



Exaltation multicorps du couplage lumière-matière

Aymeric Delteil

► To cite this version:

Aymeric Delteil. Exaltation multicorps du couplage lumière-matière. Physique Quantique [quant-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012. Français. tel-00793607v2

HAL Id: tel-00793607

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00793607v2>

Submitted on 25 Feb 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris Diderot - Paris 7

ED 518 : Matière condensée et interfaces

Doctorat de Physique

Exaltation multicorps du couplage lumière-matière

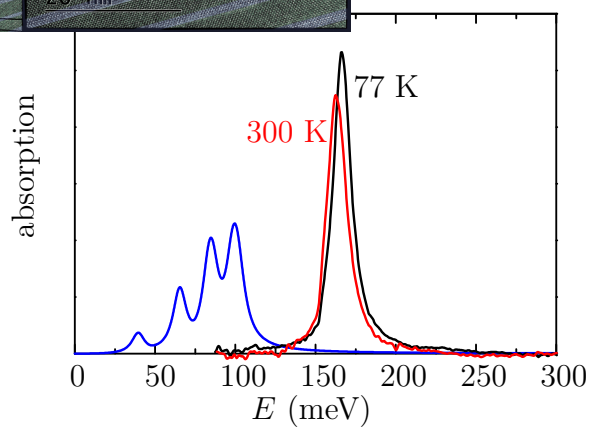
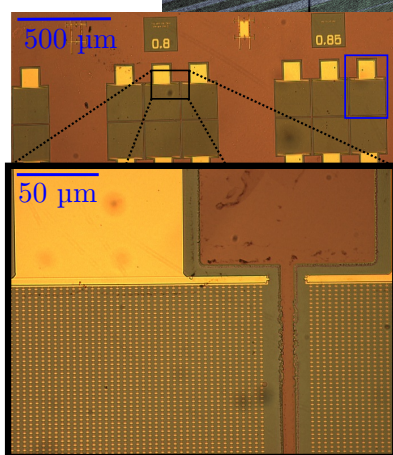
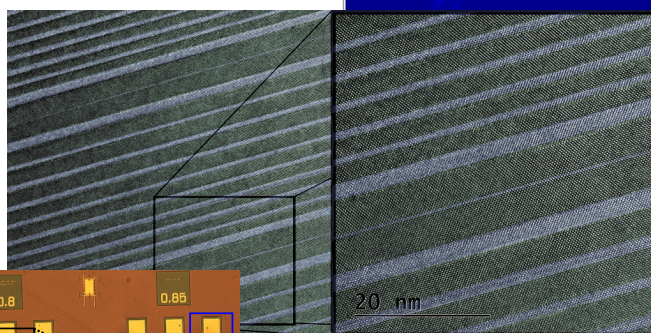
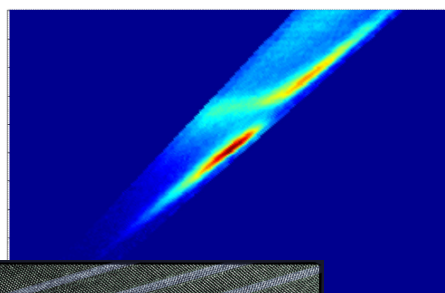
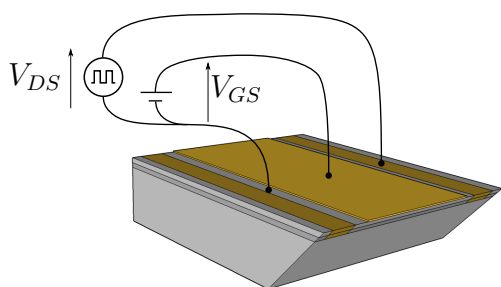
Aymeric DELTEIL

Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ)

Thèse soutenue le 20/12/2012

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Jacqueline BLOCH Emmanuel ROSENCHE
<i>Examineurs :</i>	Thomas COUDREAU Philippe GRANGIER Raffaele COLOMBELLI
<i>Directeurs de thèse :</i>	Angela VASANELLI Carlo SIRTORI



Résumé

Ces travaux de thèse portent sur la conception, la réalisation et la caractérisation de dispositifs à base de puits quantiques semiconducteurs, fonctionnant dans les régimes de couplage fort et ultra-fort entre un mode de cavité et une excitation inter-sous-bande (ISB). Les états mixtes issus de ce couplage sont appelés polaritons ISB. Dans la première partie de la thèse, nous démontrons un dispositif électroluminescent dans lequel la branche polaritonique supérieure est peuplée à une énergie qui dépend de la tension appliquée au dispositif. De plus, nous mettons en évidence la relaxation des polaritons vers la branche inférieure par émission d'un phonon optique. Ce processus efficace permet d'atteindre un facteur d'occupation de la branche inférieure de l'ordre de 15 %, et pourrait permettre d'obtenir de l'émission stimulée de polaritons.

En augmentant la densité d'électrons dans le puits, il est possible d'accéder au régime de couplage ultra-fort, caractérisé par une énergie de Rabi comparable avec celle de la transition ISB. Dans cette optique, la deuxième partie est centrée sur l'étude de puits quantiques très dopés, avec plusieurs sous-bandes occupées. Nous réalisons une investigation théorique et expérimentale des interactions coulombiennes entre les plasmons ISB associés aux différentes transitions optiquement actives. Nous présentons un dispositif basé sur un puits quantique avec deux sous-bandes occupées, dans lequel une tension de grille contrôle la densité d'électrons dans le puits, ce qui modifie l'interaction entre les plasmons et donc la réponse optique. Pour des densités élevées, les forces d'oscillateur sont redistribuées en faveur de l'excitation de plus haute énergie. En vertu de ce phénomène, la réponse optique d'un puits quantique ayant au moins trois sous-bandes occupées exhibe une unique résonance étroite, qui correspond à une excitation collective associant en phase toutes les transitions ISB, et que nous observons en absorption et en électroluminescence. Lorsqu'on l'insère dans une microcavité, on atteint le régime de couplage ultra-fort avec une énergie de Rabi qui croît de façon monotone avec la densité d'électrons. Ce régime est observé dans deux géométries de microcavité : planaire et zéro-dimensionnelle. Nos travaux montrent que l'interaction lumière-matière dans les puits quantiques dopés doit être pensée comme un processus purement collectif, régi par les phénomènes de cohérence induite par la charge.

Summary

This work focuses on the design, the realization and the characterization of devices, based on semiconductor quantum wells and operating in the strong or ultra-strong coupling regime between an intersubband excitation and a microcavity mode. The mixed states issued from this coupling are the so-called intersubband polaritons. In the first part of this work, we demonstrate an electroluminescent device working in the strong coupling regime, in which the upper polariton branch is populated at a voltage dependent energy. Furthermore, we observe a relaxation from the upper to the lower branch by means of the emission of an optical phonon. Thanks to this efficient process, the occupancy of the lower branch reaches about 15 % and could lead to stimulated emission of polaritons.

By increasing the electronic density in the well, it is possible to reach the ultra-strong coupling regime, characterized by a Rabi energy of the same order of magnitude as the intersubband transition energy. For this reason, the second part of this work is devoted to the study of highly doped quantum wells, with several occupied subbands. In particular, we theoretically and experimentally investigate the Coulomb interaction between the intersubband plasmons associated to the different optically active transitions. We present a device based on a quantum well with two occupied subbands, in which a gate voltage controlling the electronic density modifies the interaction between plasmons and thus the optical response. For the highest densities the oscillator strength is redistributed into the high energy peak. Owing to this phenomenon, we demonstrate that the optical response of a quantum well with at least three occupied subbands presents a single sharp resonance that corresponds to a collective excitation associating in phase all the intersubband transitions. This collective excitation is observed both in absorption and electroluminescence measurements. The ultra-strong coupling regime is demonstrated by inserting the quantum well in both a planar and a metal-dielectric-metal microcavity. Furthermore, we demonstrate that the Rabi energy increases monotonously with the electronic density in the well. This work shows that the light-matter interaction in highly doped quantum wells has to be considered as a purely collective process driven by charge induced coherence.

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Carlo Sirtori, co-directeur de cette thèse, pour m'avoir accueilli à bras ouverts dans son équipe, pour sa grande disponibilité, les discussions passionnantes en petit comité au laboratoire ou chez lui, ses idées débordantes et visionnaires, ses grandes qualités scientifiques qui ont permis ce projet passionnant, sa positivité et son humour en toutes circonstances. Sa disponibilité n'a pas été érodée par son accession au poste de directeur du laboratoire MPQ, qui ne l'a pas empêché de suivre de très près mes travaux ainsi que de lire et corriger très attentivement ce manuscrit. J'ai une dette tout aussi grande envers Angela Vasanelli, mon encadrante et co-directrice de thèse qui m'a guidé tout au long de cette thèse avec une très grande générosité et un optimisme à toute épreuve qui m'a beaucoup aidé à surmonter les obstacles. Elle a toujours été présente et n'a jamais hésité à utiliser son temps et son talent pour faire avancer les choses ; preuve en est son investissement dans l'écriture des articles ou la correction du manuscrit. Je la remercie très sincèrement de la confiance qu'elle m'a accordé tout au long de cette thèse. Tous deux m'ont énormément appris et ont contribué à me faire aimer la recherche.

Je suis très reconnaissant envers Emmanuel Rosencher et Jacqueline Bloch pour avoir accepté de rapporter cette thèse et pour s'être intéressés dans la profondeur aux travaux présentés ici. Pour avoir accepté de faire partie du jury, je remercie également Philippe Grangier, Raffaele Colombelli (qui m'a également accueilli à l'IEF et aidé à essayer différentes techniques de micro-soudure sur les mésas double-métal très fragiles), et Thomas Coudreau (qui est également le directeur de mon école doctorale et à ce titre s'est toujours montré très disponible et efficace).

La qualité de notre équipement et la présence d'une salle blanche au sein du laboratoire nous ont permis d'effectuer un grand nombre d'étapes nous-mêmes, mais les différents projets présentés dans cet ouvrage ont été rendus possible grâce à des épitaxies de très grande qualité, réalisées par Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin au LPN (Marcoussis), Jean-Christophe Moreno, Roland Teissier et Alexei Baranov à l'IES (Montpellier), Lucia Sorba et Giorgio Biasiol au TASC (Trieste). D'autres personnes ont également participé

de façon directe à ces travaux : ainsi je tiens à remercier Philippe Petit, Maria-Luisa Della Rocca et Philippe Lafarge pour les mesures de Hall et de Shubnikov-de Haas, Christian Riccolo, Guillaume Wang et Damien Aloyau pour les mesures au microscope électronique à transmission, Robson Ferreira et Gérard Bastard pour les discussions et les calculs concernant l'interaction polariton-phonon. Le plaisir de travailler au laboratoire MPQ est rendu possible en grande partie grâce à Anne Servouze, Jocelyne Moreau et Joelle Mercier qui sont capables de soulever des montagnes quand il le faut.

Au sein de mon équipe, je remercie les différentes personnes ayant participé de près ou de loin aux résultats présentés ici : en premier lieu bien sûr Yanko Todorov pour les nombreuses aides et discussions scientifiques (ou non d'ailleurs). Благодаря ви за всичко, което ме научи, особено винаги ядат чипс, когато пиете една бира, а каламбури, чийто успех не е гарантиран... Un grand merci à Margaux Renaudat Saint-Jean qui a travaillé avec moi pendant son stage de M2, et dont la patience et le soin apporté aux manipes ont permis d'obtenir de très beaux résultats. Merci également à Bruno dont l'énergie et l'enthousiasme n'ont pas été écornés par les trop nombreux obstacles rencontrés pendant son stage de M2. Son travail a permis de les surmonter et j'aurais préféré que les résultats qu'il a permis d'obtenir surviennent avant la fin de son stage. Grazie anche per avermi insegnato le basi di italiano. Merci à Pierre J., Jean et Elsa pour les bons moments passés pendant cette thèse : ils sont de ceux dont l'absence s'est vraiment fait sentir lorsqu'ils sont partis... merci à Pierre G. d'être resté jusqu'à la fin grâce à un jeu subtil de prolongations : on en aura profité jusqu'au bout. Merci à Stéphan, Vishal, Benjamin A., Thibault pour les interactions constructives au boulot, ou un peu moins au bar, et pour toutes les parties de lancer d'aimant sur tableau Velleda. Thank you Robert and Anna for having compelled me to speak English all day long and even sometimes during the evening. Merci à David pour le psychobilly en salle de manipe et tout le reste... Merci à Pascal et Christophe pour leur précieuse aide en salle blanche, Ariane à qui je souhaite bon courage pour la dernière ligne droite, Giulia notamment pour ce transparent qui m'a permis de répondre à une des questions du jury, Chéryl pour ses magnifiques technos, Jean-Michel (vive les conférences dans le Sud), Julien, Stefano, Maria, Marco, Sabine, Olivier, Khalid. Une pensée également pour les thésards des autres équipes, qui participent tous à une ambiance très agréable et conviviale, avec une mention spéciale à Christophe Baker avec qui j'ai passé de très bons moments depuis le master (courage à toi aussi pour la fin), et à Benjamin S. avec qui c'était un plaisir de partager le bureau pour le meilleur et pour le pire.

Un grand merci aux amis proches pour tout ce que j'ai pu partager avec eux, à mes parents pour leur soutien et à ma petite sœur pour son rôle irremplaçable.

Table des matières

Introduction	1
1 Interaction lumière-matière dans les puits quantiques semi-conducteurs	5
1.1 Bandes d'énergie, masse effective	5
1.1.1 Les semi-conducteurs III-V	6
1.1.2 Formalisme de la fonction enveloppe	6
1.1.3 Puits quantiques	8
1.1.4 Modèle de Kane à trois bandes	9
1.2 Absorption inter-sous-bande	10
1.2.1 Modèle de Lorentz	10
1.2.2 Modèle semi-classique : règle d'or de Fermi	12
1.2.3 Absorbance	14
1.3 Effets collectifs dans les gaz bidimensionnels	16
1.4 Couplage fort lumière-matière	18
1.4.1 Modèle à deux niveaux : hamiltonien de Jaynes-Cummings	19
1.4.2 Gaz bidimensionnel d'électrons : état brillant et états noirs	22
1.4.3 Prise en compte des élargissements : couplage faible et couplage fort	23
1.5 Couplage ultra-fort	24
1.6 Dispositifs électroluminescents à polaritons inter-sous-bandes .	28
1.6.1 Structures à cascade quantique	29
1.6.2 État de l'art sur les dispositifs électroluminescents inter- sous-bandes en couplage fort	30
2 Injection électrique et diffusion polariton-phonon	33
2.1 Présentation du dispositif en cavité planaire	33
2.1.1 Région active	34
2.1.2 Cavité planaire	38
2.2 Absorption	39

2.2.1	Simulation des spectres d'absorption	39
2.2.2	Mesures d'absorption	42
2.3	Électroluminescence	45
2.3.1	Résultats expérimentaux	46
2.3.2	Observations et déductions	52
2.3.3	Modèle phénoménologique	54
2.4	Occupation des états polaritoniques	55
2.4.1	Estimation du facteur d'occupation	56
2.4.2	Résultats	59
2.4.3	Équations bilan du système	62
2.5	Calcul du taux de diffusion polariton-phonon	64
2.5.1	Hypothèses de départ	64
2.5.2	Principe du calcul	65
2.5.3	Résultats	67
3	Physique du couplage entre plasmons inter-sous-bandes	69
3.1	Contexte et enjeux	70
3.2	Modèle semi-classique	73
3.2.1	Cadre du modèle	73
3.2.2	Résonances d'absorption	74
3.2.3	Amplitudes d'absorption : fréquences plasma effectives	75
3.3	Description quantique	76
3.3.1	Hamiltonien du système	76
3.3.2	Diagonalisation de la partie matière : modes propres du système	79
3.3.3	Interaction des modes propres avec la lumière	80
3.4	Résultats et conséquences	81
3.4.1	Dépendance avec le désaccord	82
3.4.2	Dépendance avec la charge	85
3.5	Démonstration expérimentale	90
3.5.1	Dessin du dispositif	90
3.5.2	Réalisation du dispositif	91
3.5.3	Résultats expérimentaux	91
4	Régime coopératif : exaltation collective de l'interaction lumière-matière	101
4.1	Simulation des spectres d'absorption	101
4.1.1	Principe du calcul	102
4.1.2	Résultats	104
4.2	Mesures d'absorption d'un puits quantique unique	110
4.2.1	Présentation du dispositif	110

4.2.2	Mesures en géométrie multi-passage	111
4.2.3	Mesures de transmission à l'angle de Brewster	112
4.3	Comparaison avec un système à deux niveaux	115
4.4	Électroluminescence	119
4.4.1	Électroluminescence dans un système à une sous-bande occupée	119
4.4.2	Électroluminescence dans le puits très dopé	123
5	Couplage ultra-fort : plasmons multi-sous-bandes en cavité	133
5.1	Plasmon multi-sous-bande en couplage ultra-fort : description quantique	134
5.2	Plasmon multi-sous-bande en cavité planaire	138
5.2.1	Description de la cavité et simulation du couplage fort	138
5.2.2	Dispositif expérimental	140
5.2.3	Résultats des mesures	141
5.3	Cavité double métal	143
5.3.1	Description du dispositif	144
5.3.2	Résultats expérimentaux	145
5.4	Couplage fort ou ultra-fort ?	148
5.5	Valeur limite de couplage : comparaison entre plasmon inter- sous-bande et multi-sous-bande	152
5.5.1	Puits quantique à deux niveaux	152
5.5.2	Plasmon multi-sous-bande	154
5.6	Les états noirs	160
5.7	Conclusion	162
	Conclusion et perspectives	165
A	Résultats préliminaires : électroluminescence en cavité double-métal	169
A.1	Présentation du dispositif	169
A.2	Mesures de réflectivité et d'électroluminescence	171
B	Quelques propriétés du plasmon multi-sous-bande	175
B.1	Modes normaux d'un puits quantique dopé	175
B.2	Plasmon multi-sous-bande	177
B.2.1	Relations utiles	177
B.2.2	Énergie et fréquence plasma effective	177
B.2.3	Facteur de mérite	179
C	Références des échantillons et fiches de croissances	181

Bibliographie	187
Liste de publications	197

Introduction

Les propriétés d'un émetteur (temps d'émission spontanée, diagramme de rayonnement) ne sont pas des caractéristiques intrinsèques de sa structure électronique mais dépendent substantiellement de son environnement. Cette constatation, mise au jour par Purcell en 1946 [1], a jeté les bases d'une nouvelle physique : l'électrodynamique quantique en cavité.

Ces concepts ont été appliqués dans les années 1980 à la physique atomique, permettant de démontrer l'exaltation ou l'inhibition de l'émission spontanée d'atomes de Rydberg dans une cavité micro-onde [2, 3], aboutissant au début des années 1990 par l'observation du couplage fort entre une transition atomique et un mode de cavité [4, 5]. Dans cette situation, les excitations du système sont des superpositions de l'excitation atomique et d'un photon de cavité, et l'émission spontanée devient un phénomène réversible [6].

Ces propriétés peuvent être d'un grand intérêt dans l'opto-électronique, en raison des nouveaux degrés de liberté qu'elles offrent ; par conséquent le régime de couplage fort a également été l'objet de recherches dans le domaine des semi-conducteurs. Ainsi, le couplage fort entre un exciton et un photon de micro-cavité, aboutissant aux polaritons de micro-cavité [7], a été observé pour la première fois en 1992 [8]. Depuis, il a été observé dans de nombreuses géométries de cavités (micro-piliers, cristaux photoniques, microdisques...), de confinement excitonique (puits quantiques, boîtes quantiques...) [9, 10, 11, 12] et de systèmes de matériaux, donnant lieu à des phénomènes d'émission stimulée et de condensation, liés au caractère bosonique des quasi-particules issues du couplage [13, 14, 15, 16, 17, 18].

Dans les semi-conducteurs, les transitions optiques reines dans les domaines du moyen et du lointain infra-rouge sont les transitions entre états confinés de la bande de conduction (les transitions inter-sous-bandes). Elles sont à la base des lasers à cascade quantique [19], lasers semi-conducteurs opérant dans ces domaines d'énergie. Elles offrent de grandes possibilités d'ingénierie de structure de bandes car les énergies des états confinés peuvent être contrôlées par le dessin des couches épitaxiales. Le défaut principal des transitions inter-sous-bandes reste cependant leur faible efficacité radiative, due au fait que la l'émission de photon est en compétition avec des processus non radiatifs beaucoup plus rapides.

Cette limitation pourrait être contournée par l'introduction d'un nouveau temps caractéristique de l'interaction lumière-matière associé aux oscillations de Rabi, en réalisant le couplage fort entre une transition inter-sous-bande et un mode de microcavité. Les quasi-particules issues de ce couplage sont appelées polaritons inter-sous-bandes. Cette possibilité a été proposée en 1997 [20] et observée en 2003 [21], dans des mesures d'absorption résolues en angle. Dès lors, les polaritons inter-sous-bandes ont été l'objet d'intenses recherches. Il a été notamment montré qu'il peut exister un régime dans lequel le dédoublement de Rabi devient du même ordre que l'énergie de la transition : le « couplage ultra-fort » [22], qui est caractérisé par des non-linéarités dans les relations de dispersion des polaritons, et par les propriétés particulières de l'état fondamental, qui contient des photons virtuels.

De plus, la nature inter-sous-bande de ces polaritons rend possible un couplage avec le transport électronique via l'ingénierie de structures de bandes, et offre la perspective de structures électroluminescentes à cascade quantique fonctionnant dans le régime de couplage fort [23]. En 2008 a vu le jour le premier dispositif électroluminescent à polaritons inter-sous-bandes [24]. L'année suivante a été proposé l'effet laser sans inversion de population, assisté par phonon, dans les polaritons inter-sous-bandes [25].

Les dispositifs inter-sous-bandes en couplage fort existant avant ces travaux de thèse souffrent de deux limitations principales. La première, liée au transport dans les structures à cascades, est que l'injection électrique n'a pu être réalisée que sur la branche inférieure des polaritons [26]. La deuxième, liée à la structure des états électroniques d'un puits quantique, est que, dans le moyen infra-rouge, la différence de densité électronique entre deux sous-bandes adjacentes est limitée, fixant ainsi un plafond au dédoublement de Rabi, ce qui rend difficile l'atteinte du régime de couplage ultra-fort [27]. Les travaux présentés dans ce manuscrit se situent dans ce contexte, avec l'objectif de développer différentes stratégies et d'explorer de nouveaux outils physiques dans le but de dépasser ces limitations.

La première sera levée en introduisant un degré de complexité supplémentaire dans la structure de bandes d'une source à cascade quantique en microcavité. De plus, la possibilité d'injecter sur la branche supérieure mettra au jour un mécanisme de diffusion polariton-phonon utile pour la conception d'un laser sans inversion de population.

La deuxième limitation sera outrepassée en tirant profit des interactions coulombiennes dynamiques entre les électrons d'un puits quantique très dopé, dans le but de construire une nouvelle excitation électronique composite qui interagit fortement avec la lumière, permettant par conséquent d'atteindre le régime de couplage ultra-fort.

La présentation de ces travaux sera organisée comme suit :

Le premier chapitre introduira le couplage entre une transition inter-sous-bande et la lumière, en régime de couplage faible, fort et ultra-fort. Il nous permettra d'amener les concepts et de définir les grandeurs utiles dans la suite.

Le deuxième chapitre décrira la caractérisation d'un nouveau dispositif électroluminescent fonctionnant dans le régime de couplage fort, qui permet de peupler la branche supérieure des polaritons. Il sera fait état d'un mécanisme de diffusion depuis la branche supérieure vers la branche inférieure avec émission d'un phonon longitudinal optique. Le temps caractéristique de ce mécanisme sera évalué à partir des mesures, et estimé par un modèle microscopique.

Le troisième chapitre présentera une investigation quantitative complète, théorique et expérimentale, du couplage coulombien *via* le champ de dépolarisation, entre les deux transitions inter-sous-bandes d'un puits quantique ayant deux sous-bandes occupées. Ce couplage a pour conséquence principale de redistribuer les forces d'oscillateur des deux transitions au profit de la plus énergétique. Ce phénomène nous servira de brique de base dans la construction d'une unique résonance collective couplée fortement à la lumière.

Le quatrième chapitre exposera la caractérisation théorique et expérimentale de la réponse optique d'un puits quantique très fortement dopé, dont plusieurs sous-bandes sont occupées. En vertu du phénomène de redistribution des forces d'oscillateur, la totalité de l'interaction lumière-matière est alors concentrée dans une unique résonance étroite, dont l'énergie est très différente de celles des transitions inter-sous-bandes nues. Ce mode collectif est observé en absorption et en électroluminescence.

Le cinquième chapitre sera consacré à l'étude du couplage fort entre une excitation collective multi-sous-bande et un mode de microcavité. Il sera démontré expérimentalement l'atteinte du régime de couplage ultra-fort avec une valeur record du dédoublement de Rabi dans le moyen infra-rouge. Le couplage ultra-fort fera l'objet d'une analyse générale qui démontrera que la cohérence induite par les interactions coulombiennes permet d'exalter l'interaction lumière-matière, offrant la possibilité de dépasser la fréquence de Rabi maximale atteignable pour un puits quantique usuel avec une seule sous-bande occupée, et ce quelle que soit l'énergie de la résonance.

Chapitre 1

Interaction lumière-matière dans les puits quantiques semi-conducteurs

Dans ce chapitre, nous allons décrire certains aspects de l'interaction entre la lumière et les états électroniques d'un puits quantique, hétérostructure semi-conductrice qui confine le mouvement des électrons dans une des trois directions de l'espace. Cela nous permettra d'exposer les outils et les concepts utilisés dans ces travaux de thèse.

Nous présenterons les états électroniques des semi-conducteurs puis leur quantification dans la direction de confinement, qui mène à la formation des sous-bandes électroniques. Nous traiterons les notions d'absorption par les électrons d'une sous-bande de conduction, ainsi que le rôle joué dans ce phénomène par les interactions de Coulomb dans le cas d'une forte densité électronique. Nous décrirons ensuite le régime de couplage fort entre une excitation électronique inter-sous-bande et un mode de microcavité. Finalement, nous introduirons les structures à cascade quantique et la façon dont leurs propriétés d'émission sont modifiées par le couplage fort à un mode de cavité.

1.1 Bandes d'énergie, masse effective

On s'intéresse ici à décrire les états électroniques de la bande de conduction d'hétérostructures semi-conductrices à base de matériaux III-V, au voisinage du point Γ correspondant à $k = 0$.

1.1.1 Les semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs III-V sont des semi-conducteurs composites fabriqués à partir d'un ou plusieurs éléments de la colonne III et d'un ou plusieurs éléments de la colonne V du tableau périodique. Ils cristallisent le plus souvent en structure zinc blende, où les éléments du groupe III et du groupe V se trouvent aux nœuds de deux réseaux cubiques à faces centrées, décalés d'un quart de la diagonale (voir figure 1.1.a). La première zone de Brillouin du réseau réciproque, représentée sur la figure 1.1.b, est un octaèdre à faces tronquées ; le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se trouvent au point Γ , en centre de zone. Ce sont donc des matériaux dits à gap direct [28].

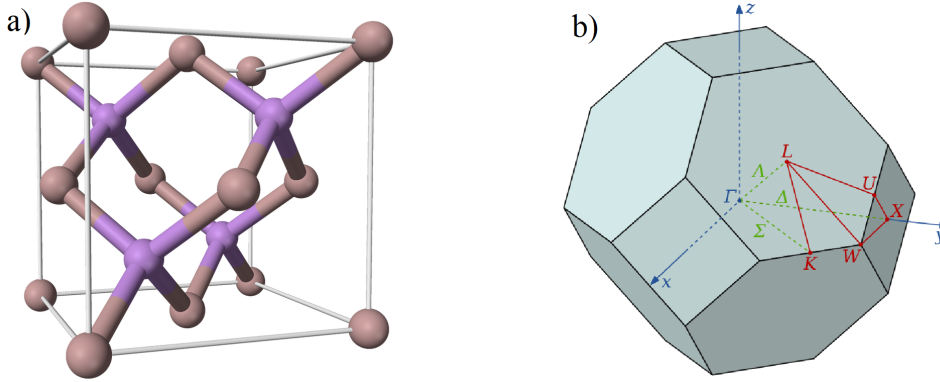


FIGURE 1.1 – a) structure cristalline d'un semi-conducteur III-V. b) première zone de Brillouin du réseau réciproque.

Les techniques de croissance par épitaxie permettent de réaliser des hétérostructures de matériaux III-V en accord de maille, de bandes interdites différentes, alternés dans la direction de croissance. Au cours de ces travaux de thèse, nous rencontrerons trois familles d'hétérostructures à base de semi-conducteurs III-V en accord ou quasi-accord de maille : GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0.45$), $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{InP}$ et InAs/AlSb. Ces hétérostructures sont réalisées par épitaxie par jet moléculaire ou par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques.

1.1.2 Formalisme de la fonction enveloppe

Dans un semi-conducteur massif, les électrons sont soumis au potentiel cristallin $V(\mathbf{r})$, périodique dans les trois directions : $V(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = V(\mathbf{r})$ si $\mathbf{R}$ appartient au réseau de Bravais. L'hamiltonien électronique s'écrit alors, en

négligeant le couplage spin-orbite :

$$H_{el} = \frac{p^2}{2m} + V(\mathbf{r})$$

D'après le théorème de Bloch [29], les états propres sont de la forme $\psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{\sqrt{V}} u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ où $n \in \mathbb{N}$ est l'indice de bande. Ces états s'expriment donc comme le produit d'une onde plane et d'une fonction de même périodicité que le réseau cristallin c'est-à-dire $u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, si $\mathbf{R}$ appartient au réseau de Bravais.

Dans le cas d'une hétérostructure, la différence entre les gaps des différents matériaux est répartie entre les bandes de valence et de conduction, donnant à cette dernière un profil $E_c(z)$. Dans cette situation, il est toujours possible de conserver une description similaire au semi-conducteur massif, où la fonction d'onde de l'électron est le produit d'une fonction $u_k(\mathbf{r})$ de même périodicité que le cristal et qui ne dépend pas du matériau, et d'une fonction enveloppe $\psi_{j,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ variant faiblement à l'échelle de la maille cristalline. Cette dernière est déterminée par le profil de potentiel $E_c(z)$ auquel on peut ajouter, le cas échéant, une contribution extérieure $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, qui peut notamment comporter le potentiel électrostatique dû aux électrons et aux impuretés ionisées, et à l'application d'un champ électrique extérieur à la structure.

Grâce à cette approche, il est possible de décrire les électrons de la bande de conduction par leur seule fonction enveloppe, en leur attribuant une masse effective m^* qui contient la contribution du potentiel cristallin [30]. La masse effective résulte d'un développement au second ordre de la dispersion de la bande au voisinage de son minimum : $m^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E_c(k)}{\partial k^2} \right)^{-1}$. L'énergie des états de la bande de conduction est alors complètement analogue à celle d'un électron libre mais affecté d'une masse effective différente de sa masse au repos, et évoluant dans une énergie potentielle $E_c(z)$. L'approximation d'une masse effective constante est d'autant moins fiable que le gap du matériau est faible. Pour une description plus précise, il est nécessaire d'inclure des contributions supplémentaires. Néanmoins, le modèle de bande parabolique rend certains calculs plus simples et permet d'établir des tendances.

L'équation de Schrödinger pour la fonction enveloppe s'écrit [31] :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^*(E_{j,\mathbf{k}}, z)} \nabla + E_c(z) + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \right) \psi_{j,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{j,\mathbf{k}} \psi_{j,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$$

Dans la plupart des cas rencontrés, V_{ext} ne dépendra que de z . Le problème est alors séparable¹ et la fonction enveloppe des électrons peut être exprimée

1. En toute rigueur, il ne l'est pas car la masse effective dépend de z . En pratique, nous nous intéressons aux états confinés dont la probabilité de présence est beaucoup plus grande dans le matériau à plus faible gap, et donc elle peut être considérée comme uniforme.

comme un produit d'une onde plane se propageant dans le plan des couches, par une fonction de la seule coordonnée z :

$$\psi_{j,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \chi_j(z) \frac{e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}}}{\sqrt{S}}$$

La fonction $\chi_j(z)$ est alors solution de l'équation de Schrödinger à une dimension :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(E_j, z)} \frac{\partial}{\partial z} + E_c(z) + V_{\text{ext}}(z) \right) = E_j \chi_j(z) \quad (1.1)$$

L'énergie $E_{j,\mathbf{k}}$ est la somme de l'énergie E_j fournie par l'équation précédente, et de l'énergie cinétique associée au mouvement libre dans le plan des couches.

1.1.3 Puits quantiques

Un puits quantique est obtenu en faisant croître une couche d'un certain matériau semi-conducteur entre deux couches d'un matériau de gap plus grand. La discontinuité de bande de conduction confine alors le mouvement des électrons dans la direction de croissance, le laissant libre dans le plan des couches. Les énergies E_j fournies par l'équation 1.1 sont alors discrètes. En ajoutant la contribution cinétique associée au mouvement libre dans le plan des couches, on obtient des énergies sous la forme :

$$E_{j,\mathbf{k}} = E_j + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*(E)}$$

À chacune des valeurs de j correspond un ensemble continu d'états appelé « sous-bande », dont la dispersion dans le plan (x, y) est parabolique si la masse effective est indépendante de l'énergie (voir figure 1.2). Remarquons que dans ce cas, la différence d'énergie entre deux sous-bandes successives, et donc l'énergie d'une transition inter-sous-bande à $\mathbf{k}_{\parallel}$ constant, ne dépend pas de la valeur de $k_{\parallel}$.

Dans le cas général (non-parabolicité, présence d'un potentiel V_{ext} non nul, couplage avec d'autres puits), l'équation 1.1 ne peut pas être résolue analytiquement ; les résultats seront alors évalués numériquement par la méthode de la matrice de transfert. Néanmoins, nous pouvons traiter analytiquement la situation d'un puits infini à masse effective constante, qui pourra servir de référence pour établir certaines tendances. Le puits infini est décrit par un potentiel nul entre $z = 0$ et $z = L$, la largeur du puits, et infini ailleurs. Dans cette situation, nous obtenons des états liés de fonctions enveloppes χ_j

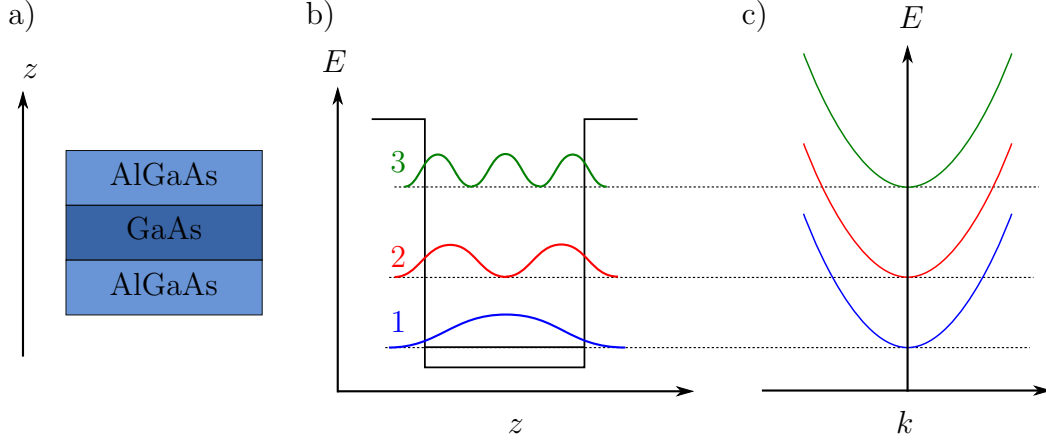


FIGURE 1.2 – a) représentation des couches épitaxiées pour un puits quantique GaAs/AlGaAs. b) profil d'énergie de la bande de conduction (en noir) et module carré des fonctions enveloppes associées aux trois niveaux confinés (bleu, rouge et vert) représentées à leurs énergies respectives. c) courbes de dispersion associées aux trois sous-bandes.

et d'énergies E_j données par :

$$\chi_j(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{j\pi z}{L}\right); E_j = \frac{\hbar^2 \pi^2 j^2}{2m^* L^2} \quad (1.2)$$

avec $j \in \mathbb{N}^*$. L'écart en énergie entre les niveaux est donc déterminé par la largeur du puits quantique. Pour obtenir la dispersion des sous-bandes, on ajoute la contribution libre dans le plan des couches, ce qui nous donne :

$$E_{j,\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 \pi^2 j^2}{2m^* L^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}$$

Comme nous n'allons étudier que des états confinés dans la direction z , cette géométrie bidimensionnelle sera celle de la totalité des situations rencontrées. Par conséquent, nous omettrons l'indice « $\parallel$ » pour le vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ de l'électron dans le plan des couches.

1.1.4 Modèle de Kane à trois bandes

Dans un certain nombre de cas rencontrés, l'approximation d'une masse effective constante ne suffira pas à décrire précisément le système dans les domaines d'énergie et de vecteur d'onde concernés. Un modèle plus précis est le modèle de Kane à trois bandes [32], qui mène à une masse effective

dépendante de l'énergie. Il tient compte du couplage avec les états de la bande de valence.

Lorsqu'on tient compte du couplage spin-orbite, on observe une levée de dégénérescence partielle à $k = 0$ de la bande de valence trois fois dégénérée, et on obtient alors deux bandes d'énergie E_v (trous lourds et trous légers) et une bande d'énergie $E_v - E_{so}$ (bande *split-off*). La prise en compte du couplage des états de la bande de conduction avec les trous légers et la bande *split-off* (en négligeant le couplage avec les trous lourds) aboutit pour la bande de conduction aux énergies $E_c(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*(E)}$ où

$$m^*(E) = m \times \frac{3}{E_p} \left(\frac{2}{E + E_g} + \frac{1}{E + E_{SO} + E_g} \right)^{-1}$$

Ici la masse effective n'est plus constante et dépend explicitement de l'énergie. La dispersion de la bande de conduction n'est donc plus parabolique. Ce modèle en fournit une bonne description dans les domaines d'énergie et de vecteur d'onde auxquels nous allons être confrontés, en particulier pour les systèmes de matériaux InAs/AlSb et GaInAs/AlInAs.

1.2 Absorption inter-sous-bande

1.2.1 Modèle de Lorentz

Le modèle de Lorentz est un modèle classique pour décrire la propagation d'ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques [33]. Il consiste à considérer les électrons comme élastiquement liés aux noyaux, qui sont considérés comme fixes. S'il y a N électrons par unité de volume liés de façon identique aux noyaux, il y a donc N oscillateurs de fréquence propre ω_0 par unité de volume. On suppose une force d'amortissement de la forme $-m\gamma d\mathbf{r}/dt$.

La relation fondamentale de la dynamique pour un électron en présence du champ électrique $\mathbf{F}(\omega)$ associé à l'onde électromagnétique s'écrit :

$$m(-\omega^2 - i\gamma\omega + \omega_0^2)\mathbf{r}(\omega) = -e\mathbf{F}(\omega)$$

La polarisation induite, qui est proportionnelle au moment dipolaire, vaut alors

$$\mathbf{P}_{\text{res}}(\omega) = -Ne\mathbf{r} = \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}\mathbf{F}(\omega)$$

La fonction diélectrique relative du milieu est définie par la relation $\mathbf{D} = \varepsilon_0(1 + \chi)\mathbf{F} + \mathbf{P}_{\text{res}}$ où χ est la susceptibilité du matériau. On obtient alors $\mathbf{D} = \varepsilon_0\varepsilon(\omega)\mathbf{F}$, avec :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi - \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega} = \varepsilon_s \left(1 - \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\varepsilon_s} \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega} \right)$$

avec ε_s la limite à haute fréquence de $\varepsilon(\omega)$.

Dans le cas où il existe plusieurs fréquences de résonance ω_j , on a

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi - \sum_j \frac{N_j e^2}{m \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2 - \omega_j^2 + i \gamma \omega}$$

Pour rendre compte des spectres observés expérimentalement, il faut introduire dans ce modèle, de façon phénoménologique, une force d'oscillateur f_j à chaque transition :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi - \sum_j \frac{N_j e^2}{m \varepsilon_0} \frac{f_j}{\omega^2 - \omega_j^2 + i \gamma \omega}$$

On peut appliquer ce modèle aux électrons d'un puits quantique, en remplaçant la masse de l'électron au repos m par sa masse effective m^* . Ceci nous permet de considérer explicitement l'absorption inter-sous-bande $1 \rightarrow 2$ comme l'interaction dipolaire de N_s oscillateurs par unité de surface, de fréquence propre ω_{12} , avec le champ électrique extérieur [34]. On a dans ce cas, pour un puits quantique de largeur effective L_{eff} :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_s \left(1 - \frac{N_s e^2}{m \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}}} \frac{f_{12}}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + i \gamma \omega} \right)$$

On peut alors définir la conductivité bidimensionnelle du puits quantique $\sigma_{2D}(\omega) = \sigma(\omega)/L_{\text{eff}}$ telle que

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_s + \frac{i \sigma_{2D}(\omega)}{\varepsilon_0 \omega L_{\text{eff}}} \quad (1.3)$$

ce qui nous donne

$$\sigma_{2D}(\omega) = \frac{N_s e^2 f_{12}}{m^*} \frac{i \omega}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + i \gamma \omega}$$

À ce stade, il est commode de réécrire $\varepsilon(\omega)$ en introduisant la pulsation plasma² associée à la transition $i \rightarrow j$:

$$\omega_{Pij} = \sqrt{\frac{(N_i - N_j) e^2 f_{ij}}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}}}} \quad (1.4)$$

2. Nous incluons la force d'oscillateur dans la définition de ω_{P12} , comme dans la référence [35].

Dans notre cas, nous avons $\omega_{P12} = \sqrt{\frac{N_s e^2 f_{12}}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}}}}$ ce qui nous donne les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{2D}(\omega) = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_s L_{\text{eff}} \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + i\gamma\omega} \\ \varepsilon(\omega) = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + i\gamma\omega} \right) \end{cases} \quad (1.5)$$

Dans ce modèle simple, L_{eff} est la taille du puits quantique. Nous verrons par la suite qu'en réalité il faut considérer une longueur effective, qui tient compte de l'extension spatiale de la densité de courant microscopique associée à la transition inter-sous-bande. Nous allons voir que le calcul de l'absorption inter-sous-bande à l'aide de la règle d'or de Fermi donne un résultat similaire, tout en fournissant une expression explicite de la force d'oscillateur, qui contient les propriétés quantiques de la transition inter-sous-bande.

1.2.2 Modèle semi-classique : règle d'or de Fermi

Nous allons évaluer le taux d'absorption inter-sous-bande d'un puits quantique, en utilisant la règle d'or de Fermi [36]. La masse effective est considérée comme uniforme et indépendante de l'énergie. Supposons une onde incidente de fréquence ω , de vecteur d'onde $\mathbf{q}$ tel que $\omega = cq/n_s$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_s l'indice du substrat. Soit $\hat{\mathbf{e}}$ la direction de polarisation de la lumière. À cette onde correspond le champ électrique décrit classiquement comme $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = F\hat{\mathbf{e}} \cos(\omega t - \mathbf{q}\mathbf{r})$, ce qui correspond dans la jauge de Coulomb au potentiel vecteur $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{iF\hat{\mathbf{e}}}{2\omega} e^{i(\omega t - \mathbf{q}\mathbf{r})} + \text{c.c.}$

L'hamiltonien de couplage minimal d'un électron, de charge $-e$, évoluant dans un champ électromagnétique s'obtient à partir de l'hamiltonien de l'électron libre, en remplaçant $\mathbf{p}$ par $\mathbf{p} + e\mathbf{A}$. Nous nous plaçons dans l'approximation dipolaire, dans laquelle la longueur d'onde de la lumière est beaucoup plus grande que la taille caractéristique de la distribution électronique (soit la largeur du puits quantique), ce qui nous permet de négliger le vecteur d'onde $\mathbf{q}$ du photon, et la dépendance spatiale de $\mathbf{A}$. Dans notre situation, nous obtenons, en négligeant³ le terme en $\mathbf{A}^2$:

$$H = H_0 + \frac{e\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}}{m^*}$$

où H_0 est l'hamiltonien de l'électron en l'absence du champ électrique.

Nous nous intéressons à la transition entre un état initial $|\psi_{i,\mathbf{k}}\rangle$ de la sous-bande i , possédant un vecteur d'onde $\mathbf{k}$ et une énergie $E_{i,\mathbf{k}} = E_i + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$,

3. Nous discuterons au paragraphe 1.5 le cas où le terme en $\mathbf{A}^2$ n'est pas négligeable.

et un état final $|\psi_{j,\mathbf{k}'}\rangle$ de la sous-bande j , de vecteur d'onde $\mathbf{k}'$ et d'énergie $E_{j,\mathbf{k}'} = E_j + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2m^*}$. Ces deux états sont décrits par leurs fonctions d'onde :

$$\begin{cases} \psi_{i,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \chi_i(z) \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\parallel}}}{\sqrt{S}} \\ \psi_{j,\mathbf{k}'}(\mathbf{r}) = \chi_j(z) \frac{e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}_{\parallel}}}{\sqrt{S}} \end{cases}$$

Le taux de transition $\Gamma_{ij}(\hbar\omega)$ entre ces deux états s'obtient au moyen de la règle d'or de Fermi :

$$\Gamma_{ij}(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_{j,\mathbf{k}'} | V | \psi_{i,\mathbf{k}} \rangle|^2 \delta(E_{j,\mathbf{k}'} - E_{i,\mathbf{k}} - \hbar\omega)$$

où $V = \frac{e\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}}{m^*} = \frac{ieF}{2m^*\omega} \hat{\mathbf{e}}\mathbf{p}$. Le taux de transition est donc proportionnel au carré de l'élément de matrice

$$\langle \psi_{j,\mathbf{k}'} | \hat{\mathbf{e}}\mathbf{p} | \psi_{i,\mathbf{k}} \rangle = \varepsilon_z \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} \langle \chi_i(z) | p_z | \chi_j(z) \rangle$$

Par conséquent, seule une onde ayant une composante du champ électrique non nulle suivant z (donc polarisée TM) peut occasionner une transition inter-sous-bande, qui a alors lieu à $\mathbf{k}$ constant. La différence d'énergie entre les deux états $E_{ij} = E_{j,\mathbf{k}} - E_{i,\mathbf{k}}$ ne dépend pas de $\mathbf{k}$, donc Γ_{ij} non plus. En l'exprimant en fonction de l'intensité de la composante selon z de l'onde incidente $I_z = \varepsilon_0 c n_s F_z^2 / 2$, et en introduisant la force d'oscillateur

$$f_{ij} = \frac{2}{m^* \hbar \omega_{ij}} |\langle \chi_i(z) | p_z | \chi_j(z) \rangle|^2$$

on obtient finalement :

$$\Gamma_{ij}(\hbar\omega) = \frac{2\pi e^2 I_z f_{ij}}{m^* \omega \varepsilon_0 c n_s} \delta(\hbar\omega - E_{ij})$$

Dans cette expression, la force d'oscillateur f_{ij} est le seul terme qui dépend des états considérés. C'est une quantité adimensionnée qui vérifie la règle de somme

$$\sum_j f_{ji} = 1$$

avec $f_{ji} = -f_{ij}$. On peut réécrire la force d'oscillateur de la façon suivante :

$$f_{ij} = \frac{2m^* \omega_{ij}}{\hbar} |\langle \chi_i(z) | z | \chi_j(z) \rangle|^2 = \frac{2m^* \omega_{ij} z_{ij}^2}{\hbar}$$

où l'on a introduit les éléments de matrice dipolaire $z_{ij} = \langle \chi_i(z) | z | \chi_j(z) \rangle$, que l'on peut calculer à partir de notre connaissance des fonctions enveloppe, et qui sont nuls si i et j sont de même parité. De plus, les éléments de matrice entre niveaux consécutifs sont beaucoup plus grands que les autres éléments non nuls, ce qui nous permettra de ne considérer que ces transitions. À titre d'exemple, pour un puits infini, $f_{12} = 0.96$, $f_{14} = 0.03$, $f_{16} < 0.01$.

En considérant des densités électroniques par unité de surface N_i et N_j sur les sous-bandes i et j , nous obtenons donc $N_i - N_j$ transitions inter-sous-bandes possibles. En considérant les électrons sans interaction entre eux, chaque transition apporte au taux d'absorption une contribution identique (nous verrons que cette considération n'est vraie que pour des faibles densités, de l'ordre de 10^{11} cm^{-2} pour une transition optique dans le moyen infra-rouge). Le taux d'absorption devient alors :

$$\Gamma_{ij}(\hbar\omega) = \frac{2(N_i - N_j)\pi e^2 I_z S f_{ij}}{m^* \omega \varepsilon_0 c n_s} \delta(\hbar\omega - E_{ij})$$

Pour finir, nous pouvons prendre en compte l'élargissement naturel des niveaux en remplaçant la fonction $\delta(\hbar\omega - E_{ij})$ par une fonction lorentzienne de largeur à mi-hauteur γ , centrée autour de l'énergie E_{ij} :

$$\Gamma_{ij}(\hbar\omega) = \frac{(N_i - N_j)e^2 I_z S f_{ij}}{m^* \omega \varepsilon_0 c n_s} \frac{\gamma}{(\gamma/2)^2 + (\omega - \omega_{ij})^2}$$

À partir d'ici, pour fixer les idées, nous considérons un puits quantique dont seule la première sous-bande est occupée (donc $E_F < E_2$, et $E_2 - E_1 \gg k_B T$ ce qui est la situation la plus communément rencontrée), en négligeant les transitions autres que $1 \rightarrow 2$. Nous avons donc dans ce cas $N_1 - N_2 = N_1 = N_s$.

1.2.3 Absorbance

Dans tout milieu matériel, nous pouvons définir le coefficient d'absorption, ou absorbativité, $\alpha_{3D}(\mathbf{r}, \omega)$ comme le rapport entre l'énergie électromagnétique absorbée par unité de temps et de volume et l'intensité de l'onde électromagnétique (c'est donc une grandeur intensive). Par conséquent, une onde parcourant une longueur L dans le milieu actif est amortie d'un facteur $e^{-\alpha_{3D}L}$. Dans notre cas, α_{3D} ne dépend que de z ; de plus, comme seule la composante selon z est absorbée, α_{3D} est un tenseur dont seule la composante zz est non nulle, et vaut $\hbar\omega\Gamma_{12}/(VI_z)$ où V est le volume du milieu.

Pour les géométries bidimensionnelles, il est plus commode de définir l'absorbance $\alpha_{2D}(\omega)$ en considérant l'énergie électromagnétique absorbée par unité de surface et non de volume. Ainsi, pour un gaz d'électrons dans un

puits quantique, nous obtenons :

$$\alpha_{2D} = \frac{N_s e^2 \hbar f_{12}}{m^* \varepsilon_0 c n_s} \frac{\gamma}{(\gamma/2)^2 + (\omega - \omega_{12})^2} \quad (1.6)$$

Cette grandeur est liée à α_{3D} par la relation suivante : $\alpha_{2D} = \alpha_{3D} L_{\text{eff}}$. Une onde TM d'intensité I traversant le puits quantique avec un angle de propagation θ par rapport à la direction z , et parcourant donc une longueur $L_{\text{eff}}/\cos \theta$, sera transmise avec un facteur $T(\omega) = \exp(-\alpha_{3D} L_{\text{eff}} \sin^2 \theta / \cos \theta) = \exp(-\alpha_{2D} \sin^2 \theta / \cos \theta)$, le facteur $\sin^2 \theta$ étant dû au fait que seule la composante suivant z interagit avec le gaz d'électrons. Expérimentalement, c'est à ce facteur $T(\omega)$ que l'on a accès par des mesures de transmission.

En négligeant la réflectivité aux interfaces, on peut remarquer que l'absorption $A = 1 - T$ est proportionnelle à α_{2D} pour les faibles absorptions :

$$A = 1 - \exp(-\alpha_{2D} \sin^2 \theta / \cos \theta) \approx \alpha_{2D} \sin^2 \theta / \cos \theta \quad (1.7)$$

En revanche, lorsque $\alpha_{2D} \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$, on entre dans un régime de saturation (voir figure 1.3).

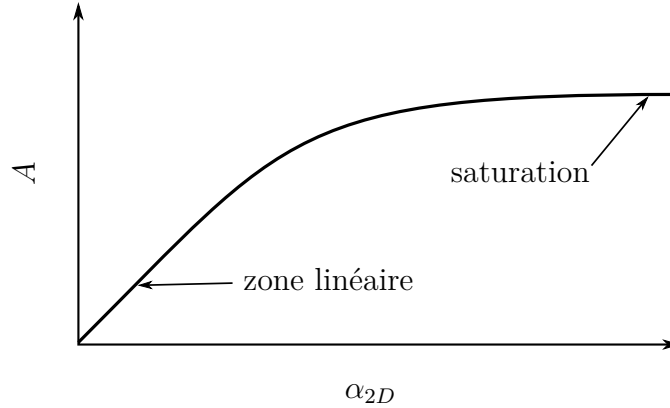


FIGURE 1.3 – Absorption A du puits quantique en fonction de l'absorbance α_{2D} .

Pour un puits GaAs de 8 nm (ce qui nous donne $E_{12} = 130$ meV), tel que $\Delta E/E = 5$ % et dopé 10^{12} cm^{-2} , mesuré en transmission à l'angle de Brewster, on obtient $\alpha_{2D\text{max}} = 0.35$ %. Cette valeur étant faible, on préférera souvent d'autres géométries pour les mesures d'absorption, notamment la géométrie de guide d'onde multi-passage, qui permet à la lumière d'interagir plusieurs fois avec le puits quantique.

L'absorption de la couche est liée à sa conductivité par la relation suivante [37] :

$$A = \frac{\Re(\sigma_{2D})}{\varepsilon_0 c n_s} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \quad (1.8)$$

Pour les faibles absorptions, d'après l'équation 1.7, on obtient $\alpha_{2D} = \Re(\sigma_{2D})/\varepsilon_0 c n_s$ qui s'identifie avec l'équation 1.6 si l'on utilise pour σ_{2D} l'expression 1.5 fournie par le modèle de Lorentz, ce qui justifie son utilisation pour modéliser les transitions inter-sous-bandes.

1.3 Effets collectifs dans les gaz bidimensionnels

Pour les densités électroniques importantes, c'est-à-dire pour les absorptions élevées, il n'est plus possible de négliger la contribution résonante du champ créé par la distribution de dipôles oscillants. Nous allons voir que cette contribution, responsable des interactions coulombiennes dynamiques entre les électrons, peut avoir un impact non négligeable sur la réponse optique du puits quantique.

Nous nous intéressons aux composantes suivant z des différents champs. La relation entre le champ extérieur F_z^{ext} et le champ total F_z dans le puits quantique nous est donnée par la conservation du déplacement électrique D_z à l'interface :

$$\varepsilon_s F_z^{\text{ext}} = \varepsilon_{zz} F_z$$

À partir de cette relation, on peut définir la conductivité effective $\tilde{\sigma}_{zz}$ par la relation suivante [35], à partir du courant induit :

$$j_z(\omega) = \sigma_{zz} F_z = \tilde{\sigma}_{zz} F_z^{\text{ext}}$$

$\tilde{\sigma}_{zz}$ décrit donc la réponse du milieu au champ extérieur plutôt qu'au champ total. On obtient alors :

$$\tilde{\sigma}_{zz}(\omega) = \frac{\sigma_{zz}(\omega) \varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}(\omega)}$$

que l'on peut réécrire d'après la relation 1.3 liant σ_{zz} et ε_{zz} :

$$\tilde{\sigma}_{zz}(\omega) = i\varepsilon_0 \varepsilon_s \omega L_{\text{eff}} \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{zz}} \quad (1.9)$$

L'absorption de la couche est donnée, de façon similaire à l'équation 1.8, par

$$A = \frac{\Re(\tilde{\sigma}_{zz}) \sin^2 \theta}{\varepsilon_0 c n_s \cos \theta} \quad (1.10)$$

La conductivité effective nous donne accès à la réponse optique du puits quantique au champ extérieur, en prenant en compte de façon auto-consistante le champ créé par l'oscillation des électrons. L'absorption étant proportionnelle à $\Im(\varepsilon^{-1})$, les résonances correspondent aux zéros de la fonction diélectrique.

Nous pouvons la calculer pour le cas d'un puits quantique avec la première sous-bande peuplée, avec ε_{zz} donné par l'équation 1.5. On obtient :

$$\tilde{\sigma}_{zz}(\omega) = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_s L_{\text{eff}} \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \tilde{\omega}_{12}^2 + i\gamma\omega} \quad (1.11)$$

où l'on a posé $\tilde{\omega}_{12}^2 = \omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2$. La largeur effective du puits quantique est définie comme

$$L_{\text{eff}} = \frac{\hbar f_{ij}}{2m^* S_{ij} \omega_{ij}} = \frac{z_{ij}^2}{S_{ij}}$$

où $S_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \left(\int_{-\infty}^z dz' \varphi_j(z') \varphi_i(z') \right)^2$ [38]. Cette grandeur ne dépend que des fonctions enveloppes et est générale à toute structure électronique bidimensionnelle (puits couplés, puits parabolique...). On peut constater que $\tilde{\sigma}_{zz}$ a exactement la même forme que σ_{zz} (voir formule 1.5) à une seule exception près : l'énergie de la résonance, qui se trouve déplacée vers les hautes énergies et se produit à $\tilde{\omega}_{12}$ et non plus ω_{12} . Ce phénomène connu est appelé *plasma shift* (« décalage de plasma ») [35, 36]. Il est perceptible dans le moyen infra-rouge lorsque $\omega_{P12} \sim 0.3\omega_{12}$, c'est-à-dire pour des densités de l'ordre de 10^{12} cm^{-2} . Dans les structures à modulation de dopage (c'est-à-dire où les impuretés dopantes sont introduites dans les barrières), il peut être compensé par les corrections de Hartree [39]. Nous pouvons souligner une première fois l'importance de la fréquence plasma ω_{P12} qui intervient non seulement dans l'amplitude du pic d'absorption (l'aire sous le pic est proportionnelle à ω_{P12}^2) mais également dans l'énergie de la résonance.

Lorsque l'on considère un système plus complexe qu'une seule transition entre sous-bandes paraboliques, les interactions dipôle-dipôle peuvent avoir d'autres conséquences : rétrécissement de la raie d'absorption susceptible de compenser les élargissements inhomogènes (dus par exemple à la non-parabolicité [40, 41], ou à la présence de désordre [42, 39]). Dans la situation où deux sous-bandes sont occupées, donc deux transitions inter-sous-bandes $1 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 3$ sont possibles, il a de plus été observé une redistribution des amplitudes d'absorption en faveur du pic de plus haute énergie [43].

Ce formalisme de la conductivité effective nous permettra de calculer analytiquement ou numériquement les effets des interactions dipôle-dipôle dans de nombreuses situations, à partir de la fonction diélectrique de notre système calculée en couplant le modèle de Lorentz et le modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ à trois bandes. Nous explorerons notamment dans les chapitres 3 et 4 des régimes dans lesquelles ces effets jouent un rôle prépondérant.

1.4 Couplage fort lumière-matière

Lorsque le puits quantique est inséré dans une microcavité, il est possible d'atteindre un régime dit de couplage fort lumière-matière, dans lequel les états propres du système sont des superpositions d'une excitation électronique inter-sous-bande et d'un photon de microcavité. Ces états, appelés polaritons inter-sous-bandes, présentent des propriétés nouvelles que l'on peut exploiter pour la réalisation d'émetteurs efficaces dans le moyen et le lointain infra-rouge.

Le couplage fort entre la transition inter-sous-bande d'un puits quantique et un mode d'une cavité planaire a été proposé en 1997 [20] et observé en 2003 [21, 44]. La figure 1.4 montre les spectres de transmission en guide d'onde multi-passage résolues en angle tels que publiés dans la référence [21]. On peut observer deux minima qui s'anticroisent, ce qui est la signature du couplage fort. L'anticroisement est visible sur la courbe de dispersion en figure 1.4.b. Les deux pics correspondent à l'absorption par les états mixtes lumière-matière, appelés polaritons inter-sous-bandes.

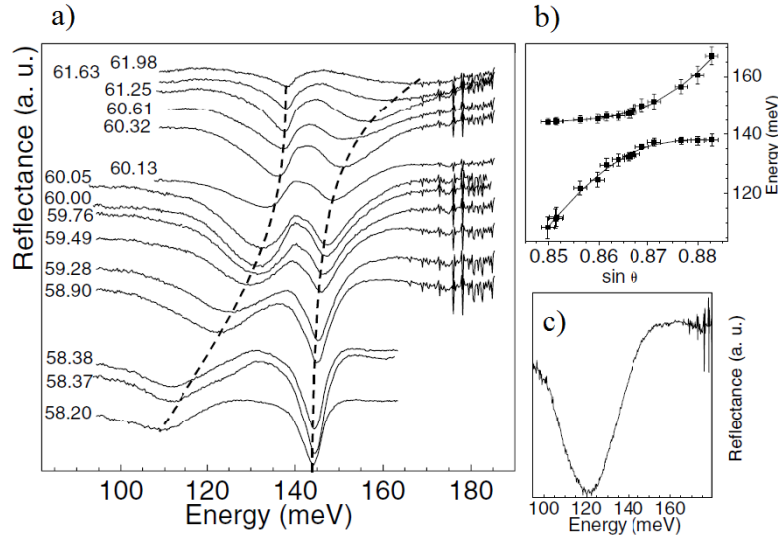


FIGURE 1.4 – Figure extraite de la référence [21] : a) spectres de transmission de l'échantillon, en géométrie de guide d'onde multi-passage. b) Minima de transmission correspondant aux énergies des polaritons, en fonction de l'angle. c) Spectre réalisé dans la polarisation TE, où l'on n'observe que le mode de cavité.

1.4.1 Modèle à deux niveaux : hamiltonien de Jaynes-Cummings

Afin de modéliser les polaritons inter-sous-bandes, nous considérons dans un premier temps un puits quantique dont la première sous-bande est occupée par un seul électron, à $k = 0$, couplé avec un unique mode photonique (l'extrapolation à N électrons est traitée dans le paragraphe suivant). On néglige pour l'instant les pertes de la cavité. Comme discuté précédemment, seules les transitions verticales sont couplées avec la lumière, car le vecteur d'onde des photons est négligeable devant celui des électrons. On se retrouve donc dans la situation d'un système à deux niveaux, correspondant aux minima des deux premières sous-bandes, en cavité. Ceci est vrai quel que soit le vecteur d'onde initial de l'électron sur la première sous-bande, qui ne se couple qu'à l'état de la sous-bande excitée ayant le même $\mathbf{k}$.

Le modèle historique pour décrire un système à deux niveaux (usuellement, un atome) en cavité est le modèle de Jaynes-Cummings [45], que nous pouvons appliquer dans notre cas. L'état fondamental du système est noté $|\psi_{1,\mathbf{k}}\rangle$ et l'état excité $|\psi_{2,\mathbf{k}}\rangle$. Les énergies respectives de ces deux états étant respectivement E_1 et E_2 , l'hamiltonien électronique (ou hamiltonien « matière ») est alors :

$$H_{\text{mat}} = E_1 |\psi_{1,\mathbf{k}}\rangle \langle \psi_{1,\mathbf{k}}| + E_2 |\psi_{2,\mathbf{k}}\rangle \langle \psi_{2,\mathbf{k}}|$$

Le champ électromagnétique est traité de façon quantique. En notant $\hbar\omega_c$ l'énergie d'un photon de cavité, la partie photonique de l'hamiltonien est alors :

$$H_{\text{phot}} = \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right)$$

L'hamiltonien d'interaction s'exprime $H_{\text{int}} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ dans la jauge dipolaire [46], où $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$ est l'opérateur dipôle électrique, et $\mathbf{E} = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\varepsilon_0\varepsilon_s V}} (a - a^\dagger) \hat{\mathbf{e}}$ le champ électrique quantifié associé au mode de cavité (supposé homogène dans la cavité⁴). V est le volume effectif du mode de cavité. En considérant par simplicité $\hat{\mathbf{e}}$ dans la direction z , on obtient alors :

$$H_{\text{int}} = -i\hbar\Omega (|\psi_{2,\mathbf{k}}\rangle \langle \psi_{1,\mathbf{k}}| + |\psi_{1,\mathbf{k}}\rangle \langle \psi_{2,\mathbf{k}}|) (a - a^\dagger)$$

avec $\hbar\Omega = \hbar\sqrt{\frac{e^2 f_{12}}{4\varepsilon_0\varepsilon_s m^* V}}$. Nous utilisons l'approximation du champ tournant qui consiste à négliger les termes anti-résonants, ce qui aboutit à

$$H_{\text{int}} = -i\hbar\Omega (|\psi_{2,\mathbf{k}}\rangle \langle \psi_{1,\mathbf{k}}| a - |\psi_{1,\mathbf{k}}\rangle \langle \psi_{2,\mathbf{k}}| a^\dagger)$$

4. Cette hypothèse est vraie notamment dans le cas du mode TM_0 d'une cavité planaire constituée de deux miroirs métalliques. Dans le cas général, il faut tenir compte du profil du mode $f(z)$.

On peut alors évaluer les éléments de matrice de l'hamiltonien complet restreint au sous-espace formé par les vecteurs de base $\{|\psi_{1,\mathbf{k}}, 1\rangle, |\psi_{2,\mathbf{k}}, 0\rangle\} = \{|\psi_{1,\mathbf{k}}\rangle \otimes |1\rangle, |\psi_{2,\mathbf{k}}\rangle \otimes |0\rangle\}$ où $|n\rangle$ est l'état avec n photon dans la cavité.

On obtient :

$$H_{JC} = H_{\text{phot}} + H_{\text{mat}} + H_{\text{int}} = \begin{pmatrix} \hbar\omega_c & i\hbar\Omega \\ -i\hbar\Omega & E_{12} \end{pmatrix}$$

On se retrouve simplement avec le cas de deux oscillateurs, d'énergies $\hbar\omega_c$ et E_{12} couplés via la constante $\hbar\Omega$.

Les états propres, appelés « polaritons inter-sous-bandes » dans le cas d'une transition inter-sous-bande couplée à un mode de cavité, sont des superpositions linéaires des vecteurs de base, c'est-à-dire d'une excitation électronique et d'un photon de cavité. L'état de plus haute énergie est noté $|\text{UP}\rangle$ (pour *upper polariton*) et l'état de plus basse énergie est noté $|\text{LP}\rangle$ (*lower polariton*). Ils s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{cases} |\text{UP}\rangle = \alpha_{\text{UP}} |\psi_{1,\mathbf{k}}, 1\rangle + \beta_{\text{UP}} |\psi_{2,\mathbf{k}}, 0\rangle \\ |\text{LP}\rangle = \alpha_{\text{LP}} |\psi_{1,\mathbf{k}}, 1\rangle + \beta_{\text{LP}} |\psi_{2,\mathbf{k}}, 0\rangle \end{cases}$$

Les coefficients $\alpha_{\text{UP/LP}}$ et $\beta_{\text{UP/LP}}$ donnent respectivement la contribution « lumière » et « matière » à l'état du système. Ils correspondent aux coefficients de Hopfield [7] des polaritons inter-sous-bandes, et s'expriment en fonction du désaccord $\Delta E = E_c - E_{12}$ comme :

$$\begin{cases} \alpha_{\text{UP}}^2 = \beta_{\text{LP}}^2 = \frac{\Delta E + \sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2}}{2\sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2}} \\ \alpha_{\text{LP}}^2 = \beta_{\text{UP}}^2 = \frac{(2\hbar\Omega)^2}{2\sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2} (\Delta E + \sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2})} \end{cases} \quad (1.12)$$

Les énergies propres $E_{\text{UP/LP}}$ valent

$$E_{\text{UP/LP}} = \frac{1}{2} \left(E_{12} + E_c \pm \sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2} \right) \quad (1.13)$$

Les énergies des polaritons et les coefficients d'Hopfield sont tracés sur la figure 1.5 en fonction du désaccord, lorsque E_c varie. On peut voir qu'il se produit un anticroisement à la résonance, comme observé dans les résultats expérimentaux présentés à la figure 1.4. Les asymptotes des deux branches

correspondent aux énergies du mode de cavité et de la transition inter-sous-bande. En effet, dans le cas où $E_c \gg E_{12}$, on a

$$\begin{cases} E_{\text{UP}} \approx E_c \\ E_{\text{LP}} \approx E_{12} \\ \alpha_{\text{UP}}^2 = \beta_{\text{LP}}^2 \approx 1 \\ \alpha_{\text{LP}}^2 = \beta_{\text{UP}}^2 \approx 0 \end{cases}$$

Réciproquement, dans le cas où $E_c \ll E_{12}$, on obtient

$$\begin{cases} E_{\text{UP}} \approx E_{12} \\ E_{\text{LP}} \approx E_c \\ \alpha_{\text{UP}}^2 = \beta_{\text{LP}}^2 \approx 0 \\ \alpha_{\text{LP}}^2 = \beta_{\text{UP}}^2 \approx 1 \end{cases}$$

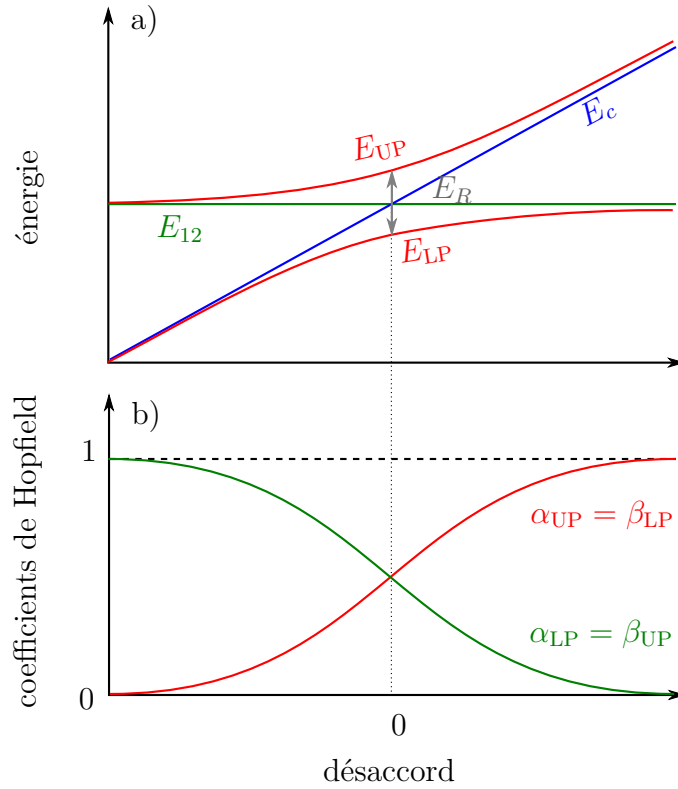


FIGURE 1.5 – a) courbes de dispersion et b) coefficients de Hopfield des polaritons, en fonction du désaccord entre l'énergie E_c du mode de cavité et l'énergie E_{12} de la transition inter-sous-bande.

En revanche, à la résonance, $E_{\text{UP/LP}} = E_{12} \pm \hbar\Omega$ et $\alpha_{\text{UP}}^2 = \beta_{\text{LP}}^2 = \alpha_{\text{LP}}^2 = \beta_{\text{UP}}^2 = 1/2$. Cette situation correspond au maximum d'intrication, et au minimum de la différence d'énergie entre les deux états, qui vaut $2\hbar\Omega$.

1.4.2 Gaz bidimensionnel d'électrons : état brillant et états noirs

Dans la situation usuelle d'un puits quantique dont le niveau de Fermi est compris entre E_1 et E_2 , le système peut être caractérisé par sa densité électronique N_s sur la première sous-bande, chacun des électrons étant couplé à l'état de la deuxième sous-bande ayant le même $\mathbf{k}$. Le nombre total d'électrons est donc $N = N_s S$, avec S la surface de l'échantillon. Si ce puits quantique est inséré dans une cavité, le système peut donc être décrit comme un ensemble de N transitions inter-sous-bandes de même énergie $E_{12} = \hbar\omega_{12}$ (en considérant deux sous-bandes paraboliques), couplées de façon identique à un même mode de cavité d'énergie E_c . On néglige pour l'instant le couplage dipolaire entre transitions inter-sous-bandes.

Les vecteurs de base de l'espace considéré sont $|\psi_1, 1\rangle$ représentant un photon de cavité et aucune excitation inter-sous-bande, et tous les états de la forme $|\psi_{2,\mathbf{k}}, 0\rangle$ représentant l'absence de photon de cavité, et l'électron de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ sur la deuxième sous-bande (les autres restant non excités).

L'hamiltonien du système dans cette base est alors

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega_c & i\hbar\Omega & i\hbar\Omega & \cdots & i\hbar\Omega \\ -i\hbar\Omega & \hbar\omega_{12} & 0 & \cdots & 0 \\ -i\hbar\Omega & 0 & \hbar\omega_{12} & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & 0 \\ -i\hbar\Omega & 0 & \cdots & 0 & \hbar\omega_{12} \end{pmatrix}$$

Si l'on change de base, en considérant l'état $|b\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}} |\psi_{2,\mathbf{k}}\rangle$ et les états $|n_i\rangle$ déduits du premier par construction orthogonale, l'hamiltonien s'écrit alors

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega_c & i\sqrt{N}\hbar\Omega & 0 & \cdots & 0 \\ -i\sqrt{N}\hbar\Omega & \hbar\omega_{12} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \hbar\omega_{12} & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \hbar\omega_{12} \end{pmatrix}$$

Il y a donc, dans cette base, un seul état brillant $|b\rangle$ couplé avec le mode de cavité via la constante $\hbar\Omega' = \sqrt{N}\hbar\Omega$, et $N - 1$ états noirs $|n_i\rangle$. L'état brillant correspond à une superposition linéaire à coefficients égaux. Son couplage avec le mode de cavité aboutit à l'émergence des deux états de polaritons, de façon identique à la situation décrite au paragraphe précédent. Le modèle à deux niveaux reste donc une vision valable dans le cas général de N électrons à condition de multiplier la constante de couplage par $\sqrt{N}$.

Comme $\hbar\Omega$ est proportionnel à $1/\sqrt{V}$ et N est proportionnel à S , la constante de couplage est indépendante de la surface de l'échantillon et nous pouvons naturellement utiliser la densité surfacique N_s dans l'expression de $\hbar\Omega'$, qui vaut alors $\hbar\Omega' = \hbar\sqrt{\frac{N_s e^2 f_{12}}{4\varepsilon_0 \varepsilon_r m^* L_{\text{cav}}}}$.

De la même façon, lorsqu'il y a dans la cavité N_{QW} puits quantiques identiquement couplés au mode de cavité, la constante de couplage est multipliée par $\sqrt{N_{\text{QW}}}$. Par conséquent, la constante de couplage que nous allons utiliser par la suite vaut

$$\hbar\Omega_R = \hbar\sqrt{\frac{N_s N_{\text{QW}} e^2 f_{12}}{4\varepsilon_0 \varepsilon_r m^* L_{\text{cav}}}} \quad (1.14)$$

1.4.3 Prise en compte des élargissements : couplage faible et couplage fort

Nous avons jusque-là négligé les élargissements des niveaux d'énergie, directement liés aux mécanismes de dissipation pouvant avoir lieu dans notre système.

La prise en compte des largeurs de raie naturelles du mode photonique et de la transition inter-sous-bande peut se traiter de façon phénoménologique, en ajoutant une partie imaginaire à leurs énergies, égale à la largeur à mi-hauteur de la raie associée [47]. Chacune provient d'un mécanisme de dissipation, lié aux pertes de la cavité dans le premier cas et au temps de vie électronique sur la sous-bande excitée dans le deuxième. $\hbar\omega_c$ et $\hbar\omega_{12}$ sont remplacés respectivement par $\hbar\omega_c - i\hbar\gamma_c$ et $\hbar\omega_{12} - i\hbar\gamma_{12}$. Les énergies des polaritons, à la résonance, deviennent alors :

$$E_{\text{UP/LP}} = \frac{1}{2} \left(E_{12} - i\hbar\frac{\gamma_{12} + \gamma_c}{2} \pm \sqrt{(\hbar\Omega)^2 - \hbar^2 (\gamma_{12} - \gamma_c)^2} \right)$$

On peut alors distinguer deux régimes : lorsque $\hbar\Omega < \hbar|\gamma_{12} - \gamma_c|$, on est dans le régime de couplage faible. La dégénérescence en énergie n'est pas levée, seule la partie imaginaire des énergies propres est modifiée. Ce phénomène est associé à une exaltation de l'émission spontanée induite par le couplage avec le mode de cavité, appelée effet Purcell [1].

Au contraire, lorsque $\hbar\Omega > \hbar|\gamma_{12} - \gamma_c|$, la dégénérescence est levée ; c'est le régime de couplage fort. Le minimum d'énergie entre les deux branches, appelé « dédoublement de Rabi », vaut alors $\hbar\Omega_R = \sqrt{(\hbar\Omega)^2 - \hbar^2 (\gamma_{12} - \gamma_c)^2}$. Il est en général différent de la constante de couplage $\hbar\Omega$ mais dans les cas que nous allons rencontrer, il en est proche car les élargissements sont semblables.

Le fait que l'on obtienne une condition sur la différence des élargissements (et non pas la somme) est dû au fait que, dans le cas du couplage fort, aucune des deux excitations ne voit l'autre comme un continuum. Au contraire, dans

le cas d'un élargissement important, on retrouve à la limite une situation qui peut être traitée par la règle d'or de Fermi.

Néanmoins, afin de pouvoir identifier expérimentalement le régime de couplage fort, il est nécessaire que l'on puisse résoudre la différence d'énergie entre les deux branches à la résonance. Cela nous amène donc à introduire une quantité utilisée en physique atomique, la coopérativité [48], définie comme $C = (2\Omega_R)^2/(\gamma_{12}\gamma_c)$. La condition pour observer le couplage fort est alors $C > 1$. Lorsque les deux élargissements sont égaux, ce critère équivaut à $\hbar\Omega_R > \hbar\gamma_{12}$. Cela peut se comprendre intuitivement en terme de temps d'interaction : la période d'une oscillation de Rabi doit être supérieure au temps de vie des excitations.

La description du couplage fort présentée jusqu'ici, basée sur un modèle à deux niveaux, est suffisante pour traiter les cas dans lesquels le dédoublement de Rabi reste faible par rapport aux énergies des excitations (notamment le dispositif caractérisé au chapitre 2). Néanmoins, dans les systèmes de puits quantiques en microcavité, il est possible grâce à un dopage important d'atteindre des grandes valeurs de $2\hbar\Omega_R$. Lorsque cette valeur est de l'ordre de l'énergie de la transition inter-sous-bande, il n'est plus possible de négliger les termes anti-résonants et le terme quadratique de l'interaction lumière-matière, qui introduisent des effets non-linéaires dans la physique du couplage fort. Nous présentons par la suite le formalisme permettant de traiter l'hamiltonien complet d'interaction entre une excitation inter-sous-bande et un mode de cavité.

1.5 Couplage ultra-fort

Un traitement sans approximation d'un système de puits quantiques en microcavité a été présenté pour la première fois dans la référence [22]. Il passe par la construction d'opérateurs de création bosoniques d'excitations inter-sous-bandes

$$b^\dagger = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{QW}}N_sS}} \sum_{j=1}^{N_{\text{QW}}} \sum_{|\mathbf{k}| < k_F} c_{2,\mathbf{k}}^{(j)\dagger} c_{1,\mathbf{k}}^{(j)}$$

où $c_{i,\mathbf{k}}^{(j)\dagger}$ est l'opérateur de création d'un électron de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ sur la sous-bande i du puits quantique j . L'hamiltonien du système s'exprime, à l'aide de ces opérateurs (nous avons ici négligé le vecteur d'onde du photon) :

$$H = \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_{12} b^\dagger b + i\hbar\Omega_R (a^\dagger + a) (b^\dagger - b) + \hbar \frac{\Omega_R^2}{\omega_{12}} (a^\dagger + a)^2$$

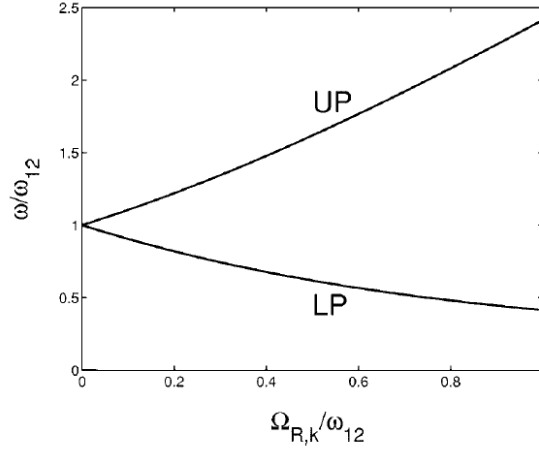


FIGURE 1.6 – figure extraite de la référence [22] qui démontre les dépendances non-linéaires des énergies des polaritons pour $\omega_c = \omega_{12}$ à mesure que le couplage augmente.

avec $\hbar\Omega_R$ donné par l'équation 1.14. Le premier terme correspond à l'hamiltonien du champ électromagnétique dans la cavité, le second à celui des excitation inter-sous-bandes, le troisième au couplage entre les deux, contenant les termes anti-résonants, et le dernier au terme en $\mathbf{A}^2$. Notons que lorsque l'on néglige les termes anti-résonants et quadratique, on se retrouve avec l'hamiltonien de deux oscillateurs couplés linéairement *via* la constante $\hbar\Omega_R$, équivalent à l'hamiltonien de Jaynes-Cummings. La diagonalisation de l'hamiltonien complet permet d'établir les états propres, dont les opérateurs d'annihilation sont des combinaisons linéaires des opérateurs de création et d'annihilation de l'excitation inter-sous-bande et du photon de cavité :

$$p_{\text{UP/LP}} = w_{\text{UP/LP}}a + x_{\text{UP/LP}}b + y_{\text{UP/LP}}a^\dagger + z_{\text{UP/LP}}b^\dagger$$

La présence de l'opérateur de création photonique dans l'expression de $p_{\text{UP/LP}}$ a pour conséquence que l'état fondamental contient un nombre fini de photons de cavité virtuels, qu'il est théoriquement possible d'émettre dans le milieu extérieur en modulant de façon non adiabatique l'énergie de Rabi $\hbar\Omega_R$ [22, 49].

Les énergies des polaritons pour $\omega_c = \omega_{12}$ en fonction de l'énergie de Rabi sont visibles à la figure 1.6. On peut remarquer les non-linéarités qui ne sont pas présentes dans le cas du couplage fort, car dans ce cas à la résonance, $E_{\text{UP/LP}} = E_{12} \pm \hbar\Omega_R$.

Néanmoins, ce modèle ne prend pas en compte les interactions coulombiennes dynamiques entre les différentes excitations inter-sous-bandes. Une description qui inclut naturellement ces contributions a été proposée récemment [50]. Elle consiste en une description du système dans la jauge dipolaire, qui permet d'exprimer l'hamiltonien d'interaction en fonction du déplacement

électrique $\mathbf{D}$ et de la polarisation $\mathbf{P}$ induite par les excitations inter-sous-bandes : $H_{\text{int}} = \int_V d\mathbf{r}(-\mathbf{D} \cdot \mathbf{P} + \mathbf{P}^2/2)/(\varepsilon_s \varepsilon_0)$. Il contient deux termes : le terme $\mathbf{D} \cdot \mathbf{P}$ est associé à l'interaction entre les dipôles du gaz bidimensionnel et le champ extérieur, et le terme $\mathbf{P}^2$ à l'interaction mutuelle entre dipôles. En définissant le facteur de recouvrement f_w entre le mode de cavité et les puits quantiques, l'hamiltonien complet s'exprime ainsi :

$$H = \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_{12} b^\dagger b + \frac{i\hbar\omega_{P12}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\omega_{12}}} (a - a^\dagger) (b + b^\dagger) + \frac{\hbar\omega_{P12}^2}{4\omega_{12}} (b + b^\dagger)^2$$

avec $\hbar\omega_{P12}$ l'énergie de plasma introduite dans l'équation 1.4. L'introduction de l'opérateur

$$p = \frac{\tilde{\omega}_{12} + \omega_{12}}{2\sqrt{\tilde{\omega}_{12}\omega_{12}}} b + \frac{\tilde{\omega}_{12} - \omega_{12}}{2\sqrt{\tilde{\omega}_{12}\omega_{12}}} b^\dagger$$

permet de diagonaliser la partie matière qui ne dépend que de b et $b^\dagger$. On a posé, comme en 1.3, $\tilde{\omega}_{12} = \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2}$. L'hamiltonien s'écrit alors :

$$H = \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \hbar\tilde{\omega}_{12} p^\dagger p + \frac{i\hbar\omega_{P12}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{12}}} (a - a^\dagger) (p + p^\dagger) \quad (1.15)$$

On voit alors que l'opérateur p est associé à une excitation matérielle d'énergie $\hbar\tilde{\omega}_{12}$, qui interagit avec la lumière. Cette énergie renormalisée est la même que l'énergie de la résonance calculée dans la partie 1.3. Le décalage en énergie n'est pas dû à la présence de la cavité, mais à l'interaction mutuelle entre les électrons, qui mène à l'établissement d'une unique excitation collective, le plasmon inter-sous-bande, qui se couple à la lumière. Il en résulte une levée de dégénérescence entre le plasmon inter-sous-bande et les autres combinaisons d'excitations inter-sous-bandes qui lui sont orthogonales, les états noirs.

La fréquence plasma ω_{P12} , déjà rencontrée dans la description du couplage entre le puits quantique et le continuum des ondes planes, intervient une fois encore directement dans la constante de couplage avec la lumière. Dans la situation du couplage avec le continuum, elle détermine l'amplitude du pic d'absorption, et dans la situation du couplage fort, elle est directement reliée au dédoublement de Rabi. C'est donc une quantité centrale dans la description de l'interaction entre la lumière et un puits quantique dopé. Notons que lorsqu'on cherche à optimiser le couplage de Rabi, certaines grandeurs vont affecter la fréquence plasma (N_s , m^* , f_{12} ...) et donc l'énergie de l'excitation électronique couplée à la lumière, et d'autres non (N_{QW} , L_{cav}).

Comme mentionné plus haut, le facteur f_w traduit le recouvrement entre les puits quantiques et le mode de cavité. Pour le cas du mode TM_0 d'une cavité double-métal, il prend la forme simple $N_{\text{QW}}L_{\text{QW}}/L_{\text{cav}}$. Dans le

cas général, on peut le calculer numériquement à partir du profil du mode optique. Dans le cas d'une cavité planaire dont le vecteur d'onde est associé à un angle de propagation θ , f_w sera proportionnel à $\sin^2 \theta$.

La diagonalisation de l'hamiltonien 1.15 aboutit à l'équation aux valeurs propres

$$(\omega^2 - \tilde{\omega}_{12}^2)(\omega^2 - \omega_c^2) = f_w \omega_{P12}^2 \omega_c^2$$

dont les solutions sont les énergies des deux branches de polaritons :

$$E_{UP/LP}^2 = \frac{\hbar}{2} \left(\omega_c^2 + \tilde{\omega}_{12}^2 \pm \sqrt{(\omega_c^2 - \tilde{\omega}_{12}^2)^2 + 4f_w \omega_{P12}^2 \omega_c^2} \right) \quad (1.16)$$

Ces courbes de dispersions des polaritons sont représentées à la figure 1.7 en fonction du désaccord $\hbar(\omega_c - \tilde{\omega}_{12})$. Elles présentent un anticroisement au voisinage de la résonance $\tilde{\omega}_{12} = \omega_c$. Le minimum de la différence d'énergie entre les deux branches de polaritons, le dédoublement de Rabi, vaut $2\hbar\Omega_R = \hbar\omega_{P12}\sqrt{f_w}$. On peut également observer l'ouverture d'un gap photonique entre les deux branches car l'asymptote de la branche supérieure pour $\omega_c \ll \tilde{\omega}_{12}$ ($E_{UP} \rightarrow \hbar\tilde{\omega}_{12}$) est différente de celle de la branche inférieure pour $\omega_c \gg \tilde{\omega}_{12}$ ($E_{LP} \rightarrow \hbar\sqrt{\tilde{\omega}_{12}^2 - (2\Omega_R)^2}$). Dans le cas des polaritons inter-sous-bandes, la présence de ce gap photonique peut être considérée comme la signature expérimentale du régime de couplage ultra-fort. On retrouve l'équation 1.13 lorsque $\omega_{P12} \ll \omega_{12}$.

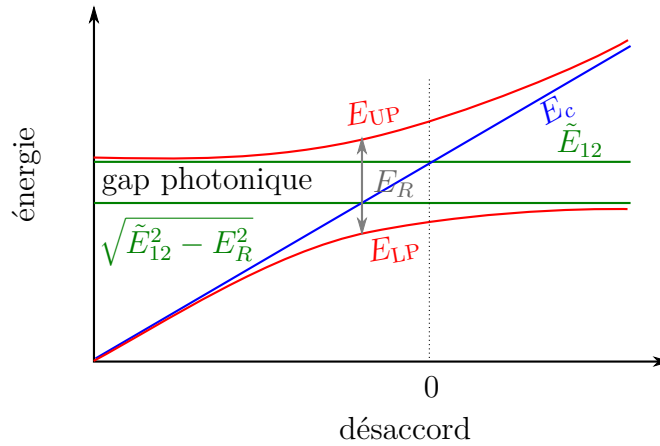


FIGURE 1.7 – dispersion des polaritons en fonction du désaccord $E_c - \tilde{E}_{12}$. On peut observer la présence d'un gap photonique, par opposition à la dispersion observée en régime de couplage fort (figure 1.5).

Le couplage ultra-fort a déjà été observé dans la gamme térahertz avec des puits quantiques en micro-cavité zéro-dimensionnelle [50] avec un

rapport $2\Omega_R/\tilde{\omega}_{12}$ de l'ordre de 50 %, et plus récemment, avec des puits quantiques paraboliques [51] dans des cavités LC. Dans le moyen infra-rouge, les premiers effets du couplage ultra-fort ont été observés dans [27] grâce à 70 puits quantiques en microcavité planaire, et plus récemment dans [52] grâce à un confinement photonique sub-longueur d'onde. Dans ces deux références, le rapport $2\Omega_R/\tilde{\omega}_{12}$ est de l'ordre de 20 %, et les caractéristiques du couplage ultra-fort peuvent encore être considérées comme des corrections par rapport au modèle du couplage fort. Ceci est dû à la nécessité de garder une seule sous-bande occupée (donc $E_F < E_2$), ce qui limite la valeur maximale du couplage de Rabi accessible. Dans les chapitres 3 et 4, nous allons démontrer un moyen de passer outre cette limitation.

Le régime de couplage ultra-fort a également pu être observé dans d'autres systèmes physiques : une transition cyclotron d'un gaz bidimensionnel d'électron couplée à un méta-matériau térahertz [53], des atomes artificiels supraconducteurs en interaction avec un résonateur micro-onde [54] ou dans le visible avec des molécules de spiropyrane en microcavité planaire [55].

1.6 Dispositifs électroluminescents à polaritons inter-sous-bandes

Les transitions inter-sous-bandes sont à la base de très nombreux dispositifs opto-électroniques fonctionnant dans le moyen infra-rouge. Néanmoins, ces transitions souffrent d'une efficacité quantique très faible ($\sim 10^{-5}$) à cause d'un temps de vie non radiatif beaucoup plus court que le temps de vie radiatif. Le couplage fort entre une transition inter-sous-bande et un mode de micro-cavité introduit un nouveau temps caractéristique associé à l'énergie de Rabi, qui peut être exploité pour réaliser des dispositifs électroluminescents efficaces [56]. La possibilité de réaliser des dispositifs électroluminescents fonctionnant dans le régime de couplage fort a été proposée en 2005 [23] *via* l'insertion dans une microcavité d'une structure à cascade quantique, hétérostructure complexe capable de peupler électriquement les sous-bandes excitées d'un puits quantique. Lorsque la densité d'électrons dans le puits principal d'une telle structure permet d'obtenir un dédoublement de Rabi suffisamment grand, il devient possible, dans ce dispositif, de peupler électriquement les états de polaritons.

1.6.1 Structures à cascade quantique

Les structures à cascade quantique sont constituées de plusieurs puits quantiques, couplés par l'effet tunnel. Pour comprendre le transport électronique dans une structure à cascade, on peut tout d'abord s'intéresser aux principes de base des super-réseaux.

Les super-réseaux sont des alternances périodiques de puits quantiques et de barrières. Les états électroniques d'un super-réseau seraient donc dégénérés s'il n'y avait pas le couplage tunnel à travers les barrières qui est d'autant plus important que les barrières sont étroites. Ce couplage mène à la formation de mini-bandes d'états électroniques délocalisés dans le super-réseau, séparés par des « mini-gaps », de façon similaire à la formation des bandes d'énergies à partir des états électroniques des atomes isolés, selon la vision des liaisons fortes. La figure 1.8.a montre un diagramme de bandes schématisé d'un super-réseau de période D .

L'application d'un champ électrique statique, ajoutant un potentiel $V = eFz$ à l'hamiltonien électronique, lève cette dégénérescence, ce qui empêche la délocalisation des états électroniques, comme montré en figure 1.8.b. Ce phénomène est appelé la localisation de Wannier-Stark [57, 58]. Néanmoins, quand le champ est tel que le décalage entre les niveaux fondamentaux de deux puits consécutifs est proche de l'énergie E_{12} , l'effet tunnel résonant peut avoir lieu entre le niveau 1 d'un puits et le niveau 2 du puits adjacent. Cela permet le transport électronique à travers le super-réseau et l'émission de lumière à l'énergie E_{12} , et même théoriquement le gain optique, comme proposé dans [59]. La première émission de rayonnement inter-sous-bande selon ce principe est reportée dans [60].

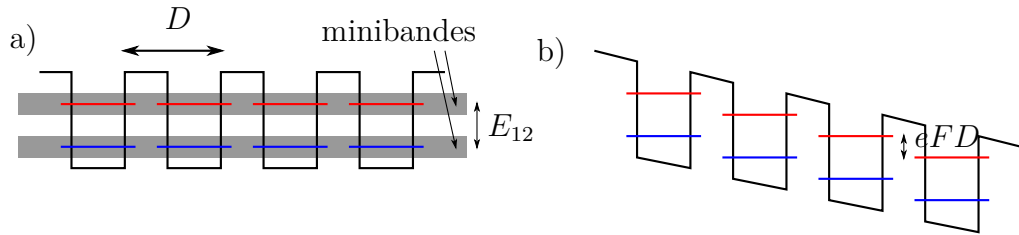


FIGURE 1.8 – a) super-réseau en l'absence de champ électrique extérieur, avec ses niveaux délocalisés qui forment une mini-bande. b) super-réseau sous champ électrique statique uniforme, avec ses niveaux de Wannier-Stark localisés dans les puits.

Ce principe a été élaboré vers une séquence périodique de puits différents [61], jusqu'à aboutir à la réalisation du premier laser à cascade quantique [19]. Une source à cascade quantique est constituée de deux régions,

périodiquement répétées, et schématisées à la figure 1.9 : le puits principal, entre les sous-bandes duquel a lieu l'émission radiative, et la zone de transport. Celle-ci consiste en une série de puits de largeur graduée dont les états forment une minibande pour une certaine tension d'alignement, lorsque le potentiel électrostatique compense le potentiel moyen linéaire associé à la variation de la largeur des puits. À cette même tension, les électrons peuplant la sous-bande fondamentale du puits principal peuvent être extraits par effet tunnel vers la mini-bande, dont le plus bas niveau est résonant avec le niveau excité du puits principal de la période suivante, permettant ainsi le transport électronique dans la structure. Ce niveau est noté R sur la figure 1.9, et appelé l'état injecteur. La présence du minigap impose la relaxation électronique de l'état excité du puits principal vers l'état 1 d'où sont extraits les électrons vers la période suivante. Par conséquent, chaque électron est susceptible d'émettre un photon dans chaque période de la structure à cascade. La conception des structures à cascade est l'objet d'une ingénierie de structures de bandes, qui consiste en l'agencement des niveaux d'énergie et le contrôle des différents temps de vie entre les niveaux.

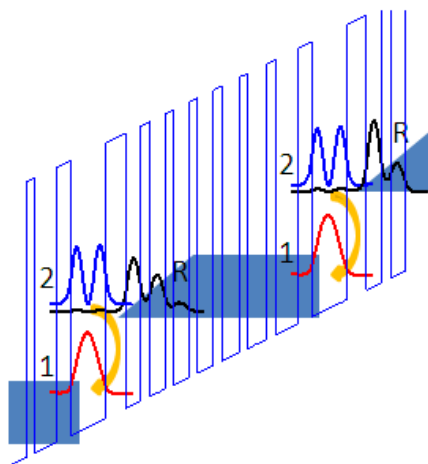


FIGURE 1.9 – représentation schématique d'une période d'une structure à cascade quantique à sa tension d'alignement. La zone bleutée représente la mini-bande, et la flèche jaune représente la transition radiative.

1.6.2 État de l'art sur les dispositifs électroluminescents inter-sous-bandes en couplage fort

La première proposition d'un dispositif électroluminescent basé sur les polaritons inter-sous-bandes est présentée dans la référence [23]. Le principe est d'éviter l'inversion de population dans le puits principal afin de conserver une

population importante sur la sous-bande fondamentale. Pour cela, le temps caractéristique de la transition depuis le niveau 1 vers la mini-bande d'extraction doit être plus grand que le temps de vie électronique sur la deuxième sous-bande.

Le premier dispositif électroluminescent inter-sous-bande fonctionnant en régime de couplage fort a été démontré en 2008 [24]. Il est constitué de 30 périodes d'une structure à cascade quantique réalisée en GaAs/AlGaAs insérée dans une microcavité planaire constituée d'un miroir supérieur en or et d'un miroir inférieur en GaAs dopé (qui possède un indice optique plus faible que le GaAs non dopé dans la gamme de longueurs d'onde concernée). Certains puits de la structure à cascade sont fortement dopés de façon à obtenir un gaz bidimensionnel dans le puits principal, de densité $N_s = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Il est démontré dans cette référence que les spectres d'électroluminescence sont différents des spectres d'absorption à cause du mécanisme d'injection électrique. Ces spectres, notés $\mathcal{L}_{\theta,V}(E)$, sont le produit des spectres d'absorption $A_{\theta}(E)$ (qui dépendent de l'angle de propagation de la lumière) par la fonction spectrale du réservoir électronique $I_V(E)$ (qui dépend de la tension appliquée à la structure à cascade) :

$$\mathcal{L}_{\theta,V}(E) = A_{\theta}(E)I_V(E)$$

Il a été démontré [26] que les branches de polaritons sont peuplées à l'énergie de la transition diagonale entre le niveau d'injecteur et le fondamental du puits principal. Comme cette énergie dépend de la tension appliquée au dispositif, il est possible d'injecter dans une large gamme d'énergie le long de la branche inférieure, attribuant au dispositif une accordabilité de 20 %. L'injection dans la branche supérieure est rendue impossible par le fait que l'injecteur s'aligne avec le niveau 2 du puits principal, et ne peut pas dépasser cette énergie en raison de l'instabilité des structures à effet tunnel résonant dans la zone de résistance différentielle négative. La figure 1.10 représente le signal d'électroluminescence en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon, à une tension fixée. On peut observer le signal d'électroluminescence associé à la branche polaritonique inférieure. De plus, la transition $2 \rightarrow 1$ du puits principal (à 161 meV) est rendue visible par couplage faible avec un mode photonique excité [62].

Ce dispositif peut également fonctionner dans un régime photovoltaïque [63], à la façon d'un détecteur à cascade quantique [64]. Dans ce régime, il est possible d'observer la dispersion des polaritons dans des mesures de photocourant résolues en angle. Une fois encore, la forme des spectres correspond à la densité d'états optiques des polaritons multipliée par la fonction décrivant l'état extracteur. Cette structure a donc permis de démontrer la première électroluminescence en régime de couplage fort

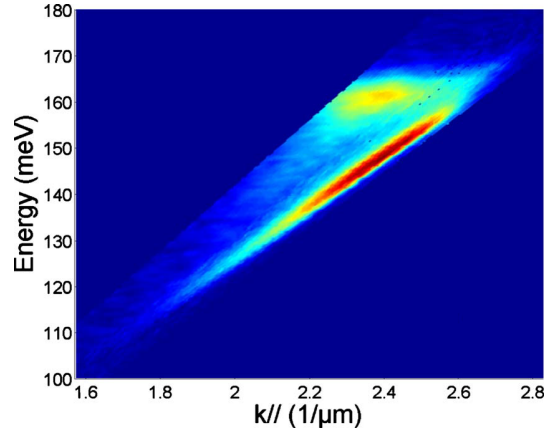


FIGURE 1.10 – figure extraite de la référence [62] : électroluminescence en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon, pour une tension de 4.5 V.

lumière-matière, jusqu'à 300 K, mais pas l'injection sur la branche supérieure, ni d'exaltation notable de l'émission spontanée.

En 2009 a été démontré théoriquement la possibilité d'émission stimulée de polaritons inter-sous-bandes [25]. Ce phénomène peut être exploité pour la réalisation de lasers à faible seuil, sans inversion de population. Il passe par le peuplement de la branche supérieure et la diffusion vers la branche inférieure par émission de phonon optique.

Dans cette optique, le prochain chapitre présente la caractérisation d'un dispositif électroluminescent permettant d'injecter dans la branche supérieure grâce à un dessin adapté de la région active.

Chapitre 2

Injection électrique et diffusion polariton-phonon

Dans ce chapitre, nous allons présenter un dispositif à cascade quantique en cavité planaire conçu pour permettre de peupler électriquement la branche supérieure des polaritons [65].

Nous allons voir que ses spectres d'électroluminescence présentent la signature d'une relaxation de la branche supérieure vers la branche inférieure avec émission d'un phonon longitudinal optique. Un tel processus de relaxation pourrait être un moyen d'obtenir de l'émission de polaritons stimulée par la population de la branche inférieure, ouvrant la voie à la réalisation de lasers à polaritons [25] qui ne nécessitent pas d'inversion de population.

Après avoir décrit et caractérisé ce dispositif, nous estimerons le facteur d'occupation des états de polaritons. Nous montrerons qu'il dépasse 10 % pour certaines tensions appliquées, ce qui est assez prometteur car les effets d'émission stimulée sont attendus pour un facteur d'occupation supérieur à l'unité.

Nous tenterons finalement de modéliser le processus de diffusion polariton-phonon afin d'extraire un temps caractéristique de relaxation.

2.1 Présentation du dispositif en cavité planaire

Le dispositif électroluminescent présenté dans ce chapitre a été conçu selon des principes analogues au dispositif étudié dans la référence [24] (voir partie 1.6.2). Il consiste en une structure à cascade quantique dont certains puits sont fortement dopés de façon à obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons dans le niveau fondamental du puits principal. Cette structure à

cascade quantique est située dans une cavité planaire constituée d'un miroir inférieur obtenu grâce à une couche de semi-conducteur dopé, à bas indice optique, et en un miroir supérieur en or, entre lesquels on peut appliquer une tension électrique.

Le dispositif a été conçu et réalisé en partenariat avec l'équipe de Roland Teissier et Alexei Baranov, de l'Institut d'électronique du Sud (Université de Montpellier II) : la région active et la cavité ont été dessinées par David Barate et optimisées par nos soins ; la croissance et la fabrication ont été effectuées par J.-C. Moreno.

Les caractéristiques et les spécificités de cette structure à cascade en cavité sont détaillées dans cette section.

2.1.1 Région active

La région active consiste en un puits principal, dans lequel a lieu la transition radiative, et d'une région d'injection/extraction qui a été conçue de façon à ce qu'à l'alignement l'injecteur soit résonant avec le niveau 3 du puits principal, ce qui permet d'observer, en couplage faible, deux transitions radiatives aux énergies E_{32} et E_{21} (voir le schéma de la figure 2.1).

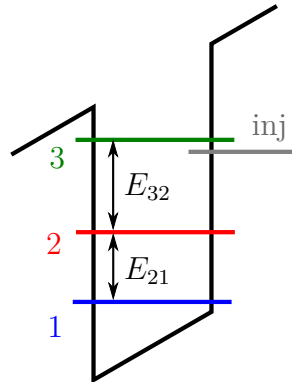


FIGURE 2.1 – représentation schématique du puits principal et de l'injecteur, à la tension d'alignement.

La raison du choix d'un système à trois niveaux est la possibilité offerte par la présence de l'injecteur à une énergie supérieure à E_2 de peupler la branche supérieure des polaritons. En effet dans le cas d'un système « classique » à deux niveaux, l'injecteur est accordable entre E_1 et E_2 , valeur qu'il atteint à l'alignement sans pouvoir la dépasser, car les structures à cascade sont instables dans la zone de résistance différentielle négative. On ne peut donc pas, en couplage fort, peupler la branche polaritonique la plus haute, caractérisée

par une énergie supérieure à l'énergie de la transition inter-sous-bande E_{21} [24, 62].

Comme les deux transitions se situent dans le moyen infrarouge, il a fallu choisir un système de matériaux présentant une importante discontinuité de bande de conduction. C'est le système InAs/AlSb qui a été choisi car il possède une hauteur de barrière de 1.8 eV.

La région active comprend au total 20 périodes. Le diagramme de bandes d'une période, calculé au moyen d'un modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ à trois bandes pour un champ de 60 kV/cm, est représenté figure 2.2, où les trois niveaux du puits principal ainsi que l'injecteur sont mis en évidence. Pour des tensions inférieures à l'alignement, l'énergie de l'état d'injecteur est comprise entre E_2 et E_3 .

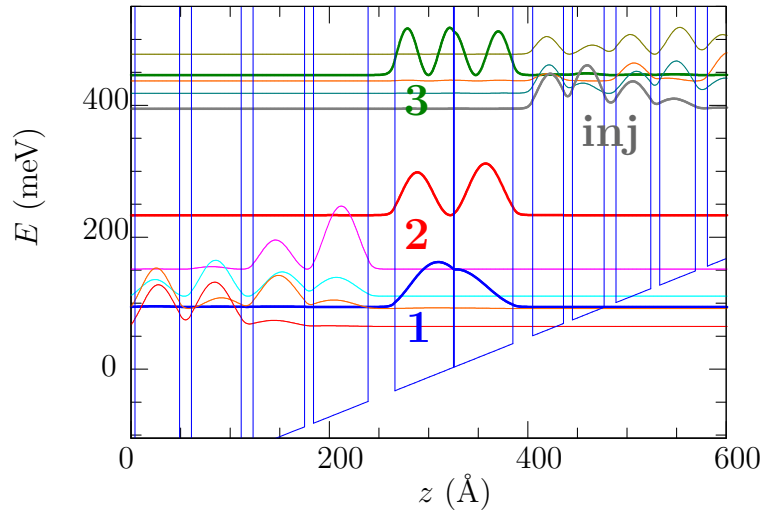


FIGURE 2.2 – diagramme de bandes d'une période de la région active, sous un champ de 60 kV/cm. Les trois niveaux du puits principal sont mis en évidence, ainsi que l'injecteur.

Dans la figure 2.2, on peut remarquer la présence d'une fine barrière au milieu du puits principal. Elle y a été insérée car dans un simple puits à trois niveaux en InAs, les énergies E_{21} et E_{32} sont assez proches à cause de la non-parabolicité du matériau. En effet, si dans le cas d'un puits infini de largeur L à sous-bandes paraboliques, le rapport E_{32}/E_{21} vaut $5/3$ (car l'énergie du niveau i vaut $\frac{i^2\pi^2\hbar^2}{2m^*L^2}$), dans notre cas, la forte non-parabolicité tend à rapprocher ces deux énergies, les ramenant à un rapport d'environ 1.2 ce qui gênerait l'observation du signal émis par les polaritons au voisinage de l'énergie E_{21} .

L'insertion d'une fine couche d'un matériau différent engendre une pertur-

bation des états confinés qui dépend de la valeur de leur densité de probabilité à l'emplacement de cette couche [66]. Ainsi, la croissance d'une fine barrière d'AlSb d'épaisseur nominale 1 Å au centre du puits a comme effet d'élever l'énergie des niveaux de nombre quantique impair sans affecter les autres, qui ont une probabilité de présence nulle au centre du puits. Cela résulte en l'augmentation de E_{32} et la diminution de E_{21} , c'est-à-dire une meilleure séparation des énergies des deux transitions. On s'attend alors à un rapport $E_{32}/E_{21} = 1.54$.

Pour vérifier cet effet, nous avons comparé les spectres d'électroluminescence de notre échantillon (mesurés hors cavité) à ceux d'une structure à cascade identique mis à part l'absence de barrière au centre (réalisée également à l'IES). Sur la figure 2.3 sont représentés les diagrammes de bandes à champ nul du puits principal de notre échantillon, ainsi que de celui de la structure sans la barrière centrale. Les spectres d'électroluminescence associés sont montrés en regard ; ils sont en bon accord avec les simulations et montrent bien l'effet attendu puisque la valeur de E_{32}/E_{21} passe de 1.18 à 1.40.

Il est intéressant de constater que nous observons bien l'effet escompté malgré le fait que la valeur nominale de la largeur de la barrière centrale (1 Å) est inférieure au paramètre de maille de l'AlSb (6.15 Å), et même aux rayons de covalence de l'aluminium et de l'antimoine ! Il ne peut donc pas exister de couche de 1 Å de matériau AlSb ; la barrière réelle consiste probablement en un alliage localisé au centre du puits, dont la composition et la structure sont en cours d'analyse. Cette caractérisation est effectuée par l'équipe Me-ANS de notre laboratoire au moyen d'imagerie à haute résolution au microscope électronique à transmission. La figure 2.4 présente deux des premières images réalisées. On y observe sur la première une période complète de la structure, et sur la deuxième, le puits principal au centre duquel on peut distinguer une ligne plus claire qui correspond à cette barrière. Les simulations permettent de reproduire l'effet de la présence de la barrière même si elles utilisent un modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ à trois bandes, basé sur le formalisme de la fonction enveloppe qui suppose que le potentiel de l'hétérostructure varie lentement à l'échelle de la maille cristalline, ce qui est loin d'être le cas dans cette structure...

Certaines couches de la minibande d'injection ont été fortement dopées de façon à obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons dans le puits principal, d'une densité d'environ $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (cette densité correspond à un niveau de Fermi compris entre le niveau 1 et le niveau 2) afin que la transition $1 \rightarrow 2$ soit en couplage fort avec un mode de la cavité planaire, que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

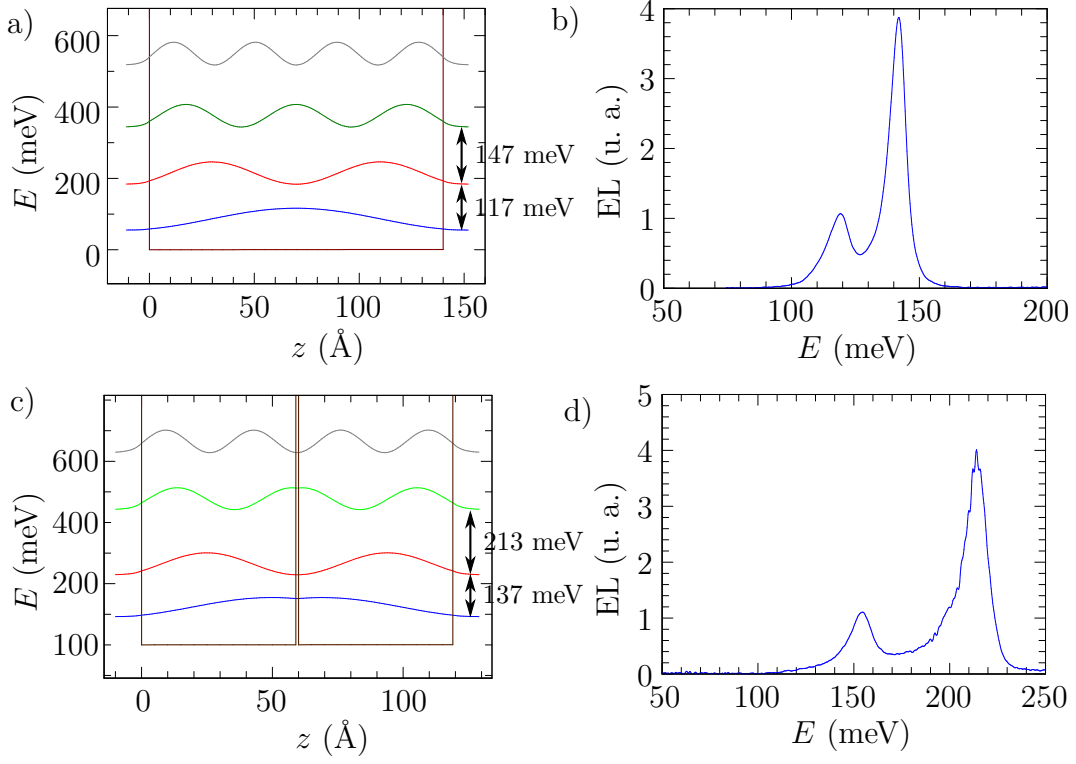


FIGURE 2.3 – effet de la présence d’une fine barrière au centre du puits quantique : a) simulation d’un puits de 140 Å et b) spectre expérimental d’électroluminescence correspondant ; c) simulation d’un puits de 119 Å avec la barrière de 1 Å et d) spectre expérimental d’électroluminescence correspondant.

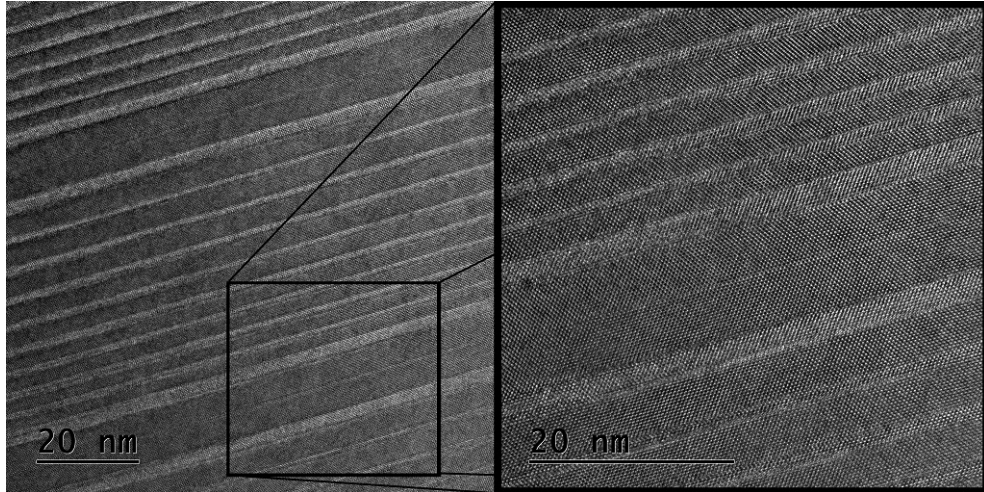


FIGURE 2.4 – images du dispositif, réalisées au microscope électronique à transmission.

2.1.2 Cavité planaire

Dans notre dispositif, la lumière est confinée verticalement entre une couche d'InAs de 1 μm d'épaisseur, dopée à hauteur de $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ afin d'obtenir un bas indice optique (2.9 contre 3.4 pour le matériau intrinsèque), et une couche d'or déposée par évaporation sur la surface supérieure (voir figure 2.5.a). Le profil de l'indice optique dans la direction de croissance à la longueur d'onde 8 μm est représenté figure 2.5.b, ainsi que la composante selon la direction de croissance du champ électrique du mode fondamental. Il s'agit d'un mode de type plasmonique, qui présente un maximum au voisinage de la couche métallique.

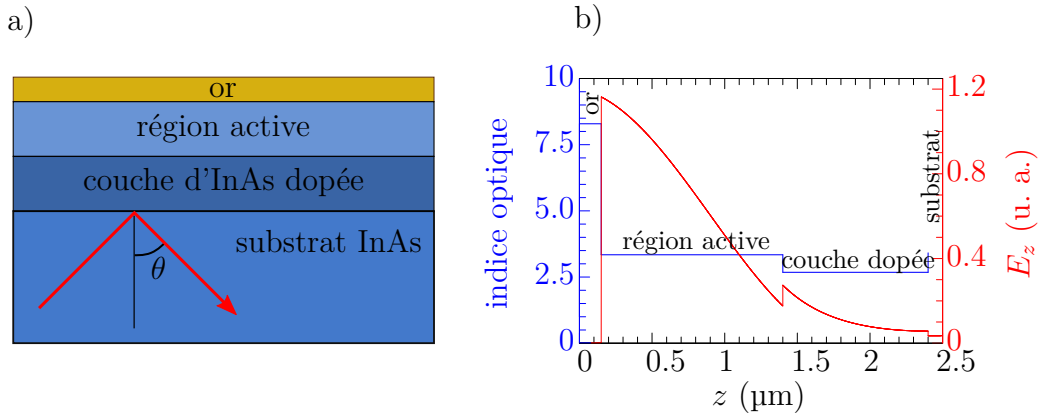


FIGURE 2.5 – a) schéma du dispositif; l'angle θ de propagation de la lumière dans le substrat est représenté. b) profils de l'indice optique (en bleu) et du champ électrique (en rouge) dans la direction de croissance.

Une telle cavité planaire présente des modes guidés dispersifs, ce qui nous garantit une résonance avec l'énergie de la transition inter-sous-bande, qui ne présente pas de dispersion. Le mode en couplage fort avec le gaz bidimensionnel est le mode TM_1 dont la dispersion peut être correctement décrite par la relation $E(q_{\parallel}) = \frac{\hbar c}{n_s} \sqrt{(\pi/L_{\text{cav}})^2 + q_{\parallel}^2}$, où c est la vitesse de la lumière, n_s l'indice optique du substrat, L_{cav} la largeur effective de la cavité dans la direction du confinement, $q_{\parallel}$ le module du vecteur d'onde du photon dans le plan des couches.

Les modes TM d'ordre supérieur présentent une largeur à mi-hauteur si importante qu'ils ne peuvent pas entrer en couplage fort avec une transition inter-sous-bande dans le moyen infrarouge; en revanche, nous verrons qu'ils nous permettront d'observer des transitions radiatives par couplage faible. Quant aux modes TE, ils n'interagissent pas avec le gaz d'électrons dans

le puits quantique, du fait des règles de sélection des transitions inter-sous-bandes, discutées dans le paragraphe 1.2.2.

La section suivante est dédiée à la caractérisation théorique et expérimentale de la réponse optique du dispositif lors de mesures d'absorption.

2.2 Absorption

La première caractérisation d'un dispositif comportant des puits quantiques en cavité planaire consiste à établir sa réponse optique résolue en angle, ce qui nous donne accès à la densité d'états optiques.

Nous sommes en mesure de modéliser cette réponse optique grâce à des simulations numériques basées sur le formalisme de la matrice de transfert. Nous allons pouvoir comparer les résultats de ces simulations avec des mesures de transmission dans une géométrie multi-passage.

2.2.1 Simulation des spectres d'absorption

Les simulations de ce dispositif, ainsi que d'autres dispositifs en cavité planaire présentés par la suite, utilisent le formalisme de la matrice de transfert à une dimension [67, 68, 69], dans lequel chaque couche de semi-conducteur, à l'exception du puits quantique contenant le gaz d'électrons, est caractérisée par sa constante diélectrique éventuellement complexe et dispersive [70] mais isotrope. La dispersion des couches dopées est calculée par le modèle de Drude pour un gaz d'électrons libres, qui considère les électrons comme des particules libres, soumis au champ extérieur $\mathbf{F}(\omega)$ et à la force de frottement $-\mathbf{p}/\tau_{\parallel}$, où $\tau_{\parallel}$ est le temps de relaxation, correspondant au temps moyen entre deux collisions. On obtient alors :

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_s(\omega) \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\parallel})} \right)$$

où $\omega_P = \sqrt{\frac{N_s e^2}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s L}}$ est la pulsation plasma du gaz, ε_s la constante diélectrique du milieu en l'absence du gaz d'électrons et L l'épaisseur de la couche.

La couche d'or supérieure est décrite par son indice complexe extrait de la référence [71].

2.2.1.1 Réflectivité de la cavité planaire

Dans un premier temps, nous pouvons omettre le gaz bidimensionnel d'électrons dans le but de caractériser les modes TM de la cavité planaire.

Le principe de la simulation consiste à évaluer la réponse optique du système multicouche à une onde incidente de pulsation ω se propageant dans le substrat avec un angle θ par rapport à la normale aux couches (figure 2.5). Cette réponse est caractérisée par l'absorption $A(\omega, \theta) = 1 - R(\omega, \theta)$ où R est la réflectivité de l'hétérostructure, la transmission étant nulle en raison de la présence de la couche supérieure d'or. Chacune des couches est caractérisée par sa constante diélectrique isotrope $\varepsilon_i(\omega)$. Nous présentons l'ensemble des résultats non pas en fonction de θ mais plutôt de $q_{\parallel}$, le module de la composante perpendiculaire aux couches du vecteur d'onde du photon, qui est le bon nombre quantique pour caractériser le système [24]. C'est de plus une grandeur conservée dans tous les systèmes multi-couches, de par leur invariance par translation ; en général leurs dimensions sont finies mais très supérieures aux libres parcours moyens des (quasi-)particules.

Les deux grandeurs θ et $q_{\parallel}$ sont reliées par la relation

$$q_{\parallel} = \frac{\omega n_s \sin(\theta)}{c} \quad (2.1)$$

où n_s est l'indice du substrat [26]. La zone accessible par les mesures se trouve entre les deux droites d'équation $q_{\parallel} = \frac{\omega n_s \sin(\theta_{\min})}{c}$ et $q_{\parallel} = \frac{\omega n_s \sin(\theta_{\max})}{c}$, qui dépendent de l'angle de polissage de la facette mais qui de toute façon ne peuvent aller au-delà de $q_{\parallel} = \frac{\omega n_s}{c}$, la limite du cône de lumière.

La réponse optique de la cavité planaire est donc présentée figure 2.6.a en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon. On peut observer comme attendu le mode d'ordre 1, d'une largeur à mi-hauteur d'environ 3 meV, susceptible d'entrer en couplage fort avec la transition $1 \rightarrow 2$ du puits quantique, d'énergie $E_{12} = 151$ meV. On observe également un mode du deuxième ordre, très large.

Dans le paragraphe suivant, nous ajoutons les 20 puits quantiques dopés dans la cavité planaire afin de réaliser le couplage fort entre la transition inter-sous-bande et le mode de cavité.

2.2.1.2 Absorption par le système complet

Le puits quantique est caractérisé par un tenseur diélectrique anisotrope diagonal (en l'absence de champ magnétique externe) $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ dont les composantes x et y dans les directions perpendiculaires à la direction de croissance, dans lesquelles les électrons ne sont pas confinés, sont décrites par le modèle de Drude pour un gaz d'électrons libres :

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{yy}(\omega) = \varepsilon_s(\omega) \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\parallel})} \right)$$

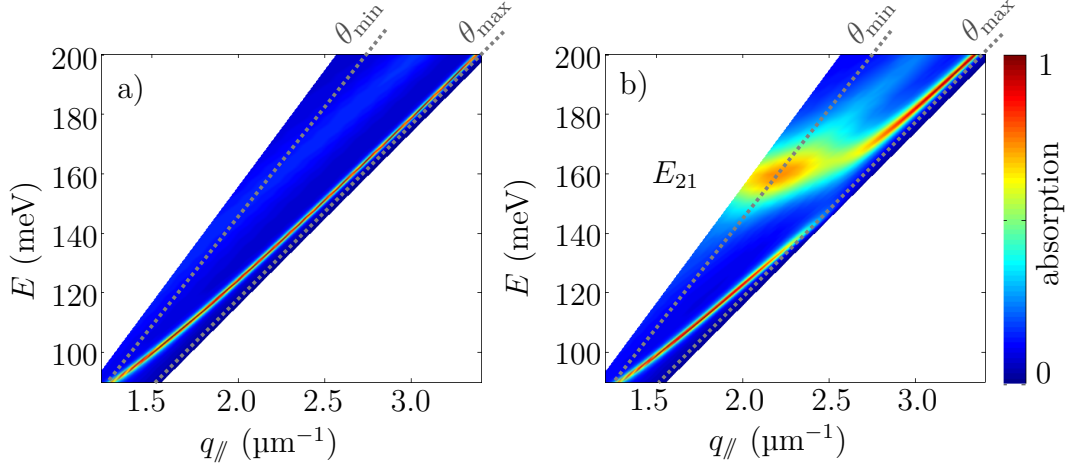


FIGURE 2.6 – a) simulation de l’absorption de la cavité planaire en échelle de couleur, en fonction de l’énergie et du vecteur d’onde du photon incident. b) simulation de l’absorption du dispositif complet en échelle de couleur, en fonction de l’énergie et du vecteur d’onde du photon incident. On peut observer un anticroisement à l’énergie de la transition $2 \rightarrow 1$.

La composante ε_{zz} décrit l’absorption résonante à la fréquence ω_{12} . Elle est décrite par un modèle de Lorentz à N_s oscillateurs identiques [35, 36] :

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_s(\omega) \left(1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + i\gamma\omega} \right)$$

où $\omega_{P12} = \omega_P \sqrt{f_{12}}$ est la pulsation plasma associée à la transition $1 \rightarrow 2$ (ici $N_s = N_1$) et f_{12} sa force d’oscillateur. Ce modèle suffit à décrire notre puits quantique lorsqu’une seule sous-bande est remplie.

Le résultat d’une simulation incluant les 20 puits quantiques de la région active est présenté figure 2.6.b. On peut clairement remarquer l’anticroisement autour de la résonance, pour $q_{||} \approx 2.4 \mu\text{m}^{-1}$, ainsi qu’une contribution à même énergie mais à $q_{||}$ un peu plus faible, correspondant au couplage faible entre le mode optique du deuxième ordre et la transition inter-sous-bande.

Ces simulations ont permis non seulement de concevoir la cavité de ce dispositif, mais également, par ajustement, d’affiner notre connaissance de certains paramètres incertains du dispositif réel (notamment les valeurs de dopage, qui souffrent d’une incertitude importante lors de la croissance).

Nous pouvons désormais présenter les mesures d’absorption effectuées sur cette structure et les comparer aux simulations.

2.2.2 Mesures d'absorption

Les spectres d'absorption du dispositif sont obtenus par des mesures en transmission au travers d'un échantillon monté en géométrie multi-passage, dont les facettes d'entrée et de sortie sont polies à 70° par rapport au plan des couches, comme montré dans la figure 2.7. De l'or a été déposé sur la totalité de la surface supérieure, et la surface inférieure a été polie afin d'obtenir une bonne réflexion spéculaire. Le substrat en InAs non dopé étant transparent dans la gamme de longueurs d'onde qui nous concerne, la transmission au travers de ce guide d'onde est proportionnelle à la réflectivité de l'hétérostructure.

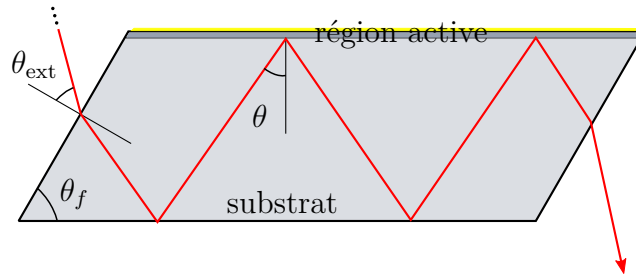


FIGURE 2.7 – schéma de la géométrie multi-passage. θ_f est l'angle de polissage.

Le dispositif expérimental utilisé pour caractériser cet échantillon est représenté à la figure 2.8 : on utilise un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR), comprenant une lampe thermique en carbure de silicium comme source large bande dans le moyen infrarouge, un interféromètre et un système d'acquisition de la réponse du détecteur. Le faisceau de la lampe thermique, après passage dans l'interféromètre, est focalisé vers la facette d'entrée de l'échantillon, qui est monté sur le doigt froid d'un cryostat et refroidi à la température de l'azote liquide. Le faisceau émergent de la facette de sortie de l'échantillon est collecté vers un détecteur MCT (tellurure de mercure et de cadmium) refroidi à l'azote liquide. L'interférogramme résultant d'une mesure en transmission est acquis par le FTIR et peut alors être traité de manière numérique (transformée de Fourier rapide). Un polariseur est utilisé afin de ne collecter que la composante TM de la lumière. Les spectres obtenus sont normalisés par une mesure en TE, puis la série de spectres est

normalisée par le spectre TM/TE d'un faisceau identique passant en dehors de l'échantillon (« *background* ») dans le but de s'affranchir de la réponse du détecteur, et de la transmission des lentilles et des fenêtres. Le spectre final correspond donc à la mesure suivante : $\frac{TM_{éch}/TE_{éch}}{TM_{back}/TE_{back}}$.

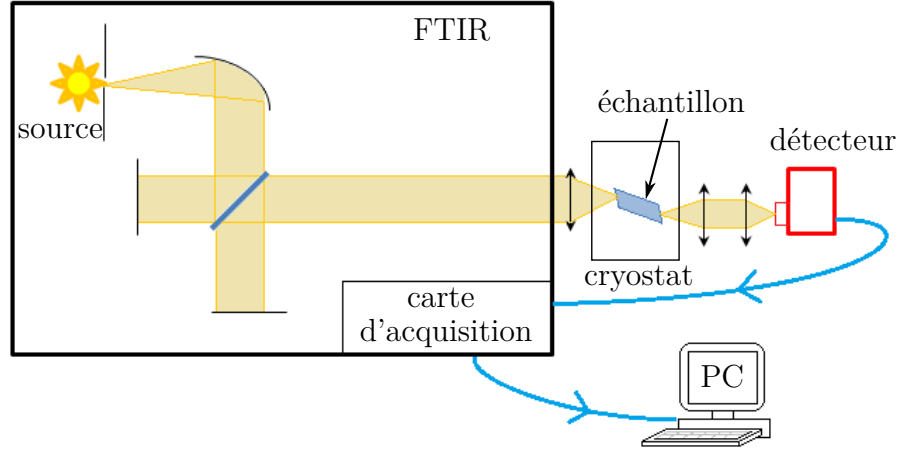


FIGURE 2.8 – schéma du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures d'absorption.

Nous pouvons réaliser des spectres à différents angles d'incidence θ de la lumière sur la région active, en faisant varier l'angle entre le faisceau incident et la normale à la facette du dispositif, noté θ_{ext} (voir figure 2.7). Ces deux angles sont reliés, *via* l'angle de la facette θ_f , par les lois de Descartes de l'optique géométrique, qui nous donnent :

$$\theta = \theta_f + \arcsin \frac{\sin(\theta_{ext})}{n_s}$$

Notre angle de collection, déterminé par le diamètre du faisceau utilisé (1.6 cm) et la focale de la lentille en sortie de l'interféromètre (9 cm), est d'environ 10° , ce qui correspond à une résolution angulaire d'environ 3° à l'intérieur de l'échantillon.

Les spectres sont mesurés en faisant varier l'angle θ_{ext} par pas de 2° , nous assurant ainsi une totale couverture de l'intervalle angulaire choisi. La figure 2.9 présente les spectres d'absorption à 77 K de notre dispositif, obtenus pour θ variant de 57.5° à 79° . On peut observer deux pics d'énergie inférieure à 200 meV présentant une forte dépendance angulaire ainsi qu'un anticroisement caractéristique du régime de couplage fort : ces deux pics proviennent de l'absorption par les états de polaritons. Un pic d'absorption beaucoup plus large

est présent à plus haute énergie : il correspond au mode photonique d'ordre 2. À faible angle, on retrouve l'énergie de la transition inter-sous-bande nue, qui correspond à l'asymptote de la branche supérieure. Elle vaut ici 150 meV. La différence avec la transition calculée (137 meV) est due au *plasma shift* qui décale le pic d'absorption, à cause de la densité électronique importante (voir partie 1.3).

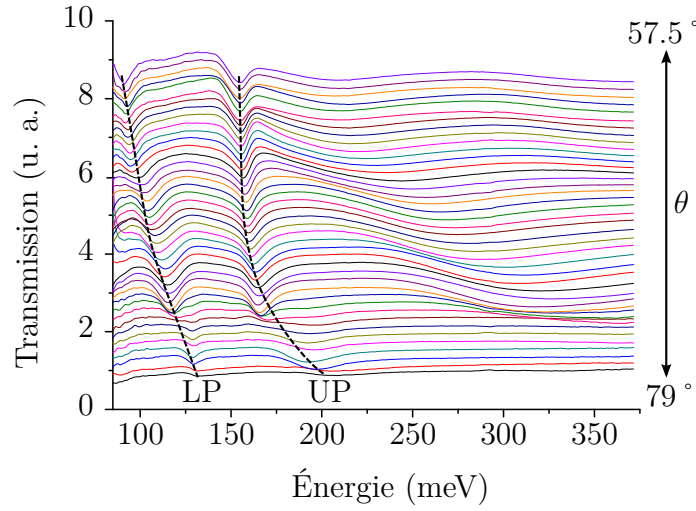


FIGURE 2.9 – spectres d'absorption du dispositif, mesurés à différents angles de propagation de la lumière. Les lignes pointillées mettent en évidence les minima associés aux deux branches de polaritons.

Nous pouvons alors relever les minima de transmission obtenus pour chaque angle, et, en utilisant la formule 2.1 qui permet de passer de la variable angulaire au vecteur d'onde du photon, tracer leur énergie en fonction de $q_{\parallel}$ pour obtenir la courbe de dispersion des polaritons (carrés rouges sur la figure 2.10.a). Cette courbe peut être facilement ajustée par la courbe théorique d'un système à deux niveaux en couplage fort avec un mode de cavité planaire, donnée par l'équation 1.13 et représentée par les courbes bleues sur la figure 2.10.a. Les paramètres d'ajustement du système à deux niveaux nous donnent notamment accès aux coefficients d'Hopfield des états du système (équation 1.12), représentés figure 2.10.b.

C'est également dans cette représentation des données que nous avons accès à une grandeur caractéristique importante de notre système : le dédoublement de Rabi $2\hbar\Omega_R$, qui correspond dans ces coordonnées au minimum d'énergie entre les deux branches, et que nous trouvons égal à 13 meV dans notre dispositif.

Sur la même figure sont représentés par des triangles noirs les maxima d'absorption simulés au moyen du formalisme de la matrice de transfert

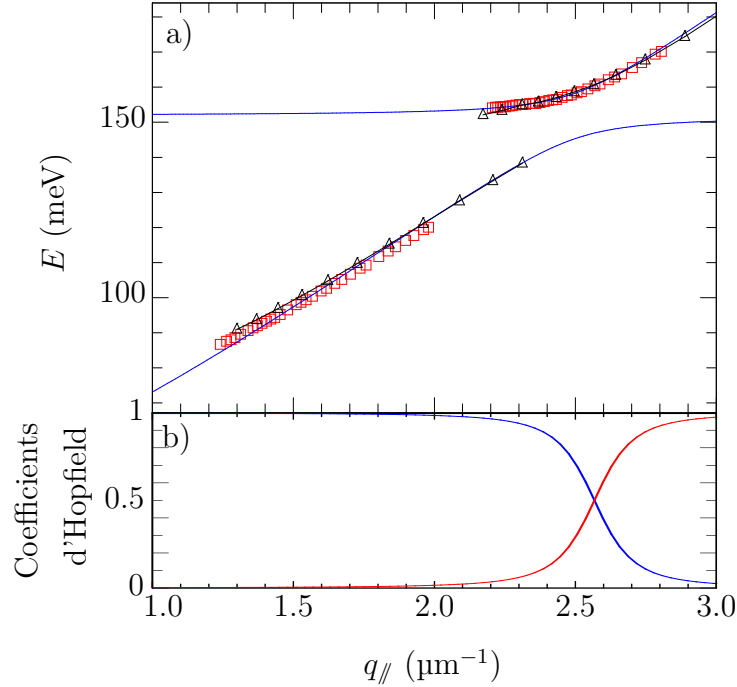


FIGURE 2.10 – a) carrés rouges : maxima d’absorption mesurés dans notre dispositif; triangles noirs : maxima d’absorption calculés par la matrice de transfert; lignes bleues : ajustement par un modèle à deux niveaux. b) ligne bleue : partie électronique de la branche supérieure, égale à la partie photonique de la branche inférieure : $|\alpha_{UP}|^2 = |\beta_{LP}|^2$; ligne rouge : partie photonique de la branche supérieure, égale à la partie électronique de la branche inférieure : $|\alpha_{LP}|^2 = |\beta_{UP}|^2$. Tous prennent la valeur 0.5 à la résonance.

présenté précédemment. On peut remarquer l’excellent accord avec la courbe de dispersion mesurée.

Cette première caractérisation passive du système nous a permis de connaître la dispersion des états de polaritons; nous sommes maintenant en mesure de procéder à l’étude de l’électroluminescence de notre dispositif.

2.3 Électroluminescence

En appliquant une tension aux bornes du dispositif, nous avons la possibilité de peupler certains états du système, qui vont pouvoir relaxer de façon

radiative. L'analyse des spectres d'émission nous permettra de connaître la répartition de cette population dans les états de polaritons, et même son nombre d'occupation. Nous pourrons alors en déduire des renseignements sur les mécanismes de peuplement et de relaxation prenant place dans ce dispositif.

Notre connaissance des états optiques du système, obtenue *via* la caractérisation passive, nous aidera dans la compréhension de ces spectres d'électroluminescence dont l'interprétation est plus complexe.

2.3.1 Résultats expérimentaux

Des mesas carrées de 160 μm de côté ont été réalisées à l'IES par gravure humide de la région active. Le contact supérieur est constitué par le dépôt à la surface de l'échantillon d'une fine couche de chrome puis d'une couche d'or, qui est reliée à des contacts en céramique recouverte d'or au moyen d'une microsoudure à fil d'or. Le contact inférieur est pris en bas du substrat, ce matériau étant bon conducteur (voir figure 2.11).

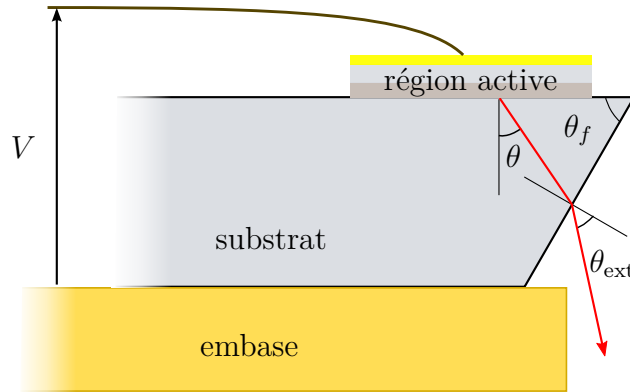


FIGURE 2.11 – schéma d'un échantillon monté pour des mesures d'électroluminescence.

2.3.1.1 Caractéristiques électriques

La caractéristique courant-tension du dispositif s'obtient en l'alimentant par une tension pulsée, de rapport cyclique 5 % et d'amplitude variable, et en acquérant le courant qui le traverse et la tension mesurée à ses bornes *via* un oscilloscope.

Le résultat de cette mesure, effectuée à température ambiante puis à celle de l'azote liquide, est présenté à la figure 2.12 où l'on peut distinguer deux régimes, typiques d'une structure à cascade quantique :

- le régime pré-alignement, à bas courant, caractérisé par une très grande résistance différentielle du dispositif, s'explique par la position en énergie de l'injecteur, qui est éloignée de celle du niveau 3 : l'effet tunnel ne se produit pas, d'où une très grande résistivité de l'hétérostructure ;
- le régime aligné, à partir de la tension correspondant à la résonance de l'injecteur et du niveau 3, permet l'injection par effet tunnel résonant de la minibande vers le niveau 3, d'où les électrons relaxent, radiativement ou non, vers les niveaux 2 puis 1, d'où ils sont extraits vers la période suivante. Il en résulte une résistance différentielle beaucoup plus basse.

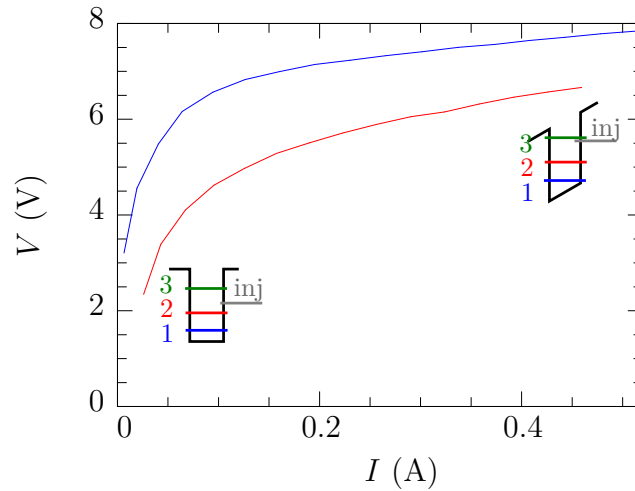


FIGURE 2.12 – caractéristique courant-tension du dispositif à 77 K (courbe bleue) et à 300 K (courbe rouge).

On peut remarquer qu'à 300 K, le courant est plus important à une tension donnée qu'à 77 K ; ceci est dû à l'activation thermique de canaux parallèles inaccessibles à froid.

On voit également que la transition entre les deux régimes est assez douce à cause de la grande largeur spectrale de la minibande d'injection, ce qui permet de se placer à des points de fonctionnement où l'injecteur se situe entre le niveau 2 et le niveau 3.

2.3.1.2 Mesures d'électroluminescence

Le dispositif expérimental, schématisé sur la figure 2.13, est le suivant : l'échantillon est soudé à l'indium sur une embase en cuivre qui est alors montée dans un cryostat. La lumière émise est extraite par un détecteur MCT après passage dans un FTIR qui nous permet de réaliser la spectrométrie.

L'échantillon est alimenté par un générateur de tension pulsée, avec un rapport cyclique pouvant varier de 5 % à 50 %. Le signal provenant du détecteur est filtré par un amplificateur à détection synchrone. La lentille de collection a une focale de 9 cm, ce qui nous donne une résolution angulaire de 3° comme pour les mesures d'absorption.

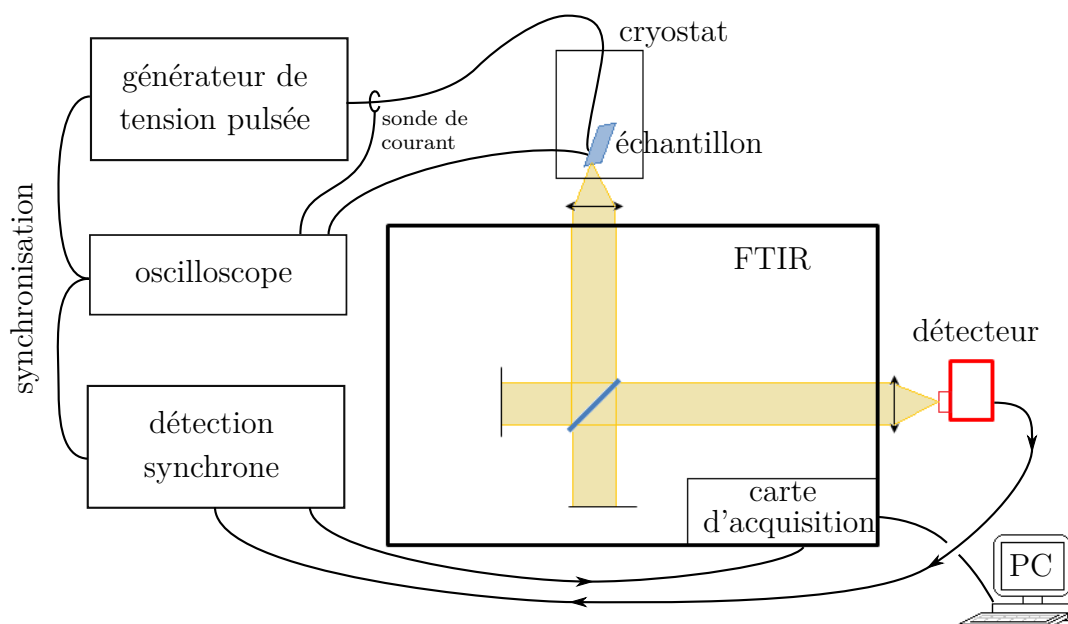


FIGURE 2.13 – schéma du dispositif expérimental utilisé pour les mesures d'électroluminescence.

De la même façon que pour l'absorption, nous effectuons des mesures dans un intervalle angulaire défini par l'angle de polissage de la facette, en tournant l'échantillon de 2° entre chaque mesure, et ce pour différents voltages. La figure 2.14 présente une collection de spectres obtenus pour une tension de 6 V, à des angles internes compris entre 54.5° et 86° . Nous pouvons observer deux pics dont l'énergie présente une forte dépendance en angle, et dont on peut deviner un comportement d'anticroisement ; ils correspondent au signal lumineux émis depuis les états de polaritons. On observe également un pic d'énergie constante à 215 meV, qui correspond à l'énergie de la transition $3 \rightarrow 2$.

Remarquons qu'à faible angle, on est loin de la résonance (voir figure 2.6.b). On obtient donc des spectres indépendants de l'angle, présentant les caractéristiques de l'électroluminescence du dispositif dans un régime de couplage faible, où les transitions nues $2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 2$ sont visibles, respectivement aux énergies $E_{21} = 155$ meV et $E_{32} = 215$ meV. La figure 2.15 présente un tel

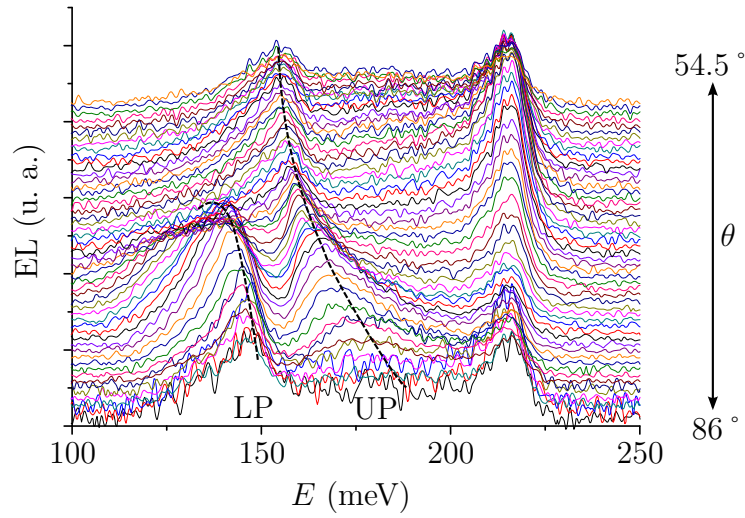


FIGURE 2.14 – spectres d'électroluminescence à $V = 6$ V pour différentes valeurs de θ . Les lignes pointillées mettent en évidence les maxima associés aux deux branches de polaritons.

spectre, mesuré à 45° , comparé à un spectre proche de la résonance, mesuré à 70° . Les deux mesures sont effectuées à la même tension, 6 V, et normalisées à l'intensité du pic $3 \rightarrow 2$. On peut voir que le pic associé à la transition $3 \rightarrow 2$ reste inchangé, tandis que celui correspondant à la transition $2 \rightarrow 1$, qui est en couplage fort avec le mode de cavité, est dédoublé. Le couplage fort modifie donc de façon importante le spectre d'émission du dispositif.

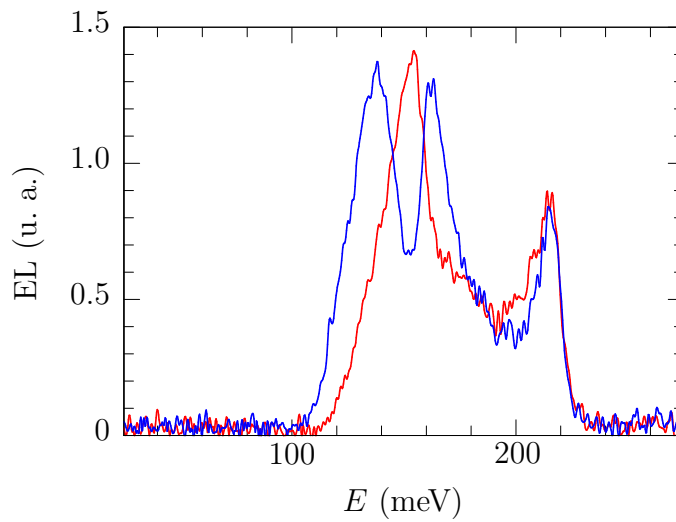


FIGURE 2.15 – deux spectres mesurés à la même tension (6 V), l'un en couplage faible (courbe rouge), l'autre à résonance (courbe bleue).

On voit également sur le spectre à 45° la présence de signal entre les deux pics principaux : ceci correspond à l'émission, plus large bande, de la transition diagonale de l'injecteur vers le niveau 2, visible car à cette tension la structure n'est pas encore alignée. La figure 2.16 montre des spectres mesurés à 45° afin d'observer la dépendance en tension de cette transition diagonale, dont l'énergie augmente avec V . On remarque que la hauteur relative du pic $3 \rightarrow 2$ augmente avec la tension, à mesure que le niveau injecteur se rapproche du niveau 3.

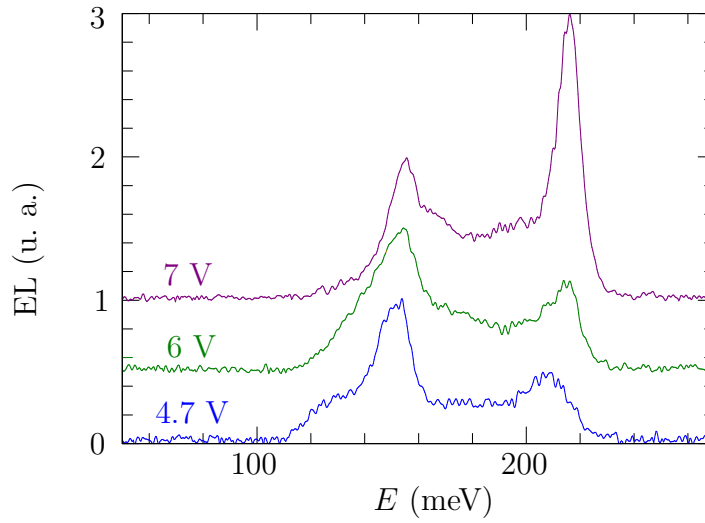


FIGURE 2.16 – spectres d'électroluminescence mesurés à 45° à différentes tensions.

À partir de la mesure d'environ 50 spectres, nous pouvons construire une représentation en fonction des mêmes paramètres que pour les données d'absorption : l'énergie et le vecteur d'onde des photons collectés. Pour cela, nous utilisons une fois encore la transformation 2.1 pour se placer dans ces coordonnées. L'intensité du signal y est alors représentée en échelle de couleur. Les résultats des mesures pour trois tensions différentes sont représentés à la figure 2.17, après normalisation par le rapport entre le signal émis et le signal détecté, fonction de l'angle d'observation, qui dépend notamment des coefficients de Fresnel [62] :

$$\frac{\text{signal émis}}{\text{signal détecté}} = \frac{\left(n_s \sqrt{1 - n_s^2 \sin^2(\theta_f - \theta)} + \cos(\theta_f - \theta) \right)^2}{(1 - n_s^2 \sin^2(\theta_f - \theta))^{3/2} \cos \theta}$$

Cette représentation offre deux avantages : d'une part l'observation sur une seule figure de l'ensemble de l'émission du dispositif pour une tension donnée et dans des coordonnées commodes, et d'autre part la possibilité

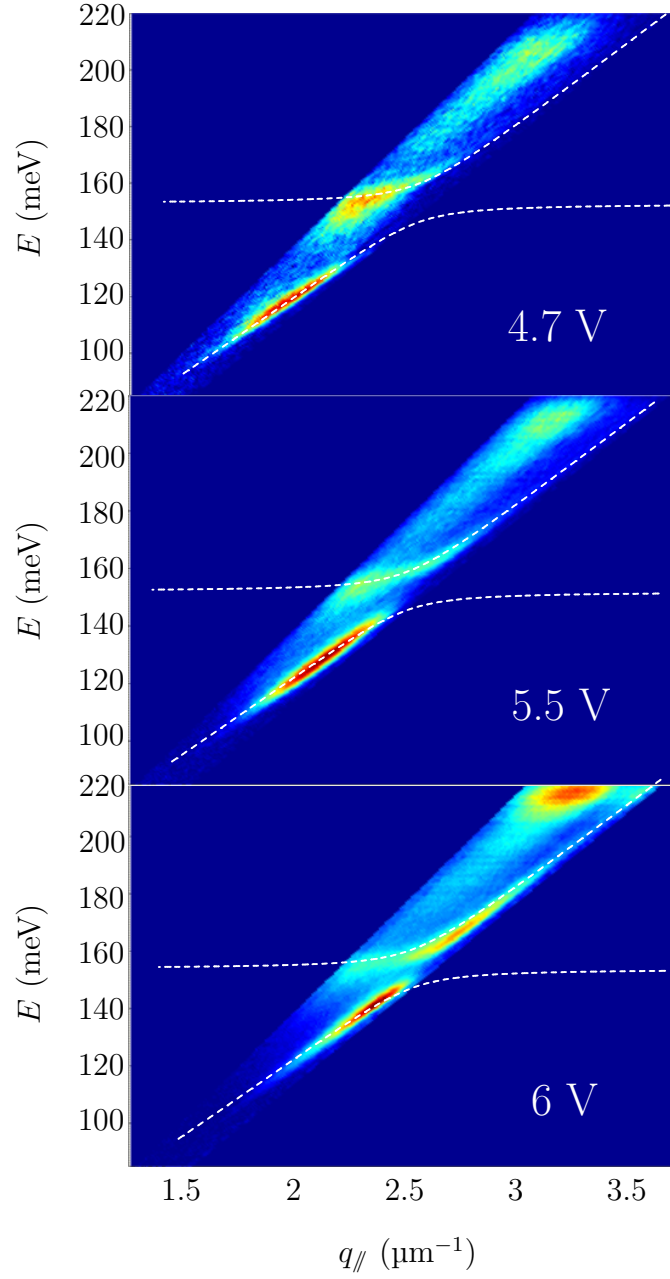


FIGURE 2.17 – spectres d'électroluminescence, en échelle de couleur en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon, pour trois tension différentes. Les pointillés blancs représentent les dispersions extraites des mesures d'absorption.

de comparer directement les données d'électroluminescence avec celles de l'absorption.

2.3.2 Observations et déductions

À partir de l'observation des spectres de la figure 2.17, et par comparaison avec les données de l'absorption (figure 2.10.a), nous pouvons constater que le signal lumineux provient de trois zones distinctes : la première, vers 215 meV, correspond à l'énergie de la transition $3 \rightarrow 2$. Cette énergie ne dépend ni de V , ni de $q_{\parallel}$; en revanche, son intensité augmente avec V . On peut l'observer grâce à son couplage faible avec le mode de cavité d'ordre 2, visible en figure 2.9.

L'émission provient également de deux zones situées le long des courbes de dispersion des polaritons : l'une entre 150 meV et 180 meV (selon la tension), sur la branche supérieure, et l'autre entre 110 meV et 145 meV, sur la branche inférieure. Il y a toujours un minimum de luminescence entre ces deux zones. La position en énergie de ces deux pics dépend fortement de la tension appliquée. En revanche, leur différence d'énergie reste constante, à une valeur d'environ 30 meV.

Afin de mieux comprendre l'origine de ces pics, nous présentons en figure 2.18 une comparaison, à 4.7 V, d'un spectre à bas angle (45°), en couplage faible, et d'un spectre proche de la résonance (65°). On constate qu'à l'énergie du maximum de luminescence du polariton du haut, sur le spectre à 65° , correspond bien un signal non nul sur le spectre en couplage faible, ce qui est compatible avec un peuplement résonant de la branche supérieure. En revanche, à l'énergie du maximum de signal provenant du polariton du bas correspond un zéro de luminescence sur le spectre en couplage faible : il n'y a pas de transition à cette énergie. On ne peut donc pas invoquer un peuplement résonant à cette énergie depuis une transition de la cascade quantique, comme c'était le cas dans la référence [24].

Ces constatations (présence de transition électronique à l'énergie du polariton supérieur mais pas inférieur, différence d'énergie constante entre leurs deux pics d'électroluminescence) peuvent être éclairées par la connaissance de l'énergie du phonon longitudinal optique (LO) dans le matériau InAs, qui vaut 30.4 meV (et peut être considérée comme indépendante de son vecteur d'onde) ; cette valeur correspond à l'écart constant dans l'espace k entre les deux pics provenant des polaritons.

Cela nous suggère donc le mécanisme de peuplement schématisé dans la figure 2.19 : la branche supérieure est peuplée de façon résonante, à l'énergie de la transition de l'injecteur au niveau 2, tandis que la branche inférieure est peuplée par désexcitation des polaritons de la branche supérieure, par émission d'un phonon optique.

Nous allons voir qu'avec un modèle phénoménologique reproduisant ce

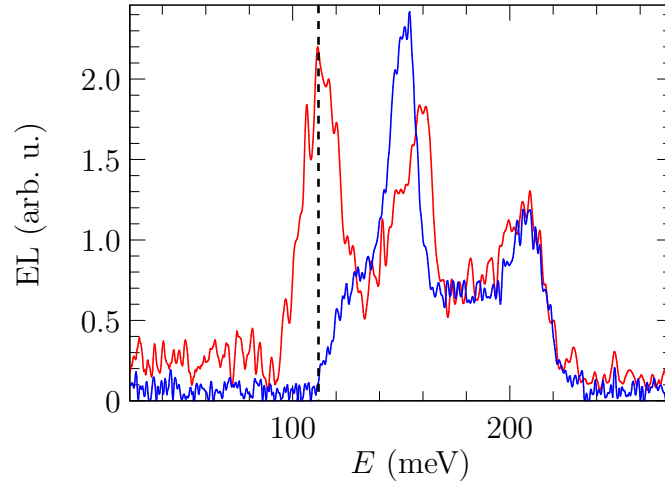


FIGURE 2.18 – spectres d'électroluminescence mesurés à 4.7 V à 45° (courbe bleue) et 65° (courbe rouge). Le maximum provenant du polariton inférieur est repéré par la ligne pointillée noire, et correspond à un zéro de luminescence sur le spectre en couplage faible.

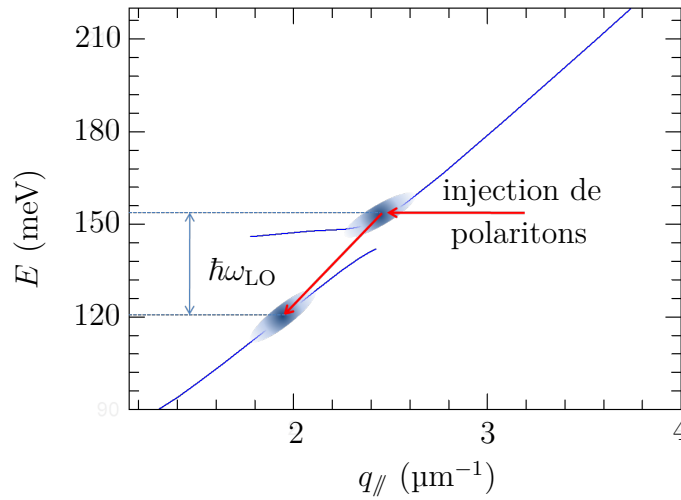


FIGURE 2.19 – schéma du mécanisme de peuplement des branches de polaritons : la branche du haut est peuplée de façon résonante par l'injecteur, et la branche du bas est peuplée par relaxation depuis la branche supérieure avec émission d'un phonon optique.

mécanisme de population de la branche du haut depuis un niveau injecteur et d'une réplique phononique, nous arriverons à un très bon accord avec les spectres expérimentaux.

2.3.3 Modèle phénoménologique

Nous allons appliquer et adapter ici un modèle, déjà utilisé précédemment dans le cas de polaritons inter-sous-bandes [62]. Une démarche similaire a également été utilisée pour reproduire les spectres de photoluminescence de polaritons excitoniques [11]. Elle consiste à décomposer les spectres d'électroluminescence en produit de la densité d'états optiques et de la population des états de polaritons. La densité d'états optiques est donnée par le spectre d'absorption $A(\omega, q_{\parallel})$ et l'occupation est décomposée en deux contributions. La première provient du peuplement par l'injecteur et est décrite par une fonction gaussienne centrée à l'énergie de l'injecteur [72]. La seconde est sa réplique phononique ; elle sera donc décrite par une fonction identique à la première, décalée de l'énergie du phonon optique.

En notant $\mathcal{G}_{\sigma}(E) = \exp\left(-\frac{E^2}{2\sigma^2}\right)$ la gaussienne de hauteur unité, centrée en 0 et de largeur σ , on modélise donc l'électroluminescence $\mathcal{L}(E, q_{\parallel})$ par :

$$\mathcal{L}(E, q_{\parallel}) \propto A(\omega, q_{\parallel}) \times \left(\mathcal{G}_{\sigma}(E - E_{\text{inj}}(V)) + C(V) \mathcal{G}_{\sigma}(E - (E_{\text{inj}}(V) - \hbar\omega_{\text{LO}})) \right)$$

où $\hbar\omega_{\text{LO}}$ est l'énergie du phonon LO dans InAs, $E_{\text{inj}}(V)$ l'énergie de la transition diagonale de l'injecteur au niveau 2, et $C(V)$ est le coefficient de proportionnalité entre les populations des deux branches de polaritons. Comme nous le verrons, il dépend des différents temps de vie des états mis en jeu, ainsi que de leurs coefficients d'Hopfield ; nous allons le considérer comme un paramètre d'ajustement. Nous avons reproduit l'effet d'un angle de collection fini en convoluant les spectres simulés par une fonction carrée de largeur angulaire 3° , et tenu compte des coefficients de Fresnel à l'interface air/semi-conducteur que constitue la facette de l'échantillon.

Les résultats de cette simulation sont présentés à la figure 2.20 pour les trois voltages, en regard avec les spectres expérimentaux correspondant à la même tension. La largeur σ est considérée comme constante, d'une valeur de 9 meV. Les paramètres utilisés sont récapitulés dans le tableau 2.1.

tension (V)	E_{inj} (meV)	C
4.7	150	1.5
5.5	158	2.3
6.0	166	1.5

TABLE 2.1 – Paramètres d'ajustement utilisés pour la simulation

Le très bon accord que l'on peut observer entre les simulation et les spectres expérimentaux signifie que l'invocation d'un peuplement de la branche inférieure par relaxation depuis la branche supérieure par émission de phonon optique permet d'expliquer les spectres d'électroluminescence observés.

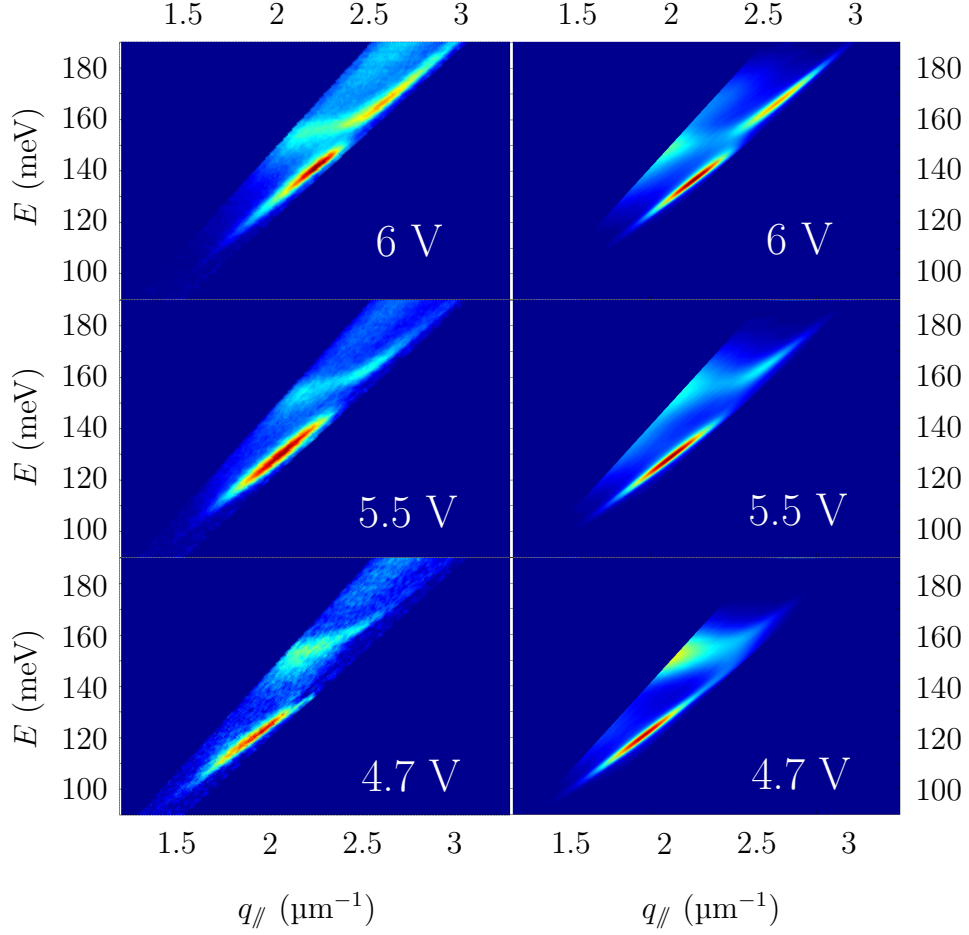


FIGURE 2.20 – comparaison entre les spectres d'électroluminescence (à gauche) et la simulation (à droite) pour les tensions 4.7 V, 5.5 V et 6.0 V.

Les questions que l'on peut se poser sont alors les suivantes : peuplons-nous les branches de polaritons de façon efficace ? Est-on loin du régime d'émission stimulée ? Autrement dit, il est légitime de vouloir estimer la population des états de polaritons. La section suivante est dédiée à cette estimation.

2.4 Occupation des états polaritoniques

Comme dit précédemment, des phénomènes d'émission stimulée sont susceptibles d'apparaître lorsque le facteur d'occupation des états de polaritons (c'est-à-dire le nombre moyen de polaritons dans ces états) dépasse l'unité. Ceci est dû à la nature bosonique de ces excitations, et des phénomènes

d'émission stimulée ont déjà été observés dans la matière condensée pour des excitations telles que des phonons optiques [73] ou des polaritons excitoniques [14]. Dans ce dernier cas, les polaritons sont pompés optiquement au point d'inflexion de la branche inférieure, à $k = k_i$, et peuvent diffuser par interaction polariton-polariton vers les états à $k = 0$ et $k = 2k_i$ par paire, conservant ainsi l'énergie et le vecteur d'onde total. Cette diffusion devient stimulée par la population des états finals dès que le facteur d'occupation dépasse 1 : au-delà de cette valeur, un facteur 2 sur la puissance de la pompe se traduit en une augmentation de plus de deux ordres de grandeur sur l'état final de la diffusion polariton-polariton. La possibilité d'obtenir de l'émission stimulée par l'état final, sur la branche inférieure des polaritons, grâce à l'émission de phonon LO a été également observée [74], lorsque la différence d'énergie entre l'état pompé optiquement et l'état final à $k = 0$ vaut l'énergie d'un phonon LO. Une telle interaction entre les polaritons excitoniques et les phonons peut amener à diminuer le seuil laser [75].

Dans notre cas, la référence [25] suggère qu'un mécanisme de relaxation depuis la branche supérieure vers la branche inférieure avec émission de phonon optique puisse être stimulé par la population de la branche inférieure, offrant alors la possibilité d'obtenir un effet laser sans inversion de population.

Pour nous situer par rapport à cet horizon, nous allons estimer la population de la branche inférieure, en adoptant une démarche similaire à celle de la référence [14] : nous commencerons par estimer la densité spectrale de puissance émise par le dispositif, pour en déduire le nombre de polaritons par unité de vecteur d'onde grâce à la connaissance de leur temps de vie radiatif. À partir de leur densité d'états, nous pourrions alors estimer leur facteur d'occupation.

2.4.1 Estimation du facteur d'occupation

2.4.1.1 Estimation de la densité spectrale de puissance

Une mesure d'électroluminescence pour un angle interne θ nous donne un spectre $S_\theta(E)$ que l'on peut normaliser à 1, ainsi que la valeur totale du signal du détecteur, V_θ , en volts, qui correspond à l'émission dans l'angle solide de collection de notre dispositif expérimental $\Delta\theta \cdot \Delta\varphi \approx 3^\circ \times 3^\circ$ (voir figure 2.21).

On obtient la densité spectrale de puissance $\Gamma_{\theta,\varphi}(E)$ émise dans cet angle solide, connaissant la responsivité relative $R(E)$ du détecteur, ainsi que sa valeur maximale $R_{\max}$:

$$\Gamma_{\theta,\varphi}(E) = \frac{S_\theta(E)V_\theta}{R_{\max}R(E)}$$

Le signal V_θ est extrait de la valeur $V_{\text{lock-in}}$ affichée par l'amplificateur à

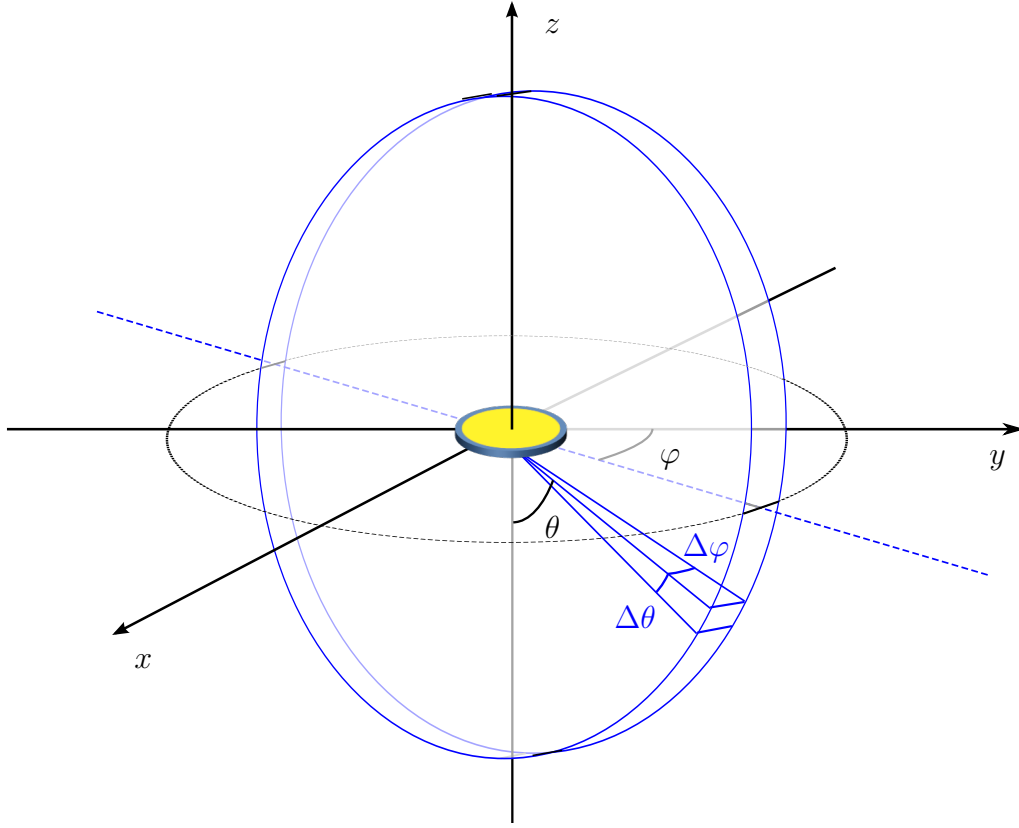


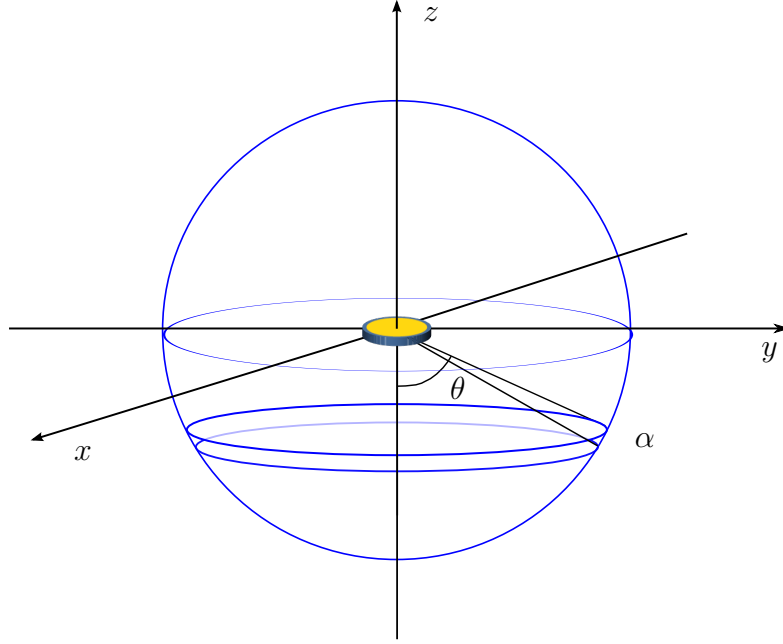
FIGURE 2.21 – schéma de l'angle solide de collection du dispositif expérimental.

détection synchrone. Pour cela, il faut prendre en compte le fait que pour une mesure pulsée (de période T), la détection synchrone sous-estime la valeur du signal, car elle affiche la valeur efficace associée au fondamental. Dans le cas d'un rapport cyclique de 50 %, le signal vaut V_θ entre 0 et $T/2$, puis 0 entre $T/2$ et T ; l'affichage sera alors $V_{\text{lock-in}} = \frac{\sqrt{2}}{T} \int_0^{T/2} V_\theta \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) dt = \frac{\sqrt{2}}{\pi} V_\theta$.

En appelant α l'angle (interne) entre deux spectres successifs, on peut alors se ramener à ce qui est émis tout autour du mesa ($\varphi \in [0; 2\pi]$) entre θ et $\theta + \alpha$. On découpe ainsi l'espace en tranches d'angle α qui couvrent les 4π stéradians (voir figure 2.22).

Ce qui est émis dans cet angle solide est $\Gamma_\theta(E) = \Gamma_{\theta,\varphi} \frac{2\pi}{\Delta\phi} \frac{\alpha}{\Delta\theta}$. α et $\Delta\theta$ dépendent de θ , mais leur rapport est constant et s'identifie à $\alpha_{\text{ext}}/\Delta\theta_{\text{ext}}$, où α_{ext} est l'écart angulaire entre deux mesures successives, soit 2° , et $\Delta\theta_{\text{ext}}$ est l'angle de collection qui vaut 10° .

Obtenant $\Gamma_\theta(E)$, nous pouvons remonter à la densité surfacique de polaritons.

FIGURE 2.22 – schéma de l'angle solide associé à un spectre $\Gamma_\theta(E)$.

2.4.1.2 Densité surfacique de polaritons

Sachant qu'on passe des énergies aux vecteurs d'onde par la relation $E(k, \theta) = \frac{\hbar c}{n_s \sin(\theta)} k$ (où ici k est le module du vecteur d'onde des polaritons dans le plan des couches), on peut effectuer un changement de variable : $\Gamma_\theta(E) dE = \Gamma_\theta(k) dk$, ce qui nous donne $\Gamma_\theta(k) = \Gamma_\theta(E) \frac{\hbar c}{n_s \sin(\theta)}$.

$\Gamma_\theta(k)$ est la densité de puissance émise par unité de vecteur d'onde ; il lui correspond une densité surfacique de polaritons par unité de vecteur d'onde, qui vaut $n_\theta(k) = \frac{\Gamma_\theta(k) \tau_{\text{rad}}}{SE(k, \theta)}$, où S est la surface du dispositif et τ_{rad} le temps de vie radiatif du polariton, qui vaut $\tau_{\text{phot}}/|\alpha(k)|^2$, avec τ_{phot} le temps de vie du photon de cavité (déduit de la largeur à mi-hauteur du mode de cavité) et $|\alpha(k)|^2$ le module carré du coefficient de Hopfield photonique (voir figure 2.10.b).

La densité surfacique de polaritons est alors $N_S = \sum_\theta \int dk n_\theta(k)$.

2.4.1.3 Facteur d'occupation

Le volume de l'espace k occupé par l'ensemble des états entre k et $k + dk$ est $2\pi k dk$ et le volume occupé par un état est $4\pi^2/S$, donc le nombre d'états par unité de surface entre k et $k + dk$ est $dn_S = k dk / 2\pi$. La densité d'états bidimensionnelle par unité de surface est donc $\rho(k) = k / 2\pi$, telle que $dn_S = \rho(k) dk$.

À un k donné, le facteur d'occupation $f(k)$ est défini par la relation $n_S(k) = \sum_{\theta} n_{\theta}(k) = f(k)\rho(k)$ (et donc $N_S = \int dk n_S = \int dk f(k)\rho(k)$).

Cela nous permet d'obtenir la formule qui relie la densité spectrale de puissance mesurée au facteur d'occupation :

$$f(k) = \sum_{\theta} \frac{\Gamma_{\theta}(k)\tau_{\text{phot}}}{SE(k, \theta)|\alpha(k)|^2} \frac{2\pi}{k} \quad (2.2)$$

En appliquant cette relation aux spectres mesurés, pour chacune des tensions, nous pouvons donner une estimation du facteur d'occupation de la branche polaritonique inférieure, état final de la relaxation polariton-phonon.

2.4.2 Résultats

Les paramètres utilisés pour le calcul numérique sont les suivants : τ_{phot} a été pris égal à 0.2 ps, valeur déduite de la largeur à mi-hauteur des spectres d'absorption ; les coefficients d'Hopfield sont également déduits des mesures d'absorption comme présenté dans la partie 2.2. La surface du mesa est de $2.56 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$.

Il est nécessaire d'identifier et d'isoler, pour chaque spectre, les contributions des deux branches polaritoniques¹ et de leur appliquer un certain nombre de traitements numériques (interpolations, intégrations...). Cela s'est fait à l'aide d'un programme développé pendant cette thèse (dont une copie d'écran est présentée figure 2.23), qui permet, à partir d'une série de mesures repérées en angle, de calculer le facteur d'occupation associé. Les coefficients de Fresnel de l'interface semi-conducteur/air sont pris en compte.

Le résultat du calcul du facteur d'occupation pour cinq tensions différentes est visible à la figure 2.24, où sont également rappelées les courbes de dispersion des polaritons. On peut constater que le maximum du facteur d'occupation augmente avec le courant, d'un facteur 20 dans l'intervalle de tensions étudié, jusqu'à atteindre la valeur de 0.16 à 6.5 V. À plus haute tension, la valeur du pic n'augmente plus car on commence à peupler les états de polaritons en dehors du cône de lumière, comme on peut le constater sur la figure 2.24, où l'on voit que le maximum d'occupation se décale vers les valeurs de k élevées à mesure que l'on augmente la tension. Cette proximité du cône de lumière explique également la différence entre la forme de la courbe à 6.5 V et de celles obtenues à plus faible voltage.

Jusqu'à 6 V, le facteur d'occupation présente, en fonction de k , une forme gaussienne dont le pic se décale vers les hauts vecteurs d'onde lorsqu'on aug-

1. Ceci est facilement réalisable pour les spectres mesurés à 77 K. En revanche, à température ambiante, l'élargissement des pics est tel qu'on sépare difficilement les deux contributions.

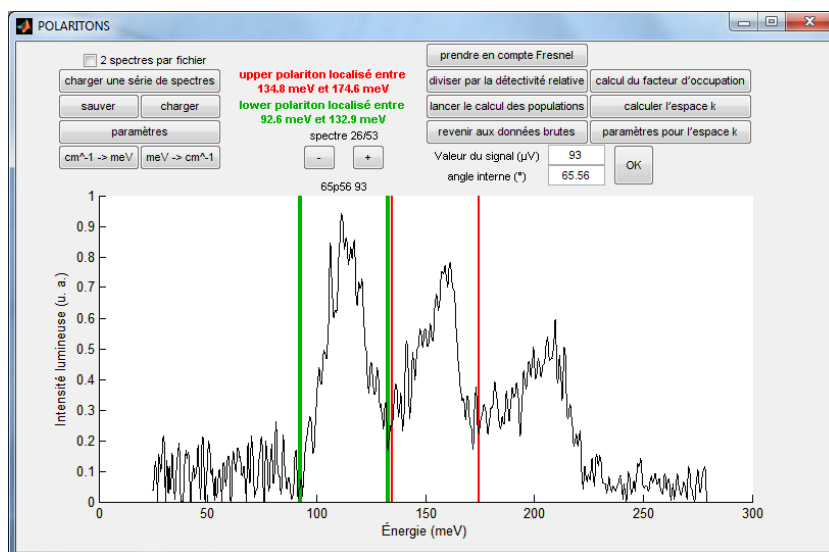


FIGURE 2.23 – copie d'écran du programme développé pour estimer la population des polaritons.

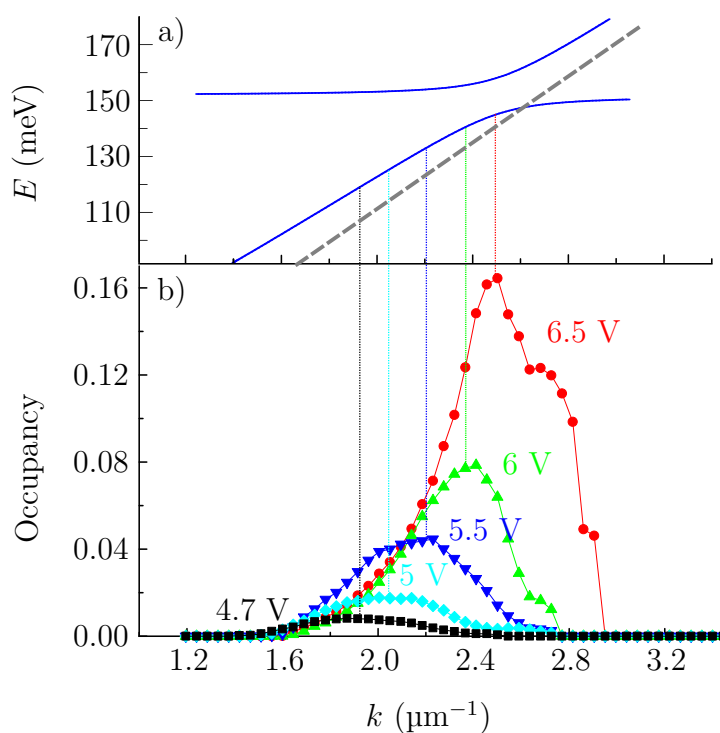


FIGURE 2.24 – a) courbes de dispersion des polaritons. Les tirets gris représentent le cône de lumière. b) facteur d'occupation calculé pour la branche inférieure, pour cinq tensions. Les lignes pointillées indiquent le maximum d'occupation.

mente la tension. Dans cet intervalle de tension, la dispersion de la branche inférieure est linéaire, ce qui donne également une forme gaussienne en fonction de l'énergie, d'une largeur d'environ 10 meV. Cette observation légitime le modèle phénoménologique présenté précédemment.

La figure 2.25 montre les énergies des maxima d'occupation de la branche inférieure et ceux de la branche supérieure, donnés par l'énergie de l'injecteur (tableau 2.1), en fonction de la tension. On peut constater qu'ils se décalent simultanément vers les hautes énergies, gardant une différence d'environ 30 meV entre eux, ce qui confirme l'hypothèse que la population de la branche inférieure est une réplique phononique de celle de la branche supérieure.

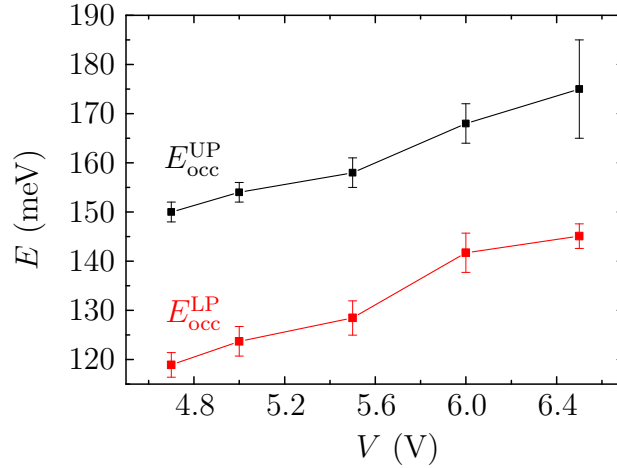


FIGURE 2.25 – maxima d'occupation des deux branches en fonction de la tension appliquée. Leur différence reste proche de 30 meV, l'énergie du photon LO dans InAs.

Il est important de remarquer que la valeur maximale atteinte est à moins d'une décade de la valeur seuil 1, au-delà de laquelle l'émission stimulée est attendue.

Il est donc important d'estimer à partir des résultats obtenus quels sont les paramètres physiques qui déterminent cette valeur, et par conséquent quels sont les moyens d'atteindre le régime d'émission stimulée.

Connaissant les valeurs des populations des branches de polaritons, nous sommes en mesure d'établir un système d'équations bilan et d'en déduire l'ordre de grandeur de l'efficacité d'injection ainsi que du temps d'interaction polariton-phonon. Ce temps d'interaction sera ensuite calculé dans la section 2.5.

2.4.3 Équations bilan du système

En considérant le schéma représenté à la figure 2.26, nous pouvons écrire, en régime permanent, les équations bilan suivantes pour les populations des deux branches polaritoniques, en notant n_{UP} et n_{LP} les populations respectives sur la branche supérieure et inférieure, $\tau_{UP/LP}^{\text{rad}}$ leurs temps de vie radiatifs, J la densité de courant parcourant la structure, η l'efficacité d'injection sur la branche supérieure et τ_{LO} le temps de relaxation de la branche supérieure à la branche inférieure par émission d'un phonon optique :

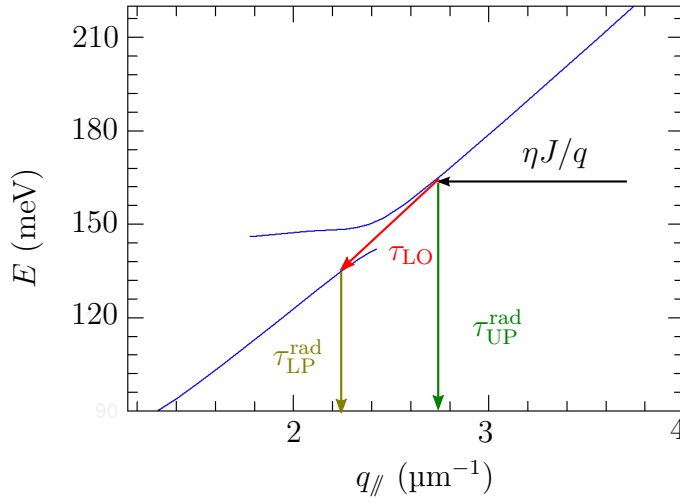


FIGURE 2.26 – schéma des différents processus pris en compte dans nos équations bilan.

$$\begin{cases} \frac{dn_{UP}}{dt} = 0 = \eta \frac{J}{e} - \frac{n_{UP}}{\tau_{LO}} - \frac{n_{UP}}{\tau_{UP}^{\text{rad}}} \\ \frac{dn_{LP}}{dt} = 0 = \frac{n_{UP}}{\tau_{LO}} - \frac{n_{LP}}{\tau_{LP}^{\text{rad}}} \end{cases} \quad (2.3)$$

La deuxième équation s'écrit également $\tau_{LO} = \frac{n_{UP}}{n_{LP}} \tau_{LP}^{\text{rad}}$, où le rapport $\frac{n_{UP}}{n_{LP}}$ est l'inverse du paramètre $C(V)$ utilisé dans la section précédente. Cela nous permet donc d'estimer le temps τ_{LO} d'interaction polariton-phonon à partir des valeurs de $C(V)$ établies précédemment, et en connaissant le temps de vie radiatif du polariton.

La première équation peut aussi s'écrire $\eta = \frac{e}{J} \left(\frac{n_{UP}}{\tau_{LO}} + \frac{n_{UP}}{\tau_{UP}^{\text{rad}}} \right)$, ce qui nous permet également d'estimer l'efficacité d'injection sur la branche supérieure.

Nous avons donc accès à deux paramètres clés décrivant les mécanismes prenant place dans notre dispositif : l'efficacité d'injection et le taux de

relaxation par émission de phonon. Le tableau 2.2 résume les valeurs de ces deux paramètres trouvées pour cinq tensions différentes. Il faut garder à l'esprit que ces paramètres sont des estimations admettant une forte incertitude, due aux nombreux paramètres expérimentaux en jeu, et aux conditions de mesure; on ne peut donc pas forcément en extraire des tendances fines, mais leur ordre de grandeur est déjà un précieux renseignement. Pour τ_{LO} , on constate que ce temps est comparable avec le temps de vie radiatif des polaritons, quelques centaines de femtosecondes. À partir de la valeur de η , nous pouvons déduire une estimation de l'efficacité quantique de la structure (c'est-à-dire le rapport du nombre de photons émis sur le nombre d'électrons injectés). En effet, la probabilité d'émettre un photon pour un état de la branche supérieure est $(1 + \tau_{\text{UP}}^{\text{rad}}/\tau_{\text{LO}})^{-1}$ donc l'efficacité quantique du dispositif est $\eta_{\text{disp}} = \eta (1 + \tau_{\text{UP}}^{\text{rad}}/\tau_{\text{LO}})^{-1}$. Comme $\tau_{\text{UP}}^{\text{rad}}$ et τ_{LO} sont du même ordre, on obtient pour η_{disp} des valeurs de l'ordre de 10^{-3} , ce qui est supérieur d'environ deux ordres de grandeur à l'efficacité quantique d'une structure à cascade sans cavité dans le moyen infrarouge.

tension (V)	τ_{LO} (s)	η
4.7	1.53×10^{-13}	1.1×10^{-3}
5.0	1.02×10^{-13}	1.7×10^{-3}
5.5	1.1×10^{-13}	2.9×10^{-3}
6.0	2.1×10^{-13}	4.0×10^{-3}
6.5	3.4×10^{-13}	4.9×10^{-3}

TABLE 2.2 – Valeurs de l'efficacité d'injection η et du temps de relaxation τ_{LO} calculées pour différentes tensions

À partir des équations bilan 2.3, on peut exprimer la population de l'état final en fonction des paramètres du système :

$$n_{\text{UP}} = \frac{\eta J}{e} \frac{\tau_{\text{UP}}^{\text{rad}} \tau_{\text{LP}}^{\text{rad}}}{\tau_{\text{UP}}^{\text{rad}} + \tau_{\text{LO}}}$$

On voit donc que pour augmenter cette population afin d'atteindre le régime d'émission stimulée, on peut augmenter les temps de vie radiatifs, donc le facteur de qualité de la cavité. Une autre solution est d'améliorer l'efficacité d'injection, *via* une augmentation de la densité d'états. Dans cette optique, nous avons conçu une structure électroluminescente en cavité zéro-dimensionnelle dont les résultats préliminaires sont présentés en annexe.

2.5 Calcul du taux de diffusion polariton-phonon

L'interaction électron-phonon est décrite par l'hamiltonien de Frölich [76]. Nous allons l'étudier dans notre système particulier, en utilisant la règle d'or de Fermi dans le cadre du schéma précédemment décrit, où l'état initial se trouve sur la branche supérieure des polaritons, et l'état final sur la branche inférieure. Cette interaction conserve l'énergie totale ainsi que le vecteur d'onde dans le plan des couches.

Après avoir présenté le cadre du modèle, nous exposerons les grandes lignes et les résultats du calcul, inspiré des références [77], [78] (interaction électron-phonon) et [79] (interaction polariton excitonique-phonon), pour enfin les confronter aux valeurs expérimentales. Nous verrons que ce modèle ne suffit pas à expliquer un temps d'interaction aussi court que celui que nous estimons à partir des mesures.

2.5.1 Hypothèses de départ

Nous avons vu que les polaritons sont des états hybrides, superpositions d'un photon de cavité et d'un plasmon inter-sous-bande, somme cohérente sur les excitations électroniques inter-sous-bandes.

Dans un souci de simplification et sans perte de généralité, nous décrirons le plasmon inter-sous-bande comme l'excitation d'un unique électron du gaz bidimensionnel (le résultat pourra ensuite être étendu à toute combinaison linéaire des excitations à une particule). Les états électroniques de la sous-bande $j = 1, 2$ sont notés $|\psi_{j,\mathbf{k}}\rangle$, où $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ est le vecteur d'onde de l'électron dans le plan des couches, et $\psi_{j,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\parallel}} \chi_j(z)$ sa fonction d'onde.

Nous calculons le taux de relaxation d'un état de polariton de la branche supérieure $|\text{UP}_{\mathbf{k}_i}\rangle$ vers un état de la branche inférieure $|\text{LP}_{\mathbf{k}_f}\rangle$ par émission d'un phonon optique.

L'hamiltonien de Frölich de l'interaction électron-phonon optique s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{Fr}} = \sum_{\mathbf{q}'} \left(\alpha(q') e^{-i\mathbf{q}'\mathbf{r}} b_{\mathbf{q}'}^{\dagger} + \alpha(q') e^{i\mathbf{q}'\mathbf{r}} b_{\mathbf{q}'} \right)$$

avec $\alpha(q') = C/q'$ et $C^2 = \frac{\hbar\omega_{\text{LO}}e^2}{\varepsilon_{\rho}V}$. $V = L_{\text{QW}}S$ est le volume du puits quantique, $b_{\mathbf{q}'}^{\dagger}$ l'opérateur de création d'un phonon de vecteur d'onde $\mathbf{q}'$, et $\varepsilon_{\rho} = (\varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon_s^{-1})^{-1}$ avec ε_s et ε_{∞} les permittivités statique et à haute fréquence du milieu.

Dans notre calcul, nous tiendrons compte du vecteur d'onde de la lumière. Dans un premier temps nous supposons que le vecteur d'onde de l'état fondamental est nul. On écrit les états de polaritons comme combinaison linéaire des vecteurs $|\psi_{1,0}, 1_{\mathbf{k}_i}\rangle = |\psi_{1,0}\rangle \otimes |1_{\mathbf{k}_i}\rangle$ (où $|1_{\mathbf{k}_i}\rangle$ est l'état qui décrit 1 photon de cavité de vecteur d'onde $\mathbf{k}_i$) et $|\psi_{2,\mathbf{k}_i}, 0\rangle = |\psi_{2,\mathbf{k}_i}\rangle \otimes |0\rangle$ (où $|0\rangle$ est le vide de photons). Les autres interactions sont négligées (notamment les interactions électron-électron). Leur prise en compte pourra faire l'objet d'un modèle plus complet.

Nous partons donc de l'état initial $|\text{UP}_{\mathbf{k}_i}\rangle = \alpha_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} |\psi_{1,0}, 1_{\mathbf{k}_i}\rangle + \beta_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} |\psi_{2,\mathbf{k}_i}, 0\rangle$. Depuis cet état, il y a deux façons d'interagir avec les phonons *via* la partie matière. Ces deux processus sont schématisés à la figure 2.27 ; nous verrons qu'ils sont très similaires. Dans le premier cas, la différence de vecteur d'onde est perdue par l'électron excité, et l'état final sera de la forme $|\text{LP}_{\mathbf{k}_f}\rangle = \alpha_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}} |\psi_{1,0}, 1_{\mathbf{k}_f}\rangle + \beta_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}} |\psi_{2,\mathbf{k}_f}, 0\rangle$. Dans le deuxième cas, le $\Delta\mathbf{k}$ est gagné par le « trou » dans le gaz bidimensionnel. L'état final sera alors de la forme $|\text{LP}_{\mathbf{k}_f}\rangle = \alpha_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}} |\psi_{1,\mathbf{k}_i-\mathbf{k}_f}, 1_{\mathbf{k}_f}\rangle + \beta_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}} |\psi_{2,\mathbf{k}_i}, 0\rangle$.

2.5.2 Principe du calcul

L'application de la règle d'or de Fermi nous donnera le taux de transition de l'état initial vers l'ensemble des états finals accessible :

$$\Gamma_{\text{LO}} = \frac{1}{\tau_{\text{LO}}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_f, \mathbf{q}} \left| \langle \text{UP}_{\mathbf{k}_i}, 0^{\text{LO}} | \hat{H}_{\text{Fr}} | \text{LP}_{\mathbf{k}_f}, 1_{\mathbf{q}}^{\text{LO}} \rangle \right|^2 \delta(E_F - E_i - \hbar\omega_{\text{LO}})$$

La conservation de l'énergie est imposée par la règle d'or de Fermi, et celle du vecteur d'onde par construction de $\hat{H}_{\text{Fr}}$. Dans le cas du premier processus, l'élément de matrice

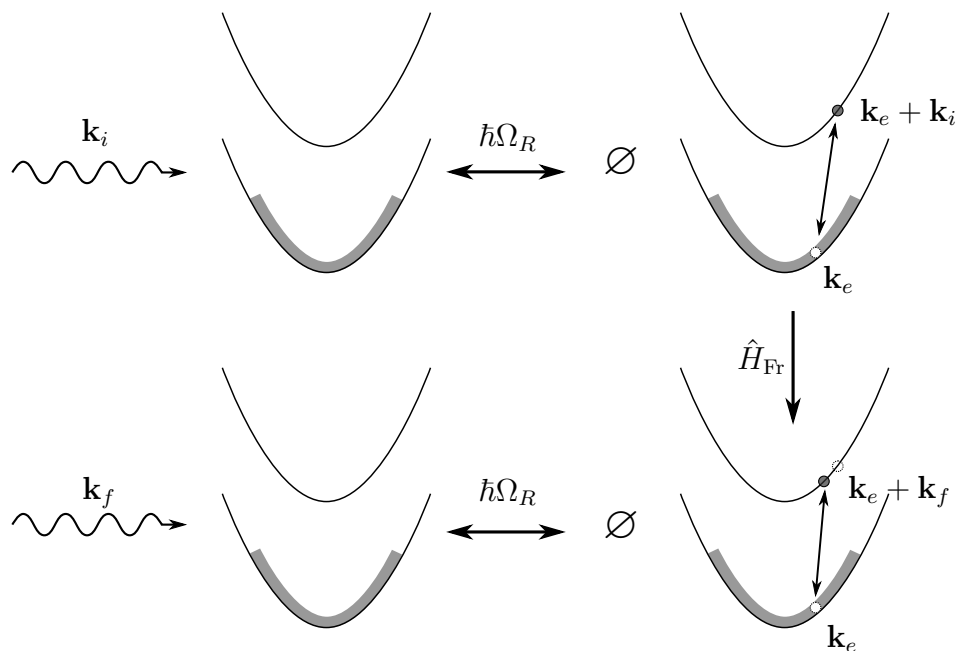
$$\left| \langle \text{UP}_{\mathbf{k}_i}, 0^{\text{LO}} | \hat{H}_{\text{Fr}} | \text{LP}_{\mathbf{k}_f}, 1_{\mathbf{q}}^{\text{LO}} \rangle \right| = \left| \alpha(q) \langle \text{UP}_{\mathbf{k}_i} | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \text{LP}_{\mathbf{k}_f} \rangle \right|$$

se réduit à $\alpha(q) \frac{(2\pi)^2}{S} \beta_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} \beta_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}} \delta(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f - \mathbf{q}) F_{22}(q_z)$ où l'on a introduit le facteur de forme $F_{ij} = \int dz \chi_i^2(z) e^{iq_z z} \chi_j^2(z)$.

Les états accessibles ont leur module k_f imposé par l'énergie de l'état final ; l'intégration sur $\mathbf{k}_f$ se fait par conséquent le long d'un cercle de rayon k_f fixé par la dispersion des polaritons. $q_{\parallel}$ est fixée par le $\delta(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f - \mathbf{q})$ qui nous donne $q_{\parallel} = |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f| = \sqrt{k_i^2 - k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta}$ avec θ l'angle entre $\mathbf{k}_i$ et $\mathbf{k}_f$, qui devient la variable d'intégration sur les états finals.

En revanche, q_z n'est pas imposé, on intègre donc sur ses valeurs possibles.

Premier processus



Deuxième processus

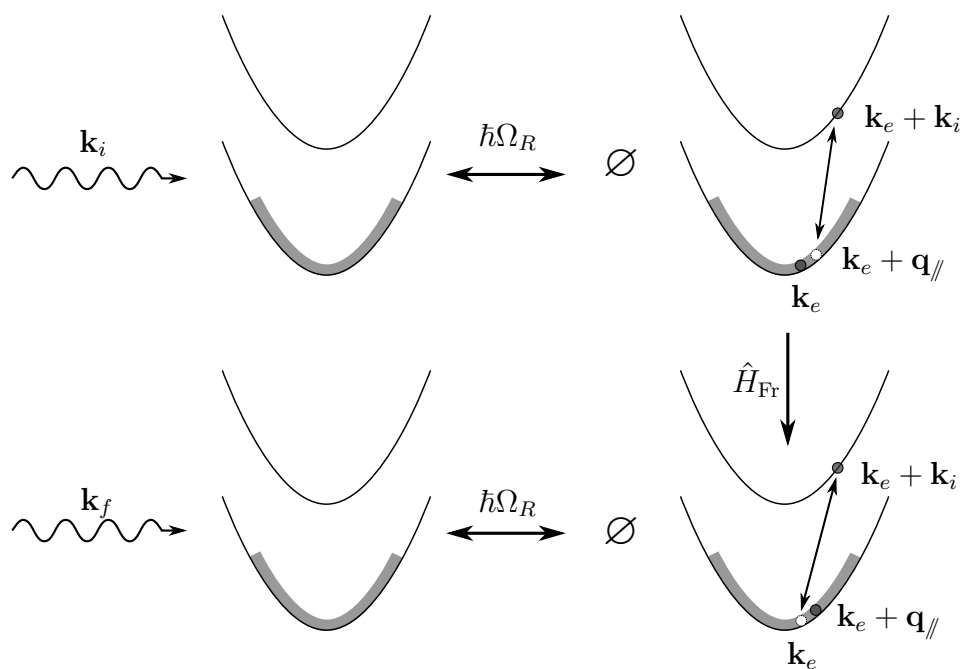


FIGURE 2.27 – schéma des deux processus d'interaction polariton-phonon considérés. Le signe $\emptyset$ symbolise l'absence de photons de cavité. Le cas discuté dans le texte correspond à $\mathbf{k}_e = \mathbf{0}$

On obtient dans le cas du premier processus :

$$\frac{1}{\tau_{\text{LO},1}} = \frac{\hbar\omega_{\text{LO}}e^2|\beta_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}}|^2|\beta_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}}|^2k_f}{2\pi\hbar\varepsilon_\rho(k_f)\frac{\partial E_{\text{LP}}}{\partial k}(k_f)} \int \frac{F_{22}(q_z)^2 dq_z}{\sqrt{(k_i^2 + k_f^2 + q_z^2)^2 - 4k_i^2 k_f^2}}$$

Dans le deuxième cas, la formule finale est identique à l'exception du facteur de forme qui intervient, ici F_{11} , d'où le taux d'interaction polariton-phonon :

$$\frac{1}{\tau_{\text{LO}}} = \frac{1}{\tau_{\text{LO},1}} + \frac{1}{\tau_{\text{LO},2}} = \frac{\hbar\omega_{\text{LO}}e^2|\beta_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}}|^2|\beta_{\mathbf{k}_f}^{\text{LP}}|^2k_f}{2\pi\hbar\varepsilon_\rho(k_f)\frac{\partial E_{\text{LP}}}{\partial k}(k_f)} \int \frac{(F_{11}(q_z)^2 + F_{22}(q_z)^2) dq_z}{\sqrt{(k_i^2 + k_f^2 + q_z^2)^2 - 4k_i^2 k_f^2}}$$

On obtient ainsi un taux de transition qui dépend du produit des parties matière des états initial et final, de la dispersion des polaritons et des fonctions d'onde électroniques.

On arrive au même résultat en « décalant » l'excitation électronique d'un vecteur $\mathbf{k}_e$, vecteur d'onde initial de l'électron au repos (c'est-à-dire en écrivant l'état initial $\alpha_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} |\psi_{1,\mathbf{k}_e}, 1_{\mathbf{k}_i}\rangle + \beta_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} |\psi_{2,\mathbf{k}_e+\mathbf{k}_i}, 0\rangle$ au lieu de $\alpha_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} |\psi_{1,0}, 1_{\mathbf{k}_i}\rangle + \beta_{\mathbf{k}_i}^{\text{UP}} |\psi_{2,\mathbf{k}_i}, 0\rangle$). En conséquence, on peut le généraliser à toute combinaison linéaire d'excitations électroniques, et donc celle décrivant le plasmon inter-sous-bande. De plus, nos résultats sont équivalents à ceux obtenus par Robson Ferreira (LPA – ENS) en considérant N électrons sur la sous-bande fondamentale.

Nous allons maintenant appliquer ce résultat à notre cas particulier.

2.5.3 Résultats

Sur la figure 2.28 est tracé le taux de diffusion calculé numériquement pour notre système en fonction du vecteur d'onde de l'état final, sur la même abscisse que les courbes de dispersion des polaritons, telles qu'obtenues dans la partie 2.2. On voit que la courbe $\tau_{\text{LO}}(k_f)$ (en bleu) présente une singularité, correspondant à $q_{\parallel} = 0$ qui disparaît lorsqu'on introduit un élargissement de 3 meV (courbe rouge) sur les énergies des polaritons.

On peut constater que ce temps varie peu dans l'intervalle qui nous concerne ; cependant, il prend des valeurs de l'ordre de 10^{-10} s alors qu'on s'attendait à des valeurs inférieures à 10^{-12} s à partir des estimations du paragraphe 2.4.3. On observe donc une surestimation importante de τ_{LO} en comparaison aux valeurs expérimentales, même s'il s'en rapproche par rapport à un précédent modèle [25] qui permet de rendre compte de l'émission de phonon stimulée par la population de l'état final.

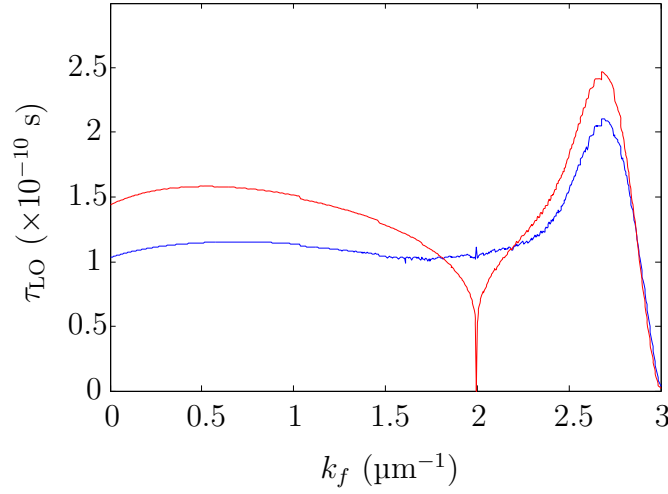


FIGURE 2.28 – temps de vie par émission de phonon optique, en fonction du vecteur d’onde de l’état initial, sans élargissement (courbe rouge) et avec un élargissement de 3 meV (courbe bleue).

Conclusion

Nous avons présenté la caractérisation d’un dispositif semi-conducteur à cascade quantique en cavité planaire émettant dans le moyen infrarouge. Les spectres d’absorption, comme ceux d’électroluminescence, présentent les caractéristiques du couplage fort lumière-matière.

Nous avons mis en évidence les caractéristiques d’une injection résonante dans la branche supérieure, accordable en tension, et d’une relaxation vers la branche inférieure par émission de phonon optique, mécanisme qui pourrait être exploité pour réaliser de l’émission stimulée de polaritons.

Nous avons estimé le facteur d’occupation des branches de polaritons, qui dépasse un dixième de la valeur 1 au-delà de laquelle des phénomènes d’émission stimulée sont attendus.

Cette estimation a eu pour corollaires celles du temps de diffusion, comparable au temps de vie radiatif des polaritons, et de l’efficacité quantique, supérieure à celle d’une structure similaire hors cavité.

Nous avons enfin présenté un modèle microscopique décrivant un mécanisme d’interaction polariton-phonon, qui surestime néanmoins le temps d’interaction par rapport aux estimations déduites de nos mesures. D’autres mécanismes non pris en compte pourraient intervenir dans ce phénomène, notamment l’interaction électron-électron.

Chapitre 3

Physique du couplage entre plasmons inter-sous-bandes

L'amélioration de l'efficacité d'injection sur les états de polaritons requiert une augmentation du dédoublement de Rabi, donc de la densité électronique, afin de s'éloigner des états noirs. Dans cette optique, nous allons étudier dans les deux prochains chapitres les effets de l'augmentation de la densité d'électrons d'un gaz bidimensionnel, dans le but d'optimiser l'interaction lumière-matière dans les dispositifs fonctionnant en régime de couplage fort. Nous allons voir que pour les grandes densités électroniques, les effets de l'interaction coulombienne entre les électrons ne peuvent pas être négligés.

Dans ce chapitre, nous allons décrire théoriquement et caractériser expérimentalement son impact sur l'interaction lumière-matière dans le cas d'un puits carré ayant deux sous-bandes occupées et dans lequel, par conséquent, deux transitions inter-sous-bandes peuvent être excitées par la lumière incidente. Nous pourrions constater que les effets collectifs ne peuvent pas être traités comme une simple correction appliquée aux spectres d'absorption, mais modifient profondément la réponse optique du système, notamment en redistribuant les amplitudes des pics d'absorption au profit du pic de plus haute énergie, et ce d'autant plus que la densité électronique est importante.

Nous présenterons les résultats expérimentaux d'un dispositif permettant de faire varier le niveau de Fermi entre le niveau fondamental et le deuxième état excité d'un puits quantique grâce à une tension de grille, nous donnant la possibilité d'observer ce transfert d'amplitude entre les deux pics d'absorption [80].

3.1 Contexte et enjeux

Lorsque la densité de charge d'un gaz bidimensionnel d'électrons devient importante (au moins quelques 10^{11} cm^{-2}), les effets de l'interaction coulombienne entre les électrons sont connus pour jouer un rôle significatif dans la réponse optique du système. Ils se traduisent principalement en deux effets manifestes : un décalage du pic d'absorption vers les hautes énergies (*plasma shift*, [35]), et une diminution de l'élargissement inhomogène de la largeur de raie, qui peut alors compenser totalement les effets de la non-parabolicité [40, 41] ou de différents types de désordre [42, 39] (rugosité d'interface, désordre d'alliage...) sur la forme de la raie. Ces effets sont présentés sur la figure 3.1.a, qui montre la réponse optique d'un gaz bidimensionnel présentant un élargissement inhomogène en négligeant les interactions coulombiennes (courbe rouge), et en les considérant (courbe bleue). Ces propriétés sont caractéristiques de l'excitation d'un plasmon inter-sous-bande, superposition en phase de toutes les excitations inter-sous-bandes à une particule, représentée figure 3.1.c.

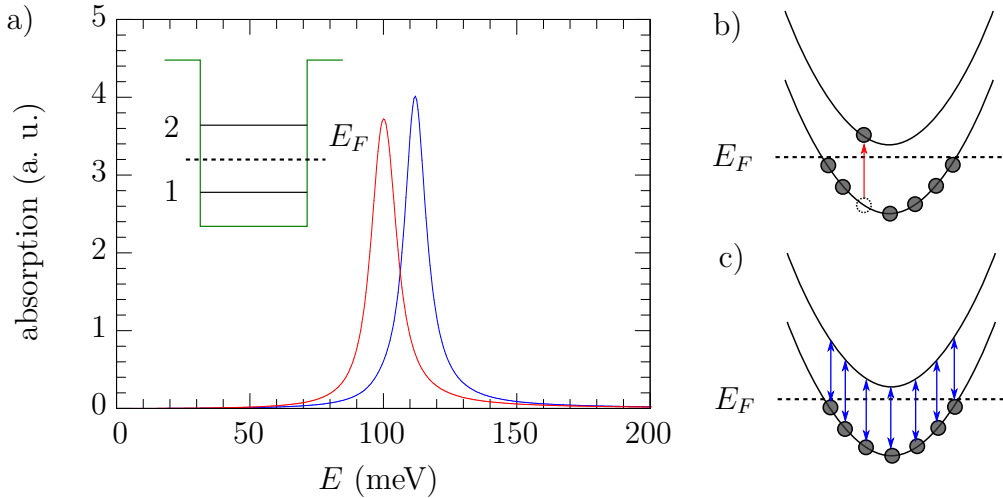


FIGURE 3.1 – a) spectre d'absorption d'un puits quantique GaInAs/AlInAs large de $120 \text{ \AA}$ simulé avec les effets collectifs (en bleu) et sans (en rouge). On voit que ceux-ci se traduisent par un déplacement du pic vers les hautes énergies, ainsi qu'un rétrécissement de la raie d'absorption. b) représentation schématisée d'une excitation à une particule entre deux sous-bandes et c) représentation schématisée d'une excitation collective (plasmon inter-sous-bande)

Le pic d'absorption associé à la transition $1 \rightarrow 2$ d'énergie ω_{12} est alors centré à l'énergie $\hbar\tilde{\omega}_{12} = \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2}$, où $\omega_{P12}^2 = \frac{f_{12}(N_1 - N_2)e^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_s L_{\text{eff}}}$ avec N_1 et N_2 les populations respectives de la première et de la deuxième sous-bande, f_{12} la force d'oscillateur de la transition $1 \rightarrow 2$, ε_s la constante diélectrique

relative du milieu en l'absence du gaz d'électrons, L_{eff} la largeur effective du puits quantique. Ce décalage du pic vers les hautes énergies est assez faible pour les densités électroniques usuelles. Pour le dispositif présenté au chapitre précédent, il vaut 12 meV, soit 8 % de l'énergie de la transition, et compense les effets de la non-parabolicité, c'est-à-dire la diminution de l'énergie inter-sous-bande lorsque k augmente.

Nous avons vu au paragraphe 1.3 que l'amplitude du pic d'absorption est proportionnelle à ω_{P12}^2 , donc au nombre d'électrons lorsqu'un seul niveau est rempli. Lorsqu'on insère le puits quantique dans une microcavité, le dédoublement de Rabi sera proportionnel à ω_{P12} ; cette fréquence plasma, caractéristique du couplage lumière-matière, est donc la grandeur que l'on doit chercher à maximiser.

Cela dit, on remarque que la dépendance de ω_{P12} en $N_1 - N_2$ introduit une borne supérieure à sa valeur car lorsque le niveau de Fermi dépasse le niveau 2, $N_1 - N_2$ ne varie plus, comme montré sur la figure 3.2.a. En effet, cette quantité représente le nombre de transitions possibles entre deux sous-bandes, et la saturation est due au blocage de Pauli qui survient lorsque la sous-bande supérieure commence à se remplir (voir le diagramme de bandes figure 3.2.b). De plus, cette dépendance est également responsable d'une diminution de la constante de couplage lorsqu'on augmente la température, car un certain nombre d'électrons du niveau 1 vont peupler thermiquement le niveau 2, comme on peut le voir sur les courbes rouge (à 77 K) et bleue (à 300 K) de la figure 3.2.a. Enfin, une augmentation de la densité d'électrons telle que le niveau de Fermi dépasse le niveau 2 introduit une nouvelle excitation inter-sous-bande à une énergie différente $\hbar\tilde{\omega}_{23}$.

Néanmoins, en augmentant la densité électronique au-delà du niveau 2, le nombre total d'électrons interagissant avec la lumière augmente toujours. De plus on peut s'attendre à ce que l'effet des interactions coulombiennes devienne de plus en plus important. Dans le cas où deux sous-bandes sont peuplées, une modification profonde de la réponse optique a été observée [43] dans un puits quantique dans le système InAs/AlSb : en plus de la renormalisation de l'énergie des deux pics, il a été démontré une redistribution des amplitudes d'absorption en faveur du pic à haute énergie. Ceci est montré sur la figure 3.3 qui compare la réponse optique du puits quantique de la référence [43] avec (courbe bleue) et sans (courbe rouge) les interactions de Coulomb¹.

On voit que les interactions coulombiennes sont susceptibles de modifier le couplage entre la lumière et les excitations électroniques d'un gaz bidimensionnel d'électrons. Nous allons chercher à caractériser quantitativement ces

1. Les courbes de la figure 3.3.b ont été calculées en utilisant le modèle semi-classique qui sera décrit dans le paragraphe 3.2. Elles sont présentées ici afin d'introduire de façon qualitative les effets de l'interaction coulombienne sur la forme des spectres.

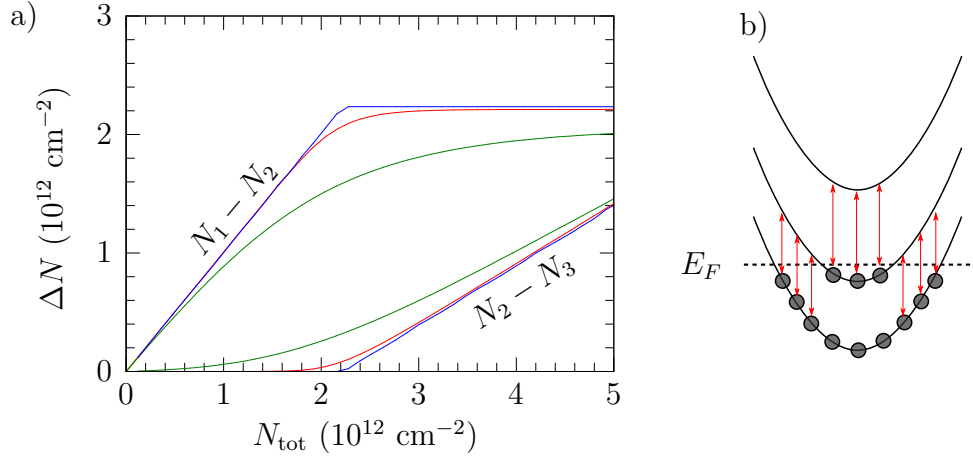


FIGURE 3.2 – a) différences de population $N_1 - N_2$ et $N_2 - N_3$ d'un puits GaInAs/AlInAs large de 120 Å à différentes températures : 0 K (en bleu), 77 K (en rouge) et 300 K (en vert). $N_1 - N_2$ sature quand N_{tot} augmente, et diminue avec T pour N_{tot} fixé. b) diagramme de bandes schématisé d'un système à trois niveaux. Les flèches rouges indiquent les transitions possibles.

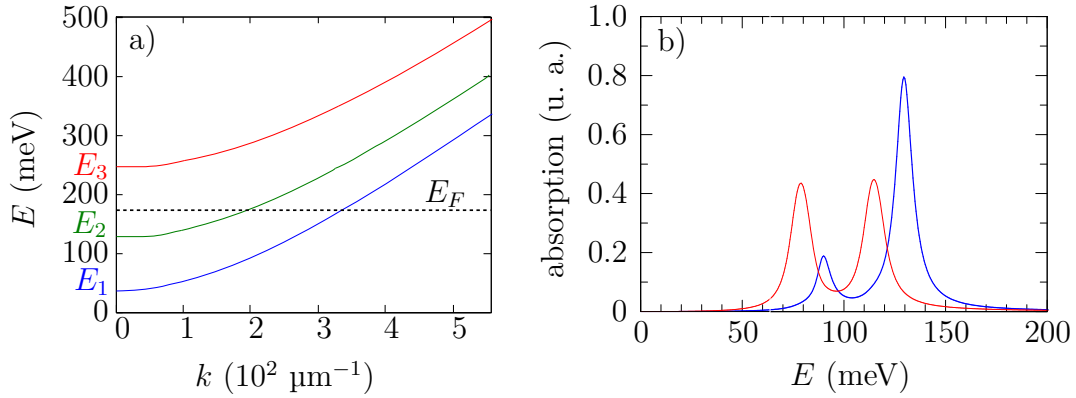


FIGURE 3.3 – a) diagramme de bandes et b) simulation de la réponse optique du puits quantique de la référence [43] avec (courbe bleue) et sans (courbe rouge) les interaction coulombiennes.

effets dans des puits quantiques fortement dopés dont les deux premiers niveaux sont peuplés. Nous allons donc chercher à décrire la réponse optique de tels systèmes au moyen de modèles pouvant prendre en compte simultanément les interactions entre les charges et le couplage avec la lumière.

Les deux modèles que nous allons utiliser dans cette section sont des généralisations des modèles présentés dans le chapitre d'introduction : la descrip-

tion semi-classique du système par sa constante diélectrique dans le modèle de Lorentz [35], et la description quantique au moyen du hamiltonien d'interaction lumière-matière dans la jauge dipolaire [81]. Nous verrons que ces approches différentes fournissent des résultats identiques tout en présentant des avantages assez complémentaires. Nous allons donc d'abord présenter le principe du calcul dans chacun des deux formalismes, et ensuite les résultats qu'ils permettent d'obtenir, et leurs conséquences.

3.2 Modèle semi-classique

3.2.1 Cadre du modèle

L'interaction entre la lumière et un gaz bidimensionnel d'électrons peut être décrite par sa fonction diélectrique. Elle est caractérisée par une ou plusieurs énergies de résonance, et une constante de couplage associée à chacune d'entre elles, qui sont respectivement les pôles et les résidus de la fonction $\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}}$ [35].

Dans le cas d'un puits quantique avec une seule sous-bande occupée (voir figure 3.4.a), la fonction diélectrique s'écrit

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + i\gamma\omega} \right) \quad (3.1)$$

avec $\omega_{P12}^2 = \frac{f_{12}(N_1 - N_2)e^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_s L_{\text{eff}}}$ avec N_1 et N_2 les populations respectives de la première et de la deuxième sous-bande, f_{12} la force d'oscillateur de la transition $1 \rightarrow 2$, ε_s la constante diélectrique relative du milieu en l'absence du gaz d'électrons, L_{eff} la largeur effective du puits quantique. Le paramètre γ correspond à l'élargissement de la raie d'absorption, et dépend du temps de vie de l'électron sur la sous-bande excitée. Dans le moyen infra-rouge, on a $\gamma/\omega_{12} \approx 10\%$.

On trouve alors

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}} = \left(1 + \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \tilde{\omega}_{12}^2 + i\gamma\omega} \right)$$

avec $\tilde{\omega}_{12} = \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2}$.

Comme montré dans le premier chapitre, la forme du spectre d'absorption associé est donné par

$$\Re(\tilde{\sigma}) = \varepsilon_0\varepsilon_s L_{\text{eff}}\omega \Im\left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}}\right) = \varepsilon_0 L_{\text{eff}} \frac{\pi}{2} \omega_{P12}^2 \mathcal{L}_\gamma(\omega - \tilde{\omega}_{12})$$

où $\mathcal{L}_\gamma(\omega - \tilde{\omega}_{12})$ est la fonction lorentzienne de largeur à mi-hauteur γ , centrée en $\tilde{\omega}_{12}$. On a donc une résonance de forme lorentzienne décalée vers les hautes énergies par rapport à l'énergie inter-sous-bande nue, à laquelle est

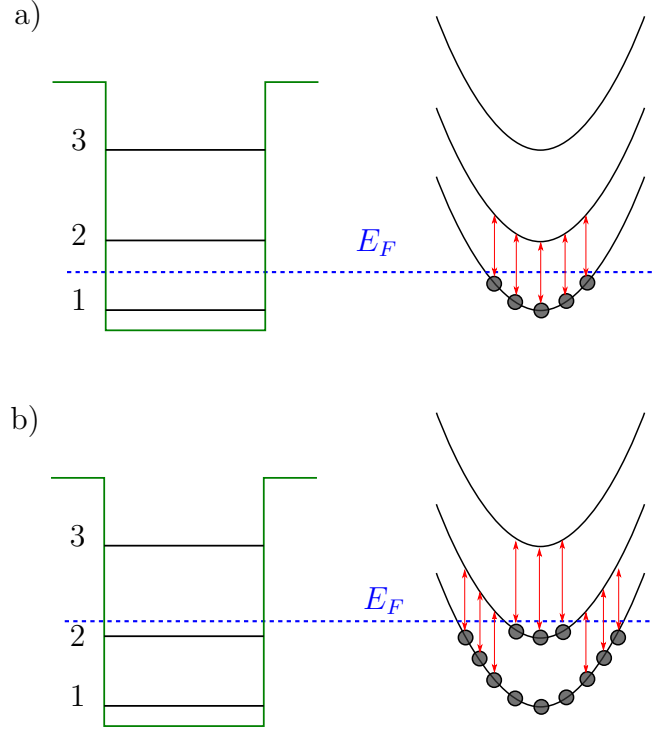


FIGURE 3.4 – a) diagramme de bandes schématique d'un puits quantique avec une seule sous-bande remplie. b) diagramme de bandes schématique d'un puits quantique ayant deux sous-bandes remplies. Les flèches rouges indiquent les transitions autorisées.

associée une amplitude d'absorption proportionnelle à ω_{P12}^2 . Ces propriétés de la réponse optique du système sont caractéristiques de l'excitation d'un mode collectif du système, le plasmon inter-sous-bande, mettant en jeu l'ensemble des transitions inter-sous-bandes du gaz d'électrons. Dans la suite, nous négligerons l'élargissement γ , sans perte de généralité puisqu'il suffit de remplacer ω^2 par $\omega^2 + i\gamma\omega$ chaque fois qu'il intervient.

Nous allons maintenant étendre ce modèle à la situation d'un niveau de Fermi entre le niveau 2 et le niveau 3, où deux transitions sont possibles.

3.2.2 Résonances d'absorption

Dans un puits quantique dont deux sous-bandes sont remplies (voir figure 3.4.b), il y a deux transitions inter-sous-bandes qui entrent en jeu, d'éner-

gies $\hbar\omega_{12}$ et $\hbar\omega_{23}$ ². Chacune d'elles contribue sous la même forme, donnant une constante diélectrique

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2} - \frac{\omega_{P23}^2}{\omega^2 - \omega_{23}^2} \right) \quad (3.2)$$

À partir de cette équation, nous pouvons déduire

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}} = 1 + \frac{(\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2)(\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{12}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{23}^2) - \omega_{P12}^2 \omega_{P23}^2} \quad (3.3)$$

où l'on a posé

$$\omega_0^2 = \frac{\omega_{P12}^2 \omega_{23}^2 + \omega_{P23}^2 \omega_{12}^2}{\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2}$$

Les énergies des résonances, fournies par les pôles de $\frac{1}{\varepsilon_{zz}}$, sont donc les deux solutions de l'équation $(\omega^2 - \tilde{\omega}_{12}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{23}^2) - \omega_{P12}^2 \omega_{P23}^2 = 0$ c'est-à-dire

$$\Omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(\tilde{\omega}_{12}^2 + \tilde{\omega}_{23}^2 \pm \sqrt{(\tilde{\omega}_{12}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2)^2 + 4\omega_{P12}^2 \omega_{P23}^2} \right) \quad (3.4)$$

Nous avons donc deux résonances dont les énergies dépendent du désaccord entre les énergies des deux plasmons inter-sous-bandes $\tilde{\omega}_{12}$ et $\tilde{\omega}_{23}$. Une relation d'ordre ($\Omega_+ > \Omega_-$) est établie entre les deux racines, sans en avoir supposé pour celles des énergies des transitions nues : leur rôle n'est donc pas symétrique. Lorsqu'on augmente $\tilde{\omega}_{12}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2$, Ω_+ tend vers la plus grande des deux énergies $\tilde{\omega}_{12}$ et $\tilde{\omega}_{23}$, et Ω_- vers la plus petite.

3.2.3 Amplitudes d'absorption : fréquences plasma effectives

Le calcul des fréquences plasma se fait en partant de la forme factorisée

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}} = 1 + \frac{(\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2)(\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \Omega_+)(\omega^2 - \Omega_-)}$$

que l'on peut décomposer en éléments simples :

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}} = 1 + (\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2) \left(\frac{K_+}{\omega^2 - \Omega_+^2} + \frac{K_-}{\omega^2 - \Omega_-^2} \right) \quad (3.5)$$

2. Nous négligerons, dans ce chapitre, les transitions entre niveaux non consécutifs car leur force d'oscillateur ne dépasse pas 3 % de celles des transitions $i \rightarrow i+1$

avec

$$K_{\pm} = \frac{1}{2} \pm \frac{(\tilde{\omega}_{12}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2)(\omega_{P12}^2 - \omega_{P23}^2) + 4\omega_{P12}^2\omega_{P23}^2}{2(\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2)\sqrt{(\tilde{\omega}_{12}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2)^2 + 4\omega_{P12}^2\omega_{P23}^2}}$$

En posant $\Omega_{P+}^2 = K_+(\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2)$ et $\Omega_{P-}^2 = K_-(\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2)$, on peut réécrire $\varepsilon_s/\varepsilon_{zz}$ sous la forme suivante :

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{zz}} = 1 + \frac{\Omega_{P+}^2}{\omega^2 - \Omega_+^2} + \frac{\Omega_{P-}^2}{\omega^2 - \Omega_-^2} \quad (3.6)$$

On voit donc ici que le spectre d'absorption présentera deux résonances d'amplitudes proportionnelles à Ω_{P+}^2 et Ω_{P-}^2 , aux énergies Ω_+ et Ω_- . Par conséquent Ω_{P+} et Ω_{P-} sont les deux pulsations plasma effectives associées aux deux pics d'absorption d'énergies $\hbar\Omega_+$ et $\hbar\Omega_-$, et directement reliées à leurs amplitudes. On voit que ces amplitudes dépendent des pulsations plasma ω_{P12} et ω_{P23} associées aux deux plasmons inter-sous-bandes (donc des densités de charge) ainsi que du désaccord entre leurs énergies, témoignant d'un couplage entre les deux transitions du puits quantique qui résulte en une redistribution des amplitudes d'absorption. Nous allons étudier cela en détail par la suite. Auparavant, nous allons montrer que l'on retrouve les mêmes résultats au moyen d'un modèle quantique qui nous offrira une meilleure compréhension de l'origine microscopique des deux modes collectifs.

3.3 Description quantique

3.3.1 Hamiltonien du système

Nous avons vu dans le premier chapitre que dans le cas d'un puits quantique en interaction avec un mode de microcavité d'énergie $\hbar\omega_c$, l'hamiltonien du système s'écrit, dans la jauge dipolaire [50] :

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{phot}} + H_{\text{mat}} + H_{\text{int}} \\ &= \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + 1/2 \right) + \hbar\tilde{\omega}_{12} p_{12}^\dagger p_{12} + i \frac{\hbar\omega_{P12}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{12}}} (a - a^\dagger) (p_{12} + p_{12}^\dagger) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Cette expression est valable dans le cas d'un puits à sous-bandes paraboliques, avec une seule sous-bande occupée. Sous cette forme, la partie matière du hamiltonien, qui prend en compte naturellement l'interaction coulombienne entre les électrons, est diagonale ; $p_{12}^\dagger$ est l'opérateur de création d'une excitation collective, le plasmon inter-sous-bande, associant à poids égal toutes les transitions à une particule ; l'énergie de cette excitation, $\hbar\tilde{\omega}_{12} = \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2}$, rend compte du *plasma shift*.

Dans l'équation 3.7, la constante de couplage entre la lumière et la matière vaut $\hbar\Omega = \frac{\hbar\omega_{P12}}{2}\sqrt{f_w\frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{12}}}$, et est égale au dédoublement de Rabi lorsque $\omega_c = \tilde{\omega}_{12}$. En le divisant par $\sqrt{f_w}/2$, on obtient la fréquence de plasma associée à l'excitation collective, indépendante de la géométrie du système, et qui nous renseigne sur l'amplitude du pic observé lors de mesures d'absorption. Ce terme caractérise donc la réponse optique du gaz bidimensionnel de façon plus générale que dans la seule situation d'un couplage avec un unique mode de microcavité.

La référence [81] généralise cet hamiltonien au cas où plusieurs sous-bandes sont remplies. Dans le cas de deux niveaux peuplés (figure 3.4.b), on peut définir les opérateurs de création de deux plasmons inter-sous-bandes : $p_{12}^\dagger$ et $p_{23}^\dagger$, associés aux transitions $1 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 3$. Dans ce contexte, l'hamiltonien s'écrit alors :

$$\begin{aligned} H = H_{\text{phot}} + H_{\text{mat}} + H_{\text{int}} = & \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + 1/2 \right) \\ & + \hbar\tilde{\omega}_{12} p_{12}^\dagger p_{12} + \hbar\tilde{\omega}_{23} p_{23}^\dagger p_{23} + \hbar\Xi \left(p_{12} + p_{12}^\dagger \right) \left(p_{23} + p_{23}^\dagger \right) \\ & + i \frac{\hbar\omega_{P12}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{12}}} \left(a - a^\dagger \right) \left(p_{12} + p_{12}^\dagger \right) + i \frac{\hbar\omega_{P23}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{23}}} \left(a - a^\dagger \right) \left(p_{23} + p_{23}^\dagger \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

La partie photonique est identique au cas d'une seule transition ; la partie d'interaction est la somme des interactions de chacun des plasmons inter-sous-bandes avec la lumière ; la partie matière du hamiltonien présente, en plus de la somme des deux termes associés aux deux excitations, un terme décrivant leur couplage mutuel. L'énergie de ce couplage vaut

$$\hbar\Xi = \frac{\hbar}{2} C \frac{\omega_{P12}\omega_{P23}}{\sqrt{\tilde{\omega}_{12}\tilde{\omega}_{23}}} \quad (3.9)$$

avec C un paramètre géométrique traduisant le recouvrement spatial mutuel des deux excitations inter-sous-bandes, qui dépend des fonctions d'onde en jeu : $C = \int dz \xi_{12}(z) \xi_{23}(z) / \sqrt{\int dz \xi_{12}^2(z) \xi_{23}^2(z)}$ où $\xi_{ij}(z) = \varphi_i \partial_z \varphi_j - \varphi_j \partial_z \varphi_i$ est le courant inter-sous-bande associé à la transition $i \rightarrow j$. C est très proche de 1 dans le cas des transitions entre les sous-bandes consécutives d'un puits carré.

La figure 3.5.a décrit schématiquement les interactions ayant lieu dans le système : les plasmons inter-sous-bandes (représentés par des boucles vertes) interagissent entre eux (flèche noire) et avec la lumière (flèches bleues). Nous allons voir que cet hamiltonien décrivant le système nous permet d'établir les modes propres du système, superpositions des plasmons inter-sous-bandes,

associés aux opérateurs de création $P_{\pm}^{\dagger}$, ainsi que de calculer leur énergie $\Omega_{\pm}$ et leur fréquence plasma effective $\Omega_{P\pm}$ caractérisant leur interaction avec la lumière, tout cela sous une forme analogue à celle de plasmons inter-sous-bandes sans interaction [82], comme le représente la figure 3.5.b. Nous allons voir que ces énergies et ces pulsations plasma effectives s'identifient aux pôles et aux résidus de la fonction diélectrique du puits quantique calculée dans la partie 3.2.

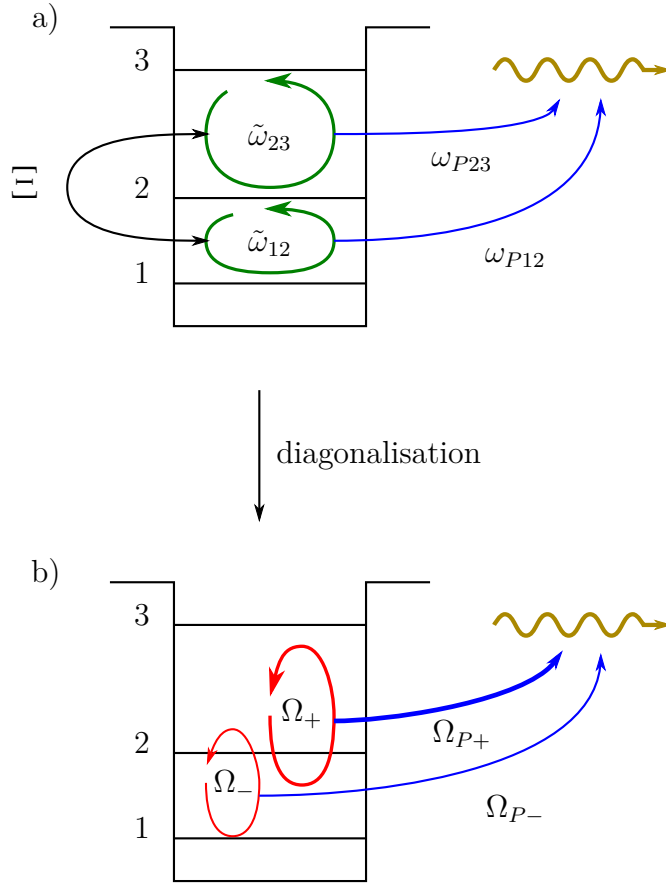


FIGURE 3.5 – a) schéma des plasmons inter-sous-bandes (flèches vertes) et de leurs interactions entre eux (flèche noire) et avec la lumière (flèches bleues) b) schéma des excitations du système après diagonalisation de la partie matière (flèches rouges) et de leur interaction avec la lumière (flèches bleues).

3.3.2 Diagonalisation de la partie matière : modes propres du système

Nous allons dans un premier temps ne considérer que la partie matière de l'hamiltonien : $H_{\text{mat}} = \hbar\tilde{\omega}_{12}p_{12}^\dagger p_{12} + \hbar\tilde{\omega}_{23}p_{23}^\dagger p_{23} + \hbar\Xi (p_{12} + p_{12}^\dagger)(p_{23} + p_{23}^\dagger)$ dont la diagonalisation va nous donner les modes propres, combinisons linéaires des deux plasmons inter-sous-bandes, et leurs énergies propres.

Les deux modes propres, décrits par les opérateurs bosoniques de création $P_\pm^\dagger$ et les énergies $\hbar\Omega_\pm$, doivent vérifier $[P_\pm, H_{\text{mat}}] = \hbar\Omega_\pm P_\pm$. On écrit les opérateurs associés aux modes propres comme des combinaisons linéaires de ceux associés aux excitations inter-sous-bandes : $P_\pm = Y_{\pm 12}p_{12} + Y_{\pm 23}p_{23} + T_{\pm 12}p_{12}^\dagger + T_{\pm 23}p_{23}^\dagger$, la relation de commutation est alors équivalente au système d'équations

$$\Omega_\pm \begin{pmatrix} Y_{\pm 12} \\ Y_{\pm 23} \\ T_{\pm 12} \\ T_{\pm 23} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\omega}_{12} & 0 & \Xi & -\Xi \\ 0 & -\tilde{\omega}_{12} & \Xi & -\Xi \\ \Xi & -\Xi & \tilde{\omega}_{23} & 0 \\ \Xi & -\Xi & 0 & -\tilde{\omega}_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_{\pm 12} \\ Y_{\pm 23} \\ T_{\pm 12} \\ T_{\pm 23} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

qui aboutit à l'équation aux valeurs propres :

$$(\tilde{\omega}_{12}^2 - \Omega_\pm^2)(\tilde{\omega}_{23}^2 - \Omega_\pm^2) - 4\tilde{\omega}_{12}\tilde{\omega}_{23}\Xi^2 = 0 \quad (3.11)$$

dont les solutions sont

$$\Omega_\pm^2 = \frac{1}{2} \left(\tilde{\omega}_{12}^2 + \tilde{\omega}_{23}^2 \pm \sqrt{(\tilde{\omega}_{12}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2)^2 + (4\Xi)^2 \tilde{\omega}_{12}\tilde{\omega}_{23}} \right) \quad (3.12)$$

qui s'identifie à l'équation 3.6 dans le cas où $C = 1$. Cette hypothèse est implicitement contenue dans la description semiclassique. En effet, la fonction diélectrique décrit le comportement électromagnétique d'une région de l'espace bien définie ; dans notre cas, cela suppose donc que les deux transitions inter-sous-bandes « occupent » la même région de l'espace, ce qui équivaut à l'hypothèse $C = 1$ dans le modèle quantique. C'est effectivement quasiment le cas dans un puits carré. L'avantage du modèle quantique est la possibilité de voir clairement l'origine microscopique de la renormalisation des pics par le couplage coulombien.

Dans des systèmes à trois niveaux provenant de géométries plus complexes (par exemple les configurations en V ou en Λ que l'on peut obtenir en couplant plusieurs puits), le paramètre C peut être non nul même si deux des trois fonctions enveloppes en jeu ont un recouvrement mutuel nul. Ainsi, le couplage coulombien entre les transitions pourrait établir une relation de cohérence entre des états spatialement éloignés, modifiant la réponse optique de tels systèmes. Ceci peut constituer un prolongement de notre étude, qui

se limitera ici aux puits quantiques simples.

Les composantes $Y_{\pm ij}$ et $T_{\pm ij}$ se déduisent également du système 3.10 et de la condition de bosonicité $[P_{\pm}, P_{\pm}^{\dagger}] = 1$, qui nous donne $Y_{\pm 12}^2 - T_{\pm 12}^2 + Y_{\pm 23}^2 - T_{\pm 23}^2 = 1$. Afin de mieux caractériser le couplage, on introduit, de façon similaire aux coefficients de Hopfield pour les polaritons, des coefficients décrivant les composantes des deux modes collectifs sur les excitations inter-sous-bandes, de la façon suivante : $h_{\pm ij} = Y_{\pm ij}^2 - T_{\pm ij}^2$, qui décrivent la part de l'excitation inter-sous-bande ij dans le mode collectif $\pm$. Ces coefficients s'expriment ainsi :

$$\begin{aligned} h_{\pm 12} &= \frac{1}{1 + \frac{\tilde{\omega}_{23} (\Omega_{\pm}^2 - \tilde{\omega}_{12}^2 + 2\Xi\tilde{\omega}_{12})}{\tilde{\omega}_{12} (\Omega_{\pm}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2 + 2\Xi\tilde{\omega}_{23})}} \\ h_{\pm 23} &= \frac{1}{1 + \frac{\tilde{\omega}_{12} (\Omega_{\pm}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2 + 2\Xi\tilde{\omega}_{23})}{\tilde{\omega}_{23} (\Omega_{\pm}^2 - \tilde{\omega}_{12}^2 + 2\Xi\tilde{\omega}_{12})}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Ils vérifient les deux relations suivantes : $h_{\pm 12} + h_{\pm 23} = 1$ et $h_{+ij} + h_{-ij} = 1$, ce qui nous permet également de vérifier que $h_{+12} = h_{-23}$ et $h_{-12} = h_{+23}$.

Nous voyons donc que l'existence de deux plasmons inter-sous-bandes d'énergies différentes, associée à la présence d'une densité de charge importante qui rend la constante de couplage entre les deux plasmons non négligeable par rapport à leur énergie, aboutit à l'émergence de deux nouveaux modes propres correspondant à des excitations collectives qui hybrident les deux plasmons inter-sous-bandes indépendants.

Cette situation est analogue à celle de deux oscillateurs mécaniques couplés (pendules couplés par un fil de torsion, systèmes masse-ressort couplés par un troisième ressort...) dont les modes propres correspondent à une oscillation collective des deux composantes couplées. Ici les oscillateurs sont les deux plasmons inter-sous-bandes, et leur couplage provient des interaction coulombiennes.

Nous allons maintenant nous intéresser au terme d'interaction afin de voir comment chacun de ces deux modes se couple avec la lumière.

3.3.3 Interaction des modes propres avec la lumière

Le terme d'interaction dépend des opérateurs p_{ij} , qu'il faut exprimer en fonction des nouveaux opérateurs $P_{\pm}$ pour obtenir les énergies de plasma

associées aux modes propres ; plus exactement, il suffira d'exprimer la somme $p_{ij} + p_{ij}^\dagger$ en fonction des $P_\pm + P_\pm^\dagger$.

D'après la définition des opérateurs $P_\pm$, on a la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} P_+ + P_+^\dagger \\ P_- + P_-^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{+12} + T_{+12} & Y_{+23} + T_{+23} \\ Y_{-12} + T_{-12} & Y_{-23} + T_{-23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{12} + p_{12}^\dagger \\ p_{23} + p_{23}^\dagger \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

qu'il faut alors inverser. En appelant X la matrice inverse, on obtient :

$$\begin{pmatrix} p_{12} + p_{12}^\dagger \\ p_{23} + p_{23}^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{+12} & X_{-12} \\ X_{+23} & X_{-23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_+ + P_+^\dagger \\ P_- + P_-^\dagger \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

On cherche à exprimer l'hamiltonien d'interaction sous la forme

$$H_{\text{int}} = i \frac{\hbar \Omega_{P+}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\Omega_+}} (a - a^\dagger) (P_+ + P_+^\dagger) + i \frac{\hbar \Omega_{P-}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\Omega_-}} (a - a^\dagger) (P_- + P_-^\dagger)$$

dont l'expression est analogue à l'hamiltonien d'interaction entre les plasmons inter-sous-bandes et un mode photonique (3.8), où $P_\pm$, $\Omega_\pm$ et $\Omega_{P\pm}$ remplacent respectivement p_{ij} , ω_{ij} et ω_{Pij} . Les grandeurs Ω_{P+} et Ω_{P-} sont alors définies comme les fréquences plasma effectives associés aux deux modes collectifs, qui caractérisent entièrement leur interaction avec la lumière. D'après 3.8 et 3.15, nous obtenons

$$\Omega_{P\pm} = \omega_{P12} X_{\pm 12} \sqrt{\frac{\Omega_\pm}{\tilde{\omega}_{12}}} + \omega_{P23} X_{\pm 23} \sqrt{\frac{\Omega_\pm}{\tilde{\omega}_{23}}} \quad (3.16)$$

Ces fréquences plasma effectives nous permettent de définir la constante diélectrique effective du milieu par la relation

$$\varepsilon_s / \varepsilon_{zz}(\omega) = 1 + \frac{\Omega_{P+}^2}{\omega^2 - \Omega_+^2} + \frac{\Omega_{P-}^2}{\omega^2 - \Omega_-^2}$$

qui s'identifie à l'équation 3.5 lorsque $C = 1$. En effet, même si les fréquences plasma effectives s'expriment différemment de celles calculées avec le modèle semi-classique, le calcul de leurs valeurs ne montre pas de différence avec l'expression 3.5.

Dans la suite, nous allons étudier le comportement des énergies et des amplitudes des deux modes collectifs lorsque les paramètres du système varient.

3.4 Résultats et conséquences

Comme nous avons vu précédemment, le couplage entre les deux plasmons inter-sous-bandes dépend de leur énergie et de leur fréquence plasma ; on peut

donc le faire varier en modifiant la densité électronique dans le puits quantique, ainsi que le potentiel de confinement, donc les niveaux d'énergie. Nous allons voir successivement comment ces deux paramètres influent sur les deux modes collectifs du système.

3.4.1 Dépendance avec le désaccord

La première étude que nous pouvons mener, dotés des expressions analytiques des amplitudes et des énergies associées aux deux excitations collectives du système (équations 3.4 et 3.5), est de les tracer en fonction du désaccord entre les deux énergies inter-sous-bandes ω_{12} et ω_{23} . Cette première analyse, essentiellement qualitative, nous permettra d'observer l'impact important du couplage entre les plasmons inter-sous-bandes sur la réponse optique du système, par comparaison avec la situation de plasmons non couplés.

Nous allons pour cela supposer que l'une des énergies inter-sous-bandes, ω_{12} , est fixée, et l'autre est variable. Nous considérons également que les pulsations plasma associées aux deux transitions sont fixées.

Le désaccord entre les deux énergies est un paramètre qui peut être contrôlé essentiellement par l'ingénierie de bandes du systèmes. Un moyen de le faire varier tout en restant dans une géométrie de puits carré fixée est celui, déjà exposé dans le deuxième chapitre, de faire croître une fine barrière dans le puits quantique, au centre pour augmenter ω_{23} au détriment de ω_{12} , ou à un tiers de la largeur pour l'effet contraire. L'importance du désaccord dépend alors de l'épaisseur de la barrière.

Pour fixer les idées, nous avons considéré un puits de 107 Å en GaAs/AlGaAs, système de matériaux dont on négligera la non-parabolicité. Les paramètres adoptés sont représentés à la figure 3.6 : le dopage est fixé à $3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. L'énergie E_{12} est fixée à 78 meV, et E_{23} est considérée comme variable (dans le cas d'un simple puits carré, elle vaudrait 126 meV). On obtient ainsi $\hbar\omega_{P12} = 62 \text{ meV}$ et $\hbar\omega_{P23} = 34 \text{ meV}$. La température est supposée nulle, de telle sorte que la sous-bande 3 n'est pas peuplée. La figure 3.7 présente les énergies et les amplitudes des modes propres couplés, comparés avec celles des plasmons inter-sous-bandes nus.

Commençons par les énergies, dont les expressions sont données par la formule 3.4. Lorsque la différence entre $\tilde{\omega}_{12}$ et $\tilde{\omega}_{23}$ augmente, $\tilde{\omega}_{12}^2 - \tilde{\omega}_{23}^2$ domine la racine carrée, alors Ω_+^2 tend vers la plus grande des deux valeurs $\tilde{\omega}_{12}^2$ et $\tilde{\omega}_{23}^2$ (qui dépend du signe du désaccord, ce qui donne deux asymptotes), et Ω_-^2 vers la plus petite des deux. Dans le cas où $\tilde{\omega}_{12}^2 = \tilde{\omega}_{23}^2$, la différence entre Ω_+^2 et Ω_-^2 est minimale et vaut $4\omega_{P12}\omega_{P23} = 8\Xi\sqrt{\tilde{\omega}_{12}\tilde{\omega}_{23}}$. On observe donc un anticroisement entre les deux valeurs en fonction du désaccord, caractéristique du couplage fort entre deux oscillateurs (figure 3.7.a). À l'égalité entre les énergies nues

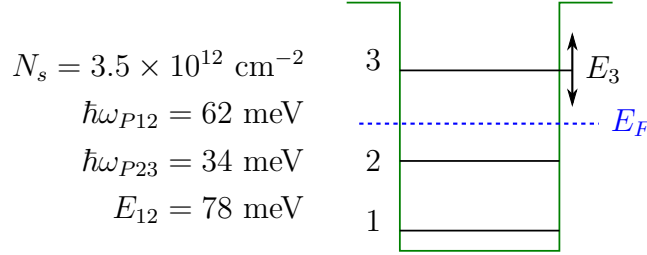


FIGURE 3.6 – schéma du puits de 107 Å en GaAs/AlGaAs considéré. E_3 est supposé variable.

($\omega_{12} = \omega_{23}$), on obtient $\Omega_- = \omega_{12} = \omega_{23}$ et $\Omega_+ = \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2}$, ce qui signifie que le pic de plus basse énergie retrouve la position des énergies nues alors que le pic de plus haute énergie subit un *plasma shift* associé à la somme des ω_{Pij}^2 .

Les amplitudes sont données par les grandeurs $\Omega_{P\pm}^2$, calculées avec la formule 3.5. On vérifie, de la même façon que pour les énergies, que lorsque $E_{23} - E_{12}$ augmente, Ω_{P+} s'identifie avec la fréquence plasma de la transition de plus haute énergie, et Ω_{P-} avec celle de la transition de plus basse énergie. Il est important de noter que $\Omega_{P+}^2 + \Omega_{P-}^2 = \omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2$: le couplage entre plasmons inter-sous-bande conserve l'amplitude d'absorption totale. Il résulte en une redistribution des amplitudes entre les deux pics d'absorption. En divisant Ω_{P+}^2 et Ω_{P-}^2 par $\omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2$ on obtient les amplitudes normalisées ($K_{\pm}$ dans la formule 3.5), qui sont tracées figure 3.7.b, comparées aux amplitudes relatives K_{ij} des plasmons inter-sous-bandes non couplés. Lorsqu'on diminue le désaccord $\omega_{23} - \omega_{12}$, l'amplitude du pic de plus grande énergie augmente alors que celle du pic de plus faible énergie diminue jusqu'à 0 à la résonance (ligne verticale pleine sur la figure 3.7). Dans le cas où $\omega_{12} = \omega_{23}$ on obtient $K_+ = 1$ et $K_- = 0$, c'est-à-dire $\Omega_{P+}^2 = \omega_{P12}^2 + \omega_{P23}^2$ et $\Omega_{P-}^2 = 0$. On n'observe alors qu'un seul pic, qui concentre la totalité de l'interaction avec la lumière. Cette situation est celle des puits paraboliques, qui ne présentent qu'un seul pic d'absorption même avec plusieurs sous-bandes différemment peuplées. Ces variations des amplitudes pour des transitions d'énergies proches témoignent d'une considérable modification de la réponse optique du système en comparaison au cas de transitions non couplées.

Lorsque $\tilde{\omega}_{12}^2 = \tilde{\omega}_{23}^2$ (au minimum de la différence d'énergie), les pulsations plasma sont alors les suivantes : $\omega_{P+}^2 = \frac{(\omega_{P12} + \omega_{P23})^2}{2}$ et $\omega_{P-}^2 = \frac{(\omega_{P12} - \omega_{P23})^2}{2}$. Ces deux grandeurs sont égales lorsque $\omega_{12}^2 - \omega_{23}^2 = \frac{4\omega_{P12}^2\omega_{P23}^2}{\omega_{P12}^2 - \omega_{P23}^2}$.

Le cas d'un puits quantique réel de 107 Å avec $E_{12} = 78$ meV et $E_{23} = 126$ meV est repéré par une ligne verticale pointillée. On remarque

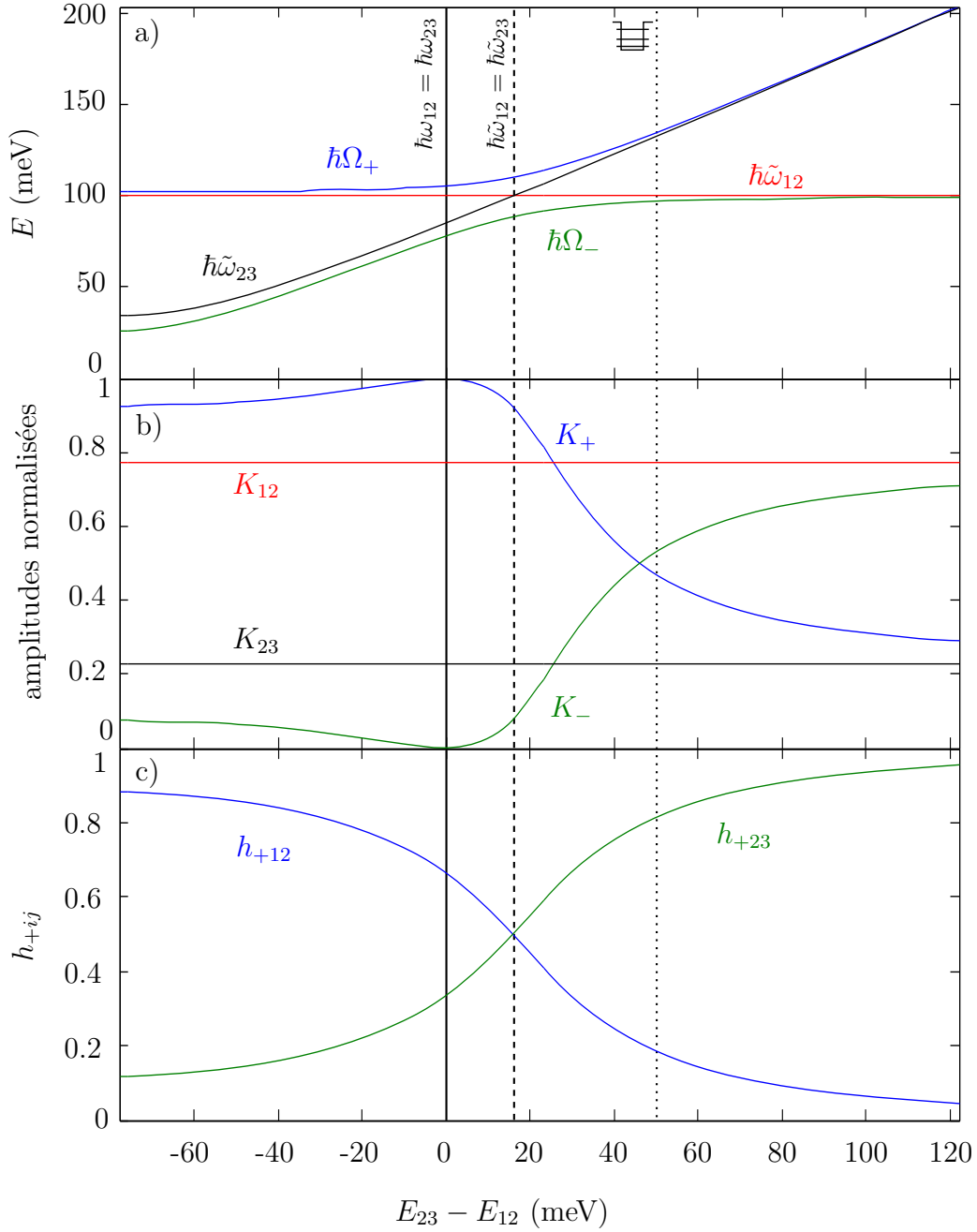


FIGURE 3.7 – a) énergies des plasmons inter-sous-bandes indépendants ($\hbar\omega_{ij}$, en rouge et en noir) et des modes propres couplés ($\hbar\Omega_{\pm}$, en bleu et en vert) en fonction du désaccord entre les deux transitions. b) amplitudes normalisées des plasmons inter-sous-bandes (K_{ij} , en rouge et en noir) et des modes propres couplés ($K_{\pm}$, en bleu et en vert). c) composantes h_{+ij} de la transition $i \rightarrow j$ dans le mode de haute énergie. La ligne verticale pleine correspond à $\hbar\omega_{12} = \hbar\omega_{23}$; la ligne verticale tiretée représente la situation où $\hbar\tilde{\omega}_{12} = \hbar\tilde{\omega}_{23}$. La ligne verticale pointillée correspond à la situation d'un puits carré de 107 Å dopé $3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

que l'énergie $\hbar\Omega_+$ est très proche de l'asymptote $\hbar\tilde{\omega}_{23}$, et $\hbar\Omega_-$ est très proche de $\hbar\tilde{\omega}_{12}$. En revanche les fréquences plasma carrées (donc les amplitudes des pics) sont encore très éloignées de leurs asymptotes : Ω_{P+}^2 vaut le double de son asymptote ω_{P23}^2 , et Ω_{P-}^2 vaut deux tiers de ω_{P12}^2 . Le spectre d'absorption présentera donc deux pics d'énergies proches des énergies attendues, mais d'amplitudes redistribuées en faveur du pic de plus haute énergie. On retrouve ici la situation observée dans la référence [43].

Les coefficients h_{+12} et h_{+23} représentent les composantes des transitions respectives $1 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 3$ dans l'excitation de haute énergie (ils sont respectivement égaux à h_{-23} et h_{-12} , composantes de ces mêmes transitions sur le mode de basse énergie) (voir la formule 3.13). Ils sont également tracés figure 3.7.c en fonction du désaccord. Nous pouvons voir que les deux modes collectifs hybrident d'autant plus les deux plasmons inter-sous-bandes que l'on se trouve proche de la résonance ; la superposition se fait à poids égal lorsque $\tilde{\omega}_{12} = \tilde{\omega}_{23}$ (cas représenté par une ligne verticale tiretée, correspondant au minimum de la différence entre les énergies des résonances) et non pas à $\omega_{12} = \omega_{23}$ (cas représenté par une ligne verticale pleine, correspondant à l'extinction du pic de basse énergie).

De façon générale, on pourra remarquer que les énergies des deux pics ne s'éloignent pas énormément de leurs valeurs asymptotiques, ce qui n'est pas le cas pour les amplitudes : aux alentours de la résonance, celles-ci varient fortement et donc peuvent présenter des valeurs très différentes des asymptotes. L'interaction du système avec la lumière se trouve donc fortement modifiée par le couplage entre les plasmons inter-sous-bandes. Ces fortes variations ont lieu lorsque les énergies sont proches, ce qui est le cas d'un puits carré, d'autant plus si le matériau présente une non-parabolicité importante.

Nous allons maintenant étudier le cas d'un puits carré à géométrie fixée, en observant l'influence de la variation de la densité de charge dans le système. Cela nous permettra d'évaluer l'impact du couplage entre plasmons inter-sous-bandes dans des systèmes usuels.

3.4.2 Dépendance avec la charge

Nous étudions ici le comportement des grandeurs $\hbar\Omega_{\pm}$ et $\Omega_{P\pm}^2$ pour une géométrie de puits quantique fixée, en fonction de la densité de charge dans le puits. Nous faisons ici l'approximation que les énergies et les fonctions d'onde ne sont pas modifiées par l'augmentation de la densité d'électrons dans le puits, approximation valable lorsque le dopage est uniforme dans le puits.

Nous verrons que nous pouvons nous rapprocher de cette situation dans laquelle tous les paramètres du système sont fixés, à l'exception de la charge, en utilisant un dispositif permettant d'appliquer une tension de grille à un

puits quantique (voir paragraphe 3.5).

On considère encore une fois un puits quantique en GaAs/AlGaAs de $107 \text{ \AA}$. Les énergies des transitions nues sont $E_{12} = 78 \text{ meV}$ et $E_{23} = 126 \text{ meV}$. Cette fois, N_s est variable, et donc également ω_{P12} et ω_{P23} . Dans le but de clairement montrer le rôle des effets collectifs sur la réponse optique du système, comme précédemment, nous comparons les grandeurs $\hbar\Omega_{\pm}$ et $\Omega_{P\pm}^2$ aux énergies et amplitudes associées à des plasmons inter-sous-bandes non couplés : $\hbar\tilde{\omega}_{ij}$ et ω_{Pij}^2 .

La figure 3.8 présente donc les énergies des excitations collectives et le carré de leurs fréquences plasma effectives, comparées à celles des plasmons non couplés, ainsi que les amplitudes relatives des pics observés (fréquences plasma normalisées par leur somme, c'est-à-dire $K_{\pm}$ dans la formule 3.5). La figure 3.9 résume simultanément les informations des figures 3.8.a et 3.8.b en traçant les amplitudes en échelle de couleur, en fonction de la charge et de l'énergie.

On peut voir que, lorsque le niveau de Fermi est inférieur au niveau 2, il n'y a qu'un seul plasmon inter-sous-bande, dont l'énergie se déplace vers le bleu et l'amplitude augmente linéairement quand la charge augmente (*plasma shift*). Lorsque le niveau de Fermi dépasse le niveau 2, on peut observer un écartement des énergies par rapport à celles des transitions non couplées ainsi qu'une redistribution importante des amplitudes par rapport à la situation de plasmons indépendants. La somme des amplitudes d'absorption est conservée lorsqu'on prend en compte le couplage entre les transitions. Pour la densité maximale, 90 % de l'amplitude totale est associée à la résonance de plus haute énergie alors qu'on attend des amplitudes proches en l'absence d'interactions. Ce mode propre associe en phase les deux plasmons inter-sous-bande, tandis que l'autre les superpose en opposition de phase, résultant en une interaction très faible avec la lumière.

On peut voir sur la figure 3.10 que la constante de couplage Ξ augmente de façon monotone avec la charge et atteint environ 20 meV, permettant cette redistribution quasi totale des amplitudes en faveur du pic à haute énergie.

La figure 3.10 montre les composantes h_{+12} et h_{+23} des transitions respectives $1 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 3$ dans l'excitation de haute énergie (respectivement égales à h_{-23} et h_{-12}) telles qu'exprimées par la formule 3.13. On peut voir que quand le niveau de Fermi dépasse le niveau 2, l'hybridation entre les deux plasmons se produit très rapidement, en se stabilisant à une valeur d'environ 77 % pour la part de la transition $2 \rightarrow 3$ dans le mode de haute énergie.

Nous allons maintenant démontrer expérimentalement ce transfert d'amplitude induit par la charge, grâce à un dispositif permettant de contrôler électriquement la densité électronique dans le puits (donc également la constante de couplage Ξ).

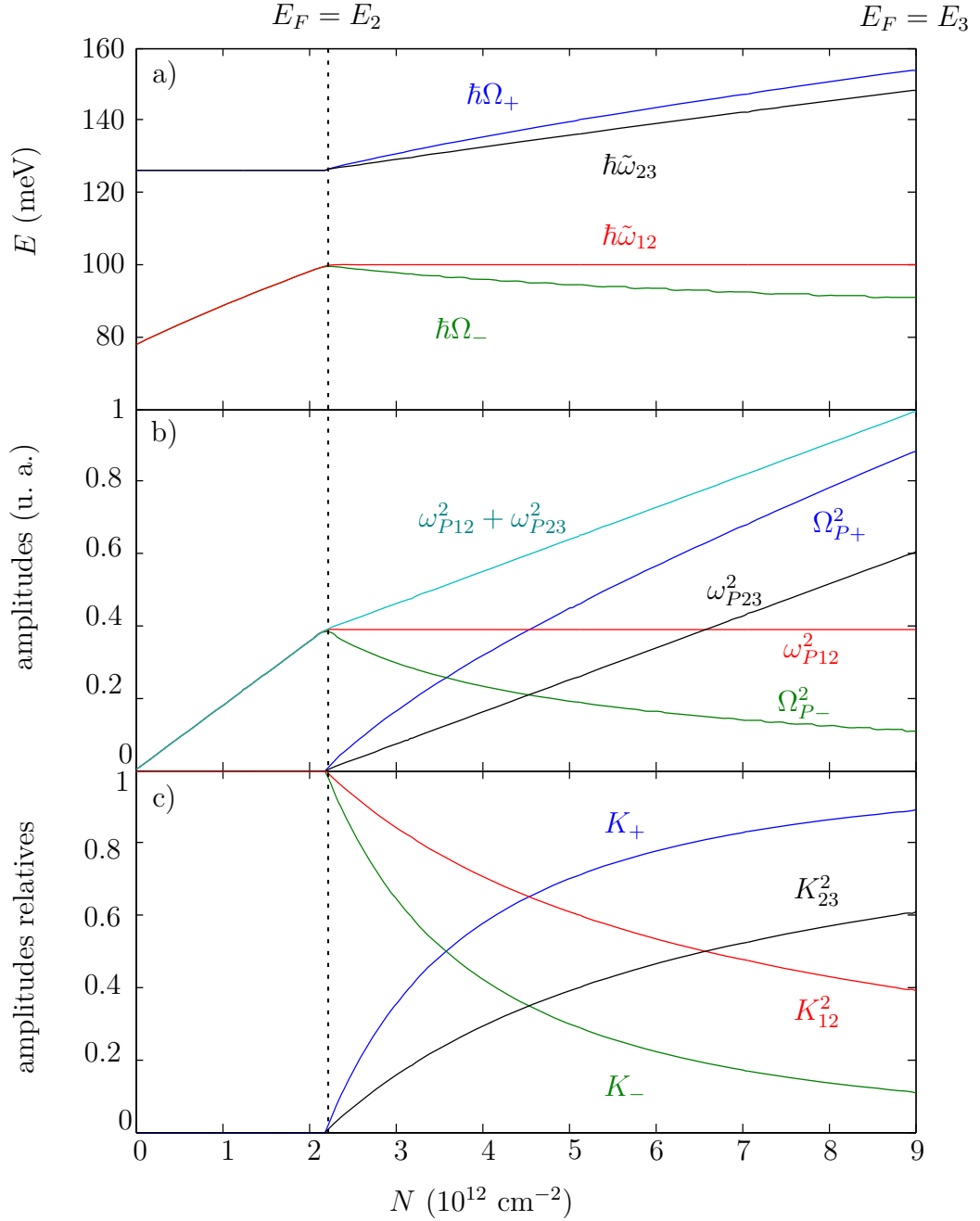


FIGURE 3.8 – a) énergies des plasmons inter-sous-bandes sans interaction ($\hbar\omega_{ij}$, en rouge et en noir) et des modes propres couplés ($\hbar\Omega_{\pm}$, en bleu et en vert) en fonction de la densité de charge. b) amplitudes d'absorption des plasmons inter-sous-bandes sans interaction (en rouge et en noir) et des modes propres couplés (en bleu et en vert), et somme des amplitudes (bleu clair) c) amplitudes normalisées des plasmons inter-sous-bandes (K_{ij} , en rouge et en noir) et des modes propres couplés ($K_{\pm}$, en bleu et en vert). La ligne pointillée indique la situation correspondant à $E_F = E_2$.

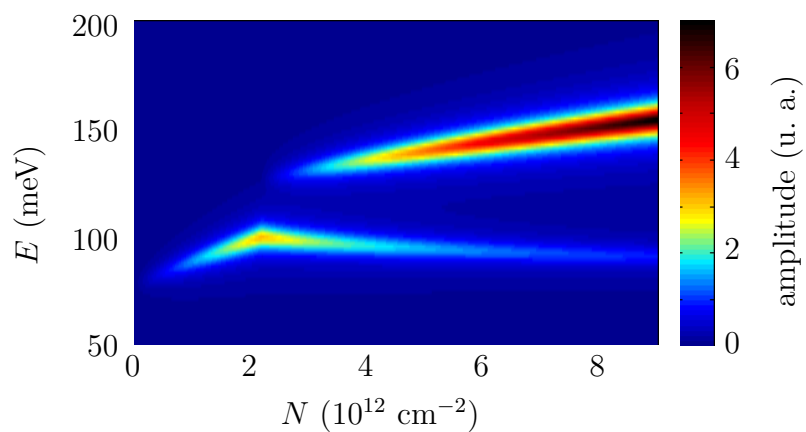


FIGURE 3.9 – amplitude d’absorption en échelle de couleur, en fonction de l’énergie et de la densité de charge. Les pics sont élargis en utilisant une fonction lorentzienne de largeur à mi-hauteur 10 meV.

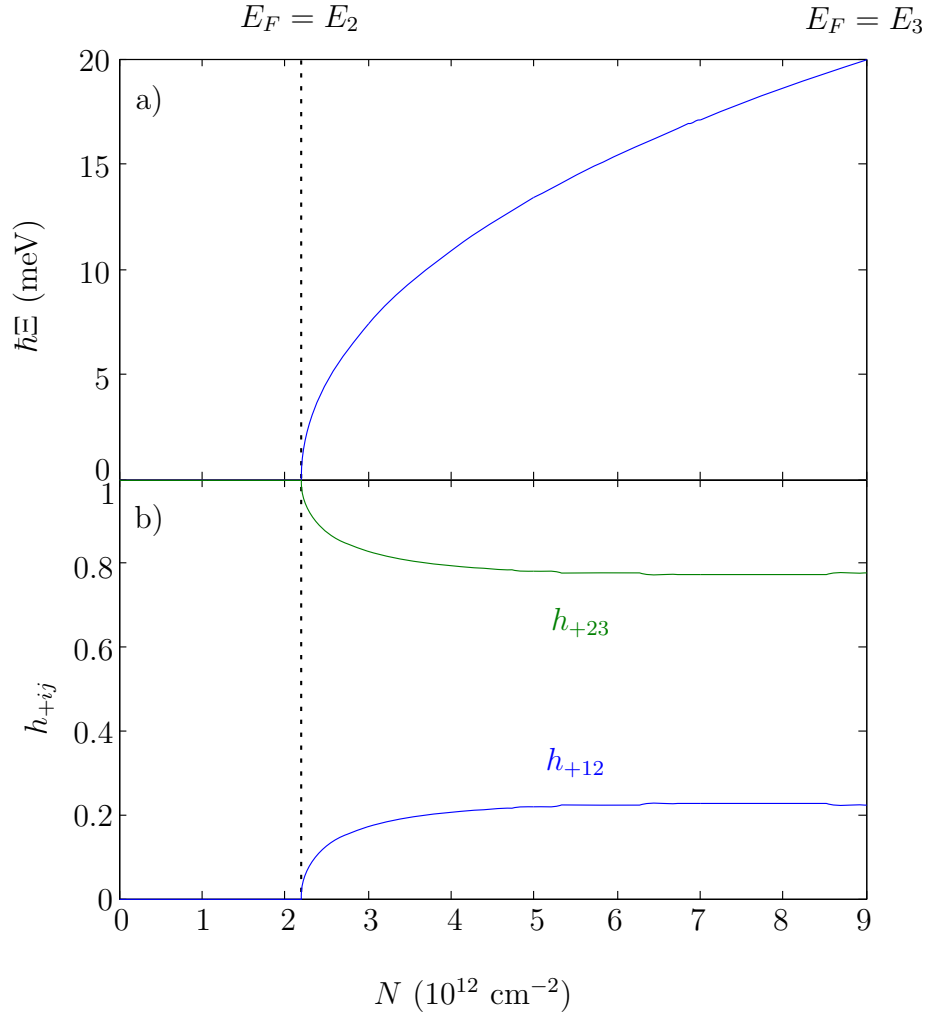


FIGURE 3.10 – a) constante de couplage Ξ en fonction de la densité de charge dans le puits.
 b) composantes h_{+ij} de la transition $i \rightarrow j$ dans le mode de haute énergie.

3.5 Démonstration expérimentale

Nous présentons ici un dispositif conçu pour observer expérimentalement les effets du couplage entre les plasmons inter-sous-bande [80], afin de retrouver les comportements suggérés par l'étude précédente, c'est-à-dire un écartement en énergie des modes propres ainsi qu'une redistribution des amplitudes des pics d'absorption en faveur du pic de plus haute énergie lorsque la densité de charge augmente. Ceci est rendu possible par l'application d'une tension de grille à un puits quantique unique, de façon similaire à la référence [39].

3.5.1 Dessin du dispositif

Le but du dispositif expérimental est de permettre d'effectuer des mesures d'absorption par le puits quantique dans une géométrie multi-passage, de la même façon qu'en 2.2.2, tout en appliquant différentes tensions de grille afin de modifier le niveau de Fermi de la structure. Il s'agit d'un puits quantique dans le système de matériaux GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As, d'une largeur de 11 nm, similaire à celui qui nous a servi à illustrer les résultats du paragraphe précédent. Les dopants (Si) se trouvent essentiellement dans le puits ($6.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) mais également dans les barrières ($3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur 10 nm, de chaque côté du puits).

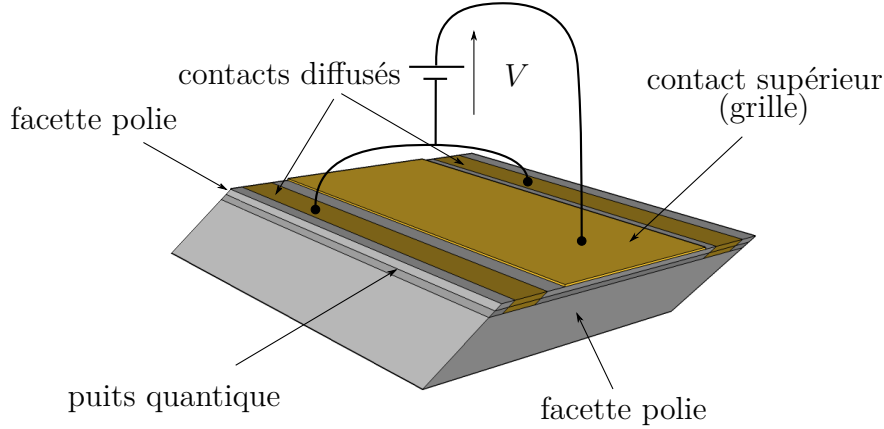


FIGURE 3.11 – schéma du dispositif.

Le contact inférieur est pris directement dans le puits quantique par diffusion d'alliage AuGe dans la structure, depuis sa surface, ce qui permet d'obtenir un contact ohmique (la réalisation est décrite en 3.5.2). Le contact supérieur est pris au moyen d'une couche d'or déposée en surface, ce qui constitue une barrière Schottky. Il servira également de miroir supérieur du guide d'onde

pour les mesures d'absorption. À cet effet, il est choisi particulièrement large (1 mm). Le schéma du dispositif est présenté à la figure 3.11.

L'influence de la tension de grille sur le diagramme de bandes de la structure est simulée en résolvant numériquement l'équation de Poisson couplée à l'équation de Schrödinger, qui nous donne le profil de la bande de conduction ainsi que la position du niveau de Fermi [83, 84]. Nous avons utilisé pour cela un programme développé par Grégory Snider, de l'université de Notre Dame (Indiana, États-Unis), disponible sur www.nd.edu/~gsnider. Les niveaux d'énergie sont déduits d'un modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ à trois bandes.

Afin de reproduire correctement le spectre d'absorption à 0 V à 77 K, nous avons utilisé les paramètres suivants : barrière Schottky de 1.3 V, puits large de 107 Å dopé uniformément à hauteur de $6.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, dopage dans les deux barrières sur 98 Å, à hauteur de $3.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Sur la figure 3.12 est représentée la structure de bandes du dispositif pour deux tensions différentes, avec en regard la simulation des spectres d'absorption associés. On s'attend à pouvoir faire varier le niveau de Fermi entre les niveaux 1 et 3.

3.5.2 Réalisation du dispositif

La croissance a été effectuée par épitaxie par jet moléculaire par Giorgio Biasiol, au laboratoire TASC, à Trieste (Italie). Le procédé de fabrication, effectué par nos soins, est schématisé en figure 3.13. Il commence par le dépôt et la diffusion des contacts inférieurs. Pour ce faire, on effectue une lithographie optique sur résine épaisse afin de protéger les zones non contactées. On dépose ensuite, dans cet ordre, 10 nm de nickel (couche d'accroche), 60 nm de germanium, 120 nm d'or (afin de constituer l'alliage), 20 nm de nickel (couche séparatrice) puis 200 nm d'or (couche de contact). Après le lift-off, l'échantillon est recuit à 450°C pendant 1 min afin de faire diffuser l'alliage dans le volume du matériau. Puis une deuxième lithographie optique est réalisée dans le but de déposer le contact supérieur, constitué de 10 nm de titane (couche d'accroche) et 150 nm d'or (couche de contact).

3.5.3 Résultats expérimentaux

Afin d'obtenir un guide d'onde pour les mesures d'absorption, nous avons poli le substrat, ainsi que les facettes d'entrée et de sortie (à 45°). L'échantillon est alors monté sur embase en cuivre plaquée or, et les contacts sont microsoudés à des contacts en céramique recouverts d'or.

La caractéristique électrique du dispositif est présentée à la figure 3.14. Grâce à la barrière Schottky, aucun courant ne circule dans la structure pour

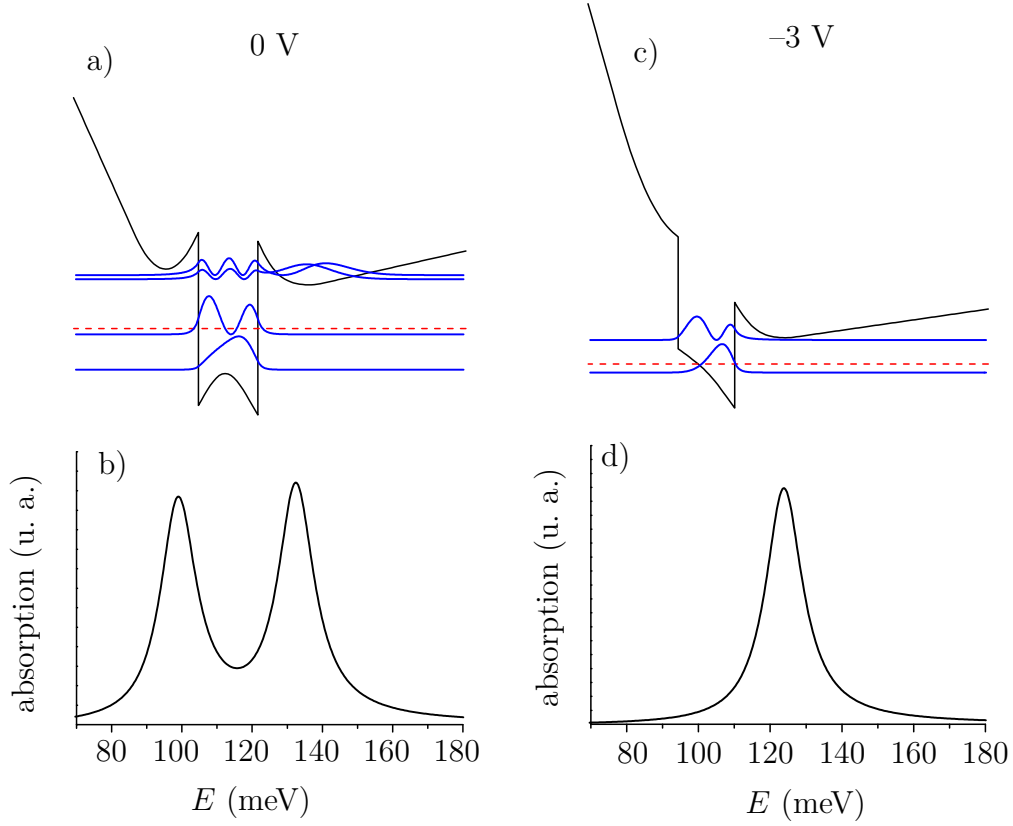


FIGURE 3.12 – a) diagramme de bandes et b) spectre d'absorption simulé du dispositif sous une tension de grille nulle ; c) diagramme de bandes et d) spectre d'absorption simulé du dispositif sous une tension de -3 V.

des tensions inférieures à 1.2 V à 77 K (0.6 V à 300 K). On pourra donc moduler la charge dans le puits, qui sera complètement vidé pour une tension d'environ -5 V.

Le montage expérimental permettant d'effectuer les mesures de transmission en fonction de la tension de grille est schématisé en figure 3.15. Les spectres sont mesurés en modulant la tension entre la grille et le contact diffusé entre une tension V_0 où le puits est vide ($V_0 = -8$ V), et la tension V qui nous intéresse, à 10 kHz. Le signal du détecteur est filtré et amplifié par un amplificateur à détection synchrone. Les spectres sont normalisés par un spectre mesuré en polarisation TM sous la tension continue V_0 . Le spectre d'absorption $A_V(E)$ que l'on obtient est donc le suivant :

$$A_V(E) = \frac{S_{V_0}(E) - S_V(E)}{S_{V_0}(E)}$$

où $S_V(E)$ est le spectre de transmission sous la tension V . Cette méthode, également utilisée dans la référence [39], permet d'une part d'obtenir un rap-

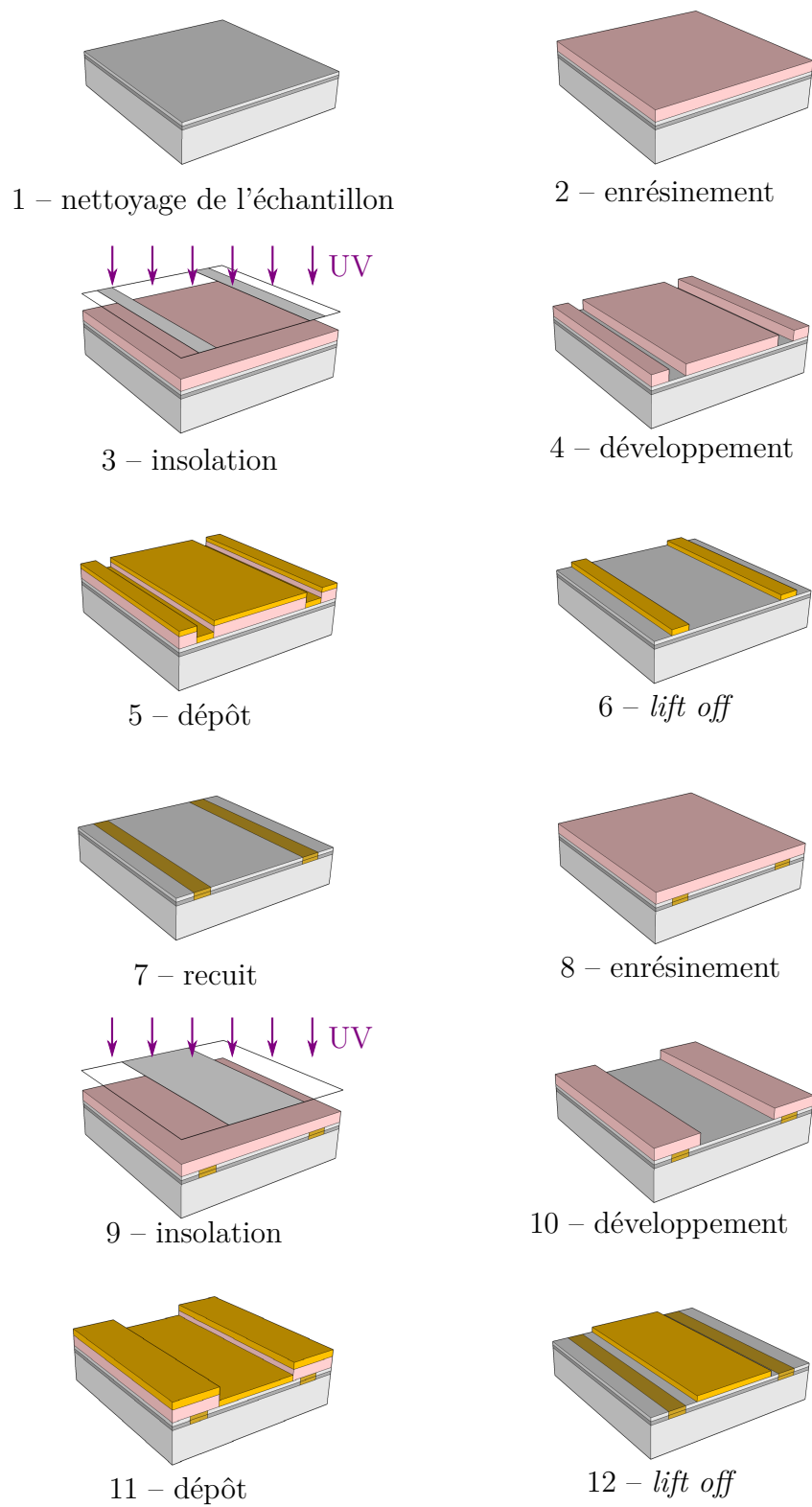


FIGURE 3.13 – procédé de microfabrication du dispositif.

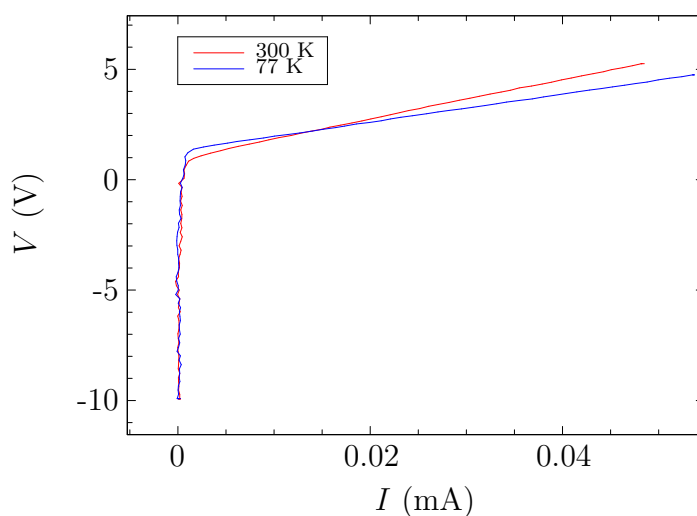


FIGURE 3.14 – caractéristique courant-tension du dispositif, à 77 K (courbe bleue) et 300 K (courbe rouge).

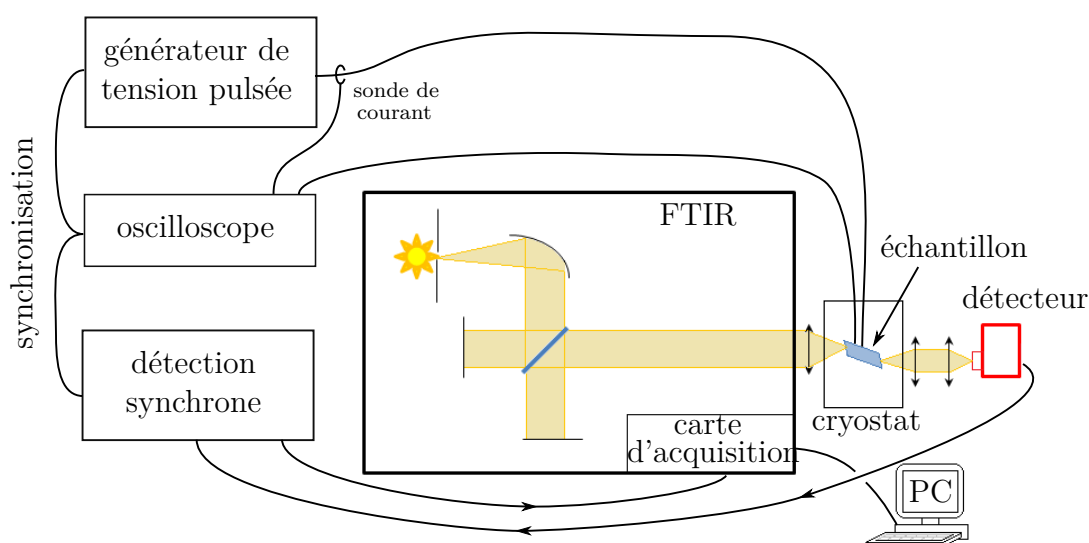


FIGURE 3.15 – dispositif expérimental utilisé pour effectuer les mesures d'absorption.

port signal sur bruit bien meilleur qu'une mesure directe sous une tension de grille continue (d'autant que les énergies concernées sont proches de l'énergie de coupure du détecteur utilisé), et d'autre part de s'affranchir du problème de la correction de la ligne de base du spectre d'absorption, comme on peut le voir sur la figure 3.16 qui compare la mesure directe et la mesure par modulation de la tension.

La figure 3.17.a présente les spectres obtenus à 77 K pour des tensions com-

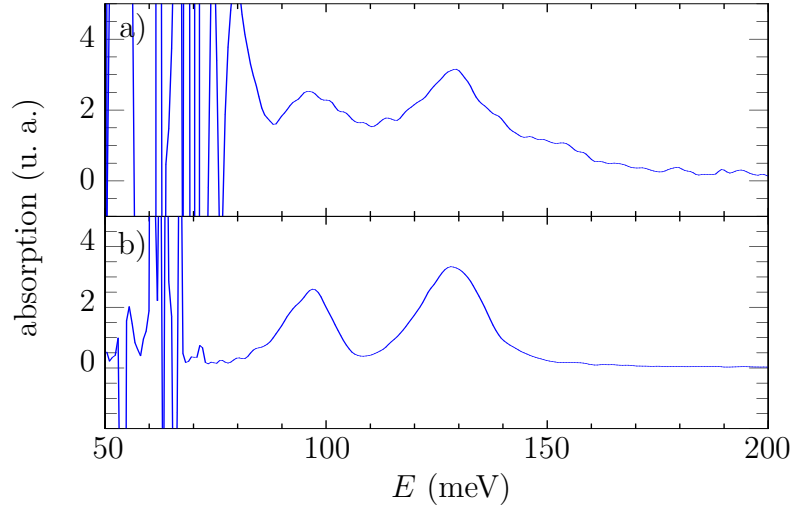


FIGURE 3.16 – a) mesure directe de l’absorption du dispositif, à 0 V. b) mesure par modulation de la tension entre -8 V et 0 V.

prises entre -4 V (puits quasiment vide) et $+1$ V (densité de charge maximale). Entre -4 V et -3 V, on n’observe qu’un seul pic, dont l’amplitude augmente avec la tension. Au-delà, un deuxième pic apparaît, à plus haute énergie. Son amplitude ainsi que son énergie augmentent avec la tension, alors que celles du pic à basse énergie se mettent à diminuer. On observe donc bien le comportement attendu, à savoir un écartement en énergie des deux pics, et une redistribution des amplitudes au profit du pic de plus haute énergie. Le comportement à 300 K est très similaire (voir figure 3.17.b), avec une amplitude un peu plus importante pour le pic de haute énergie, due à la redistribution thermique d’électrons de la première sous-bande vers la deuxième.

Nous traçons sur la figure 3.18 les énergies des deux pics, ainsi que l’aire sous chacun des pics (proportionnelle à $\Omega_{P\pm}^2$) : celle associée au pic de basse énergie, notée A_- , croît jusqu’à une tension correspondant à $E_F = E_2$ à partir de laquelle nous activons une deuxième transition inter-sous-bande. L’aire du pic de basse énergie inverse alors sa tendance en se mettant à décroître, alors que celle du pic de haute énergie, A_+ , augmente de façon monotone. Ces courbes montrent que l’interaction lumière-matière est redistribuée en faveur du pic de plus haute énergie conformément au comportement escompté d’après la partie 3.4.2. Le comportement des énergies $E_{\pm}$ est sensiblement différent qu’en figure 3.8, car il est dominé par les importants effets de courbure de bandes. Comme on peut le voir sur la figure 3.12 à 0 V, la densité de charge négative dans le puits crée un potentiel répulsif, ce qui diminue E_{12} . Au contraire, à -3 V, le puits devient triangulaire à cause du fort champ électrique, ce qui résulte en l’augmentation de E_{12} .

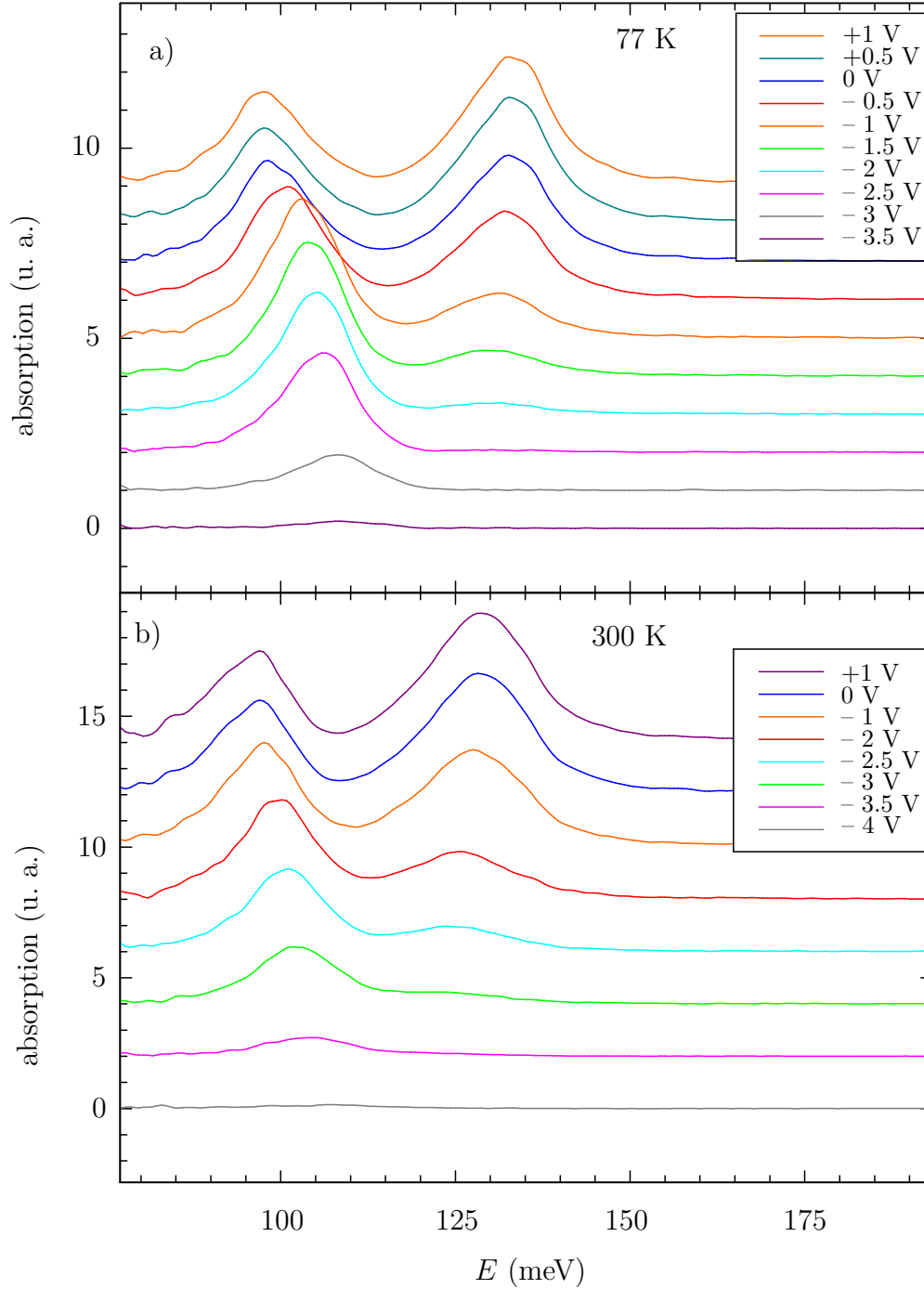


FIGURE 3.17 – a) spectres d'absorption obtenus à 77 K, pour différentes tensions de grille.
 b) spectres d'absorption mesurés à 300 K.

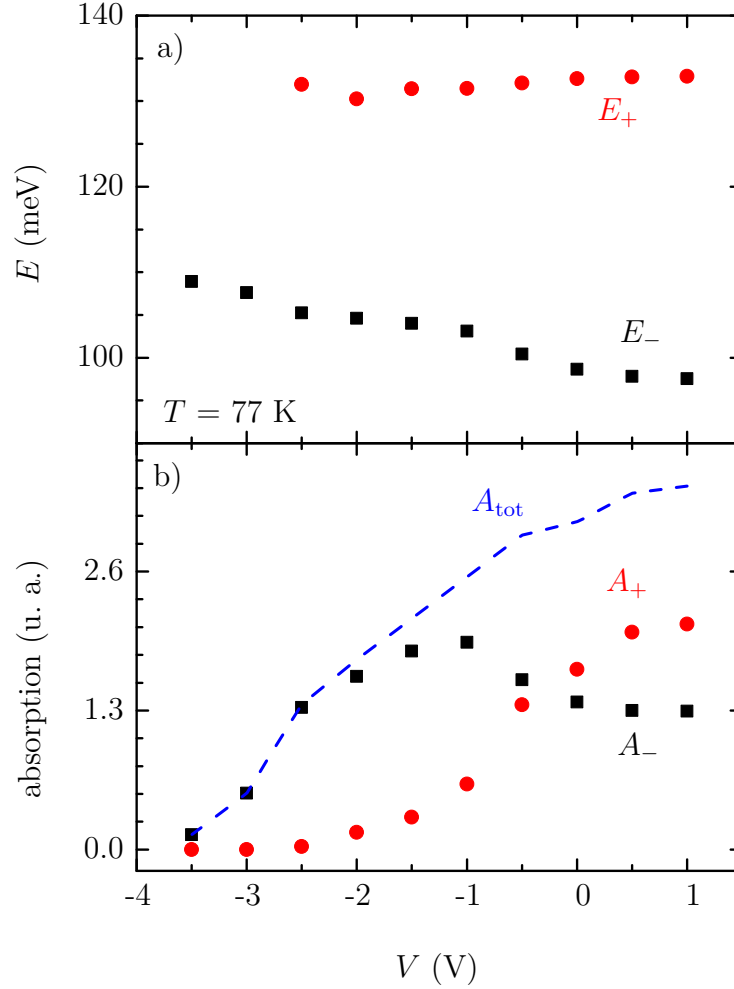


FIGURE 3.18 – a) énergies des deux pics d’absorption, en fonction de la tension de grille, à 77 K. b) aire associée à chacun des deux pics.

Dans notre dispositif, la réalisation d’un contact Schottky permettant d’appliquer une tension de grille au puits quantique nous a permis de contrôler électriquement le couplage entre les deux plasmons inter-sous-bandes du puits. Afin de pouvoir observer l’influence d’une densité de charge plus importante, nous avons réalisé un second échantillon identique mise à part la concentration de dopants, qui est multipliée par 2. À cause de cette valeur plus importante, il y a des courants de fuite entre le puits quantique et la grille, ce qui nous empêche de pouvoir faire varier électriquement le niveau de Fermi de la structure. Néanmoins nous pouvons effectuer des mesures d’absorption à 0 V. Le spectre mesuré à 77 K correspond à la courbe rouge sur la figure 3.19. On n’observe

plus qu'un seul pic à 140 meV : en effet, le phénomène de redistribution de la force d'oscillateur est maximal, et le pic de plus haute énergie concentre toute l'interaction entre la lumière et le gaz d'électrons, comme prévu par nos modèles théoriques.

Lorsqu'on soumet l'échantillon à un éclairage important, réalisé ici au moyen d'une lampe halogène dirigée sur l'échantillon, on augmente le taux d'ionisation des donneurs, et donc la densité de charge dans le puits. Le spectre correspondant est représenté en bleu sur la figure 3.19 : on voit l'énergie du pic se décaler de 3 meV, et l'amplitude d'absorption augmenter de 15 %. Nous entrons donc dans un régime où l'on n'observe plus qu'une seule résonance, malgré le fait que deux sous-bandes sont peuplées. Son énergie et son amplitude d'absorption augmentent avec la densité de charge. Le chapitre suivant sera consacré à l'étude de ce régime *via* la caractérisation optique de puits quantiques très dopés.

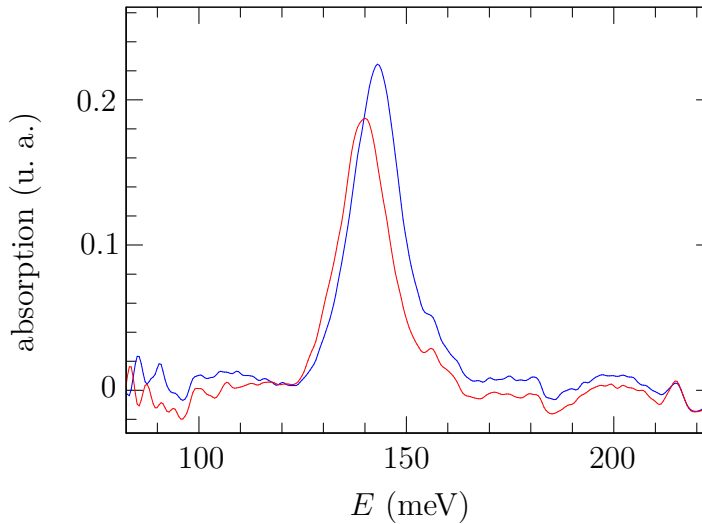


FIGURE 3.19 – spectres d'absorption du puits au dopage plus élevé, sous éclairage ambiant (courbe rouge) et sous éclairage plus important (courbe bleue).

Conclusion

Nous avons étudié la réponse optique d'un puits quantique dont le niveau de Fermi dépasse le deuxième niveau confiné. Nous avons démontré qu'il se produit un écartement des énergies des résonances par rapport à celles des transitions inter-sous-bandes nues, mais surtout une redistribution des amplitudes d'absorption au profit du pic de plus haute énergie. Ces deux effets sont attribuables au couplage coulombien entre les deux plasmons inter-sous-

bandes. Ces comportements sont prédits de façon identique par un modèle quantique décrivant le couplage entre les excitations inter-sous-bandes, et par un modèle semi-classique basé sur la description du puits quantique par sa constante diélectrique dans le modèle de Lorentz.

Nous avons observé ces phénomènes expérimentalement, au moyen d'un dispositif permettant d'appliquer une tension de grille à un unique puits quantique GaAs/AlGaAs dont nous avons caractérisé la réponse optique au moyen de mesures d'absorption.

La conséquence la plus intéressante de cette étude est que, dans un puits carré, lorsque la densité électronique augmente, l'interaction lumière-matière se trouve progressivement entièrement concentrée dans le pic à haute énergie.

Par conséquent, il est maintenant légitime de vouloir augmenter le niveau de Fermi au-delà du niveau 3. Nous allons voir dans le prochain chapitre que l'effet précédemment observé du couplage entre les plasmons inter-sous-bandes est poussé à l'extrême, concentrant toute l'interaction entre la lumière et la matière dans une unique résonance qui associe en phase toutes les transitions inter-sous-bandes du système.

Chapitre 4

Régime coopératif : exaltation collective de l'interaction lumière-matière

Nous avons démontré dans le chapitre précédent que, dans un puits quantique dont le niveau de Fermi est compris entre les niveaux 2 et 3, les interactions coulombiennes créent un couplage entre les deux plasmons inter-sous-bandes, résultant en une redistribution de l'interaction lumière-matière au profit du pic de haute énergie, d'autant plus importante que la densité de charge est élevée.

Dans ce chapitre, nous allons prolonger notre démarche en explorant le régime extrême d'une densité électronique très élevée dans lequel un nombre arbitraire de sous-bandes sont remplies. Nous allons voir que, dans ce cas, on entre dans un régime « coopératif » où toute l'interaction entre la lumière et la matière est concentrée dans une unique résonance étroite, tandis que les transitions nues sont rendues transparentes.

Nous exposerons les résultats de l'étude expérimentale d'un dispositif à un puits quantique unique très fortement dopé, permettant d'observer cette résonance conformément à nos simulations [85].

Nous allons également présenter les premiers résultats expérimentaux d'une électroluminescence dans le régime coopératif obtenue par l'application d'un champ électrique dans le plan des couches, et dont les spectres présentent un pic d'émission étroit à la même énergie que le pic d'absorption.

4.1 Simulation des spectres d'absorption

Afin de simuler les spectres d'absorption d'un puits quantique dans lequel un nombre arbitraire de sous-bandes sont remplies, nous allons générali-

ser le modèle semi-classique afin de prendre en compte plusieurs sous-bandes ainsi qu'un certain nombre de paramètres pouvant rentrer en compte dans la description de systèmes réels, notamment la non-parabolicité et les effets de température sur la distribution électronique ou le diagramme de bandes du système.

4.1.1 Principe du calcul

Le calcul de la réponse optique d'un puits quantique quelconque se fait selon les étapes suivantes : dans un premier temps, nous simulons le diagramme de bandes du puits à l'aide d'un modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ à trois bandes, qui nous donne les énergies et les éléments de matrice dipolaire des transitions entre niveaux adjacents ; puis nous construisons les courbes de dispersion des sous-bandes et la densité d'états du système en tenant compte de la non-parabolicité, afin d'obtenir le niveau de Fermi de la structure à partir de la densité totale d'électrons ; enfin nous calculons l'occupation des états pour une température donnée, ce qui nous permet de déterminer la constante diélectrique, et donc le spectre d'absorption.

Connaissant les niveaux d'énergie issus du confinement selon z , notés $E_i(0)$, les courbes de dispersion des sous-bandes sont données par la formule auto-consistante [40] :

$$E_i(k) = E_i(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E_i(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \frac{E_p}{3} \left(\frac{2}{E_i(k) + E_g} + \frac{1}{E_i(k) + E_{SO} + E_g} \right)$$

où E_p est l'énergie de Kane, E_g le gap et E_{SO} l'énergie de la bande *split-off*.

Le paramètre que nous fixons est la densité électronique du système. Nous en déduisons le niveau de Fermi du système numériquement, selon la condition :

$$N = \sum_i N_i = \sum_i \int \rho_i(E) f_{\text{FD}}(E) dE$$

avec $f_{\text{FD}}(E) = (\exp((E - E_F(T))/kT) + 1)^{-1}$ la distribution de Fermi-Dirac à la température T . Notons que le niveau de Fermi peut dépendre de la température, le nombre d'électrons N devant, lui, rester constant.

La densité d'états par unités de surface vaut $\rho_i(E) = \rho_i(k) \frac{dk}{dE} = \frac{1}{\pi} k \frac{dk}{dE} = \frac{1}{\pi \hbar^2} \left(m^*(E) + E \frac{dm^*}{dE} \right)$.

Pour déterminer la constante diélectrique du système, nous le modélisons par un ensemble de transitions élémentaires ayant lieu dans un intervalle $[k, k + dk]$ (voir figure 4.1). La différence de densité électronique associée à chaque tranche est $d\Delta n_{ij}(k) = dn_i(k) - dn_j(k)$ avec

$dn_i(k) = \rho(E_i(k)) \frac{dE_i(k)}{dk} f_{\text{FD}}(E(k)) dk$ est la densité de charge sur la sous-bande i entre k et $k + dk$.

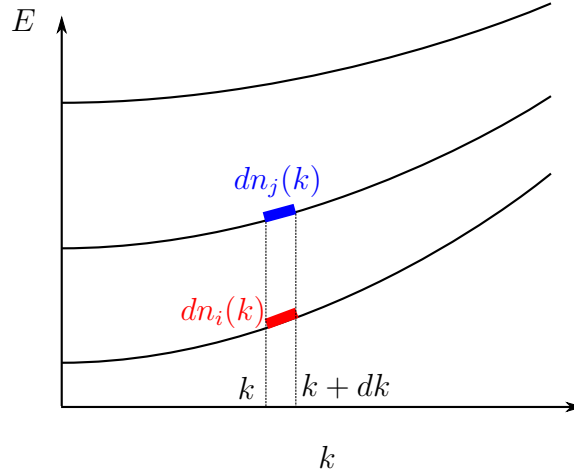


FIGURE 4.1 – schéma du découpage en transitions élémentaires utilisé dans le modèle.

L'expression générale de la constante diélectrique, par généralisation de la formule 3.1, est

$$\varepsilon_{zz}/\varepsilon_s = 1 - \sum_{i < j} \int \frac{d\omega_{Pij}^2(k)}{\omega^2 - \omega_{ij}^2(k) + i\gamma\omega} \quad (4.1)$$

où $d\omega_{Pij}(k)$ est la fréquence plasma associée à chaque transition élémentaire :

$$d\omega_{Pij}^2(k) = \frac{d\Delta n_{ij} f_{ij} e^2}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}}} \quad (4.2)$$

On peut exprimer explicitement la force d'oscillateur $f_{ij} = \frac{2\omega_{ij} z_{ij}^2 m^*}{\hbar}$ et la longueur effective $L_{\text{eff}} = \hbar f_{ij} / 2m^* S_{ij} \omega_{ij} = z_{ij}^2 / S_{ij}$ où z_{ij} est l'élément de matrice dipolaire de la transition $i \rightarrow j$, et $S_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \left(\int_{-\infty}^z dz' \varphi_j(z') \varphi_i(z') \right)^2$

Rappelons que le coefficient d'absorption α_{2D} du système est proportionnel à la partie réelle de la conductivité effective $\tilde{\sigma}_{zz} = \sigma_{zz} \varepsilon_s / \varepsilon_{zz}$ avec $\sigma_{zz} = (\varepsilon_{zz} / \varepsilon_s - 1) \varepsilon_0 \varepsilon_s \omega L_{\text{eff}} / i$ [35, 36]. Dans notre cas général, cette conductivité effective s'écrit :

$$\tilde{\sigma}_{zz} = \frac{i\omega \sum_{i < j} \int_{k=0}^{\infty} d\Delta n_{ij}(k) \frac{2\omega_{ij} z_{ij}^2 e^2}{\hbar} \frac{1}{\omega^2 - \omega_{ij}^2(k) + i\gamma\omega}}{1 - \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \sum_{i < j} \int_{k=0}^{\infty} d\Delta n_{ij}(k) \frac{2\omega_{ij} S_{ij} e^2}{\hbar} \frac{1}{\omega^2 - \omega_{ij}^2(k) + i\gamma\omega}} \quad (4.3)$$

Cette formule nous permet de simuler la réponse optique d'un grand nombre de systèmes. Nous allons l'appliquer à un puits carré afin d'observer les effets de la densité de charge sur le spectre d'absorption.

4.1.2 Résultats

Nous considérons un puits quantique dans le système GaInAs/AlInAs, de 185 Å d'épaisseur. Le choix de ce système de matériaux permet, entre autres, de pouvoir obtenir des densités électroniques très importantes (supérieures à 10^{19} cm^{-2}). La structure de bandes d'un tel puits est représentée à la figure 4.2 : il comporte six niveaux, avec des transitions entre niveaux adjacents correspondant aux énergies $E_{12} = 53.4 \text{ meV}$, $E_{23} = 78.4 \text{ meV}$, $E_{34} = 94.4 \text{ meV}$, $E_{45} = 103.4 \text{ meV}$ et $E_{56} = 106.2 \text{ meV}$. Nous allons considérer un dopage uniforme dans le puits. De ce fait, même pour les fortes densités de charge, la correction de Hartree est faible et modifie très peu les énergies des transitions inter-sous-bandes du système ; nous pouvons donc les garder constantes lorsque la charge varie.

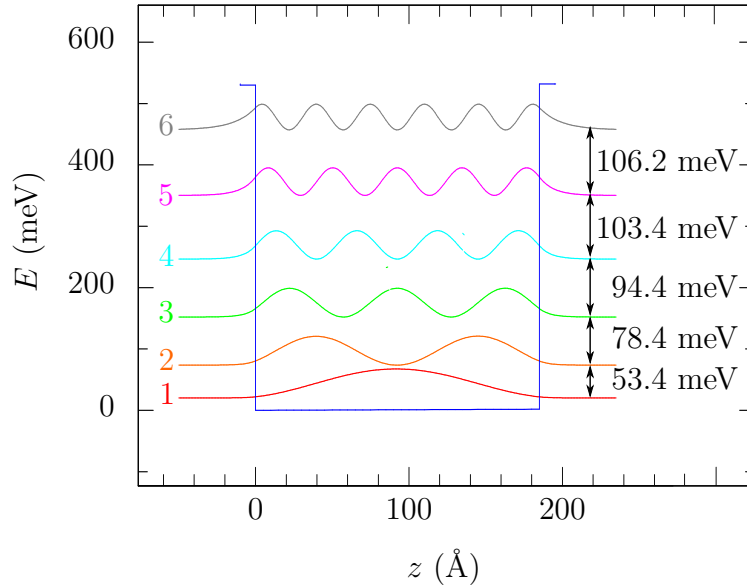


FIGURE 4.2 – diagramme de bandes du puits GaInAs/AlInAs de 185 Å et modules carrés des fonctions d'onde.

La figure 4.3 montre la simulation des spectres d'absorption du système, normalisés par leur aire, lorsque le niveau de Fermi augmente du niveau 1 au niveau 6, avec les niveaux d'énergie associés. Comme nous l'avons déjà discuté, lorsqu'une seule sous-bande est peuplée, on observe le décalage bien connu du pic d'absorption vers les hautes énergies (le *plasma shift*) ; lorsque le niveau de Fermi est compris entre le niveau 2 et le niveau 3, on observe une fois encore l'échange d'amplitude relative entre les deux pics en faveur du pic de plus haute énergie. Le pic de plus basse énergie voit son amplitude et son énergie diminuer.

Lorsque le niveau de Fermi dépasse le niveau 3, on observe principalement un seul pic, dont l'énergie augmente de façon monotone avec la densité de charge. Il y a des contributions de faible amplitude à plus basse énergie, mais il ne se produit plus d'échange d'amplitude d'un pic à l'autre : le pic de forte amplitude évolue maintenant de façon continue, et ce malgré l'implication de nouvelles sous-bandes.

L'aire totale, représentée figure 4.4 en fonction de la densité surfacique de charge, augmente de façon monotone. À partir de $E_F \sim (E_2 + E_3)/2$, elle est attribuable quasiment exclusivement au pic de forte amplitude.

L'amplitude d'absorption se retrouve donc quasiment exclusivement concentrée dans un seul pic traduisant l'excitation d'un mode collectif brillant, que nous avons appelé « plasmon multi-sous-bande brillant », et qui regroupe l'ensemble des transitions inter-sous-bandes du système. Dans ce régime, la valeur du coefficient d'absorption à résonance est tracée sur la figure 4.5 en fonction de la densité de charge. Elle est de l'ordre de quelques 10^5 cm^{-1} .

Afin de mieux observer les contributions à plus basse énergie, nous représentons sur la figure 4.6 trois spectres, correspondant à 2, 3 et 4 sous-bandes remplies ($N = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, resp. $8.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, resp. $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). On peut constater que le nombre total de pics est égal au nombre total de sous-bandes remplies. En effet ils correspondent aux modes propres du système, de la même façon qu'un ensemble de n oscillateurs mécaniques couplés possède n modes propres. Pour comprendre l'origine du mode brillant, on peut exploiter l'analogie avec un système d'oscillateurs couplés, tel que représenté sur la figure 4.7. Dans ce cas, un seul mode propre correspond aux oscillateurs en phase et les autres à plusieurs sous-ensembles en opposition de phase entre eux. Seul le mode dans lequel les oscillations sont en phase peut être excité de façon efficace par un champ électrique oscillant dans la direction x , dans l'approximation dipolaire électrique. De la même façon, dans notre système, le pic de haute énergie correspond à une synchronisation en phase des transitions inter-sous-bandes, résultant en une interaction intense avec la lumière, tandis que les pics de plus basse énergie correspondent aux autres modes propres, que l'on peut appeler « plasmons multi-sous-bandes

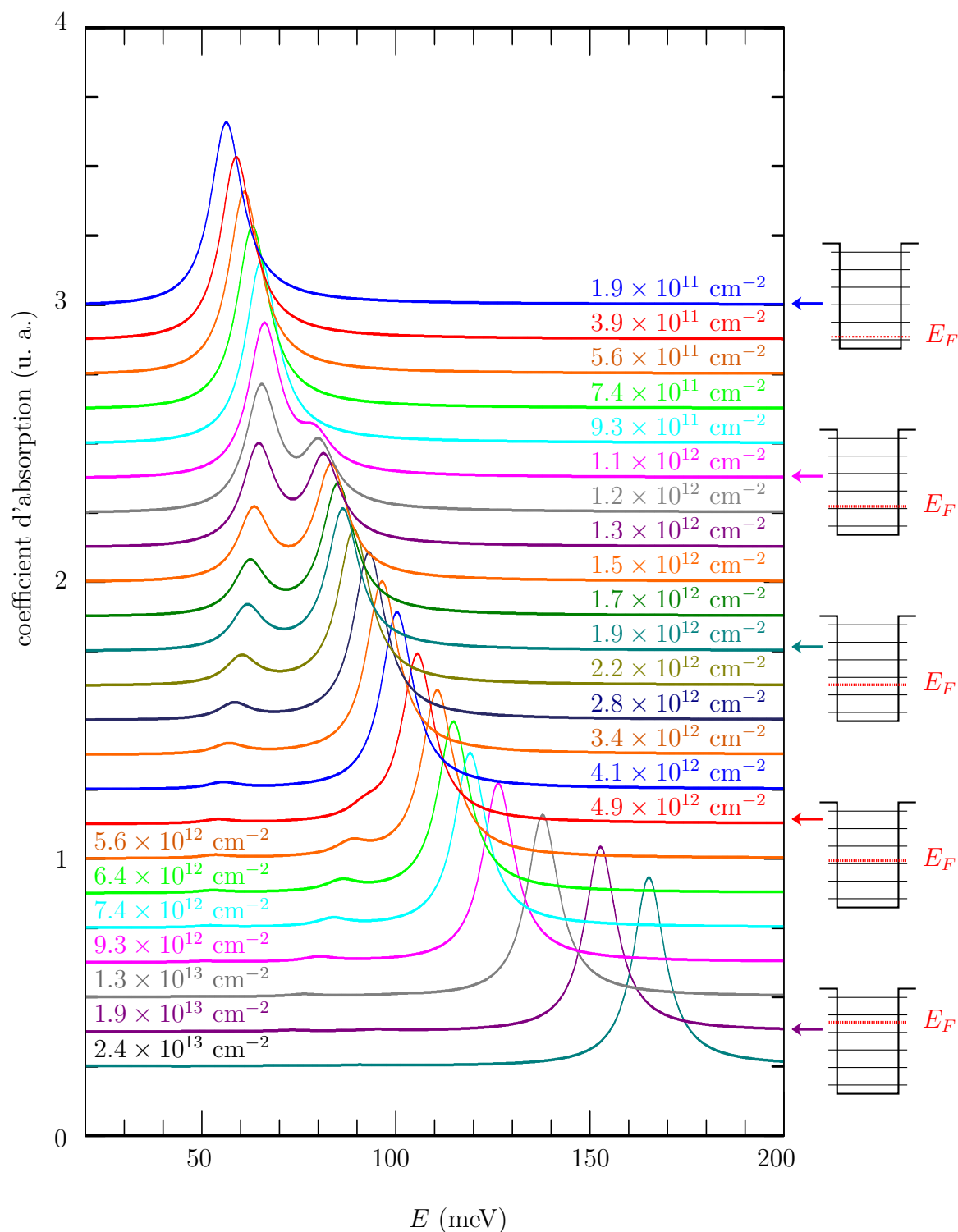


FIGURE 4.3 – spectres d'absorption simulés du puits GaInAs/AlInAs de 185 Å, pour différentes densités de charge. Les spectres sont décalés verticalement pour plus de lisibilité, et normalisés par leur aire. Le niveau de Fermi associé à certains spectres est représenté à droite de la figure.

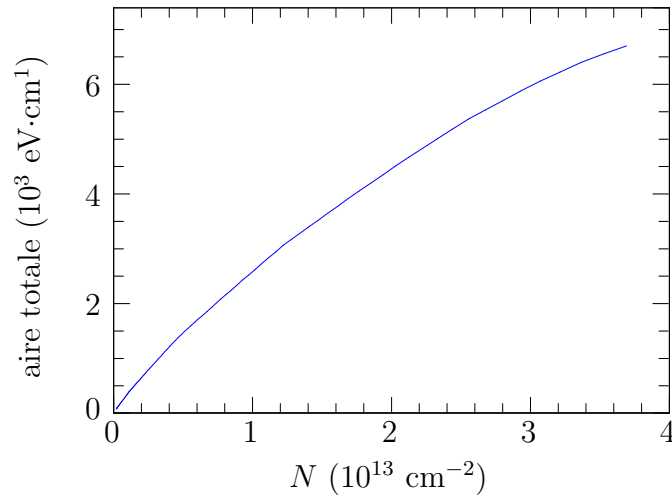


FIGURE 4.4 – absorption intégrée en fonction de la densité de charge.

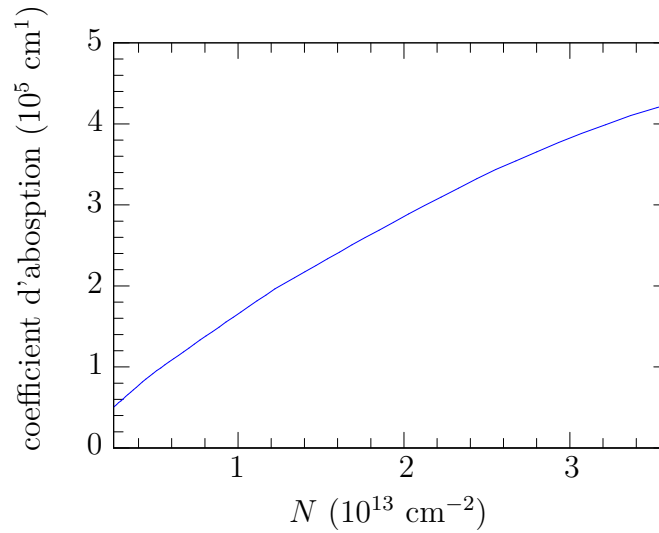


FIGURE 4.5 – maximum du coefficient d'absorption associé au plasmon multi-sous-bande brillant.

noirs ». Ils ont par conséquent une interaction bien plus faible avec la lumière. On voit en effet sur la figure 4.6 qu'à la plus forte densité, le pic de haute énergie a une amplitude au moins deux ordres de grandeur plus importante que les autres pics.

L'ensemble de ces résultats est résumé sur la figure 4.8, où nous traçons en code de couleur les spectres d'absorption en échelle logarithmique, en fonction de l'énergie du photon incident et de la densité de charge. Nous voyons une fois encore l'absorption totale augmenter avec la charge et se

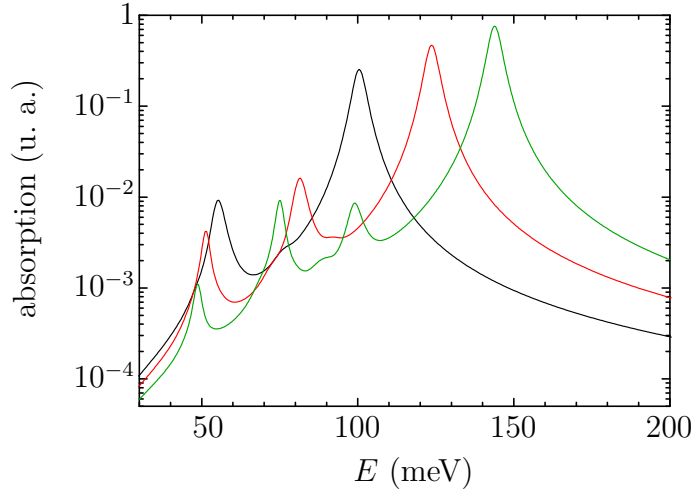


FIGURE 4.6 – spectres d'absorption en échelle logarithmique, correspondant à 2 (courbe noire), 3 (courbe rouge) et 4 (courbe verte) sous-bandes remplies.

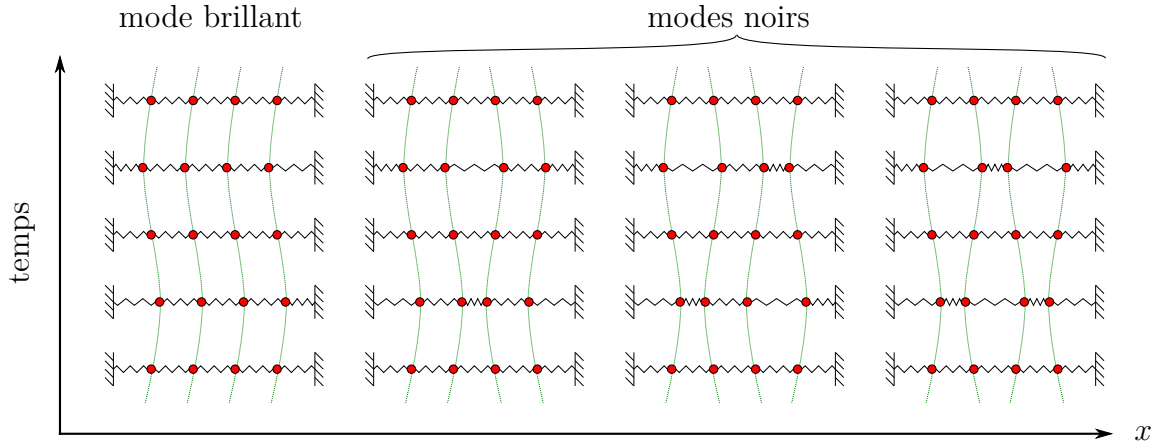


FIGURE 4.7 – dynamique des quatre modes propres d'un système de quatre oscillateurs mécaniques couplés. Si les masses sont chargées, seul le mode de gauche peut interagir avec un champ électrique oscillant dans la direction x .

concentrer dans une seule résonance, dont l'énergie augmente également. Les autres résonances ont un comportement exactement opposé : leur énergie diminue et leur amplitude tend vers zéro, de la même façon que le mode de basse énergie dans le cas de deux sous-bandes remplies (voir figure 3.8). À partir d'un certain niveau de Fermi compris entre E_2 et E_3 , nous avons donc la possibilité d'augmenter à volonté l'interaction entre la lumière et une unique excitation électronique collective dans le puits quantique.

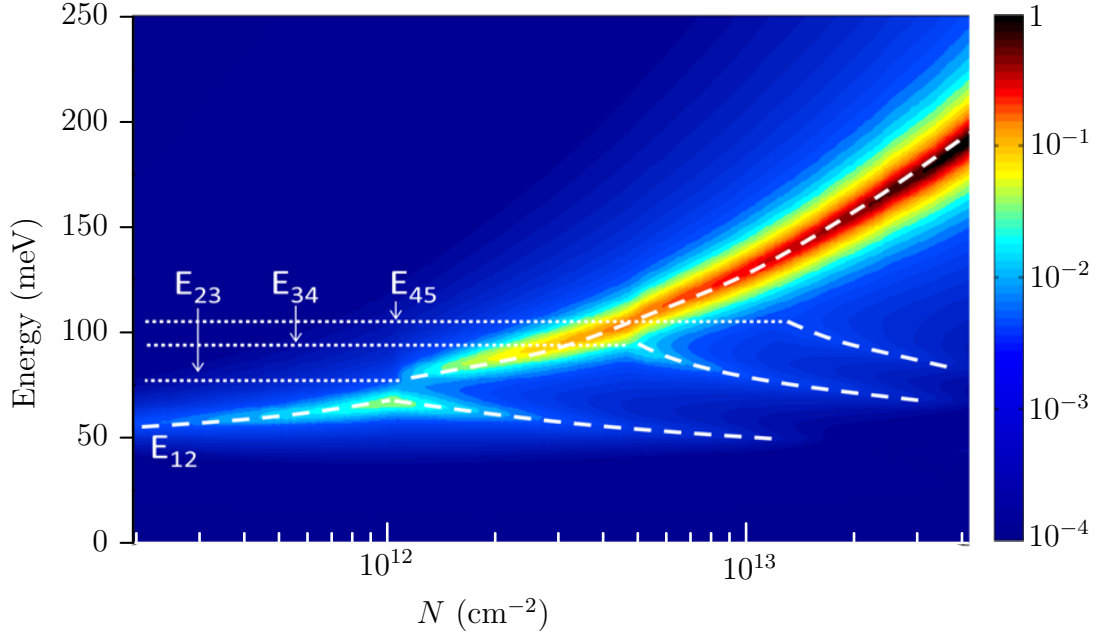


FIGURE 4.8 – coefficient d'absorption en échelle logarithmique, en fonction de l'énergie et de la densité surfacique de charge. Les maxima sont indiqués par les lignes tiretées. Les lignes pointillées indiquent les énergies des transitions nues.

Il est important de noter que l'aire sous la courbe est toujours identique à celle calculée dans le cas fictif d'électrons sans interactions, autrement dit la prise en compte des interactions coulombiennes ne modifie pas l'amplitude d'absorption totale. Dans le régime coopératif où elle est entièrement concentrée dans le pic de plus haute énergie, cela signifie que nous pouvons associer à ce pic une pulsation plasma effective dont le carré est égal à la somme des carrés des pulsations plasma de toutes les transitions à une particule¹ :

$$\Omega_P^2 = \sum_{i,j=i+1} \int_{k=0}^{\infty} d\omega_{Pij}^2(k) = \sum_{i,j=i+1} \int_{k=0}^{\infty} \frac{d\Delta n_{ij} f_{ij} e^2}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}}}$$

soit finalement

$$\Omega_P^2 = \sum_{i,j=i+1} \int_{k=0}^{\infty} \frac{d\Delta n_{ij} 2\omega_{ij} S_{ij} e^2}{\hbar \varepsilon_0 \varepsilon_s} \quad (4.4)$$

Dans le but d'observer expérimentalement cette résonance, nous avons réalisé un dispositif comportant un puits quantique unique dont le niveau de Fermi atteint quasiment le cinquième niveau, et nous l'avons caractérisé par des mesures de transmission. La partie suivante présente cette caractérisation.

1. Pour une démonstration exacte, se référer à l'annexe B.

4.2 Mesures d'absorption d'un puits quantique unique

4.2.1 Présentation du dispositif

Nous avons réalisé un puits quantique unique de 185 Å en GaInAs/AlInAs sur substrat InP, identique à celui présenté dans les simulations précédentes, dopé uniformément dans le puits à hauteur d'environ $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ce qui équivaut à une densité surfacique de $2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. La croissance a été effectuée par Grégoire Beaudoin et Isabelle Sagnes au Laboratoire de Photonique et Nanostructures de Marcoussis. Le diagramme de bandes du puits est représenté à la figure 4.9, avec les courbes de dispersions des sous-bandes ainsi que les transitions à une particule pouvant avoir lieu dans cette structure.

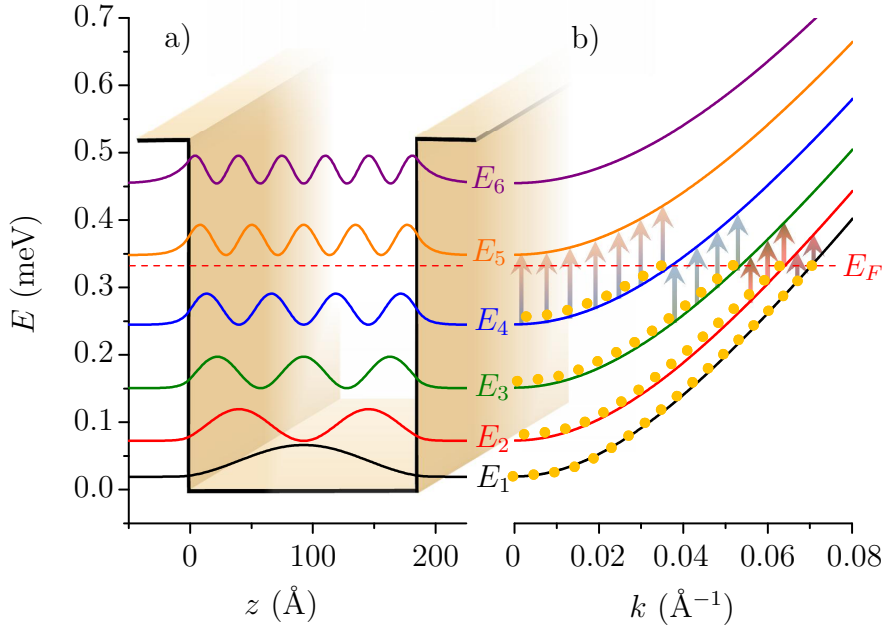


FIGURE 4.9 – a) structure de bandes et niveaux d'énergie du puits de 185 Å. b) courbes de dispersion des sous-bandes. La ligne rouge pointillée indique le niveau de Fermi de la structure, et les flèches indiquent les transitions pouvant avoir lieu dans la structure.

La densité électronique a été vérifiée par des mesures de Shubnikov-de Haas, effectuées par Philippe Petit, Maria-Luisa della Rocca et Philippe La-

farge, de l'équipe Telem (transport électronique à échelle moléculaire) de notre laboratoire, sur un échantillon dont le processus de fabrication a été effectuée par Ulf Gennser, au LPN (Marcoussis). La mesure de la résistance de Hall nous a donné une valeur de $1.22 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, compatible avec la valeur fournie par les oscillations de Shubnikov-de Haas ($1.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

4.2.2 Mesures en géométrie multi-passage

Nous avons réalisé un guide d'onde multi-passage par dépôt d'or à la surface de l'échantillon, puis polissage du substrat et des facettes d'entrée et de sortie (à 45°). Nous avons pu ainsi mesurer les spectres de transmission $T(E)$ du dispositif, normalisés par les spectres mesurés hors de l'échantillon. Le dispositif expérimental est identique à celui de la partie 2.2.2. Afin d'obtenir le coefficient d'absorption du gaz bidimensionnel, nous appliquons la formule $\alpha_{2D}(E) = -\log(T(E))$.

Les spectres mesurés dans le dispositif à deux températures (77 K et 300 K) sont représentés à la figure 4.10.a. On n'observe bien, dans l'intervalle d'énergie accessible par notre détecteur, qu'un seul pic correspondant à l'absorption du plasmon multi-sous-bande². Le maximum est situé à 166.6 meV à 77 K, et à 163 meV à 300 K. La largeur à mi-hauteur est de 13 meV à 77 K (donc $\Delta E/E = 8 \%$) et 15 meV à 300 K. Il n'y a aucune trace des transitions nues, représentées par la courbe bleue sur la figure 4.10.b, dont certaines seraient visibles dans la bande passante du détecteur. La résonance visible est peu affectée par les effets de température, qui redistribuent les électrons dans des sous-bandes qui participent toutes à l'excitation collective, de façon similaire au mode collectif d'un puits parabolique [51]. Sur la figure 4.10 sont également représentés les spectres simulés par notre modèle précédent, en prenant en compte les effets de température (distribution de Fermi-Dirac, diminution du gap avec la température). On observe un très bon accord entre la simulation et l'expérience en donnant pour l'élargissement γ la valeur de 12.5 meV. Pour mieux l'apprécier, la figure 4.11 représente en échelle logarithmique les spectres simulé et expérimental à 300 K ; l'accord est très bon sur environ deux décades (le niveau du rapport signal/bruit).

Nous avons donc démontré l'existence, dans un gaz bidimensionnel dense, d'un unique mode collectif interagissant avec la lumière, superposition en phase des excitations inter-sous-bandes à différentes énergies. Ce plasmon multi-sous-bande présente un pic d'absorption à une énergie très différente des transitions inter-sous-bandes et une raie de faible largeur à mi-hauteur. Néanmoins nous allons voir que la géométrie de guide d'onde multi-passage

2. Nous omettons à partir de maintenant l'adjectif « brillant » sauf lorsqu'il y a ambiguïté avec les modes noirs.

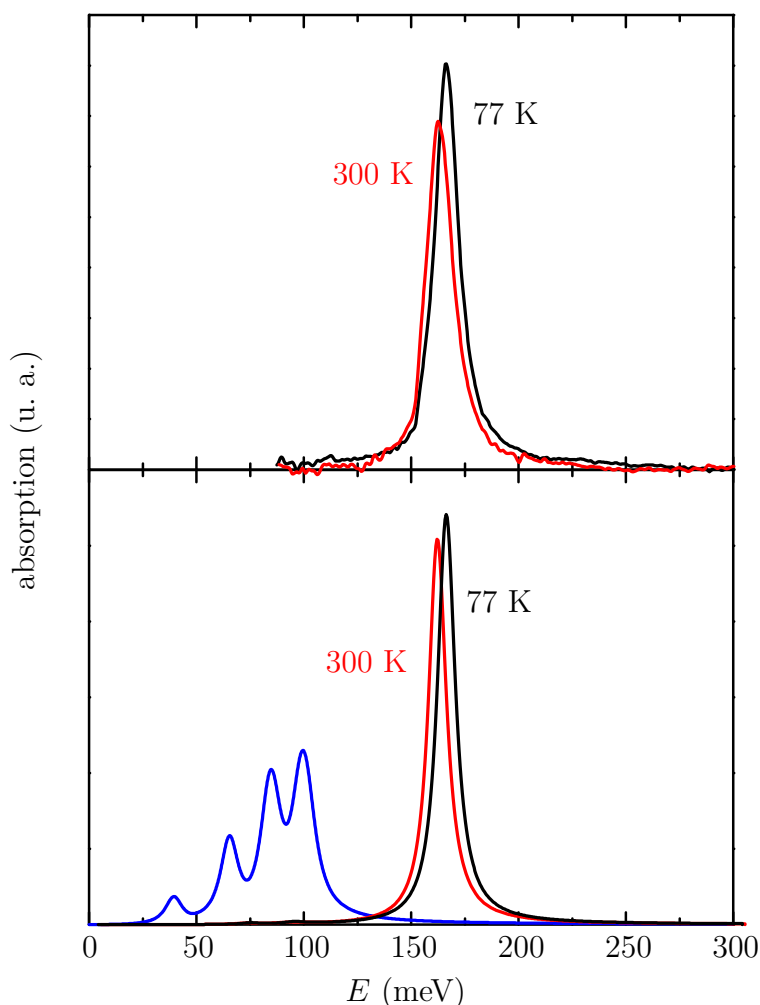


FIGURE 4.10 – a) spectres d'absorption mesurés à 77 K (courbe noire) et à 300 K (courbe rouge). b) Spectres d'absorption simulés. La courbe bleue représente l'absorption calculée dans une description de particules sans interaction. Les courbes noire et rouge représentent l'absorption calculée avec la formule 4.3.

utilisée pour caractériser optiquement ce puits quantique surestime la largeur des pics. Nous allons donc présenter des mesures d'absorption dans une géométrie différente.

4.2.3 Mesures de transmission à l'angle de Brewster

Nous avons voulu effectuer des mesures de transmission à travers ce même dispositif comportant un puits unique, dans une géométrie telle que schématisée figure 4.12, qui nous assure un unique passage de la lumière dans le puits

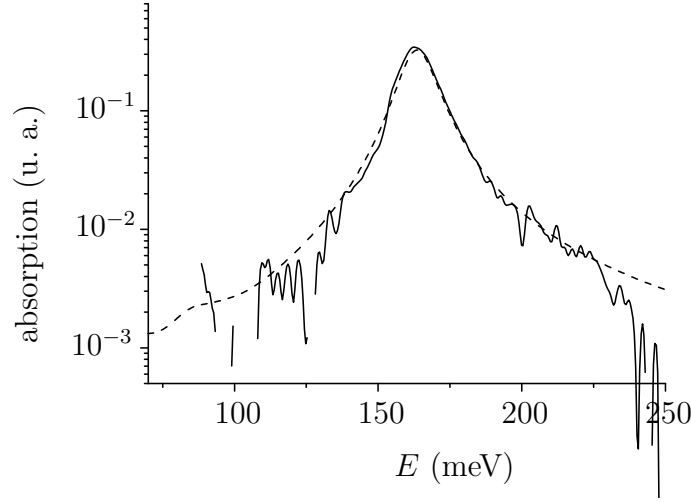


FIGURE 4.11 – comparaison entre le spectre mesuré (trait plein) et le spectre calculé (trait pointillé) à 300 K.

quantique. Afin de déterminer l'angle d'incidence θ_i sur le dispositif, nous représentons sur la figure 4.13 le coefficient de transmission pour une onde TM, à l'interface entre l'air et une couche de GaInAs, calculée au moyen du coefficient de Fresnel de l'interface, qui vaut

$$T = 1 - R = 1 - \left(\frac{n_s \cos \theta_i - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_s}}}{n_s \cos \theta_i + \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_s}}} \right)^2$$

avec $n_s = 3.46$. Nous voyons que pour une incidence normale, elle a une valeur d'environ 0.3; néanmoins, à cette incidence, la lumière ne se couple pas avec le puits quantique car la composante E_z du champ incident est nulle. Il faut donc donner à l'angle d'incidence la plus grande valeur possible. Lorsqu'on l'augmente, la transmission augmente puis est maximum pour l'angle de Brewster (74°), et ensuite tend rapidement vers 0 pour des angles plus importants. L'angle de Brewster est donc l'angle optimal pour effectuer des mesures de transmission; il permet en outre d'éviter les réflexions multiples de la lumière dans le substrat.

Pour cela, nous avons poli le substrat d'un échantillon d'environ 2 cm^2 , et nous avons gravé la moitié de la surface afin d'enlever le puits quantique pour obtenir une référence lors des mesures de transmission.

La figure 4.14 présente les spectres d'absorption du dispositif à 77 K et à 300 K. L'absorption maximale vaut environ 3.5 %, ce qui correspond à un coefficient d'absorption $\alpha_{3D} = 2.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ déduit d'après la formule $A(\omega) = \alpha_{3D}(\omega) \frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)L}$ [36].

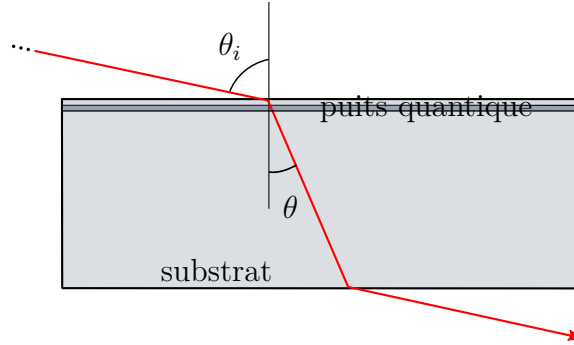


FIGURE 4.12 – géométrie pour la mesure de la transmission d'un puits quantique.

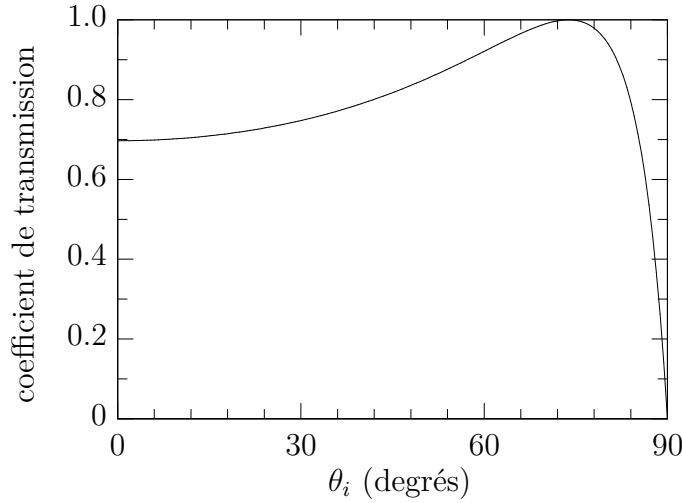


FIGURE 4.13 – coefficient de transmission pour une onde TM, à l'interface entre l'air et une couche de GaInAs.

Les énergies des pics sont les mêmes que mesurées dans le guide d'onde multi-passage, en revanche les largeurs à mi-hauteur sont plus faibles : 8.5 meV à 77 K et 9.3 meV à 300 K. Les mesures en multi-passage surestiment donc la largeur à mi-hauteur des pics d'absorption même si elles permettent d'augmenter le contraste de façon très significative. Nous avons accès, dans cette géométrie, à l'élargissement correct du pic d'absorption, qui équivaut à $\Delta E/E = 5.1\%$ à 77 K, 5.7 % à 300 K. Ces valeurs sont compatibles avec l'élargissement homogène d'une transition inter-sous-bande à une particule, comparables avec les meilleurs échantillons obtenus par modulation de dopage [39, 86]. La très grande concentration de donneurs ionisés présents dans le puits (plus que 10^{19} cm^{-3} !) n'affecte pas significativement la forme du pic ni sa largeur à mi-hauteur. Non seulement les interactions coulombiennes

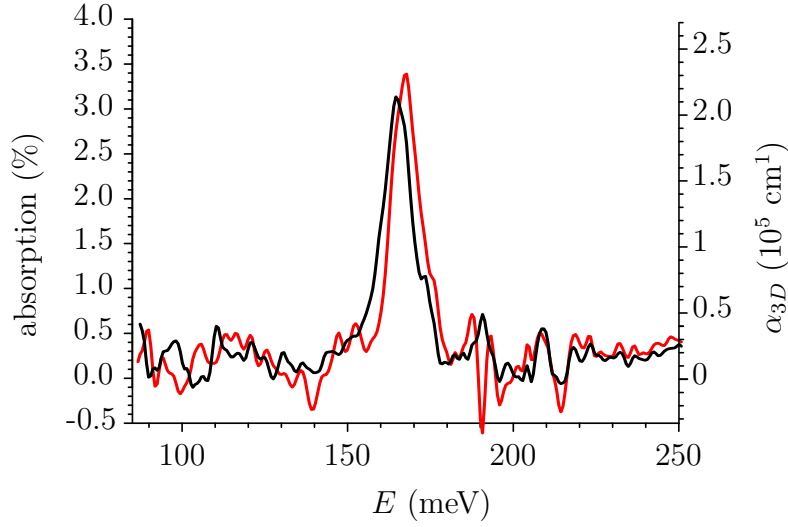


FIGURE 4.14 – absorption du dispositif à l’angle de Brewster, à 77 K (courbe noire) et 300 K (courbe rouge).

concentrent toute l’interaction entre la lumière et le gaz d’électrons dans un seul pic, mais celui-ci présente une largeur très faible pour une transition optique dans le moyen infra-rouge, sans effets de cavité.

Dans la suite, nous comparons l’interaction lumière-matière dans le cas où une seule ou plusieurs sous-bandes sont occupées, afin de discuter des avantages des gaz d’électrons denses.

4.3 Comparaison avec un système à deux niveaux

Dans la plupart des systèmes usuels de puits quantiques en couplage fort avec une micro-cavité, seule la première sous-bande est peuplée, en analogie avec un système à deux niveaux ; le coefficient d’absorption du puits est alors proportionnel à la différence de population entre les deux premières sous-bandes, et est donc limité par la condition $E_F \leq E_2$. Nous allons ici comparer notre système multi-sous-bandes en régime coopératif, un puits quantique de largeur 185 Å identique au précédent, dont l’énergie de résonance, correspondant au maximum d’absorption et notée E_{MSP} , dépend du dopage, à un puits quantique à deux niveaux dopé de façon optimale ($E_F = E_2$) dont la résonance se produit à la même énergie (c’est-à-dire tel que $\tilde{E}_{12} = E_{\text{MSP}}$), afin de déterminer si le régime coopératif a permis d’augmenter l’interaction avec la lumière.

La figure 4.15 présente l'énergie du plasmon multi-sous-bande E_{MSP} en fonction de la densité de charge N dans le puits de 185 Å. Nous ne nous intéressons ici qu'au régime coopératif dans lequel un seul pic est visible. On voit que l'énergie du pic est une fonction monotone de la charge, nous pouvons donc prendre E_{MSP} comme variable de référence pour comparer les deux systèmes. Dans le cas du puits de 185 Å, cette énergie fixe la densité de charge; dans le cas du puits à deux niveaux avec $E_F = E_2$, elle fixe la largeur du puits qui permet d'obtenir cette condition optimale. La figure 4.16 schématise le puits de 185 Å pour un dopage de $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et le puits avec une sous-bande optimalement peuplée qui a la même énergie de résonance (166 meV), que l'on obtient avec une largeur de 90 Å.

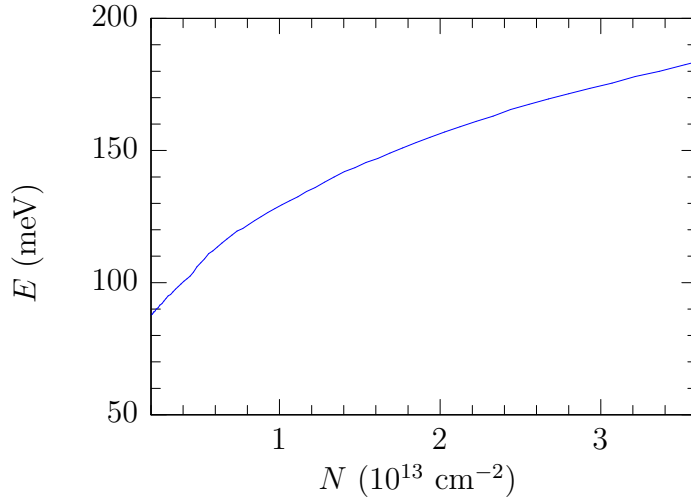


FIGURE 4.15 – énergie de la résonance en fonction de la densité de charge dans le puits.

La réponse optique d'un gaz bidimensionnel d'électrons est caractérisée par son coefficient d'absorption $\alpha_{3D}(\omega) = \alpha_{2D}(\omega)/L$, variable intensive qui caractérise le puits quantique indépendamment du chemin optique parcouru. La force de l'interaction lumière-matière est alors donnée par l'intégrale du coefficient d'absorption $S = \int \alpha_{3D}(\omega) d\omega$, proportionnelle à la pulsation plasma de l'excitation.

La figure 4.16 présente également les coefficients d'absorption $\alpha_{2D}(\omega)$ et $\alpha_{3D}(\omega)$, et met en évidence l'aire sous chacun des deux pics : c'est la grandeur que nous allons considérer pour comparer l'interaction lumière-matière dans les deux systèmes.

La figure 4.17.a présente le coefficient d'absorption intégré S en fonction de l'énergie du pic, calculé pour les deux systèmes. On peut constater que celui du puits multi-sous-bande est toujours supérieur à celui du puits à deux niveaux associé, et que leur rapport augmente avec l'énergie du pic, c'est-à-dire

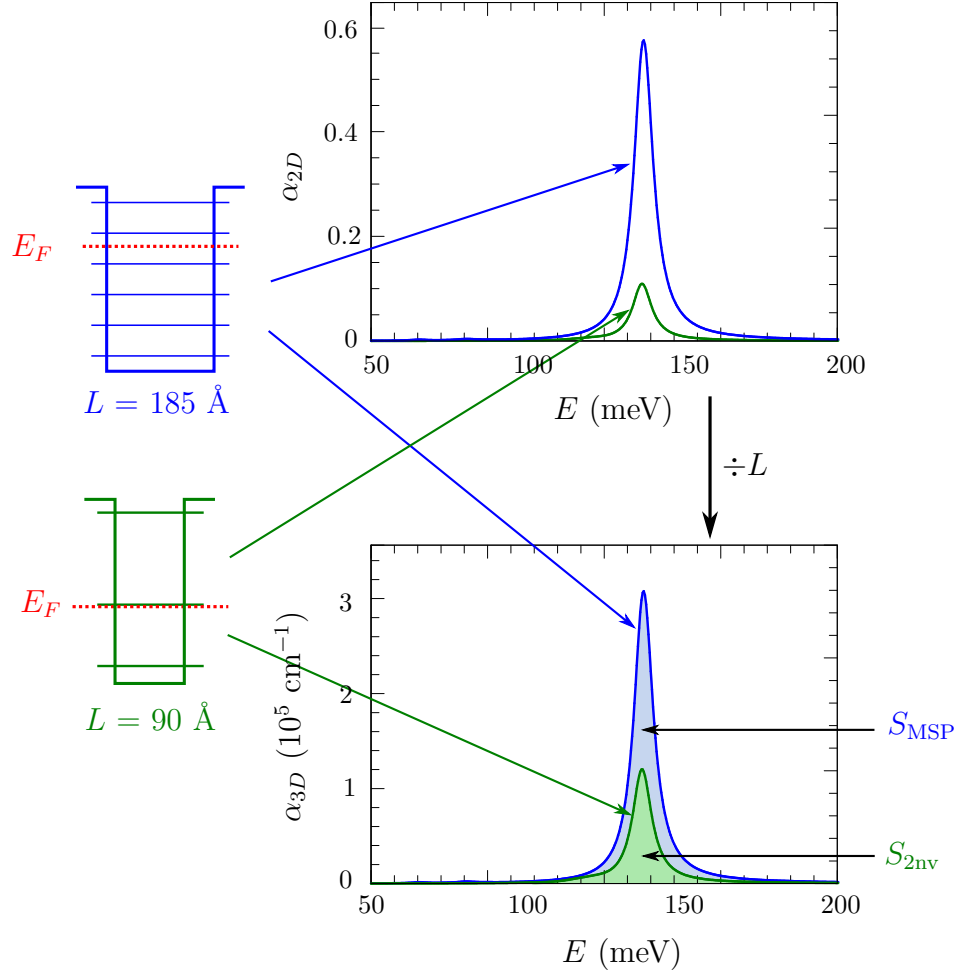


FIGURE 4.16 – à gauche : schéma du puits multi-sous-bande et du puits à deux niveaux ayant $E_F = E_2$ qui présente la même énergie de résonance (166 meV). À droite : coefficients d'absorption α_{2D} et α_{3D} (après division par la largeur du puits). S_{MSP} et S_{2nv} représentent les aires sous les pics respectifs.

avec le dopage dans le puits. La figure 4.17.b montre ce rapport S_{MSP}/S_{2nv} , correspondant à l'augmentation de l'interaction lumière-matière par rapport aux systèmes usuels. Il est toujours supérieur à 1 et dépasse 3 pour les fortes densités de charge. L'étoile indique la position du dispositif présenté précédemment, et correspond à une valeur de 2.6.

Ceci démontre que le régime coopératif, associant en phase plusieurs transitions inter-sous-bandes d'un même puits quantique, permet d'accroître l'interaction entre la lumière et une excitation électronique à une certaine énergie, en comparaison avec les systèmes à deux niveaux usuels. Cette

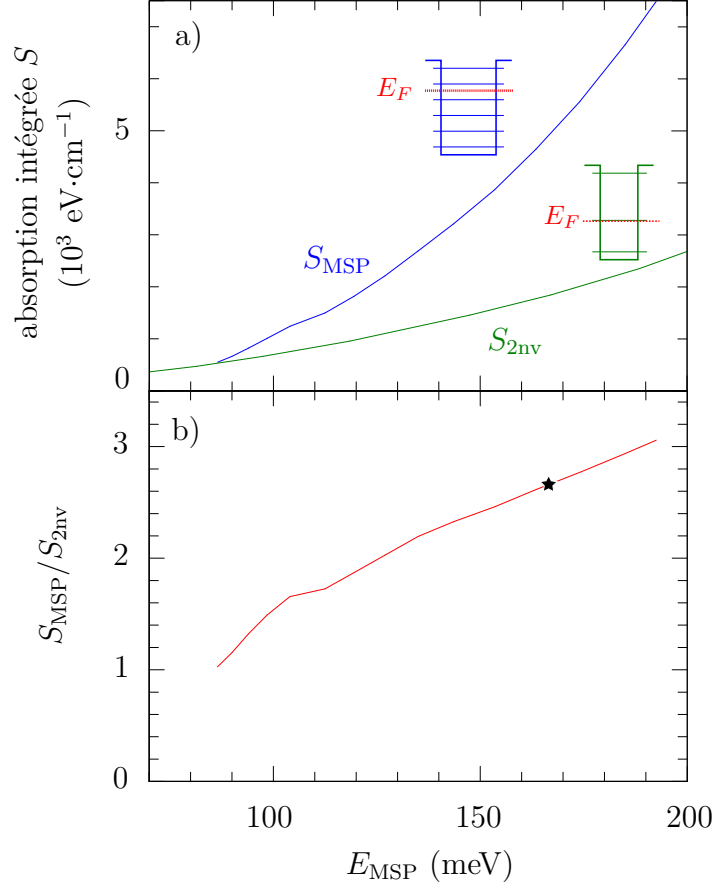


FIGURE 4.17 – a) comparaison entre le coefficient d'absorption intégré du puits de 185 Å (courbe bleue) et d'un système à deux niveau optimalement peuplé (courbe rouge), en fonction de l'énergie de la résonance. b) rapport entre ces deux coefficients, en fonction de l'énergie de la résonance. L'étoile représente notre système expérimental.

analyse sera approfondie dans le prochain chapitre, où nous définirons de façon très générale un facteur de mérite du gaz bidimensionnel d'électrons.

Nous allons maintenant voir qu'il est possible d'exciter électriquement le gaz bidimensionnel à l'aide d'un dispositif simple, permettant d'observer le plasmon multi-sous-bandes en électroluminescence.

4.4 Électroluminescence

Nous présentons ici l'excitation électrique du gaz bidimensionnel d'électrons d'un unique puits quantique au moyen d'un champ électrique dans le plan du puits quantique [87, 88, 89], donnant lieu à une émission radiative par les excitations collectives. Nous allons dans un premier temps appliquer ce principe à un puits ayant une seule sous-bande peuplée, afin de caractériser l'électroluminescence d'un unique puits quantique ainsi excité. Puis, munis de cette caractérisation, nous allons appliquer cette même technique au puits caractérisé en absorption dans la partie précédente. Nous montrerons que l'électroluminescence du mode collectif multi-sous-bande présente des propriétés intrigantes, très différentes de celles du système à deux niveaux. Ces résultats récents constituent les préliminaires d'une étude complète en cours.

4.4.1 Électroluminescence dans un système à une sous-bande occupée

Dans le but d'observer de l'électroluminescence d'un puits quantique dont seul le premier niveau est rempli, nous avons réalisé un dispositif identique à celui de la référence [39] : un puits quantique en GaAs de 87 Å d'épaisseur, avec une densité de charge de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ obtenue par modulation de dopage (la croissance a une fois encore été effectuée par épitaxie par jet moléculaire par Giorgio Biasiol, du laboratoire TASC), dans lequel nous avons diffusé des contacts au moyen d'un processus de fabrication identique à celui de la partie 3.5.2 ; nous avons également recouvert d'or la surface de l'échantillon, ce qui nous permet d'appliquer une tension de grille au dispositif, qui est schématisé à la figure 4.18. On a alors un dispositif à trois terminaux similaire à un transistor.

4.4.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental permettant de caractériser cette structure en électroluminescence est représenté à la figure 4.19 : nous utilisons, de façon similaire à la partie 2.3.1.2, un échantillon soudé à l'indium sur une embase en cuivre qui est alors montée dans un cryostat. La lumière émise est collectée vers un détecteur MCT après passage dans un FTIR qui nous permet de réaliser la spectrométrie. L'échantillon est alimenté par un générateur de tension pulsée, avec un rapport cyclique de 50 %. Le signal provenant du détecteur est filtré par un amplificateur à détection synchrone. Un générateur de tension continue permet d'appliquer une tension de grille V_{GS} . La tension V_{DS}

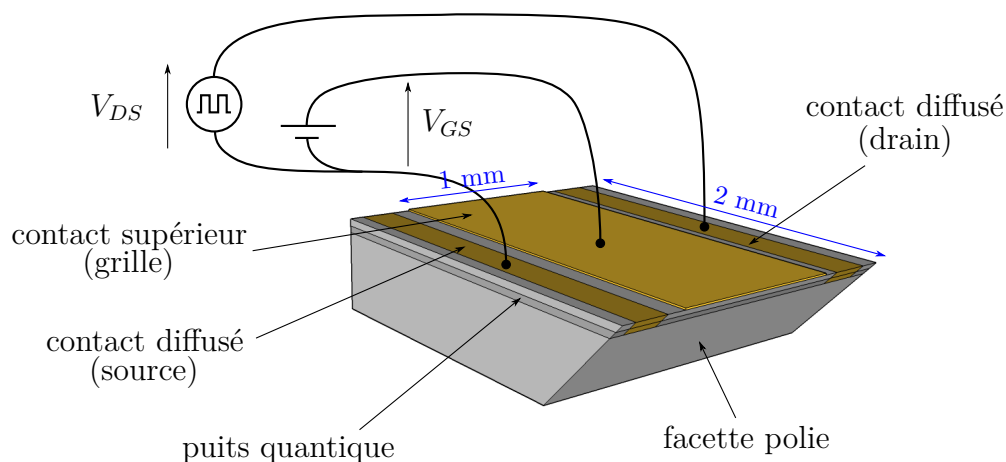


FIGURE 4.18 – schéma du dispositif.

contrôle le courant qui passe dans le plan du puits quantique, et la tension V_{GS} permet de moduler la densité de charge, de façon similaire à la partie 3.5.

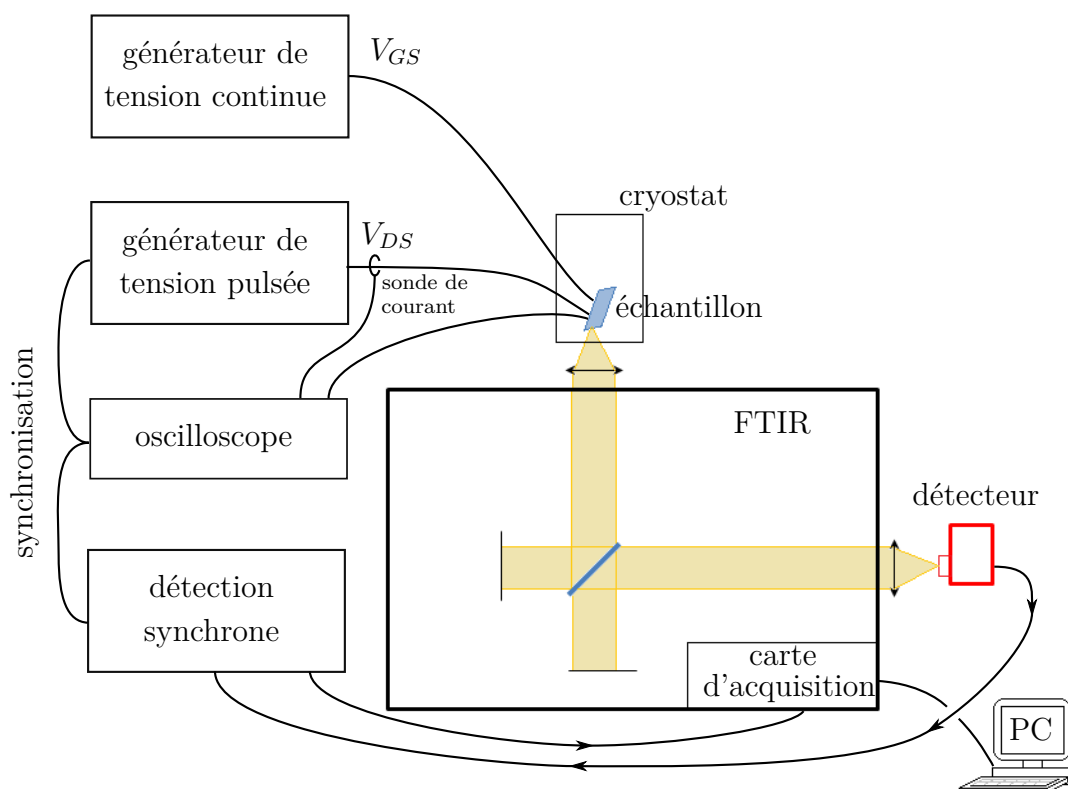


FIGURE 4.19 – schéma du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures d'électroluminescence.

4.4.1.2 Résultats

Nous avons dans un premier temps effectué des mesures d'absorption en fonction de la tension de grille V_{GS} , de façon similaire à celles de la partie 3.5. Les résultats sont visibles à la figure 4.20 : nous obtenons un pic centré autour de 110 meV, quelle que soit la valeur de V_{GS} . En effet, dans ce dispositif, le potentiel de Hartree compense exactement le *plasma shift* [39]. La largeur à mi-hauteur varie entre 7 et 8 meV, selon la tension appliquée.

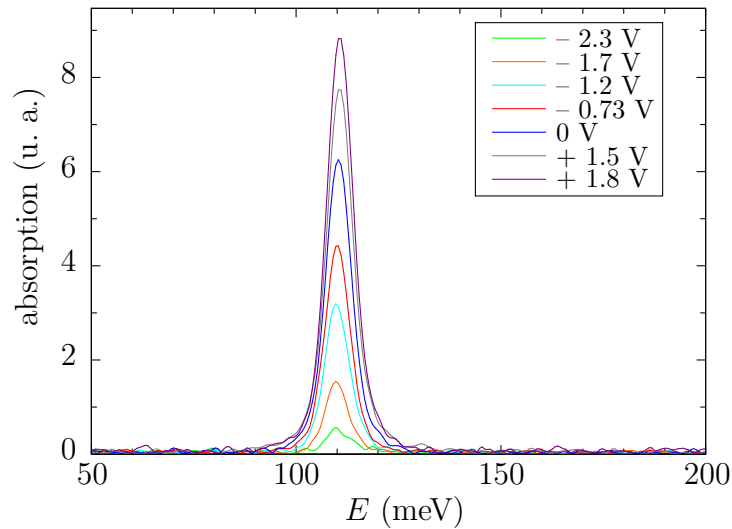


FIGURE 4.20 – spectres d'absorption mesurés pour différentes valeurs de V_{GS} , à 77 K.

Nous avons effectué des mesures d'électroluminescence à 77 K pour différentes tensions V_{GS} et V_{DS} . Nous observons alors, quelles que soient V_{GS} et V_{DS} , des spectres de forme identique ; l'un d'entre eux est représenté à la figure 4.21. Il présente un pic à 110 meV conformément aux mesures d'absorption effectuées sur ce même dispositif, de largeur à mi-hauteur 7.5 meV. Les caractéristiques courant-tension et luminescence-tension du dispositif sont représentées pour plusieurs tensions de grille à 77 K à la figure 4.22.

Les courbes $V(I)$ présentent un régime linéaire, proche de l'origine, puis ensuite un régime de saturation où le courant n'évolue plus quand la tension augmente. Le courant de saturation est linéaire avec la tension de grille (voir figure 4.23). Ces caractéristiques sont conformes à celles d'un transistor à effet de champ.

Les courbes $L(I)$ sont quasiment linéaires avec le courant, ce qui fait que la luminescence sature également. La pente de ces caractéristiques décroît avec la densité de charge dans le puits. Pour $V_{GS} \geq 0$, les courbes $L(I)$ présentent des sauts qui sont reproductibles.

La luminescence diminue drastiquement lorsqu'on augmente la tempéra-

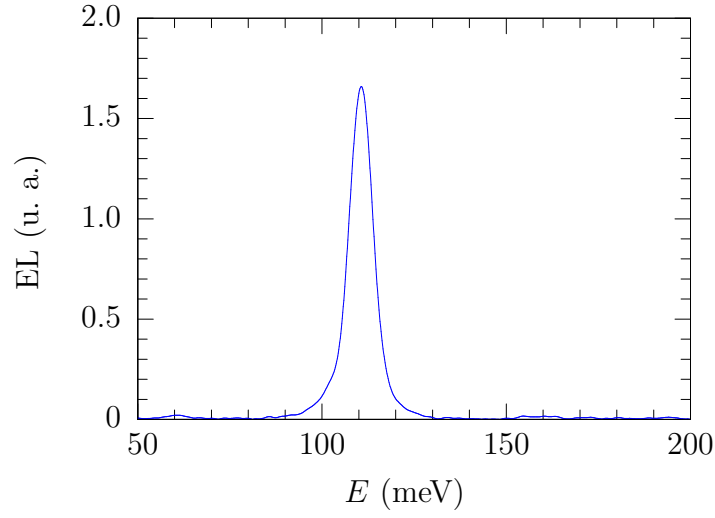


FIGURE 4.21 – spectre d'électroluminescence mesuré à 77 K sous une tension de 6.0 V.

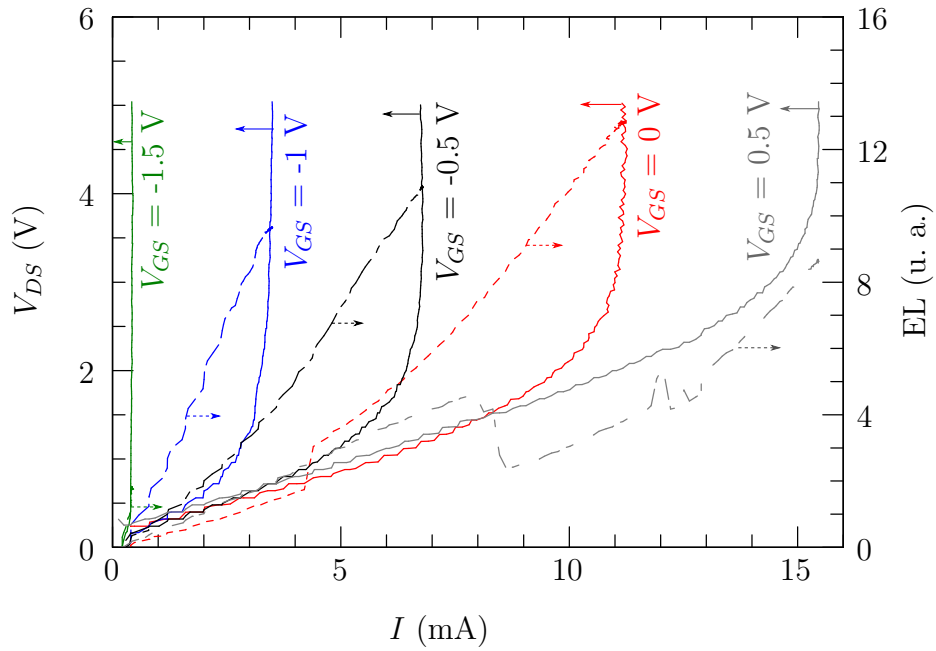


FIGURE 4.22 – caractéristiques courant-tension (lignes pleines) et courant-luminescence (lignes pointillées) du dispositif sous différentes tensions de grilles (indiquées en couleurs à côté de la courbe associée), à 77 K.

ture. Ainsi, à 300 K, on ne distingue quasiment plus de signal lumineux (la puissance émise a diminué d'environ un facteur 100).

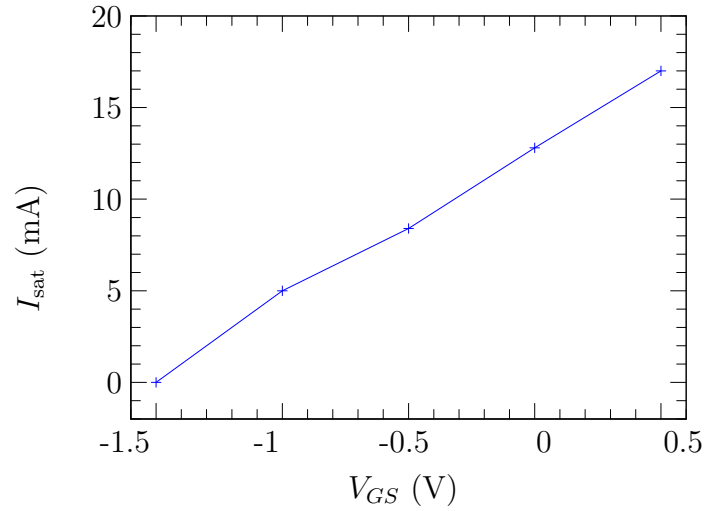


FIGURE 4.23 – courant de saturation en fonction de la tension de grille.

Maintenant que nous avons observé une émission à l'énergie de la transition inter-sous-bande lorsqu'on applique un champ électrique dans le plan des couches, nous allons reproduire la même expérience dans le cas d'un puits très dopé. Notons que dans le cas présent, nous ne pouvons pas faire de distinction entre l'électroluminescence provenant d'une relaxation de particules indépendantes entre les deux sous-bandes, et la relaxation d'une excitation collective car rien spectralement ne distingue les deux ; en revanche, dans le cas du puits très fortement dopé, la résonance collective est profondément différente du spectre des transitions inter-sous-bandes indépendantes, ce qui nous permettra de déterminer aisément la nature des excitations créées.

4.4.2 Électroluminescence dans le puits très dopé

4.4.2.1 Principe des mesures

Nous partons donc du puits en GaInAs/AlInAs précédemment caractérisé ; nous lui appliquons un procédé de microfabrication similaire à celui décrit dans la section précédente, avec deux contacts diffusés. En revanche les dimensions caractéristiques sont réduites par rapport au dispositif précédent, afin de réduire l'échauffement dû à un courant plus important (voir figure 4.24). Cette géométrie nous permet de caractériser un dispositif seul (canal de $100 \times 200 \mu\text{m}$) ou bien plusieurs en parallèle (jusqu'à 5). Notons également que l'application d'une tension de grille sur ce dispositif ne permet pas de modifier la densité de charge, à cause de courants de fuite très importants entre le puits quantique et le contact supérieur. Le dispositif ex-

périmental utilisé pour effectuer les mesures est identique au précédent.

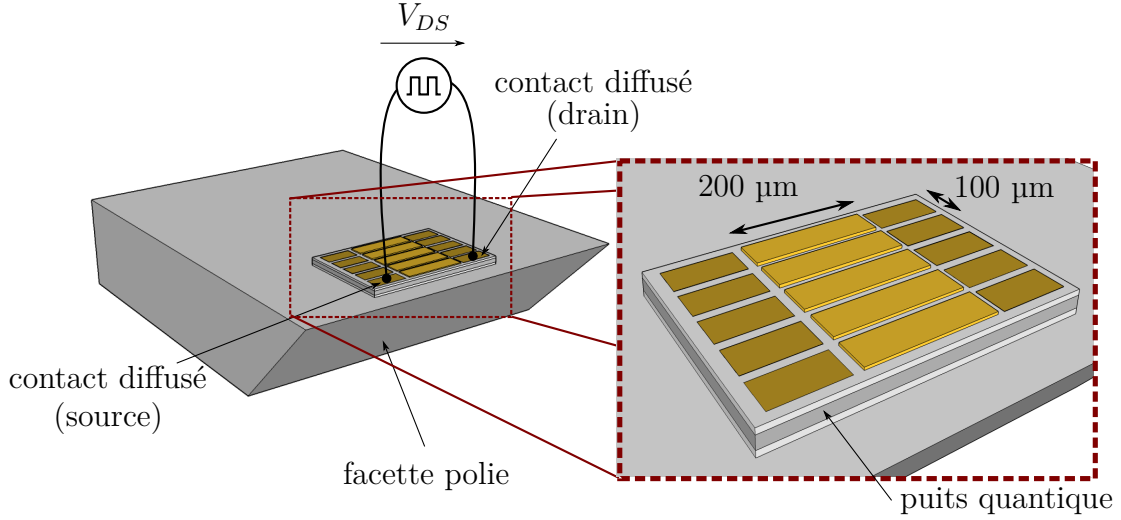


FIGURE 4.24 – schéma du dispositif.

4.4.2.2 Résultats

La figure 4.25 présente la caractéristique courant-tension mesurée à 4 K et à 300 K. Elle est assez différente de celle observée dans la structure précédente, car on n'observe pas de régime de saturation dans l'intervalle de tension exploré ; au contraire, on a une diminution de la résistance différentielle à partir d'environ 6 V.

La figure 4.26 montre un spectre d'électroluminescence obtenu à 77 K pour une tension de 6 V ; pour cette mesure, nous avons connecté en parallèle quatre dispositifs adjacents. Nous observons principalement un seul pic, à une énergie de 166 meV, égale à l'énergie de celui observé lors des mesures d'absorption. Nous pouvons donc attribuer ce pic d'électroluminescence à l'émission radiative du mode collectif multi-sous-bande. Sa largeur à mi-hauteur est de 16 meV, ce qui correspond à la valeur mesurée en absorption. Les deux spectres sont comparés en figure 4.26, où l'on peut remarquer qu'ils sont très similaires. On peut également observer une queue à basse énergie jusqu'à la fréquence de coupure basse du détecteur ; nous l'attribuons à de l'émission thermique due à l'échauffement du dispositif³. En revanche, il n'y a pas de pic qui pourrait être attribué à de l'émission inter-sous-bande dans un processus à une particule.

3. Cette queue à basse énergie est visible aussi bien en TE qu'en TM, on peut donc la soustraire du spectre d'émission.

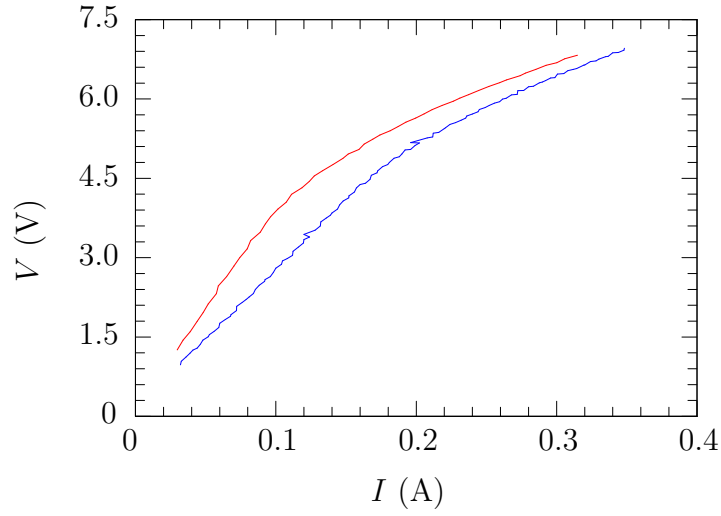


FIGURE 4.25 – caractéristique courant-tension du dispositif à 4 K (courbe bleue) et 300 K (courbe rouge).

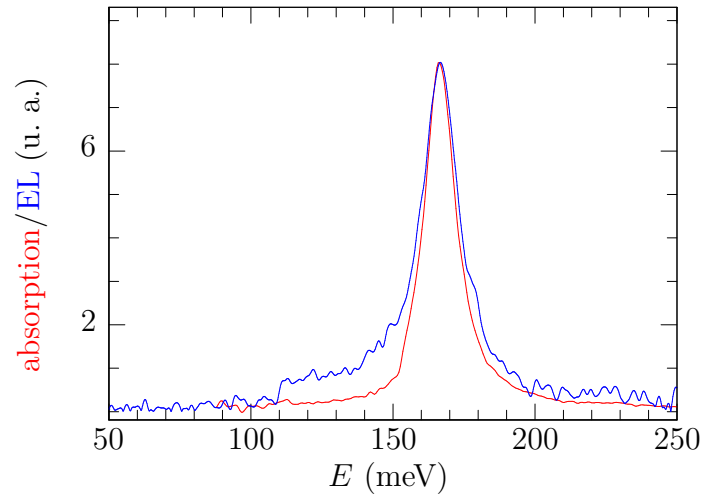


FIGURE 4.26 – spectre d'électroluminescence (courbe bleue) mesuré à 77 K, comparé au spectre d'absorption (courbe rouge) mesuré à la même température.

Ceci montre que la technique d'injection électrique utilisée permet d'exciter le plasmon multi-sous-bande, et d'observer son émission radiative. Nous allons maintenant étudier l'évolution de ses caractéristiques avec la température et la tension.

La figure 4.27 montre l'évolution du pic d'émission, normalisé à son maximum, lorsqu'on augmente la température de 4 K à 300 K. La figure 4.28 trace l'aire du pic en fonction de la température. On voit que l'intensité du signal lumineux augmente de façon exponentielle avec la température, contrairement

à la structure à deux niveaux caractérisée en 4.4.1 ; cette dépendance ne correspond pas à l'émission d'un corps noir, qui ne serait plus détectable à 77 K dans ces longueurs d'ondes. De plus, la largeur de la raie d'émission rétrécit lorsqu'on augmente la température, ce qui est à l'opposé de la plupart des effets thermiques usuellement observés. Cette largeur à mi-hauteur est représentée à la figure 4.29 en fonction de la tension, avec l'énergie du pic qui elle aussi diminue.

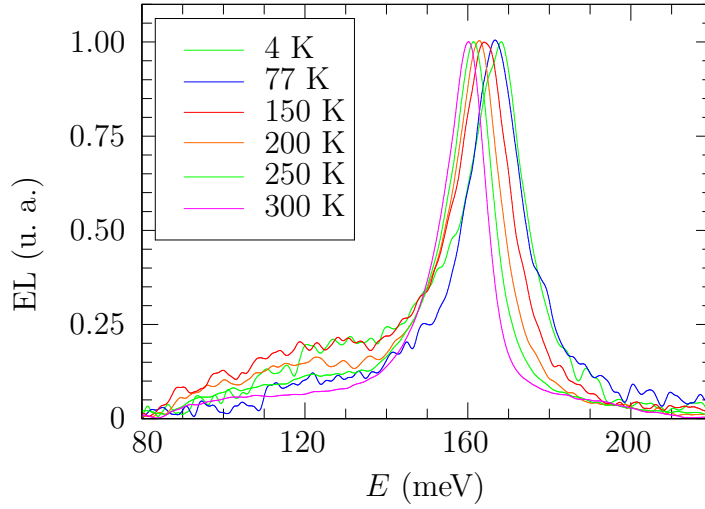


FIGURE 4.27 – spectres d'électroluminescence mesurés à différentes températures, à la même tension (6 V), normalisés à leur maximum.

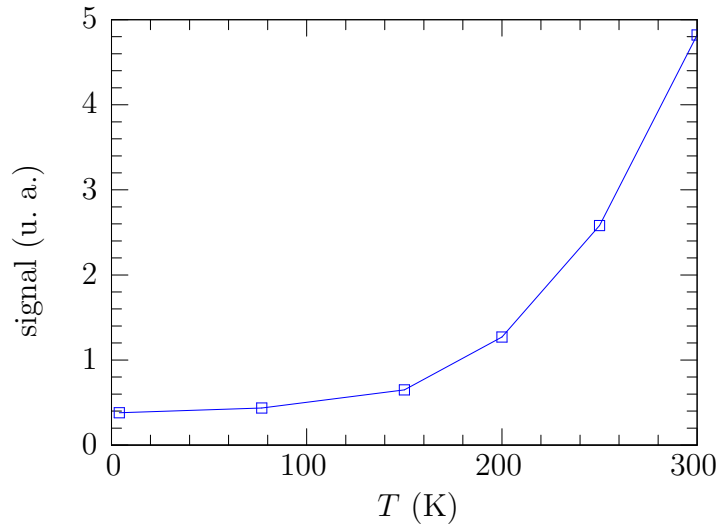


FIGURE 4.28 – signal d'électroluminescence en fonction de la température.

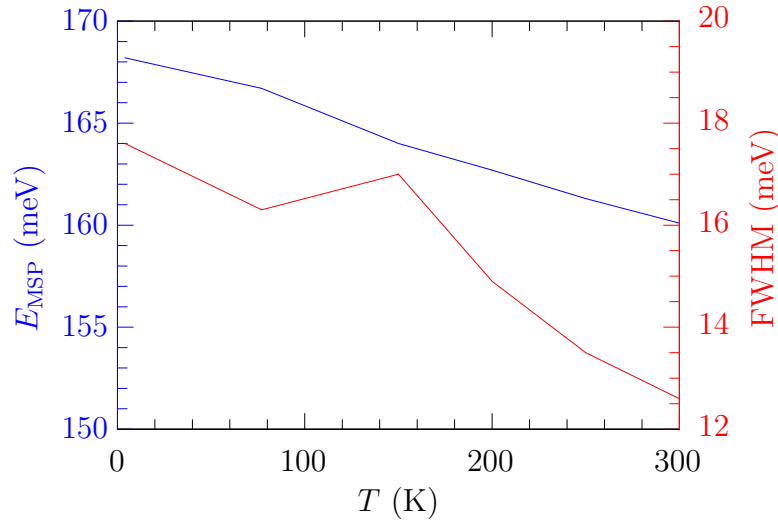


FIGURE 4.29 – énergie du pic (courbe bleue) et largeur à mi-hauteur (courbe rouge) en fonction de la température.

Plaçons-nous maintenant à 300 K, où nous sommes capables de créer un plus grand nombre d'excitations, et où le spectre d'émission est le plus étroit. Nous pouvons faire varier la tension appliquée ; les spectres normalisés à leur maximum sont représentés à la figure 4.30. On remarque qu'ils ont la même forme, avec un décalage vers le rouge du pic quand la tension augmente. Ceci peut être attribué à une variation de la densité de charge dans les puits. Nous traçons en figure 4.31.a l'intensité lumineuse en fonction du courant traversant le dispositif ; nous voyons que leur relation n'est pas linéaire. Elle est également surlinéaire en fonction de la puissance électrique injectée, comme on peut le voir à la figure 4.31.b. Ceci est encore une caractéristique qui différencie cette structure de la précédente, mais également de n'importe quelle émission thermique. Nous pouvons également regarder la largeur de raie en fonction de la tension appliquée, tracée sur la figure 4.32 : elle commence par diminuer avec la tension, puis remonte après avoir atteint un minimum pour $V = 6.5$ V. Nous avons donc, jusqu'à un certain point, créé une cohérence en augmentant le nombre d'excitations du système.

Nous avons démontré la possibilité d'exciter le mode collectif observé lors des mesures d'absorption, et ce de façon d'autant plus efficace que la température ou la tension sont grandes. Nous avons démontré les relations surlinéaires qu'a le signal d'électroluminescence avec la tension et avec la température ; nous avons également observé un rétrécissement de la raie d'émission lorsque T ou V augmentent, jusqu'à un certain point.

Ces premiers résultats expérimentaux prometteurs restent pour l'instant

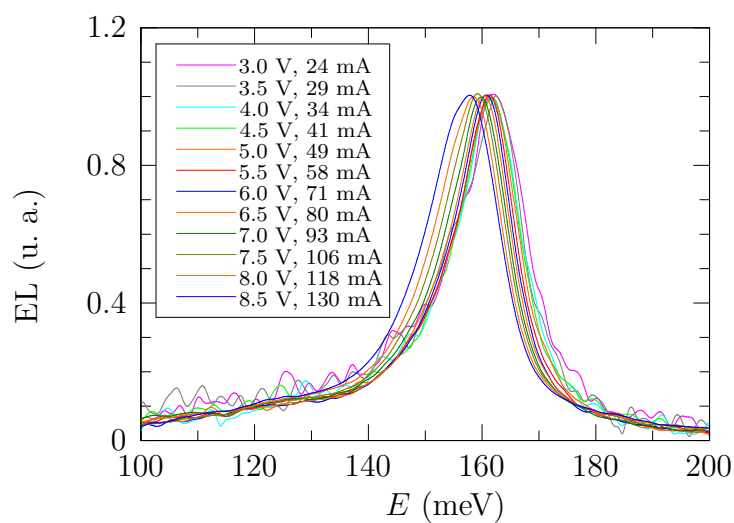


FIGURE 4.30 – spectres d'électroluminescence mesurés à différentes tensions, à 300 K, normalisés à leur maximum.

à approfondir ; il serait bien d'avoir également une meilleure compréhension théorique du mécanisme de l'excitation du mode collectif avec le courant injecté.

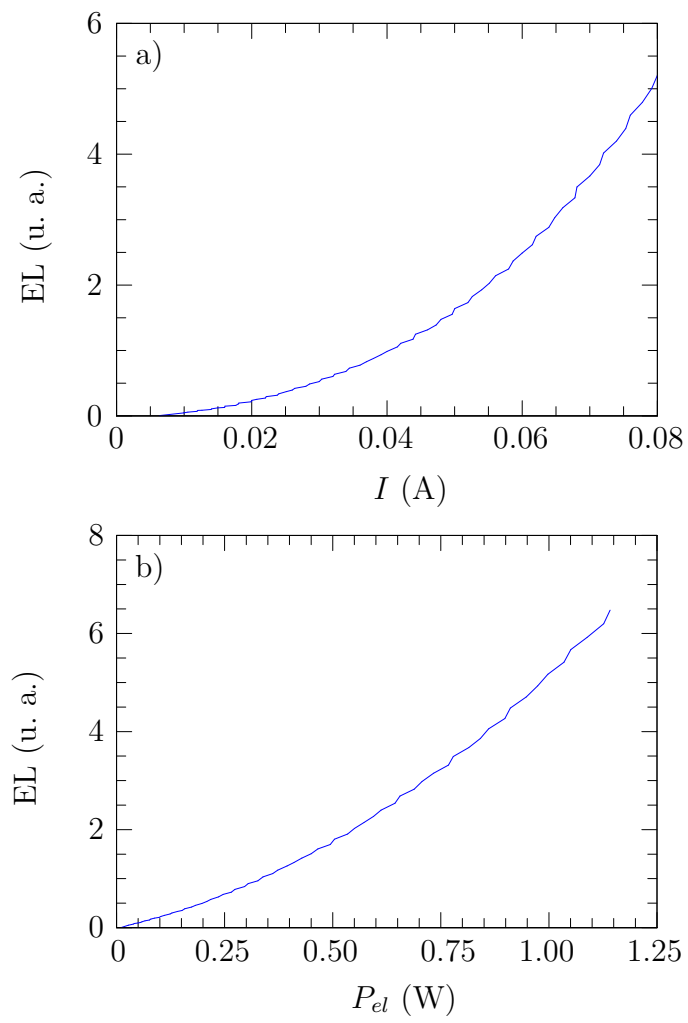


FIGURE 4.31 – a) signal d'électroluminescence en fonction du courant. b) signal d'électroluminescence en fonction de la puissance électrique.

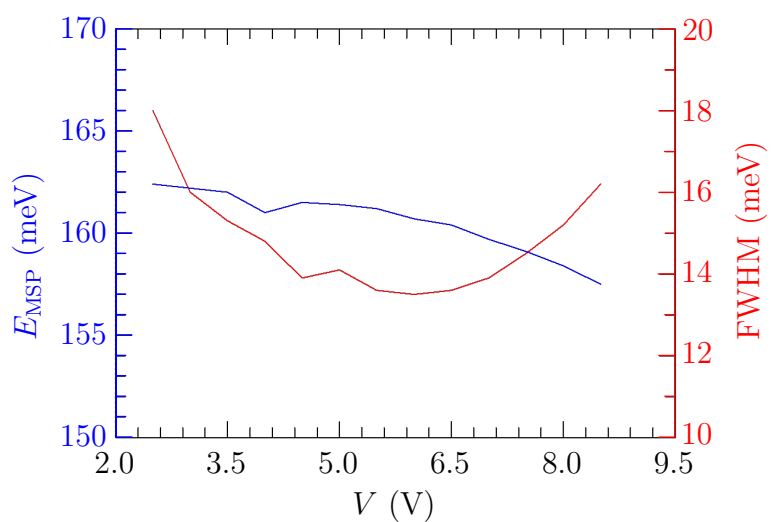


FIGURE 4.32 – énergie du pic (courbe bleue) et largeur à mi-hauteur (courbe rouge) à 300 K en fonction de la tension.

Conclusion

Nous avons étudié expérimentalement et théoriquement les effets d'une densité de charge très importante sur la réponse optique d'un puits quantique. En utilisant un modèle semi-classique, nous nous sommes attendus à ce que cette redistribution des amplitudes, à partir d'une certaine charge, devienne telle que quasiment toute l'interaction avec la lumière soit concentrée dans une seule résonance, et ce même si le nombre de sous-bandes remplies augmente : le système est alors dans un régime coopératif, dominé par les interactions coulombiennes, dans lequel seul un mode collectif associant en phase toutes les transitions inter-sous-bandes d'énergies différentes peut interagir avec la lumière, de façon plus efficace que dans n'importe quel puits quantique ayant une seule sous-bande remplie.

Ce plasmon multi-sous-bande a été observé expérimentalement dans un puits quantique en GaInAs/AlInAs très dopé ; il présente une faible largeur à mi-hauteur et une énergie très différente de celles des transitions inter-sous-bandes nues, qui sont rendues transparentes.

De plus, nous avons démontré observé ce mode collectif dans des mesures d'électroluminescence dans lesquelles le champ électrique a été appliqué dans le plan du puits quantique grâce à des contacts diffusés. Lorsque l'on augmente la tension ou la température, on observe une augmentation du signal émis dans ce mode collectif associé à une diminution de la largeur à mi-hauteur, jusqu'à un certain point.

Après avoir démontré la possibilité de concentrer toute l'interaction lumière-matière dans un seul mode étroit qui porte une constante de couplage avec la lumière égale à la somme de celles de toutes les transitions en jeu, nous nous attendons, en insérant de tels puits dans une microcavité, à pouvoir entrer dans le régime de couplage ultra-fort lumière-matière ; ce sera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 5

Couplage ultra-fort : plasmons multi-sous-bandes en cavité

Lorsqu'une excitation matérielle est en résonance avec un mode de micro-cavité, il est possible d'entrer dans le régime de couplage fort lumière-matière si l'énergie de couplage est supérieure aux élargissements. Dans ce régime, l'intensité du couplage est caractérisée par la fréquence de Rabi, qui est proportionnelle à la racine carrée du coefficient d'absorption de l'excitation électronique.

Dans les systèmes usuels réalisant le couplage fort entre une excitation inter-sous-bande et un mode de micro-cavité [21, 24, 44, 90], le niveau de Fermi se trouve entre les deux premiers niveaux du puits quantique, comme dans les dispositifs étudiés dans le chapitre 2. Le coefficient d'absorption associé à l'excitation électronique est alors proportionnel à la population du premier niveau, et est donc limité par la condition $E_F < E_2$. Par conséquent, les plus grandes valeurs du rapport $2\hbar\Omega_R/E_{ex}$ (où Ω_R est la fréquence de Rabi et E_{ex} l'énergie de l'excitation électronique) sont d'environ 20 % [52, 27], comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.

Dans le chapitre 4, nous avons étudié la réponse optique de puits quantiques fortement dopés, dont plusieurs sous-bandes sont peuplées. Nous avons vu qu'à très haut niveau de dopage, l'interaction lumière-matière est exclusivement concentrée dans une seule résonance qui associe en phase toutes les transitions inter-sous-bandes grâce aux interactions coulombiennes. Le coefficient d'absorption de ce pic augmente de façon continue et monotone avec le niveau de dopage dans le puits, atteignant des valeurs impossibles à obtenir avec une seule sous-bande occupée.

On s'attend donc à obtenir des valeurs très importantes de la fréquence de Rabi lorsqu'on insère un puits très fortement dopé, similaire à celui étudié dans le chapitre précédent, dans une microcavité.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la caractérisation de deux tels systèmes, que nous avons conçus et réalisés dans le but de démontrer le couplage ultra-fort dans le moyen infra-rouge [85]. Le premier consiste en une microcavité planaire similaire à celle étudiée dans le deuxième chapitre, dans laquelle sont insérés 10 puits quantiques identiques à celui étudié dans le chapitre précédent. Nous allons voir que ce système présente un très large dédoublement de Rabi à température ambiante.

Le deuxième système exploite un confinement plus important de la lumière grâce à des cavités double-métal zéro-dimensionnelles. Nous obtenons une valeur de la fréquence de Rabi identique à celle du système précédent, avec deux fois moins de puits.

Nous allons ensuite analyser de façon plus générale les propriétés du plasmon multi-sous-bande en couplage fort avec un mode de micro-cavité, en démontrant la possibilité de dépasser la limite des systèmes usuels à deux niveaux quelle que soit l'énergie de la résonance.

5.1 Plasmon multi-sous-bande en couplage ultra-fort : description quantique

Comme nous avons pu le voir dans la partie 3.3, l'interaction d'un gaz d'électrons bidimensionnel avec un mode de microcavité peut se décrire au moyen de l'hamiltonien du système en interaction, exprimé dans la jauge dipolaire. Le calcul des états propres passe d'abord par la diagonalisation de la partie matière de cet hamiltonien, puis la prise en compte de l'interaction entre les excitations électroniques et le mode optique.

Nous cherchons ici à décrire un système constitué d'un puits quantique similaire à celui décrit dans le chapitre précédent, c'est-à-dire un puits très dopé, dans le « régime coopératif » pour lequel la réponse optique hors cavité présente une unique résonance, provenant de l'association en phase des différentes excitations inter-sous-bandes. Le système et les interactions en jeu sont schématisés figure 5.1.

Plaçons-nous dans la situation où N sous-bandes sont remplies, donc N plasmons inter-sous-bandes sont en jeu. Nous notons $\hbar\tilde{\omega}_\alpha$ leurs énergies, $\hbar\omega_{P\alpha}$ leurs pulsations plasma associées, et $p_\alpha^\dagger$ leurs opérateurs de création.

L'hamiltonien de la partie matière s'exprime alors ainsi [81] :

$$H_{\text{mat}} = \sum_{\alpha} \hbar\tilde{\omega}_\alpha p_\alpha^\dagger p_\alpha + \sum_{\alpha \neq \beta} \frac{\hbar\Xi_{\alpha\beta}}{2} (p_\alpha + p_\alpha^\dagger) (p_\beta + p_\beta^\dagger)$$

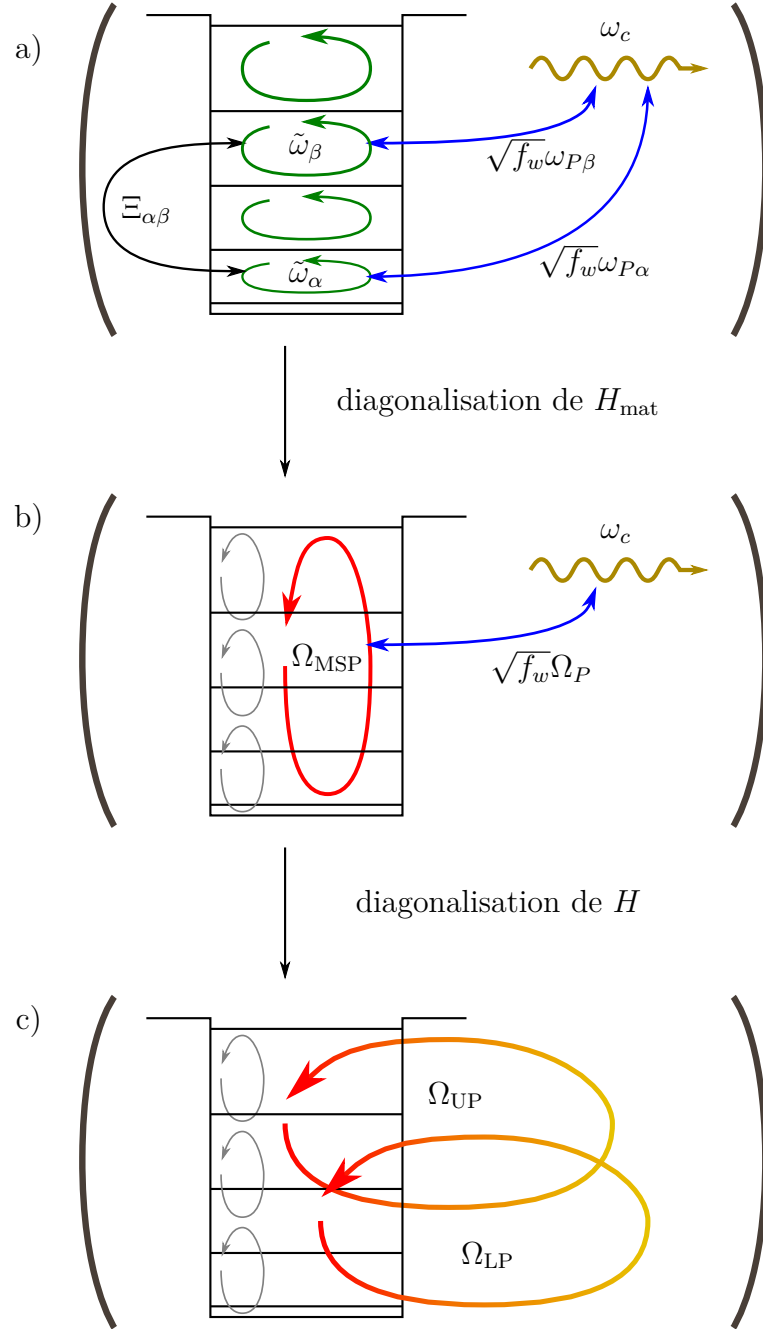


FIGURE 5.1 – a) schéma des plasmons inter-sous-bandes (flèches vertes) et de leurs interactions entre eux (flèche noire) et avec la lumière (flèches bleues) b) schéma des excitations du système après diagonalisation de la partie matière (flèches rouges) et de leur interaction avec la lumière (flèches bleues) c) schéma des modes propres du système complet : les deux flèches dégradées représentent les polaritons.

où $\Xi_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}C_{\alpha\beta} \frac{\omega_{P\alpha}\omega_{P\beta}}{\sqrt{\tilde{\omega}_\alpha\tilde{\omega}_\beta}}$ est la constante de couplage mutuel entre les deux transitions α et β , avec $C_{\alpha\beta} \approx 1$ le recouvrement entre les deux transitions inter-sous-bandes.

Nous pouvons diagonaliser H_{mat} de façon à obtenir les N modes propres indépendants (les plasmons multi-sous-bandes) d'énergies $\hbar\Omega_J$, et de pulsations plasma Ω_{PJ} , tels que $H_{\text{mat}} = \sum_J \hbar\Omega_J P_J^\dagger P_J$.

L'interaction de ces N modes propres avec la lumière est donnée par l'hamiltonien d'interaction :

$$H_{\text{int}} = \sum_J i \frac{\hbar\Omega_{PJ}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\Omega_J}} (a - a^\dagger) (P_J + P_J^\dagger)$$

Or dans le régime coopératif, l'un des modes (le mode « brillant ») a une pulsation plasma beaucoup plus grande que les autres, dont l'interaction avec la lumière est négligeable. Notons respectivement $E_{\text{MSP}} = \hbar\Omega_{\text{MSP}}$, $E_P = \hbar\Omega_P$ et $P_{\text{MSP}}^\dagger$ l'énergie de résonance, l'énergie de plasma et l'opérateur de création du plasmon multi-sous-bande brillant. Nous avons alors simplement

$$H_{\text{int}} = i \frac{\hbar\Omega_P}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\Omega_{\text{MSP}}}} (a - a^\dagger) (P_{\text{MSP}} + P_{\text{MSP}}^\dagger)$$

À ce stade, les autres modes peuvent être omis de l'hamiltonien complet car leur pulsation plasma est négligeable. L'hamiltonien est alors complètement analogue à celui du couplage ultra-fort entre une seule transition inter-sous-bande et un mode de cavité [50] :

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{phot}} + H_{\text{mat}} + H_{\text{int}} \\ &= \hbar\omega_c (a^\dagger a + 1/2) + \hbar\Omega_{\text{MSP}} P_{\text{MSP}}^\dagger P_{\text{MSP}} \\ &\quad + i \frac{\hbar\Omega_P}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\Omega_{\text{MSP}}}} (a - a^\dagger) (P_{\text{MSP}} + P_{\text{MSP}}^\dagger) \end{aligned} \quad (5.1)$$

On peut remarquer que, comme dans le cas d'une seule transition, cette expression ne fait pas apparaître les paramètres associés aux transitions inter-sous-bandes nues mais uniquement ceux de l'excitation habillée par les interactions coulombiennes. L'origine microscopique de l'excitation matérielle n'entre pas en compte et est transparente au couplage avec la lumière ; nous en reparlerons par la suite.

La diagonalisation de H aboutit à l'équation aux valeurs propres suivante [52, 50] :

$$(\omega^2 - \Omega_{\text{MSP}}^2) (\omega^2 - \omega_c^2) = f_w \Omega_P^2 \omega_c^2 \quad (5.2)$$

qui permet de décrire les courbes de dispersion des polaritons dans le régime de couplage ultra-fort, lorsque $\sqrt{f_w}\Omega_P \sim \Omega_{\text{MSP}}$. On aboutit à l'expression suivante pour les énergies des polaritons :

$$\omega_{\text{UP/LP}}^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_c^2 + \Omega_{\text{MSP}}^2 \pm \sqrt{(\Omega_{\text{MSP}}^2 - \omega_c^2)^2 + (4\Omega_R\omega_c)^2} \right) \quad (5.3)$$

où $2\hbar\Omega_R = \hbar\sqrt{f_w}\Omega_P$. Ces deux courbes, visibles sur la figure 5.2, présentent un anticroisement à la résonance $\Omega_{\text{MSP}} = \omega_c$. Le minimum de la différence d'énergie entre les deux branches de polaritons vaut $2\hbar\Omega_R$, obtenu pour $E_c = \hbar\sqrt{\Omega_{\text{MSP}}^2 - (2\Omega_R)^2}$. On peut également observer l'ouverture d'un gap photonique entre les deux branches, dont ne rendait pas compte la description par le régime de couplage fort, négligeant les termes quadratiques et anti-résonants (voir l'équation 1.13 et la figure 1.5). En effet, dans la description présente, l'asymptote de la branche supérieure pour $\omega_c \ll \Omega_{\text{MSP}}$ ($E_{\text{UP}} \rightarrow E_{\text{UPmin}} = \hbar\Omega_{\text{MSP}}$) est différente de celle de la branche inférieure pour $\omega_c \gg \Omega_{\text{MSP}}$ ($E_{\text{LP}} \rightarrow E_{\text{LPmax}} = \hbar\sqrt{\Omega_{\text{MSP}}^2 - (2\Omega_R)^2}$). Notons que l'asymptote de la branche supérieure, correspondant à la limite d'une cavité infiniment grande, est uniquement fixée par l'énergie de l'excitation électronique (hors cavité), alors que celle de la branche inférieure est d'autant plus basse que le couplage avec la lumière est grand, et tend vers 0 lorsque $2\hbar\Omega_R$ tend vers $\hbar\Omega_{\text{MSP}}$. Dans cette limite, la branche inférieure devient horizontale et se confond avec l'axe des abscisses, elle n'est alors plus observable.

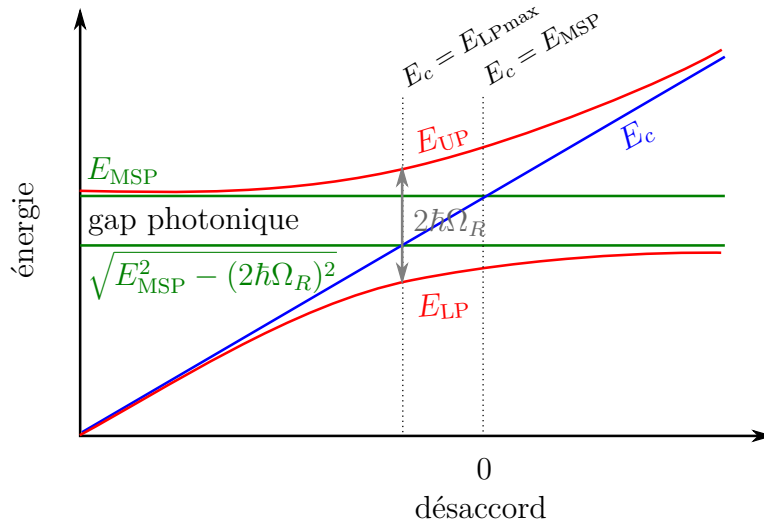


FIGURE 5.2 – dispersion des polaritons en fonction du désaccord entre le mode de cavité et l'énergie du plasmon multi-sous-bande.

La présence du gap nécessite un recouvrement f_w (déterminé par la géomé-

trie du dispositif en cavité) ainsi qu'une pulsation plasma importants ; l'utilisation d'un puits dans le régime coopératif, dans une cavité adéquate, nous permet de réunir ces conditions.

5.2 Plasmon multi-sous-bande en cavité planaire

Dans cette partie, nous présentons les caractéristiques d'un dispositif comportant 10 puits quantiques identiques à celui du chapitre précédent, insérés dans une microcavité planaire conçue pour confiner la lumière dans la direction de croissance. Il est réalisé dans le système de matériaux GaInAs/AlInAs sur substrat InP. La croissance a été effectuée par Grégoire Beaudoin et Isabelle Sagnes au LPN (Marcoussis, France).

5.2.1 Description de la cavité et simulation du couplage fort

La cavité planaire, schématisée sur la figure 5.3.a, est similaire à celle décrite dans la partie 2.1.2 : elle consiste en une couche de 120 nm d'InP dopé $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ qui constitue un miroir inférieur de bas indice optique, et d'une couche d'or déposée en surface. Entre les deux sont insérés 10 puits quantiques de 18.5 nm dopés $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, identiques au puits étudié dans le chapitre précédent, séparés par des barrières de 40 nm. Le profil du mode optique, à la fréquence de résonance du puits quantique (165 meV), est représenté à la figure 5.3.b ; il présente un recouvrement $f_w = 16 \%$ avec les puits quantiques.

Nous pouvons simuler les spectres d'absorption du dispositif au moyen du formalisme de la matrice de transfert (voir partie 2.2 pour plus de détails). Dans un premier temps, nous effectuons ce calcul en fixant la densité électronique dans les puits à zéro, afin de caractériser la cavité planaire. Le résultat de cette simulation est visible à la figure 5.4.a, où l'absorption (définie comme $A = 1 - R$, où R est la réflectivité de la cavité) est représentée en code de couleur en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon incident. On peut observer la présence d'un mode confiné dispersif (le mode TM_1) ainsi que le mode d'ordre 2, beaucoup plus large car très peu confiné.

Nous pouvons ensuite effectuer la même simulation, mais avec la densité électronique réelle, qui est de $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond à une énergie du plasmon multi-sous-bande de 165 meV. Le calcul utilise, pour $\varepsilon_{zz}(\omega)$, l'expression numérique complète détaillée dans la partie 4.1, qui effectue une somme le long de chacune des sous-bandes du puits, prenant

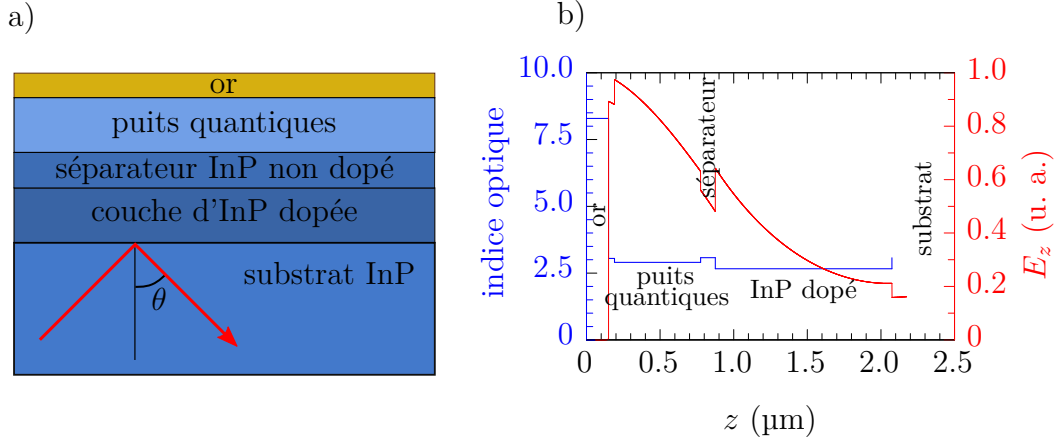


FIGURE 5.3 – a) schéma du dispositif; l'angle θ de propagation de la lumière dans le substrat est représenté. b) profils de l'indice optique (en bleu) et du champ électrique (en rouge) dans la direction de croissance.

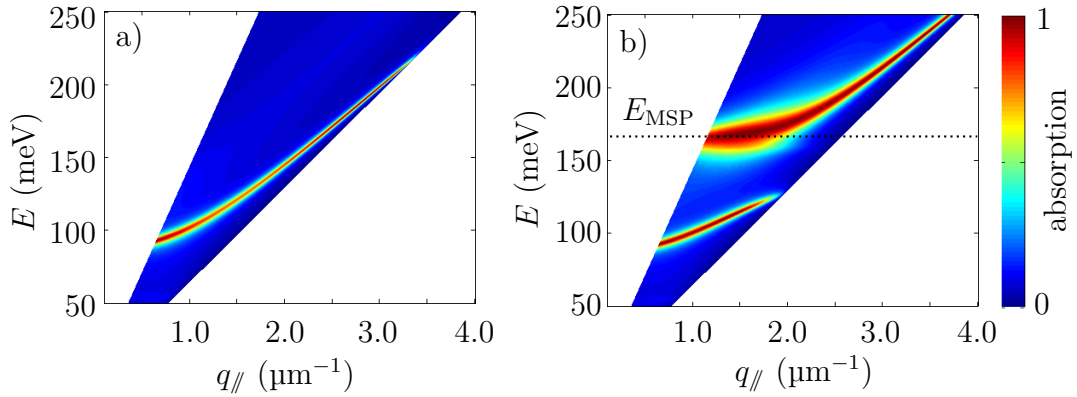


FIGURE 5.4 – a) simulation de l'absorption ($A = 1 - R$) de la cavité planaire en échelle de couleur, en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon incident, pour des angles compris entre $\theta_{\min} = 30^\circ$ et $\theta_{\max} = 90^\circ$ b) simulation de l'absorption du dispositif complet en échelle de couleur, en fonction de l'énergie et du vecteur d'onde du photon incident, dans le même intervalle angulaire. On peut observer un large anticroisement à l'énergie du plasmon multi-sous-bande.

ainsi en compte les effets de température et la non-parabolicité. En revanche, la fonction diélectrique dans le plan est donnée par le modèle de Drude, comme dans le chapitre 2. Le résultat de ce calcul est présenté à la figure 5.4.b. On peut observer un anticroisement au voisinage de l'énergie du plasmon multi-sous-bande E_{MSP} ; plus précisément, la branche

supérieure tend vers E_{MSP} lorsque $q_{\parallel}$ tend vers 0, alors que la branche inférieure tend vers une énergie plus faible pour les grandes valeurs de $q_{\parallel}$. Cette différence entre les deux asymptotes, causant l'ouverture d'un gap photonique, est caractéristique du régime de couplage ultra-fort. Nous allons approfondir cet aspect par la suite, une fois munis des données expérimentales.

Dans le prochain paragraphe, nous présentons le dispositif expérimental permettant de caractériser cette structure.

5.2.2 Dispositif expérimental

Les spectres d'absorption du dispositif sont obtenus par des mesures en transmission au travers d'échantillons montés en géométrie de guide d'onde multi-passage, de la même façon qu'en 2.2 (voir figure 5.5). Cette géométrie impose des bornes supérieure et inférieure aux angles internes de propagation accessibles par la mesure. Ces angles $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$ correspondent à un faisceau à incidence rasante sur la facette d'entrée, et dépendent de l'indice optique du substrat n_s et de l'angle de polissage θ_f selon la formule $\theta_{\min/\max} = \theta_f \pm \arcsin(1/n_s)$. Afin d'avoir accès à toute la zone de l'espace k qui nous intéresse, nous avons dû réaliser trois échantillons avec trois différents angles des facettes. Pour deux d'entre eux, les facettes d'entrée et de sortie sont polies, respectivement à 45° et 70° par rapport au plan des couches. Celles du troisième échantillon sont clivées, afin de présenter un angle droit par rapport au plan des couches. Nous avons déposé de l'or sur la totalité de leur surface supérieure, et poli la surface inférieure. Le substrat en InP non dopé étant transparent dans la gamme de longueurs d'onde qui nous intéresse, la transmission au travers de ce guide d'onde est proportionnelle à la réflectivité de l'hétérostructure.

Le dispositif expérimental utilisé pour caractériser cet échantillon est représenté à la figure 2.8. Le diamètre du faisceau (1.6 cm) et la distance focale de la lentille qui focalise le faisceau incident sur l'échantillon (9 cm) nous permettent d'obtenir une résolution angulaire de 3° . Nous faisons varier l'angle d'incidence sur la facette de l'échantillon par pas de 2° pour obtenir la dépendance en θ . Comme dans le chapitre 2, les spectres sont obtenus en normalisant les spectres mesurés en polarisation TM par ceux mesurés en TE, puis en divisant ce rapport par le rapport TM/TE obtenu en l'absence de l'échantillon. Le paragraphe suivant décrit les résultats de ces mesures.

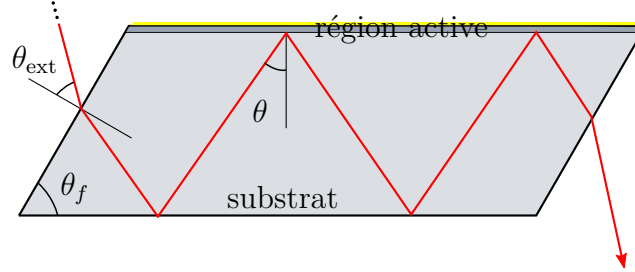


FIGURE 5.5 – schéma du guide d'onde multi-passage.

5.2.3 Résultats des mesures

Les spectres obtenus pour un angle de polissage de 70° sont représentés figure 5.6. On observe clairement deux minima de transmission dont la position en énergie dépend de l'angle de propagation ; ils correspondent aux deux états de polaritons. Afin d'obtenir les courbes de dispersion des polaritons, nous reportons l'énergie de ces minima en fonction du vecteur d'onde du photon : ce sont les points gris représentés sur la figure 5.7, que nous avons superposés au résultat de la simulation par la matrice de transfert présentée précédemment. On peut apprécier le très bon accord entre la simulation et les mesures. Nous obtenons directement la valeur du dédoublement de Rabi, correspondant au minimum de la différence d'énergie entre les deux branches. Il est de 57 meV, par conséquent le rapport entre ce dédoublement de Rabi et l'énergie de l'excitation électronique est de 0.33, ce qui est supérieur aux meilleures valeurs obtenues jusqu'ici dans le moyen infra-rouge, et ce malgré un f_w de seulement 16 % [52, 27].

Il est difficile d'obtenir un meilleur confinement de la lumière dans ce type de cavité. Nous allons démontrer le couplage ultra-fort dans un autre type de cavité, une cavité double-métal zéro-dimensionnelle, ce qui va nous permettre d'obtenir un couplage de Rabi similaire avec deux fois moins de puits, grâce à une diminution du volume effectif de la cavité.

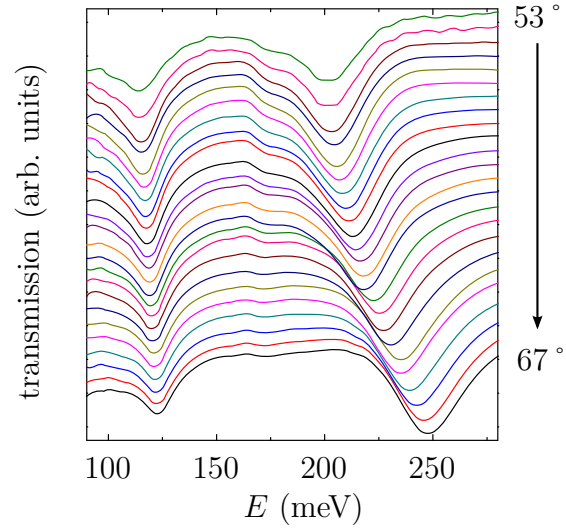


FIGURE 5.6 – spectres de transmission mesurés pour un angle de polissage de 70° , permettant d’atteindre des angles internes compris entre 53° et 67° .

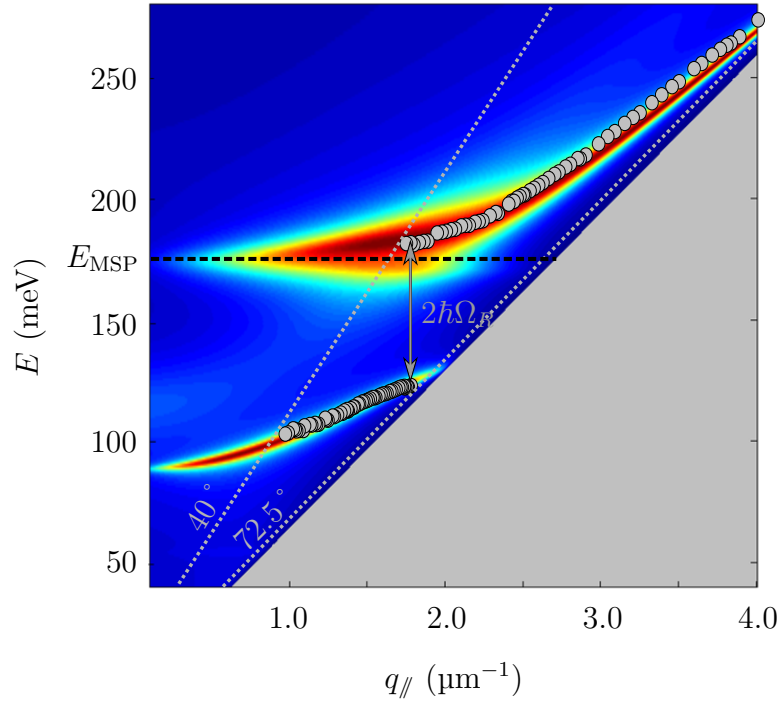


FIGURE 5.7 – points gris : énergie des minima de transmission du dispositif en fonction du vecteur d’onde du photon incident. La figure en code de couleur représente l’absorption simulée en fonction de l’énergie et du vecteur d’onde du photon. Les lignes pointillées grises représentent les limites de la zone accessible expérimentalement.

5.3 Cavité double métal

Il est possible d'obtenir un mode optique de microcavité fortement confiné entre un plan d'or inférieur et un réseau bidimensionnel de carrés métalliques à la surface (voir figure 5.8). Dans ce type de cavité, il existe toujours, quelle que soit son épaisseur, un mode TM_0 dont l'énergie est inversement proportionnelle à la taille s des plots d'or [91]. Ce mode est localisé sous les carrés d'or, en raison de la désadaptation d'impédance engendrée par la présence de l'or en surface, comme le montre la simulation du champ électrique à l'énergie de la résonance pour des plots de $1\ \mu\text{m}$ de côté (figure 5.9). Ces simulations ont été réalisées à l'aide d'un programme basé sur le formalisme de la matrice de diffusion, développé au laboratoire par Yanko Todorov.

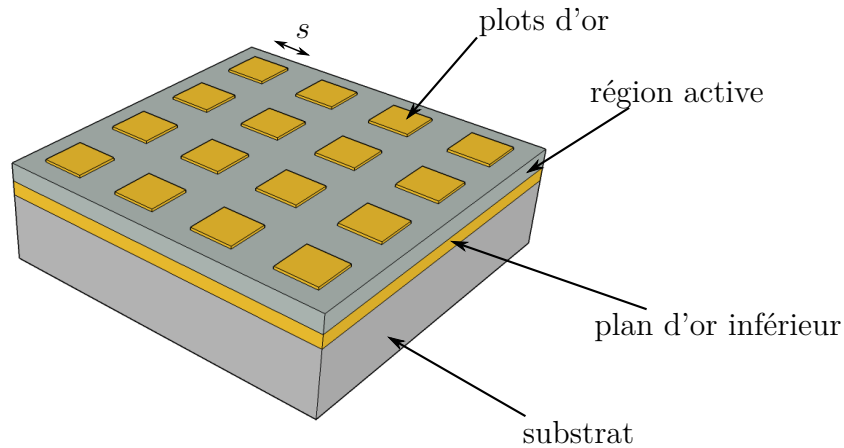
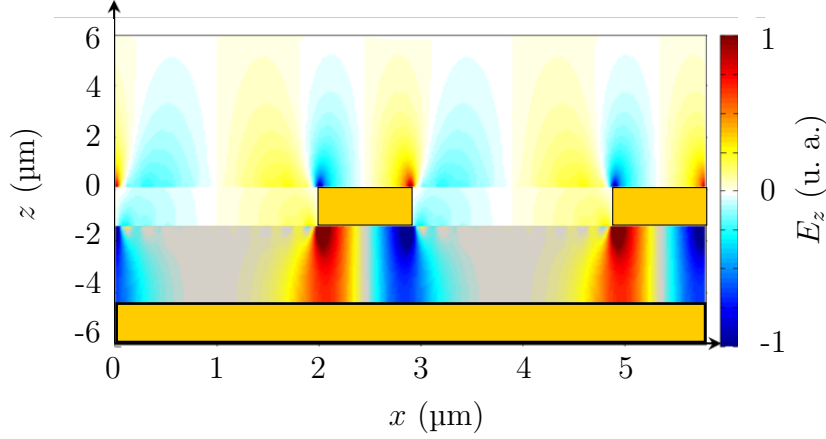


FIGURE 5.8 – schéma d'un réseau de cavités double-métal zéro-dimensionnelles.

Du fait du confinement optique important, ces cavités sont propices à la réalisation du couplage ultra-fort, obtenu en insérant des puits quantiques entre le plan d'or inférieur et le réseau d'or en surface. Ce régime a déjà été observé dans le térahertz [50] et dans le moyen infrarouge (dans des cavités similaires à réseaux unidimensionnels) [52], au moyen de mesures en réflectivité.

Nous présentons dans cette partie un dispositif consistant en un réseau de cavités zéro-dimensionnelles similaire au schéma de la figure 5.8, dans lesquelles sont insérés des puits quantiques multi-sous-bandes, permettant ainsi d'atteindre le régime de couplage ultra-fort [85]

FIGURE 5.9 – simulation de la composante E_z du champ électrique.

5.3.1 Description du dispositif

La région active consiste en cinq puits quantiques de $185 \text{ \AA}$ dans le système de matériaux GaInAs/AlInAs, avec un dopage uniforme de $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans le puits. Ces puits sont identiques à ceux étudiés dans le chapitre 4 et en 5.2. Rappelons qu'un tel puits possède un niveau de Fermi proche de la cinquième sous-bande et présente une réponse optique concentrée dans un unique pic étroit aux environs de 165 meV , associée à l'absorption par le plasmon multi-sous-bande. La croissance a été effectuée par Grégoire Beaudoin et Isabelle Sagnes, du LPN (Marcoussis).

Ces cinq puits sont insérés dans des cavités double-métal dont les plots d'or ont été réalisés en différentes tailles (entre 0.2 μm et 1.3 μm), afin d'obtenir différentes énergies du mode de cavité autour de la résonance. La distance entre les plots d'or est de 2 μm dans les deux directions. La réalisation des cavités consiste à déposer de l'or sur le substrat comportant la région active, puis à le reporter sur un autre substrat également recouvert d'or. Un polissage mécanique et une gravure chimique permettent le retrait du premier substrat afin de ne conserver que la région active. On y réalise alors les réseaux d'or par lithographie électronique, afin d'obtenir des tailles pouvant aller jusqu'à 200 nm . Ces étapes de fabrication ont été effectuées par Chéryl Feuillet-Palma, de notre laboratoire. Une image réalisée au microscope électronique à balayage est visible en figure 5.10, en fausses couleurs.

Un échantillon témoin sans électrons dans les puits a également été réalisé, afin d'extraire l'énergie du mode de cavité hors régime de couplage fort.

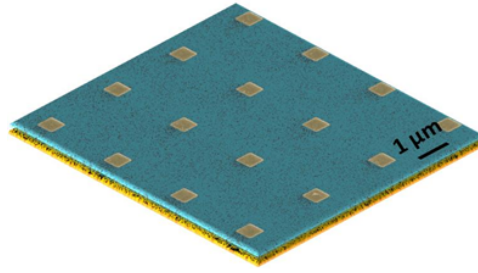


FIGURE 5.10 – image réalisée au microscope électronique à balayage, pour le dispositif de cavités de $0.5\ \mu\text{m}$ de côté.

5.3.2 Résultats expérimentaux

Nous avons effectué des mesures de réflectivité sur les deux échantillons, pour chacune des différentes tailles de cavités, à 77 K et à 300 K, au moyen du dispositif expérimental représenté à la figure 5.11. L'angle d'incidence de la lumière par rapport au plan des couches est de 10° . Les spectres sont mesurés au moyen d'un détecteur pyroélectrique DTGS (sulfate de triglycine deutéré) et sont normalisés par un spectre de réflexion sur un plan d'or uniforme. Les mesures sur l'échantillon témoin ont permis d'extraire l'énergie du mode de cavité pour chacune des valeurs de s . Le résultat de ces mesures est représenté à la figure 5.12. L'énergie du mode de cavité est inversement proportionnel à la taille de la cavité, conformément à ce qui est attendu [91]. On peut également en déduire la valeur de l'indice effectif du mode, qui varie entre 3.5 (à 60 meV) et 5 (à 250 meV). Les spectres mesurés sur l'échantillon contenant les puits dopés sont représentés à la figure 5.13 pour différentes tailles de cavité. On peut observer deux minima de réflectivité dont les énergies dépendent de la taille de la cavité : ils proviennent de l'absorption par les états de polaritons, issus du couplage fort entre l'excitation électronique collective et le mode TM_0 de la cavité. Il y a également des modes optiques d'ordre supérieur à plus haute énergie.

Nous pouvons reporter ces minima de réflectivité en fonction de l'énergie du mode de cavité, extraite de l'échantillon témoin. Nous obtenons la dispersion des polaritons, visible à la figure 5.14. On y voit clairement l'anticroisement entre les deux branches au voisinage de la résonance. On peut déduire le dédoublement de Rabi du minimum de leur différence d'énergie, qui vaut 57 meV à 300 K, 58 meV à 77 K. Cette faible variation entre la température de l'azote liquide et la température ambiante est liée à la robustesse de l'excitation collective lorsque la température augmente : en effet, la température redistribue les électrons entre les sous-bandes qui participent toutes à l'excitation collective, de façon similaire à un puits parabolique [51]. La valeur du dédoublement de Rabi obtenue dans ce dispositif avec seulement cinq puits

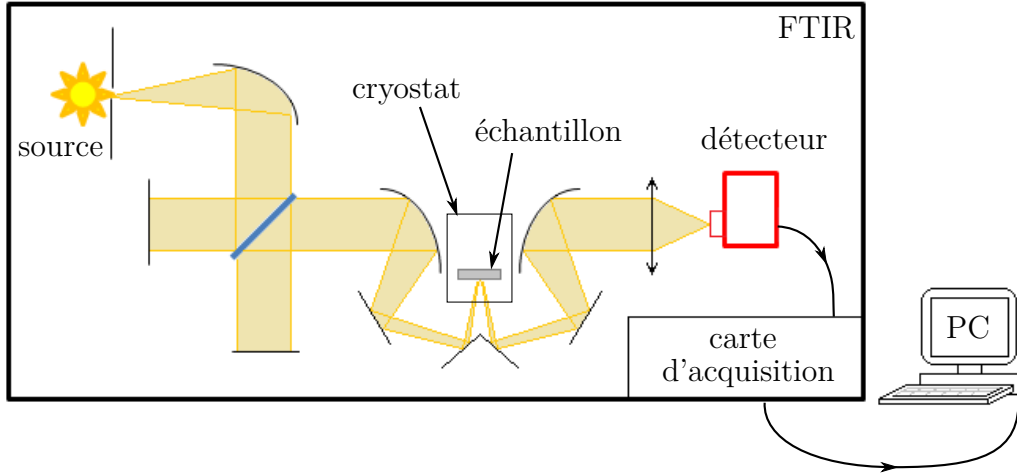


FIGURE 5.11 – schéma du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures de réflectivité.

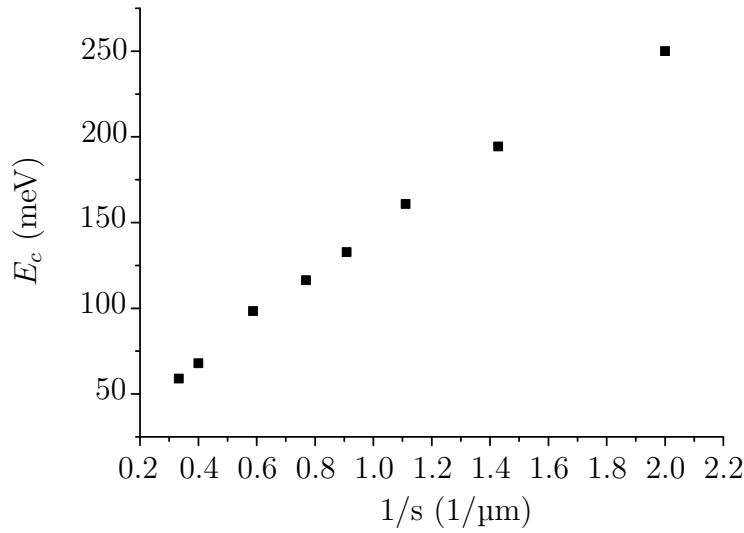


FIGURE 5.12 – énergie du mode de cavité, correspondant au minimum de réflectivité sur l'échantillon témoin, représenté en fonction de l'inverse de la largeur des carrés d'or constituant le réseau.

quantiques est quasiment égale à celle obtenue dans le dispositif précédent, avec dix puits quantiques.

Par conséquent, la valeur du dédoublement de Rabi est suffisante pour nous permettre d'observer l'ouverture d'un gap photonique, d'environ 15 meV. La courbe de dispersion des polaritons calculée à l'aide de la formule 5.3 est montrée dans la figure 5.14 (tirets noirs) et est en accord remarquable avec les données expérimentales.

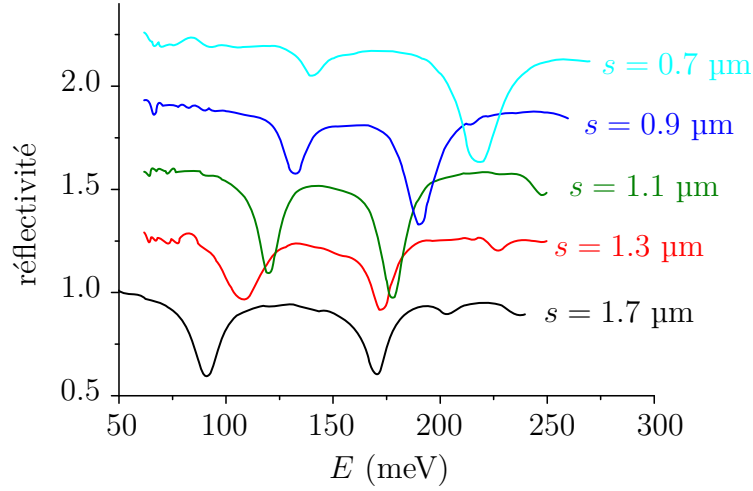


FIGURE 5.13 – spectres de réflectivité du dispositif mesurés à 300 K pour différentes largeurs de cavités. Les spectres sont décalés verticalement pour plus de lisibilité.

La valeur de f_w déduite du dédoublement de Rabi et de la fréquence plasma du gaz bidimensionnel est de 17 %. Cette valeur, en bon accord avec les simulations utilisant le formalisme de la matrice de diffusion, est bien inférieure à la valeur à laquelle on s'attendrait (37 %) si le mode photonique était complètement confiné sous les plots d'or, en présentant un profil constant dans l'axe de croissance. Le rapport $2\hbar\Omega_R/E_{\text{MSP}}$ pourrait donc être amélioré en optimisant la cavité, par exemple en modifiant l'épaisseur de la cavité ou en gravant le semi-conducteur entre les plots d'or, mais également en augmentant le rapport entre la largeur des puits et celle des barrières. La valeur maximale atteignable pour le rapport $2\hbar\Omega_R/E_{\text{MSP}}$ fait l'objet d'une discussion dans la partie 5.5.

Nous avons donc démontré la possibilité d'entrer dans le régime de couplage ultra-fort entre le plasmon multi-sous-bande d'un puits quantique très dopé et un mode de micro-cavité. Cette situation nous a permis d'atteindre un rapport entre le dédoublement de Rabi et l'énergie de l'excitation électronique plus élevé que dans les meilleurs dispositifs utilisant des puits quantiques avec une seule sous-bande remplie. La suite de ce chapitre sera l'objet d'une discussion, éclairée par les résultats précédents, sur le couplage ultra-fort et ses limites théoriques dans le cas des puits quantiques usuels (tels que $E_F < E_2$) et des puits multi-sous-bandes. Nous allons notamment démontrer que le couplage ultra-fort entre un plasmon multi-sous-bande et un mode de micro-cavité peut être amené arbitrairement près de la limite théorique, ce qui n'est pas

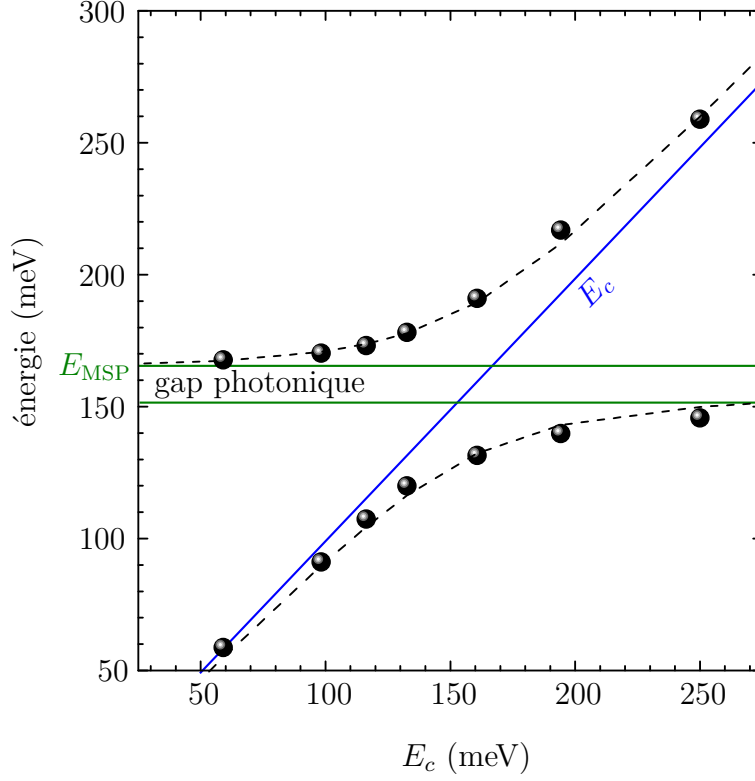


FIGURE 5.14 – minima de réflectivité à 300 K en fonction de l'énergie du mode de cavité. Les lignes pointillées représentent l'ajustement avec la formule 5.3.

le cas des systèmes usuels à deux niveaux, particulièrement dans le moyen infra-rouge.

5.4 Couplage fort ou ultra-fort ?

Historiquement, la condition de résonance entre une excitation inter-sous-bande (pour une sous-bande remplie) et un mode de cavité a été définie comme étant $\omega_{12} = \omega_c$ [22], de la même façon que pour un système à deux niveaux en cavité. Le rapport $2\hbar\Omega_R/E_{12}$ a été introduit dans la littérature [22, 50, 81, 27] comme facteur de mérite du couplage fort. En effet, le passage du régime de couplage fort au couplage ultra-fort est étudié en traçant les énergies des polaritons à la « résonance » $\omega_{12} = \omega_c$ en fonction de ce rapport, comme montré dans la figure 5.15. Il est montré que ces énergies E_{UP} et E_{LP} présentent une non-linéarité, conséquence du fait que les termes anti-résonants et quadratiques ne peuvent plus être négligés : E_{UP} et E_{LP} se décalent vers les hautes énergies par rapport à leurs tangentes à l'origine (qui décrivent le régime de

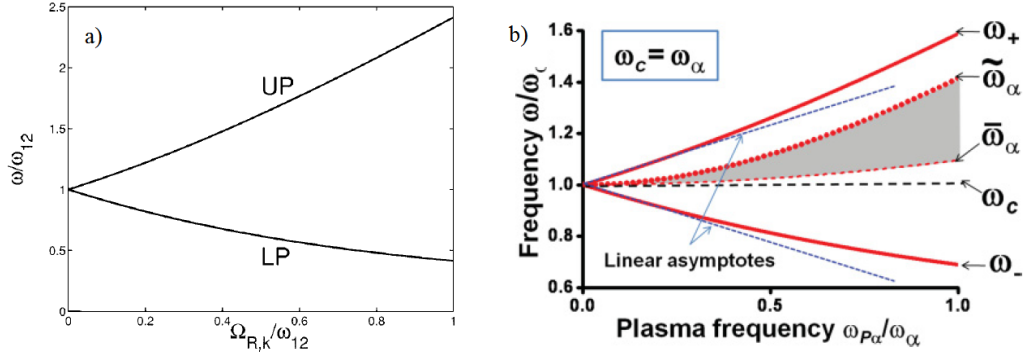


FIGURE 5.15 – a) figure extraite de la référence [22] qui démontre les dépendances non-linéaires des énergies des polaritons à mesure que le couplage augmente. b) figure extraite de [81], qui montre explicitement l’augmentation du désaccord entre $E_{ex} = \hbar\tilde{\omega}_\alpha$ et ω_c à mesure que la charge augmente.

couplage fort), à mesure que le couplage augmente *via* une diminution de l’énergie de la transition ou une augmentation de la charge dans le puits (voir figure 5.15). Cette dernière situation est celle qui a été réalisée expérimentalement dans [50] où la température contrôle la différence de population entre les deux premiers niveaux d’un puits quantique en micro-cavité. C’est donc la non-linéarité des énergies des polaritons en fonction du rapport $2\hbar\Omega_R/E_{12}$ qui est considérée comme caractéristique du couplage ultra-fort.

Or, pour des densités de charge importantes, nous avons vu que l’excitation électronique qui interagit avec la lumière est une excitation collective d’énergie E_{ex} qui, dans le cas d’une seule sous-bande occupée, vaut $\hbar\tilde{\omega}_{12}$ (différente de $\hbar\omega_{12}$ dans le cas général) et pour plusieurs sous-bandes occupées vaut E_{MSP} . La façon générale dont nous pouvons définir la condition de résonance est alors $E_{ex} = \hbar\omega_c$ soit, dans le cas d’un système à deux niveaux, $\tilde{\omega}_{12} = \omega_c$ (et non $\omega_{12} = \omega_c$). La variable qui fait sens pour mesurer l’intensité du couplage est alors $2\hbar\Omega_R/E_{ex}$, qui, dans le cas d’un système à deux niveaux, vaut $2\Omega_R/\tilde{\omega}_{12}$.

Connaissant l’énergie de l’excitation électronique, il est possible de l’apporter à résonance avec un mode de microcavité, nous donnant la condition $E_{ex} = \hbar\omega_c$. Il est alors intéressant de connaître les énergies des polaritons lorsqu’on augmente le couplage lumière-matière, en optimisant le recouvrement entre le mode de cavité et les puits quantiques en vertu de la relation $2\hbar\Omega_R = E_P\sqrt{f_w}$; on peut pour cela diminuer l’épaisseur effective de la cavité ou bien augmenter le nombre de puits quantiques). Dans cette situation de résonance, nous avons, d’après l’équation 5.3 :

$$E_{UP/LP}^2 = E_{ex} (E_{ex} \pm 2\hbar\Omega_R) \quad (5.4)$$

et les coefficients de Hopfield sont tous égaux à 1/2. La figure 5.16.a repré-

sente E_{UP} et E_{LP} en fonction du rapport $2\hbar\Omega_R/E_{ex}$, dans le cas du couplage fort (qui représente les asymptotes pour $2\hbar\Omega_R/E_{ex} \rightarrow 0$, calculées avec la formule 1.13 et représentées avec des lignes rouges) et du couplage ultra-fort, représenté avec des lignes bleues. On peut voir qu'en régime de couplage ultra-fort, E_{UP} s'écarte très légèrement de la valeur obtenue en couplage fort, en présentant une énergie légèrement inférieure, jusqu'à la valeur $\sqrt{2}E_{ex}$. En revanche, E_{LP} présente une très forte non-linéarité pour $2\hbar\Omega_R/E_{ex} \rightarrow 1$, et tend vers 0 avec une dérivée infinie, à la façon d'une transition de phase. Les comportements différents des deux branches quand le couplage à la lumière augmente peuvent être compris en regardant les asymptotes horizontales des courbes de dispersion. En effet, celle de la branche supérieure est fixée à E_{ex} alors que l'asymptote de la branche inférieure vaut $\sqrt{E_{ex}^2 - (2\hbar\Omega_R)^2}$ et dépend donc du couplage. La figure 5.16.b montre les courbes de dispersion des polaritons pour plusieurs valeurs de $2\hbar\Omega_R$. La ligne verticale permet de repérer les énergies des deux polaritons pour un désaccord nul, aux différentes valeurs de $2\hbar\Omega_R$.

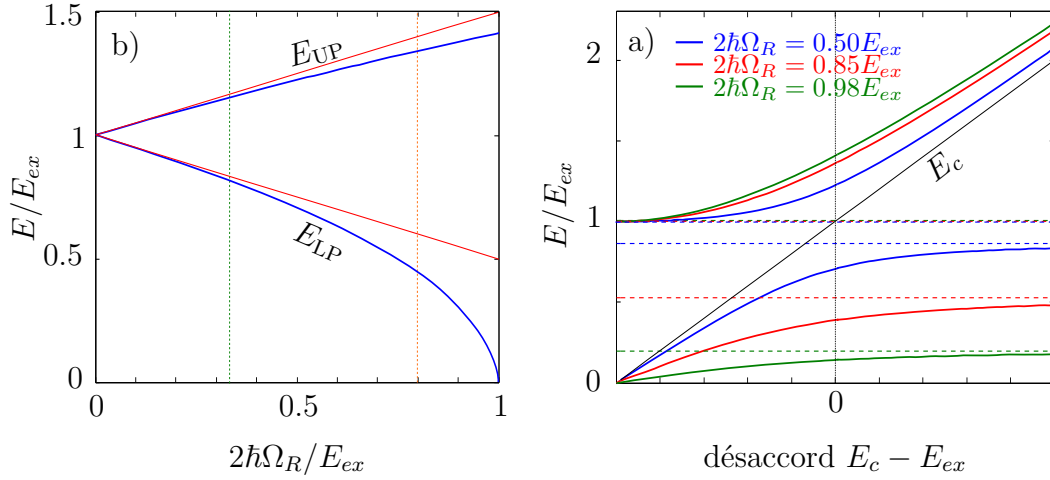


FIGURE 5.16 – a) énergie des polaritons en fonction du couplage de Rabi normalisé à l'énergie de l'excitation électronique, dans le cas du couplage fort (courbes rouges) et ultra-fort (courbes bleues). Les courbes rouges correspondent aux tangentes à l'origine des bleues. La ligne pointillée verte correspond à la situation des deux dispositifs étudiés en 5.2 et 5.3, et la ligne pointillée orange correspond au dispositif InAs/AlSb en cours de caractérisation. b) courbes de dispersion des polaritons calculées pour différentes valeurs de $2\hbar\Omega_R$ (lignes pleines bleues, rouges et vertes) et leurs asymptotes respectives (lignes tiretées) en fonction du désaccord.

Les deux structures étudiées expérimentalement dans les parties 5.2 et 5.3 ont permis d'obtenir un ratio $2\hbar\Omega_R/E_{MSP}$ de 0.33 (ligne pointillée verte sur la

figure 5.16). Pour cette valeur, les énergies des polaritons sont déjà différentes de celles qu'on aurait obtenu en régime de couplage fort, même si la déviation est seulement de 1.6 %. La principale raison en est la valeur relativement faible du facteur de recouvrement ($f_w = 0.16$). La caractérisation d'une structure permettant d'obtenir des plus grands recouvrements est en cours. Cette structure consiste en trois puits quantiques de 250 Å dans le système de matériaux InAs/AlSb, ayant une discontinuité de bande de conduction plus grande, ce qui permet d'utiliser des barrières plus étroites pour obtenir un f_w plus important. Le puits est dopé uniformément à hauteur de $1.15 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ce qui lui confère une énergie de plasma de 153 meV pour une énergie de résonance de $E_{\text{MSP}} = 173 \text{ meV}$. Le rapport entre la largeur du puits et celle des barrières est de 5, ce qui permettrait d'obtenir, dans une cavité double-métal idéale, un dédoublement de Rabi de 137 meV. Ceci correspond à un rapport $2\hbar\Omega/E_{\text{MSP}} = 0.79$ (ligne pointillée orange sur la figure 5.16), bien au-dessus de toutes les valeurs atteintes jusqu'à présent dans le moyen infra-rouge et le domaine térahertz. La valeur de ce rapport devrait être stable avec la température, comme discuté dans la section 5.3.2. La dispersion polaritonique devrait présenter un gap de 95 meV et une déviation importante par rapport aux asymptotes correspondant au couplage fort.

Un autre moyen que nous sommes en train de développer est d'utiliser un seul puits très large occupant presque toute la cavité, nous affranchissant de l'épaisseur « perdue » à cause de la présence des barrières. Dans cette condition, un très grand nombre de sous-bandes peuvent être remplies, et on peut obtenir des valeurs de $2\hbar\Omega_R/E_{\text{MSP}}$ très proches de 1, comme discuté dans la partie 5.5. Cela nous permet de repousser à loisir la résonance polaritonique inférieure vers les basses énergies ; on obtient ainsi une résonance fortement absorbante dans une région spectrale où l'absorptivité des excitations inter-sous-bandes est limitée par la densité de charge.

Pour un gaz bidimensionnel d'électrons en micro-cavité, il n'est pas possible d'envisager $2\hbar\Omega_R/E_{ex} > 1$. En effet, le dédoublement de Rabi est relié à la fréquence plasma de l'excitation électronique par la formule $2\hbar\Omega_R = E_P\sqrt{f_w}$. Le facteur de mérite du couplage lumière-matière vaut donc $2\hbar\Omega_R/E_{ex} = E_P\sqrt{f_w}/E_{ex}$. Comme $E_{ex} \geq E_P$ et $f_w \leq 1$, on trouve donc $2\hbar\Omega_R/E_{ex} \leq 1$. Il y a donc une borne supérieure pour l'énergie de couplage, compatible avec le *no-go theorem* pour les gaz d'électrons en couplage fort avec un mode de micro-cavité [92]. Dans la partie suivante, nous allons étudier la possibilité de s'approcher de cette limite théorique au moyen d'un puits quantique usuel avec une seule sous-bande remplie, puis d'un puits quantique très dopé afin de démontrer clairement les nouvelles possibilités offertes par l'association de plusieurs sous-bandes dans le régime coopératif.

5.5 Valeur limite de couplage : comparaison entre plasmon inter-sous-bande et multi-sous-bande

Dans cette partie, nous allons discuter les valeurs limites de l'énergie de couplage entre un gaz bidimensionnel d'électrons et un mode de cavité. Nous allons ici établir un facteur de mérite intrinsèque à l'excitation électronique, mesurant sa capacité à s'approcher de la limite maximale du couplage ultra-fort ($2\hbar\Omega_{R\max} = E_{ex}$) lorsqu'il est inséré dans une micro-cavité optimale. Nous comparerons les valeurs du facteur de mérite dans les cas d'un puits quantique avec une sous-bande optimalement peuplée (c'est-à-dire de telle sorte que $E_F = E_2$) et dans le cas du plasmon multi-sous-bande.

Pour que le facteur de mérite soit propre à l'excitation électronique et indépendant de la géométrie de la cavité, on le définit comme $m = E_P/E_{ex}$. Cela revient à considérer le recouvrement optimal que l'on peut obtenir idéalement, c'est-à-dire 1, correspondant à la situation dans laquelle le puits quantique remplit totalement la cavité.

Remarquons que la définition de m découle directement du caractère collectif de l'excitation inter-sous-bande, et représente le poids de l'énergie de plasma dans l'énergie à laquelle le système interagit avec la lumière. Avec cette définition, le dédoublement de Rabi s'écrit simplement $2\hbar\Omega_R = m\sqrt{f_w}E_{ex}$. Les énergies des polaritons à la résonance prennent la forme suivante : $E_{UP/LP} = E_{ex}\sqrt{1 \pm \sqrt{f_w}m}$. On peut également noter que l'amplitude d'absorption du puits hors cavité est alors proportionnelle à $(mE_{ex})^2$.

Nous avons vu, dans la partie 5.1, que les deux asymptotes des branches polaritoniques sont les suivantes : $E_{UP\min} = E_{ex}$ et $E_{LP\max} = \sqrt{E_{ex}^2 - f_w E_P^2}$, que l'on peut réécrire $E_{LP\max} = E_{ex}\sqrt{1 - f_w m^2}$. Par conséquent, $E_{LP\max}$ tend vers 0 lorsque le recouvrement et le facteur de mérite tendent simultanément vers 1.

Il n'y a aucune limite conceptuelle qui empêche de pouvoir faire tendre le recouvrement f_w vers 1, étant donné que f_w représente le pourcentage du volume de la cavité occupé par le puits quantique. En revanche, ce n'est pas vrai pour le facteur m . Nous allons voir en effet qu'il est borné pour les systèmes usuels à deux niveaux, et que notre système de puits quantique multi-sous-bande permet de dépasser cette limite et de se rapprocher de 1.

5.5.1 Puits quantique à deux niveaux

À titre de référence, et afin d'estimer ce que nous gagnons en utilisant des systèmes avec plusieurs sous-bandes occupées, nous allons calculer le facteur m

dans le cas idéal d'un puits quantique à deux sous-bandes paraboliques vérifiant $E_F = E_2$, c'est-à-dire peuplé de façon optimale, à 0 K (voir figure 5.17). Cette situation définit la borne supérieure du facteur de mérite m d'un puits quantique à une sous-bande occupée. Les systèmes réels s'en éloignent, notamment parce que le niveau de Fermi nominal se trouve en réalité entre les niveaux 1 et 2 afin d'avoir une marge permettant de prendre en compte l'incertitude du niveau de dopage réel, ainsi que d'avoir une certaine stabilité avec la température jusqu'à 300 K.

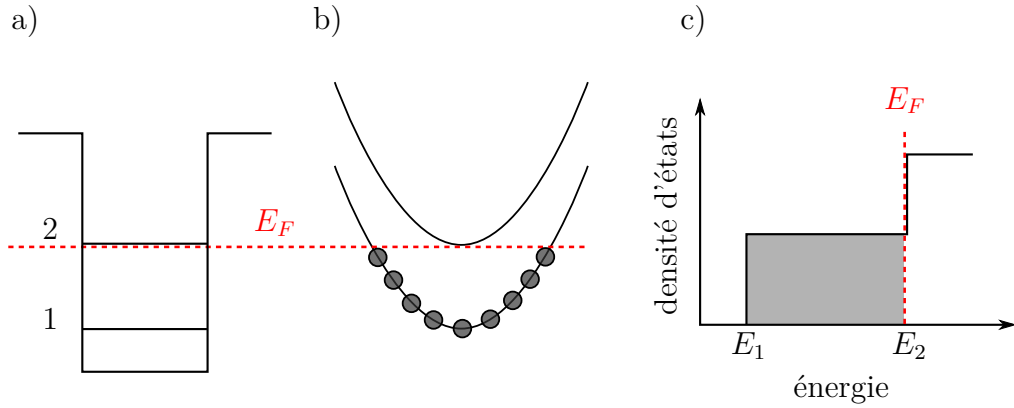


FIGURE 5.17 – a) diagramme de bandes schématisant d'un puits à deux niveaux optimalement peuplé, b) schéma des courbes de dispersion et c) allure de la densité d'états d'un tel puits.

Dans le cas d'un puits quantique à deux niveaux, le facteur de mérite vaut $m = \omega_P / \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_P^2}$. En considérant le cas d'un puits infini de largeur L , nous avons $\hbar\omega_{12} = \frac{3\pi^2\hbar^2}{2m^*L^2}$. Le nombre d'électrons dans le puits sera alors

$$N_s = \rho_{2D} \times (E_2 - E_1) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \times \hbar\omega_{12} = \frac{3\pi}{2L^2}$$

De plus, pour un puits infini, $L_{\text{eff}}/f_{12} = 3L/5$. On en déduit alors l'énergie de plasma :

$$E_p = \hbar\sqrt{\frac{N_s e^2 f_{12}}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}}}} = \hbar\sqrt{\frac{5\pi e^2}{2L^3 m^* \varepsilon_0 \varepsilon_s}}$$

et donc le facteur de mérite d'un tel puits :

$$m = \frac{1}{\sqrt{\frac{9\pi^3 \hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s}{10m^* L e^2} + 1}} \quad (5.5)$$

qui est toujours inférieur à 1, et ce d'autant plus que la largeur du puits sera faible. La dépendance vis-à-vis du matériau est donnée par m^* et ε_s .

Plutôt que de tracer ce résultat en fonction de la largeur du puits, il est plus pertinent de le représenter en fonction de l'énergie de la résonance inter-sous-bande associée (soit $\tilde{E}_{12}$). La figure 5.18 le montre pour trois systèmes de matériaux usuels (GaAs, GaInAs et InAs). Nous voyons qu'il tend vers 0 pour les grandes énergies et vers 1 pour les faibles énergies ; à énergie fixée, on atteint des valeurs plus importantes pour une plus grande masse effective. Ceci peut paraître contre-intuitif, car à $\tilde{E}_{12}$ constant, le couplage à la lumière par électron est plus important lorsque la masse effective est plus faible, mais le nombre d'électrons imposé par la condition $E_F = E_2$ est plus grand pour les valeurs de m^* élevées.

Dans notre domaine de longueurs d'ondes, la valeur de m se situe entre 0.4 et 0.6 ; notons qu'il s'agit d'une limite conceptuelle et que la valeur correspondant à un système réel sera en-deçà. Pour le GaInAs, nous le calculons également numériquement au moyen d'un modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ à trois bandes, afin de pouvoir prendre en compte la hauteur finie des barrières et la non-parabolicité (croix vertes sur la figure 5.18). Nous voyons que cela a peu d'influence sur la valeur de m .

À titre d'exemple, nous pouvons calculer le facteur de mérite des meilleurs systèmes à deux niveaux en couplage ultra-fort dans le moyen infra-rouge. Dans la référence [52], il vaut 35 % à 300 K et 38 % à 77 K. Dans [27], le puits GaAs caractérisé à 300 K atteint $m = 45$ %.

5.5.2 Plasmon multi-sous-bande

Dans le cas du plasmon multi-sous-bande, nous avons $m = \Omega_P / \Omega_{\text{MSP}}$. Nous avons vu au chapitre précédent que nous pouvons calculer numériquement la pulsation plasma effective du plasmon multi-sous-bande, dont le carré s'exprime comme la somme des pulsations plasma au carré de toutes les transitions inter-sous-bandes du système non couplé (voir partie 4.1). Nous rappelons ici le résultat donné par l'équation 4.4 :

$$\Omega_P^2 = \sum_{i,j=i+1} \int_{k=0}^{\infty} \frac{d\Delta n_{ij} 2\omega_{ij} S_{ij} e^2}{\hbar \varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

Sur la figure 5.19, m est tracé en fonction de l'énergie de l'excitation E_{MSP} (qui elle-même dépend du dopage) dans le moyen infra-rouge, pour le puits en GaInAs de 185 Å étudié précédemment, mais également pour d'autres largeurs de puits dans le même système de matériaux (courbes bleues). Les valeurs remarquables de la densité électronique sont repérées par les courbes rouges. Nous voyons que pour chacun des puits, m est toujours supérieur à

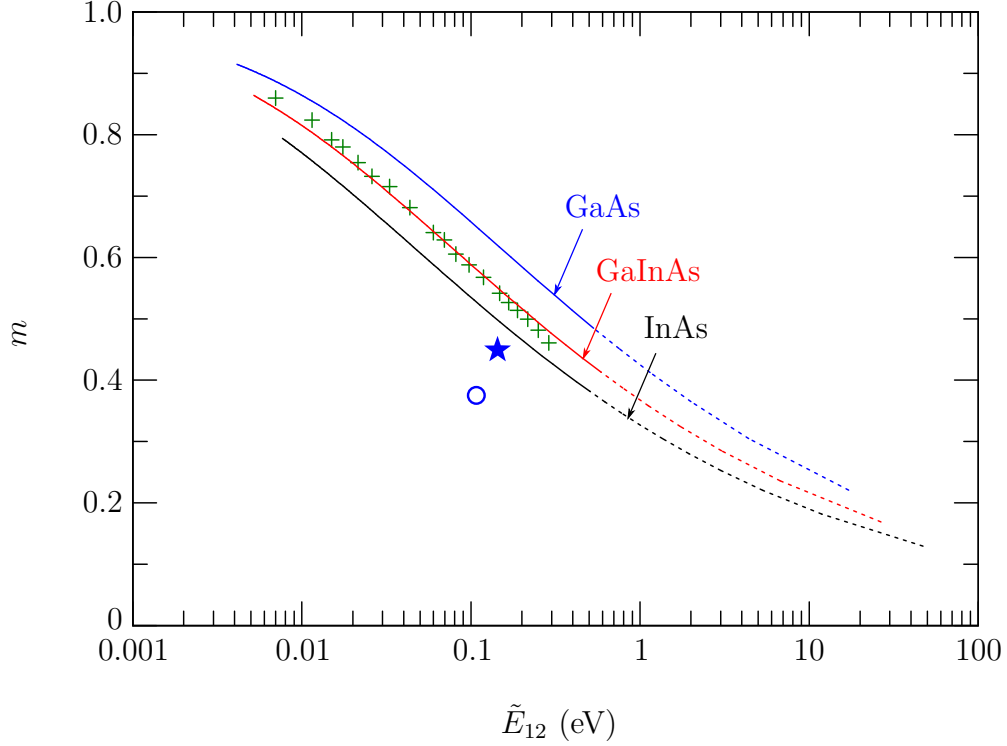


FIGURE 5.18 – facteur de mérite d’un puits à deux niveaux optimalement peuplé ($E_F = E_2$ à 0 K), calculé d’après la formule 5.5 pour trois systèmes de matériaux usuels (la partie pointillée est au-delà de la hauteur de barrière et n’a donc pas de réalité physique). Les croix vertes représentent un calcul numérique pour le matériaux GaInAs, prenant en compte la non-parabolicité. Les valeurs de ϵ_s retenues sont les suivantes : 10.75 pour GaAs, 11.96 pour GaInAs et 11.52 pour InAs. L’étoile et le cercle représentent respectivement les puits GaAs des références [27] et [52]

la valeur maximale obtenue avec une seule sous-bande occupée (calculée dans le paragraphe précédent), et tend vers 1 lorsque le dopage, donc l’énergie du pic, augmente. Il est très clair que les systèmes multi-sous-bandes permettent d’accéder à la zone précédemment inaccessible, comprise entre la valeur limite atteignable avec un puits à deux niveaux et la valeur idéale 1. La largeur du puits et le dopage sont les deux degrés de liberté disponibles pour réaliser une ingénierie du plasmon multi-sous-bande. Dans cette optique, la figure 5.19 peut être vue comme un abaque nous permettant de relier les deux degrés de liberté offerts par la conception aux deux propriétés caractérisant le plasmon multi-sous-bande, soit E_{MSP} et m .

On peut noter que, quelle que soit la valeur de E_{MSP} , m tend vers la

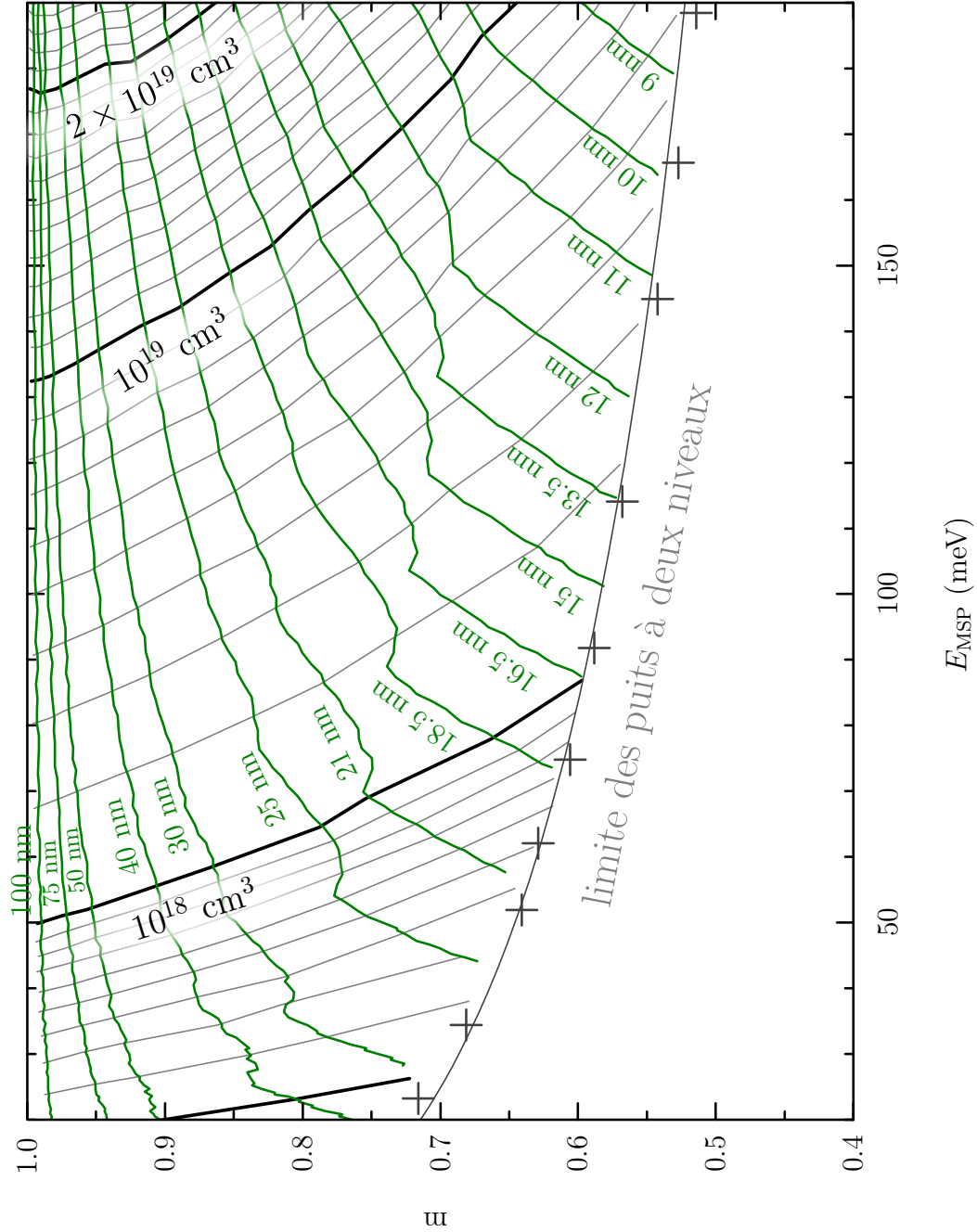


FIGURE 5.19 – facteur de mérite calculé pour différentes largeurs de puits GaInAs/AlInAs, à différents dopages, tracé en fonction de l'énergie de la résonance (courbes bleues). Les courbes rouges repèrent les principaux niveaux de dopage volumique. La courbe grise représente la limite d'un puits à deux niveaux optimalement peuplé ($E_F = E_2$), calculé d'après la formule 5.5 et les croix grises représentent le calcul numérique de cette même limite, en prenant en compte la non-parabolicité.

valeur 1 au prix de l'augmentation de la largeur du puits. Il n'y a donc plus aucune limite conceptuelle à l'atteinte de cette valeur idéale, quelle que soit l'énergie de résonance considérée : on atteint la valeur voulue en choisissant correctement la largeur du puits et le dopage.

L'annexe B présente un calcul permettant d'obtenir une expression analytique de E_{MSP} en fonction des énergies et fréquences plasma des transitions inter-sous-bandes nues. Elle permet d'obtenir une expression simple de m dans le cas d'un puits infini à sous-bandes paraboliques :

$$m = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{L^*}{NL}}} \quad (5.6)$$

où L^* est une constante dépendant uniquement du matériau, L la largeur du puits quantique et N le nombre de sous-bandes remplies. On voit clairement dans cette expression que m tend vers 1 lorsque N ou L augmentent.

Dans le cas d'un puits GaInAs/AlInAs de 185 Å, pour le niveau de dopage correspondant au système expérimental du chapitre 4 et des parties 5.2 et 5.3, nous obtenons une valeur de m de 84 %. Nous pouvons comparer cette valeur avec la valeur expérimentale obtenue dans le dispositif en cavité planaire décrit dans la partie 5.2 grâce à la mesure du dédoublement de Rabi. Dans ce dispositif, le rapport $2\hbar\Omega_R/E_{ex}$ vaut 0.33, et nous avons un recouvrement de 16 % entre le mode optique et les puits quantiques. On en déduit $m_{\text{MSP}} = 0.82$, ce qui est d'une part en très bon accord avec la valeur calculée théoriquement et d'autre part bien supérieur à la limite théorique d'un système à deux niveaux idéal ($E_F = E_2$ à 0 K sans non-parabolicité) qui est de 0.52 à cette longueur d'onde.

Lorsque la largeur du puits tend vers l'infini, on s'attend à retrouver un plasma tridimensionnel, pour lequel $m = 1$. Dans le cas d'un puits infini à sous-bandes paraboliques, on peut retrouver ce résultat analytiquement. En effet, dans ce cas

$$\Omega_P^2 = \sum_i \frac{2(N_i - N_{i+1})e^2\omega_{i,i+1}S_{i,i+1}}{\hbar\varepsilon_0\varepsilon_s}$$

avec $\hbar\omega_{i,i+1} = \frac{(1+2i)\pi^2\hbar^2}{2m^*L^2}$ et $S_{i,i+1} = \frac{L(1+2i+2i^2)}{\pi^2(1+2i)^2}$, donc

$$\Omega_P^2 = \sum_i \frac{(N_i - N_{i+1})e^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_s L} \frac{1+2i+2i^2}{1+2i}$$

Or $\frac{1+2i+2i^2}{1+2i} \underset{+\infty}{\sim} i$. Sachant¹ que $\sum_i (N_i - N_{i+1})i = N_{\text{tot}}$, Ω_P^2 tend vers

$$\left(\Omega_P^{3D}\right)^2 = \frac{N_{\text{tot}}e^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_s L} = \frac{N_v e^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_s}$$

où L est la largeur réelle du puits quantique, et N_v le dopage volumique.

Nous le vérifions également avec notre modèle numérique : lorsqu'on augmente la largeur ou le niveau de dopage, Ω_P tend vers Ω_P^{3D} , et E_{MSP} également, donc m tend vers 1 (voir figure 5.19). On peut également le voir en comparant l'énergie de la résonance d'absorption d'un puits de 185 Å tel que présentée sur la figure 4.8, mais également de puits plus larges, à l'énergie d'un plasma tridimensionnel pour le même dopage. Cette comparaison est effectuée sur la figure 5.20. On voit que l'énergie du plasmon multi-sous-bande est toujours supérieure à l'énergie de plasma 3D, et que leur rapport tend vers 1 lorsque la densité de charge ou la largeur du puits augmente.

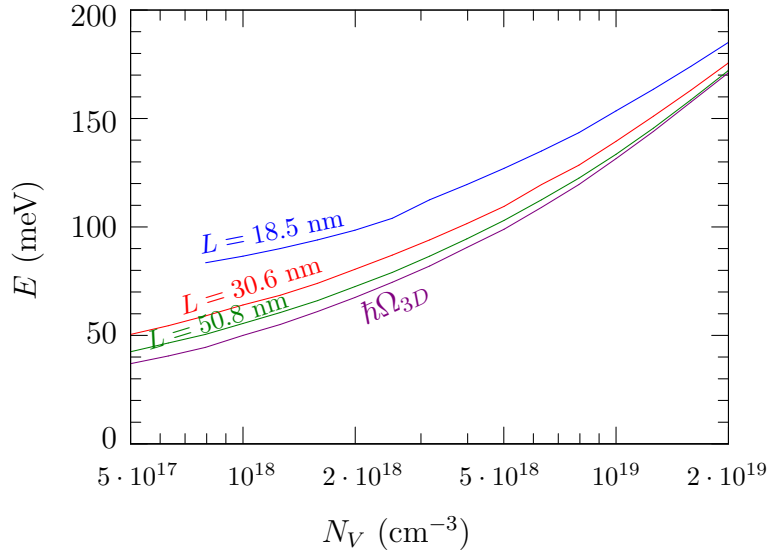


FIGURE 5.20 – courbes bleue, rouge et verte) : énergie du maximum d'absorption de trois puits en GaInAs/AlInAs de trois largeurs différentes, en fonction de la densité de charge. Courbe violette : énergie du plasma tridimensionnel correspondant au même dopage.

Ce que le modèle ne prend en compte que de façon phénoménologique, c'est l'élargissement de la raie. Or, dans le cas d'un plasma 3D, la largeur de raie est beaucoup plus importante que dans les systèmes bidimensionnels.

1. $\sum_i (N_i - N_{i+1})i = (N_1 - N_2) + 2(N_2 - N_3) + 3(N_3 - N_4) + \dots = N_1 + N_2 + N_3 + \dots = N_{\text{tot}}$

Il est donc important de déterminer jusqu'à quelle largeur de puits la raie d'absorption hérite des propriétés bidimensionnelles du gaz d'électrons.

Afin de déterminer expérimentalement l'influence de la largeur du puits sur la forme de la raie d'absorption, nous avons réalisé des échantillons dans le système de matériaux GaInAs/AlInAs, comportant n puits de largeur L/n (pour maintenir la largeur totale constante), avec un même niveau de dopage (ainsi l'amplitude du pic d'absorption reste identique, et sa position varie peu, dès lors que suffisamment de sous-bandes sont remplies). Nous avons choisi $n = 8$ et $L = 8 \times 185 \text{ \AA}$. Le niveau de dopage est d'environ $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; ainsi le puits le plus large comporte une trentaine de sous-bandes occupées. La réponse optique a été mesurée en transmission à l'angle de Brewster. Les résultats des mesures à 77 K correspondent aux courbes en traits pleins sur la figure 5.21. Les points correspondent aux simulations : il est intéressant de constater que notre modèle permet de reproduire simultanément l'énergie et l'amplitude d'absorption des pics (en tenant compte de l'angle de propagation de la lumière dans l'échantillon). La valeur maximale de l'absorption est d'environ 0.3 pour les quatre échantillons, ce qui correspond à un coefficient d'absorption d'environ $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$. La valeur de $\Delta E/E$, où ΔE est la largeur à mi-hauteur extraite des données expérimentales, est représentée sur la figure 5.22. Elle prend des valeurs comprises entre 5 % et 7 % selon la largeur du puits. On peut également vérifier que l'absorption mesurée respecte les règles de sélection des transitions inter-sous-bandes et n'est visible qu'en polarisation TM. La réponse optique du système présente donc une unique raie d'absorption étroite pour des largeurs allant jusqu'à 150 nm, qui peut toujours être décrite comme un ensemble de transitions inter-sous-bandes couplées par les interactions de Coulomb.

En conclusion, nous avons montré que les systèmes usuels à deux niveaux présentent une valeur limite de leur énergie de couplage avec la lumière, qui dépend de la fréquence de résonance. Les systèmes multi-sous-bandes permettent d'aller au-delà et de se rapprocher arbitrairement près de la limite théorique du couplage ultra-fort, en augmentant la largeur du puits ou le niveau de dopage, tout en gardant une faible largeur à mi-hauteur.

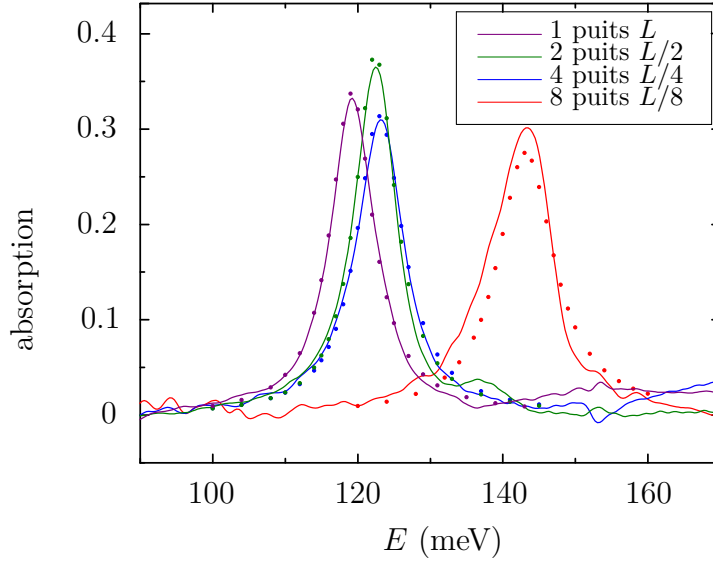


FIGURE 5.21 – courbes en traits pleins : spectres d'absorption à 77 K de n puits de largeur L/n , avec $n \in \{1, 2, 4, 8\}$, mesurés à l'angle de Brewster. Courbes pointillées : simulation de la réponse optique des quatre échantillons.

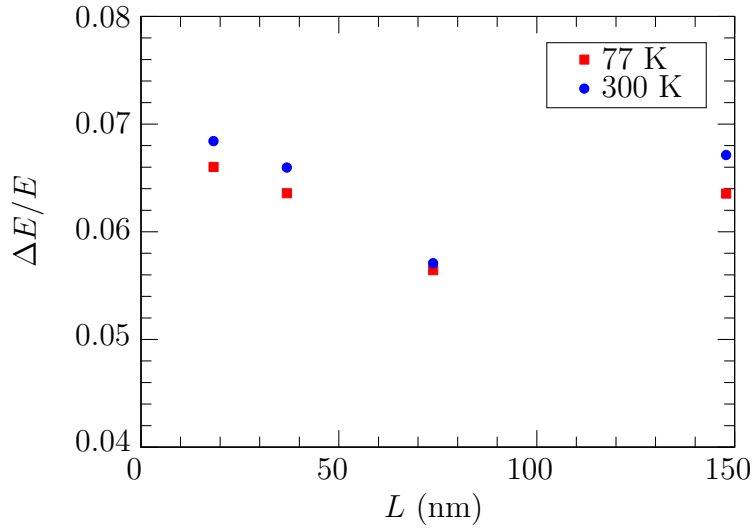


FIGURE 5.22 – largeur à mi-hauteur normalisée par l'énergie du pic, pour les différents échantillons de n puits de largeur L/n , à 300 K (disques bleus) et à 77 K (carrés rouges).

5.6 Les états noirs

Jusqu'à présent, nous nous sommes principalement intéressés à la seule combinaison linéaire d'excitations inter-sous-bandes couplée à la lumière. Les

$N-1$ autres n'interagissent pas avec la lumière (et de ce fait n'apparaissent pas dans l'hamiltonien 5.1) mais participent pleinement au transport électronique ; ce sont les états noirs (*dark states*) [56]. Dans le cas d'une seule sous-bande occupée, les interactions coulombiennes lèvent la dégénérescence entre le plasmon inter-sous-bande, à l'énergie $\hbar\tilde{\omega}_{12}$, et les états noirs, à l'énergie $\hbar\omega_{12}$, mais ces deux quantités restent habituellement proches (voir figure 5.23.a). Dans le cas du couplage fort avec la lumière, les états noirs peuvent se trouver entre les deux états de polaritons, au voisinage de la résonance.

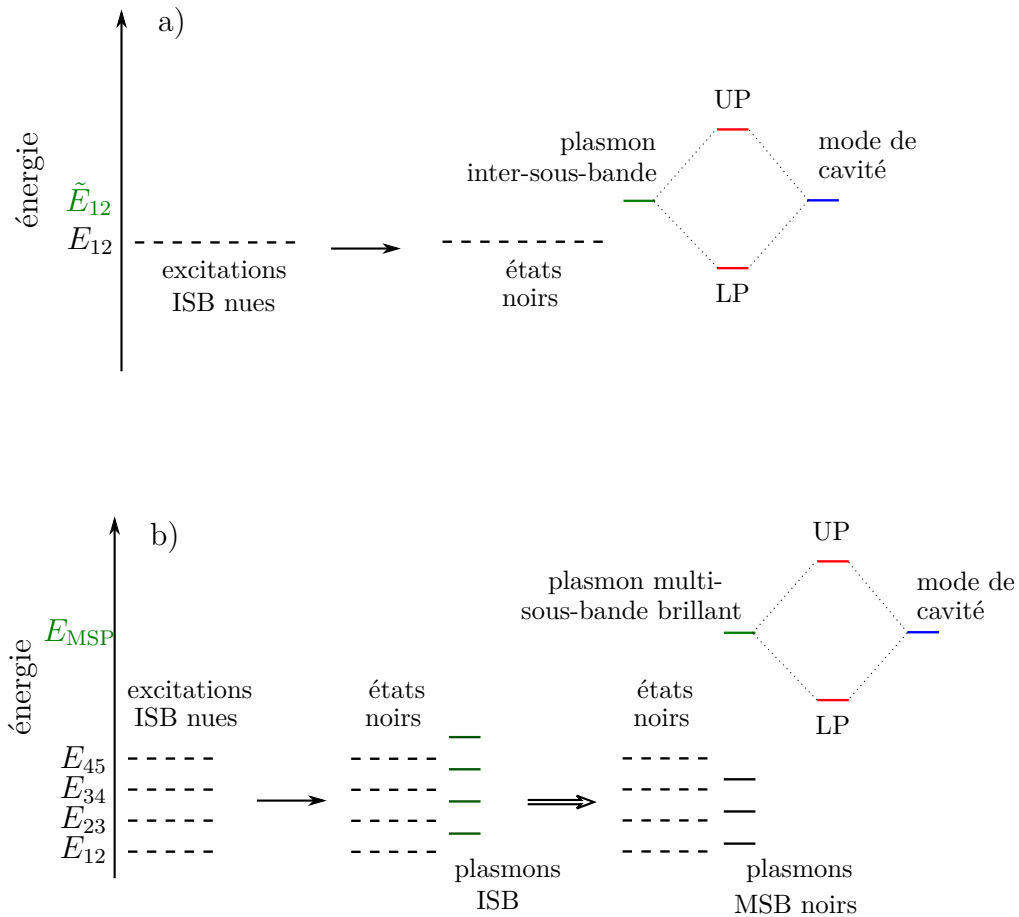


FIGURE 5.23 – a) diagramme d'énergie d'un puits ayant une sous-bande peuplée et b) d'un puits à quatre sous-bandes peuplées. Dans chacun des deux diagrammes, la flèche simple représente la prise en compte des interactions coulombiennes dans chaque sous-bande, menant aux plasmons inter-sous-bandes, la flèche double symbolise le cas échéant le couplage entre les plasmons inter-sous-bandes, et les pointillés représentent l'interaction lumière-matière.

La réalisation d'une injection électrique sélective dans les états de polaritons doit donc passer par une bonne séparation entre l'énergie des états noirs et celles des polaritons. L'augmentation du dédoublement de Rabi, donc l'atteinte du régime de couplage ultra-fort, est un bon moyen d'améliorer cette séparation.

La situation du couplage ultra-fort avec un plasmon multi-sous-bande est assez différente et, en cela, d'autant plus intéressante. Considérons une situation similaire au puits quantique de 185 Å étudié expérimentalement. La figure 5.23.b schématise les énergies des excitations de ce système. Sans couplage coulombien, nous avons quatre ensembles d'états électroniques aux énergies des transitions inter-sous-bandes du système. Le nombre des états associés à la transition $i \rightarrow i + 1$ est égal à la différence de population entre les sous-bandes i et $i + 1$, noté Δn_i . La prise en compte de l'interaction coulombienne entre les électrons d'une même sous-bande nous donne donc quatre ensembles de Δn_i états noirs qui se trouvent à l'énergie des quatre transitions inter-sous-bandes nues, c'est-à-dire en-dessous de 110 meV ; nous avons également quatre plasmons inter-sous-bandes, dont le couplage mutuel *via* les forces de Coulomb permettent d'obtenir un seul état brillant à haute énergie (≈ 165 meV) qui se couple avec la lumière. Les trois autres, les « plasmons multi-sous-bandes noirs », ont une énergie beaucoup plus faible, sous les 100 meV.

Dans cette situation nouvelle, les états noirs ont une énergie complètement différente de l'énergie de résonance. Ils ne sont pas au voisinage de l'anticroisement, contrairement aux systèmes usuels, ce qui offre de nouvelles possibilités pour les structures électroluminescentes fonctionnant dans le régime de couplage ultra-fort lumière-matière.

5.7 Conclusion

Nous avons démontré qu'en insérant des puits fortement dopés dans une microcavité planaire, il est possible d'atteindre le couplage ultra-fort entre le plasmon multi-sous-bande et un mode photonique.

Nous avons observé ce régime dans deux dispositifs, le premier comprenant dix puits insérés dans une microcavité planaire métal-diélectrique, le second comportant cinq puits insérés dans une cavité double-métal zéro-dimensionnelle. Ces deux dispositifs ont permis d'atteindre un rapport entre le dédoublement de Rabi et l'énergie de l'excitation électronique de 0.33 jusqu'à température ambiante.

Cette possibilité nous a été offerte par le fait que les systèmes de puits quantiques très dopés en régime coopératif permettent de dépasser la limite

des systèmes usuels à deux niveaux qui doivent avoir leur énergie de Fermi sous le niveau 2. En effet, en rajoutant comme degré de liberté le nombre de sous-bandes occupées, il est possible de s'approcher arbitrairement près de la limite absolue où l'énergie de l'excitation électronique et le dédoublement de Rabi sont égales.

Ce sont donc les meilleurs candidats pour la conception et la réalisation de dispositifs fonctionnant dans le régime de couplage ultra-fort lumière-matière dans le moyen infra-rouge.

Conclusion et perspectives

Ces travaux de thèse se sont inscrits dans le thème du couplage fort lumière-matière dans les dispositifs inter-sous-bandes. Ils ont permis de démontrer de nouveaux dispositifs électroluminescents élargissant la gamme de possibilités existant jusqu'alors (chapitre 2), de démontrer un nouveau moyen de tirer profit des interactions dipôle-dipôle dans les puits quantiques dopés (chapitre 3) afin d'obtenir un nouveau type d'excitation électronique composite interagissant fortement avec la lumière (chapitre 4) qui permet de repousser les limites du couplage ultra-fort dans le moyen infra-rouge (chapitre 5).

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté la caractérisation d'un dispositif à cascade quantique en cavité planaire fonctionnant dans le régime de couplage fort lumière-matière, qui présente un degré de complexité plus important que les dispositifs existants. Sa caractérisation a permis de démontrer une injection résonante dans la branche polaritonique supérieure, accordable en tension, avec relaxation vers la branche inférieure par émission de phonon optique, mécanisme qui pourrait être exploité pour réaliser de l'émission stimulée de polaritons.

Une estimation du facteur d'occupation des branches de polaritons nous a permis de montrer que l'injection électrique permet d'obtenir une population à moins d'un ordre de grandeur de ce qui est nécessaire pour obtenir de l'émission stimulée. Cela nous a également permis d'évaluer le temps de diffusion polariton-phonon, comparable au temps de vie radiatif des polaritons, et l'efficacité quantique du dispositif, qui est supérieure à celle d'une structure similaire hors cavité.

Nous avons présenté un modèle microscopique qui, même s'il ne suffit pas à expliquer l'efficacité de ce processus de diffusion, peut servir de modèle de base pour une compréhension plus approfondie des interactions.

Le troisième chapitre a présenté l'étude générale de puits quantiques ayant deux sous-bandes occupées. Nous avons démontré théoriquement, au moyen d'un modèle semi-classique et d'un modèle quantique, que leur réponse op-

tique est fortement modifiée par les interaction coulombiennes, qui couplent les plasmons inter-sous-bandes. La conséquence principale en est une redistribution des amplitudes d'absorption au profit du pic de plus haute énergie.

Nous l'avons vérifié expérimentalement, au moyen d'un dispositif permettant d'appliquer une tension de grille à un unique puits quantique GaAs/AlGaAs dont nous avons caractérisé la réponse optique au moyen de mesures d'absorption.

La conséquence la plus intéressante de cette étude est que pour les fortes densités électroniques, l'interaction lumière-matière se trouve progressivement entièrement concentrée dans le pic à haute énergie.

L'étude de cette situation extrême a été l'objet du quatrième chapitre. En utilisant un modèle semi-classique, nous avons démontré que dans un puits quantique très dopé, l'interaction avec la lumière est concentrée dans une seule résonance, indépendamment du nombre de sous-bandes remplies. Le système est alors dans un régime coopératif, dominé par les interactions coulombiennes, dans lequel un seul mode collectif, le plasmon multi-sous-bandes, interagit avec la lumière.

Ce plasmon multi-sous-bande a été observé expérimentalement dans un puits quantique en GaInAs/AlInAs très dopé. Il présente une faible largeur à mi-hauteur et une énergie très différente de celles des transitions inter-sous-bandes nues, qui sont rendues transparentes.

De plus, nous avons observé l'émission radiative de ce mode collectif lorsqu'il est excité par un champ électrique appliqué dans le plan du puits quantique grâce à des contacts diffusés. Lorsque l'on augmente la tension ou la température, on observe une augmentation du signal émis, associée à une diminution de la largeur à mi-hauteur du pic d'émission, jusqu'à une valeur minimale.

Le cinquième chapitre a exposé la caractérisation théorique et expérimentale du plasmon multi-sous-bande en résonance avec un mode de micro-cavité. Nous avons démontré la possibilité d'atteindre le couplage ultra-fort entre le plasmon multi-sous-bande et un mode photonique grâce à la caractérisation de deux dispositifs, le premier comprenant dix puits insérés dans une micro-cavité planaire métal-diélectrique, et le second comportant cinq puits insérés dans une cavité double-métal zéro-dimensionnelle. Ces deux dispositifs ont permis d'atteindre un rapport entre le dédoublement de Rabi et l'énergie de l'excitation électronique de 0.33 jusqu'à température ambiante.

Nous avons également montré que les systèmes de puits quantiques très dopés en régime coopératif permettent de dépasser la valeur limite des systèmes usuels à deux niveaux, qui doivent garder leur énergie de Fermi

sous le niveau 2. Cette possibilité est offerte par le nouveau degré de liberté dont on dispose, que constitue le nombre de sous-bandes occupées. Ainsi, le niveau de dopage et la largeur du puits nous procurent deux paramètres de conception indépendants qui nous permettent de réaliser une véritable ingénierie du plasmon multi-sous-bande. Le choix de ces paramètres nous permet notamment de faire tendre le dédoublement de Rabi vers l'énergie de l'excitation électronique sans aucune limitation conceptuelle. Les puits quantiques fortement dopés en régime coopératif constituent donc les meilleurs candidats pour la conception et la réalisation de dispositifs fonctionnant dans le régime de couplage ultra-fort lumière-matière dans le moyen infra-rouge.

Les résultats de ces travaux offrent de nouvelles perspectives dans le domaine du couplage fort lumière-matière dans les dispositifs inter-sous-bandes. Dans la suite, nous en présentons certaines, dont la plupart sont déjà en cours d'exploration.

Dans le but d'atteindre le régime d'émission stimulée dans les dispositifs électroluminescents, il faut chercher à augmenter le facteur d'occupation des polaritons. Une des stratégies possibles est de réaliser une cavité planaire présentant un recouvrement plus faible avec le métal supérieur, diminuant ainsi les pertes de la cavité. Nous avons réalisé et caractérisé un guide d'onde double diélectrique similaire à celui utilisé dans les structures à cascade quantique, mais il n'a pas permis de démontrer un effet d'émission stimulée ; il reste donc à optimiser. De nouvelles géométries de cavités et guides d'ondes à faibles pertes, basés par exemple sur des membranes suspendues, [93] peuvent également être explorées.

Un autre moyen est de réduire la dimensionnalité de la cavité, afin d'augmenter la densité d'état des polaritons et la séparation d'avec les états noirs, grâce à des cavités double-métal zéro-dimensionnelles. Nous avons réalisé de telles cavités, permettant l'injection électrique. Les résultats préliminaires, présentés en annexe, démontrent l'injection électrique des états de polaritons. L'estimation du facteur d'occupation dans ce dispositif est en cours.

La réalisation de dispositifs permettant de découpler l'injection du couplage fort est une stratégie qui offre une plus grande liberté à chacun des deux aspects. En particulier, elle donne la possibilité de réaliser le couplage fort avec des puits à plusieurs sous-bandes occupées. Ainsi, l'insertion dans la même cavité d'une structure à cascade et de puits multi-sous-bandes, séparés par un contact intermédiaire, nous donne la possibilité d'injecter optiquement dans les états de polaritons, dans un dispositif intégré. Nous avons réalisé un dispositif permettant d'effectuer cela, mais il a souffert d'un désaccord trop

important entre l'énergie de la résonance et l'énergie de la partie injectrice. Ce dispositif reste donc à optimiser.

Enfin, l'injection électrique par le transport dans le plan des couches offre également de nouvelles possibilités pour la conception de dispositifs électroluminescents. L'excitation collective du gaz d'électrons est similaire à celle d'un état super-radiant [94]. Le caractère super-radiant de l'électroluminescence peut être démontré au moyen d'une tension de grille permettant de faire varier la charge, afin d'extraire la dépendance en N_s de l'intensité émise. On peut également réaliser un dispositif en cavité afin de caractériser l'injection des polaritons selon ce principe. De tels dispositifs sont actuellement en cours de conception.

Le fort couplage entre le plasmon multi-sous-bande et la lumière pourrait également être exploité dans des détecteurs. Nous avons ainsi réalisé un QWIP, mais du fait du niveau de dopage particulièrement élevé, le courant d'obscurité domine le transport. Une solution peut être la réalisation de détecteurs similaires aux détecteurs à cascade quantique [64]. Nous avons réalisé le dessin d'une telle structure, qui reste à réaliser et à caractériser.

De façon plus générale, la cohérence de phase induite par le couplage entre les plasmons inter-sous-bandes offre un nouveau degré de liberté dans la conception des dispositifs opto-électroniques inter-sous-bandes. Les dispositifs inter-sous-bandes à très fort dopage introduisent une nouvelle manière de concevoir l'interaction entre la lumière et la matière, qui doit désormais être pensée comme un processus purement collectif, régi par les phénomènes de cohérence induite par la charge.

Annexe A

Résultats préliminaires : électroluminescence en cavité double-métal

Une des stratégies permettant d'atteindre un facteur d'occupation des états de polaritons plus important est de coupler l'excitation électronique avec un mode de cavité présentant une dispersion plate. Dans ces conditions, les états de polaritons ont également une dispersion plate, et donc une densité d'états importante.

Les cavités double-métal constituées d'un plan métallique inférieur et d'un réseau unidimensionnel ou zéro-dimensionnel en surface permettent d'obtenir un mode photonique confiné sous les motifs métalliques supérieurs, dont l'énergie est fixée par les dimensions latérales du motif périodique [91]. Le couplage ultra-fort a déjà été observé dans le moyen infrarouge dans des cavités unidimensionnelles double-métal [52] par des mesures de réflectivité. Dans la gamme térahertz, ce régime a également été observé dans des cavités double métal zéro-dimensionnelles, constituées de carrés d'or déposés en surface [50].

Nous présentons dans cette section les résultats préliminaires d'électroluminescence d'un dispositif à cascade quantique en cavité zéro-dimensionnelle double-métal. La croissance et le report de substrat ont été effectués à l'IES ; les réseaux métalliques ont été réalisés par lithographie électronique par Benjamin Askenazi, de notre laboratoire.

A.1 Présentation du dispositif

La région active est très similaire à celle du dispositif précédent (puits à 3 niveaux de mêmes énergies), la seule différence se trouve dans le nombre de périodes (6) et dans l'épaisseur de la zone où se forme la minibande d'injec-

tion/extraction, qui doit être très fine afin de garder une épaisseur de cavité très faible et un recouvrement important entre le puits principal et le mode de cavité. Le diagramme de bande de la structure est représenté à la figure A.1.

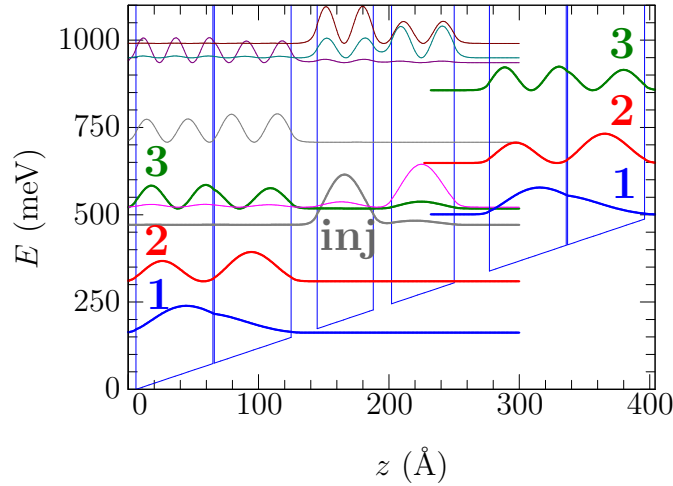


FIGURE A.1 – schéma des deux processus d'interaction polariton-phonon considérés.

La cavité consiste en un plan métallique d'or inférieur, et en un réseau bidimensionnel de plots d'or de taille variable, entre 0.5 et 1.7 μm de côté, espacés de 2 μm dans les deux directions à la surface (voir schéma figure A.2.a). L'épaisseur des cavités est celle de la région active, 214 nm ; on confine ainsi la lumière dans des cavités de taille très inférieure à la longueur d'onde.

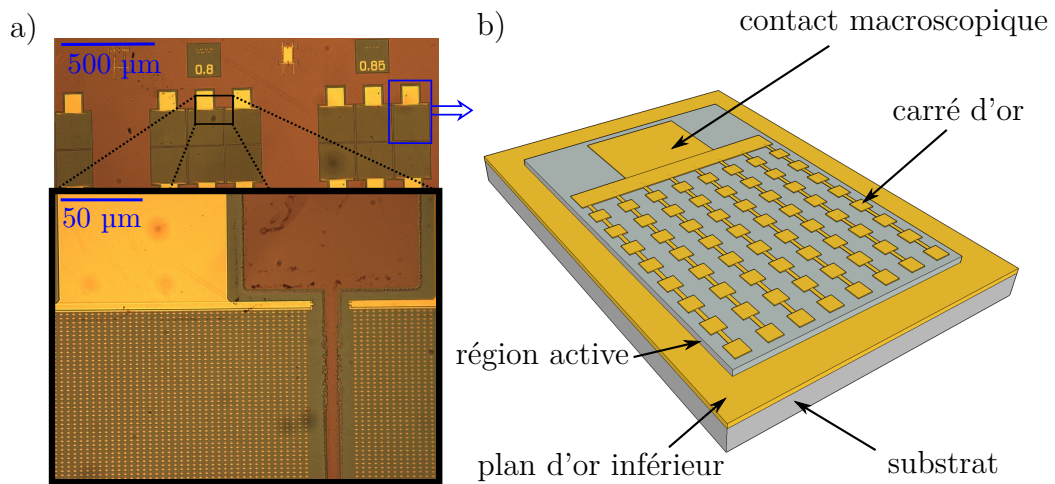


FIGURE A.2 – a) photos au microscope optique du dispositif; b) schéma du dispositif à cascade en cavité double métal.

Le dispositif a été conçu pour obtenir le couplage fort entre la transition $1 \rightarrow 2$ du puits quantique et le mode TM_0 de la cavité, dont nous représentons l'intensité du champ électrique E_z à la figure A.3. On peut voir que le champ est confiné sous l'or en raison de la désadaptation d'impédance induite par la présence de l'or en surface.

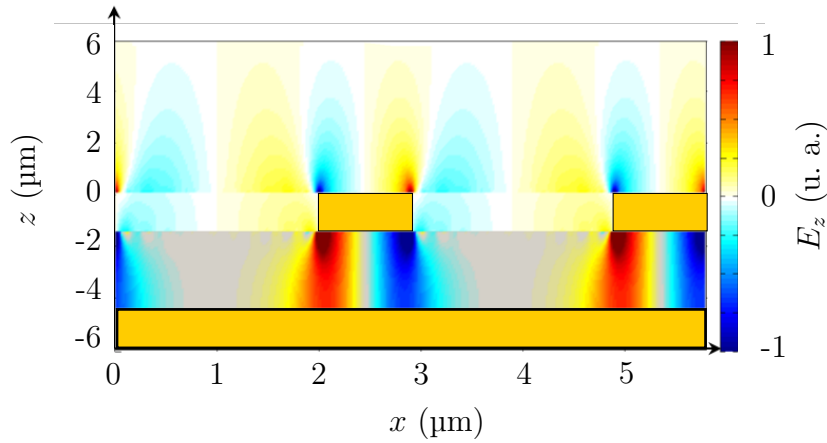


FIGURE A.3 – composante selon z du champ électrique du mode TM_0 . On peut observer que le champ est confiné sous les plots d'or.

Les plots d'or servent également de contacts supérieurs ; ils sont reliés entre eux par une ligne d'or d'environ 150 nm de large, qui les raccorde à un contact macroscopique de 100 μm (voir photo figure A.2) contacté au moyen d'un fil d'acier soudé à la laque d'argent, compte tenu de la fragilité des couches supérieures reportées. La région active est gravée autour de chaque réseau, constituant ainsi des mesas indépendants. Le contact inférieur est pris en bas du substrat.

A.2 Mesures de réflectivité et d'électroluminescence

Cette partie présente les premières mesures sur le dispositif, effectuées par Benjamin Askenazi. La figure A.4 présente la caractéristique typique courant-tension d'un mesa. On retrouve l'allure typique d'une structure à cascade. L'électroluminescence a pu être mesurée à 77 K, pour différentes tensions comprises entre 1.4 V et 1.7 V, et pour différentes tailles de réseaux, comprises entre 0.75 μm et 1.7 μm . Les premiers résultats sont présentés figure A.5.

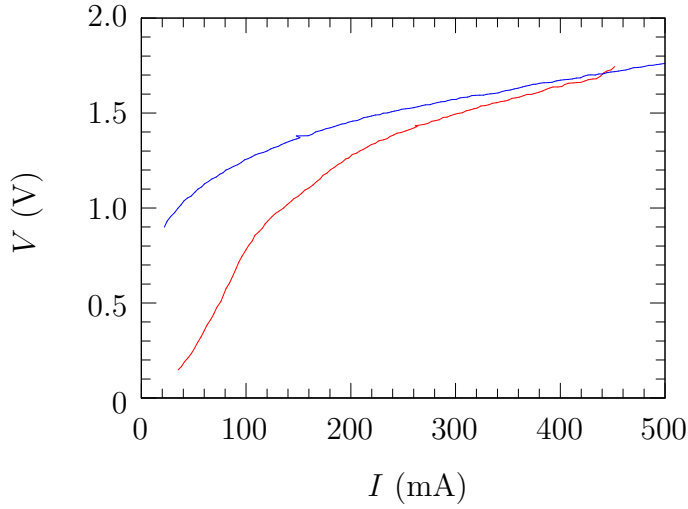


FIGURE A.4 – caractéristique courant-tension d'un mesa, à 77 K (courbe bleue) et 300 K (courbe rouge).

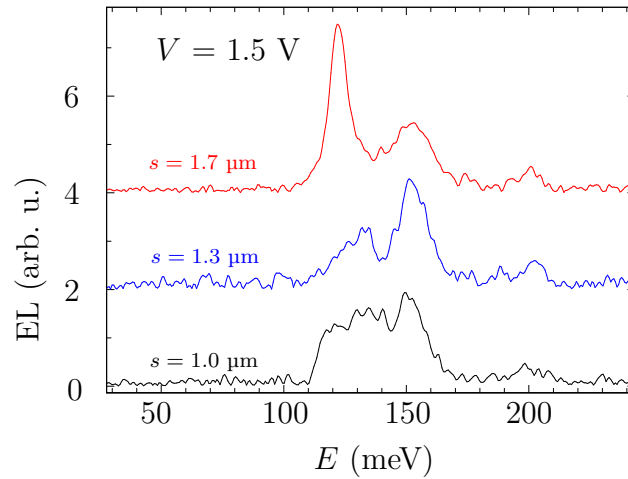


FIGURE A.5 – spectres d'électroluminescence à 77 K du dispositif à deux tensions différentes, pour trois tailles de plots différentes.

On retrouve des caractéristiques communes à toutes les tailles de réseau : un pic à 200 meV, d'énergie fixe, ainsi que deux pics à plus basse énergie, l'un entre 120 et 140 meV selon la taille de la cavité, et l'autre entre 140 et 165 meV. Les énergies des pics sont indépendantes de la tension appliquée, mais pas leurs amplitudes relatives.

Par un raisonnement similaire avec le dispositif en cavité planaire présenté précédemment, nous pouvons identifier le pic à haute énergie à la transition $3 \rightarrow 2$ en couplage faible avec un mode optique, et les deux autres pics dis-

persifs aux deux polaritons.

Des mesures de réflectivité ont été effectuées sur les mêmes réseaux ; les spectres permettent d'éclairer notre analyse. La figure A.6 présente, pour la même taille de réseau ($0.85 \mu\text{m}$) l'électroluminescence à 1.6 V et la réflectivité. On peut constater que le pic associé à la transition $3 \rightarrow 2$ est visible car il existe un mode large autour de cette énergie. La largeur à mi-hauteur du pic d'électroluminescence est contenue dans celle du mode optique. On constate également qu'aux deux pics à plus basse énergie correspondent deux minima de réflectivité ; c'est donc légitime de les associer à l'électroluminescence des deux polaritons.

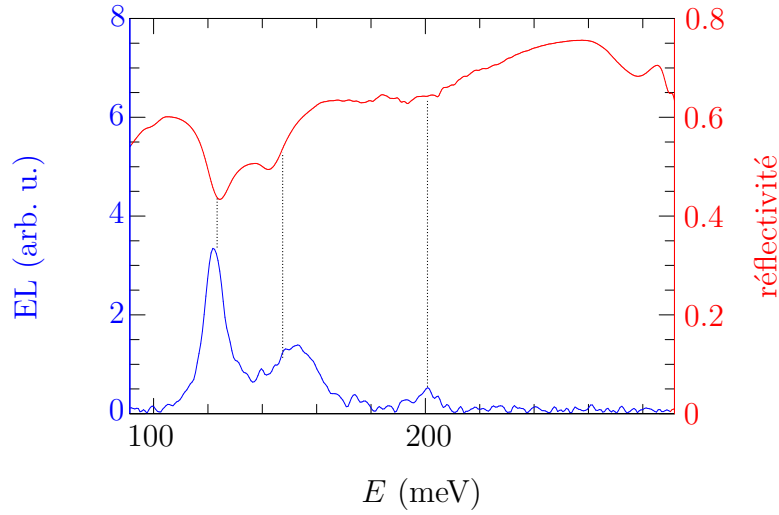


FIGURE A.6 – spectres d'électroluminescence et de réflectivité mesurés sur le même réseau (plots de $0.85 \mu\text{m}$ de côté). Les lignes pointillées associent les maxima d'électroluminescence à des minima de réflectivité.

Il est probable que le même mécanisme de peuplement que dans le dispositif en cavité planaire puisse être allégué, étant donné l'observation simultanée des deux pics et la différence d'environ 30 meV entre les maxima.

Des simulations et mesures complémentaires restent à effectuer pour achever la caractérisation de ce dispositif.

Annexe B

Quelques propriétés du plasmon multi-sous-bande

Le couplage mutuel entre les plasmons inter-sous-bandes d'un gaz bidimensionnel d'électrons résulte en de nouvelles excitations collectives caractérisées par des énergies de résonance et un couplage avec la lumière différents de ceux des plasmons inter-sous-bandes non couplés. Ces grandeurs sont obtenues par la diagonalisation de la partie matière de l'hamiltonien décrivant les plasmons inter-sous-bandes et leurs couplages mutuels, ce qui n'est pas réalisable analytiquement s'il y a plus que deux sous-bandes occupées. En pratique, nous les déduisons de la réponse optique du système, calculée numériquement à partir de sa fonction diélectrique.

Il est remarquable qu'à forte densité électronique, le mode de haute énergie a une amplitude, donc une fréquence plasma effective, bien plus grande que celles des autres modes. Cette excitation propre est alors appelé « plasmon multi-sous-bande brillant », par opposition aux autres modes « noirs ». Dans ce régime, appelé le régime « coopératif », nous allons voir que nous pouvons extraire certaines propriétés du plasmon multi-sous-bande, en particulier son énergie et son amplitude, connaissant les niveaux d'énergie et le dopage du système.

B.1 Modes normaux d'un puits quantique dopé

Dans l'approximation des sous-bandes paraboliques, la fonction diélectrique associée à un puits quantique ayant N transitions inter-sous-bandes

optiquement actives est :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} = 1 - \sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_\alpha^2} \quad (\text{B.1})$$

où les ω_α sont les fréquences des transitions inter-sous-bandes, et les $\omega_{P\alpha}$ sont les fréquences plasma associées. Dans un modèle à particules indépendantes, chaque électron apporte un terme $\Re(\sigma_i) = \frac{e^2 \omega}{m^*} \Im\left(\frac{1}{\omega^2 - \omega_\alpha^2}\right)$ et l'absorption totale est la somme de chacune de ces contributions à une particule. Pour N transitions inter-sous-bandes, on obtient

$$\Re(\sigma) = \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}} \omega \Im \sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_\alpha^2} = -\varepsilon_0 L_{\text{eff}} \omega \Im(\varepsilon) \quad (\text{B.2})$$

Pour obtenir la véritable forme du spectre d'absorption en prenant en compte le champ de dépolarisation, il faut passer par le calcul de $\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon}$. De façon générale, on peut constater que le terme $\sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_\alpha^2}$ dans ε peut s'écrire $\frac{P_{N-1}}{Q_N}$ après réduction au même dénominateur de tous les termes de la somme, où P_{N-1} est un polynôme d'ordre $N-1$ en ω^2 et Q_N un polynôme d'ordre N en ω^2 . Par conséquent $\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon} = 1 + \frac{P_{N-1}}{Q_N - P_{N-1}}$, et cette forme peut toujours se décomposer en N éléments simples de la forme :

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon} = 1 + \sum_{J=1}^N \frac{\Omega_{PJ}^2}{\omega^2 - \Omega_J^2} \quad (\text{B.3})$$

où les Ω_J^2 sont les N racines de $Q_N - P_{N-1}$ et Ω_{PJ}^2 les coefficients associés à chaque élément simple. Ils correspondent respectivement aux fréquences de résonance et aux fréquences plasma effectives au carré des modes propres d'excitations électroniques.

On obtient donc

$$\Re(\tilde{\sigma}) = \varepsilon_0 \varepsilon_s L_{\text{eff}} \omega \Im \sum_{J=1}^N \frac{\Omega_{PJ}^2}{\omega^2 - \Omega_J^2}$$

ce qui est formellement identique à l'expression B.2, en remplaçant les couples $\{\omega_\alpha, \omega_{P\alpha}\}$ par les couples $\{\Omega_J, \Omega_{PJ}\}$. On obtient donc N contributions analogue au cas de particules indépendantes, mais avec des fréquences de résonance et un poids associé différents. Le spectre d'absorption associé à N transitions inter-sous-bandes contient donc N pics, dont les énergies et les aires associés sont *a priori* différentes de celles obtenues sans considérer le couplage entre les transitions.

Le calcul des modes propres pour deux transitions inter-sous-bandes peut se faire de façon analytique (voir chapitre 3). Pour des systèmes plus complexes, le calcul de $\varepsilon_s/\varepsilon$ se fait de façon numérique (voir chapitre 4). Pour des

très hauts dopages ($E_F \gtrsim (E_2 + E_3)/2$), le mode de plus haute énergie a une fréquence plasma effective beaucoup plus grande que les autres modes : c'est le régime coopératif (voir chapitres 4 et 5). Dans la suite, nous nous intéressons uniquement à ce régime.

B.2 Plasmon multi-sous-bande

B.2.1 Relations utiles

Par définition des couples $\{\Omega_J, \Omega_{PJ}\}$, on a égalité entre les deux expressions de ε données par les équations B.1 et B.3. Ceci nous fournit la relation suivante :

$$1 + \sum_J \frac{\Omega_{PJ}^2}{\omega^2 - \Omega_J^2} = \frac{1}{1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_\alpha^2}} \quad (\text{B.4})$$

En évaluant cette égalité à $\omega = 0$, on obtient une relation entre les $\{\omega_\alpha, \omega_{P\alpha}\}$ et les $\{\Omega_J, \Omega_{PJ}\}$:

$$\sum_J \frac{\Omega_{PJ}^2}{\Omega_J^2} = \frac{1}{1 + \left(\sum_\alpha \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_\alpha^2} \right)^{-1}}$$

B.2.2 Énergie et fréquence plasma effective

Dans le régime coopératif, le mode de haute énergie a une fréquence plasma effective beaucoup plus grande que les autres. On note respectivement Ω_P et Ω_{MSP} sa fréquence plasma effective et sa fréquence de résonance. En ne considérant que le terme $\Omega_P^2/\Omega_{\text{MSP}}^2$ dans la somme du membre de gauche, on obtient finalement :

$$\frac{\Omega_{\text{MSP}}^2}{\Omega_P^2} = 1 + \left(\sum_\alpha \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_\alpha^2} \right)^{-1} \quad (\text{B.5})$$

En effectuant la même approximation dans l'équation B.4, on obtient :

$$\frac{\Omega_P^2}{\omega^2 - (\Omega_{\text{MSP}}^2 - \Omega_P^2)} = \sum_\alpha \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_\alpha^2}$$

En multipliant les deux membres par ω et en intégrant¹ la partie imaginaire entre $-\infty$ et $+\infty$, on retrouve la règle de conservation de l'amplitude d'absorption totale (voir équation 4.4) :

1. Pour définir proprement cette intégration, on peut rajouter un élargissement en substituant $\omega^2 + i\gamma\omega$ à ω^2 . Le résultat de l'intégration ne dépend pas de γ .

$$\Omega_P^2 = \sum_{\alpha} \omega_{P\alpha}^2 \quad (\text{B.6})$$

Ainsi, le carré de la fréquence plasma effective du plasmon multi-sous-bande est la somme des carrés des fréquences plasma des transitions inter-sous-bandes qui participent à l'excitation collective. Le couplage entre les plasmons inter-sous-bandes redistribue l'amplitude d'absorption dans le pic de plus haute énergie, sans changer l'absorption totale.

Ce résultat combiné à la relation B.5 nous permet d'écrire le carré de l'énergie du plasmon multi-sous-bande de la façon suivante :

$$(\hbar\Omega_{\text{MSP}})^2 = \hbar^2 \frac{\sum_{\alpha} \omega_{P\alpha}^2}{\sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2}{(\hbar\omega_{\alpha})^2}} + \Omega_P^2 \quad (\text{B.7})$$

Sous cette forme, on peut remarquer que le premier terme du membre de droite est la moyenne harmonique des ω_{α}^2 pondérés par les $\omega_{P\alpha}^2$. Ce terme décrit la « contribution inter-sous-bande » à la fréquence de l'excitation collective, que l'on peut noter Ω_{isb}^2 . Le deuxième terme est le carré de l'énergie de plasma effective de ce mode. Ainsi, de même que l'énergie du plasmon inter-sous-bande associé à la transition α s'exprime $\hbar\tilde{\omega}_{\alpha} = \hbar\sqrt{\omega_{\alpha}^2 + \omega_{P\alpha}^2}$, où $\hbar\omega_{\alpha}$ est l'énergie de la transition inter-sous-bande et $\omega_{P\alpha}$ la fréquence plasma associée à cette transition, l'énergie du plasmon multi-sous-bande peut s'exprimer

$$\hbar\Omega_{\text{MSP}} = \hbar\sqrt{\Omega_{\text{isb}}^2 + \Omega_P^2} \quad (\text{B.8})$$

ce qui fait intervenir de manière analogue la fréquence plasma effective Ω_P , et $\hbar\Omega_{\text{isb}}$ une énergie inter-sous-bande effective, dont le carré est la moyenne harmonique des carrés des énergies des transitions inter-sous-bandes qui participent à l'excitation collective, pondérées par les carrés de leurs fréquences plasma associées, soit :

$$\begin{cases} \Omega_{\text{isb}}^2 = \sum_{\alpha} \omega_{P\alpha}^2 / \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{\alpha}^2} \\ \Omega_P^2 = \sum_{\alpha} \omega_{P\alpha}^2 \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

Ces expressions permettent de vérifier que l'on a toujours $\hbar\Omega_{\text{MSP}} > \hbar\Omega_P$, soit $m < 1$. Le paragraphe suivant est consacré au calcul de m dans le cas idéal d'un puits quantique infini à sous-bandes paraboliques.

Un exemple de calcul, pour un puits GaAs de 20 nm de large, est présenté à la figure B.1 pour différents dopages (courbe bleue), comparé au calcul numérique présenté au chapitre 4 (courbe rouge). Les deux courbes sont d'autant

plus proches que le dopage est important ; cela est dû au fait que le calcul exact suppose que la redistribution de force d'oscillateur est totale, ce qui n'est pas le cas du calcul numérique.

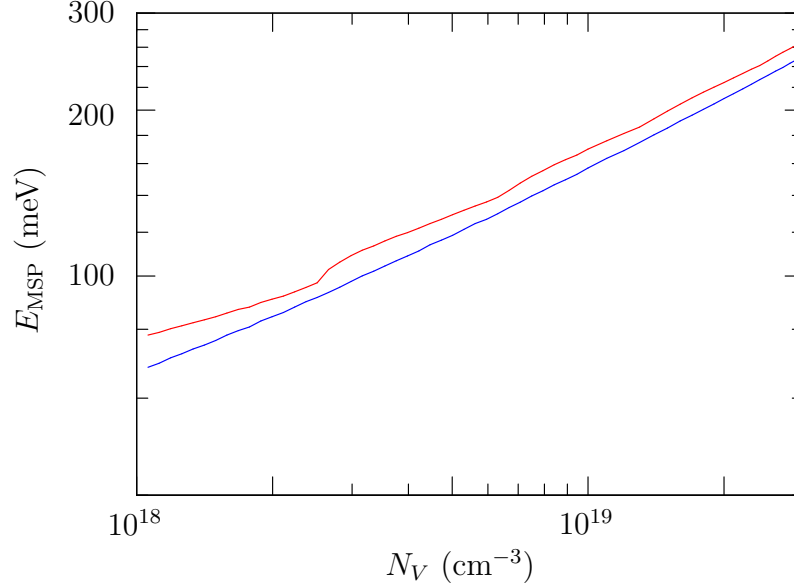


FIGURE B.1 – énergie du plasmon multi-sous-bande en fonction du dopage volumique pour un puits GaAs de 20 nm de large, calculé à l'aide de la formule B.9 (courbe bleue) et numériquement à partir de l'équation 4.3 (courbe rouge), tracé en fonction du dopage volumique.

B.2.3 Facteur de mérite

Le facteur de mérite m , tel que défini dans le cinquième chapitre, vaut $\Omega_P/\Omega_{\text{MSP}}$. Il définit le poids de l'énergie de plasma dans l'énergie à laquelle le système interagit avec la lumière, et est compris entre 0 et 1. Avec les expressions précédentes, il s'exprime

$$m = \frac{\Omega_P}{\sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_{\text{isb}}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\sum_{\alpha} \omega_{P\alpha}^2 / \omega_{\alpha}^2 \right)^{-1}}} \quad (\text{B.10})$$

On peut en obtenir une expression simple dans le cas d'un puits infini à sous-bandes paraboliques ayant N sous-bandes occupées, de la même façon que nous l'avons fait dans la partie 5.5.1 pour un puits ayant une seule sous-bande remplie. Dans ce dernier cas, nous avons obtenu

$$m = \frac{1}{\sqrt{1 + 0.9L^*/L}} \quad (\text{B.11})$$

avec $L^* = \hbar^2 \pi^3 \varepsilon_0 \varepsilon_s / (m^* e^2)$.

Pour l'obtenir dans le cas du plasmon multi-sous-bande, nous allons supposer pour simplifier que le niveau de Fermi est égal à E_{N+1} , où $N + 1$ est l'indice de la première sous-bande vide ; autrement dit, le niveau de Fermi coïncide avec le minimum de l'une des sous-bandes du puits. Dans cette situation, l'énergie de plasma des transitions $i \rightarrow i + 1$ vaut

$$E_{P,i,i+1} = \hbar \sqrt{\frac{\pi e^2 (1 + 2i + 2i^2)}{2m^* L^3 \varepsilon_0 \varepsilon_s}}$$

et d'autre part l'énergie des transitions $i \rightarrow i + 1$ vaut

$$\frac{(2i + 1) \pi^2 \hbar^2}{2m^* L^2}$$

L'expression B.10 contient des termes de la forme $\omega_{P,i,i+1}^2 / \omega_{i,i+1}^2$ qui valent donc

$$\frac{\omega_{P,i,i+1}^2}{\omega_{i,i+1}^2} = \frac{2Lm^*e^2}{\hbar^2\pi^3\varepsilon_0\varepsilon_s} \frac{2i^2 + 2i + 1}{4i^2 + 4i + 1} \approx \frac{Lm^*e^2}{\hbar^2\pi^3\varepsilon_0\varepsilon_s} = \frac{L}{L^*}$$

qui est quasiment indépendant de la transition inter-sous-bande considérée.

Par conséquent on obtient l'expression finale de m :

$$m = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{L^*}{NL}}} \quad (\text{B.12})$$

qui tend vers 1 si la largeur du puits ou le nombre de sous-bandes remplies augmente. Cette expression peut être étendue au cas d'un niveau de Fermi quelconque, en remplaçant N par $N' = N - \frac{E_{N+1} - E_F}{E_{N+1} - E_N}$.

Annexe C

Références des échantillons et fiches de croissances

Dans cette annexe sont listées les références des échantillons caractérisés.
Les fiches de croissances des principaux y sont détaillées.

Échantillons InAs/AlSb <i>Croissances effectuées par J. Devenson, J.-C. Moreno, R. Teissier et A. Baranov, à l'IES (Montpellier)</i>	
référence	description succincte
D 171	QCS à 3 niveaux, sans fine barrière
D 341	QCS à 3 niveaux, avec fine barrière, en cavité planaire
D 481	Injection polaritons en cavité planaire (défectueux)
D 482	Structure à cascade accordable
D 530	QCS à 3 niveaux, avec fine barrière, en cavité, 2 ^e version
D 557	Structure injectrice fine pour cavité double métal
D 575	Injection polariton en cavité double diélectrique
D 612	Structure double métal, 2 ^e croissance
D 624	3 puits très dopés
D 637	Structure EL pour injection optique du plasmon MSB en cavité
D 647	3 puits très dopés, 2 ^e croissance

Échantillons GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As <i>Toutes les croissances effectuées par G. Biasiol et L. Sorba, au TASC (Trieste, Italie)</i>	
référence	description succincte
HM 3252	Gate « Luin » : puits avec une seule sous-bande occupée
HM 3253	Gate sur puits avec deux sous-bandes occupées, v.1
HM 3276	idem HM 3253 avec dopage $\times 2$
HM 3290	idem HM 3253 avec dopage $\times 2$ dans les puits

Échantillons GaInAs/AlInAs/InP <i>Toutes les croissances effectuées par</i> <i>I. Sagnes et G. Beaudoin, au LPN (Marcoussis)</i>	
référence	description succincte
InP 1191	10 puits très dopés + contact inférieur
InP 1192	« gate 1 » : puits 2 sous-bandes occupées + contact inférieur
InP 1193	« gate 2 » : puits 2 sous-bandes occupées sans contact inférieur
InP 1222	5 puits très dopés
InP 1252	puits unique très dopé
InP 1276	10 puits très dopés en cavité planaire
InP 1299	10 puits très dopés en cavité planaire, dopage $\times 2$
InP 1300	5 puits très dopés pour cavité double métal, 1 ^{re} croissance
InP 1303	10 puits très dopés en cavité planaire, dopage $\div 4$
InP 1324	5 puits très dopés pour cavité double métal, 2 ^e croissance
InP 1325	5 puits non dopés pour cavité double métal
InP 1326	Structure à cascade + puits très dopés en cavité
InP 1435	8 puits dopés, largeur $L/8 = 18.5$ nm (substrat dopé)
InP 1436	4 puits dopés, largeur $L/4 = 37$ nm (substrat dopé)
InP 1437	2 puits dopés, largeur $L/2 = 74$ nm (substrat dopé)
InP 1438	1 puits dopé, largeur $L = 148$ nm (substrat dopé)
InP 1463	8 puits dopés, largeur $L/8 = 18.5$ nm
InP 1464	4 puits dopés, largeur $L/4 = 37$ nm
InP 1465	2 puits dopés, largeur $L/2 = 74$ nm
InP 1466	1 puits dopé, largeur $L = 148$ nm
InP 1467	1 puits dopé, largeur $L' = 296$ nm
InP 1468	2 puits dopés, largeur $L'' = 592$ nm
InP 1471	détecteur à cascade quantique multi-sous-bandes

Fiches de croissance des principaux échantillons

D 530

Il s'agit de la structure à cascade quantique en cavité planaire caractérisée dans le chapitre 2. L'injecteur s'aligne sur le troisième niveau confiné, et la structure à cascade est dopée de façon à obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons dans le puits principal.

n+	InAs	10^{18} cm^{-3}	200 Å	×20
n	InAs	10^{17} cm^{-3}	500 Å	
i	AlSb		27 Å	
i	InAs		59 Å	
i	AlSb		1 Å	
i	InAs		59 Å	
i	AlSb		20 Å	
i	InAs		31 Å	
i	AlSb		9 Å	
i	InAs		32 Å	
i	AlSb		12 Å	
n	InAs	10^{18} cm^{-3}	35 Å	
i	AlSb		9 Å	
n	InAs	10^{18} cm^{-3}	36 Å	
i	AlSb		12 Å	
n	InAs	10^{18} cm^{-3}	39 Å	
i	AlSb		10 Å	
n	InAs	10^{18} cm^{-3}	45 Å	
i	AlSb		12 Å	
n	InAs	10^{18} cm^{-3}	50 Å	
i	AlSb		12 Å	
i	InAs		52 Å	
i	AlSb		9 Å	
i	InAs		55 Å	
i	AlSb		9 Å	
i	InAs		0.4 μm	
n+	InAs	$4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	1.0 μm	
Substrat InAs non dopé				

HM 3290

Il s'agit du puits en GaAs ayant deux sous-bandes occupées caractérisé dans le chapitre 3. L'application d'une tension de grille permet de moduler le niveau de Fermi et ainsi de vider le complètement le puits.

i	GaAs		5 nm
i	Al _{0.45} Ga _{0.55} As		50 nm
n	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	10^{18} cm^{-3}	10 nm
i	Al _{0.45} Ga _{0.55} As		1 nm
n	GaAs	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	11 nm
i	Al _{0.45} Ga _{0.55} As		1 nm
n	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	10^{18} cm^{-3}	10 nm
i	Al _{0.45} Ga _{0.55} As		120 nm
Substrat GaAs non dopé			

InP 1252

Il s'agit du puits quantique unique ayant quatre sous-bandes occupées, caractérisé dans le chapitre 4.

i	GaInAs		2 nm
i	AlInAs		50 nm
n++	GaInAs	$8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	18.5 nm
i	AlInAs		115 nm
i	GaInAs		100 nm
Substrat InP non dopé			

InP 1299

Il s'agit des dix puits quantiques très dopés en cavité planaire caractérisés dans le chapitre 5.

n	GaInAs	10^{18} cm^{-3}	20 nm	×10
i	AlInAs		40 nm	
n++	GaInAs	8×10^{18}	18.5 nm	
i	AlSb		27 Å	
i	AlInAs		40 nm	
i	InP		100 nm	
n+	InP	$4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	1200 nm	
Substrat InP non dopé				

InP 1324

Il s'agit des cinq puits quantiques très dopés en cavité double-métal caractérisés dans le chapitre 5.

n	GaInAs		100 nm	×5
i	AlInAs		30 nm	
n++	GaInAs	8×10^{18}	18.5 nm	
i	AlSb		27 Å	
i	AlInAs		30 nm	
i	GaInAs		150 nm	
Substrat InP non dopé				

Bibliographie

- [1] E. M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Physical Review*, 69 :681, 1946. (Cité en pages [1](#) et [23](#).)
- [2] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission. *Physical Review Letters*, 50 :1903, 1983. (Cité en page [1](#).)
- [3] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, and D. Kleppner. Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom. *Physical Review Letters*, 55 :2137, 1985. (Cité en page [1](#).)
- [4] F. Bernardot, P. Nussenzeig, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche. Rabi splitting observed on a microscopic atomic sample in a microwave cavity. *Euro. Phys. Lett.*, 17 :33, 1991. (Cité en page [1](#).)
- [5] R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. *Physical Review Letters*, 68 :1132, 1992. (Cité en page [1](#).)
- [6] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche. Quantum Rabi oscillation : A direct test of field quantization in a cavity. *Physical Review Letters*, 76 :1800, 1996. (Cité en page [1](#).)
- [7] J. J. Hopfield. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals. *Physical Review*, 5 :112, 1988. (Cité en pages [1](#) et [20](#).)
- [8] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Physical Review Letters*, 69 :3314, 1992. (Cité en page [1](#).)
- [9] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitszenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature letters*, 432 :197, 2004. (Cité en page [1](#).)
- [10] 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 letters*, 432 :200, 2004. (Cité en page 1.)
- [11] R. P. Stanley, R. Houdré, C. Weisbuch, U. Oesterle, and M. Illegems. Cavity-polariton photoluminescence in semiconductor microcavities : Experimental evidence. *Physical Review B*, 53(16) :10995, 1996. (Cité en pages 1 et 54.)
 - [12] 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. *Physical Review Letters*, 95 :067401, 2005. (Cité en page 1.)
 - [13] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts. Angle-resonant stimulated polariton amplifier. *Physical Review Letters*, 14 :3314, 2000. (Cité en page 1.)
 - [14] R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, M. Emam-Ismail, A. I. Tartakovskii, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts. Continuous wave observation of massive polariton redistribution by stimulated scattering in semiconductor microcavities. *Physical Review Letters*, 85(17) :3680, 2000. (Cité en pages 1 et 56.)
 - [15] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymaska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443 :409, 2006. (Cité en page 1.)
 - [16] D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch. Polariton laser using single micropillar GaAs-GaAlAs semiconductor cavities. *Physical Review Letters*, 100 :047401, 2008. (Cité en page 1.)
 - [17] K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. Andre, and B. Deveaud-Plédran. Coherent oscillations in an exciton-polariton josephson junction. *Physical Review Letters*, 105 :120403, 2010. (Cité en page 1.)
 - [18] K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André, and B. Deveaud-Plédran. Observation of half-quantum vortices in an exciton-polariton condensate. *Science*, 105 :974, 2009. (Cité en page 1.)
 - [19] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho. Quantum cascade laser. *Science*, 264 :553, 1994. (Cité en pages 1 et 29.)
 - [20] A. Liu. Rabi splitting of the optical intersubband absorption line of multiple quantum wells inside a fabry-pérot microcavity. *Physical Review B*, 55 :7101, 1997. (Cité en pages 2 et 18.)

- [21] D. Dini, R. Köhler, A. Tredicucci, G. Biasiol, and L. Sorba. Microcavity polariton splitting of intersubband transitions. *Physical Review Letters*, 100 :136806, 2008. (Cité en pages 2, 18 et 133.)
- [22] C. Ciuti, G. Bastard, and I. Carusotto. Quantum vacuum properties of the intersubband cavity polariton field. *Physical Review B*, 72 :115303, 2005. (Cité en pages 2, 24, 25, 148 et 149.)
- [23] R. Colombelli, C. Ciuti, Y. Chassagneux, and C. Sirtori. Quantum cascade intersubband polariton light emitters. *Semicond. Sci. Technol.*, 20 :985, 2005. (Cité en pages 2, 28 et 30.)
- [24] L. Sapienza, A. Vasanelli, R. Colombelli, C. Ciuti, Y. Chassagneux, C. Manquest, U. Gennser, and C. Sirtori. Electrically injected cavity polaritons. *Physical Review Letters*, 100 :136806, 2008. (Cité en pages 2, 31, 33, 35, 40, 52 et 133.)
- [25] S. De Liberato and C. Ciuti. Stimulated scattering and lasing of intersubband cavity polaritons. *Physical Review Letters*, 102 :136403, 2009. (Cité en pages 2, 32, 33, 56 et 67.)
- [26] Y. Todorov, P. Jouy, A. Vasanelli, L. Sapienza, R. Colombelli, U. Gennser, and C. Sirtori. Stark tunable electroluminescence from cavity polariton states. *Applied Physics Letters*, 93 :171105, 2008. (Cité en pages 2, 31 et 40.)
- [27] A. A. Anappara, S. De Liberato, A. Tredicucci, C. Ciuti, G. Biasiol, L. Sorba, and F. Beltram. Signatures of the ultrastrong light-matter coupling regime. *Physical Review B*, 79 :201303(R), 2009. (Cité en pages 2, 28, 133, 141, 148, 154 et 155.)
- [28] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique*. Dunod, 2002. (Cité en page 6.)
- [29] P. Y. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors ; Physics and Materials Properties*. Graduate Texts in Physics, 2010. (Cité en page 7.)
- [30] G. Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. Les éditions de physique, 1991. (Cité en page 7.)
- [31] D. J. BenDaniel and C. B. Duke. Space-charge effects on electron tunneling. *Physical Review*, 152 :683, 1966. (Cité en page 7.)
- [32] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo. Nonparabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells. *Physical Review B*, 50 :8663, 1994. (Cité en page 9.)
- [33] Mark Fox. *Optical properties of solids*. Oxford University Press, 2002. (Cité en page 10.)

- [34] W. P. Chen, Y. J. Chen, and E. Burstein. The interface EM modes of a "surface quantized" plasma layer on a semiconductor surface. *Surface Science*, 58 :263, 1976. (Cité en page 11.)
- [35] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Review of Modern Physics*, 54 :437, 1982. (Cité en pages 11, 16, 17, 41, 70, 73 et 103.)
- [36] H.C. Liu and F. Capasso. *Intersubband transitions in quantum wells : Physics and device applications I*. Number vol. 1 ;vol. 62 in Semiconductors and semimetals. Academic Press, 2000. (Cité en pages 12, 17, 41, 103 et 113.)
- [37] R. A. Höpfel and E. Gornik. *Heterojunctions and Semiconductor Superlattices*. Springer, Berlin, 1986. (Cité en page 15.)
- [38] S. J. Allen, D. C. Tsui, and B. Vinter. On the absorption of infrared radiation by electrons in semiconductor inversion layers. *Solid State Communication*, 20 :425, 1976. (Cité en page 17.)
- [39] S. Luin, V. Pellegrini, F. Beltram, X. Marcadet, and C. Sirtori. Interplay between disorder and intersubband collective excitations in the two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, 64 :041306, 2001. (Cité en pages 17, 70, 90, 92, 114, 119 et 121.)
- [40] R. J. Warburton, C. Gauer, A. Wixthor, and J. P. Kotthaus. Intersubband resonances in InAs/AlSb quantum wells : Selection rules, matrix elements, and the depolarization field. *Physical Review B*, 53 :7903, 1996. (Cité en pages 17, 70 et 102.)
- [41] M. Załuźny. Intersubband absorption line broadening in semiconductor quantum wells : Nonparabolicity contribution. *Physical Review B*, 43 :4511, 1991. (Cité en pages 17 et 70.)
- [42] C Metzner and G. H. Döhler. Collective optical excitation of interacting localized electrons. *Physical Review B*, 60 :11005, 1996. (Cité en pages 17 et 70.)
- [43] R. J. Warburton, K. Weilhammer, J. P. Kotthaus, M. Thomas, and H. Kroemer. Influence of collective effects on the linewidth of intersubband resonance. *Physical Review Letters*, 80 :2185, 1998. (Cité en pages 17, 71, 72 et 85.)
- [44] E. Dupont, H. C. Liu, A. J SpringThorpe, W. Lai, and M. Extavour. Vacuum-field Rabi splitting in quantum-well infrared photodetectors. *Physical Review B*, 68 :245320, 2003. (Cité en pages 18 et 133.)
- [45] E. T. Jaynes and F. W. Cummings. Comparison of quantum and semi-classical radiation theories with application to the beam maser. *IEEE*, 51 :89, 1963. (Cité en page 19.)

- [46] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre. *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Ellipses, 1997. (Cité en page 19.)
- [47] V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schwendimann, and F. Tassone. Optical properties of microcavity polaritons. *Phase transitions*, 68 :169 – 279, 1999. (Cité en page 23.)
- [48] G. T. Foster, S. L. Mielke, and L. A. Orozco. Intensity correlations in cavity QED. *Phys. Rev. A*, 61 :053821, 2000. (Cité en page 24.)
- [49] G. Günter, A. A. Anappara, J. Hees, A. Sell, G. Biasiol, L. Sorba, S. De Liberato, C. Ciuti, A. Tredicucci, A. Leitenstorfer, and R. Huber. Sub-cycle switch-on of ultrastrong light-matter interaction. *Nature*, 458 :178, 2009. (Cité en page 25.)
- [50] Y. Todorov, A. M. Andrews, R. Colombelli, S. De Liberato, C. Ciuti, P. Klang, G. Strasser, and C. Sirtori. Ultrastrong light-matter coupling regime with polariton dots. *Physical Review Letters*, 105 :196402, 2010. (Cité en pages 25, 27, 76, 136, 143, 148, 149 et 169.)
- [51] M. Geiser, F. Castellano, G. Scalari, M. Beck, L. Nevou, and J. Faist. Ultrastrong coupling regime and plasmon polaritons in parabolic semiconductor quantum wells. *Physical Review Letters*, 108 :106402, 2012. (Cité en pages 28, 111 et 145.)
- [52] P. Jouy, A. Vasanelli, Y. Todorov, A. Delteil, G. Biasiol, L. Sorba, and C. Sirtori. Transition from strong to ultrastrong coupling regime in mid-infrared metal-dielectric-metal cavities. *Applied Physics Letters*, 98(23) :231114, 2011. (Cité en pages 28, 133, 136, 141, 143, 154, 155 et 169.)
- [53] G. Scalari, C. Maissen, D. Turcinková, D. Hagenmüller, S. De Liberato, C. Ciuti, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, M. Beck, and J. Faist. Ultrastrong coupling of the cyclotron transition of a 2D electron gas to a THz metamaterial. *Science*, 335 :1323, 2012. (Cité en page 28.)
- [54] T. Niemczyk, F. Deppe, H. Huebl, E. P. Menzel, F. Hocke, M. J. Schwarz, J. J. Garcia-Ripoll, D. Zueco, T. Hümmer, E. Solano, A. Marx, and R. Gross. Circuit quantum electrodynamics in the ultrastrong-coupling regime. *Nature Physics*, 6 :779, 2010. (Cité en page 28.)
- [55] T. Schwartz, J. A. Hutchison, C. Genet, and T. W. Ebbesen. Reversible switching of ultrastrong light-molecule coupling. *Physical Review Letters*, 106 :196405, 2011. (Cité en page 28.)
- [56] S. De Liberato and C. Ciuti. Quantum theory of electron tunneling into intersubband cavity polariton states. *Physical Review B*, 79 :075317, 2009. (Cité en pages 28 et 161.)

- [57] E. E. Mendez, F. Agullò-Rueda, and J. M. Hong. Stark localisation in GaAs - GaAlAs superlattices under an electric field. *Physical Review Letters*, 60 :2426, 1998. (Cité en page 29.)
- [58] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, and A. Regreny. Observation of the Wannier - Stark quantization in a semiconductor superlattice. *Physical Review Letters*, 61 :1639, 1988. (Cité en page 29.)
- [59] R. F. Kazarinov and R. A. Suris. Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. *Sov. Phys. Semicond.*, 5 :707, 1971. (Cité en page 29.)
- [60] M. Helm, E. Colas, P. England, F. DeRosa, and S. J. Allen Jr. Inter-subband emission from semiconductor superlattices excited by sequential resonant tunneling. *Phys. Rev. Lett*, 63 :74, 1989. (Cité en page 29.)
- [61] H. C. Liu. A novel superlattice infrared source. *J. App. Phys.*, 63 :2856, 1988. (Cité en page 29.)
- [62] P. Jouy, A. Vasanelli, Y. Todorov, L. Sapienza, R. Colombelli, U. Gennser, and C. Sirtori. Intersubband electroluminescent devices operating in the strong coupling regime. *Physical Review B*, 82 :045322, 2010. (Cité en pages 31, 32, 35, 50 et 54.)
- [63] L. Sapienza, A. Vasanelli, R. Colombelli, C. Ciuti, C. Manquest, U. Gennser, and C. Sirtori. Photovoltaic probe of cavity polaritons in a quantum cascade structure. *Applied Physics Letters*, 90 :201101, 2007. (Cité en page 31.)
- [64] L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer, and V. Berger. Quantum cascade photodetector. *Applied Physics Letters*, 85 :2824, 2004. (Cité en pages 31 et 168.)
- [65] A. Delteil, A. Vasanelli, P. Jouy, D. Barate, J.C. Moreno, R. Teissier, A.N. Baranov, and C. Sirtori. Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device. *Physical Review B*, 83 :081404(R), 2011. (Cité en page 33.)
- [66] J.-Y. Marzin and J.-M. GÃ©rard. Experimental probing of quantum-well eigenstates. *Physical Review Letters*, 62 :2172, 1989. (Cité en page 36.)
- [67] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy. *Microcavities*. Oxford Science Publications, 2007. (Cité en page 39.)
- [68] L. Wendler, T. Kraft, M. Hartung, A. Berger, A. Wixforth, M. Sundaram, J. H. English, and A. C. Gossard. Optical response of grating-coupler-induced intersubband resonances : The role of Wood's anomalies. *Physical Review B*, 55 :2303, 1997. (Cité en page 39.)

- [69] M. Załuźny and C. Nalewajko. Coupling of infrared radiation to inter-subband transitions in multiple quantum wells : The effective-medium approach. *Physical Review B*, 59 :13043, 1999. (Cité en page 39.)
- [70] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, San Diego, 1998. (Cité en page 39.)
- [71] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry. Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths. *Applied Optics*, 26(4) :744, 1987. (Cité en page 39.)
- [72] E. Benveniste, A. Vasanelli, A. Delteil, J. Devenson, R. Teissier, A. Baranov, A.M. Andrews, G. Strasser, I. Sagnes, and C. Sirtori. Influence of the material parameters on quantum cascade devices. *Applied Physics Letters*, 93(13) :131108, 2008. (Cité en page 54.)
- [73] R. B. Sohn, L. R. Ram-Mohan, H. Xie, and P. A. Wolff. Stimulated emission of LO phonons in narrow-band-gap semiconductors. *Physical Review B*, 42 :3608, 1990. (Cité en page 56.)
- [74] F. Boeuf, R. André, R. Romestain, Le Si Dang, E. Péronne, J. F. Lampin, D. Hulin, and A. Alexandrou. Evidence of polariton stimulation in semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 62 :2279, 2000. (Cité en page 56.)
- [75] M. Maragkou, A. J. D. Grundy, T. Ostatnický, and P. G. Lagoudakis. Longitudinal optical phonon assisted polariton laser. *Applied Physics Letters*, 97 :111110, 2010. (Cité en page 56.)
- [76] B. K. Ridley. *Electrons and Phonons in Semiconductor Multilayers*. Cambridge University Press, 1996. (Cité en page 64.)
- [77] R. Ferreira and G. Bastard. Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures. *Physical Review B*, 40 :1074, 1990. (Cité en page 64.)
- [78] P. Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots*. John Wiley and Sons, 2000. (Cité en page 64.)
- [79] J. Bloch and J. Y. Marzin. Photoluminescence dynamics of cavity polaritons under resonant excitation in the picosecond range. *Physical Review B*, 51 :2103, 1997. (Cité en page 64.)
- [80] A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, B. Paulillo, G. Biasiol, L. Sorba, and C. Sirtori. Gate controlled coupling of intersubband plasmons. *Applied Physics Letters*, 102, 2013. (Cité en pages 69 et 90.)
- [81] Y. Todorov and C. Sirtori. Intersubband polaritons in the electrical dipole gauge. *Physical Review B*, 85 :045304, 2012. (Cité en pages 73, 77, 134, 148 et 149.)

- [82] Y. Todorov, L. Tosoetto, A. Delteil, A. Vasanelli, C. Sirtori, A. M. Andrews, and G. Strasser. Polaritonic spectroscopy of intersubband transitions. *Physical Review B*, 86 :125314, 2012. (Cité en page 78.)
- [83] G. L. Snider, I.-H. Tan, and E. L. Hu. Electron states in mesa-etched one-dimensional quantum well wires. *Journal of Applied Physics*, 68 :2849, 1990. (Cité en page 91.)
- [84] I.-H. Tan, G. L. Snider, and E. L. Hu. A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh. *Journal of Applied Physics*, 68 :4071, 1990. (Cité en page 91.)
- [85] A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, , C. Feuillet-Palma, M. Renaudat-St-Jean, G. Beaudoin, I. Sagnes, and C. Sirtori. Charge induced coherence between intersubband plasmons in a quantum structure. *Physical Review Letters*, 109 :246808, 2012. (Cité en pages 101, 134 et 143.)
- [86] J. Faist, C. Sirtori, F. Capasso, L. Pfeiffer, and K. W. West. Phonon limited intersubband lifetimes and linewidths in a two-dimensional electron gas. *Applied Physics Letters*, 64 :872, 1994. (Cité en page 114.)
- [87] K. Hirakawa, K Yamanaka, M. Grayson, and D.C. Tsui. Far-infrared emission spectroscopy of hot two-dimensional plasmons in algaas/gaas heterojunctions. *Applied Physics Letters*, 67 :2326, 1995. (Cité en page 119.)
- [88] K. D. Maranowski, A. C. Gossard, K. Unterrainer, and E. Gornik. Far-infrared emission from parabolically graded quantum wells. *Applied Physics Letters*, 69 :3522, 1996. (Cité en page 119.)
- [89] J. Ulrich, R. Zobl, K. Unterrainer, G. Strasser, E. Gornik, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard. Temperature dependence of far-infrared electroluminescence in parabolic quantum wells. *Applied Physics Letters*, 74 :3158, 1999. (Cité en page 119.)
- [90] Y. Todorov, A. M. Andrews, I. Sagnes, R. Colombelli, P. Klang, G. Strasser, and C. Sirtori. Strong light-matter coupling in subwavelength metal-dielectric microcavities at terahertz frequencies. *Physical Review Letters*, 102 :186402, 2009. (Cité en page 133.)
- [91] Y. Todorov, L. Tosoetto, J. Teissier, A. M. Andrews, P. Klang, R. Colombelli, I. Sagnes, G. Strasser, and C. Sirtori. Optical properties of metal-dielectric-metal microcavities in the THz frequency range. *Optics Express*, 18(13) :13886–13907, Jun 2010. (Cité en pages 143, 145 et 169.)
- [92] P. Nataf and C. Ciuti. No-go theorem for superradiant quantum phase transitions in cavity QED and counter-example in circuit QED. *Nature Communications*, 1 :72, 2010. (Cité en page 151.)

-
- [93] R. Degl’Innocenti, S. Zanotto, A. Tredicucci, G. Biasiol, and L. Sorba. Quantum Rabi oscillation : A direct test of field quantization in a cavity. *One-dimensional surface-plasmon gratings for the excitation of intersubband polaritons in suspended membranes*, 151 :1725, 2011. (Cité en page 167.)
- [94] R. H. Dicke. Coherence in spontaneous radiation processes. *Physical Review Letters*, 93 :99, 1954. (Cité en page 168.)

Liste de publications

Revue à comité de lecture

- E. Benveniste, A. Vasanelli, A. Delteil, J. Devenson, R. Teissier, A. Baranov, A. M. Andrews, G. Strasser, I. Sagnes and C. Sirtori, *Influence of the material parameters on quantum cascade devices*, Appl. Phys. Lett. **93**, 131108 (2008)
- P. Jouy, A. Vasanelli, Y. Todorov, A. Delteil, G. Biasiol, L. Sorba and C. Sirtori, *Transition from strong to ultra-strong coupling regime in mid-infrared metal-dielectric-metal cavities*, Appl. Phys. Lett. **98**, 231114 (2011)
- A. Delteil, A. Vasanelli, P. Jouy, D. Barate, J.C. Moreno, R. Teissier, A.N. Baranov and C. Sirtori, *Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device*, Phys. Rev. B **83**, 081404(R) (2011)
- Y. Todorov, L. Toso, A. Delteil, A. Vasanelli and C. Sirtori, *Polaritonic spectroscopy of intersubband transitions*, Phys. Rev. B **86**, 125314 (2012)
- A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, C. Feuillet-Palma, M. Renaudat-St-Jean, G. Beaudoin, I. Sagnes and C. Sirtori, *Charge induced coherence between intersubband plasmons in a quantum structure*, Phys. Rev. Lett. **109**, 246808 (2012)
- A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, B. Paulillo, G. Biasol, L. Sorba and C. Sirtori, *Gate controlled coupling of intersubband plasmons*, Appl. Phys. Lett. **102**, 031102 (2013)

Présentations orales en conférences

- A. Delteil, A. Vasanelli, P. Jouy, D. Barate, J.C. Moreno, R. Teissier, A.N. Baranov and C. Sirtori, *Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device*, CLEO 2010 (San Jose, États Unis)
- A. Delteil, A. Vasanelli, P. Jouy, D. Barate, J.C. Moreno, R. Teissier, A.N. Baranov and C. Sirtori, *Optical phonon scattering of cavity polari-*

- tons in an electroluminescent device*, ITQW 2011 (Badesi, Italie)
- A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, C. Feuillet-Palma, M. Renaudat-St-Jean, G. Beaudoin, I. Sagnes and C. Sirtori, *Many-body cooperative enhancement of the light-matter interaction*, ICSNN 2012 (Dresde, Allemagne)
 - A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, C. Feuillet-Palma, M. Renaudat-St-Jean, G. Beaudoin, I. Sagnes and C. Sirtori, *Many-body cooperative enhancement of the light-matter interaction*, ICPS 2012 (Zurich, Suisse)
 - A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, C. Feuillet-Palma, M. Renaudat-St-Jean, G. Beaudoin, I. Sagnes and C. Sirtori, *Many-body cooperative enhancement of the light-matter interaction*, JMC 2012 (Montpellier, France)

Posters en conférences

- P. Jouy, A. Vasanelli, Y. Todorov, A. Delteil, G. Biasiol, L. Sorba, and C. Sirtori, *Ultra-strong coupling in mid-infrared metal cavities*, ITQW 2011 (Badesi, Italy)
- A. Delteil, A. Vasanelli, P. Jouy, D. Barate, J.C. Moreno, R. Teissier, A.N. Baranov, and C. Sirtori, *Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device*, OECS 2011 (Paris, France)
- A. Delteil, A. Vasanelli, P. Jouy, D. Barate, J.C. Moreno, R. Teissier, A.N. Baranov, and C. Sirtori, *Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device*, IQCLSW 2010 (Florence, Italie)

