.0 sccm; Puissance RF : 15 W; Pression 2.6 mbars; Tension de polarisation ~ 230 V.

Notre point de départ est un masque de résine AZ5214 souple couverte de 1000 Å d'Al, dans le droit fil des études menées précédemment au Laboratoire [3]. Or l'aluminium ne résiste pas bien à la gravure chlorée. On peut alors choisir un masque fait d'un métal plus résistant comme le Ni. Néanmoins, on est maintenant confronté à un autre problème : celui du retrait du masque. Le Ni peut être retiré après la gravure du résonateur avec une solution de HNO_3 , mais cette solution attaque aussi la couche de passivation déposée sur les flancs du pilier pendant la gravure et donc provoque la destruction inéluctable des piliers (voir tableau 3). On doit donc envisager une autre approche pour retirer le Ni. La solution adoptée dans le protocole final consiste à choisir l'épaisseur de Ni de sorte qu'il soit entièrement gravé après gravure de 90 % de la hauteur du pilier, et utiliser la couche de résine comme couche tampon. Le masque résiduel en résine peut alors être retiré suivant des procédés de gravure standard sous plasma de SF_6 .

Annexe 2

Fabrication de micropiliers GaAs/AlO_x

En parallèle du procédé de fabrication des piliers GaAs/AlAs présenté dans le chapitre 3 et détaillé dans l'annexe 1, nous avons initié un autre procédé technologique permettant la fabrication de piliers avec miroirs de Bragg GaAs/AlO_x. L'intérêt majeur de ces cavités est dans la faible pénétration du champ électromagnétique dans le miroir de Bragg. On s'attend donc dans ces structures à réduire fortement le volume modal de la cavité. Pour ce, il convient cependant de prendre quelques précautions dans le dessin de la structure : la forte réduction du volume modal V ne doit pas s'accompagner d'une réduction drastique du facteur de surtension du résonateur Q , pour préserver l'amplitude de l'effet Purcell (proportionnel à Q/V). Afin de limiter les pertes optiques importantes dans les couches formant le miroir de Bragg, il est nécessaire de recourir non pas à un miroir périodique de couches d'épaisseur optique $\lambda/4$, mais de dessiner des miroirs permettant une « adaptation d'impédance » du mode dans le corps de la cavité et dans les miroirs. Ceci peut être obtenu en ajustant les épaisseurs optiques des couches de GaAs et d'AlO_x du miroir à l'interface entre le corps de la cavité et le miroir.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes simplement limités à initier un travail de technologie de ces structures. Si les premiers résultats sont prometteurs, il reste encore du travail à accomplir. Le procédé employé est le suivant :

- Croissance par épitaxie par jets moléculaires :

La croissance par épitaxie par jets moléculaires est réalisée par Aristide Lemaître au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures. La cavité planaire initiale est formé d'une cavité en GaAs fermé par deux miroirs périodiques de Bragg GaAs/AlAs de 4 paires et 5 paires respectivement, d'une finesse théorique de 5000. L'échantillon est épitaxié sur un substrat de GaAs dopé n. Le corps de la cavité contient en son centre un plan dense de boîtes quantiques d'InAs/GaAs.

- Lithographie électronique :

L'emplacement et le diamètre des piliers sont définis (comme pour les piliers de GaAs/AlAs) par le biais d'une lithographie électronique.

- Gravure sèche des piliers :

Le pilier lui même est gravé par RIE dans un plasma constitué d'un flux de 6 sccm de SiCl_4 et un flux constant de O_2 de 0.5 sccm. Le bâti de gravure ionique réactive (RIE pour Reactive Ion Etching) est un bâti NEXTRAL-UNAXIS NE100 équipé d'un suivi de gravure in-situ par interférométrie laser. Le masque utilisé pour cette gravure est formé par une couche de 350 nm de Nitrure et un film de 40 nm de nickel (Le nickel est complètement gravé pendant la gravure du pilier). Le dopage du substrat permet l'obtention d'un profil de gravure anisotrope avec un faible flux constant de O_2 , limitant ainsi le dépôt de SiO_x sur les parois de piliers. Ce faible dépôt est nécessaire au regard de l'étape technologique suivante consistant en l'oxydation contrôlée des couches d'AlAs.

- Oxydation des couches d'AlAs :

L'oxydation de l'AlAs est effectuée dans un four à haute température (400 °C) sous atmosphère humide, dont le montage a été réalisé par Isabelle Sagnes au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures. La montée en température se fait dans de l'azote sec (sans H_2O) afin d'empêcher l'oxydation naturelle des couches d'AlAs. En effet, l'AlAs s'oxyde naturellement à température ambiante mais l'oxyde obtenu n'est pas compact : il se transforme en poussière. Après être monté à la température de 400 °C, on coupe le flux d'azote pour le remplacer par de la vapeur d'eau. L'oxydation démarre alors. Elle se fait latéralement par les flancs du pilier. Cette opération est délicate. Un oxyde de mauvaise qualité et friable peut être obtenu si, par exemple, l'échantillon est laissé trop longtemps à l'air ou si de l'eau est présente lors de la montée en température.

Afin de mieux préciser les épaisseurs d'AlOx obtenues et donc les épaisseurs d'AlAs à croître, nous avons réalisé des images au microscope électronique en transmission montrées sur la figure 1 de cette annexe, après l'étape d'oxydation. Indiquons que cette estimation n'est pas immédiate car l'épaisseur d'oxyde est légèrement supérieure à celle de l'AlAs épitaxié. Outre l'information sur les épaisseurs des couches formant les miroirs de Bragg, ces images nous renseignent sur la qualité du procédé technologique. Il apparaît que l'oxyde formé est de bonne qualité. D'autre part, on constate une sous-gravure des couches d'AlAs, due notamment à l'oxydation

naturelle des couches d'AIOx rendues partiellement friables, lors du passage entre le bâtis de gravure et le four d'oxydation.

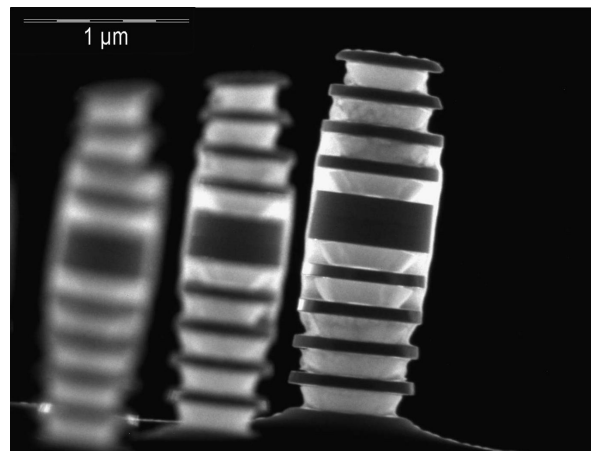


Figure 1 : Image prise par microscopie électronique en transmission d'un pilier de type GaAs/AIO_x sans adaptation d'impédance (cliché de Gilles Patriarche)

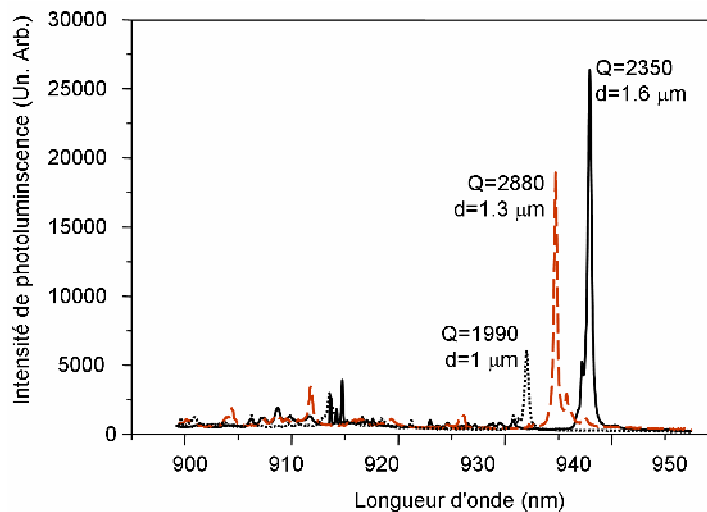


Figure 2 : Spectre de photoluminescence (et facteur de qualité) de cavité GaAs/AIO_x de diamètres entre 1,6 μm et 1 μm.

La qualité optique de ces résonateurs a été étudiée par le biais de mesure de photoluminescence. Le milieu actif, formé par les boîtes quantiques, est excité optiquement par un laser Ti:Sa impulsif non-résonant, dans une gamme de puissance permettant de saturer l'ensemble des boîtes. L'étude des spectres de luminescences obtenus sur différents piliers de différents diamètres permet d'estimer le facteur de qualité du mode fondamental en fonction des dimensions latérales du résonateur. Ces résultats, présentés sur la figure 2, sont très prometteurs : des facteurs

de qualité avoisinant les 2000 ont pu être observés sur des piliers d'un diamètre de l'ordre du micron.

Ces résultats encourageants doivent être prolongés, notamment à travers le recours de cavités présentant des miroirs avec « adaptation d'impédance », pour tirer pleinement profit de la faible pénétration du champ dans les miroirs et préserver le facteur de qualité élevé.

Annexe 3 Publications

- *Reactive-ion etching of high-Q and submicron-diameter GaAs/AlAs micropillars*, **S. Varoutsis**, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaitre, L. Ferlazzo, C. Mériadec, G. Patriarche, I. Robert-Philip, I. Abram, J. Vac. Sci. Technol. B **23**, 2499 (2005)
- *Indistinguishable single photons from a single quantum dot in a 2D Photonic Crystal cavity*, S. Laurent, **S. Varoutsis**, L. Le Gratiet, A. Lemaître, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip and I. Abram, Appl. Phys. Lett. **87**, 163107 (2005)
- *Spontaneous emission enhancement of quantum dots in a photonic crystal wire*, E. Viasnoff-Schwoob, C. Weisbuch, H. Benisty, S.Olivier, **S. Varoutsis**, I. Robert-Philip, R. Houdré and C.J.M. Smith, Phys. Rev. Lett. **95**, 183901 (2005)
- *Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot*, **S. Varoutsis**, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, Phys. Rev. B **72**, 041303 (2005)
- *High-Q whispering-gallery modes in GaAs/AlOx microdisks*, E. Peter, I. Sagnes, G. Guirleo, **S. Varoutsis**, J. Bloch, A. Lemaître, and P. Senellart Appl. Phys. Lett. **86**, 021103 (2005)
- *Single photon emission from site-controlled pyramidal quantum dots*, M. H. Baier, E. Pelucchi, E. Kapon, **S. Varoutsis**, M. Gallart, I. Robert-Philip, and I. Abram Appl. Phys. Lett. **84**, 648 (2004)
- *Single photon emission from individual GaAs quantum dots*, J. Hours, **S. Varoutsis**, M. Gallart, J. Bloch, I. Robert-Philip, A. Cavanna, I. Abram, F. Laruelle, and J. M. Gérard, Appl. Phys. Lett. **82**, 2206 (2003)

Références

Introduction

- [1] L. Goldstein, F. Glas, J.-Y. Marzin, M. N. Charasse and G. Le Roux, *Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices*, Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).
- [2] D. Bimberg, M. Grundmann and N. N. Ledentsov, *Quantum dot heterostructures*, Chichester Ed. (John Wiley and Sons, 1999).
- [3] P. M. Petroff, A. Lorke and A. Imamoglu, *Epitaxially self-assembled quantum dots*, Physics Today **54**, No.5, 46-51 (May 2001).
- [4] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle and G. Weimann, *Sharp-line photoluminescence and two photon-absorption of zero-dimensional biexcitons in GaAs/AlGaAs structures*, Phys. Rev. Lett. **73**, 8 (1994).
- [5] L. Landin, M. S. Miller, M. E. Pistol, C.E. Pryor and L. Samuelson, *Optical studies of individual InAs quantum dots in GaAs : few particles effects*, Science **280**, 262 (1998).
- [6] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang, and D. Bimberg, *Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 157401 (2001).
- [7] C. Kammerer, G. Cassabois, C. Voisin, C. Delalande, Ph. Roussignol, A. Lemaître, and J. M. Gérard, *Efficient acoustic phonon broadening in single self-assembled InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **65**, 033313 (2002).
- [8] C. Kammerer, C. Voisin, G. Cassabois, C. Delalande, Ph. Roussignol, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and J. M. Gérard, *Line narrowing in single semiconductor quantum dots: Toward the control of environment effects*, Phys. Rev. B **66**, 041306 (2002).
- [9] C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale and Y. Yamamoto, *Triggered single photons from a quantum dot*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1502 (2001).

- [10] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J.-M. Gérard and I. Abram, *A single-mode solid-state source of single photons based on isolated quantum dots in a micropillar*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2865-2867 (2001).
- [11] C. Becher, A. Kiraz, P. Michler, A. Imamoglu, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, Lidong Zhang and E. Hu, *Nonclassical radiation from a single self-assembled InAs quantum dot*, Phys. Rev. B **63**, 121312 (2001).
- [12] V. Zwiller, H. Blom, P. Jonsson, N. Panev, S. Jeppesen, T. Tsegaye, E. Goobar, M.-E. Pistol, L. Samuelson, and G. Björk, *Single quantum dots emit single photons at a time: Antibunching experiments*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2476 (2001).
- [13] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J.-M. Gérard and I. Abram, *Quantum Cascade of Photons in Semiconductor Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 183601 (2001).
- [14] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, *Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1110 (1998).
- [15] B. Gayral J.-M. Gérard, B. Sermage, A. Lemaître, and C. Dupuis, *Time-resolved probing of the Purcell effect for InAs quantum boxes in GaAs microdisks*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2828 (2001).
- [16] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke and A. Forchel, *Strong Coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*, Nature (London) **432**, 197 (2004).
- [17] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin and D. G. Deppe, *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*, Nature (London) **432**, 200 (2004).
- [18] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaître, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch, *Exciton-Photon Strong-Coupling Regime for a Single Quantum Dot Embedded in a Microcavity*, Phys. Rev. Lett. **95**, 067401 (2005).
- [19] E. M. Purcell, *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
- [20] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, *Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission*, Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [21] R. G. Hulet, E.S. Hilfer and D. Kleppner, *Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2137 (1985).
- [22] F. Bernardot, P. Nussenzweig, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, *Vacuum Rabi splitting observed on a microscopic atomic sample in a microwave cavity*, Euro. Phys. Lett. **17**, 33 (1991).

- [23] E. Yablonovitch, *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [24] 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).
- [25] A. Kress, F. Hofbauer, N. Reinelt, M. Kaniber, H. J. Krenner, R. Meyer, G. Böhm, and J. J. Finley, *Manipulation of the spontaneous emission dynamics of quantum dots in two-dimensional photonic crystals*, Phys. Rev. B **71**, 241304 (2005).
- [26] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vuckovic, *Controlling the Spontaneous Emission Rate of Single Quantum Dots in a Two-Dimensional Photonic Crystal*, Phys. Rev. Lett. **95**, 013904 (2005).

Chapitre 1

- [1] C. H. Bennett and G. Brassard, *Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing*, Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, 175 (1984).
- [2] D. Deutsch, *Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*, Proc. R Soc. London Soc. A **400**, 97-117 (1985).
- [3] A. Steane, *Multiple particle interference and quantum error correction*, Proc. R Soc. Lond. A **452**, 2551-2577 (1996); A. Calderbank and P. Shor, *Good quantum error-correcting codes exist*, Phys. Rev. A **54**, 1098-1105 (1996).
- [4] P. W. Shor, *Algorithms for quantum computation: discrete log and factoring*, Proceedings of the 35th annual Symposium on the foundations of computer science, 24-134 (IEEE Computer Society Press, Los Alamitos, California, 1994)
- [5] L. K. Grover, *Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997).
- [6] S. Haroche, M. Brune, J. M. Raimond, *Experiments with Single Atoms in a Cavity: Entanglement, Schrodinger's Cats and Decoherence*, Phil. Trans. Roy. Soc. **355**, 2367 (1997).
- [7] P. Bertet, S. Osnaghi, A. Rauschenbeutel, G. Nogues, A. Auffeves, M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, *A Complementarity Experiment with an Interferometer at the Quantum-Classical Boundary*, Nature **411**, 166 (2001).
- [8] S. Haroche, *Entanglement, Decoherence and the Quantum Classical Boundary*, Phys. Today **51**, 36 (1998).

- [9] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, *Step by Step Engineered Many Particle Entanglement*, *Science* **288**, 4710 (1995).
- [10] X. Maitre, E. Hagley, G. Nogues, C. Wunderlich, P. Goy, M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, *Quantum Memory with a Single Photon in a Cavity*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 769 (1997).
- [11] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung, S. Lloyd, *Experimental Realisation of a Quantum Algorithm*, *Nature* **393**, 143 (1998).
- [12] I. L. Chuang, N. Gershenfeld, M. Kubinec, *Experimental Implementation of Fast Quantum Searching*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3408 (1998).
- [13] D. G. Cory, A. F. Fahmy, T. F. Havel, *Ensemble Quantum Computing by Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **94**, 1634 (1997).
- [14] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M.H. Sherwood, I. L. Chuang, *Experimental realisation of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*, *Nature* **414**, 883 (2001).
- [15] E. Knill, R. Laflamme, and G.J. Milburn, *A scheme for efficient quantum computation with linear optics*, *Nature* **409**, 46 (2001).
- [16] T.C. Ralph, A.G. White, W.J. Munro, and G.J. Milburn, *Simple scheme for efficient linear optics quantum gates*, *Phys. Rev. A* **65**, 012314-1 (2001); T.C. Ralph, N.K. Langford, T.B. Bell, & A.G. White, *Linear optical controlled-[small-caps NOT] gate in the coincidence basis*, *Phys. Rev. A* **65**, 062324 (2002).
- [17] C.K. Hong, Z.Y. Ou, and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photon interference*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987).
- [18] J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. G. White, T. C. Ralph, D. Branning, *Demonstration of an all-optical quantum controlled-NOT gate*, *Nature* **426**, 264 (2003).
- [19] S. Gasparoni, J. W. Pan, P. Walther, T. Rudolph and A. Zeilinger, *Realization of a Photonic Controlled-NOT Gate Sufficient for Quantum Computation*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 020504 (2004).
- [20] C. Santori, D. Fatal, J. Vuckovic, G. Solomon, Y. Yamamoto, *Indistinguishable photons from a single-photon device*, *Nature* **419**, 594 (2002).
- [21] **S. Varoutsis**, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot*, *Phys. Rev. B* **72**, 041303(R) (2005).
- [22] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, A. Villing, J.-P. Poizat, and Ph. Grangier, *Single Photon Quantum Cryptography*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187901 (2002).

- [23] E. Waks, K. Inoue, C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G.S. Solomon, and Y. Yamamoto, *Secure communication: Quantum cryptography with a photon turnstile*, Nature (London) **420**, 762 (2002).
- [24] D. Briegel, I. Cirac and P. Zoller, *Quantum repeaters : the role of imperfect local operations in quantum communication*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5932 (1998).
- [25] M. Halder, S. Tanzilli, H. de Riedmatten, A. Beveratos, H. Zbinden and N. Gisin, *Photon-bunching measurement after 2x25km of standard optical fibers*, Phys. Rev. A **71**, 042335 (2005).
- [26] J. G. Rarity and P. R. Tapster, *Two-color photons and nonlocality in fourth-order interference*, Phys. Rev. A **41**, 5139 (1990).
- [27] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, *Measurement of the single-photon tunneling time*, Phys. Rev. Lett. **71**, 708–711 (1993).
- [28] T. Legero, T. Wilk, M. Hennrich, G. Rempe, and A. Kuhn, *Quantum Beat of Two Single Photons*, Phys. Rev. Lett. **93**, 070503 (2004).
- [29] Ph. Grangier, A. Browaeys et G. Messin, Communication privée
- [30] A. Kiraz, M. Ehrl, Th. Hellerer, Ö. E. Müstecaploglu, C. Bräuchle, and A. Zumbusch, *Indistinguishable Photons from a Single Molecule*, Phys. Rev. Lett. **94**, 223602 (2005).

Chapitre 2

- [1] E. M. Purcell, *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
- [2] H. B. G. Casimir, D. Polder, *The Influence of Radiation Reaction on the London-van der Waals Forces*, Phys. Rev. **73**, 360 (1948).
- [3] H. Morawitz, *Superradiant Level Shift and Its Possible Detection in a Transient Optical Experiment*, Phys. Rev. **A 7**, 1148-1159 (1973).
- [4] J. R. Ackerhalt, P. L. Knight, and J. H. Eberly, *Radiation Reaction and Radiative Frequency Shifts*, Phys. Rev. Lett. **30**, 456 (1973).
- [5] H. Morawitz, *Self-Coupling of a Two-Level system by a Mirror*, Phys. Rev. **187**, 1792-1796 (1969).
- [6] P. W. Milonni, J. R. Ackerhalt, W. A. Smith, *Interpretation of Radiative Corrections in Spontaneous Emission*, Phys. Rev. Lett. **31**, 958 (1973).
- [7] L. S. Brown, G. Gabrielse, K. Helmersen et J. Tan, *Cyclotron motion in a microwave cavity: Lifetime and frequency shifts*, Phys. Rev. A **32**, 3204 (1985).

- [8] R. G. Hulet, E.S. Hilfer and D. Kleppner, *Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2137 (1985).
- [9] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, *Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission*, Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [10] G. Gabrielse and H. Dehmelt, *Observation of inhibited spontaneous emission*, Phys. Rev. Lett. **55**, 67 (1985).
- [11] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, and M. S. Feld, *Enhanced and inhibited visible spontaneous emission by atoms in a confocal resonator*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1320 (1987).
- [12] 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).
- [13] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Second Edition, Wiley NY 1962, pp. 393-399 et 781-805.
- [14] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Third edition, Oxford Science Publications NY 1973, page 153-173.
- [15] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Photons et Atomes (Introduction à l'électrodynamique quantique)*, CNRS Edition Paris 1987, pages 25-34.
- [16] S. Haroche, *Cavity Quantum Electrodynamics*, Les Houches Session LIII, 1990, Elsevier Science Publishers.
- [17] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Mécanique Quantique II*, Herman Paris 1973, page 1289-1294.
- [18] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Third edition, Oxford Science Publications NY 1973, page 57-60.
- [19] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Photons et atomes*, CNRS Edition Paris 2001, pages 25-34.
- [20] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano and Y. Akahane, *Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity*, Nature materials **4**, 207-210 (2005).
- [21] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin and D. G. Deppe, *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*, Nature (London) **432**, 200 (2004).
- [22] A. Kress, F. Hofbauer, N. Reinelt, M. Kaniber, H. J. Krenner, R. Meyer, G. Böhm, and J. J. Finley, *Manipulation of the spontaneous emission dynamics of quantum dots in two-dimensional photonic crystals*, Phys. Rev. B **71**, 241304(R) (2005).
- [23] S. Laurent, **S. Varoutsis**, L. Le Gratiet, A. Lemaître, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip and I. Abram, *Indistinguishable single photons from a*

- single quantum dot in a 2D Photonic Crystal cavity*, Appl. Phys. Lett. **87**, 163107 (2005)
- [24] J. Vuckovic, M. Pelton, A. Scherer, and Y. Yamamoto, *Optimization of three dimensional micropost microcavities for cavity quantum electrodynamics*, Phys. Rev. A **66**, 023808 (2002).
- [25] R.E. Slusher, A.F.J. Levi, U. Mohideen, S.-L. MacCall, S.J. Pearton and R.A. Logan, *Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers*, Appl. Phys. Lett. **63**, 1310 (1993).
- [26] S.L. McCall, A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.J. Pearton and E.A. Logan, *Whispering gallery modes microdisk lasers*, Appl. Phys. Lett. **60**, 289 (1992).
- [27] T. Kippenberg, S. M. Spillane, D. K. Armani, K. J. Vahala, *Fabrication and coupling of planar high-Q silica disk microcavities*, App. Phys. Lett. **83**, 794 (2003).
- [28] B. Gayral J.-M. Gérard, B. Sermage, A. Lemaître, and C. Dupuis, *Time-resolved probing of the Purcell effect for InAs quantum boxes in GaAs microdisks*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2828 (2001).
- [29] A. Kiraz, P. Michler, C. Becher, B. Gayral, A. Imamoglu, Lidong Zhang, E. Hu , W. V. Schoenfeld and P. M. Petroff, *Cavity-quantum electrodynamics using a single InAs quantum dot in a microdisc structure*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3932 (2001).
- [30] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaître, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch, *Exciton-Photon Strong-Coupling Regime for a Single Quantum Dot Embedded in a Microcavity*, Phys. Rev. Lett. **95**, 067401 (2005).
- [31] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke and A. Forchel, *Strong Coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*, Nature (London) **432**, 197 (2004).
- [32] W.L. Barnes, G. Björk, J.M. Gérard, P. Jonsson, J.A.E. Wasey, P.T. Worthing and V. Zwiller, *Solid-state single photon sources: light collection strategies*, Eur. Phys. J. D **18**, 197-210 (2002)
- [33] P. Lalanne, J. P. Hugonin, J. M. Gérard, *Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit*, Appl. Phys. Lett. **84**, 23 (2004).
- [34] G. Lecamp, P. Lalanne, J. P. Hugonin, J. M. Gérard, *Energy transfer through laterally confined Bragg Mirrors and its impact on pillar microcavities*, à paraître dans IEEE J. Quantum Electronics

- [35] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, *Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1110 (1998).
- [36] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto, *Indistinguishable photons from a single-photon device*, Nature, vol. **419**, 594-597 (2002).
- [37] **S. Varoutsis**, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot*, Phys. Rev. B **72**, 041303(R) (2005).
- [38] R. Kuszelewicz et G. Aubert, *Modal matrix theory for light propagation in laterally restricted stratified media*, J. Opt. Soc. Am. A **14**, 3262-3272 (1997).
- [39] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Fourth Edition 1970, pages 55-70.
- [40] F. Abelès, *Propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales*, Ann. Phys. (Paris) **5**, 596-639 (1950).
- [41] J. A. Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, Second Edition, Wiley Interscience USA 1990, pages chapter III, page 109.
- [42] Ph. Lalanne and E. Silberstein, *Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems*, Opt. Lett. **25**, 1092 (2005).
- [43] R. Courant and D. Hilbert, *Methods of Mathematical Physics Volume I*, Wiley USA 1953, pages 467-500.

Chapitre 3

- [1] E. Peter, I. Sagnes, G. Guirleo, S. Varoutsis, J. Bloch, A. Lemaitre, P. Senellart, *High-Q whispering-gallery modes in GaAs/AlOx microdisks*, App. Phys. Lett. **86**, 021103 (2005).
- [2] E. Yablonovich, *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*, Phy. Rev. Lett. **58**, 2059-2062 (1987).
- [3] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, and S. Noda, *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*, Nature **425**, 944 (2003).
- [4] B. S. Song, S. Noda, T. Asano and Y. Akahane, *Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity*, Nature Materials **4**, 207 (2003).
- [5] C.-K. Lin, D.P. Bour, Zhu Jintian, W.H. Perez, M.H. Leary, A. Tandon, S.W. Corzine, and M.R.T. Tan, *High Temperature Continuous-Wave Operation of 1.3 and 1.5 μ m VCSELs With InP/Air-Gap DBR's*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics **9**, 1415- 1421 (2003).

- [6] P. Debernardi, H.J. Unold, J. Maehns, R. Michalzik, G. P. Bava, K. J. Ebeling, *Single Mode Single-Polarization VCSELs via Elliptical Surface Etching: Experiments and Theory*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics **9**, 1394- 1405 (2003).
- [7] M. Sato, H. Nakamura, A. Yoshikawa and Y. Arita., *Radical Generation Mechanism and Radical Effect on Aluminium Anisotropic Etching in SiCl₄ Reactive Ion Etching*, Jap. J. of Appl. Phys. **26**, 1568-1574 (1987).
- [8] D. E. Ibbotson et D. L. Flamm, *Plasma Etching for III-V Compound Devices*, Solid State Technology (October 1988), AT&T Laboratories.
- [9] M. B. Stern, P. F. Liao, *Reactive ion etching of GaAs and SiCl₄*, J. Vac. Sci. Technol. B **1**, 1053 (1983).
- [10] S.K. Murad, N.I. Cameron, S.P. Beaumont and C.D. Wilkinson, *Effects of O₂ addition to SiCl₄/SF₄ and the thickness of the capping layer on gate recess etching of GaAs-pseudomorphic high electron mobility transistors*, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 3668 (1996).
- [11] G. Patriarche, F. Glas, G. Le Roux, L. Largeau, A. Mereuta, A. Ougazzaden and J. L. Benchimol, *TEM Study of the morphological and compositional instabilities of InGaAsP epitaxial structures*, Journal of Crystal Growth **221**, 12-19 (2000).
- [12] **S. Varoutsis**, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaitre, L. Ferlazzo, C. Mériadec, G. Patriarche, I. Robert-Philip, I. Abam, *Reactive-ion etching of high-Q and submicron-diameter GaAs/AlAs micropillars*, J. Vac. Sci. Technol. B **23**, 2499 (2005)
- [13] F. Raineri, *Optique non-linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI (2004).
- [14] S. Laurent, **S. Varoutsis**, L. Le Gratiet, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip, Izo Abram, *Indistinguishable single photons from a single quantum dot in a 2D Photonic Crystal cavity*, Appl. Phys. Lett. **87**, 163107 (2005)

Chapitre 4

- [1] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (Third Edition), Oxford Science Publications (2000).
- [2] R. Hanbury-Brown, and R.Q. Twiss, *Correlation between photons in two coherent beams of light*, Nature **177**, 27 (1956).
- [3] C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, Phys. Rev. Lett. **56**, 58-60 (1986).

- [4] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, *Mécanique Quantique II*, Hermann (2000).
- [5] Ph. Grangier, G. Roger, A. Aspect, *Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences*, Europhys. Lett. **1**, 173 (1986).
- [6] J. Bylander, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Interference and correlation of two independent photons*, Eur. Phys. J. D **22**, 295-301 (2003).
- [7] **S. Varoutsis**, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot*, Phys. Rev. B **72**, 041303(R) (2005).
- [8] S. Laurent, **S. Varoutsis**, L. Le Gratiet, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip, Izo Abram, *Indistinguishable single photons from a single quantum dot in a 2D Photonic Crystal cavity*, Appl. Phys. Lett. **87**, 163107 (2005)

Chapitre 5

- [1] J.M. Gérard, D. Barrier, J.-Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, V. Thierry-Mieg and T. Rivera, *Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case*, Appl. Phys. Lett. **69**, 449 (1996).
- [2] L. Goldstein, F. Glas, J.-Y. Marzin, M. N. Charasse and G. Le Roux, *Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices*, Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).
- [3] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier and G. Bastard, *Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs*, Phys. Rev. Lett. **73**, 716 (1994).
- [4] J.-M. Gérard, J.-B. Génin, J. Lefebvre, J.-M. Moison, N. Lebouché and F. Barthes, *Optical investigation of the self-organized growth of InAs/GaAs quantum boxes*, J. Crystal Growth **150**, 351 (1995).
- [5] M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kopev, and Zh. I. Alferov, *Ultrannarrow Luminescence Lines from Single Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4043 (1995).
- [6] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J.-M. Gérard and I. Abram, *Quantum Cascade of Photons in Semiconductor Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 183601 (2001).

- [7] A. Vasanelli, *Transitions optiques interbandes et intrabandes dans les boîtes quantiques simples et couplées verticalement*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (2002).
- [8] J.-M. Gérard and B. Gayral, *Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities*, J. Lightwave Technol. **17**, 2089 (1999).
- [9] C. Santori *et al.*, *Triggered Single Photons from a Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1502 (2001) ; V. Zwiller *et al.*, *Single quantum dots emit single photons at a time: Antibunching experiments*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2476 (2001) ; E. Moreau *et al.*, *Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2865 (2001).
- [10] A. Vasanelli, R. Ferreira, G. Bastard, *Continuous absorption background and decoherence in quantum dots*, Phys. Rev. Lett. **89**, 216804 (2002).
- [11] P. Hawrylak, G. A. Narvaez, M. Bayer, A. Forchel, *Excitonic absorption in a quantum dot*, Phys. Rev. Lett. **85**, 389 (2000).
- [12] C. Kammerer, C. Voisin, G. Cassaboïs, C. Delalande, Ph. Roussignol, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and J. M. Gérard, *Line narrowing in single semiconductor quantum dots: Toward the control of environment effects*, Phys. Rev. B **66**, 041306 (R) (2002).
- [13] D. Fattal, E. Diamanti, K. Inoue, and Y. Yamamoto, *Quantum Teleportation with a Quantum Dot Single Photon Source*, Phys. Rev. Lett. **92**, 037904 (2004)

Conclusion

- [1] J. Bylander, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Interference and correlation of two independent photons*, Eur. Phys. J. D **22**, 295-301 (2003).
- [2] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang, and D. Bimberg, *Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 157401 (2001).
- [3] C. Kammerer, G. Cassaboïs, C. Voisin, C. Delalande, Ph. Roussignol, A. Lemaître, and J. M. Gérard, *Efficient acoustic phonon broadening in single self-assembled InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **65**, 033313 (2002).
- [4] C. Kammerer, C. Voisin, G. Cassaboïs, C. Delalande, Ph. Roussignol, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and J. M. Gérard, *Line narrowing in single semiconductor quantum dots: Toward the control of environment effects*, Phys. Rev. B **66**, 041306 (2002).
- [5] E. M. Purcell, *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).

- [6] **S. Varoutsis**, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaitre, L. Ferlazzo, C. Mériadec, G. Patriarche, I. Robert-Philip, I. Abam, *Reactive-ion etching of high-Q and submicron-diameter GaAs/AlAs micropillars*, J. Vac. Sci. Technol. B **23**, 2499 (2005)
- [7] **S. Varoutsis**, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, *Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot*, Phys. Rev. B **72**, 041303(R) (2005).
- [8] Ph. Grangier, *Single photons stick together*, Nature **419**, 577 (2002).
- [9] O. Benson, C. Santori, M. Pelton, and Y. Yamamoto, *Regulated and Entangled Photons from a Single Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2513 (2000).
- [10] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J.-M. Gérard and I. Abram, *Quantum Cascade of Photons in Semiconductor Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 183601 (2001).
- [11] S. Laurent, *Emission de photons intriqués par une boîte quantique à semiconducteur*, Rapport de stage de DEA de l'Université Paris 6.

Annexe 1

- [1] D.E. Ibbotson and D.L. Flamm, *Pasma etching for III-V Coumpound Devices*, Solid State Technology, 105-137 (Nov. 1988)
- [2] M. Sato and H. Nakamura, *Reactive ion etching of aluminium using SiCl₄*, J. Vac. Sci. Technol. **20**, 186 (1982).
- [3] B. Gayral, *Modification de l'émission spontanée de boîtes quantiques semi-conductrices dans des microcavités optiques*, Thèse de l'Université Paris VI (2000).
- [4] S.K. Murad, N.I. Cameron, S.P. Beaumont and C.D. Wilkinson, *Effects of O₂ addition to SiCl₄/SF₄ and the thickness of the capping layer on gate tecess etching of GaAs-pseudomorphic high electron mobility transistors*, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 3668 (1996).
- [5] M. Sato, H. Nakamura, A. Yoshikawa and Y. Arita., *Radical Generation Mechanism and Radical Effect on Aluminium Anisotropic Etching in SiCl₄ Reactive Ion Etching*, Jap. J. of Appl. Phys. **26**, 1568-1574 (1987).