

Etude du couplage fort par spectroscopie optique dans des microcavités GaN élaborées sur silicium

François Réveret

▶ **To cite this version:**

François Réveret. Etude du couplage fort par spectroscopie optique dans des microcavités GaN élaborées sur silicium. Matière Condensée [cond-mat]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2008. Français. NNT : . tel-00412515

HAL Id: tel-00412515
https://theses.hal.science/tel-00412515

Submitted on 1 Sep 2009

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.

Numéro d'ordre : D.U. 1854

UNIVERSITE BLAISE PASCAL – CLERMONT II

(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR

N° : 409

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

(Spécialité : Matériaux et Composants pour l'Electronique)

par

François REVERET

Etude du couplage fort par spectroscopie optique dans des microcavités GaN élaborées sur silicium

Soutenue publiquement le 12 septembre 2008, devant la commission d'examen :

Joël BELLESSA	Rapporteur
Pierre DISSEIX	Directeur de thèse
Nicolas GRANDJEAN	Rapporteur
Mathieu LEROUX	Examinateur
Joël LEYMARIE	Directeur de thèse
Eric TOURNIE	Président

Laboratoire des Sciences et Matériaux pour l'Electronique, et d'Automatique (LASMEA)

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Laboratoire des Sciences des Matériaux pour l'Électronique et d'Automatique dans l'opération spectroscopie des solides.

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse Joël Leymarie et Pierre Disseix. Ils m'ont fait bénéficier de leur expérience scientifique et ont été très présent durant ces trois années de travail. Je leur adresse ma reconnaissance et je les remercie pour la grande confiance qu'il m'ont accordé.

Je remercie Joël Bellessa et Nicolas Grandjean d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail et pour l'attention qu'ils ont portée à ce manuscrit. Je remercie également Éric Tournié d'avoir accepté examiner ce travail et de présider le jury de thèse.

L'étroite collaboration avec le CRHEA de Valbonne a rendu possible ce travail. Que Mathieu Leroux trouve ici l'expression de ma grande gratitude pour ses précieux conseils, sa grande expérience scientifique des nitrures ainsi qu'à sa participation en tant qu'examinateur à mon jury de thèse et ses commentaires sur mon travail. Un grand merci à Fabrice Semond qui m'a fournit l'ensemble des échantillons présents dans ce travail, merci aussi pour ces nombreux échanges constructifs. Merci aussi à Éric Frayssinet qui a réalisé des structures pendant l'absence de Fabrice. Je tiens également à remercier Jean-Yves Duboz pour ses précieux conseils.

Je remercie Aimé Vasson son aide précieuse pour les mesures optiques, il m'a fait partager sa grande connaissance d'expérimentateur, je le remercie aussi pour sa disponibilité et sa sympathie.

Je tiens à remercier Martine Mihailovic pour son soutien et sa pédagogie. Merci également à Pierre Bigenwald pour son aide et ses conseils. Je remercie globalement les membres de l'équipes opération spectroscopie des solides pour cette ambiance de travail très agréable et bon courage aux deux thésards François et Georges.

Un grand merci à Kasia Betjka et Robert Martin de l'université de Strathclyde de Glasgow pour la confiance qu'ils m'ont accordé en m'envoyant leurs cavités hybrides qui leur ont demandé un travail technologique important, merci aussi pour toutes ces discussions enrichissantes.

Je remercie Sophie Bouchoule pour la réalisation des miroirs diélectriques.

Je suis reconnaissant envers Guillaume Malpuech pour ses conseils et sa vision globale des microcavités fonctionnant en couplage fort.

Je remercie également Henni Ouerdane pour son aide et ses précieux conseils ainsi que pour ces

discussions enrichissantes tant sur le plan scientifique que personnel, bonne chance pour la suite.
Je souhaite aussi remercier les personnes, amis et collègues avec qui j'ai passé de bon moments : Julie T, François C, Bud, Chris, Mathieu, Vincent, Julie B, François M, les Sébastien de CEM, Georges, Réda, Ouassila, Flavien, Anne-Line, Ouloum, Tarik, Guillaume et tous les doctorants et stagiaires que j'ai côtoyé durant ces années de thèses, bon courage à vous tous pour la suite.
J'aimerai remercier plus généralement les membres du LASMEA qui m'ont aidé durant ces années de thèse ainsi que le personnel de l'IUT de Mesures Physiques qui m'a très bien accueilli et guidé pendant mon monitorat.
Ces derniers remerciements sont adressés à mes amis, ma fille, mes soeurs, mes parents et grand-parents pour leur soutien permanent. Et particulièrement à mon épouse Carine qui m'a épaulé quelque soit mon humeur. Son soutien inconditionnel et ses conseils m'ont considérablement aidé pendant ces années de thèse.

Table des matières

Introduction générale **1**

Chapitre 1 Notions fondamentales **5**

1.1 Propriétés du nitrure de gallium 6

1.1.1 Propriétés physiques 6

1.1.2 L'exciton 13

1.2 Les microcavités 20

1.2.1 Les cavités Pérot-Fabry 20

1.2.2 Les miroirs de Bragg 23

1.2.3 Les miroirs métalliques 29

1.2.4 Le mode optique 30

1.3 Les polaritons de cavité 35

1.3.1 Définition 35

1.3.2 Modèle de quasi-particules 35

1.3.3 Le laser à polariton 42

1.4 État des résultats actuels sur les microcavités GaN 43

Chapitre 2 Techniques expérimentales et modélisation **45**

2.1 Techniques expérimentales 46

2.1.1 Réflectivité en angle 47

2.1.2 Transmission en angle 48

2.1.3 Photoluminescence en angle 50

2.1.4 Ellipsométrie 52

2.1.5 Mesures en température 54

2.2 Modélisation d'une structure multicouche 55

2.2.1 Les coefficients de Fresnel complexes 55

2.2.2 Formalisme matriciel 58

2.2.3 Indice complexe des couches composant les structures 62

2.2.4 Dessin des microcavités 67
2.3 Liste des échantillons 72

Chapitre 3 Étude de microcavités GaN sur substrat silicium 73
3.1 Microcavités avec miroir supérieur en aluminium 74
3.1.1 Couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$ 76
3.1.2 Couche active massive d'épaisseur λ 89
3.2 Microcavités avec deux miroirs de Bragg 92
3.2.1 Couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$ 92
3.2.2 Couche active massive d'épaisseur λ 96
3.2.3 Couche active à puits quantiques 107
3.3 Comparaison du modèle des matrices de transfert au modèle de quasi-particules . 119

Chapitre 4 Étude de microcavités GaN à deux miroirs diélectriques 127
4.1 Première approche : la microcavité "complètement hybride" : A611. 128
4.1.1 Croissance et élaboration 128
4.1.2 Réflectivité et photoluminescence résolues en angle 129
4.1.3 Mesures en température 133
4.1.4 Conclusion 135
4.2 Deuxième approche : les microcavités hybrides. 136
4.2.1 Croissance et élaboration 136
4.2.2 A838 136
4.2.3 A841 141
4.2.4 Conclusion 147
4.3 Perspectives 148
4.3.1 Cavité non absorbante 148
4.3.2 Structures A et B 149

Conclusion générale 153

Annexe A 157

Bibliographie 159

Liste des travaux 165

Introduction générale

Le nitrure de gallium, semi-conducteur à gap direct émettant dans le proche UV (356 nm), possède des propriétés excitoniques intéressantes : une énergie de liaison et une force d'oscillateur importantes qui permettent aux excitons d'exister à température ambiante malgré l'agitation thermique. Lorsqu'une couche de GaN est placée dans une microcavité optique, les photons se retrouvent alors confinés dans la couche du semi-conducteur. Suivant la qualité optique de la couche active et de la cavité, il peut exister une forte interaction entre les photons et les excitons qui conduit au régime de couplage fort lumière-matière et à la formation d'une quasi-particule, le polariton de cavité, possédant des propriétés intermédiaires entre celles de l'exciton et celles du photon. Expérimentalement, les états d'énergies polaritoniques en fonction de leur vecteur d'onde k se répartissent suivant deux branches appelées branche basse et branche haute dans le cas où un seul exciton est détecté. L'écart minimum entre ces deux branches est appelé dédoublement de Rabi. Le régime de couplage fort a été observé pour la première fois dans une microcavité semi-conductrice en 1992 par Claude Weisbuch *et al.* dans une structure GaAs/AlGaAs [1]. Le polariton, moitié exciton, moitié photon, peut posséder une masse effective extrêmement faible et offre donc la possibilité de créer un laser à très bas seuil : le laser à polariton. En effet, la température de condensation de Bose-Einstein est inversement proportionnelle à la masse effective de la particule et le seuil d'émission du condensat est très faible car contrairement au laser standard il n'y a pas d'inversion de population.

En quelques années, les communications optiques (internet) et le stockage optique (DVD) ont connu des progrès considérables. Pour des raisons de gain de rapidité nos appareils électroniques pourraient évoluer dans les années à venir vers le tout optique ; en d'autres termes l'électron tend à être remplacé par le photon qui est beaucoup plus rapide. Grâce à sa faible consommation le laser à polariton est intéressant pour la réalisation de futurs composants optoélectroniques. De plus la faible puissance dissipée attendue par rapport aux composants actuels facilitera son

intégration dans des circuits de traitement optique.

Depuis 1992, le régime de couplage fort a été largement étudié dans les microcavités à semi-conducteurs classiques III-V (GaAs) [2, 3] et II-VI (CdTe) [4, 5]. La forte énergie de liaison de l'exciton de CdTe par rapport à celle de GaAs, lui permet de conserver son caractère bosonique sous forte excitation. Après avoir observé une non-linéarité importante de l'émission accompagnée d'un affinement spectral, Le Si Dang *et al.* ont récemment observé la condensation de Bose-Einstein dans une microcavité CdTe jusqu'à 40 K [6].

Concernant le nitrure de gallium, des études théoriques ont montré, dès 1998, son fort potentiel pour l'étude du couplage fort [7] et en 2002 la possibilité de réaliser un laser à polariton fonctionnant à température ambiante [8]. En 2003, Antoine-Vincent *et al.* ont observé le couplage fort en réflectivité à basse température (5 K) dans une microcavité GaN massive épitaxiée sur substrat silicium. En plus des considérations économiques, l'avantage de l'utilisation du silicium comme substrat est de mettre à profit la grande maturité de sa filière technologique ainsi que la possible intégration de composants à base de GaN dans la microélectronique silicium. De plus, le fort contraste d'indice de réfraction entre le silicium et les nitrures permet de renforcer le miroir inférieur de la microcavité. Par contre le désaccord paramètrique entre GaN et Si est important et il est difficile de réaliser des couches de bonne qualité optique.

Ce travail de thèse est consacré à l'étude de l'influence de la struture de la microcavité sur le régime de couplage fort à travers une étude systématique en réflectivité et photoluminescence résolues en angle sur de nombreuses microcavités nitrurées élaborées sur Si(111). Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre regroupe les propriétés physiques et optiques du nitrure de gallium. Le principe du résonateur optique est rappelé, puis les caractéristiques des miroirs de Bragg et des miroirs métalliques sont présentées. Les notions utiles à la compréhension des résultats sont ensuite détaillées dans le cas d'une cavité transparente puis d'une cavité absorbante. Pour cette dernière, la définition du polariton de cavité est donnée ainsi que les caractéristiques du régime de couplage fort. Après une brève définition du laser à polariton, l'état de l'art sur les microcavités GaN est rappelé.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation des techniques de spectroscopie optique utilisées pour étudier les différents échantillons. La réflectivité, la transmission et la photolu-

minescence résolues en angle ainsi que l'ellipsométrie sont décrites et expliquées. Le formalisme matriciel permettant la modélisation de structures multicouches est présenté en détail ainsi que les indices complexes des couches composant les structures.

Dans le troisième chapitre, nous étudions des microcavités GaN sur substrat silicium. L'influence du miroir inférieur sur le dédoublement de Rabi est mise en évidence dans le cas où le miroir supérieur est en aluminium et l'épaisseur de la couche active est $\lambda/2$. Ensuite, des microcavités à deux miroirs de Bragg sont étudiées en réflectivité et photoluminescence résolues en angle. Deux microcavités massives d'épaisseur $\lambda/2$ et λ sont analysées et des résultats préliminaires concernant une cavité à puits quantiques sont présentés. Pour finir, le modèle des matrices de transfert et le modèle quasi-particule sont comparés pour trois structures différentes afin de discuter de leur validité.

Le quatrième chapitre est consacré aux microcavités à deux miroirs diélectriques. Deux approches de fabrication sont présentées ainsi que les premiers résultats concernant ces microcavités hybrides. Le régime de couplage fort est rapporté pour deux échantillons ainsi que la première observation de l'anticroisement des modes polaritoniques en transmission résolue en angle. Les possibilités et les perspectives de développement de ces types de structure sont ensuite discutées.

Chapitre 1

Notions fondamentales

Sommaire

1.1 Propriétés du nitrure de gallium 6

1.1.1 Propriétés physiques 6

1.1.2 L'exciton 13

1.2 Les microcavités 20

1.2.1 Les cavités Pérot-Fabry 20

1.2.2 Les miroirs de Bragg 23

1.2.3 Les miroirs métalliques 29

1.2.4 Le mode optique 30

1.3 Les polaritons de cavité 35

1.3.1 Définition 35

1.3.2 Modèle de quasi-particules 35

1.3.3 Le laser à polariton 42

1.4 État des résultats actuels sur les microcavités GaN 43

Ce premier chapitre consacré aux hétérostructures nitrurées se décompose en quatre parties. La première est focalisée sur le nitrure de gallium dont les propriétés physiques et optiques seront détaillées. La deuxième partie est axée sur les microcavités ; après avoir rappelé le principe de fonctionnement d'un résonateur Pérot-Fabry, nous discuterons des caractéristiques des miroirs de Bragg et des miroirs métalliques pour finir sur les propriétés optiques de la microcavité. Dans la troisième partie, le régime de couplage fort, résultant de l'interaction lumière-matière dans les microcavités, sera défini dans le cadre du modèle de quasi-particules et nous introduirons le principe du laser à polariton. Enfin, l'état de l'art regroupant les résultats actuels sur les microcavités GaN sera présenté.

1.1 Propriétés du nitrure de gallium

1.1.1 Propriétés physiques

Le nitrure de gallium est composé d'un élément des colonnes III (le gallium) et V (l'azote) du tableau de Mendeleïev. Cet alliage binaire appartient à la famille des semi-conducteurs III-V qui comprend notamment l'arséniure de gallium GaAs et le phosphure d'indium InP. Contrairement à ces deux derniers le GaN est un matériau à grand gap (∼3,4 eV). Comme dans le cas du GaAs, il est possible de créer des alliages ternaires : en ajoutant de l'indium au matériau binaire GaN on obtient le composé InGaN et l'addition d'aluminium conduit au ternaire AlGaN. Comme beaucoup de matériaux III-V, le GaN est un semi-conducteur à gap direct, et est donc très adapté pour les applications optoélectroniques. Sur la figure 1.1 les énergies de bande interdite de quelques semi-conducteurs dont les nitrures sont reportées en fonction de leur paramètre de maille.

Les nitrures permettent de couvrir une large gamme en énergie : du très proche infra-rouge (InN avec un gap d'environ 0,7 eV[1]) à l'ultra-violet (AlN avec un gap de 6,2 eV), en passant notamment par le bleu qui est "inaccessible" aux autres semi-conducteurs III-V. Hormis les difficultés de croissance des hétérostructures nitrurées, la principale difficulté pour réaliser des diodes électroluminescentes (DEL) bleues à base de GaN était de maîtriser le dopage p [12].

[1] L'énergie de gap de l'InN a longtemps été sujet à de nombreuses controverses, en effet il existe une grande disparité des mesures expérimentales de 0,65 à 2,2 eV [10, 11].

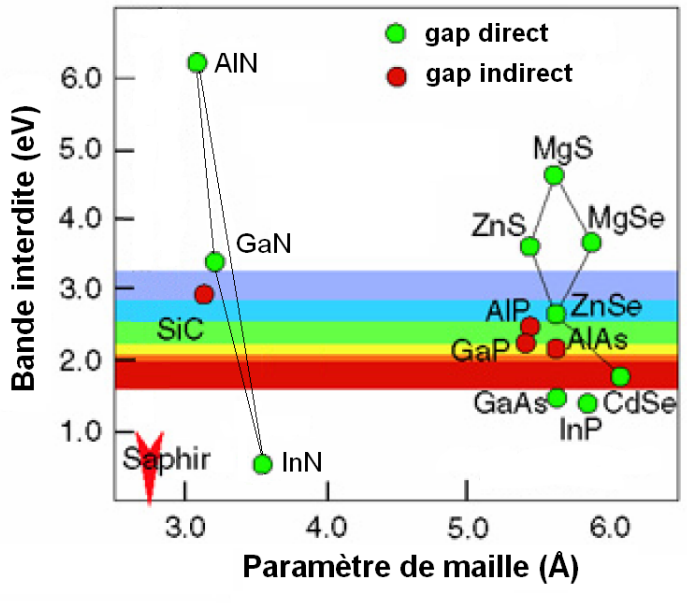


FIG. 1.1 – Semi-conducteurs III-V à gap direct et indirect.

Après plusieurs années de recherche, c'est au Japon, au début des années 90 que l'équipe de I. Akasaki a publié une méthode pour fabriquer des couches de GaN dopé p [13]. S. Nakamura et la compagnie Nichia ont ensuite amélioré le dopage p et les premières diodes bleues furent commercialisées en 1993. Dans les années suivantes, l'utilisation de l'alliage InGaN a permis de réaliser des diodes vertes qui ont de nombreuses applications pour la signalétique, ainsi que des diodes blanches qui possèdent un fort potentiel pour l'éclairage. Plus récemment, le nitrure de gallium a permis aussi de réaliser les premières diodes laser (DL) bleues qui sont actuellement utilisées pour le stockage de données optiques sur Blue-Ray ou HD-DVD. Avec sa longueur d'onde plus courte (405 nm) que celles utilisées pour les CD (780 nm) et les DVD (orange, 635 nm), la lumière bleue repousse les limites dues au phénomène de diffraction et permet donc de stocker une plus grande quantité d'informations. La potentialité de réaliser des composants fonctionnant en régime de couplage fort à base de GaN ouvre de nouvelles perspectives très intéressantes. Ces futurs composants, comme le laser à polariton[2], permettraient d'atteindre des courants de seuils très bas, donc un niveau de consommation d'énergie plus faible que celui des dispositifs actuels. De plus, la faible puissance dissipée permettrait par exemple l'évolution des circuits électroniques vers le tout optique, soit une meilleure intégration. Enfin, retenons la possibilité d'augmenter le stockage optique, la longueur d'onde d'émission de GaN étant plus courte (350 nm) que celle

[2]Dispositif sur lequel nous reviendrons en détail à la fin du chapitre

utilisée actuellement pour les DVD haute densité.

1.1.1.1 Structure cristalline

Les nitrures peuvent cristalliser en phase hexagonale (wurtzite) qui est thermodynamiquement la plus stable, ou en phase cubique (blende de zinc). Le type de structure dépend de l'orientation du substrat et des conditions de croissance. La phase hexagonale peut être obtenue à partir de l'orientation [0001] d'un substrat hexagonal (Al_2O_3, SiC) ou de l'orientation [111] d'un substrat cubique (Si), tandis que la croissance sur un substrat cubique (GaAs, SiC, Si) orienté [001] permet d'obtenir une phase cubique. Les deux types de structure sont représentés sur la figure 1.2.

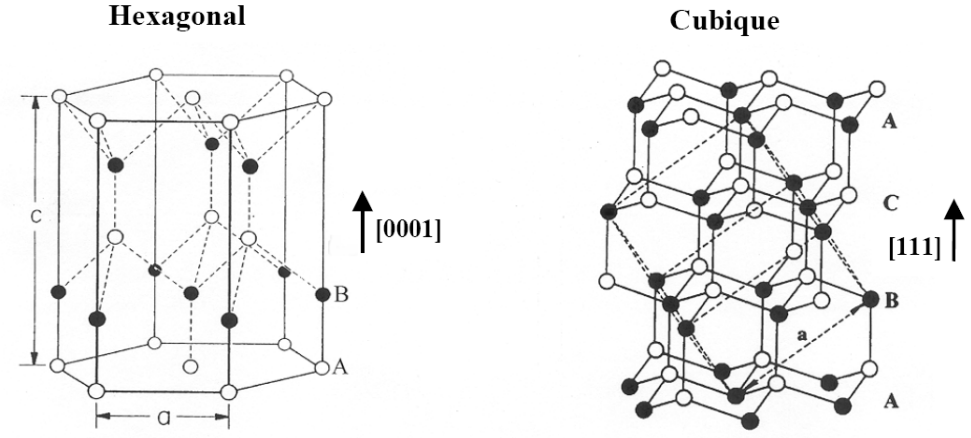


FIG. 1.2 – Arrangement des atomes de Ga (cercle vide) et N (cercle plein) de la maille cristalline des structures hexagonale et cubique [14].

La structure de type wurtzite est constituée de deux sous-réseaux hexagonaux compacts, l'un contenant les atomes de gallium et l'autre les atomes d'azote. Ces deux sous-réseaux sont interpénétrés et décalés suivant l'axe [0001] (axe c) d'une distance correspondant à la longueur de la liaison Ga−N. Les paramètres de maille à température ambiante sont $a = 0{,}31878$ nm et $c = 0{,}5185$ nm et le rapport c/a (1,627) est très proche de la valeur théorique attendue dans une structure wurtzite ($\sqrt{8/3} \approx 1,633$). La structure de type cubique thermodynamiquement métastable est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées d'atomes de gallium et d'azote décalés d'un quart de la diagonale de la maille.

Les microcavités que nous avons étudiées dans le cadre de ma thèse sont à base de GaN et

d'AlN en phase wurtzite. Dans le tableau 1.1 sont reportés les paramètres relatifs à ces deux matériaux à température ambiante [15, 16]. Le coefficient de dilatation thermique, noté α, est donné pour T = 300 K [17]. Le paramètre de maille de l'AlN est plus faible que celui de GaN. Une couche de GaN épitaxiée suivant l'axe *c* sur AlN subira donc une contrainte compressive planaire.

	a (Å)	**c (Å)**	**c/a**	$\frac{\Delta a}{a}$**/GaN (%)**	α **(10^{-6}/K)**
GaN	3,189	5,185	1,626	0	5,59
AlN	3,112	4,982	1,600	2,5	4,20

TAB. 1.1 – Paramètres de maille a et c, rapport c/a, désaccord paramétrique par rapport à GaN à 300K, et coefficient de dilatation thermique $\alpha = \frac{1}{a}\frac{da}{dT}$.

1.1.1.2 Substrats

L'absence de substrat GaN contraint à l'utilisation de substrats en désaccord de maille comme le saphir (Al_2O_3), le carbure de silicium (6H-SiC) ou le silicium (Si). L'hétéroépitaxie des nitrures où les paramètres de maille et les coefficients de dilatation thermique ne sont pas adaptés, génère des taux de dislocations très élevés. Bien que les propriétés optiques et électroniques en soit affectées, cet effet est moins pénalisant pour les nitrures que pour les semi-conducteurs III-V classiques. Les substrats Al_2O_3 et 6H-SiC sont les plus utilisés pour l'épitaxie du GaN. Le carbure de silicium a l'avantage d'avoir un faible désaccord paramétrique avec le GaN et une grande conductivité thermique, spécificité avantageuse pour l'évacuation de chaleur dans les dispositifs de puissance, mais sa rareté en fait un matériau très cher. Le saphir, moins onéreux, a l'avantage d'être transparent dans la gamme de longueur d'onde d'émission des nitrures. Il a par contre une plus faible conductivité thermique que SiC.

Le substrat silicium a une structure cubique, mais le plan (111) possède une symétrie hexagonale qui permet l'épitaxie des nitrures en phase wurtzite. Dans le plan (111), le paramètre de maille effectif est 3,84 Å, ce qui donne un désaccord paramétrique avec GaN de $-16{,}9\%$. Le silicium possède de nombreux avantages comme un coût très faible et une grande maturité de sa filière technologique. Contrairement à Al_2O_3 et 6H-SiC, il est possible d'attaquer le silicium par gravure chimique ce qui donne la possibilité de réaliser des microcavités hybrides pour lesquelles le substrat est remplacé par un miroir diélectrique [18] ; des structures de ce type sont étudiées

dans le chapitre 4. De plus, le silicium est adapté pour la réalisation de composants car il est possible de le doper n ou p, alors que le saphir est isolant.

Les caractéristiques des substrats Al_2O_3, SiC et Si relatives à l'épitaxie des nitrures sont reportées dans le tableau 1.2 [19, 20].

	Saphir (0001)	**6H-SiC (0001)**	**Si (111)**
Paramètre de maille (Å)	4,763	3,080	3,840
Désaccord paramétrique avec GaN (%)	16	3,5	-16,9
Coefficient de dilatation thermique (10^{-6}/K) à 300K	7,5	4,7	2,59
Conductivité thermique (W.cm^{-1})	0,5	3,8	1,5

TAB. 1.2 – Caractéristiques des substrats saphir, carbure de silicium et silicium.

1.1.1.3 Epitaxie sous jets moléculaires

L'épitaxie sous jets moléculaires (EJM) est une technique de croissance sous ultra vide. Elle consiste en l'évaporation de matériaux à haute température (∼800°C) vers un substrat porté à une température plus faible mais suffisante pour permettre le déplacement et le réarrangement des atomes. La qualité des couches obtenues dépend de la qualité du vide dans le bâti. Les sources solides Ga et Al sont placées dans des creusets ; lorsque les matériaux sont chauffés, les atomes se déplacent alors sous forme de jets moléculaires et viennent se condenser sur le substrat. La source d'élément V est de l'ammoniac (NH_3) ; ce gaz contenant de l'azote se décompose à la surface de l'échantillon. L'environnement ultra vide du bâti d'EJM permet l'utilisation de techniques d'analyse "in-situ". L'une d'entre elle, la diffraction d'électrons de haute énergie RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction), est utile pour suivre l'évolution dimensionnelle et cristalline de la croissance. Il est ainsi possible de contrôler très précisément, en temps réel, l'épaisseur des couches épitaxiées à l'échelle de la monocouche (∼2.59 Å), la variation du paramètre de maille et l'état de surface de la couche.

Pendant la croissance, suivant le désaccord paramétrique, la couche épitaxiée subit une

contrainte biaxiale compressive (extensive) si son paramètre de maille est plus grand (petit) que celui du substrat. Le paramètre de maille de la couche s'adapte à celui du substrat dans le plan de croissance ; lorsque l'épaisseur déposée augmente la couche va avoir tendance à se relaxer : le paramètre de maille va alors tendre vers sa valeur initiale. Pour trois échantillons, la relaxation d'une couche de GaN déposée sur AlN est reportée sur la figure 1.3. La relaxation de la couche a lieu via la formation de défauts dans l'organisation de la structure cristalline appelés dislocations. Malgré une forte relaxation sur les premiers nanomètres, même pour les couches épaisses, il subsiste une contrainte résiduelle dans la couche. La figure 1.3 illustre la contrainte résiduelle présente dans ces couches, les courbes tendent vers 0.019 et non vers 0.025 (tableau 1.1).

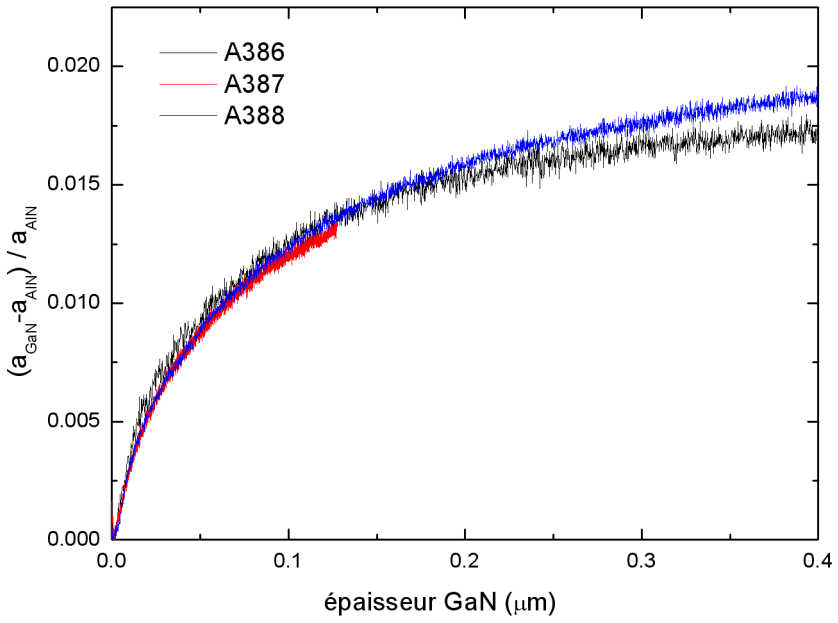


FIG. 1.3 – Relaxation d'une couche de GaN déposée sur AlN.

Lors du refroidissement après croissance, la forte différence du coefficient de dilatation thermique entre le silicium et les nitrures entraîne une importante contrainte extensive qui est à l'origine des fissures dans la couche épitaxiée. Les dislocations et les fissures (cracks) dégradent les propriétés optiques et électroniques de la couche mais l'optimisation des conditions de croissance minimise les densités de ces défauts [19]. L'utilisation de couches AlN/AlGaN entre le substrat et la couche

de GaN compense notamment la contrainte extensive par une contrainte compressive [21].

1.1.1.4 Structure de bande

Dans un solide cristallin, les atomes sont répartis de façon périodique sur les sites d'un réseau. Les états électroniques, discrets dans le cas de l'atome isolé se transforment en bandes d'énergie dans le solide. Quand la température tend vers 0 K, la bande de valence est remplie d'électrons, alors que la bande de conduction peut être vide ou partiellement remplie. Ces deux bandes jouent un rôle particulier dans la détermination des propriétés du semi-conducteur et l'écart qui les sépare est appelé gap ou bande interdite. Le nitrure de gallium est un semi-conducteur à gap direct : le minimum de la bande de conduction coïncide avec le maximum de la bande de valence au centre de la zone de Brillouin.

Pour un semi-conducteur cristallisant dans la structure wurtzite, l'action conjointe du champ cristallin (Δ_{cr}) et de l'interaction spin-orbite (Δ_{so}) conduit à la formation de 3 bandes de valence distinctes de symétrie Γ_9, Γ_{7u} et Γ_{7l}, communément notées A, B et C. L'influence du champ cristallin et de l'interaction spin-orbite sur la bande de valence en $\vec{k}=\vec{0}$ est schématisé sur la figure 1.4.

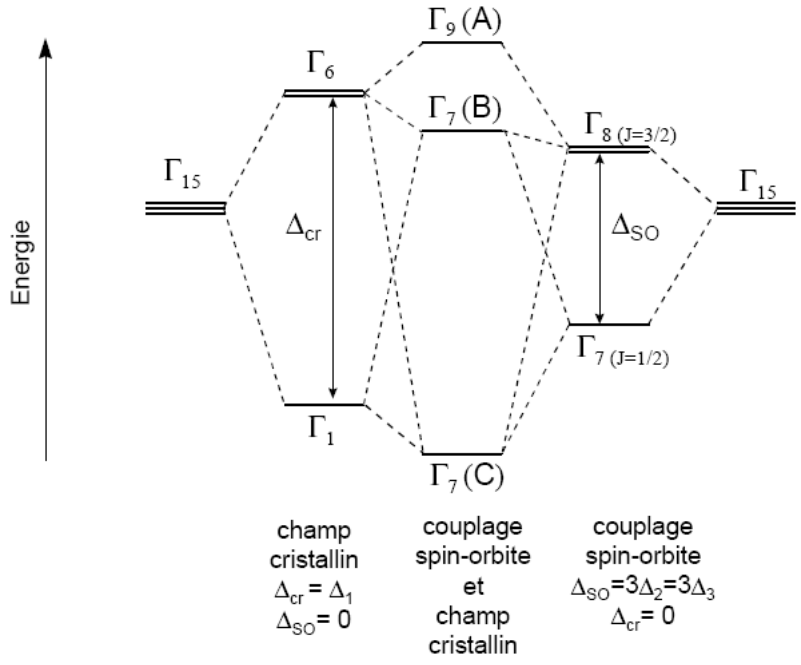


FIG. 1.4 – Représentation des bandes de valence de GaN hexagonal au point Γ (k=0) [23].

Les expressions (en centre de zone de Brillouin) de l'énergie de la bande de conduction E_c et des bandes de valence E_v (A, B et C) sont les suivantes [22] :

$$E_c = E_g + \Delta_{cr} + \frac{\Delta_{so}}{3} \tag{1.1}$$

$$E_v(A) = \Delta_{cr} + \frac{\Delta_{so}}{3} \tag{1.2}$$

$$E_v(B) = \frac{1}{2}(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3}) + \sqrt{\frac{1}{4}(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3}) + \frac{2}{9}\Delta_{so}^2} \tag{1.3}$$

$$E_v(C) = \frac{1}{2}(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3}) - \sqrt{\frac{1}{4}(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3}) + \frac{2}{9}\Delta_{so}^2} \tag{1.4}$$

1.1.2 L'exciton

1.1.2.1 Définition

Lorsqu'un photon d'énergie (E_{ph}) supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite du matériau (E_g) est absorbé, l'énergie du photon est transmise à un électron présent dans la bande de valence (BV) et permet à ce dernier de passer dans la bande de conduction (BC). L'état vacant laissé par l'électron dans la bande de valence est assimilé à une pseudo-particule appelée trou. L'électron (e^-) de charge électrique négative est en interaction coulombienne attractive avec le trou (h^+) de charge positive. L'état lié (e^-, h^+) appelé exciton est analogue au système hydrogénoïde. Un électron dans un état excité peut revenir dans son état fondamental, son énergie étant restituée sous la forme d'un photon. Une description simplifiée d'un exciton est donnée sur la figure 1.5.

L'exciton est une paire électron-trou en interaction, son énergie (E_{exc}) est légèrement inférieure à l'énergie de bande interdite, $E_{exc} = E_g - E_n$ où E_n est l'énergie de liaison de l'exciton (n étant le niveau quantique). Si un exciton se lie à un donneur ou un accepteur, son énergie sera alors inférieure à celle de l'exciton libre, $E_{exc} = E_g - E_n - E_{loc}$ où E_{loc} est l'énergie de localisation de l'exciton sur l'impureté.

1.1.2.2 Influence de la contrainte

Les importants désaccords de maille et de coefficient thermique entre le nitrure de gallium et le silicium entraînent une forte contrainte biaxiale planaire de la couche épitaxiée. Ces défor-

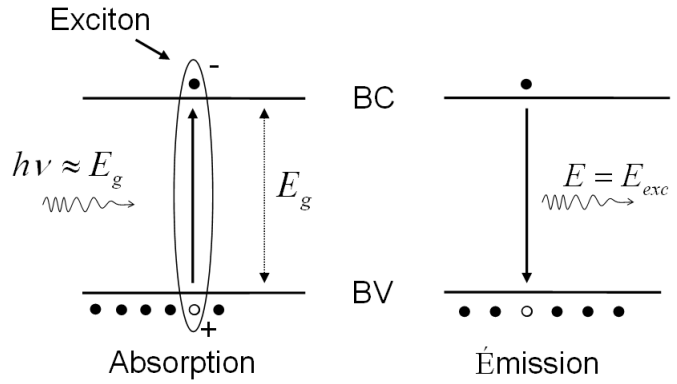


FIG. 1.5 – Description simplifiée de l'exciton.

mations ont une influence sur les relations de dispersion des bandes du matériau et donc sur les excitons A, B et C relatifs aux trois bandes de valences. Les énergies des excitons libres A, B, C (symboles ouverts) et des excitons liés I_2 (symboles pleins) sont reportées en fonction de l'énergie de l'exciton A sur la figure 1.6. Les énergies ont été mesurées en réflectivité et en luminescence à basse température sur différentes couches de GaN épitaxiées sur 6H-SiC (rond), saphir (triangle) et silicium (carré) [24]. Pour un même substrat, les échantillons ne présentent pas les mêmes contraintes résiduelles en raison des conditions de croissance différentes. L'effet de la contrainte produit une variation de l'énergie des transitions excitoniques, linéaire pour l'exciton A et non linéaire pour les excitons B et C. Le calcul en accord avec les résultats expérimentaux montre un anticroisement des transitions excitoniques B et C et une inversion d'ordonnancement des transitions A et B, pour une énergie de l'exciton A voisine de 3.457 eV correspondant à une contrainte extensive. A 5 K, l'énergie de l'exciton A correspondant à du GaN non contraint est 3477 meV [25].

Lorsque le champ cristallin (Δ_{cr}) est égal à 0, les excitons A et B sont confondus et on observe que $E_C - E_A = \Delta_{so} \sim 17$ meV. De plus, comme le champ cristallin varie avec la contrainte biaxiale, il est alors possible d'estimer l'éclatement A−B maximum en faisant tendre Δ_{cr} vers l'infini [26]. L'hamiltonien de Hopfield de la structure wurtzite est une matrice symétrique constituée de deux blocs ayant le même déterminant, le premier bloc est de la forme (1.5) [27] :

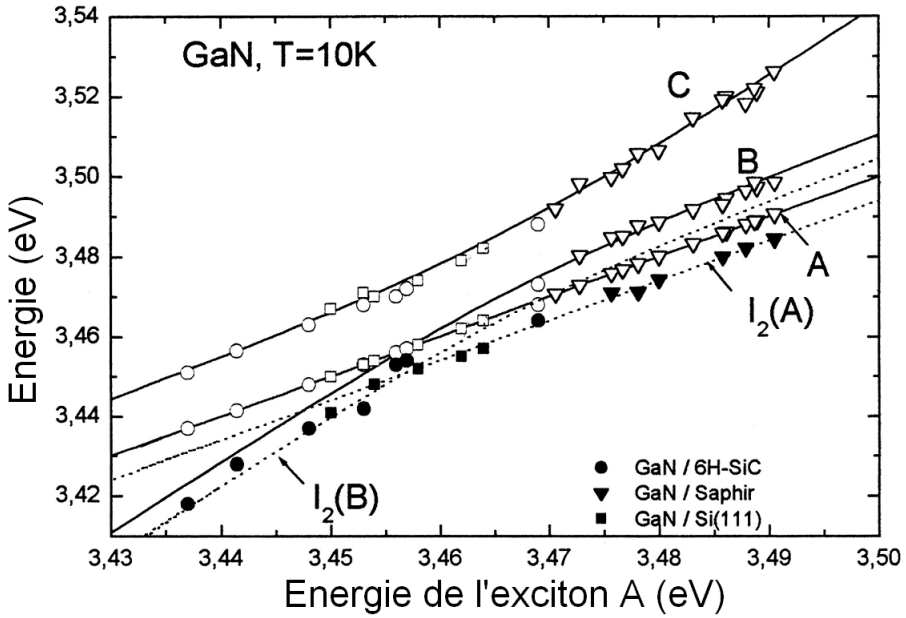


FIG. 1.6 – Énergie des excitons libres A, B, C et des excitons liés I_2 en fonction de l'énergie de l'exciton A pour différents échantillons de GaN épitaxiés sur substrat saphir, 6H-SiC et Si d'après la référence [24].

$$H = \begin{pmatrix} E_v + \frac{\Delta_{so}}{3} & -\frac{\Delta_{so}}{3} & -\frac{\Delta_{so}}{3} \\ \frac{\Delta_{so}}{3} & E_v + \frac{\Delta_{so}}{3} & -\frac{\Delta_{so}}{3} \\ -\frac{\Delta_{so}}{3} & \frac{\Delta_{so}}{3} & E_v + \frac{\Delta_{so}}{3} + \Delta_{cr} \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

Les états propres sont donnés par l'équation $\det(H - E.I) = 0$ où I est la matrice identité :

$$((E_v - E))^3 + (\Delta_{so} + \Delta_{cr})(E_v - E)^2 + \left(\frac{2}{3}\Delta_{so}\Delta_{cr}\right)(E_v - E) = 0 \tag{1.6}$$

qui a pour racines :

$$E_v - E = 0$$

et

$$E_v - E = \frac{-(\Delta_{so} + \Delta_{cr}) \pm \sqrt{(\Delta_{so} + \Delta_{cr})^2 - \frac{8}{3}\Delta_{so}\Delta_{cr}}}{2} \tag{1.7}$$

Lorsque que l'on fait tendre le champ cristallin vers l'infini dans l'équation 1.7, et après un développement limité de la racine, on trouve que la séparation des excitons A−B tend vers $\frac{2}{3}\Delta_{so}$

soit une valeur variant de 11 à 13 meV [26].

La température a une influence sur l'énergie de bande interdite du matériau et donc sur la position en énergie des excitons [28]. L'évolution de l'énergie des excitons A, B et C en fonction de la température est reportée sur la figure 1.7 [29]. Les énergies ont été déduites des spectres de réflectivité enregistrés sur un domaine de température s'étendant de 5 K à 300 K. Les courbes en trait continu et en pointillés représentent l'ajustement des données expérimentales par les lois de Viña et Varshni respectivement [30, 31].

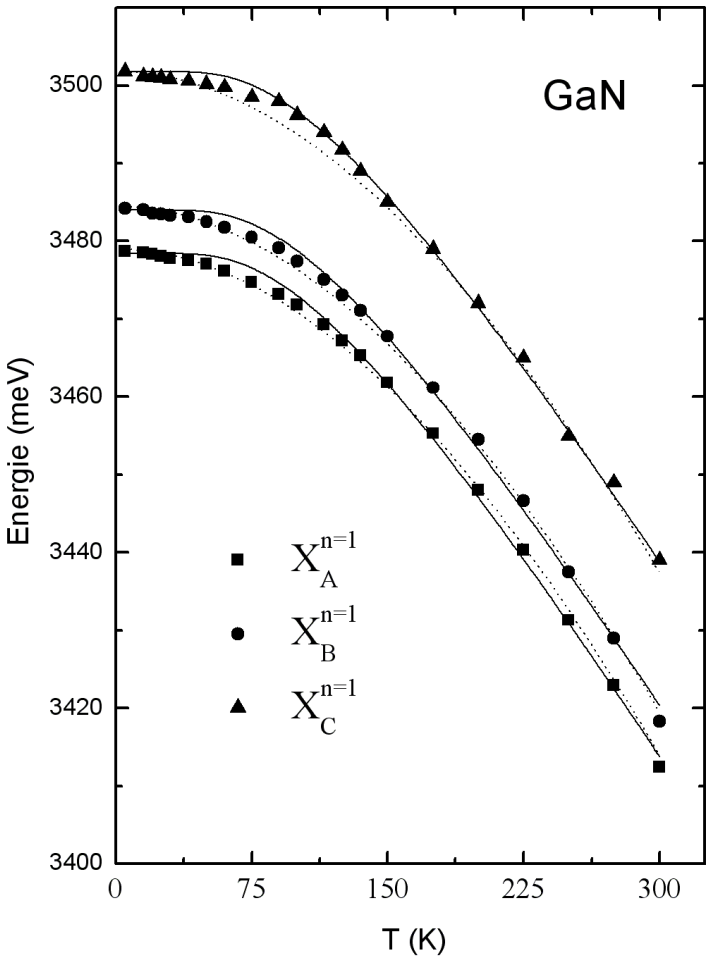


FIG. 1.7 – Évolution des énergies des excitons A, B et C en fonction de la température d'après la référence [29].

1.1.2.3 Relation de dispersion de l'exciton

L'électron dans le cristal a une masse différente de celle de l'électron libre (m_0). La masse effective inclut l'effet du potentiel cristallin, on dit que l'électron est "habillé" par le milieu environnant. En première approximation, les bandes au voisinage de leur extremum sont paraboliques et la masse effective des électrons (trous) est proportionnelle à l'inverse de la courbure de la relation de dispersion de la bande de conduction (valence) [32]. Les masses effectives de l'électron et du trou sont respectivement notées m_e et m_h. La masse réduite μ et la masse totale M de la paire électron-trou s'écrivent respectivement :

$$\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h} \tag{1.8}$$

$$M = m_e + m_h \tag{1.9}$$

Par analogie avec le modèle de l'atome d'hydrogène, il est possible de déterminer la relation de dispersion de l'exciton [29] :

$$E_{exc} = E_g - E_n + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} \quad avec \quad E_n = \frac{R_y}{n^2}.\frac{\mu/m_0}{\epsilon_r^2} \tag{1.10}$$

où E_n est l'énergie de liaison de l'exciton, R_y l'énergie de Rydberg de l'atome d'hydrogène ($R_y = 13.6\ eV$), n l'état quantique de l'exciton et ϵ_r la constante diélectrique relative du milieu. Pour le nitrure de gallium, les énergies de liaison des excitons A, B et C sont respectivement $E_{n_A} = 24.2 \pm 0.2$ meV, $E_{n_B} = 25.9 \pm 0.2$ meV et $E_{n_C} = 25.9 \pm 0.2$ meV [25]. Lorsque la dispersion spatiale est négligée ($\overrightarrow{K} = \overrightarrow{0}$), l'équation (1.10) devient $E_{exc} = E_g + En$.

1.1.2.4 Modélisation de la transition excitonique

- Oscillateur de Lorentz (élargissement homogène)

L'exciton peut être assimilé à un oscillateur harmonique. Dans le développement suivant, on ne tient pas compte de la dispersion de l'exciton (approximation locale) et la pulsation propre de l'oscillateur sera notée ω_0. La relation fondamentale de la dynamique s'écrit alors :

$$m_0 \frac{d^2 \overrightarrow{u}}{dt^2} = -m_0 \omega_0^2 \overrightarrow{u} - m_0 \gamma \frac{d \overrightarrow{u}}{dt} - e \overrightarrow{E} \tag{1.11}$$

avec $-m_0\omega_0^2\ \vec{u}$ la force de rappel de l'électron lié, $-m_0\gamma\frac{d\vec{u}}{dt}$ la force de frottement visqueux, $-e\ \vec{E}$ la force d'origine électrique et $\vec{u}$ le vecteur déplacement. Le paramètre d'élargissement est noté γ et la charge de l'électron $-e$. L'expression du champ électrique est la suivante : $\vec{E}=\vec{E_0}\ \mathrm{e}^{-i\omega t}$ où ω est la pulsation de l'onde incidente. On cherche les solutions en régime forcé ; le déplacement de l'électron s'écrivant : $\vec{u}=\vec{u_0}\ \mathrm{e}^{-i\omega t}$, on obtient :

$$\vec{u}= \frac{-e\ \vec{E}}{m_0(\omega_0^2-\omega^2-i\gamma\omega)} \tag{1.12}$$

Le vecteur polarisation pour N éléments polarisables par unité de volume s'écrit :

$$\vec{P}= -eN\ \vec{u}= \frac{Ne^2}{m_0}\frac{\vec{E}}{\omega_0^2-\omega^2-i\gamma\omega} \tag{1.13}$$

L'équation constitutive du milieu : $\vec{D}= \epsilon\ \vec{P}= \epsilon_0\epsilon_b\ \vec{E}+\vec{P}$ permet de relier l'équation (1.11) à la constante diélectrique ϵ_r, soit :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon_b + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2-\omega^2-i\gamma\omega} \tag{1.14}$$

avec ϵ_b la constante diélectrique du milieu qui inclut la contribution hors résonance de l'ensemble des autres transitions optiques. La pulsation plasma est notée ω_p et vaut $\sqrt{\frac{Ne^2}{m_0\epsilon_0}}$. L'expression de la constante diélectrique en fonction de l'énergie du photon $E=\hbar\omega$ est la suivante :

$$\epsilon_r = \epsilon_b + \frac{A}{E_{exc}^2-E^2-i\hbar\gamma E} \tag{1.15}$$

où $E_{exc}=\hbar\omega_0$ est l'énergie de l'exciton, $\hbar\gamma$ l'élargissement à mi-hauteur et $A=(\hbar\omega_p)^2$ le paramètre lié à la force d'oscillateur de la transition.

- Distribution gaussienne (élargissement inhomogène)

Jusqu'ici nous avons considéré une transition excitonique avec un élargissement global $\hbar\gamma$. Les fluctuations d'épaisseur, de composition et de contrainte induisent un élargissement inhomogène de la raie excitonique, c'est à dire une distribution de l'énergie de résonance E_{exc} des excitons. Ce "désordre" est pris en compte en considérant une distribution gaussienne centrée sur l'énergie moyenne de l'exciton. La constante diélectrique de l'équation (1.15) s'écrit alors :

$$\epsilon_r = \epsilon_b + \int \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta} \frac{A}{x^2 - E^2 + i\hbar\gamma E} \exp\left(-\frac{(x - E_{exc})^2}{\Delta^2}\right) dx \tag{1.16}$$

où Δ est le paramètre d'élargissement inhomogène. L'élargissement inhomogène dépend de la qualité de la couche alors que l'élargissement homogène est fonction de la température. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne est égale à $2\sqrt{\ln 2}\Delta$; à basse température, $\hbar\gamma \ll \Delta$, elle correspond à l'élargissement de la transition excitonique. A température ambiante, l'élargissement excitonique est alors celui d'une fonction de Voigt, résultant du produit de convolution d'une gaussienne et d'une lorentzienne.

1.2 Les microcavités

Les cavités (ou résonateurs) optiques sont des dispositifs permettant de confiner des photons. Lorsqu'un résonateur optique est de dimension proche de la longueur d'onde des photons il est appelé microcavité. Avant de discuter des avantages et des inconvénients de la nature des miroirs utilisés, nous rappelons ici le principe des cavités Pérot-Fabry.

1.2.1 Les cavités Pérot-Fabry

La cavité de "Pérot-Fabry" est un résonateur optique constitué de deux miroirs plans métalliques très fin M_1 et M_2 séparés par un milieu diélectrique d'indice n_c et d'épaisseur d_c. Lorsque le résonateur est éclairé par une source de lumière (figure 1.8), un rayon lumineux incident avec un angle θ_1 sur le miroir M_1 fait des aller-retours dans la cavité. Les multiples réflexions et transmissions sur les miroirs donnent lieu à des interférences à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité [33]. Le déphasage entre les différents rayons dépend du produit $n_c.d_c$ et de l'angle θ_1.

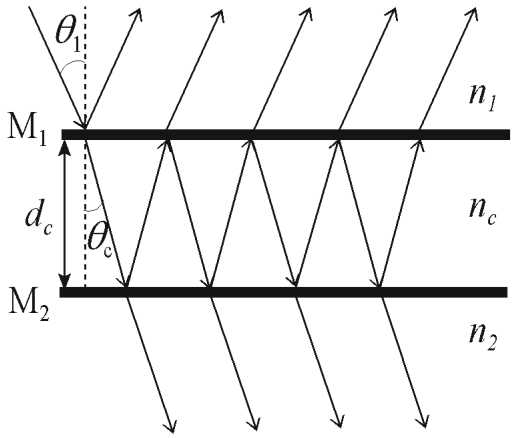


FIG. 1.8 – Schéma de principe du résonateur Pérot-Fabry.

L'expression du coefficient de transmission en intensité T du résonateur est la suivante :

$$T = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1R_2})^2} \frac{1}{1+\frac{4\sqrt{R_1R_2}}{(1-\sqrt{R_1R_2})^2}\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \tag{1.17}$$

R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité des interfaces n_c/n_1 et n_c/n_2. φ, le dépha-

sage entre deux rayons s'écrit :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} = \frac{4\pi n_c d_c \cos\theta_c}{\lambda_0} \tag{1.18}$$

où δ est la différence de marche, θ_c l'angle de réfraction dans la cavité et λ_0 la longueur d'onde de la lumière dans le vide. En utilisant la loi de Snell-Descartes ($n_1 \sin\theta_1 = n_c \sin\theta_c$), il est possible d'exprimer la transmission en fonction de l'angle du rayon incident θ_1. Sur la figure 1.9, la transmission du résonateur est tracée en fonction de la longueur d'onde pour une incidence normale et avec $R_1 = R_2 = R$. Le taux de réflectivité des miroirs est de 0.9 et 0.7, ce qui correspond à des finesses de 30 et 9 (F est calculé avec l'équation (1.21), respectivement pour les courbes noire et rouge.

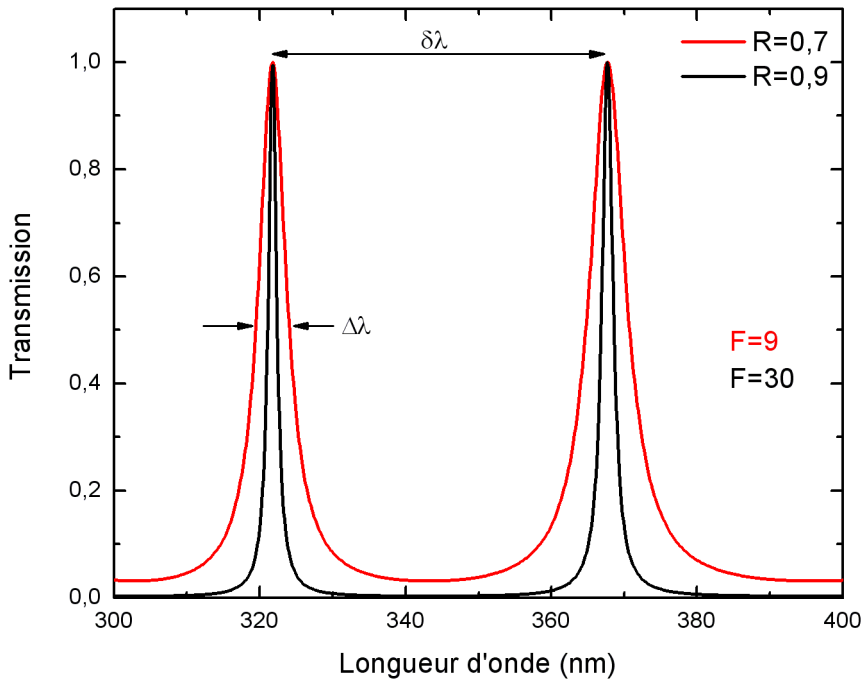


FIG. 1.9 – Coefficient de transmission du résonateur Pérot-Fabry en fonction de la longueur d'onde.

Les différents rayons lumineux réfléchis sur les miroirs peuvent interférer entre eux. Les interférences constructives conduisent à des modes de résonance de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$, la séparation entre ces modes est notée $\delta\lambda$. Lorsque la condition $\varphi = 2m\pi$, $m \in \mathbb{N}$ est satisfaite,

la transmission vaut 1. Ce phénomène n'a lieu que pour des longueurs d'onde particulières auxquelles sont associées des modes optiques. La condition précédente conduit à la détermination de la longueur d'onde de ces modes :

$$\lambda_0 = \frac{2n_c d_c \cos\theta_c}{m} \tag{1.19}$$

Dans le cas d'une incidence normale, l'épaisseur du milieu diélectrique s'exprime en fonction de son indice et d'un multiple entier de la longueur d'onde de résonance de la cavité :

$$d_c = m\frac{\lambda_0}{2n_c} \tag{1.20}$$

Le coefficient de transmission donné en exemple sur la figure 1.9 est calculé pour une couche transparente d'indice $n_c = 2.6$ et d'épaisseur $d_c = 4\lambda$ avec $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_c}$.

L'expression de la finesse F du résonateur est la suivante :

$$F = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{1.21}$$

Lorsque le coefficient de réflexion des miroirs n'est pas identique, R est remplacé par $\sqrt{R_1 R_2}$. Le facteur de qualité Q ainsi que le temps de vie d'un photon τ_{ph} dans le résonateur sont respectivement égaux à [34] :

$$Q = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \tag{1.22}$$

$$\tau_{ph} = \frac{Q}{\omega_0} = \frac{Q\lambda_0}{2\pi c} \tag{1.23}$$

En conclusion, le résonateur Pérot-Fabry permet de confiner des photons, le nombre et la position des modes de résonance sont directement liés à l'épaisseur de la couche entre les miroirs. L'augmentation de la réflectivité de ces derniers améliore la finesse du système et le temps de vie des photons dans la cavité.

1.2.2 Les miroirs de Bragg

Les miroirs de Bragg ou distributed Bragg reflectors (DBRs) sont constitués d'un empilement périodique de couches planes transparentes, dont la période est composée de deux milieux d'indices n_1 et n_2, d'épaisseurs d_1 et d_2. Une représentation d'un miroir de Bragg est donnée sur la figure 1.10 où l'indice du milieu incident est noté n_c. Dans cet exemple $n_1 < n_2 < n_c$, et n_s est l'indice du substrat.

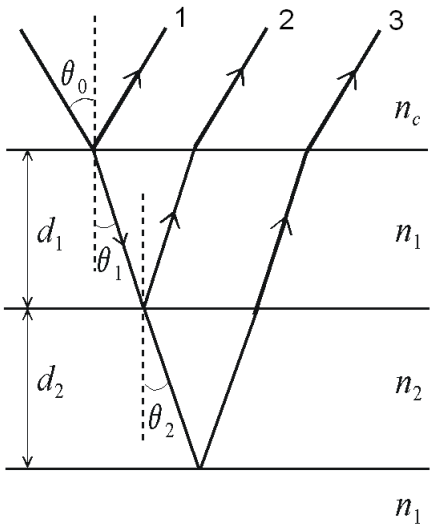


FIG. 1.10 – Schéma de principe d'un miroir de Bragg.

Les faisceaux lumineux sont partiellement réfléchis et transmis à chaque interface et ils subissent des interférences destructives ou constructives. La condition d'interférences constructives est $\varphi = 2m\pi$ et l'équation (1.18) peut alors se réécrire :

$$\varphi_1 = \frac{4\pi n_1 d_1 \cos\theta_1}{\lambda_0} + \pi = 2m\pi \tag{1.24}$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi \left(n_1 d_1 \cos\theta_1 + n_2 d_2 \cos\theta_2\right)}{\lambda_0} = 2m\pi \tag{1.25}$$

où φ_1 est le déphasage entre les rayons 1 et 2, φ_2 le déphasage entre les rayons 1 et 3, et λ_0 la longueur d'onde centrale du miroir de Bragg. En se plaçant en incidence normale, on obtient la condition d'épaisseur des couches d'un miroir de Bragg, pour m=1 :

$$d_1 = \frac{\lambda_0}{4n_1} \quad et \quad d_2 = \frac{\lambda_0}{4n_2} \tag{1.26}$$

La réflectivité d'un miroir de Bragg varie en fonction de la longueur d'onde (ou de l'énergie) des photons. Une représentation d'un miroir de Bragg AlN/AlGaN est donnée sur la figure 1.11. Le coefficient de réflectivité pour 10, 15 et 20 paires AlN/AlGaN sur substrat saphir est reporté sur la figure 1.12. Le calcul est réalisé depuis la couche de GaN (n_c=2.6), d'où la lumière est issue. Les valeurs des indices utilisés sont n_1=2.16, n_2=2.39 et n_s=1.69 respectivement pour les couches d'AlN et d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ et pour le substrat (Al_2O_3).

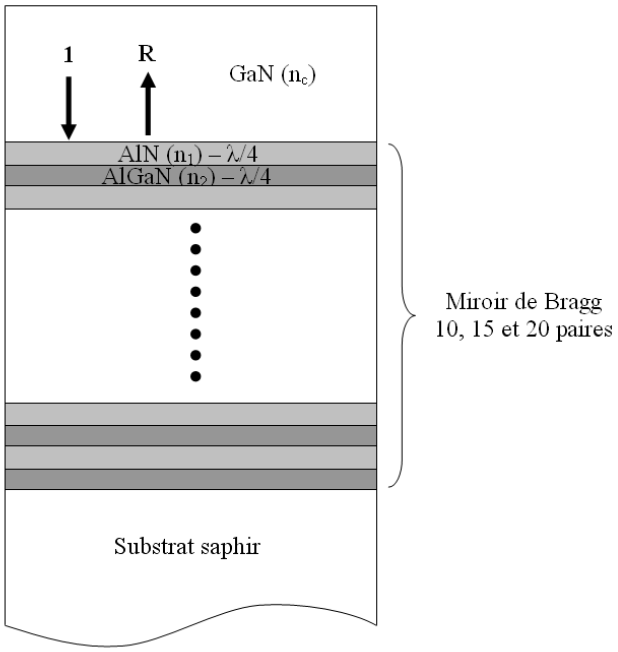


FIG. 1.11 – Schéma d'un miroir de Bragg sur substrat saphir.

La réflectivité d'un miroir de Bragg est sélective suivant l'énergie (l'analogie peut être faite avec un filtre passe bande en électronique). La partie centrale correspond à la bande d'arrêt (stop-band) du miroir, centrée sur l'énergie de résonance E_0 (ici E_0=3500 meV soit λ_0=354 nm). Par contre, lorsque l'on s'éloigne de l'énergie de résonance la réflectivité du miroir s'affaiblit et subit des fluctuations. Lorsque l'on augmente le nombre de paires, la bande d'arrêt devient alors plus étroite et plus marquée, et la réflectivité augmente dans la partie centrale (figure 1.13).

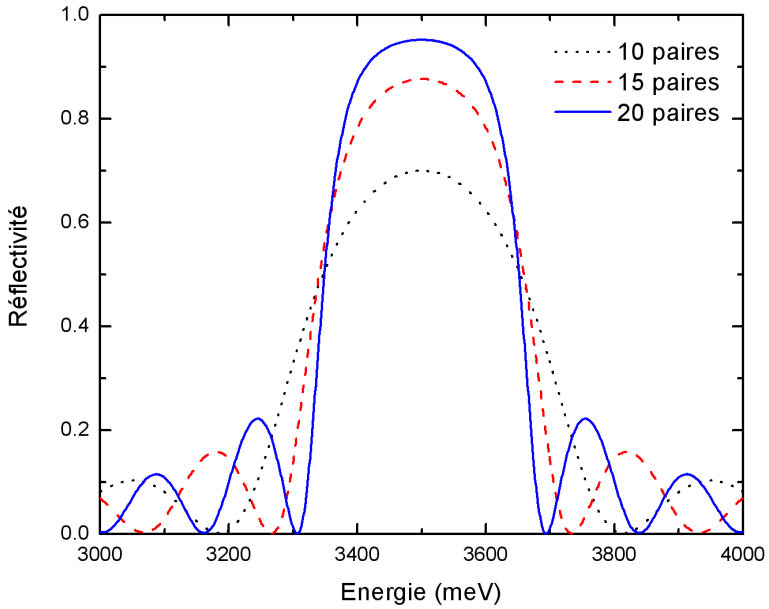


FIG. 1.12 – Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de l'énergie pour 10, 15 et 20 paires $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ sur substrat saphir.

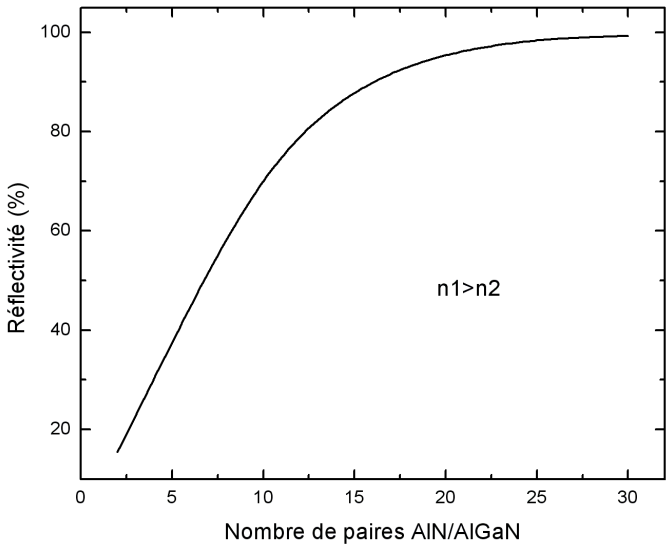


FIG. 1.13 – Réflectivité d'un miroir de Bragg $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ sur substrat saphir en fonction du nombre de paires.

La présence de la bande d'arrêt s'explique en considérant le système miroir de Bragg comme un système périodique unidimensionnel. La forme de l'onde dans cette structure obéit au théorème de Bloch et, comme dans le cas des électrons pour un semi-conducteur, il existe un intervalle de solutions interdites aux modes photoniques. La bande d'arrêt du miroir de Bragg Δ_{SB} correspond à une zone interdite à la lumière, elle est proportionnelle au contraste d'indice $\Delta n = |n_1 - n_2|$ [35] :

$$\Delta_{SB} = \frac{4E_0}{\pi} \frac{\Delta n}{n_1 + n_2} \tag{1.27}$$

Cette expression met en évidence l'influence du contraste d'indice sur la largeur de la bande d'arrêt. Il faut aussi noter que plus le contraste d'indice est important, plus le nombre de paires de couches nécessaires sera faible pour un même coefficient de réflexion.

Dans une microcavité à miroirs de Bragg, l'épaisseur de la cavité est augmentée par la pénétration du champ électrique dans le miroir, la longueur de pénétration est notée L_{DBR}. En incidence normale, elle est égale à deux fois la distance à laquelle doit être déplacé un miroir à phase fixe pour produire le même retard de phase sur le coefficient de réflexion [36]. La longueur de pénétration dépend des indices n_1 et n_2. Dans le cas où le nombre de paires est très grand, où l'épaisseur des couches du miroir est égale à $\lambda/4$, la longueur L_{DBR} est alors donnée par l'une des deux relations suivantes [37, 38] :

$$\begin{aligned} L_{DBR}^{TE} &= \frac{\lambda_0}{2} \frac{n_1 \cos^2\theta_1 + n_2 \cos^2\theta_2}{n_1^2 - n_2^2} \\ L_{DBR}^{TM} &= \frac{\lambda_0}{2} \frac{(n_1 + n_2)\cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2}{\cos^2\theta_c (n_1^2 \cos^2\theta_2 - n_2^2 \cos^2\theta_1)} \end{aligned} \qquad si \quad n_1 > n_2 \tag{1.28}$$

$$\begin{aligned} L_{DBR}^{TE} &= \frac{\lambda_0}{2} \frac{n_1 n_2}{n_c^2 (n_2 - n_1)} \frac{\cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2}{\cos^2\theta_c} \\ L_{DBR}^{TM} &= \frac{\lambda_0}{2} \frac{n_1 n_2}{n_c^2} \frac{n_2 \cos^2\theta_1 + n_1 \cos^2\theta_2}{n_2^2 \cos^2\theta_1 - n_1^2 \cos^2\theta_2} \end{aligned} \qquad si \quad n_1 > n_2 \tag{1.29}$$

où θ_1, θ_1 et θ_c sont respectivement les angles dans les couches n_1, n_2 et n_c. En incidence normale, les équations (1.28) et (1.29) se simplifient :

$$L_{DBR} = \frac{\lambda_0}{2}\frac{1}{n_1 - n_2} \quad si \quad n_1 > n_2 \tag{1.30}$$

$$L_{DBR} = \frac{\lambda_0}{2}\frac{n_1 n_2}{n_c^2(n_2 - n_1)} \quad si \quad n_1 < n_2 \tag{1.31}$$

Dans les deux cas précédents, un fort contraste d'indice permettra de réduire la longueur de pénétration dans le miroir.

La phase du coefficient de réflexion d'un miroir de Bragg n'est pas constante mais dépend de l'énergie (figure 1.14). Au centre de la bande d'arrêt $\varphi = 0$. Pour des énergies proches de la résonance (3500 meV), la variation de la phase est linéaire, sa pente étant donnée par l'expression suivante [37] :

$$\varphi = \frac{n_c L_{DBR}}{\hbar c}(E - E_0) \tag{1.32}$$

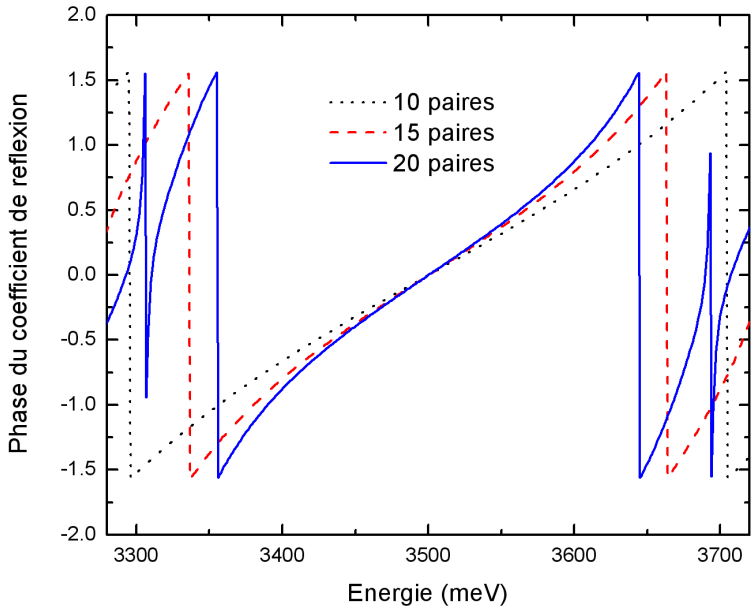


FIG. 1.14 – Phase du coefficient de réflectivité correspondant au calcul de la figure 1.12.

La condition portant sur l'épaisseur des couches d'un miroir de Bragg (équation (1.26)) est une condition assez stricte. En effet, une faible variation des épaisseurs provoque un déplacement

important de la bande d'arrêt (figure 1.15). Pour cet exemple, une variation de -3% ($+3\%$) sur l'épaisseur des couches d'AlN et d'AlGaN entraîne un déplacement de plus de 100 meV vers les hautes (basses) énergies.

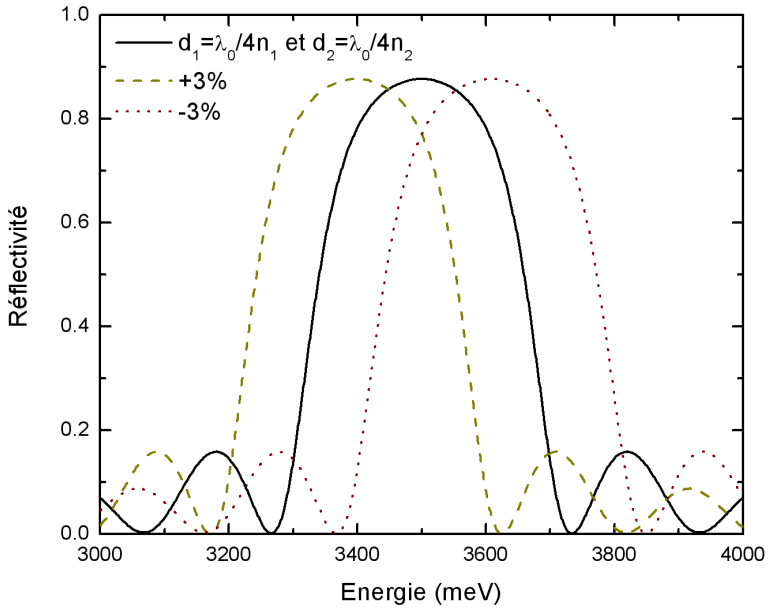


FIG. 1.15 – Influence de l'épaisseur des couches du miroir de Bragg sur la position de la bande d'arrêt.

Finalement, les miroirs de Bragg ont de nombreux avantages : ils sont sélectifs et transparents. Il est possible d'atteindre de très forts coefficients de réflexion ; par exemple, il faut 35 paires dans le cas présenté sur la figure 1.13 pour obtenir 99.8% de réflectivité. Le contraste d'indice entre les couches n_1 et n_2 a une influence considérable sur la largeur de la bande d'arrêt, sur la longueur de pénétration et sur le coefficient de réflexion. Un fort contraste d'indice permettra d'obtenir une bande d'arrêt large, une faible valeur de L_{DBR} et un taux de réflectivité élevé pour un nombre de paires moindre.

1.2.3 Les miroirs métalliques

Contrairement aux miroirs de Bragg les miroirs métalliques ont un coefficient de réflexion qui dépend peu de l'énergie. La réflectivité du miroir augmente avec son épaisseur. Dans l'exemple de la figure 1.16, c'est une couche d'aluminium qui fait office de miroir métallique et comme dans le cas des miroirs de Bragg, le calcul est effectué depuis la couche de GaN.

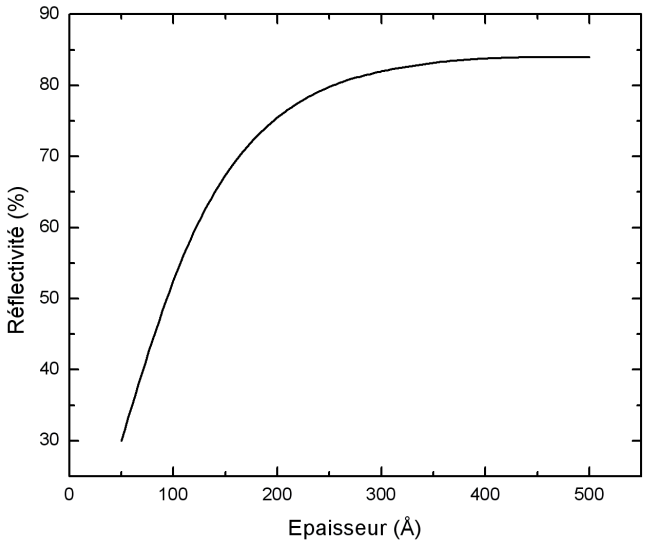


FIG. 1.16 – Réflectivité d'un miroir d'aluminium en fonction de son épaisseur.

Sur cette figure on peut voir que la réflectivité augmente très rapidement jusqu'à une épaisseur de 300 Å et sature ensuite en tendant vers 86%. Malheureusement, l'absorption de l'aluminium est forte et elle sera donc plus conséquente pour des couches épaisses. Il faut alors trouver des compromis en fonction de l'application recherchée. Néanmoins, par rapport aux miroirs de Bragg la réalisation de miroirs aluminium est très simple et rapide. De plus, le champ électrique est rapidement atténué dans la couche métallique et la longueur de pénétration tend vers zéro. Dans le cas d'un miroir métallique parfait le déphasage est de π.

En résumé, mis à part le problème de l'absorption, les miroirs métalliques sont facilement réalisables et ils atténuent rapidement le champ électrique. Cependant, il n'est pas possible d'obtenir des coefficients de réflexion très élevés.

1.2.4 Le mode optique

1.2.4.1 Définition

Après avoir présenté le principe du résonateur Pérot-Fabry et les caractéristiques des miroirs, nous allons étudier le mode de résonance d'une microcavité planaire à miroirs de Bragg. La résonance de la microcavité correspond au mode de transmission du résonateur, on l'appelle mode photonique ou mode optique. Comme dans le cas du Pérot-Fabry la position en énergie et le nombre de modes photoniques dépendent de l'épaisseur du milieu d_c (équation (1.20)).

Prenons le cas simple d'une cavité transparente, d'indice n_c purement réel et d'épaisseur $d_c = \lambda$. Les miroirs sont identiques à l'exemple de la figure 1.11 et sont constitués de couches $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ avec $n_1 < n_2$ et $d_1 = d_2 = \frac{\lambda}{4}$. Les miroirs supérieur (DBR_1) et inférieur (DBR_2) sont composés de 18 et 20 paires respectivement ($R_1 = R_2 = 95.5\%$). Le profil d'indice en fonction de l'épaisseur ainsi que l'allure du carré du module du champ électrique $|E|^2$ de cette structure sont tracés sur la figure 1.17.

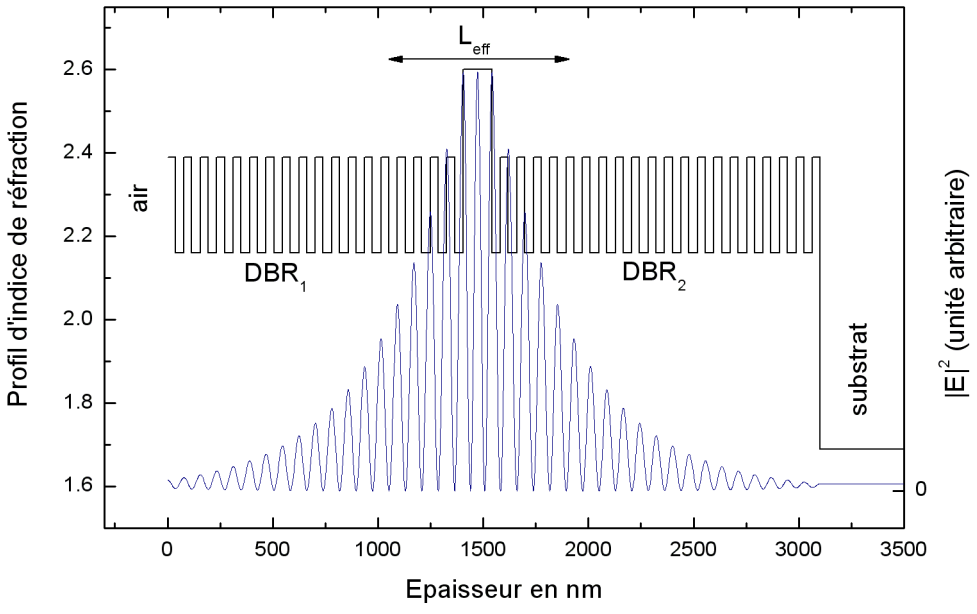


FIG. 1.17 – Profil d'indice d'une cavité à miroirs de Bragg $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ sur substrat saphir avec 18 paires pour le miroir supérieur (DBR_1) et 20 paires pour le miroir inférieur (DBR_2). Le carré du module du champ dans la structure est aussi tracé.

Les miroirs confinent le champ électrique dans la cavité, la valeur de $|E|^2$ est maximum dans la couche n_c et décroît de façon exponentielle dans les miroirs de Bragg. Il ne faut alors plus raisonner sur l'épaisseur physique de la cavité mais sur la longueur effective totale :

$$L_{eff} = d_c + \frac{1}{2}(L_{DBR_1} + L_{DBR_2}) \tag{1.33}$$

ici l'ordre de grandeur de la longueur effective est $L_{eff} \sim 720$ nm et l'épaisseur de la cavité est 136 nm. Pour une incidence normale, la réflectivité de cette structure est reportée sur la figure 1.18. La bande d'arrêt (Δ_{SB}) est clairement identifiable : elle est centrée à la même énergie que le mode photonique (E_{ph}=3500 meV). La largeur à mi-hauteur du mode optique est notée Γ_{ph} et peut-être approximée par l'expression suivante [39] :

$$\Gamma_{ph} = \frac{\hbar c}{n_c e L_{eff}} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{2} \tag{1.34}$$

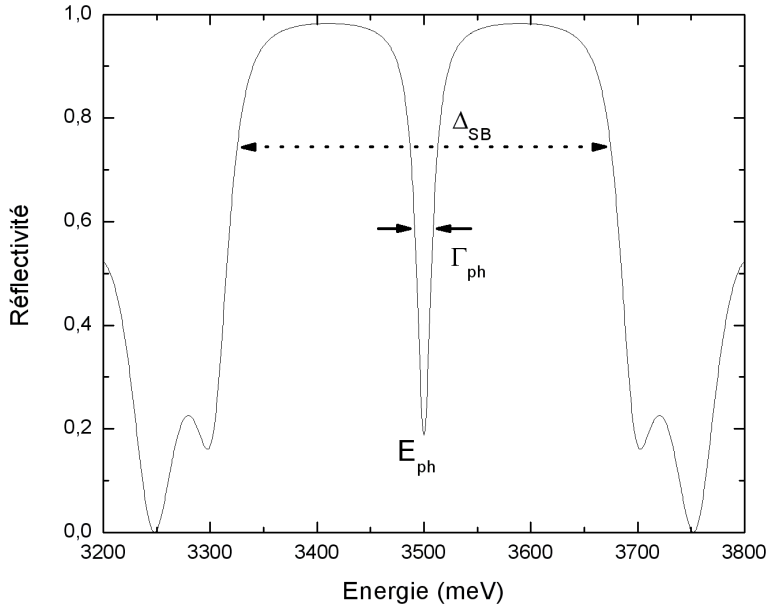


FIG. 1.18 – Réflectivité de la structure présentée dans la figure 1.17.

L'épaisseur doit être choisie de façon à ce que l'écart entre les modes δE (ou $\delta\lambda$) soit supérieur à la largeur de la bande d'arrêt Δ_{SB} pour n'avoir qu'un seul mode photonique comme sur la figure 1.18. Ici Δ_{SB}=370 meV et $d_c = \lambda$=136 nm ce qui correspond à $\delta E \sim$1600 meV. Si

une couche plus épaisse avait été choisie, par exemple $d_c = 20\lambda$, l'écart entre les modes serait $\delta E \sim$80 meV et il y aurait alors au moins quatre modes optiques dans la bande d'arrêt.

Dans ce type de structure le nombre de couches est grand et le degré de précision requis pour leur épaisseur est important. C'est la grandeur d_c qui détermine la position du mode optique mais l'épaisseur des couches composant le miroir a aussi une influence sur sa position.

1.2.4.2 Relation de dispersion du mode optique

Dans une microcavité les photons sont confinés suivant l'axe de croissance et libres dans le plans des couches. Le vecteur d'onde d'un photon quelconque $\vec{k}$ dans la cavité a deux composantes : k_z (perpendiculaire au plan des couches) et $k_{||}$ (parallèle au plan des couches), son module s'écrit :

$$k = \sqrt{k_z^2 + k_{||}^2} \tag{1.35}$$

Le confinement suivant l'axe z impose une valeur discrète pour la composante k_z du mode de cavité :

$$k_z = \frac{2\pi n_c}{\lambda_0} = \frac{m\pi}{d_c} \tag{1.36}$$

Le module du vecteur d'onde de l'équation (1.35) s'écrit alors :

$$k = \sqrt{k_{||}^2 + \left(\frac{2\pi n_c}{\lambda_0}\right)^2} \tag{1.37}$$

La relation de dispersion du mode photonique se met sous la forme suivante :

$$E_{ph}(k) = \frac{\hbar c}{n_c} k = \frac{\hbar c}{n_c}\sqrt{k_{||}^2 + \left(\frac{2\pi n_c}{\lambda_0}\right)^2} \tag{1.38}$$

En posant $E_0 = \frac{\hbar c}{n_c} k_z$, qui correspond à l'énergie du photon lorsque $k_{||} = 0$, l'équation précédente devient :

$$E_{ph}(k_{||}) = E_0 \left(1 + \frac{k_{||}^2}{k_z^2}\right)^{\frac{1}{2}} = E_0 \left(1 + \frac{\hbar^2 c^2 k_{||}^2}{E_0^2 n_c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.39}$$

Dans le plan de la cavité, la projection de k est $k_{||} = k \sin\theta_c$ avec θ_c l'angle d'incidence interne de la cavité, qui peut être relié à l'angle d'incidence externe θ : $\sin\theta = n_c \sin\theta_c$, donc :

$$k_{||} = \frac{k \sin\theta}{n_c} = \frac{E(k) \sin\theta}{\hbar c} \tag{1.40}$$

En remplaçant $k_{||}$ de l'expression précédente dans l'équation (1.39), on obtient finalement la relation de dispersion du mode photonique en fonction de l'angle d'incidence :

$$E_{ph}(\theta) = E_0 \left(1 - \frac{\sin^2\theta}{n_c^2}\right)^{-1/2} \tag{1.41}$$

La dispersion du mode optique, tracée à l'aide de l'équation (1.41) sur la figure 1.19, est comparée à la dispersion excitonique.

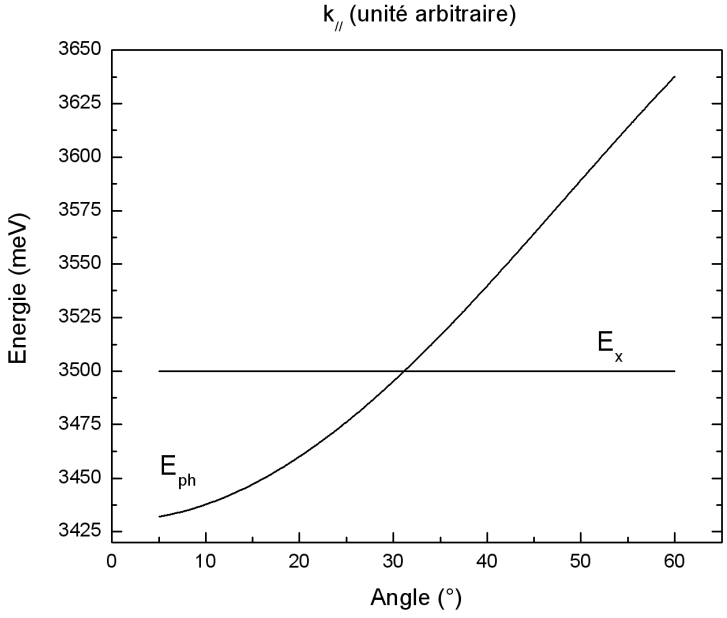


FIG. 1.19 – Dispersion du photon (E_{ph}) et de l'exciton (E_x) dans la cavité en fonction de l'angle d'incidence ou de $k_{||}$.

La masse effective de l'exciton est beaucoup plus élevée que la "masse effective du photon", c'est pourquoi la relation de dispersion excitonique est considérée constante face à la dispersion photonique. L'approximation locale utilisée pour modéliser l'exciton dans la section 1.1.2.4 est donc justifiée. Le mode optique se déplace vers les hautes énergies lorsque l'angle d'incidence

augmente. La figure 1.20 met en évidence l'évolution de la réflectivité de la structure présentée sur la figure 1.17, pour (a) un angle d'incidence allant de 0° à 60° par pas de 10° et (b) pour une variation de l'épaisseur de la cavité de 100% à 65% par pas de 5%.

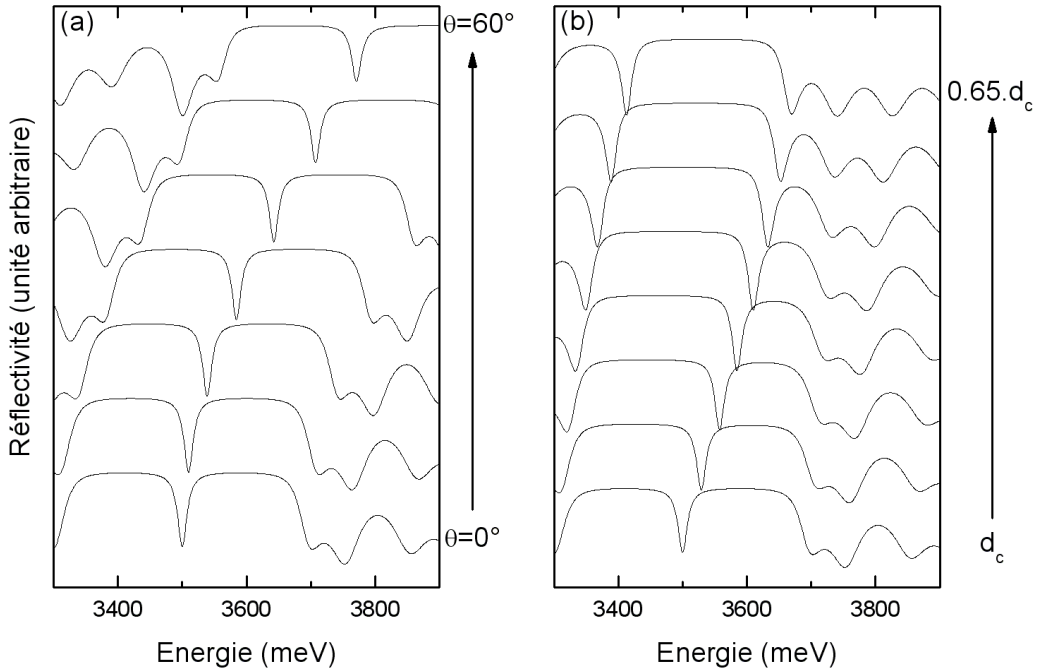


FIG. 1.20 – Dépendance du mode optique de la structure de la figure 1.17, (a) pour un angle d'incidence variant de 0° à 60° par pas de 10° et (b) pour une variation de 100% à 65% par pas de 5% de l'épaisseur de la cavité.

Sur la figure 1.20 (a), la bande d'arrêt des miroirs subit une évolution similaire à celle du mode optique et ce dernier reste centré sur la bande d'arrêt quelque soit l'angle d'incidence. Sur la figure 1.20 (b), les calculs sont réalisées en incidence normale, seule l'épaisseur de la cavité varie. Ce dernier calcul simule une expérience en fonction de la position pour une cavité avec gradient d'épaisseur. Dans ce cas, seul le mode optique se déplace et finit par sortir de la bande d'arrêt des miroirs. De plus, il faut un fort gradient d'épaisseur pour observer un déplacement significatif. Finalement, les mesures en angle s'avèrent mieux adaptées à l'étude de la dispersion du mode optique et cette technique a l'avantage de sonder l'échantillon toujours au même endroit.

1.3 Les polaritons de cavité

1.3.1 Définition

Dans la partie précédente, nous avons vu dans le cas d'une cavité transparente la présence d'un mode photonique ainsi que sa dépendance angulaire. Reprenons cet exemple en remplaçant le milieu transparent par une couche de nitrure de gallium. Considérons d'abord le cas d'un seul exciton. Lorsqu'un photon se trouve à la même énergie qu'un exciton, ces deux particules peuvent interagir et donner naissance à une quasi-particule appelée polariton de cavité, qui possède alors un mélange des propriétés des deux premières particules. En d'autres termes, le polariton de cavité est "mi-exciton et mi-photon". Cette importante interaction entre les photons et les excitons traduit l'existence d'un couplage fort lumière-matière. Nous allons à l'aide du modèle de quasi-particules décrire le régime de couplage fort.

1.3.2 Modèle de quasi-particules

1.3.2.1 Modèle deux particules : un photon et un exciton

Le photon et l'exciton sont considérés comme deux oscillateurs harmoniques amortis couplés. Leurs énergies respectives ont été définies par les expressions (1.10) et (1.38), et sont notées E_{ph} et E_{exc} ; Γ_{ph} et Γ_{exc} sont les amortissements des oscillateurs. L'hamiltonien du système s'écrit sous la forme d'une matrice 2×2 [40] :

$$H = \begin{pmatrix} E_{ph} - j\Gamma_{ph} & V \\ V & E_{exc} - j\Gamma_{exc} \end{pmatrix} \tag{1.42}$$

où V est le terme de couplage entre les oscillateurs. Le calcul du déterminant $\det(H - E.I) = 0$ donne :

$$(E_{ph} - j\Gamma_{ph} - E)(E_{exc} - j\Gamma_{exc} - E) - V^2 = 0 \tag{1.43}$$

Les racines de cette équation sont :

$$E = \frac{(E_{ph} - j\Gamma_{ph} + E_{exc} - j\Gamma_{exc}) \pm \sqrt{[(E_{ph} - j\Gamma_{ph}) - (E_{exc} - j\Gamma_{exc})]^2 + 4V^2}}{2} \tag{1.44}$$

En posant $E_m = \frac{E_{ph}+E_{exc}}{2}$, $\Gamma_m = \frac{\Gamma_{ph}+\Gamma_{exc}}{2}$, $\delta = E_{exc} - E_{ph}$ et $\Delta = \Gamma_{exc} - \Gamma_{ph}$, les solutions s'écrivent sous la forme :

$$E = E_m - j\Gamma_m \pm \sqrt{V^2 - \frac{1}{4}(\delta + j\Delta)^2} \tag{1.45}$$

où δ représente le désaccord en énergie des deux oscillateurs. Les parties réelles des solutions (1.45) correspondent aux énergies des modes polaritoniques et les parties imaginaires aux largeurs de ces modes. Considérons le cas de la résonance, soit $E_{ph} = E_{exc}$ ($\delta = 0$), l'expression (1.45) se simplifie et le terme sous la racine peut prendre des valeurs positives ou négatives :

- Si $4V^2 > \Delta^2$, la valeur sous la racine est positive et on obtient deux solutions d'énergie distinctes, les énergies du polariton haut (E_+) et bas (E_-) : c'est le régime de couplage fort. La séparation des modes polaritoniques est appelée dédoublement de Rabi (Rabi splitting) et s'écrit : $\hbar\Omega_{Rabi} = E_+ - E_-$, où Ω_{Rabi} est la pulsation de Rabi.
- Si $4V^2 < \Delta^2$, la partie sous la racine est négative, la racine est purement imaginaire. Pour les deux solutions les parties réelles sont identiques, il n'y a donc pas de dédoublement de Rabi : c'est le régime de couplage faible.

La relation de dispersion du polariton dépend des parties réelles des solutions de l'équation (1.45). Les parties imaginaires des solutions sont liées à la durée de vie des oscillateurs. Dans le cas du couplage fort, le dédoublement de Rabi s'écrit à la résonance :

$$\Omega_{Rabi} = 2\sqrt{V^2 - \frac{1}{4}\Delta^2} \tag{1.46}$$

Calcul du terme de couplage V [41] :

Lorsque l'on néglige la dispersion spatiale et l'élargissement homogène, en posant $A = 2\omega_{LT}\omega_0$ [42], au voisinage de $\omega = \omega_0$, la constante diélectrique (expression (1.15)) peut se mettre sous la forme :

$$\epsilon_r = \epsilon_b + \frac{2\omega_{LT}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \approx n_c^2 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega} \tag{1.47}$$

La relation de dispersion s'exprime en fonction de la constante diélectrique soit :

$$k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r} = \frac{\omega}{c}\sqrt{n_c^2 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega}} \approx \frac{\omega}{c}\left(n_c + \frac{\omega_{LT}}{2n_c(\omega_0 - \omega)}\right) \tag{1.48}$$

La condition de résonance de la cavité s'écrit :

$$\left[r_B \exp(ikd_c)\right]^2 = 1 \tag{1.49}$$

où r_B est le coefficient de réflexion en amplitude des miroirs de Bragg. Pour une incidence normale et dans le cas où les miroirs sont identiques, r_B s'écrit :

$$r_B = \sqrt{R}\exp\left[i\frac{n_c L_{DBR}}{c}(\omega - \omega_0)\right] \tag{1.50}$$

L'expression (1.49) devient alors :

$$R.\exp\left[2i\left(kd_c + \frac{n_c L_{DBR}(\omega - \omega_0)}{c}\right)\right] = 1 \tag{1.51}$$

On considère que le coefficient de réflexion des miroirs tend vers 1 ($1 - R \ll 1$) donc :

$$2\left(kd_c + \frac{n_c L_{DBR}(\omega - \omega_0)}{c}\right) = 2\pi \tag{1.52}$$

A la résonance ($\omega = \omega_0$), sans exciton ($\omega_{LT} = 0$) :

$$2kd_c = 2\pi \quad soit \quad \frac{\omega_0}{c} n_c d_c = \pi \tag{1.53}$$

A la résonance et avec exciton :

$$2\left(\frac{\omega}{c} n_c d_c + \frac{\omega}{c}\frac{\omega_{LT} d_c}{2n_c(\omega_0 - \omega)} + \frac{n_c L_{DBR}(\omega - \omega_0)}{c}\right) = 2\pi \tag{1.54}$$

Les solutions de l'équation (1.54) sont :

$$\omega - \omega_0 = \pm\sqrt{\frac{\omega_0 \omega_{LT} d_c}{2n_c^2(d + L_{DBR})}} \tag{1.55}$$

Ainsi $\Delta\omega$ qui sépare les deux solutions correspond au dédoublement de Rabi :

$$\Omega_{Rabi} = 2.\sqrt{\frac{\omega_0 \omega_{LT} d_c}{2n_c^2(d_c + L_{DBR})}} \tag{1.56}$$

Dans le cas où les élargissements photonique et excitonique sont identiques ($\Delta = 0$), l'équation (1.46) devient :

$$\Omega_{Rabi} = 2V \tag{1.57}$$

Il est alors possible de déterminer le terme de couplage :

$$V = \sqrt{\frac{Ad_c}{4\epsilon_b L_{eff}}} \tag{1.58}$$

où $L_{eff} = d + L_{DBR}$.
Considérons maintenant le cas d'une microcavité avec un miroir métallique et un miroir de Bragg, la relation (1.49) s'écrit :

$$[r_m.r_B \exp(ikd_c)]^2 = 1 \tag{1.59}$$

où $r_m = \exp(i\pi)$ dans le cas d'un miroir métallique parfait. En suivant le même cheminement que pour le calcul précèdent, on trouve le terme de couplage suivant :

$$V = \sqrt{\frac{Ad_c}{4\epsilon_b(d_c + \frac{L_{DBR}}{2})}} \tag{1.60}$$

La figure 1.21(a) met en évidence la relation de dispersion du polariton calculée avec le formalisme 2×2. La branche basse du polariton est notée LPB (lower polariton branch) et la branche haute UPB (upper polariton branch) ; les courbes en pointillés correspondent aux relations de dispersion photonique et excitonique. Il est important de rappeler que E_{ph} varie en fonction de l'angle d'incidence (expression (1.41)). L'anticroisement des branches polaritoniques est la signature du régime de couplage fort et le dédoublement de Rabi se mesure à l'endroit où l'écart entre ces deux modes est le plus faible ce qui correspond à $E_{ph} = E_x$ pour les modes non couplés. Les modes polaritoniques tendent vers les positions en énergie des modes non couplés lorsque l'on

s'éloigne de la résonance. Pour un angle θ petit, LPB tend vers E_{ph} et UPB vers E_x, à la résonance les modes couplés se repoussent, et lorsque l'angle θ est grand LPB tend vers E_x et UPB vers E_{ph}. Les élargissements des modes polaritoniques calculés avec ce modèle sont tracés sur la figure 1.21(c). Dans ce calcul, les élargissements photonique et excitonique sont respectivement Γ_{ph}=10 meV et Γ_{exc}=40 meV. Lorsque θ est petit, l'élargissement de la branche basse (Γ_{LPB}) est proche de Γ_{ph} et l'élargissement de la branche haute (Γ_{UPB}) est proche de Γ_{exc}. A la résonance les élargissements polaritoniques sont égaux, le polariton est alors mi-photon mi-exciton. Lorsque l'angle augmente Γ_{LPB} tend vers Γ_{exc} et Γ_{UPB} vers Γ_{ph}.

De par sa simplicité, ce modèle permet un calcul rapide des solutions ; il est donc plus facile d'identifier les variables influentes et de discuter qualitativement de la physique du couplage fort lumière-matière. Les équations (1.46) et (1.58) nous indiquent que pour obtenir le plus grand dédoublement de Rabi il nous faudra une grande force d'oscillateur, des élargissements excitonique et photonique proches et une longueur effective la plus faible possible.

1.3.2.2 Modèle à un photon et deux excitons

Ce formalisme 3×3, proche du modèle précédent, prend en compte deux excitons différents. Les structures étudiées dans les chapitres 3 et 4 sont des microcavités GaN ; le nitrure de gallium épitaxié sur un miroir de Bragg AlN/AlGaN subit une forte contrainte compressive. Pour ce type de contrainte, la force d'oscillateur de l'exciton C est très faible ce qui diminue fortement les chances de le détecter expérimentalement [25]. Par contre, à basse température et suivant la qualité de la couche, il est possible de distinguer les excitons A et B. L'hamiltonien de ce modèle est de la forme suivante :

$$H = \begin{pmatrix} E_{ph} - j\Gamma_{ph} & Va & Vb \\ Va & E_a - j\Gamma_a & 0 \\ Vb & 0 & E_b - j\Gamma_b \end{pmatrix} \tag{1.61}$$

Le déterminant de cette matrice est un polynôme de degré 3 et contrairement au modèle précédent, il n'est pas possible d'exprimer simplement les valeurs propres. Les relations de dispersion calculées sont reportées sur la figure 1.21(b). Les commentaires sont les mêmes que pour le modèle 2×2 mise à part la présence de la branche moyenne du polariton notée MPB (middle polariton branch). Elle évolue de la position en énergie E_a pour $\theta = 0°$ à E_b quand l'angle θ tend

vers sa valeur maximale. Comme sur la figure 1.21(b), le dédoublement de Rabi est égal à l'écart minimum en énergie de UPB et LPB à la résonance ($E_{ph} \approx \frac{E_a+E_b}{2}$).

Les élargissements des trois branches polaritoniques sont présentés sur la figure 1.21(d). L'évolution de Γ_{LPB} et Γ_{UPB} est identique à la figure 1.21(c). L'élargissement de la branche moyenne (Γ_{MPB}) varie très peu, il diminue légèrement pour les angles proches de la résonance.

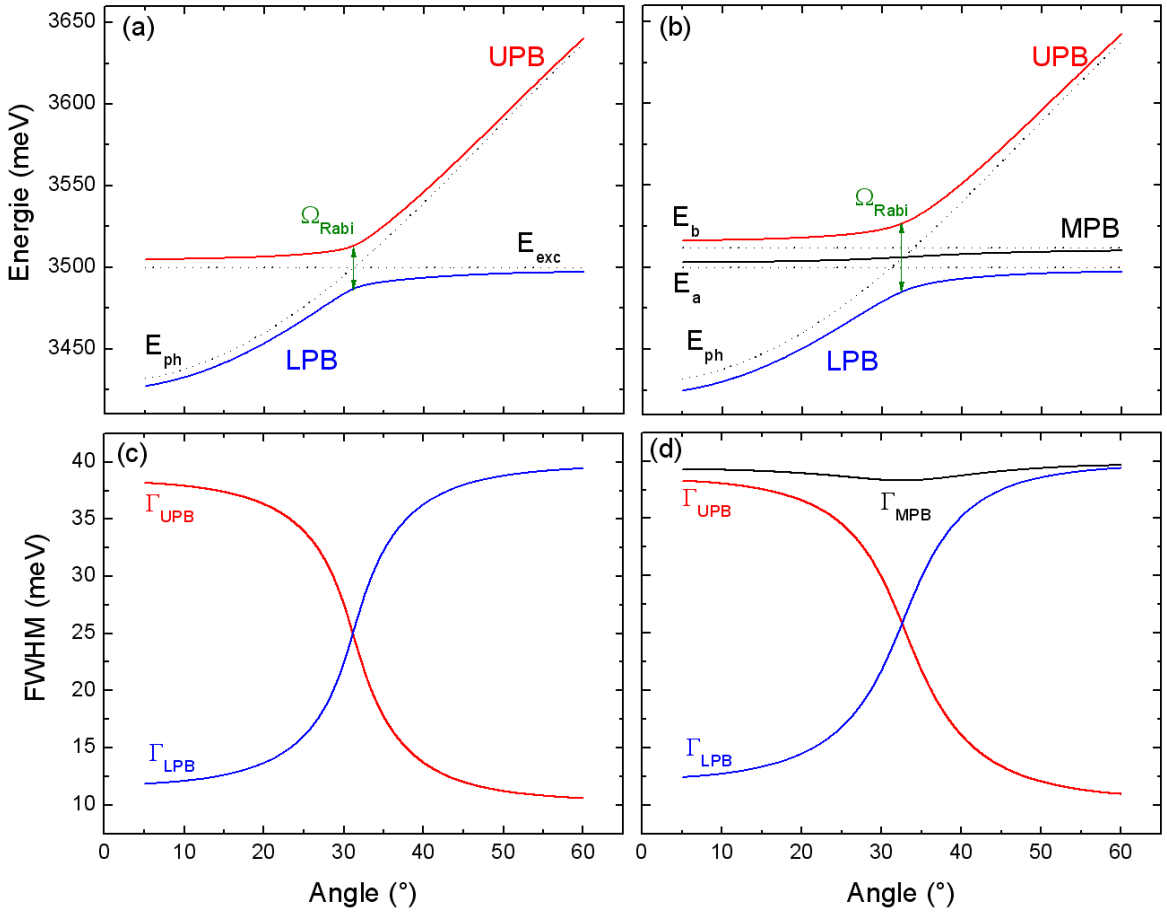


FIG. 1.21 – (a,b) Dispersion des modes polaritoniques en fonction de l'angle d'incidence. Les modes non couplés sont représentés en pointillés.(c,d) Évolution des élargissements polaritoniques en fonction de l'angle d'incidence. Les calculs sont réalisés avec (a,c) le formalisme 2×2 et avec (b,d) le formalisme 3×3. Les élargissements photonique et excitonique sont respectivement Γ_{ph}=10 meV et $\Gamma_{exc} = \Gamma_a = \Gamma_b$=40 meV.

1.3.2.3 Comparaison des deux modèles précédents

Les deux modèles sont comparés à la résonance, c'est à dire $E_{ph} = E_{exc}$ pour le modèle 2×2 et $E_{ph} \approx \frac{E_a + E_b}{2}$ pour le modèle 3×3. Dans les deux cas, le dédoublement de Rabi en fonction de l'élargissement photonique est reporté sur la figure 1.22. Les élargissements des excitons sont : $\Gamma_{exc} = \Gamma_a = \Gamma_b = 20$ meV et pour une comparaison correcte, le terme de couplage est ajusté de façon à avoir la même valeur de $\hbar\Omega_{Rabi\ max}$ pour les deux modèles, soit $V = 20$ meV et $V_a = V_b = 13.5$ meV. Les deux modèles mettent en évidence des résultats très proches.

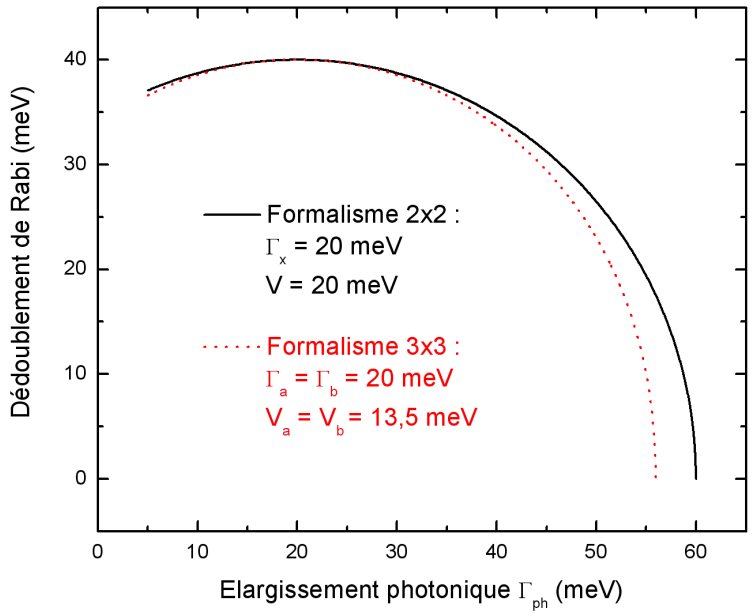


FIG. 1.22 – Évolution du dédoublement de Rabi en fonction de l'élargissement photonique pour $\Gamma_{exc} = 20$ meV dans le cas des formalismes 2×2 et 3×3.

Le modèle de quasi-particules a l'avantage d'être simple mais que ce soit le formalisme 2×2 ou 3×3, il ne permet de donner que des tendances qualitatives. Ce modèle ne prend, ni en compte la nature des miroirs utilisés, ni l'élargissement excitonique inhomogène ; seul un terme d'élargissement global Γ_{exc} intervient. Un modèle prenant en compte la structure réelle des cavités nitrures étudiées : le modèle des matrices de transfert, est développé dans le chapitre 2.

1.3.3 Le laser à polariton

Les particules peuvent être réparties en deux catégories en fonction de la valeur de leur spin. Les fermions de spin demi-entier obéissent au principe d'exclusion de Pauli, qui les empêchent d'occuper le même état quantique. Les bosons (de spin entier) quant à eux, répondent à la statistique de Bose, plusieurs bosons peuvent occuper le même état quantique. La condensation de Bose-Einstein prédit une occupation massive de l'état fondamental d'un système de bosons sous certaines conditions de température et de densité de particules.

Dans les semi-conducteurs, bien que l'électron et le trou soient des fermions, l'exciton peut être assimilé à un boson. A l'aide une microcavité, nous avons vu qu'il est possible de confiner des photons (bosons) dans la couche d'un matériau semi-conducteur. En régime de couplage fort, des polaritons de cavité peuvent être créés. Les polaritons sont donc des bosons de nature mixte, mi-photon, mi-exciton. La température de condensation de Bose-Einstein est inversement proportionnelle à la masse de la particule. La masse du polariton pouvant être 10 000 fois plus faible qu'un électron, les polaritons sont donc de très bon candidats pour observer la condensation de Bose-Einstein. L'application directe serait d'utiliser le condensat comme source de photons cohérents : le laser à polariton (ou laser à très bas seuil). Le seuil d'émission du condensat est beaucoup plus faible que celui d'un laser standard car il n'y a pas d'inversion de population. Le point négatif est le faible temps de vie du polariton, ce dernier étant contrôlé par le facteur de qualité (Q) de la microcavité. Lorsque Q est de l'ordre de 1500, le temps de vie des polaritons est d'environ 10^{-12}s. Afin de maintenir une population moyenne de polaritons, il est important d'avoir une excitation continue [43].

C'est dès 1996, qu'Imamoglu *et al.* proposent l'idée de réaliser un laser à polariton [44]. En 1998, Le Si Dang *et al.* observe une non-linéarité très marquée de l'émission du polariton [5]. En 2002, Malpuech *et al.* montrent théoriquement la possibilité de réaliser un laser à polariton fonctionnant à température ambiante avec une microcavité GaN. Le nitrure de gallium est un bon candidat grâce à la stabilité de ses excitons à température ambiante et à son fort couplage lumière-matière [8]. Après plusieurs années d'étude du régime de couplage fort dans les microcavités à base de matériaux III-V et II-VI, la condensation de Bose-Einstein a été observée récemment dans des microcavités CdTe jusqu'à 40 K [6].

1.4 État des résultats actuels sur les microcavités GaN

La première observation du régime de couplage fort à basse température (5 K) dans une microcavité GaN a été rapportée par N. Antoine-Vincent *et al.* pour une structure épitaxiée sous jets moléculaires sur substrat silicium avec une couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$. Le substrat silicium grâce à son fort contraste d'indice est utilisé comme miroir inférieur. Un dédoublement de Rabi de 31 meV a été mesuré à 5 K [9]. Le couplage fort a ensuite été observé à température ambiante dans des structures similaires comportant un miroir supérieur en aluminium avec des dédoublements de Rabi de 49 meV et 61 meV qui correspondent respectivement à des couches actives d'épaisseur $\lambda/2$ et λ [45]. Afin d'améliorer la réflectivité du miroir inférieur, une structure a été réalisée avec un miroir de Bragg $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ épitaxié directement sur Si (111). Avec seulement 7 paires, une réflectivité de 85% a pu être obtenue avec une largeur de bande d'arrêt de 450 meV. A basse température, les excitons A et B ont été détectés et le couplage fort a été observé à 5 K et 300 K avec Ω_{Rabi} ∼50 meV [46].

Parallèlement des équipes de Sheffield ont proposé des miroirs de Bragg $Al_{0.16}Ga_{0.84}N/$-$Al_{0.49}Ga_{0.51}N$ épitaxiés par MOCVD sur substrat saphir. Une réflectivité de 91% avec une largeur de bande d'arrêt de 175 meV a été mesurée pour 25 paires [47]. Récemment, Alyamani *et al.* ont observé le couplage fort avec Ω_{Rabi} =43 meV pour une microcavité massive d'épaisseur λ réalisée avec un miroir inférieur similaire (25 paires de d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N/Al_{0.6}Ga_{0.4}N$) [48].

Une étude a montré la possibilité de réaliser des miroirs de Bragg par MOCVD en accord de maille avec GaN avec les ternaires $Al_{0.82}In_{0.18}N/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ épitaxiés sur substrat saphir. Un taux de réflectivité de 99.5% et une largeur de bande d'arrêt de 215 meV ont été mesurés pour 35 paires [49]. Ce type de miroir de Bragg permet la croissance de GaN très faiblement contraint, soit l'obtention d'une couche active de très bonne qualité.

L'émission du polariton à 300 K a été observée dans une microcavité massive d'épaisseur $3\lambda/2$ avec un miroir inférieur identique a celui présenté précédemment. Pour cette structure un facteur de qualité supérieur à 800 a été mesuré [50]. Très récemment, pour une structure identique, l'effet laser polaritonique a été observé à température ambiante ; un seuil de 1 mW est rapporté, soit un ordre de grandeur plus faible que celui relatif au meilleur laser VCSEL réalisé à base de puits quantiques InGaN [51].

L'impact des imperfections du cristal sur le facteur de qualité d'une microcavité a été étudié par Christmann *et al.* En micro-transmission, les auteurs montrent l'influence de la taille du spot

et mesurent un facteur de qualité (Q) supérieur à 2800 avec un spot de 8 μm de diamètre (alors que sur le même échantillon Q=130 avec un spot de 1 mm) [52].

Le régime de couplage est aussi observé dans des microcavités à puits quantiques GaN/AlGaN. Un dédoublement de Rabi de 30 meV a été mesuré à température ambiante dans une cavité contenant 6 puits GaN/$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ de 1.3 nm d'épaisseur. Une faible épaisseur de puits est choisie de manière à réduire l'effet du champ de polarisation interne sur la force d'oscillateur des excitons. Très récemment, pour une microcavité contenant 67 puits, un dédoublement de Rabi de 50 meV a été mesuré, soit la plus grande valeur rapportée pour une microcavité à puits quantiques. De plus, l'étude montre la potentialité de la structure pour l'observation d'effets non-linéaires comme l'effet laser polaritonique et la condensation de Bose-Einstein des polaritons [53].

Des études sont aussi menées sur la croissance de puits quantiques suivant des directions non polaire sur substrat saphir. Des calculs théoriques ont montré la réduction possible du champ de polarisation interne [54, 55]. De plus, une étude expérimentale a mis en évidence le gain de important de luminescence et le faible élargissement excitonique de multipuits quantiques non polaires par rapport à des échantillons polaires [56]. Enfin Zhu *et al.* ont récemment rapporté des résultats préliminaires concernant l'étude d'une microcavité non polaire [57].

Conclusion du chapitre 1

Après avoir présenté certaines des propriétés du nitrure de gallium, nous avons vu que grâce à une microcavité, il est possible de confiner des photons dans une couche de GaN. Lorsque les photons se retrouvent en interaction forte avec les excitons, une quasi-particule appelée polariton de cavité est créée : c'est le régime de couplage fort. Le modèle de quasi-particules permet de déterminer rapidement les variables influentes sur le couplage fort lumière-matière, ainsi que de tracer la dispersion polaritonique en fonction des caractéristiques photonique et excitonique.
La faible masse du polariton et les propriétés excitoniques du nitrure de gallium (une énergie de liaison grande et une force d'oscillateur élevée) font des microcavités GaN un très bon candidat pour la réalisation de composants optoélectroniques fonctionnant en régime de couplage fort à température ambiante comme le laser à polaritons.

Chapitre 2

Techniques expérimentales et modélisation

Sommaire

2.1 Techniques expérimentales 46

2.1.1 Réflectivité en angle 47

2.1.2 Transmission en angle 48

2.1.3 Photoluminescence en angle 50

2.1.4 Ellipsométrie 52

2.1.5 Mesures en température 54

2.2 Modélisation d'une structure multicouche 55

2.2.1 Les coefficients de Fresnel complexes 55

2.2.2 Formalisme matriciel 58

2.2.3 Indice complexe des couches composant les structures 62

2.2.4 Dessin des microcavités 67

2.3 Liste des échantillons 72

Ce chapitre décrit les techniques expérimentales de spectroscopie optique utilisées pour étudier les échantillons. Nous détaillerons particulièrement les expériences à angle d'incidence variable : la réflectivité, la transmission et la photoluminescence ainsi que l'ellipsométrie. Ensuite, le modèle des matrices de transfert qui permet de simuler la réponse optique d'une structure multicouche sera décrit. Enfin, les indices complexes utilisés pour la simulation des spectres expérimentaux des structures multicouches étudiées dans ce manuscrit seront présentés.

2.1 Techniques expérimentales

Plusieurs techniques de spectroscopie optique sont disponibles au laboratoire : la réflectivité, la transmission, la photoluminescence, l'ellipsométrie et l'absorption optique détectée thermiquement. Ces techniques expérimentales nous permettent de déterminer les propriétés optiques des échantillons. Lorsqu'une structure est excitée optiquement, il est possible d'étudier les photons réfléchis (réflectivité, ellipsométrie) ou transmis (transmission), mais aussi de détecter l'émission de photons lors de la désexcitation radiative de l'échantillon (photoluminescence) ou l'émission de phonons lors de sa désexcitation non radiative (absorption optique détectée thermiquement) (figure 2.1).

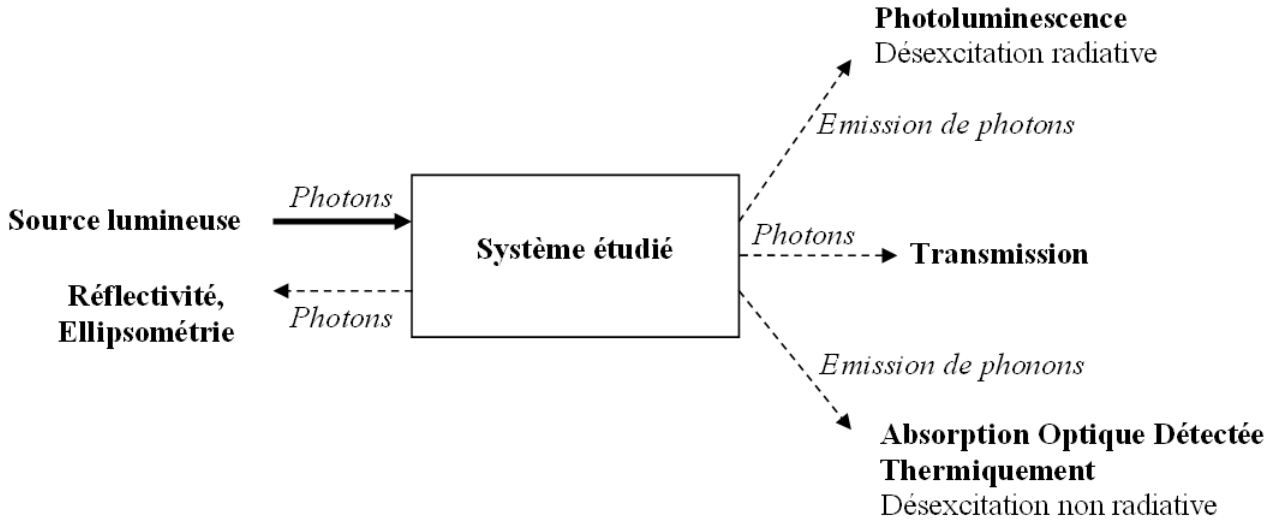


FIG. 2.1 – Techniques de spectroscopie optique.

Aucune mesure d'absorption optique détectée thermiquement n'a été réalisée sur les microcavités car le substrat silicium est absorbant dans la gamme de longueur d'onde étudiée.
Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la dispersion du mode photonique de la mi-

crocavité est fonction de l'épaisseur de la couche active mais aussi de l'angle d'incidence. C'est pourquoi les techniques de spectroscopie optique résolues en angle sont indispensables à l'étude de la dispersion des modes polaritoniques. Il est important de préciser que toutes ces techniques sont non destructrices pour les échantillons.

Pour toutes les expériences en angle qui sont présentées dans les sections suivantes, nous utilisons un cryostat cylindrique à bain d'hélium afin de réaliser des mesures à 77 K ou à 5 K, ce qui correspond aux températures de l'azote et de l'hélium liquide. L'échantillon est monté sur un porte échantillon en cuivre en contact thermique avec le liquide cryogénique. Ce cryostat possède des hublots cylindriques en quartz, cette particularité nous permet de réaliser des mesures pour des angles variant de 2° à 85°.

2.1.1 Réflectivité en angle

La spectroscopie de réflectivité est l'analyse de l'intensité du faisceau lumineux réfléchi par l'échantillon en fonction de la longueur d'onde. Cette technique met principalement en évidence les transitions excitoniques relatives à la couche active mais aussi les modes de résonance de la cavité optique. Le schéma du spectromètre de réflectivité est présenté sur la figure 2.2.

La source lumineuse est une lampe halogène émettant dans l'intervalle spectral $0.3 - 2.5$ μm. La lumière traverse une lentille et un polariseur avant d'être redirigée sur l'échantillon par un miroir positionné à 45° par rapport à l'incidence du faisceau. Le système lampe, lentille, polariseur et miroir est fixé sur un rail mobile d'axe de rotation identique à celui du cryostat. Dans cette configuration, le cryostat est monté sur un bâti permettant sa rotation alors que le système de détection est fixe. Pour changer l'angle d'incidence le cryostat est tourné d'un angle α et le rail mobile d'un angle 2α de façon à positionner le signal réfléchi dans l'axe du monochromateur. Le faisceau réfléchi est ensuite focalisé sur la fente d'entrée du monochromateur. La distance à laquelle se trouve la lentille est choisie de manière à obtenir un grandissement égal à 1. Le monochromateur Jobin-Yvon HR-640 possède un moteur pas à pas commandé par un ordinateur qui permet la rotation du réseau et ainsi le balayage en longueur d'onde. Nous utilisons un réseau de 2400 traits/mm, blasé à 400 nm. Un photomultiplicateur placé à la sortie du monochromateur détecte le signal lumineux. Le signal est ensuite traité par une amplification à détection synchrone et transmis à un ordinateur. Le modulateur placé avant l'entrée du monochromateur découpe le faisceau lumineux et fournit le signal de référence à la détection synchrone.

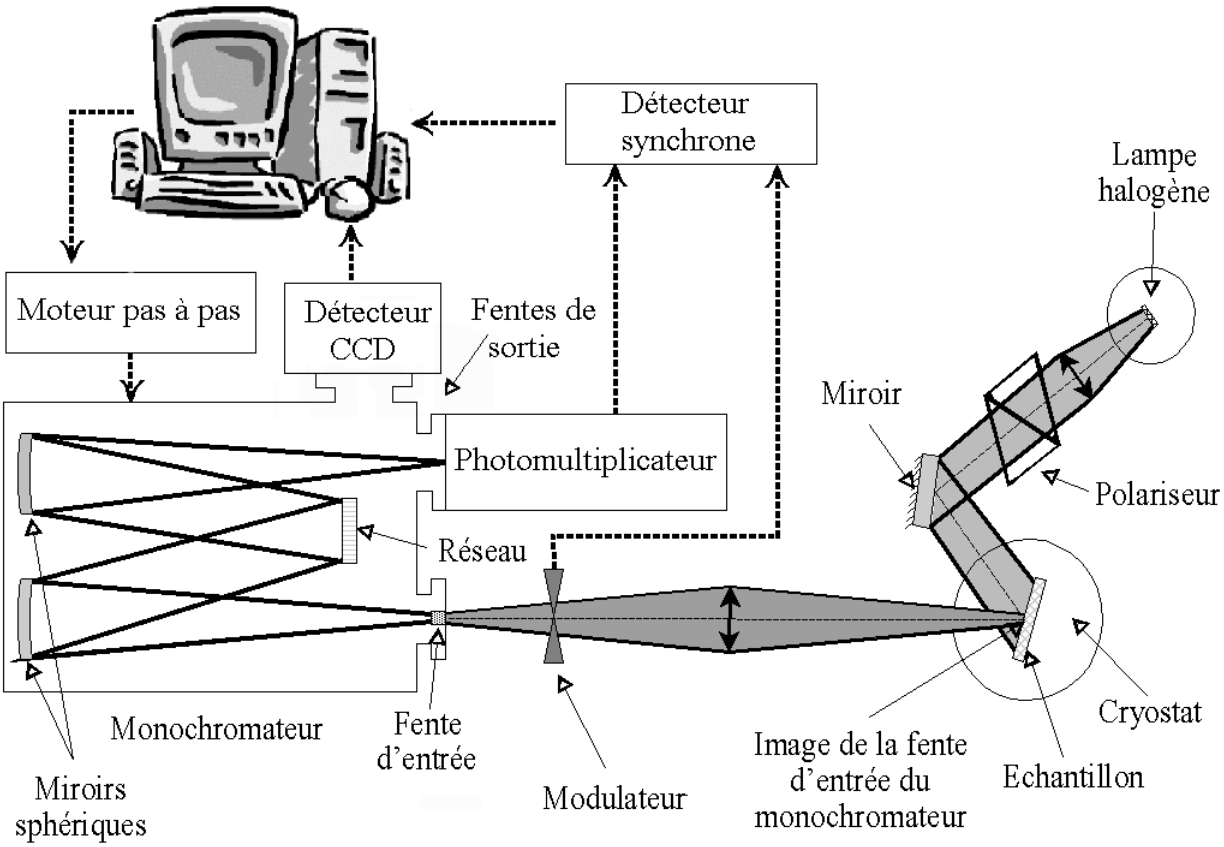


FIG. 2.2 – Schéma du spectromètre de réflectivité résolue en angle.

Depuis peu de temps, nous avons à notre disposition un détecteur CCD permettant, pour notre configuration, d'enregistrer un intervalle spectral d'environ 150Å par acquisition. Cet appareil nous permet donc de gagner du temps lors de l'enregistrement des spectres. Le capteur CCD est une matrice de 1024×128 pixels fonctionnant à 200 K. De plus, ce détecteur possède un bon rendement quantique d'environ 60% entre 300 nm et 400 nm ainsi qu'une grande sensibilité. Un miroir de renvoi placé entre les fentes de sortie du monochromateur permet de passer d'un détecteur à l'autre.

2.1.2 Transmission en angle

La spectroscopie de transmission est l'étude des photons transmis par la structure qui est éclairée par une source lumineuse blanche. La source lumineuse est une lampe xénon de domaine spectral s'étendant de 0.2 μm à plus de 2.4 μm. Le faisceau lumineux traverse une lentille

et un polariseur avant d'arriver sous incidence normale sur l'échantillon. Contrairement à la technique expérimentale précédente, le système lampe, lentille et polariseur est installé sur un banc optique fixe ; seul le cryostat tourne. Le faisceau transmis est ensuite focalisé sur l'entrée du monochromateur. Le système de détection est le même que précédemment. Le schéma du spectromètre de transmission est présenté sur la figure 2.3.

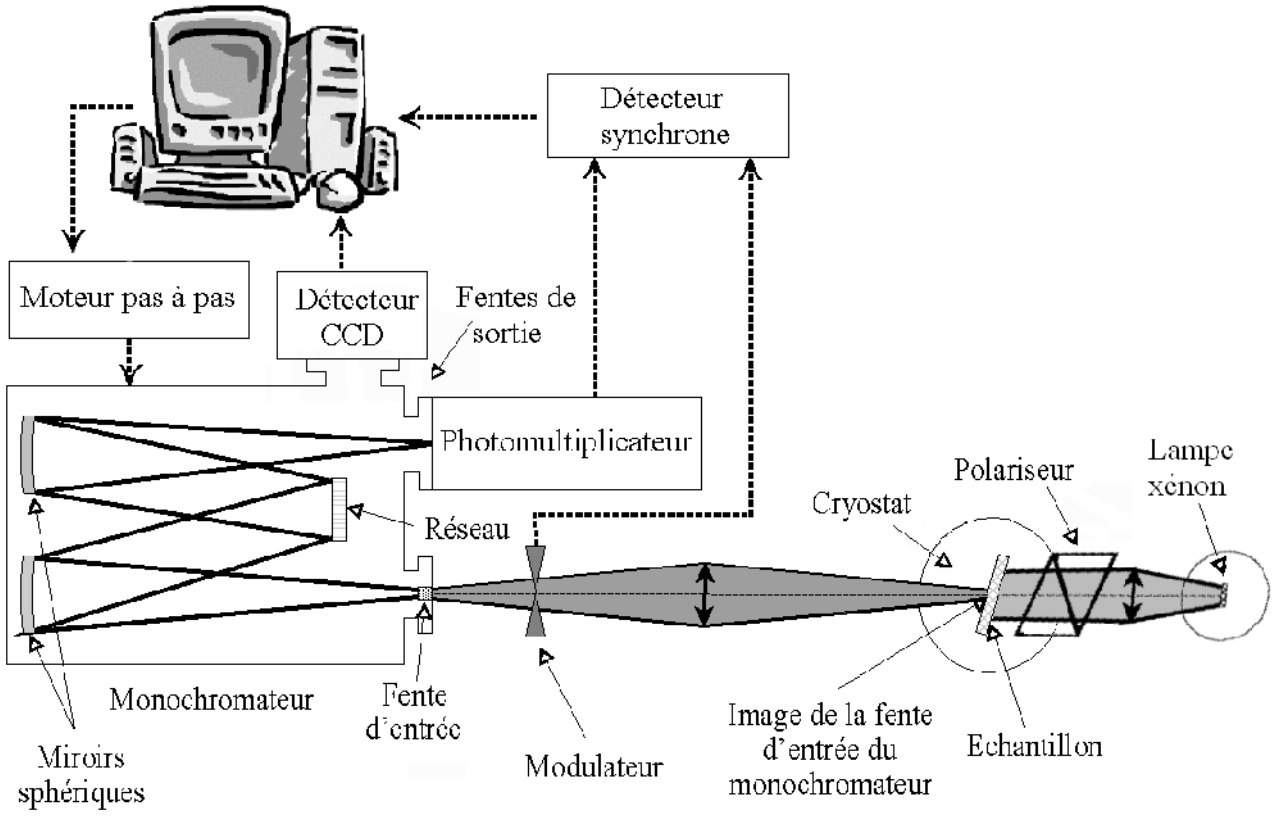


FIG. 2.3 – Schéma du spectromètre de transmission résolue en angle.

2.1.3 Photoluminescence en angle

La spectroscopie de photoluminescence consiste en l'analyse de photons émis par une structure soumise à une excitation lumineuse. L'échantillon est excité à l'aide d'un faisceau laser dont l'énergie est supérieure à l'énergie de bande interdite du matériau étudié. Le matériau se retrouve alors dans un état excité, il revient à l'équilibre par un processus de relaxation. Cette relaxation peut conduire à l'émission de photons (processus radiatif) ou de phonons (processus non radiatif). L'analyse de la lumière émise par l'échantillon nous renseigne sur les propriétés intrinsèques et extrinsèques du matériau, c'est à dire sur l'énergie de bande interdite, les niveaux d'impuretés, les mécanismes de recombinaison et la qualité du matériau.

Les processus qui conduisent à la photoluminescence sont schématisés sur la figure 2.4.

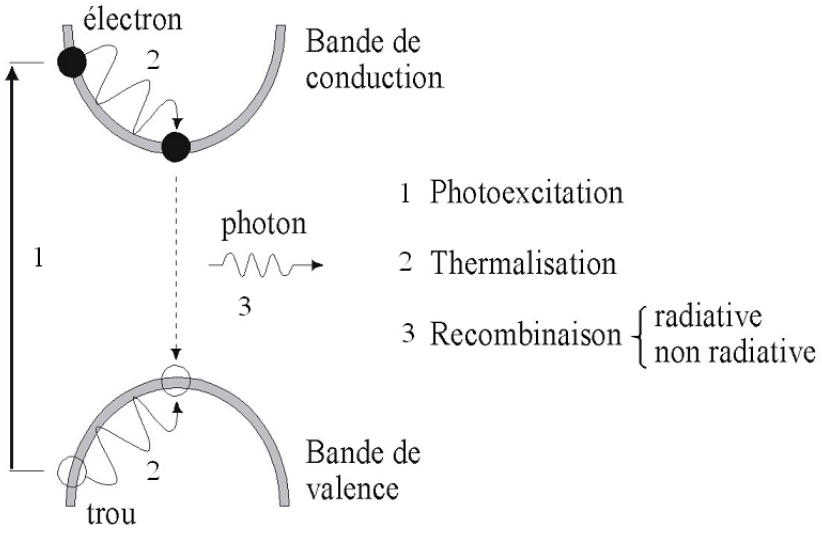


FIG. 2.4 – Processus mis en jeu en photoluminescence d'après la référence [58].

La photoexcitation est l'absorption par le semi-conducteur d'un photon d'énergie supérieure à sa bande interdite. Le photon transmet son énergie à un électron de la bande de valence (BV), ce qui lui permet de passer dans la bande de conduction (BC). La place vacante dans la BV est assimilée à un trou.

L'électron se thermalise vers le bas de la BC et le trou vers le haut de la BV. L'énergie ainsi perdue par les deux particules est transmise au système sous la forme de vibration du réseau

(phonons).

Le système peut revenir à l'équilibre sans émission de lumière par des recombinaisons non radiatives. Ce processus diminue le rendement de photoluminescence, il est dû à des défauts. L'électron revient alors dans son état fondamental par des émissions de phonons. Les recombinaisons radiatives sont liées à des émission de photons qui correspond au retour des électrons dans la bande de valence. Il existe différentes sortes de recombinaisons radiatives [58, 29] ; nous nous intéresserons particulièrement aux transitions d'excitons libres ou liés. Les énergies des recombinaisons d'excitons libres (E_X) et liés (E_I) sont les suivantes :

$$E_X = E_g - E_n \tag{2.1}$$

$$E_I = E_g - E_n - E_{loc} \tag{2.2}$$

avec E_g énergie de bande interdite, E_n énergie de liaison de l'exciton et E_{loc} énergie de localisation de l'exciton sur l'impureté.

Le spectromètre de photoluminescence est schématisé sur la figure 2.5. La source lumineuse est un laser hélium-cadmium (He-Cd) émettant à une longueur d'onde de 325 nm, soit à une énergie supérieure à l'énergie de bande interdite du nitrure de gallium. Le miroir 1 se trouve aligné avec l'axe de rotation du cryostat, il permet de dévier le faisceau laser sur le miroir 2. L'ensemble lentille et miroir 2, solidaire du cryostat, est fixé de manière à focaliser le faisceau laser sur l'échantillon en incidence normale quelque soit la position en angle du cryostat. Dans cette configuration, seul le cryostat tourne et nous détectons l'émission de lumière de l'échantillon pour différents angles mais ce dernier est toujours excité sous incidence normale. Le signal de photoluminescence est relativement faible, c'est pourquoi nous utilisons une lentille de collecte proche de l'échantillon ; le signal est focalisé sur la fente d'entrée du monochromateur. Le système de détection est le même que pour les techniques expérimentales précédentes. L'utilisation d'un diaphragme nous permet d'obtenir une précision angulaire de 1°.

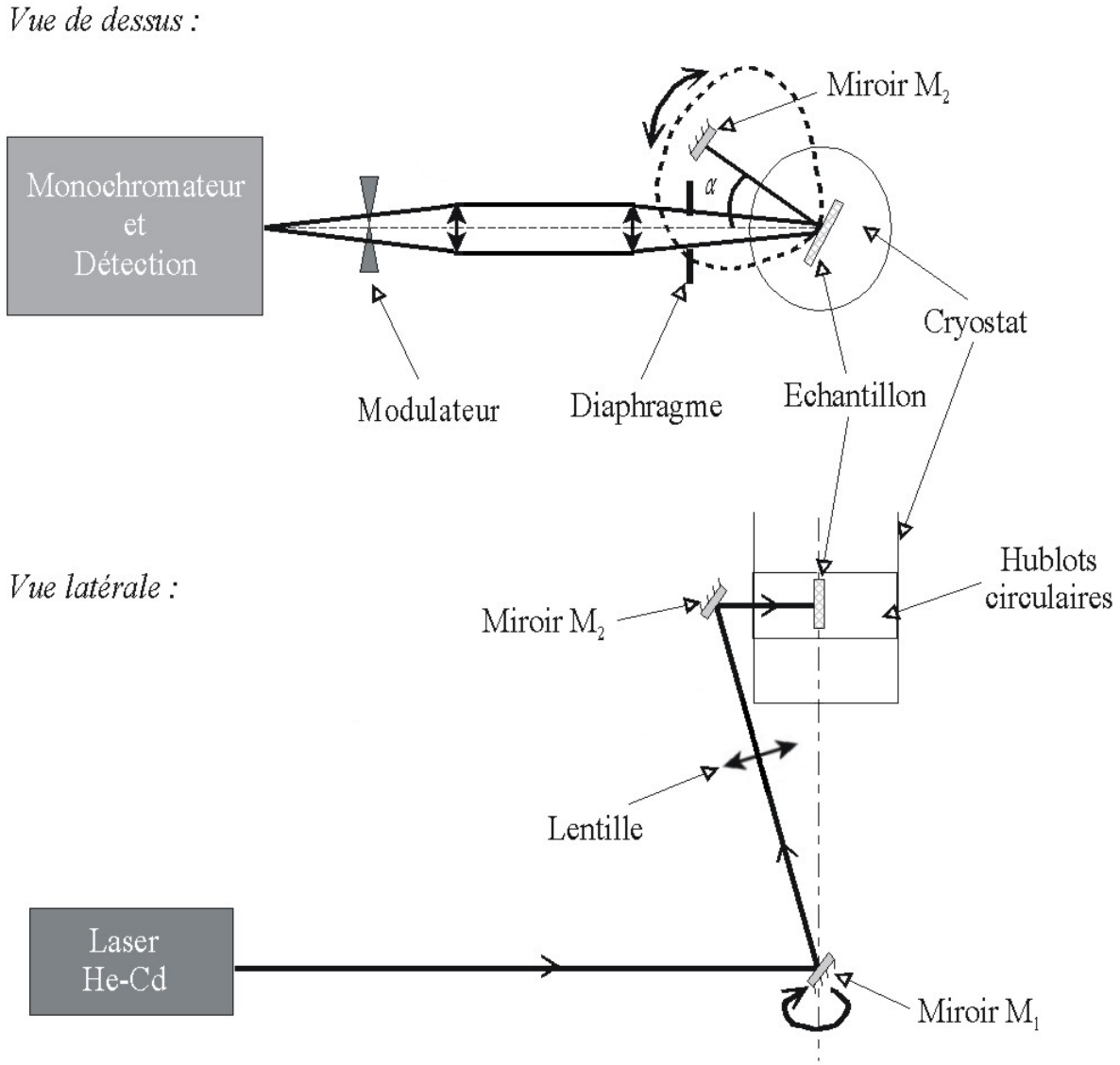


FIG. 2.5 – Schéma du spectromètre de photoluminescence résolue en angle [58].

2.1.4 Ellipsométrie

L'ellipsométrie est une technique optique qui permet de déterminer l'indice et l'épaisseur d'une couche. La méthode d'analyse est basée sur le changement de polarisation d'un faisceau lumineux après réflexion en incidence oblique sur un échantillon. L'onde lumineuse polarisée initialement rectilignement devient polarisée elliptiquement après la réflexion. La variation de la polarisation dépend des propriétés optiques de l'échantillon. Cette technique est limitée par la profondeur de pénétration de la lumière dans la couche. Le schéma de l'ellipsomètre est représenté sur la figure 2.6.

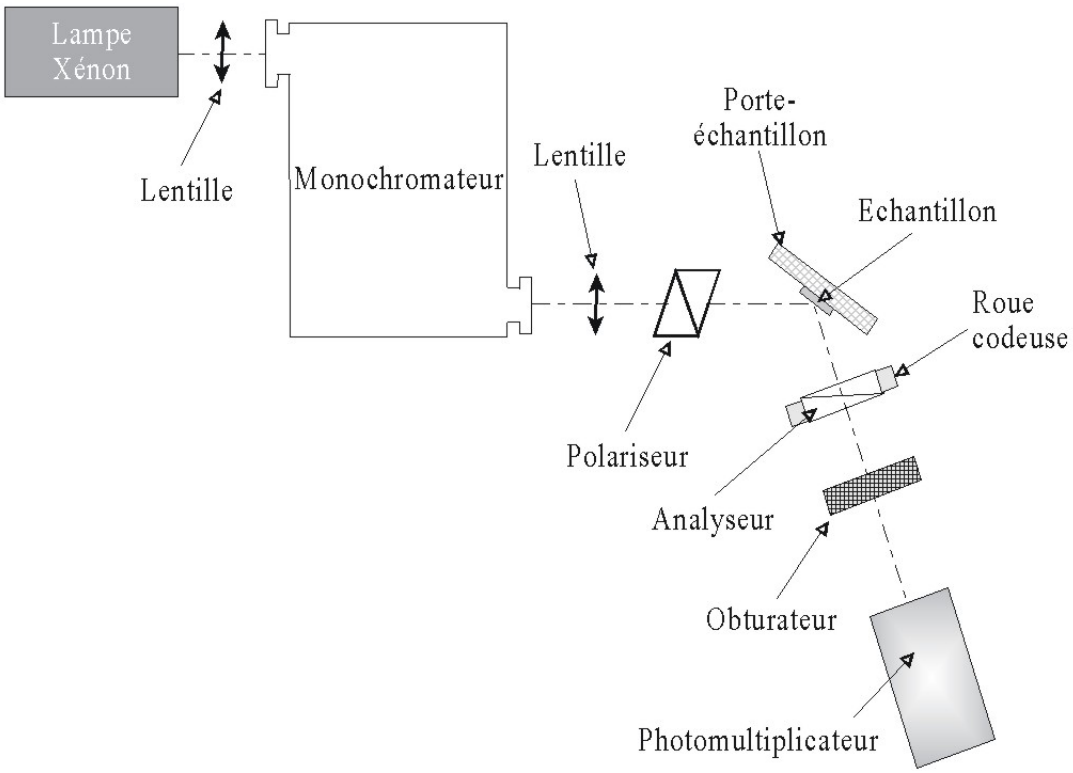


FIG. 2.6 – Schéma du spectromètre d'ellipsométrie.

L'ellipsomètre utilisé au laboratoire est un ellipsomètre spectroscopique à analyseur tournant [59]. La source lumineuse est une lampe xénon, le faisceau incident est focalisé sur la fente d'entrée d'un monochromateur Jobin Yvon H10 VIS à double réseau. Avant d'arriver sur l'échantillon, le faisceau monochromatique incident traverse une lentille et un polariseur, l'échantillon est maintenu vertical sur son support par aspiration. La lumière réfléchie traverse un analyseur, ce dernier en tournant va moduler l'intensité du signal. A l'aide d'un obturateur, le bruit de fond est mesuré après chaque acquisition. Finalement, le signal lumineux est détecté par un photomultiplicateur. L'association des éléments utilisés dans ce montage offre la possibilité de réaliser des mesures en fonction de la longueur d'onde de 280 nm à 700 nm.

Afin d'extraire l'indice complexe du matériau étudié, les données d'ellipsométrie sont interprétées à l'aide d'un modèle qui est décrit dans les références [60, 61]

2.1.5 Mesures en température

Lors des mesures en angle, le mode photonique d'une microcavité se déplace en énergie, ainsi il est possible d'étudier son interaction avec les modes excitoniques de la couche active. Un déplacement en angle de 60° entraîne une variation en énergie du mode optique d'environ 200 meV pour une microcavité à base de nitrure. Les énergies des transitions excitoniques sont fonction de la température, la variation est d'environ 60 meV entre 5 K et 300 K. Cette plage de variation de l'énergie de l'exciton est relativement faible, mais permet quand même l'étude du couplage lumière-matière en fonction de la température.

Le cryostat à bain d'hélium est remplacé par un cryostat à circulation d'hélium couplé avec un contrôleur de température Oxford ITC 601. Ce système permet de réaliser des mesures en température de 5 K à 300 K. Ce cryostat, à hublots plats, est monté sur un bâti permettant sa rotation et nous pouvons ainsi réaliser des mesures en fonction de la température pour différents angles d'incidence fixés (de 5° à 60°). Les sources lumineuses sont les mêmes que pour les expériences en angle c'est à dire : une lampe halogène, une lampe xénon et un laser He-Cd respectivement pour la réflectivité, la transmission et la photoluminescence. Le système de détection est identique à celui décrit précédemment pour les techniques résolues en angle.

2.2 Modélisation d'une structure multicouche

2.2.1 Les coefficients de Fresnel complexes

L'amplitude du champ électrique d'une onde plane de pulsation ω se propageant suivant la direction z s'écrit :

$$\vec{E}=\vec{E_0}\exp i(\omega t-\vec{k}\vec{r}) \tag{2.3}$$

En utilisant les équations de Maxwell et les relations constitutives du milieu, la relation de dispersion s'écrit :

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_r \tag{2.4}$$

avec $\epsilon_r = (n - iK)^2$ la constante diélectrique. L'expression du champ magnétique peut être déduite de celle du champ électrique dans le cas d'un matériau non magnétique :

$$\vec{H}=\frac{\vec{B}}{\mu_0}=\frac{\vec{k}\wedge\vec{E}}{\mu_0\omega} \tag{2.5}$$

et les amplitudes complexes sont reliées par :

$$H=\frac{N}{\mu_0 c}E \tag{2.6}$$

où N est l'indice complexe de la couche.
Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude à l'interface de deux milieux sont : $r=\frac{E_r}{E_i}$ et $t=\frac{E_t}{E_i}$, où E_i, E_r et E_t sont respectivement les champs incident, réfléchi et transmis.

Pour la modélisation matricielle, nous avons besoin de connaître les coefficients de réflexion et de transmission d'une couche pour une incidence quelconque. En polarisation TE (transverse électrique), le champ électrique $\vec{E}$ est perpendiculaire au plan d'incidence et en polarisation TM (transverse magnétique), il est parallèle.

2.2.1.1 Polarisation TE

Considérons deux milieux notés 0 et 1, l'onde incidente issue du milieu 0 est polarisée rectilignement. Les faisceaux incident, réfléchi et transmis ainsi que la direction de leurs champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ et de leur vecteur d'onde $\vec{k}$ respectifs sont représentés sur la figure 2.7. Seules les composantes des champs électriques (incident, réfléchi et transmis) suivant l'axe x sont non nulles, elles sont de la forme :

$$\begin{aligned} E_{ix} &= E_i \exp j(\omega t - \vec{k_i}\vec{r}) \\ E_{rx} &= rE_i \exp j(\omega t - \vec{k_r}\vec{r}) \\ E_{tx} &= tE_i \exp j(\omega t - \vec{k_t}\vec{r}) \end{aligned} \tag{2.7}$$

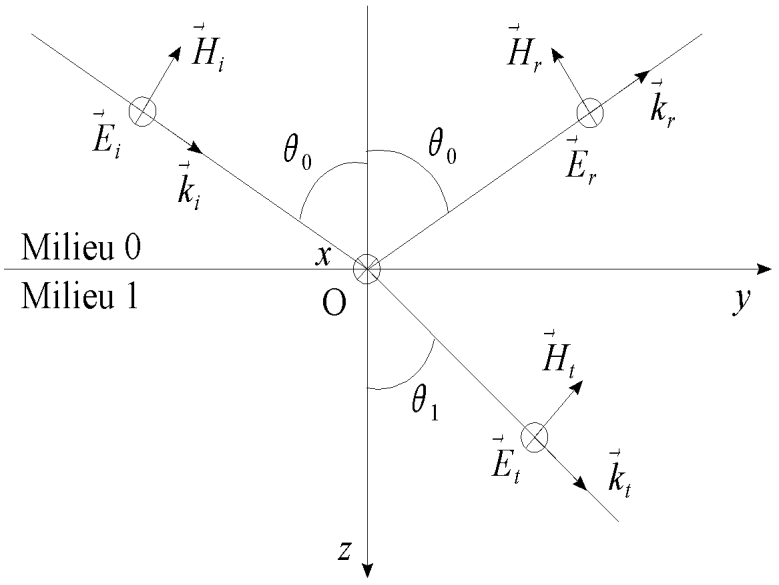


FIG. 2.7 – Direction de $\vec{E}$, $\vec{H}$ et $\vec{k}$ des faisceaux incident, réfléchi et transmis en polarisation TE.

A l'interface, les conditions de continuité sur $\vec{E}$ et $\vec{H}$ s'écrivent $E_{ix} + E_{rx} = E_{tx}$, soit :

$$1 + r = t \tag{2.8}$$

et $H_{iy} - H_{ry} = H_{ty}$, soit :

$$N_0 \cos\theta_0 - N_0 r \cos\theta_0 = N_1 t \cos\theta_1 \tag{2.9}$$

En résolvant les équations 2.8 et 2.9, on obtient les coefficients de Fresnel :

$$r = \frac{N_0 \cos\theta_0 - N_1 \cos\theta_1}{N_0 \cos\theta_0 + N_1 \cos\theta_1} \tag{2.10}$$

$$t = \frac{2N_0 \cos\theta_0}{N_0 \cos\theta_0 + N_1 \cos\theta_1} \tag{2.11}$$

2.2.1.2 Polarisation TM

Comme dans le cas précèdent, les directions de $\vec{E}$, $\vec{H}$ et $\vec{k}$ sont représentées sur la figure 2.8.

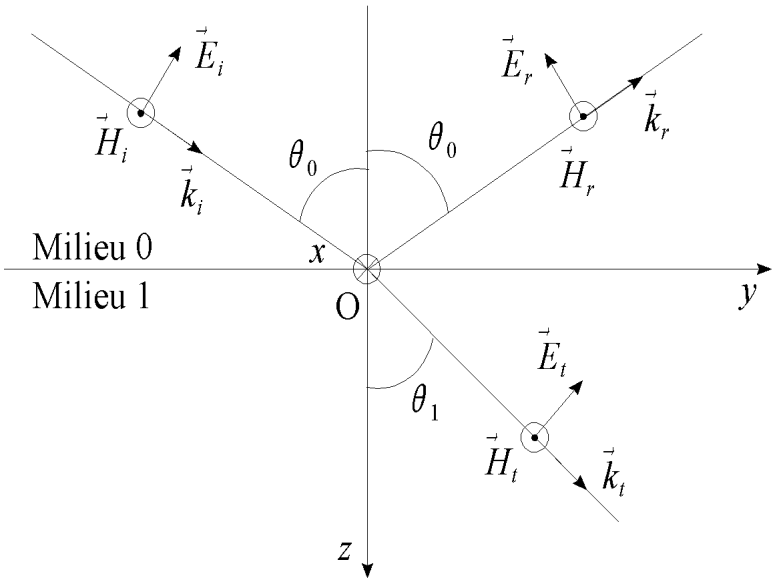


FIG. 2.8 – Direction de $\vec{E}$, $\vec{H}$ et $\vec{k}$ des faisceaux incident, réfléchi et transmis en polarisation TM.

Les conditions de continuité des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ au point O s'écrivent : $E_{iy} - E_{ry} = E_{ty}$, soit :

$$E_i \cos\theta_0 - rE_i \cos\theta_0 = tE_i \cos\theta_1 \tag{2.12}$$

et $-H_{ix} - H_{rx} = -H_{tx}$, soit :

$$N_0 E_i - N_0 r E_i = N_1 t E_i \tag{2.13}$$

En résolvant les équations 2.12 et 2.13, on obtient les coefficients de Fresnel :

$$r = \frac{N_1 \cos\theta_0 - N_0 \cos\theta_1}{N_1 \cos\theta_0 + N_0 \cos\theta_1} \tag{2.14}$$

$$t = \frac{2N_0 \cos\theta_0}{N_1 \cos\theta_0 + N_0 \cos\theta_1} \tag{2.15}$$

2.2.2 Formalisme matriciel

Afin de calculer la réponse optique de structures multicouches nous utilisons le modèle matriciel développé par Azzam et Bashara [62]. Cette méthode consiste à représenter chaque interface par une matrice interface et chaque couche par une matrice couche. Le produit de toutes ces matrices interfaces et couches nous donnera une matrice totale à partir de laquelle seront déduites la réflectivité, la transmission et l'absorption de la structure complète. Ce calcul est basé sur la linéarité des équations de Maxwell et des relations constitutives des milieux et sur le fait que la continuité de la composante tangentielle des champs à travers une interface entre deux milieux isotropes peut se traduire par une matrice 2×2.

L'axe z correspond à l'axe de croissance des couches. Le champ électrique total $E(z)$ résulte de deux ondes planes, $E^+(z)$ se propageant dans le sens positif des z et $E^-(z)$ se dirigeant dans le sens négatif des z.

$$E(z) = \begin{bmatrix} E^+(z) \\ E^-(z) \end{bmatrix} \tag{2.16}$$

Considérons le cas d'un système à m couches, où N(0) représente l'indice de l'air et N(m+1) celui du substrat considéré comme semi-infini (figure 2.9).

Le champ entrant peut être relié au champ sortant par le biais d'une matrice appelée S :

$$\begin{bmatrix} E_0^+(z) \\ E_0^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{m+1}^+(z) \\ E_{m+1}^-(z) \end{bmatrix} \tag{2.17}$$

La matrice totale (S) est le produit des matrices interfaces notées I et des matrices couches notées L.

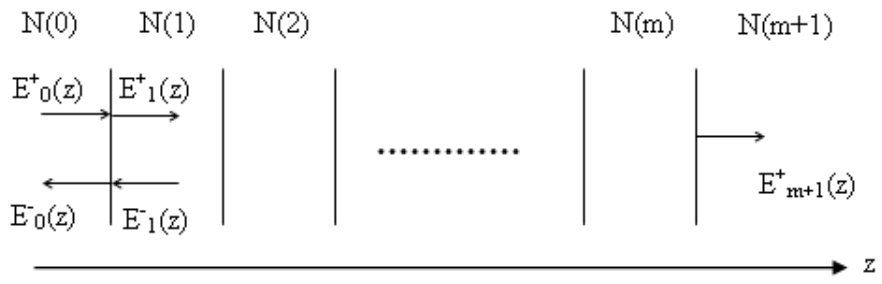


FIG. 2.9 – Champs électriques aux interfaces d'une structure à m couches.

$$S = I_0.L_1.I_1.L_2 \cdots L_m.I_{m+1} \tag{2.18}$$

La matrice I_0 représente l'interface entre l'air et la première couche et la matrice L_1 représente la première couche.

2.2.2.1 Détermination de la matrice interface

Les champs dans les milieux a et b sont reliés par la matrice interface I :

$$\begin{bmatrix} E_a^+(z) \\ E_a^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} \\ I_{21} & I_{22} \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} E_b^+(z) \\ E_b^-(z) \end{bmatrix} \tag{2.19}$$

Les notations utilisées sont rappelées sur les figures 2.10 (a) et (b).

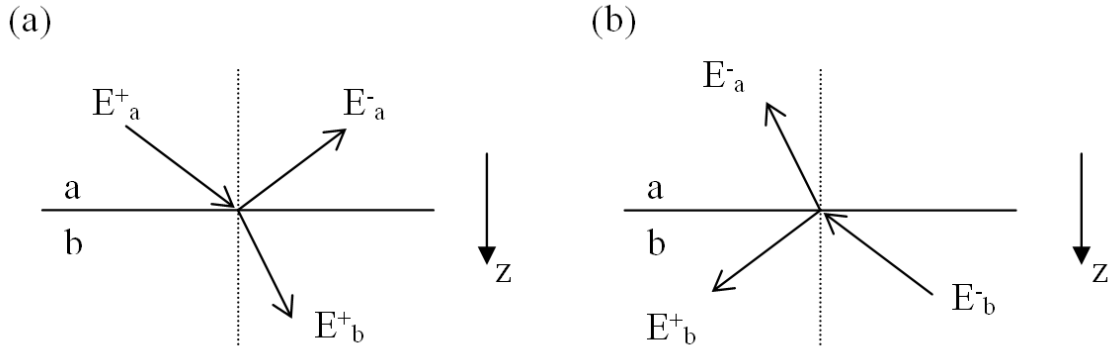


FIG. 2.10 – Réflexion et transmission à l'interface de deux milieux a et b, (a) le faisceau lumineux vient du milieu a, (b) du milieu b.

Lorsque la source lumineuse est placée dans le milieu a (figure 2.10 (a)), $E_b^- = 0$ et les amplitudes complexes des ondes planes réfléchies (r_{ab}) et transmises (t_{ab}) seront :

$$\begin{cases} r_{ab} = E_a^-/E_a^+ \\ t_{ab} = E_b^+/E_a^+ \end{cases} \tag{2.20}$$

Dans le cas où la source lumineuse est placée dans le milieu b (figure 2.10 (b)), $E_a^+ = 0$ et les amplitudes complexes des ondes planes réfléchies (r_{ba}) et transmises (t_{ba}) seront :

$$\begin{cases} r_{ba} = E_b^+/E_b^- \\ t_{ba} = E_a^-/E_b^- \end{cases} \tag{2.21}$$

Avec les équations 2.19, 2.20 et 2.21, il est maintenant possible d'exprimer les termes de la matrice interface en fonction des amplitudes complexes réfléchies et transmises :

$$\begin{cases} I_{11} = 1/t_{ab} \\ I_{12} = -r_{ba}/t_{ab} \\ I_{21} = r_{ab}/t_{ab} \\ I_{22} = t_{ba} - (r_{ab}r_{ba})/t_{ab} \end{cases} \tag{2.22}$$

Les relations se simplifient à l'aide des coefficients de Fresnel, avec $r_{ab} = -r_{ba}$ et $t_{ba} = (1 - r_{ab}^2)/t_{ab})$, finalement la matrice interface est de la forme :

$$I_{ab} = \frac{1}{t_{ab}} \begin{pmatrix} 1 & r_{ab} \\ r_{ab} & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.23}$$

2.2.2.2 Détermination de la matrice couche

Soit une couche homogène d'indice N et d'épaisseur d (figure 2.11), les champs électriques peuvent être reliés aux deux extrémités par la relation :

$$\begin{bmatrix} E_0^+(z) \\ E_0^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\beta} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta} \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} E_d^+(z) \\ E_d^-(z) \end{bmatrix} \tag{2.24}$$

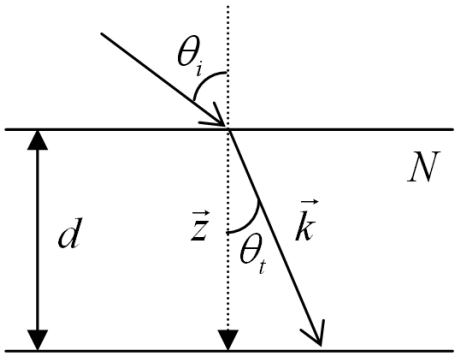


FIG. 2.11 – Propagation de l'onde à travers une couche homogène d'indice N et d'épaisseur d.

où l'indice 0 est le début de la couche, l'indice d la fin et β le déphasage.

Le champ électrique est de la forme : $\vec{E}=\vec{E_0}\exp i(\omega t- \vec{k}\vec{z})$. Le terme $\exp(-i\ \vec{k}\vec{z})$ est relié au déphasage : $\beta =\vec{k}\vec{z}= kd\cos\theta_t$, où $\vec{z}$ est le vecteur reliant E_0^+ et E_d^+, ou E_d^- et E_0^-.
Lorsque $\vec{k}$ est remplacé par sa valeur (équation 2.4), le déphasage devient :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} N d \cos\theta_t \tag{2.25}$$

La matrice couche est donc de la forme :

$$L = \begin{bmatrix} e^{j\beta} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta} \end{bmatrix}. \tag{2.26}$$

2.2.2.3 Calcul des coefficients de Fresnel en fonction des éléments de la matrice S

La matrice S caractérise la structure globale, les indices a et s correspondent à l'air et au substrat, avec $E_s^- = 0$ (milieu semi-infini, pas d'onde de retour) :

$$\begin{bmatrix} E_a^+(z) \\ E_a^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} E_s^+(z) \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.27}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sont donc :

$$r = \frac{E_a^-}{E_a^+} = \frac{S_{21}}{S_{11}} \tag{2.28}$$

$$t = \frac{E_s^+}{E_a^+} = \frac{1}{S_{11}} \tag{2.29}$$

Les expressions suivantes donnent les coefficients de réflexion et transmission en intensité :

$$R = rr^* = |r|^2 = |\frac{S_{21}}{S_{11}}|^2 \tag{2.30}$$

$$T = \frac{N_{m+1}}{N_0} tt^* = \frac{N_{m+1}}{N_0} |t|^2 = \frac{N_{m+1}}{N_0} |\frac{1}{S_{11}}|^2 \tag{2.31}$$

En considérant que le rendement de luminescence est très faible et en négligeant la diffusion dans le matériau, l'absorption peut être déterminée par la relation suivante : $A = 1 - R - T$.

2.2.3 Indice complexe des couches composant les structures

Le modèle matriciel qui vient d'être présenté nous permet de calculer la réflectivité, la transmission et l'absorption d'une structure multicouche grâce aux indices complexes des couches composant la structure. Les indices complexes sont fonction de la longueur d'onde et une connaissance fine de leur évolution en fonction de λ_0 permet de modéliser précisément la réponse optique de la structure.

L'indice complexe N d'un matériau est relié à sa constante diélectrique de la façon suivante :

$$N = n - iK = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{\epsilon_1 + i\epsilon_2} \tag{2.32}$$

où n est l'indice de réfraction, K le coefficient d'extinction, ϵ_1 et ϵ_2 les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique ϵ_r. La partie imaginaire de l'indice K peut être directement reliée au coefficient d'absorption α du matériau :

$$\alpha = \frac{2\omega K}{c} = \frac{4\pi K}{\lambda_0} \tag{2.33}$$

Dans la gamme de transparence ($\alpha = 0$), c'est à dire pour des longueurs d'ondes supérieures à celle de la bande interdite, la variation de la partie réelle de l'indice est donnée par la loi de Sellmeier :

$$n = \sqrt{a + \frac{b\lambda^2}{\lambda^2 - c^2}} \tag{2.34}$$

où a, b et c sont les coefficients de Sellmeier.

2.2.3.1 Miroirs de Bragg Al(Ga)N/AlN

Les indices de couches $Al_xGa_{1-x}N$ (pour x=0 ; 0.19 ; 0.47 ; 0.68 ; 0.78 et 1) épitaxiées sur substrat silicium ont été mesurées au laboratoire par N. Antoine-Vincent *et al.* [58, 63]. L'évolution des parties réelle et imaginaire est présentée sur la figure 2.12. Les coefficients de Sellmeier déterminés à partir de l'équation (2.34) dans le domaine de transparence de GaN, $Al_{0.19}Ga_{0.81}N$ et AlN d'après des mesures d'ellipsométrie à 300K sont donnés dans le tableau 2.1 [58, 63].

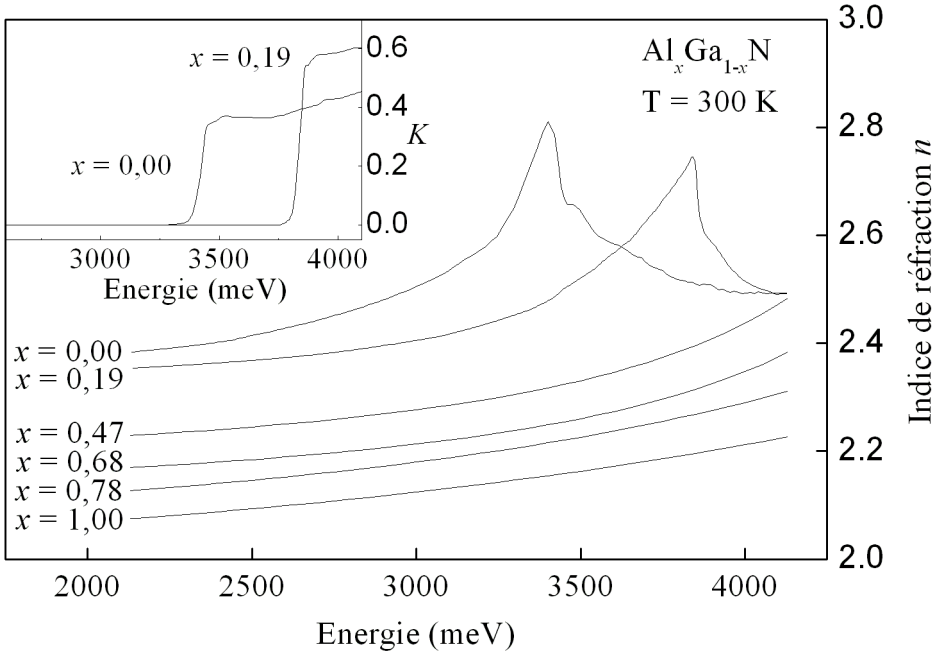


FIG. 2.12 – Évolution des parties réelle et imaginaire de l'indice d'$Al_xGa_{1-x}N$ pour différentes concentrations d'aluminium d'après la référence [63].

A température ambiante, n_{GaN}=2.50 et n_{AlN}=2.12 pour une énergie de 3000 meV, on rappelle que $E_{g(GaN)}$=3400 meV et $E_{g(AlN)}$=6200 meV. L'augmentation de la concentration d'aluminium dans l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ entraîne une diminution de l'indice de réfraction et une augmentation du gap ($E_{g(Al_{0.19}Ga_{0.81}N)}$=3830 meV). Pour les énergies proches du gap, la constante diélectrique

	a	b	c	**domaine de validité (nm)**
GaN	5.15	0.35	339.8	375 à 580
$\mathbf{Al_{0.19}Ga_{0.81}N}$	4.98	0.39	297.7	333 à 580
AlN	1.00	3.12	138.0	300 à 580

TAB. 2.1 – Paramètres a, b et c de la loi de Sellmeier déterminés à 300K et leur domaine de validité d'après la référence [63].

subit de fortes variations dues aux transitions excitoniques, c'est pourquoi l'indice de réfraction est fortement perturbé contrairement à la faible variation observée pour les énergies plus éloignées.
Des mesures de réflectivité à basse température (5 K) montrent que l'indice de GaN, AlN et du ternaire AlGaN à 5 K correspond à l'indice mesuré à température ambiante translaté de 50 meV vers les hautes énergies [58].

2.2.3.2 Couche active

Les transitions excitoniques de la couche active sont modélisées par une distribution gaussienne d'oscillateurs de Lorentz (section 1.2.4 du chapitre 1), la constante diélectrique s'écrit alors :

$$\epsilon_r(E) = \epsilon_b + \sum_{j=A,B} \int \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta_j} \frac{A_j}{x^2 - E^2 + i\hbar\gamma_j E} e^{\frac{-(x-E_j)^2}{\Delta_j^2}} dx \tag{2.35}$$

où E_j, A_j, $\hbar\gamma_j$ et Δ_j sont respectivement les paramètres de l'exciton j : énergie de résonance, force d'oscillateur, élargissement homogène et inhomogène. De la relation 2.32, on extrait deux équations :

$$\begin{cases} \epsilon_1 = n^2 - K^2 \\ \epsilon_2 = -2nK \end{cases} \tag{2.36}$$

Desquelles sont déduites les valeurs de n et K :

$$\begin{cases} n = \sqrt{\dfrac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}} \\ K = \sqrt{\dfrac{-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}} \end{cases} \tag{2.37}$$

Afin de modéliser l'absorption bande à bande, on utilise une fonction sigmoïdale :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \exp\left(\frac{E_g - E}{\Delta E_g}\right)} \tag{2.38}$$

où $\alpha_0 = 3.65.10^{-2}$ nm et ΔE_g=10 meV en accord avec les mesures effectuées sur GaN (figure 2.12). L'expression (2.33) permet de relier α à K. Les parties réelle et imaginaire de l'indice complexe de GaN à température ambiante en fonction de l'énergie sont tracées sur la figure 2.13.

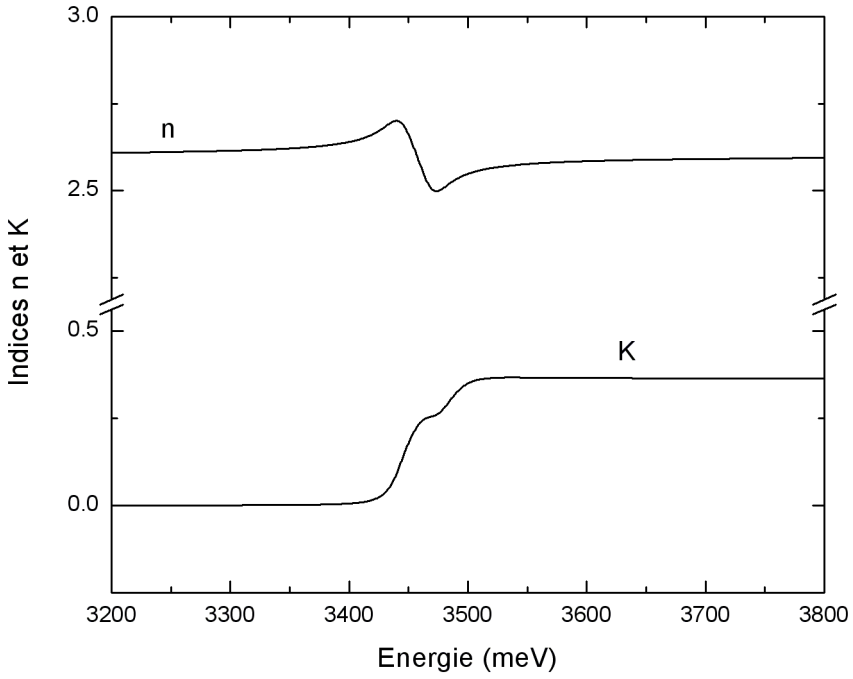


FIG. 2.13 – Calcul de l'évolution des parties réelle et imaginaire de l'indice de GaN.

Ce calcul est réalisé avec les paramètres excitoniques suivant : E_A=3450 meV, E_B=3462 meV, A_A=A_B=40 000 meV^2, $\hbar\gamma_A$=$\hbar\gamma_B$=15 meV, Δ_A=Δ_B=9 meV (soit un élargissement inhomogène à mi-hauteur de $2\sqrt{\ln 2}\Delta$=15 meV).

2.2.3.3 Miroirs de Bragg diélectrique

Dans les chapitres 3 et 4, nous allons étudier des microcavités à miroirs diélectriques composés de couches ZrO_2/SiO_2 ou SiN/SiO_2. Ces matériaux sont transparents dans la gamme de longueur d'onde d'étude et nous considérons donc que K=0. Très récemment, des mesures d'ellipsométrie

ont été réalisées au laboratoire sur des couches de SiN épaisses. Une modélisation mathématique des données expérimentales a été effectuée avec l'expression de Sellmeier suivante :

$$n = \sqrt{1 + \frac{2.1\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 140^2}} \tag{2.39}$$

L'indice de réfraction du matériau ZrO_2 est obtenu par un ajustement avec une loi de Sellmeier des mesures de la référence [64] :

$$n = \sqrt{3.0033 + \frac{1.03\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 43.3^2}} \tag{2.40}$$

La relation de Sellmeier concernant l'indice de réfraction du matériau SiO_2 vient de la référence [65] :

$$n = \sqrt{1 + \frac{0.663044\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 60^2} + \frac{0.517852\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 106^2} + \frac{0.175912\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 119^2} + \frac{0.56538\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 8844^2} + \frac{1.675299\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 20742^2}} \tag{2.41}$$

Pour ces trois relations, λ_0 et c sont exprimés en nm. Comme on peut le voir sur la figure 2.14, entre 3 et 4 eV la variation de l'indice de réfraction des matériaux SiN, SiO_2 et ZrO_2 est relativement faible.

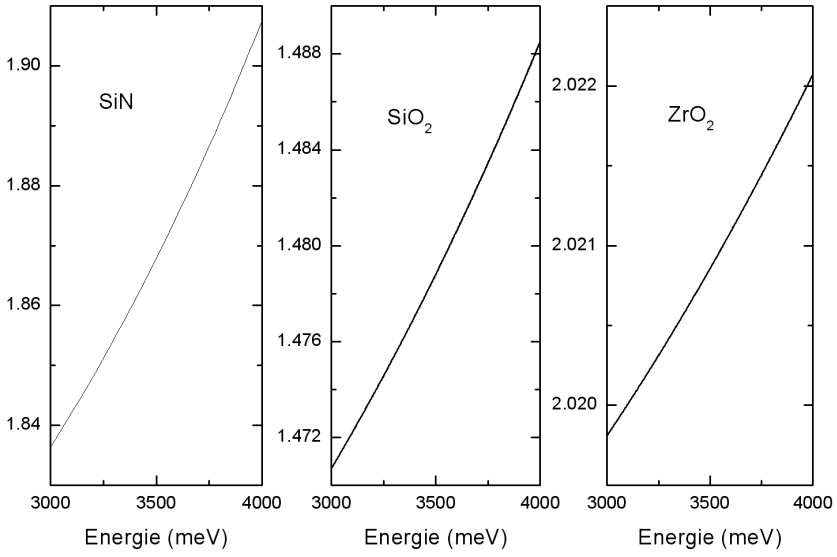


FIG. 2.14 – Indice de réfraction des matériaux ZrO_2 et SiO_2 tracé à l'aide des expressions (2.39), (2.40) et (2.41).

2.2.3.4 Miroir aluminium

Des mesures d'ellipsométrie ont été effectuées sur des couches d'aluminium déposées dans les mêmes conditions que celles élaborées lors de la fabrication des microcavités. Ces mesures ont mis en évidence la différence entre la partie imaginaire de l'indice d'aluminium mesuré en ellipsométrie et celle issue de la base de données Sopra que nous utilisions jusqu'à présent. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.15 (a), les parties réelles de l'indice sont en bon accord. Par contre, le coefficient d'extinction K de la couche d'aluminium que nous avons mesuré est nettement inférieur. Il en résulte une diminution du taux de réflectivité, de 52% à 33% pour une épaisseur de couche de 100 Å (figure 2.15 (b)).

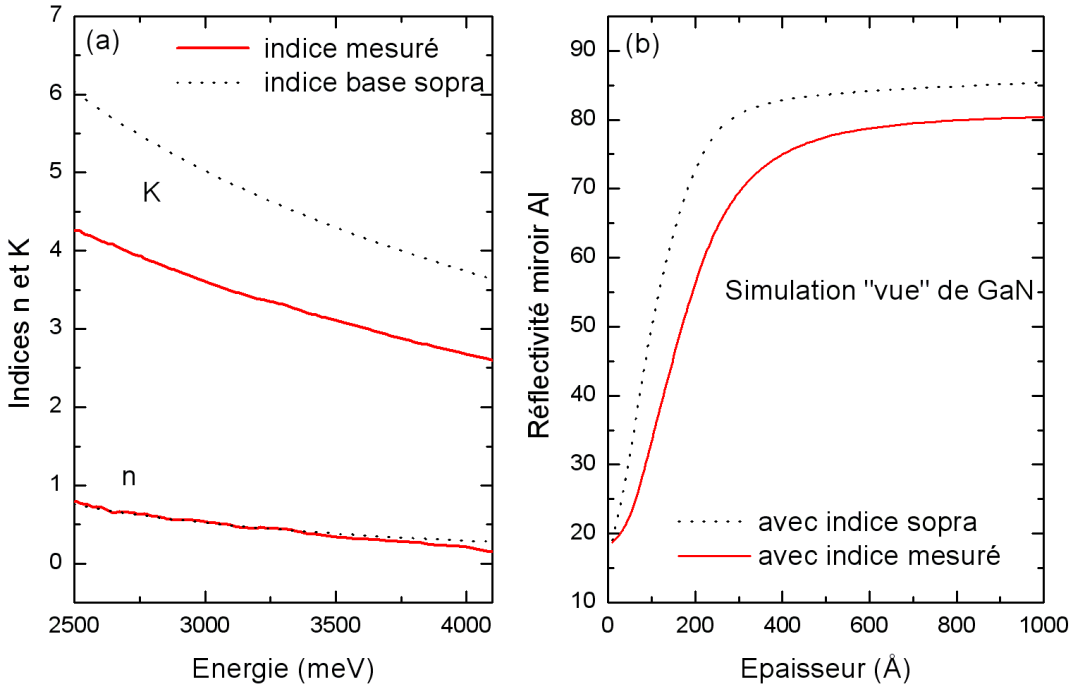


FIG. 2.15 – (a) Comparaison de l'indice complexe d'aluminium de la base Sopra à celui mesuré par ellipsométrie. (b) Calcul du taux de réflectivité du miroir aluminium à 3400 meV en fonction de l'épaisseur de la couche avec l'indice mesuré et celui donné par Sopra.

Un spectre de réflectivité enregistré à 5 K à la résonance sur une microcavité (échantillon A808) est reporté avec un calcul réalisé avec l'indice mesuré sur la figure 2.16 (a) et avec l'indice de la base Sopra sur la figure 2.16 (b). Cette figure illustre l'influence que peut avoir l'indice

complexe du miroir métallique lors de la simulation de la réflectivité d'une structure multicouche. Dans ce cas, le miroir supérieur de la microcavité est une couche d'aluminium de 10 nm. L'accord entre la simulation et l'expérience est nettement meilleur avec l'indice mesuré.

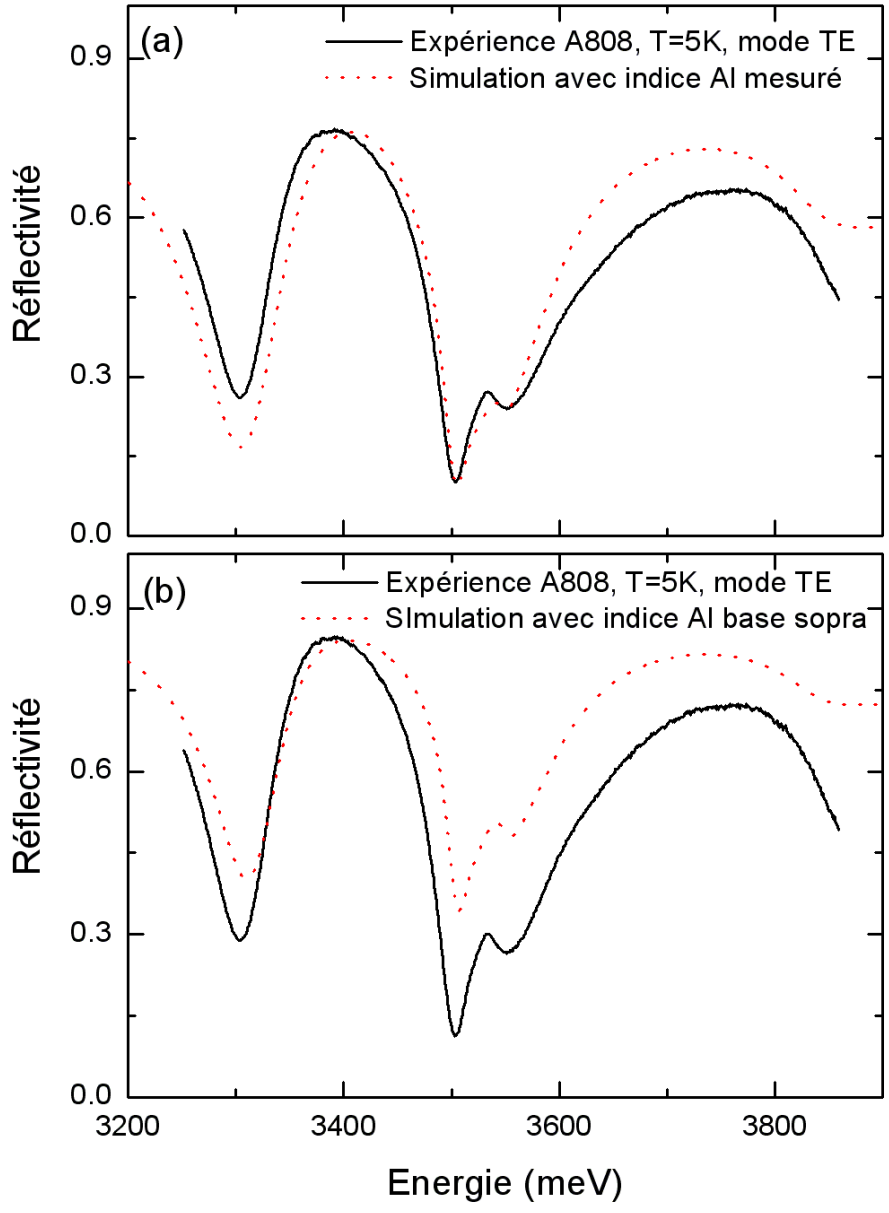


FIG. 2.16 – Ajustement d'un spectre de réflectivité (a) avec l'indice Al mesuré par ellipsométrie et (b) avec l'indice Al de la base Sopra.

2.2.3.5 Substrat silicium

L'indice complexe du silicium est une grandeur bien connue, nous avons choisi d'utiliser celui donné par la base Sopra. L'évolution de n et K est tracé sur la figure 2.17.

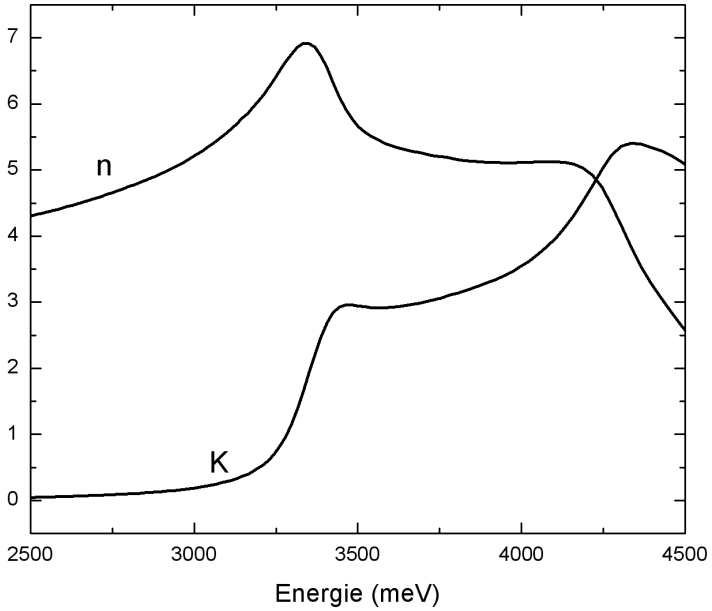


FIG. 2.17 – Parties réelle et imaginaire de l'indice complexe de silicium en fonction de l'énergie.

2.2.4 Dessin des microcavités

Les épaisseurs des couches composant l'échantillon sont déterminées à l'aide du modèle matriciel et grâce à la connaissance des indices complexes. De plus, des études effectuées au laboratoire sur des couches épaisses de GaN ont apporté une bonne connaissance des propriétés optiques (forces d'oscillateur et élargissements excitoniques) de la couche active [29, 25]. Ainsi, lors du dessin de la cavité nous pouvons déterminer précisément les épaisseurs de la couche active et ainsi que celle des miroirs qui permettent de placer le mode optique et la bande d'arrêt des miroirs aux énergies souhaitées.

Les échantillons étudiés dans les chapitres 3 et 4 sont épitaxiées sous jets moléculaires et la couche active de la microcavité est composée de nitrure de gallium. Pendant la croissance de cette dernière, la rotation du substrat est volontairement interrompue pour créer un gradient d'épaisseur. Lorsque l'on effectue une mesure en position en allant du coté le plus épais vers le moins épais de la couche active, le mode optique se déplace vers les faibles longueurs d'ondes

(vers les hautes énergies). Ce gradient permet ainsi d'ajuster la position en énergie du mode optique par rapport à la position des excitons pour l'étude du couplage lumière-matière. Comme le montre la figure 2.18, le gradient d'épaisseur concerne uniquement la couche active.

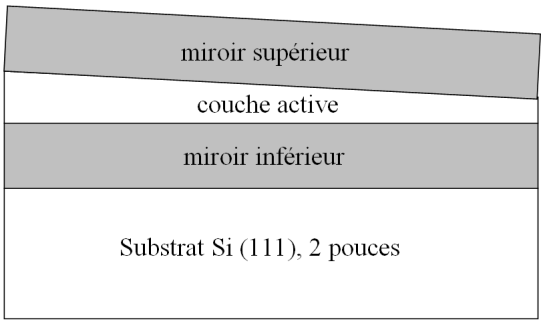


FIG. 2.18 – Représentation du gradient d'épaisseur de la couche active.

Pour la réalisation de miroirs de Bragg, nous avons vu dans le premier chapitre qu'il est préférable d'avoir le plus fort contraste d'indice possible. Le miroir inférieur est composé de bi-couches AlN/AlGaN. L'indice d'AlN (∼2.16 à 3500 meV) est plus petit que celui de GaN (∼2.6 à 3500 meV), la diminution de la concentration d'Al dans AlGaN permet d'augmenter la différence d'indice avec l'AlN. En même temps il faut veiller à ce que le miroir n'absorbe pas les modes polaritoniques notamment la branche haute. C'est donc la composition de 20% d'aluminium pour le ternaire AlGaN qui a été retenue afin obtenir le meilleur compromis entre fort contraste d'indice et faible d'absorption pour les énergies proches des excitons de GaN.

Pour observer correctement la dispersion des modes polaritoniques, le mode optique est toujours légèrement désaccordé négativement, ce qui signifie que son énergie est inférieure à celles des excitons. De plus, plutôt que de centrer la bande d'arrêt des miroirs sur le mode optique, il est préférable de la décaler légèrement vers les basses énergies afin d'augmenter la zone d'observation du couplage fort pour les mesures aux angles élevés (figure 2.19). L'évolution de la bande d'arrêt des miroirs de Bragg est similaire à celle de la dispersion du mode photonique, le décalage de la bande d'arrêt permet ainsi de garder un bon confinement optique pour la branche basse polaritonique lorsque l'angle d'incidence est élevé. Les modes polaritoniques LPB et UPB sont tracés sur la figure 2.19 en traits continus, ainsi que l'évolution des bords de la bande d'arrêt E_{B1} et E_{B2} (traits discontinus) et les dispersions photonique et excitonique E_{ph} et E_{exc} (traits pointillés).

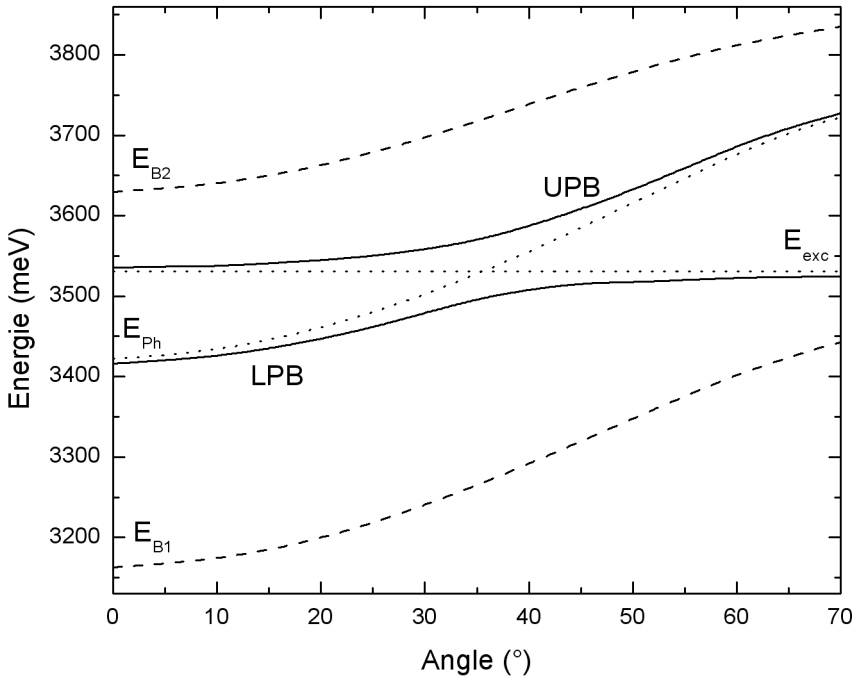


FIG. 2.19 – Les traits pleins correspondent à la dispersion des branches haute et basse du polariton, les traits pointillés à la dispersion du photon et de l'exciton et les traits discontinus à l'évolution des bords de la bande d'arrêt des miroirs de Bragg.

2.3 Liste des échantillons

Tous les échantillons présents dans ce travail ont été épitaxiés sous jets moléculaires par l'équipe de croissance du Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (CRHEA) de Valbonne. Les étapes technologiques concernant les cavités hybrides ont été réalisées à l'Institute of Photonics (IOP) de l'Université de Strathclyde à Glasgow. Les noms des échantillons étudiés dans les chapitres 3 et 4 sont rassemblés dans le tableau 2.2 avec les caractéristiques des couches composant la structure et ainsi que la page où les résultats sont détaillés.

échantillons	**miroir inférieur**	**couche active**	**miroir supérieur**	**page**
A714	7 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	$\lambda/2$	10 nm d'Al	76
A808	10 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	$\lambda/2$	10 nm d'Al	80
A771	15 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	$\lambda/2$	10 nm d'Al	83
A876	10.5 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	λ	10 nm d'Al	89
A808D	10 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	$\lambda/2$	8 x SiN/SiO_2	92
A890	10.5 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	λ	5 x SiO_2/ZrO_2	96
A820	9.5 x $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	$3\lambda/2$ avec 9 puits	8 x SiN/SiO_2	107
A611	10 x SiO_2/SiN	λ	3 x SiO_2/ZrO_2	126
A838	7 x SiO_2/ZrO_2	$\lambda/2$	5 x ZrO_2/SiO_2	134
A841	7 x SiO_2/ZrO_2	$\lambda/2$	3 x SiO_2/ZrO_2	139

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des échantillons étudiés dans les chapitres 3 et 4.

Conclusion du chapitre 2

Les techniques optiques résolues en angle (réflectivité, transmission et photoluminescence) sont bien adaptées pour l'étude des microcavités, et peuvent fournir des informations complémentaires sur la physique du couplage fort lumière-matière. Le modèle des matrices de transfert permet de reproduire et d'interpréter les résultats expérimentaux et ainsi de déterminer des caractéristiques relatives à la couche active (paramètres excitoniques) et à la microcavité (facteur de qualité). La connaissance précise des indices complexe des couches de la structure grâce aux mesures d'ellipsométrie participe grandement à l'amélioration de l'efficacité du modèle matriciel. De plus, ce modèle nous donne la possibilité d'optimiser le dessin des futures microcavités.

Chapitre 3

Étude de microcavités GaN sur substrat silicium

Sommaire

3.1 Microcavités avec miroir supérieur en aluminium 74

3.1.1 Couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$ 76

3.1.2 Couche active massive d'épaisseur λ 89

3.2 Microcavités avec deux miroirs de Bragg 92

3.2.1 Couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$ 92

3.2.2 Couche active massive d'épaisseur λ 96

3.2.3 Couche active à puits quantiques 107

3.3 Comparaison du modèle des matrices de transfert au modèle de quasi-particules 119

Ce chapitre est dédié à l'étude de structures sur substrat silicium, il est composé de trois parties. Dans la première partie, les microcavités analysées ont un miroir supérieur métallique. Le régime de couplage fort mis en évidence par des mesures de réflectivité en angle sera modélisé et interprété. Nous étudierons l'influence de la longueur de pénétration dans le miroir inférieur sur le dédoublement de Rabi pour trois échantillons contenant une couche active d'épaisseur $\lambda/2$. Ensuite, les effets de l'augmentation de l'épaisseur de la couche active sur le couplage fort pour le cas d'une cavité λ seront discutés. Le miroir supérieur des microcavités étudiées dans la deuxième partie est composé de couches diélectriques. Des microcavités massives d'épaisseur $\lambda/2$ et λ seront mesurées par réflectivité et photoluminescence résolue en angle. L'émission du polariton sera comparée à la dispersion polaritonique observée en réflectivité. Le dernier échantillon de cette partie est une microcavité à puits quantiques ; des résultats préliminaires sont présentés et discutés. Dans la troisième partie, le modèle de quasi-particules sera comparé au formalisme des matrices de transfert afin de déterminer la validité de ces deux modélisations.

Dans ce chapitre toutes les microcavités étudiées sont épitaxiées sur substrat Si (111) et la croissance du miroir inférieur ($AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$) est directement réalisée sur le silicium.

3.1 Microcavités avec miroir supérieur en aluminium

Les échantillons présentés dans cette partie ont un miroir supérieur métallique semi-transparent, il s'agit d'une couche d'aluminium de 100 Å. Ce type de miroir possède l'avantage de pouvoir être déposé simplement et aussi d'être conducteur (pour l'élaboration d'un futur composant). La première approche pour la réalisation de cavités GaN sur substrat silicium consistait en la croissance de couches tampons AlN et GaN afin de compenser la contrainte extensive par une contrainte compressive [21]. Ce type de structure simple a permis l'observation du régime de couplage fort à température ambiante [45]. Afin d'améliorer la réflectivité du miroir inférieur, un miroir de Bragg peut être directement épitaxié sur le substrat. Contrairement à la première approche, il est important de noter que la densité de fissures (cracks) augmente avec le nombre de paires. Nous verrons dans la section 3.1.1.3 l'influence de la densité de cracks sur les propriétés optiques de la couche active. Pour des photons proches de l'énergie du gap de GaN (3.4 eV), le silicium se comporte comme un miroir métallique de faible qualité qui va alors renforcer la réflectivité du miroir de Bragg. Les coefficients de réflexion d'un miroir de Bragg $AlN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$,

élaboré sur substrat silicium ou sur substrat AlN (transparent dans la gamme d'énergie étudiée) sont reportés sur la figure 3.1 en fonction du nombre de paires AlN/AlGaN.

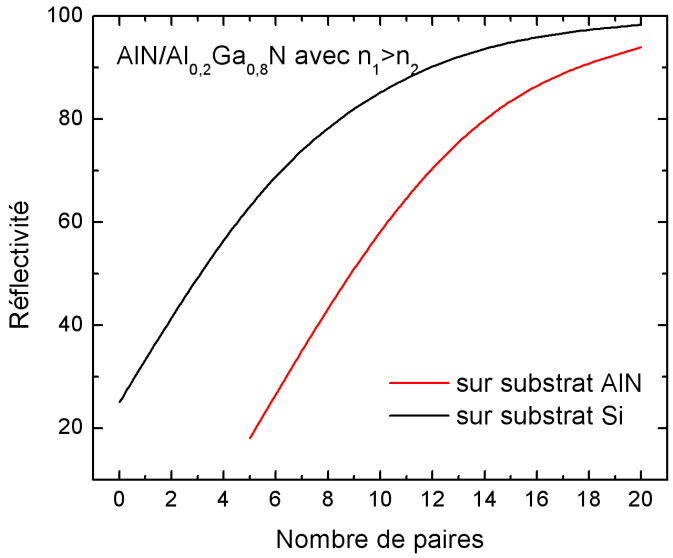


FIG. 3.1 – Comparaison de la réflectivité du miroir de Bragg AlN/$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ sur substrat Si et AlN pour $n_1 > n_2$. Les indices de réfraction n_1 et n_2 correspondent respectivement aux matériaux $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ et AlN. Dans le calcul, l'indice du milieu entrant est n_c=2.6 et correspond à celui de GaN.

La figure 3.1 met en évidence l'avantage d'utiliser un substrat silicium par rapport à un substrat transparent (AlN, Saphir, ...). Sur substrat Si, un miroir composé de 10 paires donne un coefficient de réflexion de 85%, alors qu'il faudrait 16 paires sur un substrat AlN pour atteindre cette même valeur. Par contre, la différence de réflectivité entre les deux miroirs n'est plus significative lorsque le nombre de paires est grand. Nous avons vu dans le premier chapitre que le champ électrique est nul dans un miroir métallique. Dans ces structures, le champ électrique sera égal à 0 dans le silicium et l'aluminium (figure 3.2). Cette condition oblige à choisir un nombre de paires entier pour le miroir de Bragg, lorsque la couche active est d'épaisseur $d = m\lambda/2$ (avec m entier). Sachant que les conditions de croissance imposent de commencer le miroir par de l'AlN, la dernière couche du miroir avant le GaN sera donc une couche d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$.

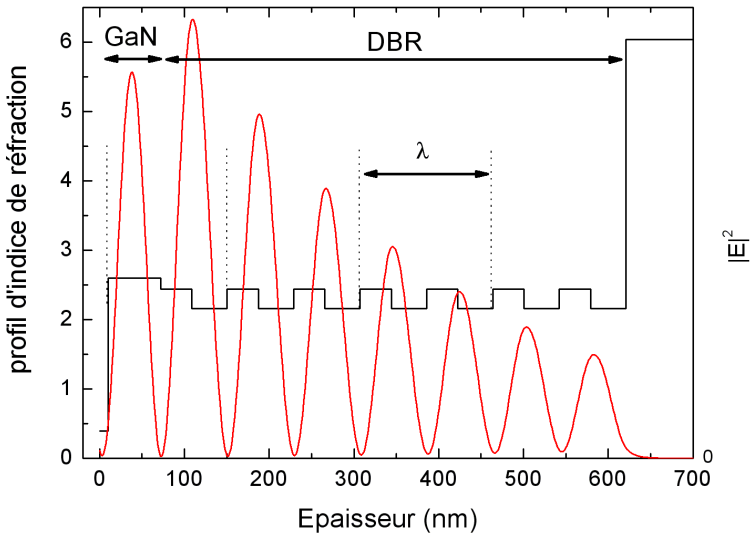


FIG. 3.2 – Carré du module du champ électrique dans une structure avec miroir supérieur en aluminium et miroir inférieur sur silicium.

3.1.1 Couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$

Les trois échantillons étudiés dans cette partie ont une couche active d'épaisseur $\lambda/2$, soit ∼65 nm. Le miroir inférieur est un miroir de Bragg épitaxié directement sur silicium, composé de 7, 10 et 15 paires respectivement pour les échantillons A714, A808 et A771 (figure 3.3). Pour les trois échantillons, une couche d'aluminium de 10 nm fait office de miroir supérieur. Le profil d'indice ainsi que le carré du module du champ électrique pour ces trois structures sont montrés sur la figure 3.4. Ces échantillons ont été étudiés en réflectivité résolue en angle à 5 K et 300 K pour les polarisations TE et TM. L'évolution des spectres de réflectivité étant similaire pour les deux polarisations, nous ne montrerons ici que les résultats obtenus en polarisation TE.

3.1.1.1 A714

Les spectres de réflectivité en angle enregistré à 5 K sont reportés sur la figure 3.5 (a).

A basse température, pour un angle d'incidence de 5°, trois modes sont détectés. Le mode optique observé à 3464±2 meV est négativement désaccordé par rapport aux modes excitoniques A et B observés respectivement à 3520±2 meV et 3538±2 meV. L'écart mesuré entre A et B (18 meV) est supérieur à sa valeur théorique maximum (13 meV) attendue pour des couches

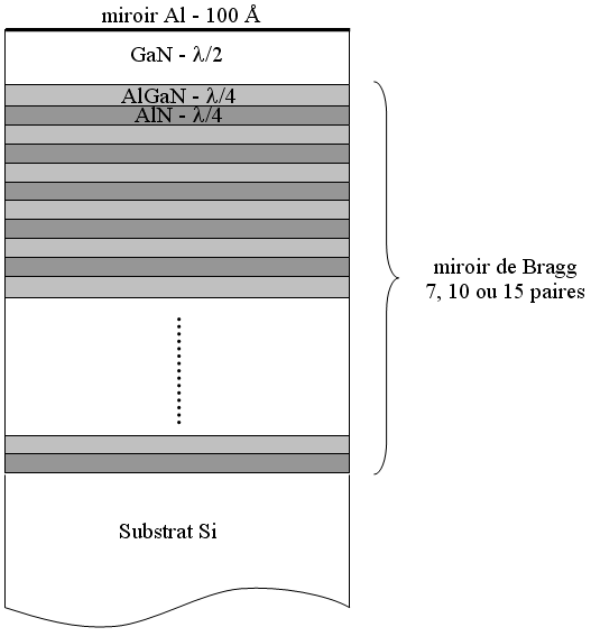


FIG. 3.3 – Schéma des structures A714 (7 paires), A808 (10 paires) et A771 (15 paires).

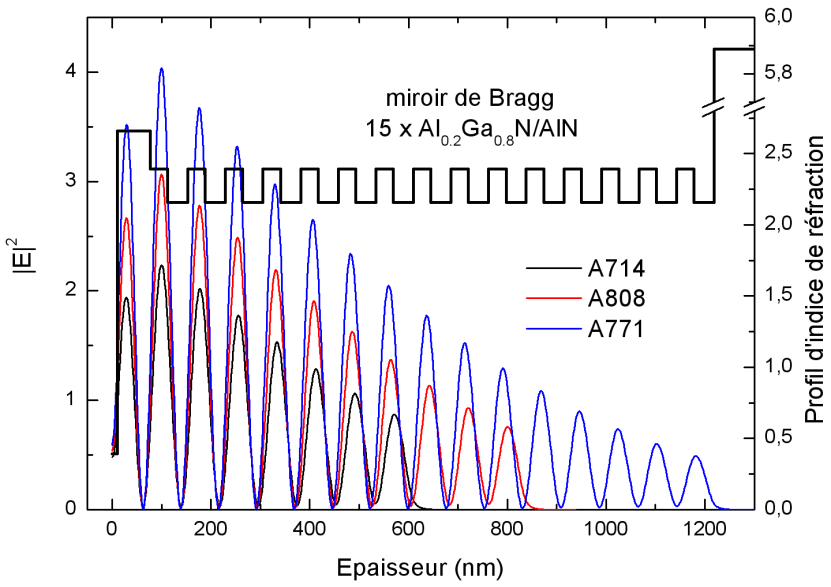


FIG. 3.4 – Profil d'indice et carré du module du champ électrique pour les échantillons A714, A808 et A771.

sous forte contrainte compressive biaxiale (calcul détaillé dans le chapitre 1). Lorsque l'angle d'incidence augmente on observe un anticroisement entre les modes : c'est le régime de couplage

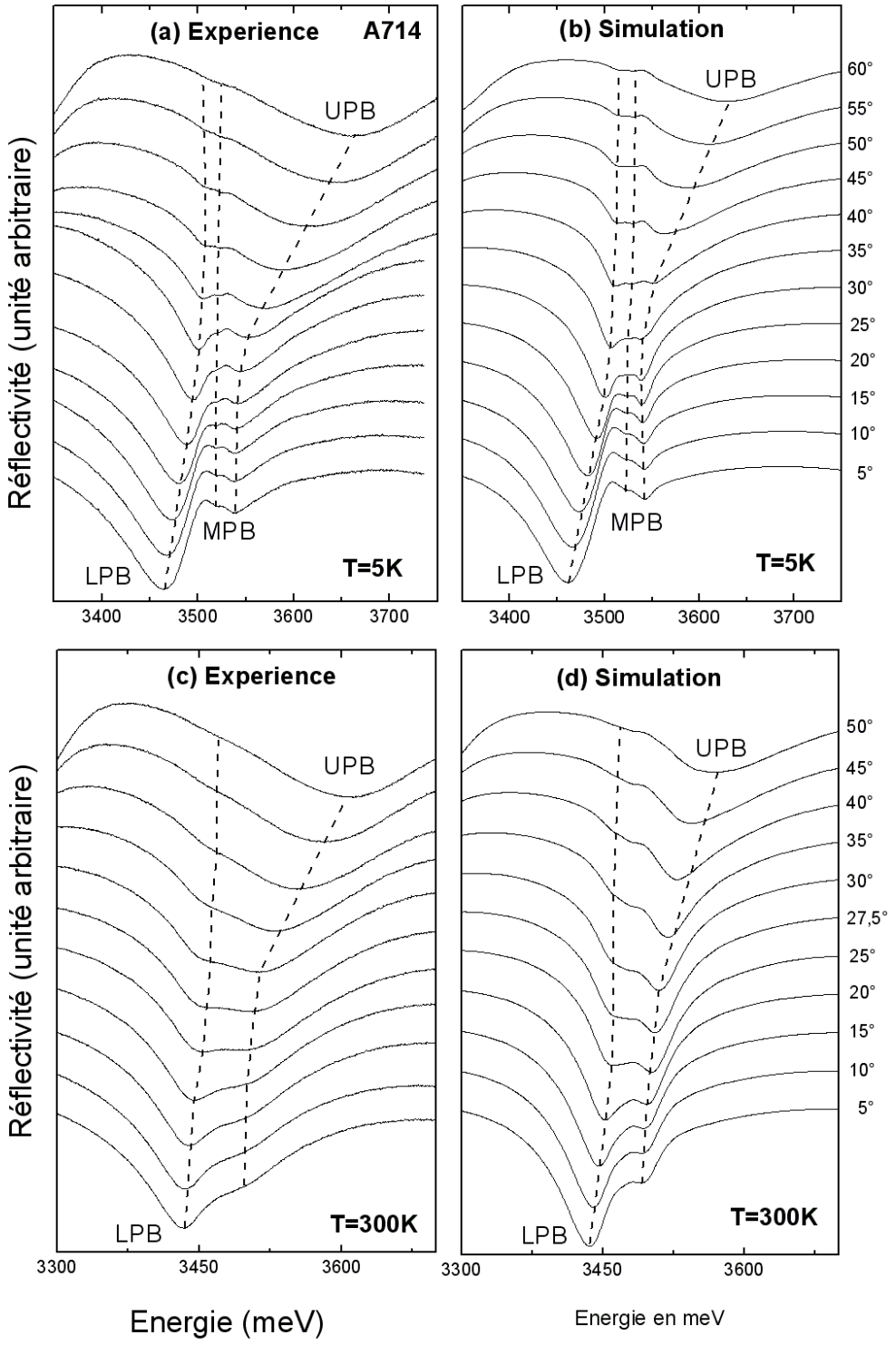


FIG. 3.5 – Les spectres de réflectivité en angle de l'échantillon A714 enregistrés à 5 K et à 300 K en polarisation TE sont comparés aux simulations utilisant les matrices de transfert.

fort. On ne parle alors plus de mode optique ou excitonique mais de mode polaritonique. La branche basse du polariton est notée LPB (Lower Polariton Branch), la branche intermédiaire MPB (Middle Polariton Branch) et la branche haute UPB (Upper Polariton Branch). La position de résonance correspond à l'endroit où la différence d'énergie entre la UPB et la LPB est minimum ; ici le dédoublement de Rabi est égal à 50±2 meV à θ=30°. Après l'anticroisement, la branche haute se déplace vers les hautes énergies et devient photonique, la branche basse devient excitonique (elle tend vers A) et MPB évolue vers B. L'élargissement de la branche haute est attribué à l'absorption bande à bande de la couche active, ce qui réduit la proportion de photons dans la cavité. A notre connaissance, c'est la première observation du couplage fort entre les excitons A et B et le mode photonique d'une cavité GaN [46].

La figure 3.5 (b) correspond aux simulations réalisées avec le modèle des matrices de transfert des spectres obtenus à 5 K. La couche active subit une forte compression biaxiale (estimée à 27 kbar) due à la croissance sur miroir $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN. Dans ces conditions de contrainte, la force d'oscillateur de l'exciton C est très faible (en incidence normale) [66, 67]. C'est pourquoi seuls les excitons A et B sont pris en compte dans les simulations. Les énergies des excitons déduites de la simulation sont 3518 meV et 3535 meV respectivement pour A et B. Pour les deux excitons, les forces d'oscillateurs utilisées sont 35 000±5 000 meV et les élargissements homogènes sont fixés à 0.1 meV [25]. Nous avons vu dans le premier chapitre qu'une couche contrainte se relaxe fortement sur les 100 premiers nanomètres. Afin de modéliser cette relaxation, un gradient de contrainte est introduit dans la cavité. Concrètement, la couche active est divisée en cinq couches, les énergies des excitons sont décalés de 3 meV d'une couche à la suivante. C'est la couche en contact avec le miroir inférieur qui est la plus contrainte : c'est dans celle-ci que la position en énergie des excitons est la plus élevée. L'introduction du gradient de contrainte entraîne une diminution de la valeur de l'élargissement inhomogène (Δ) utilisé dans le calcul de 3 meV pour les deux excitons dans ce cas. En terme de largeur à mi-hauteur (FWHM=$2\sqrt{\ln 2}\Delta$) ceci se traduit par une diminution de FWHM de 20 à 15 meV. L'évolution expérimentale des trois modes est bien reproduite par la simulation, ainsi que le dédoublement de Rabi.

Les spectres de réflectivité en angle enregistrés à température ambiante sont reportés sur la figure 3.5 (c). A cette température, l'élargissement homogène s'ajoute à l'élargissement inhomogène et il n'est plus possible de distinguer A et B. Pour θ=5°, le mode excitonique est détecté à 3495±5 meV, le mode optique, toujours désaccordé négativement, se situe à 3433±2 meV. Le ré-

gime de couplage fort est toujours observé et l'anticroisement intervient à 25°, $\hbar\Omega_{Rabi}$=49±2 meV. Les simulations correspondantes sont exposées sur la figure 3.5 (d). Les paramètres excitoniques sont identiques que ceux à basse température, même écart entre A et B (17 meV), même forces d'oscillateur, même élargissement inhomogène et même gradient de contrainte. Seule la valeur de l'élargissement homogène est augmenté de 15 meV en accord avec une détermination issue de mesures de réflectivité effectuées en fonction de la température sur des couches épaisses de GaN [25].

3.1.1.2 A808

L'évolution des spectres de réflectivité en angle de 5° à 70°, enregistrée à 5K, de l'échantillon A808 est reportée sur la figure 3.6 (a). L'évolution des modes est similaire à celle de l'échantillon précèdent. Pour un angle d'incidence de 5°, le mode optique est observé à 3459±3 meV, le facteur de qualité Q déduit est égal à 55±5. Les excitons A et B sont détectés à 3519±3 meV et 3538±3 meV. Comme pour l'échantillon A714, l'écart entre les énergies de A et B est élevé (19 meV). Lorsque l'angle d'incidence augmente, le mode optique se déplace vers les hautes énergies. L'anticroisement entre la branche basse et la branche haute est observé à 35° avec un dédoublement de Rabi égal à 49±2 meV. Les simulations correspondantes aux mesures de la figure 3.6 (a) sont reportées figure 3.6 (b). Dans le calcul, les énergies utilisées pour les excitons A et B sont E_A=3517 meV et E_B=3535 meV. Pour les deux excitons, les forces d'oscillateurs déduites sont égales à 50000±5000 meV^2 et les élargissements homogène et inhomogène sont respectivement γ=0.1 meV et Δ=12±2 meV. Les forces d'oscillateurs sont en bon accord avec des mesures récentes effectuées sur GaN massif [67]. Comme pour l'échantillon A714, l'utilisation du gradient de contrainte entraîne une diminution de l'élargissement inhomogène ; ici FWHM diminue de 25 à 20 meV.

Les énergies des modes polaritoniques déduites de l'analyse des spectres de réflectivité à 5K sont reportées sur la figure 3.7 ; les symboles ronds, triangles et carrés correspondent aux branches haute (UPB), intermédiaire (MPB) et basse (LPB) respectivement. Les modes non couplés sont tracés en pointillés et les traits pleins correspondent au calcul réalisé avec le formalisme matriciel 3×3.

Les paramètres utilisés dans le calcul sont les suivants : E_{ph}=3465 meV, E_A=3517 meV, E_B=3535 meV, Γ_{ph}=63 meV et Γ_a=Γ_b=20 meV ($2\sqrt{\ln 2}\Delta$). Les paramètres de couplage déduits de l'ajustement sont V_A=V_B=23 meV.

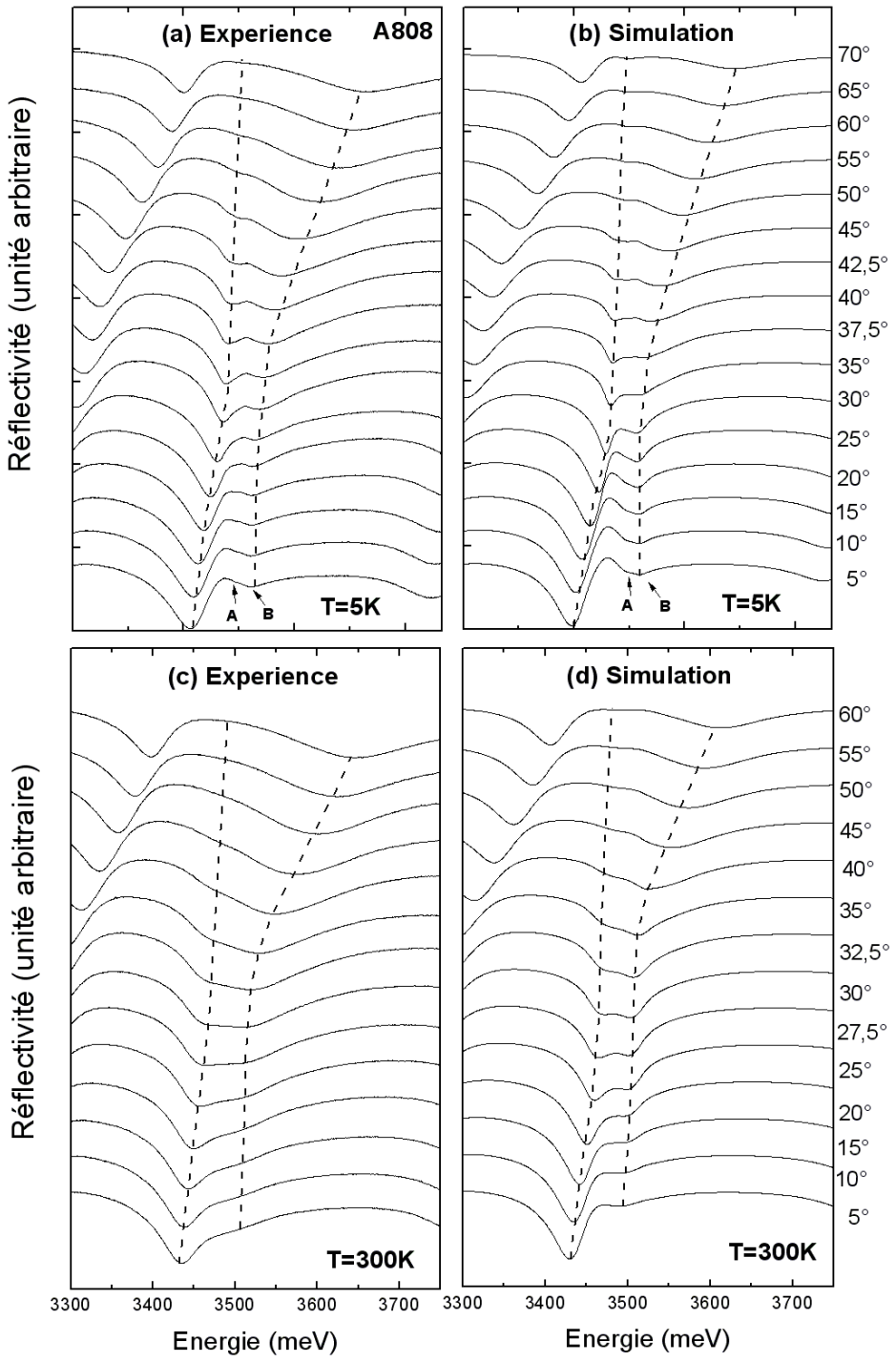


FIG. 3.6 – Spectres de réflectivité expérimentaux en polarisation TE à 5K et 300K de l'échantillon A808 et simulations correspondantes.

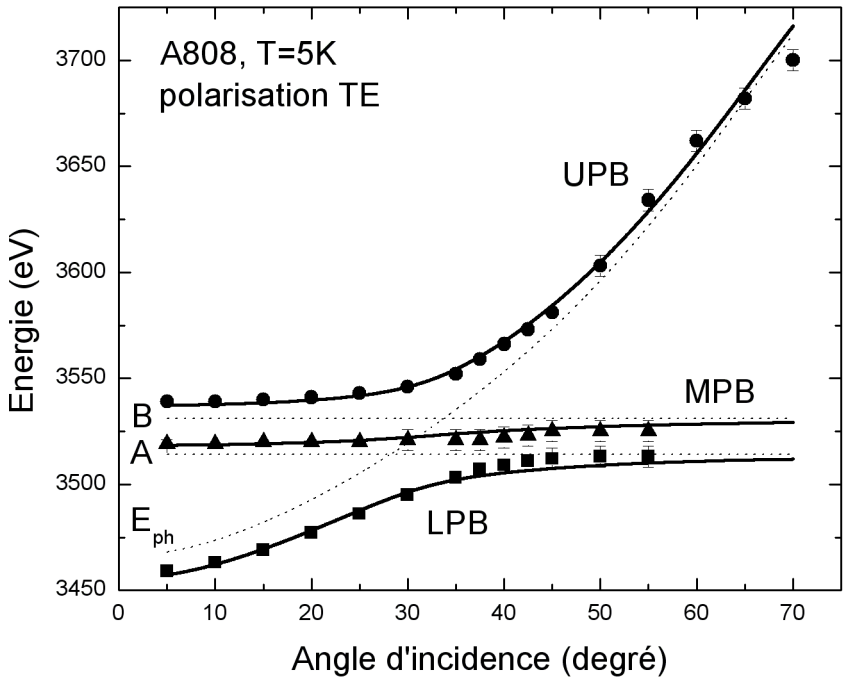


FIG. 3.7 – Dispersion des modes polaritoniques de l'échantillon A808 à 5K en polarisation TE. Les traits plein correspondent au calcul réalisé avec le formalisme matriciel 3×3, les traits en pointillé représentent l'évolution des modes non couplés.

L'échantillon a aussi été étudié à température ambiante ; les spectres expérimentaux et les simulations sont reportés sur la figure 3.6 (c) et 3.6 (d). L'anticroisement est clairement observé et le dédoublement de Rabi est de 39±4 meV. La simulation reproduit fidèlement l'évolution expérimentale. Les forces d'oscillateurs et les élargissements inhomogènes sont les mêmes qu'à basse température, et les élargissements homogènes sont $\gamma_A = \gamma_B$=15 meV.

Des mesures de photoluminescence en angle ont été effectuées à 5K (figure 3.8).

A cette température, la luminescence est dominée par la recombinaison des excitons liés. Les mesures en angle ont été réalisées de 10° à 60° et, quelque soit l'angle d'incidence, l'émission des excitons est détectée à la même énergie qui vaut 3514±2 meV. Cette valeur correspond à une couche fortement contrainte en compression (∼27 kbar), compte tenu du fait que l'émission excitonique d'une couche de GaN relaxée sur silicium se situe à 3471 meV [68]. Des calculs théoriques ont montré qu'il faut au moins un facteur de qualité de cavité deux fois plus élevé que

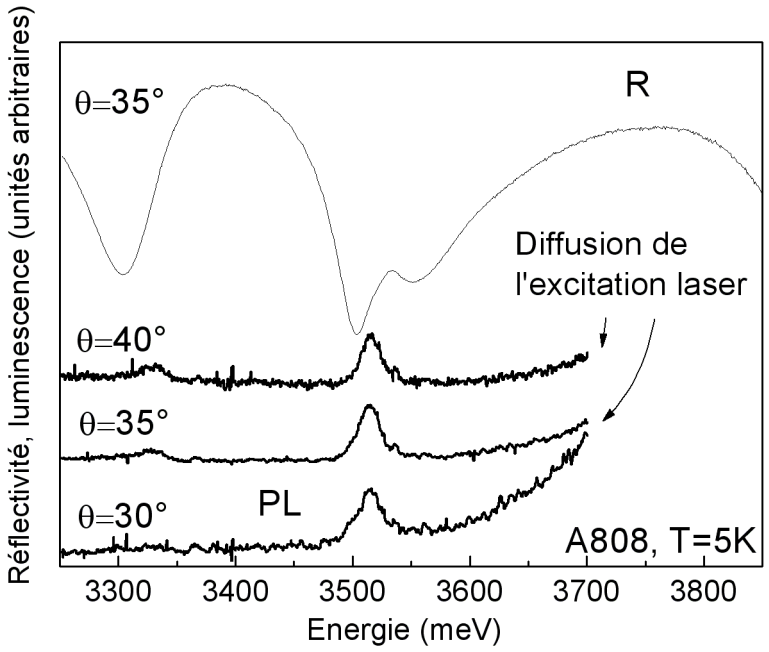


FIG. 3.8 – Spectres de réflectivité (R) à la résonance (θ=35°) et de photoluminescence (PL) pour θ=30, 35 et 40° à 5 K.

dans notre cas pour observer l'émission du polariton [69].

3.1.1.3 A771

Les spectres de réflectivité en angle de l'échantillon A771 à 5K et 300K sont reportés sur la figure 3.9.

Le mode optique est désaccordé plus négativement que dans le cas des deux structures précédentes c'est pourquoi l'anticroisement à lieu à un angle d'incidence plus grand. Les transitions excitoniques sont moins marquées et, à basse température, un seul mode relatif aux excitons est détecté. A température ambiante, les excitons sont très peu marqués, c'est pourquoi il est difficile de suivre le début de la branche haute et la fin de la branche basse. Les dédoublements de Rabi sont de 44±2 meV à 5 K et 30±5 meV à 300 K.

La dispersion des modes polaritoniques mesurée en réflectivité à 5 K en mode TE et TM est reportée sur la figure 3.10 ainsi que la différence d'énergie entre la branche haute et la branche basse. Nous verrons dans la section 3.1.1.4 pourquoi le dédoublement de Rabi est plus faible en polarisation TM.

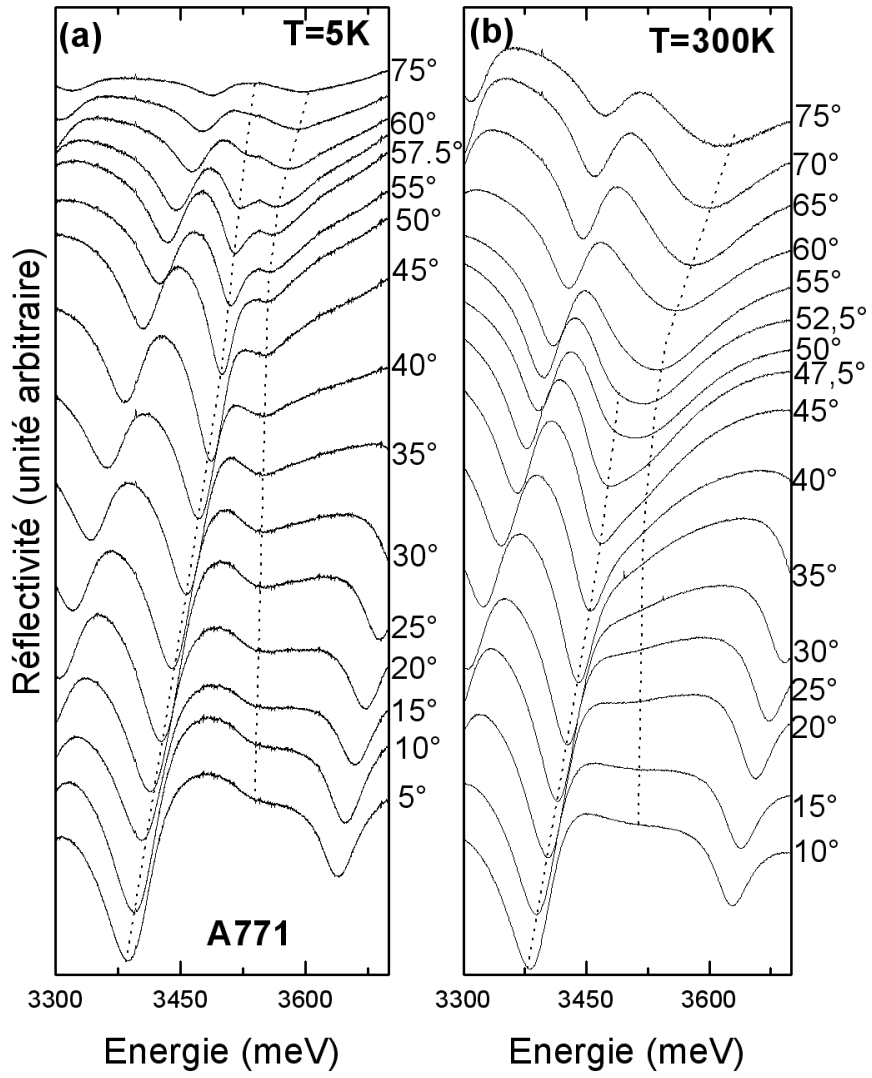


FIG. 3.9 – Mesures de réflectivité en angle en polarisation TE à 5K et 300K pour l'échantillon A771.

A basse température, les transitions excitoniques A et B sont clairement détectées pour l'échantillon A714, sont légèrement moins marqués pour l'échantillon A808 et seul un mode large est observé pour l'échantillon A771. Afin d'estimer l'élargissement inhomogène, des simulations ont été réalisées avec une force d'oscillateur fixée à 40 000 meV^2. L'ajustement des simulations aux spectres expérimentaux nous permet de déduire un élargissement inhomogène ($2\sqrt{\ln 2}\Delta$) de 20, 25 et 40 meV respectivement pour les échantillons A714, A808 et A771. Ainsi il est clairement montré que l'augmentation de la densité de fissures (consécutive à l'augmentation du nombre de

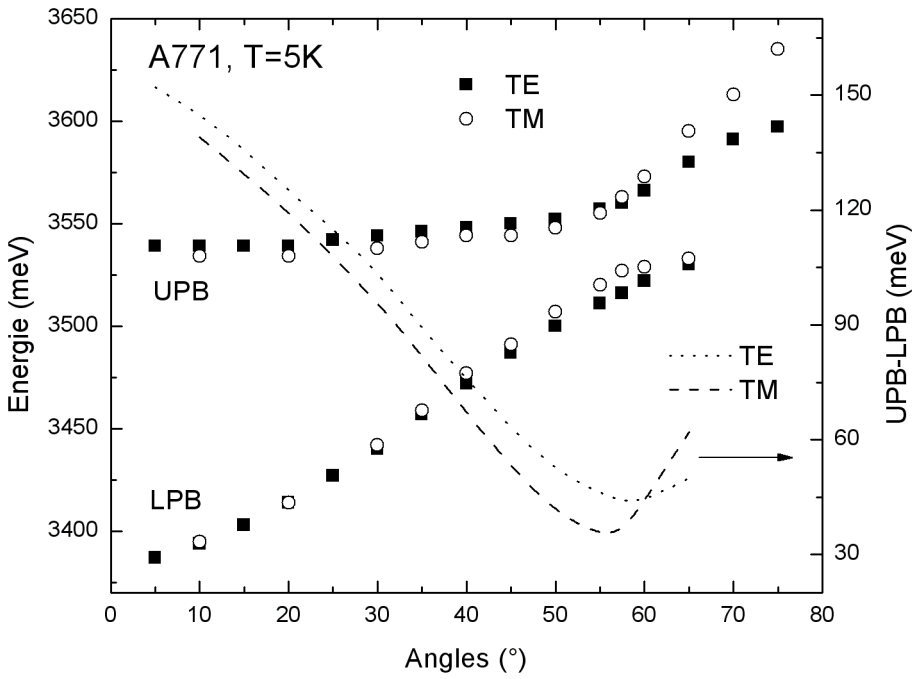


FIG. 3.10 – Dispersion des modes polaritoniques de l'échantillon A771 et écart d'énergie entre la branche haute et la branche basse pour les polarisations TE et TM à T=5 K.

paires du miroir de Bragg) dégrade les propriétés optiques de la couche active. Ce phénomène a pour conséquence une augmentation de l'élargissement inhomogène des transitions excitoniques. Il est important de préciser que pour ces structures, l'influence de l'élargissement inhomogène sur la valeur du dédoublement de Rabi est très faible devant l'influence de la longueur de pénétration dans le miroir inférieur (L_{DBR}).

3.1.1.4 Influence de la longueur de pénétration L_{DBR} sur le dédoublement de Rabi

L'influence du nombre de paires du miroir inférieur sur la valeur du dédoublement de Rabi est mis en évidence sur la figure 3.11 (a). Les valeurs du dédoublement de Rabi pour les trois structures précédemment étudiées sont reportées à 5 K (carrés) et à 300 K (ronds). Le dédoublement de Rabi diminue alors que la réflectivité du miroir augmente. Cette tendance est étonnante mais bien reproduite par le calcul réalisé avec le modèle des matrices de transfert (traits pleins).

Il est important de préciser que les simulations ont été effectuées avec des paramètres identiques (même épaisseur de cavité et mêmes paramètres excitoniques), seule la valeur de l'élargisse-

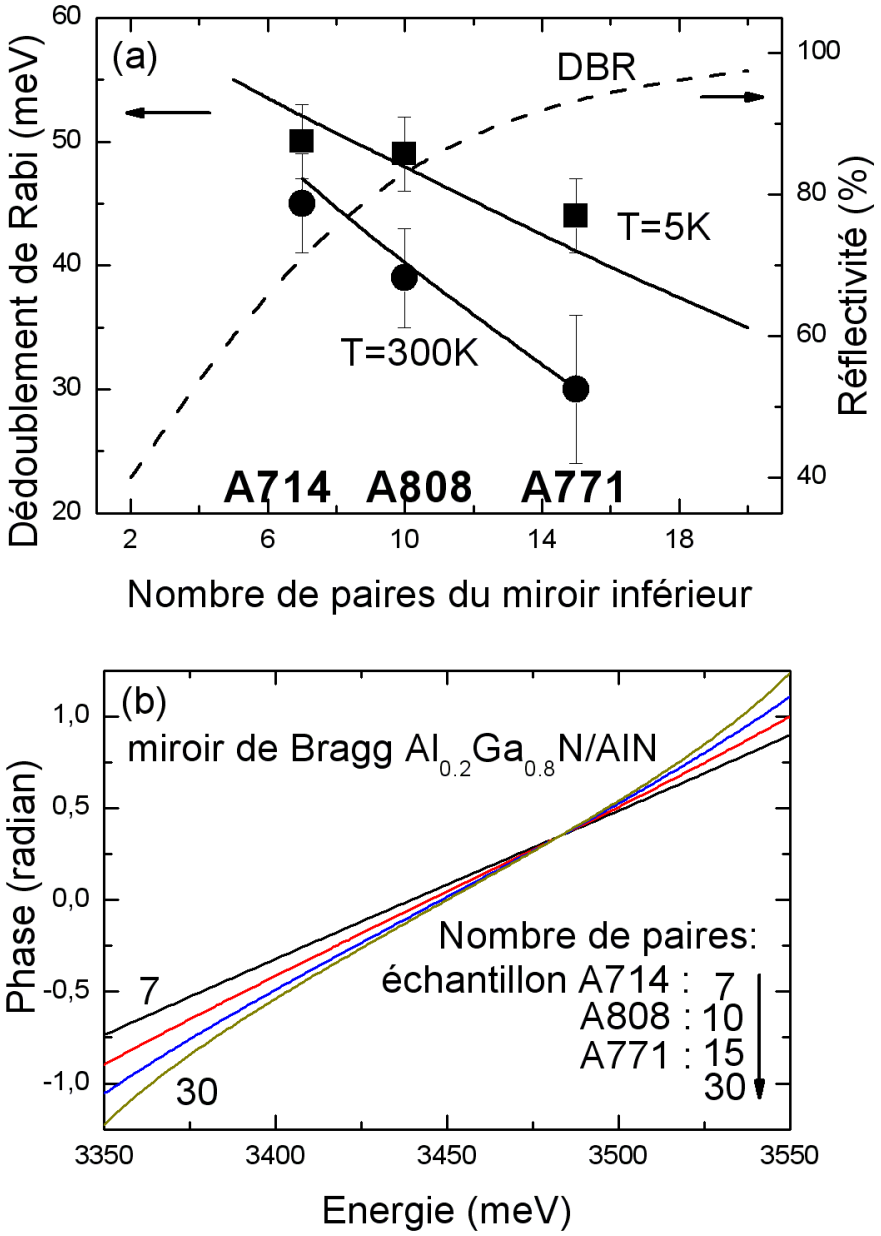


FIG. 3.11 – (a) Dédoublements de Rabi mesurés à 5K (carré) et 300K (cercle) pour les échantillons A714, A808 et A771. Les traits pleins correspondent aux dédoublements de Rabi issus des simulations numériques effectuées avec les matrices de transfert. La réflectivité du miroir inférieur est reportée en fonction du nombre de paires (trait pointillé).(b) Phase du coefficient de réflexion pour un miroir de Bragg composé de 7, 10, 15 et 30 paires d'AlN/$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ calculée avec les matrices de transfert.

ment homogène change avec la température (0.1 meV à 5 K et 15 meV à 300 K). Le trait pointillé correspond à la réflectivité du miroir inférieur en fonction du nombre de paires AlN/$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$. Lorsque la réflectivité du miroir inférieur augmente, le mode optique devient plus fin et pourtant le dédoublement de Rabi diminue (tableau 3.1). Ce résultat peut être expliqué par l'influence de la longueur de pénétration L_{DBR}. Nous avons vu dans le premier chapitre que, lorsque $n_1 > n_2$ et pour un nombre infini de paires dans le cas d'une incidence normale, l'expression de L_{DBR} s'écrit :

$$L_{DBR} = \frac{1}{2}\frac{\lambda_0}{n_1 - n_2} \tag{3.1}$$

où n_1 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction de $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ et AlN. Pour λ_0=359 nm, l'équation (3.1) donne L_{DBR}=795 nm. Afin d'estimer L_{DBR} pour les échantillons A714, A808 et A771, la phase du coefficient de réflexion du miroir inférieur a été calculée en fonction de l'énergie. Les courbes déterminées avec le modèle des matrices de transfert pour 7, 10, 15 et 30 paires sont tracées sur la figure 3.11 (b). Dans la gamme d'énergie où l'évolution de la phase est linéaire, il est possible déterminer L_{DBR} en utilisant l'expression suivante [37] :

$$\varphi = \frac{n_c L_{DBR}}{\hbar c}(E - E_0) \tag{3.2}$$

La longueur de pénétration obtenue pour 30 paires est 800 nm, cette valeur est en très bon accord avec la valeur calculée pour un nombre de paires infini (795 nm). Pour les échantillons A714, A808 et A771, les valeurs de L_{DBR} déduites sont comparées à l'épaisseur des miroirs des structures correspondantes dans le tableau 3.1.

Une relation qui permet de relier le dédoublement de Rabi avec la longueur L_{DBR} a été développée dans le premier chapitre :

$$\hbar\Omega_{Rabi} \sim \sqrt{\frac{A\ d}{\epsilon_b(d + \frac{L_{DBR}}{2})}} \tag{3.3}$$

Pour les échantillons étudiés, la longueur effective de la cavité vaut $L_{eff} = d + \frac{L_{DBR}}{2}$. Une comparaison quantitative n'est pas possible pour ces structures car l'équation (3.3) est valable dans le cas de miroirs à très forts coefficients de réflexion ($1 - R \ll 1$). Cependant cette expression nous permet d'expliquer qualitativement l'évolution du dédoublement de Rabi. A partir de

	A714	**A808**	**A771**
Q_{th}	32	45	64
Q_{exp}	50±10	55±5	58±5
L_{DBR} (en nm)	620	720	765
épaisseur du miroir (en nm)	533	762	1142
$\hbar\Omega_{Rabi}$ à T=5K en TE (meV)	50±2 (à θ=30°)	49±2 (à θ=35°)	44±2 (à θ=60°)
$\hbar\Omega_{Rabi}$ à T=5K en TM (meV)	49±2 (à θ=30°)	45±2 (à θ=32.5°)	37±2 (à θ=55°)

TAB. 3.1 – Valeurs calculées et mesurées de paramètres concernant les échantillons A714, A808 et A771 : facteur de qualité théorique et expérimental (Q), longueur de pénétration (L_{DBR}), épaisseur du miroir et dédoublement de Rabi à T=5 K pour les polarisations TE et TM.

l'équation (3.3), le rapport des valeurs calculées de $\hbar\Omega_{Rabi}$ pour les échantillons A714 et A771 vaut 1,09 ; il est en bon accord avec le rapport des valeurs expérimentales (1,14).

La longueur L_{DBR} est aussi fonction de l'angle d'incidence ; lorsque l'angle d'incidence θ augmente, elle augmente en polarisation TM et diminue en polarisation TE (figure 3.12). Les valeurs des dédoublements de Rabi déterminées expérimentalement pour ces trois échantillons (tableau 3.1) sont plus petites en polarisation TM qu'en TE en accord avec cette dépendance angulaire. De plus l'écart est plus grand pour l'échantillon A771 car la résonance a lieu pour un angle plus élevé où les longueurs L_{DBR} sont d'autant plus différentes entre les deux polarisations.

Dans le tableau 3.1, les facteurs de qualité des cavités mesurés (Q_{exp}) sont comparés à leurs valeurs déduites des simulations (Q_{th}). En s'approchant des transitions excitoniques, le mode optique s'affine car l'élargissement excitonique est plus faible que l'élargissement du mode photonique dans ces structures. Le facteur de qualité est déterminé en général loin de la résonance ; pour les échantillons A714 et A808 le mode optique (pour θ=5°) est proche des excitons et son élargissement est donc déjà influencé par ces derniers, c'est pourquoi les valeurs expérimentales sont plus élevées que les valeurs théoriques. Le mode photonique de l'échantillon A771 est suffisamment désaccordé négativement pour que la mesure de Q puisse être comparée à sa valeur théorique. Cependant cette dernière reste tout de même légèrement supérieure à la valeur expérimentale, ceci peut être expliqué par la non prise en compte de l'élargissement inhomogène (fluctuations lattérales des épaisseurs, de composition, ...) du mode photonique dans nos simulations.

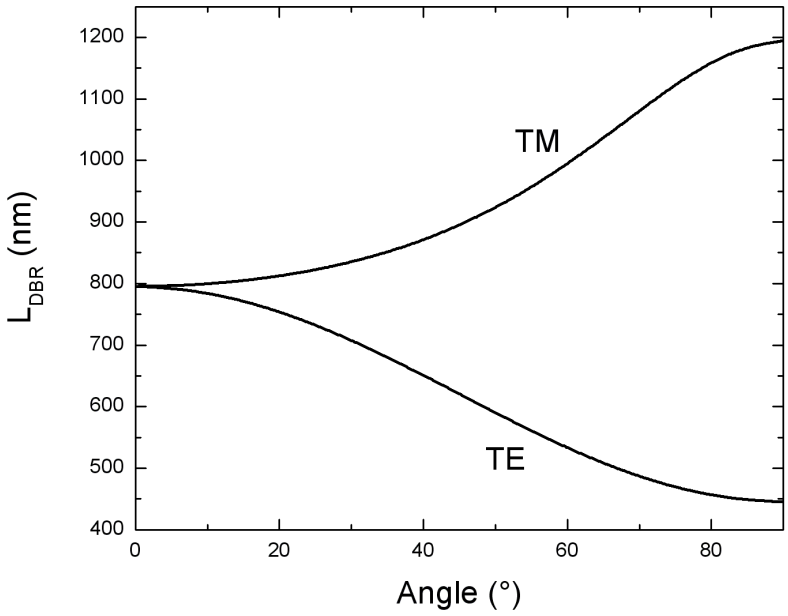


FIG. 3.12 – Dépendance angulaire de la longueur L_{DBR} pour les polarisations TE et TM. Le calcul est réalisé pour un miroir de Bragg $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN sur silicium, pour un nombre infini de paires et dans le cas $n_1(Al_{0.2}Ga_{0.8}N) > n_2(AlN)$.

3.1.2 Couche active massive d'épaisseur λ

Avec le modèle de quasi-particules nous savons que le dédoublement de Rabi dépend de plusieurs paramètres dont l'épaisseur de la couche active. Afin d'obtenir un plus grand dédoublement de Rabi, l'épaisseur de la couche active a été augmentée. L'échantillon étudié dans cette partie (A876) est composé de 10.5 paires d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN épitaxiés directement sur Si (111) ; la couche active d'épaisseur λ (136 nm) est recouverte d'une couche d'aluminium de 10 nm. Des mesures de réflectivité en angle ont été effectuées en polarisation TE à 5 K et 300 K (figure 3.13).

A basse température (figure 3.13 (a)), pour θ=5°, le mode optique se situe à 3450±2 meV et les excitons A et B sont clairement détectés à 3505±1 meV et 3519±1 meV. L'évolution de la branche basse du polariton est identifiée mais un comportement inhabituel est observé : les positions des excitons A et B ne changent quasiment pas quelque soit l'angle d'incidence. Afin de comprendre ce comportement, des simulations ont été réalisées avec et sans prise en compte de l'absorption bande à bande de GaN (respectivement figures 3.14 (b) et (c)).

Il est important de noter que les simulations, qui prennent en compte l'absorption excito-

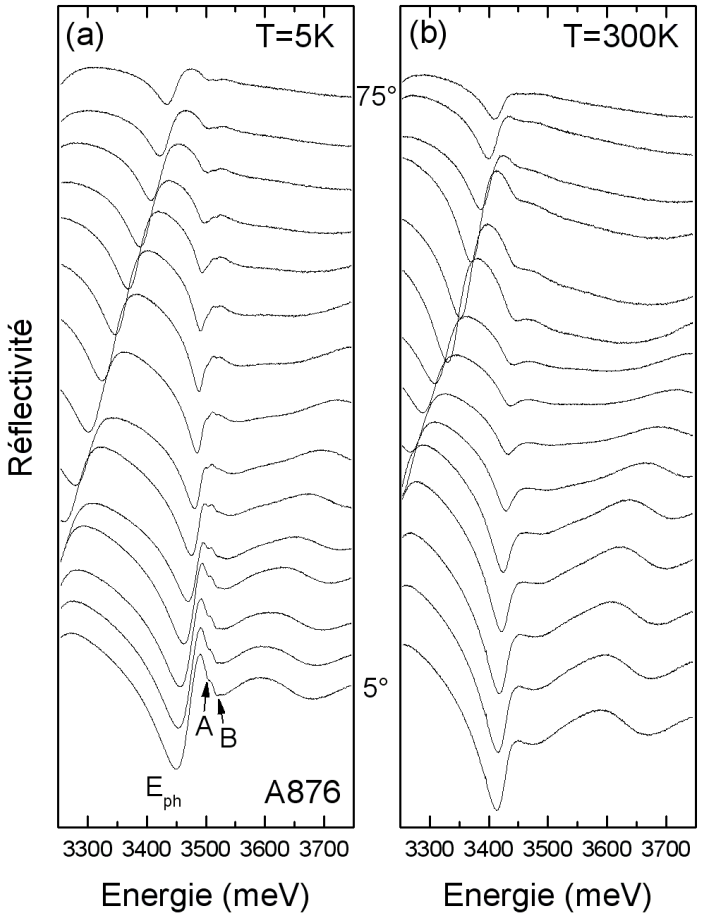


FIG. 3.13 – Évolution des spectres de réflectivité résolue en angle de 5° à 75° par pas de 5° en polarisation TE à (a) 5 K et (b) 300 K.

nique et l'absorption bande à bande, reproduisent bien l'évolution des spectres expérimentaux de réflectivité en fonction de l'angle (figures 3.14 (b)). Quand l'angle d'incidence augmente, la branche basse se déplace vers les excitons. Mais lorsque le mode optique est très proche des excitons, A et B restent cependant non couplés. Ce phénomène est interprété, pour des énergies voisines des transitions excitoniques, comme une disparition du couplage fort due à la forte absorption excitonique de la couche active. La couche active de GaN apparaît alors comme un milieu semi-infini pour le photon : l'effet cavité n'existe plus. Il est alors difficile de distinguer clairement la branche haute du polariton à cause de l'absorption bande à bande du GaN qui affaiblit considérablement le mode de cavité. Lorsque l'absorption bande à bande n'est pas prise en compte dans les simulations, la dispersion polaritonique de la branche haute est alors clairement

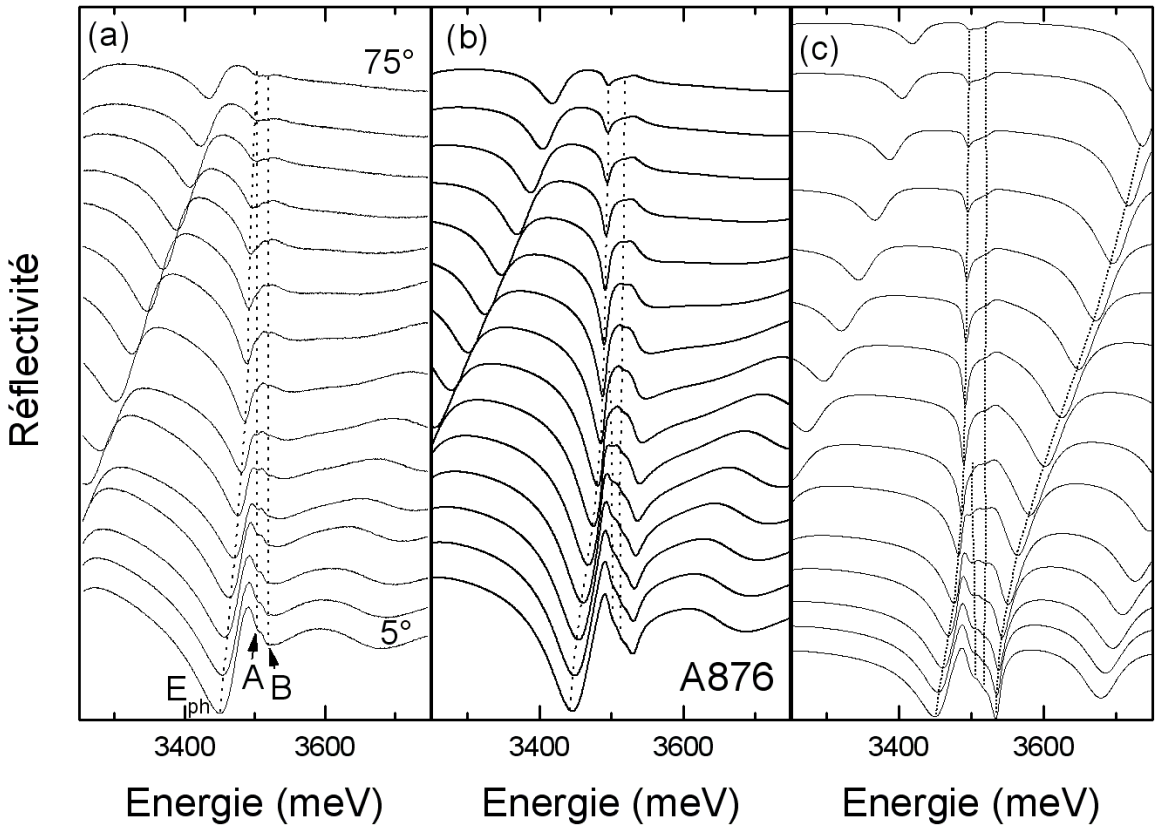


FIG. 3.14 – (a) Spectres expérimentaux de réflectivité en angle en mode TE à 5 K, simulation (b) avec l'absorption excitonique et bande à bande et (c) seulement l'absorption excitonique.

mise en évidence (figures 3.14 (c)). Ces résultats permettent de se rendre compte de la difficulté de l'observation du mode polaritonique haut avec une couche active d'épaisseur λ à cause des fortes absorptions excitonique et bande à bande dans GaN et du faible facteur de qualité.

Il faut préciser que la contrainte de la couche d'épaisseur λ est estimée à 16 kbar (voir annexe), soit beaucoup plus faible que pour les couches $\lambda/2$ (27 kbar). Les élargissements excitoniques pour l'échantillon A876 (λ) sont moins importants que ceux relatifs à l'échantillon A808 ($\lambda/2$). Les simulations des figures 3.14 (b) et (c) sont réalisées avec 45000±5000 meV^2, 16±2 meV et 0.1 meV respectivement pour les forces d'oscillateur et les élargissements inhomogène et homogène des excitons A et B. Loin du couplage, pour θ=75°, les énergies des excitons A et B sont à 3505±1 meV et 3516±1 meV, soit un écart de 11 meV en accord avec la séparation A-B dans GaN contraint (chapitre 1, section 1.1.2.2). Un comparatif de tous les écarts mesurés entre les énergies des excitons A et B sur cinq échantillons étudiés dans ce mansucrit est reporté en annexe.

3.2 Microcavités avec deux miroirs de Bragg

Il est difficile d'atteindre un facteur de qualité suffisant pour observer l'émission du polariton avec une couche d'aluminium comme miroir supérieur. Dans cette partie, nous allons étudier des microcavités avec deux miroirs de Bragg dans l'optique d'obtenir des facteurs de qualité plus élevés.

3.2.1 Couche active massive d'épaisseur $\lambda/2$

Le premier échantillon étudié ici possède une structure pratiquement identique à celle de l'échantillon A808 étudié dans la section 3.1.1.2, mais la couche d'aluminium est remplacée par un miroir diélectrique composé de 8 paires de SiN/SiO_2, nous l'appellerons donc A808D. La microcavité est maintenant mieux équilibrée, la réflectivité du miroir supérieur dépasse les 90%. Des mesures de réflectivité en angle ont été faites à 5 K et 300 K pour les deux polarisations. Les spectres expérimentaux ainsi que les simulations pour la polarisation TE sont montrés sur la figure 3.15 (a et b) et (c et d) respectivement pour les températures de 5 K et 300 K.

A basse température, pour l'angle d'incidence θ=5°, le mode optique légèrement désaccordé négativement (3480±1 meV) est plus beaucoup plus fin qu'avec le miroir d'aluminium, le facteur de qualité étant égal à 190. Les excitons A et B sont détectés à la même position en énergie que pour l'échantillon A808. Le miroir diélectrique n'impose donc pas de contrainte supplémentaire à la couche active. L'anticroisement entre les modes excitonique et photonique est clairement marqué à 22.5° avec $\hbar\Omega_{Rabi}$=44±2 meV. En polarisation TM, le dédoublement de Rabi est plus faible (41±2 meV) en accord avec la dépendance angulaire de L_{DBR}. A température ambiante, le régime de couplage fort est toujours observé et $\hbar\Omega_{Rabi}$=28±5 meV à 12.5°. Le miroir diélectrique augmente la longueur effective de la cavité et par conséquent le dédoublement de Rabi est plus faible dans la structure A808D que dans la structure A808. Par contre la visibilité du polariton exprimée au travers du rapport "dédoublement de Rabi sur la largeur à mi-hauteur de la branche basse" est nettement meilleure pour l'A808D ($\hbar\Omega_{Rabi}/FWHM_{LPB}$=2.4 contre 0.8 pour l'échantillon A808 à 5 K). Il est important de préciser que les simulations des échantillons A808 et A808D (présentées figure 3.6 et 3.15) ont été réalisées avec les mêmes paramètres excitoniques (énergies, forces d'oscillateur, élargissements homogène et inhomogène, cf. p80).

Des expériences de photoluminescence résolue en angle à 5 K ont été effectuées sur la struc-

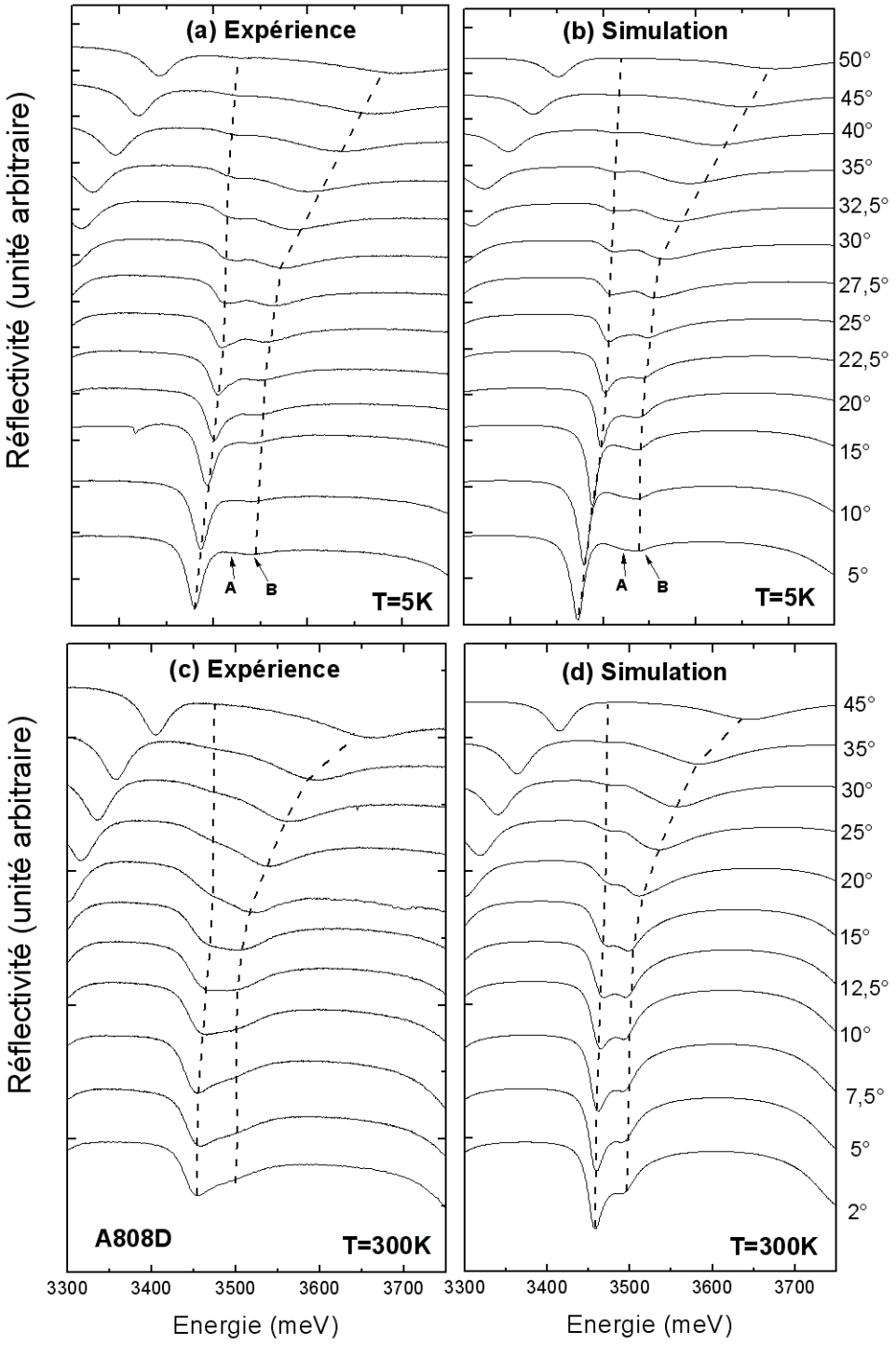


FIG. 3.15 – Spectres de réflectivité expérimentaux en mode TE à 5K et 300K pour l'échantillon A808D et les simulations correspondantes.

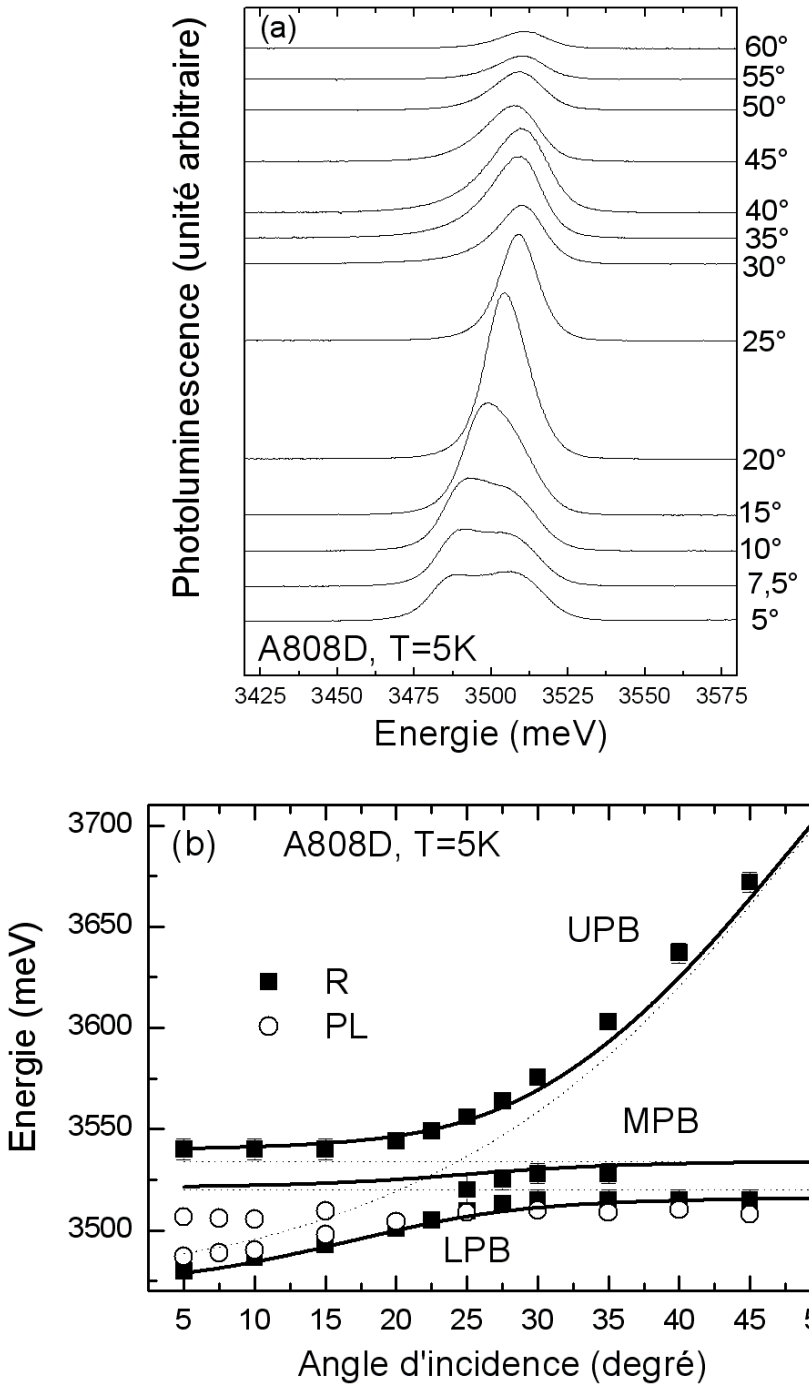


FIG. 3.16 – (a) Photoluminescence en angle et (b) dispersion du polariton pour l'échantillon A808D à 5 K .

ture A808D (figure 3.16 (a)). Pour un angle d'incidence faible (5°), deux pics sont observés à 3487±2 meV et 3506±2 meV. Le mode coté haute énergie disparaît rapidement au profit du premier lorsque l'angle d'incidence augmente. Le premier pic peut être suivi de 5° à 60°, il se déplace vers les hautes énergies quand θ augmente jusqu'à 25° et ensuite reste à la même énergie. Les positions en énergie des spectres de photoluminescence et de réflectivité enregistrés à 5 K sont placées sur la figure 3.16 (b). Les lignes pointillées représentent la dispersion des excitons A et B, ainsi que celle du mode optique. Les résultats du calcul avec le modèle 3×3 sont reportés en traits pleins. Les paramètres utilisés sont E_{ph}=3486 meV, Γ_{ph}=18 meV et $V_A = V_B$=15 meV ; les paramètres excitoniques sont identiques à ceux utilisés pour l'échantillon A808 (p80). Les termes d'interaction déduits ici sont plus faibles que pour l'échantillon A808 car le dédoublement de Rabi est plus faible. Le calcul est en bon accord avec les données de réflectivité. A basse température, l'émission de GaN massif est dominée par les recombinaisons des excitons liés [70], l'émission à haute énergie est donc identifiée comme une recombinaison des excitons localisés non couplés. Nous pouvons conclure que le régime de couplage fort est observé en photoluminescence dans cette échantillon car l'évolution du pic d'émission situé à basse énergie correspond à l'évolution de la branche basse observée en réflectivité. Cependant, seule l'émission de la branche basse est détectée en raison de la basse température et de la faible puissance d'excitation ($\sim$6W/cm^2).

Des expériences de photoluminescence avec une excitation laser plus puissante et à une longueur d'onde plus appropriée que celle fournie par notre laser HeCd (325 nm) ont permis l'observation de l'émission de la branche haute du polariton à température ambiante [71, 72]. La dispersion polaritonique des branches haute et basse détectées en photoluminescence et réflectivité sont en très bon accord (figure 3.17) [73].

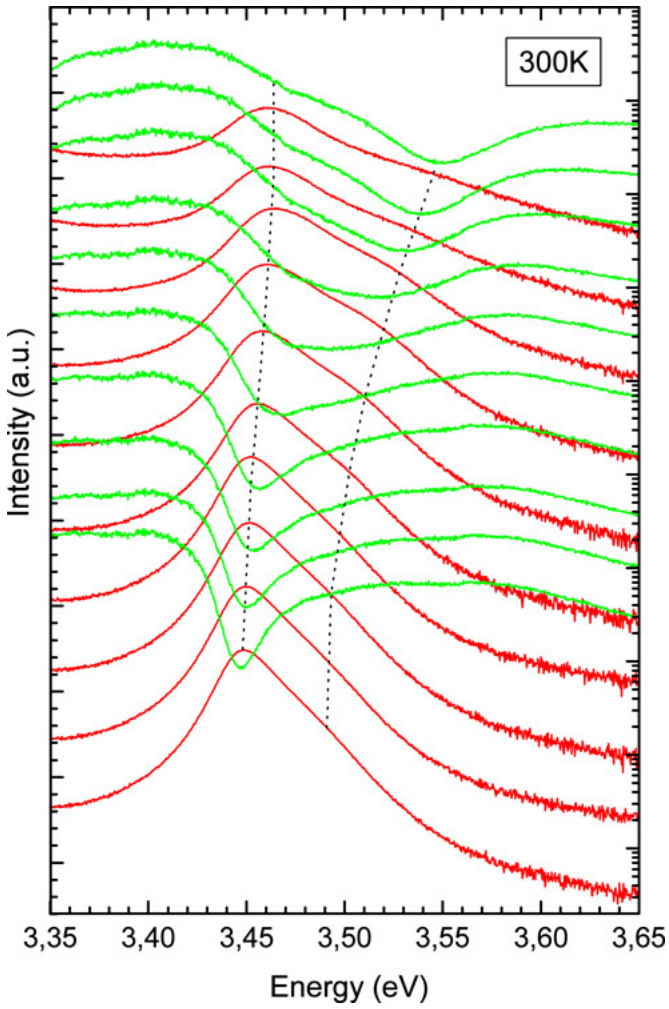


FIG. 3.17 – Réflectivité et photoluminescence en position sur l'échantillon A808D à 300K [73].

3.2.2 Couche active massive d'épaisseur λ

L'échantillon étudié dans cette partie (A890) contient une couche active d'épaisseur λ (130 nm). Le miroir inférieur est composé de 10.5 paires $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN$ directement déposées sur un substrat de silicium et la cavité est recouverte par un miroir diélectrique constitué par 5 paires ZrO_2/SiO_2 (figure 3.18). Le miroir inférieur se termine par de l'AlN afin d'utiliser le plus fort contraste d'indice avec GaN et il en est de même pour le miroir supérieur, c'est à dire SiO_2 est déposé sur GaN. Théoriquement, la structure A890 possède un facteur de qualité supérieur (250) et un rapport épaisseur de couche active sur longueur effective (0,246) plus élevé que la structure A808D (0,107).

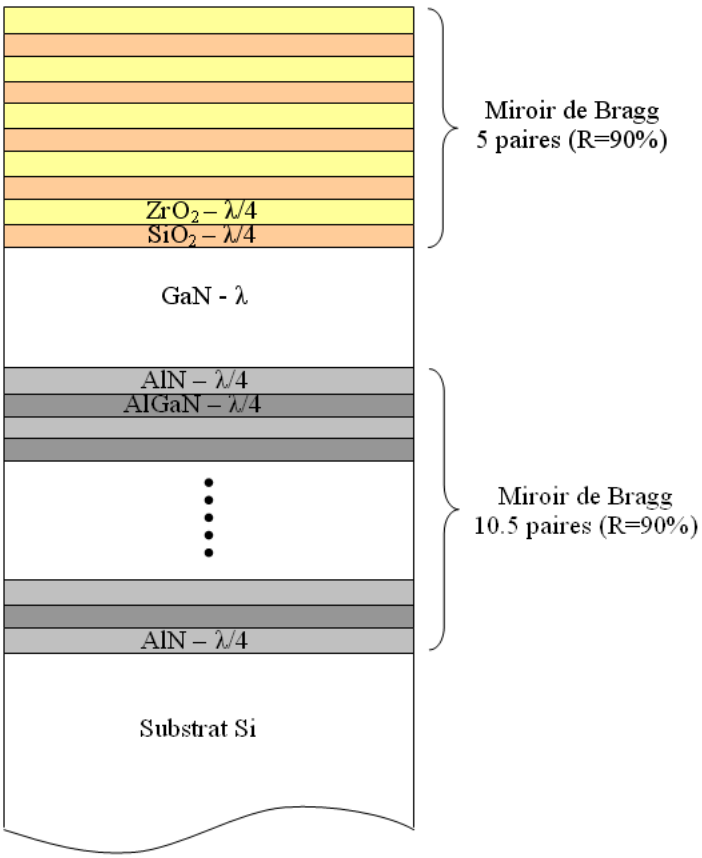


FIG. 3.18 – Structure de l'échantillon A890.

3.2.2.1 A890 : la demi-cavité

L'échantillon A890 à d'abord été étudié sans son miroir supérieur (demi-cavité). Les mesures de réflectivité en angle sur la demi-cavité sont assez surprenantes. A 300K (figure 3.19), on observe le couplage fort ; à la résonance (25°), le dédoublement de Rabi est égal à 44±2 meV et 39±2 meV respectivement pour les polarisations TE et TM. Le mode optique est large à cause de l'absence de miroir supérieur mais l'anticroisement est nettement visible. Le mode de Bragg coté basse énergie est étonnamment plus étroit en polarisation TE qu'en TM. Lorsque l'angle d'incidence est grand (entre 65° et 75°), on devine un début de couplage Bragg/exciton en TE, alors qu'en mode TM on observe un croisement.

Le mode optique est plus large dans les simulations (figure 3.19) et il est difficile de le suivre nettement pour les faibles angles d'incidence. Mais globalement les simulations permettent de reproduire l'évolution des modes observés expérimentalement ainsi que les valeurs de dédouble-

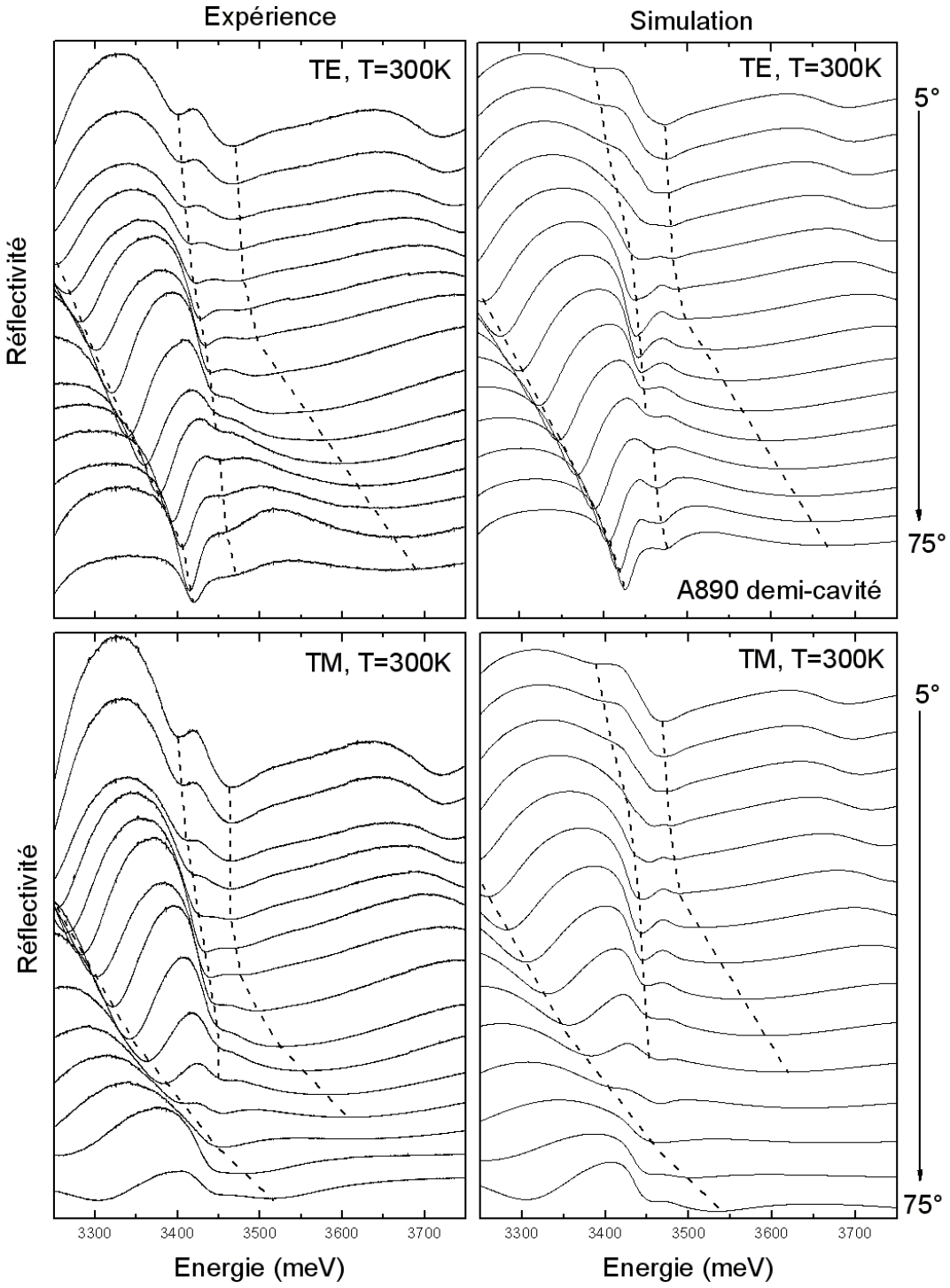


FIG. 3.19 – Réflectivité en angle à 300K sur la demi-cavité A890 de 5° à 75° par pas de 5° en polarisation TE et TM, et les simulations correspondantes.

ment de Rabi. De plus, le calcul confirme l'anticroisement observé entre le mode de Bragg et les excitons en polarisation TE ainsi que le croisement de ces mêmes modes en polarisation TM.

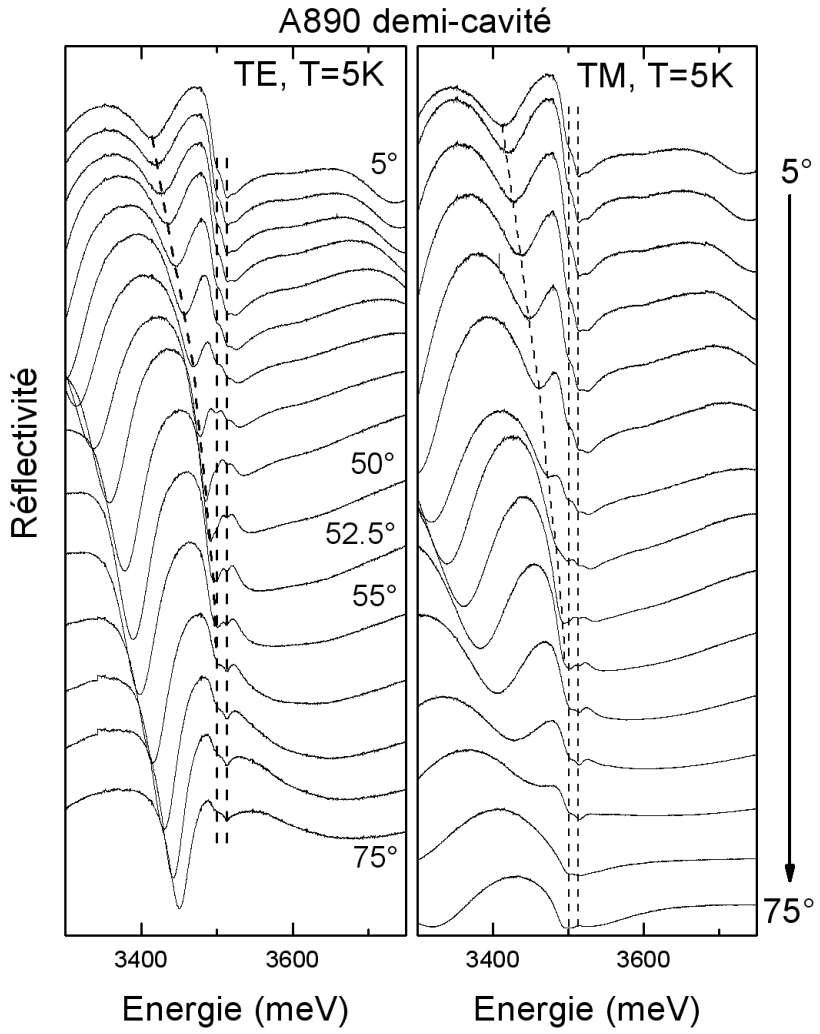


FIG. 3.20 – Réflectivité 5K en polarisation TE et TM sur la demi-cavité A890 de 5° à 75°.

A 5K (figure 3.20), c'est un peu plus compliqué, le mode optique est repoussé alors que l'on observe les excitons A et B non couplés quelque soit l'angle d'incidence. De plus, il y a aussi un deuxième mode à haute énergie qui est repoussé lorsque le mode optique se rapproche, mais il est difficile à suivre lorsque l'angle d'incidence est grand. On retrouve le comportement observé pour l'échantillon A876. L'absorption excitonique est trop forte devant la largeur du mode optique et l'effet cavité est perdu pour les énergies excitoniques. Les positions des excitons A et B (mesurées à 55° et 60°) sont respectivement 3501±1 meV et 3513±1 meV.

3.2.2.2 A890 : la cavité complète

L'échantillon A890 (avec le miroir supérieur) a été étudié en réflectivité pour les deux polarisations (TE et TM) et en photoluminescence en angle à 5K et 300K.
Sur la figure 3.21 est reporté un spectre de réflectivité qui permet d'identifier la bande d'arrêt du miroir inférieur, le mode optique (Ec), l'exciton (Ex) et le bord coté haute énergie du miroir supérieur. La bande d'arrêt du miroir inférieur est bien centrée sur Ec et Ex. Les épaisseurs du miroir supérieur ont été calculées pour avoir une bande d'arrêt légèrement décalée vers les basses énergies afin de faciliter l'injection de lumière avec le laser HeCd.

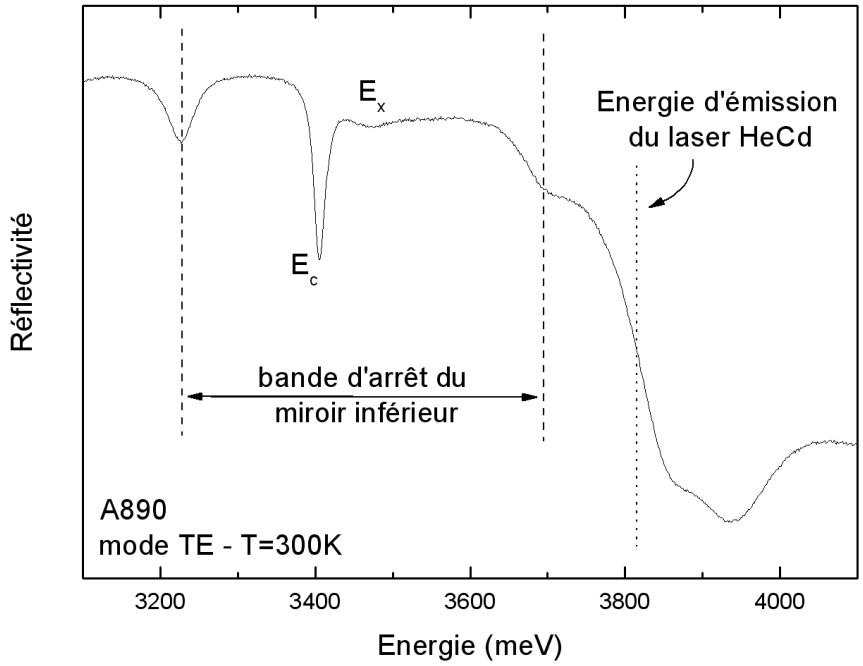


FIG. 3.21 – Spectre de réflectivité en incidence normale en mode TE pour T=300K.

Les spectres de réflectivité en angle en mode TE à 300K ainsi que la dispersion des modes polaritoniques sont reportés sur la figure 3.22(a) et (b). Le régime de couplage fort est observé, les modes s'anticroisent à 30° et $\hbar\Omega_{Rabi}$=50±3 meV. Cependant la forte absorption de la couche active rend l'observation de la branche haute difficile.

L'évolution de la branche haute est légèrement plus marquée en mode TM. Les mesures de réflectivité en angle à 300K en mode TM et les simulations correspondantes sont reportées sur la figure 3.23. On observe tout d'abord un couplage fort photon/exciton avec un dédoublement

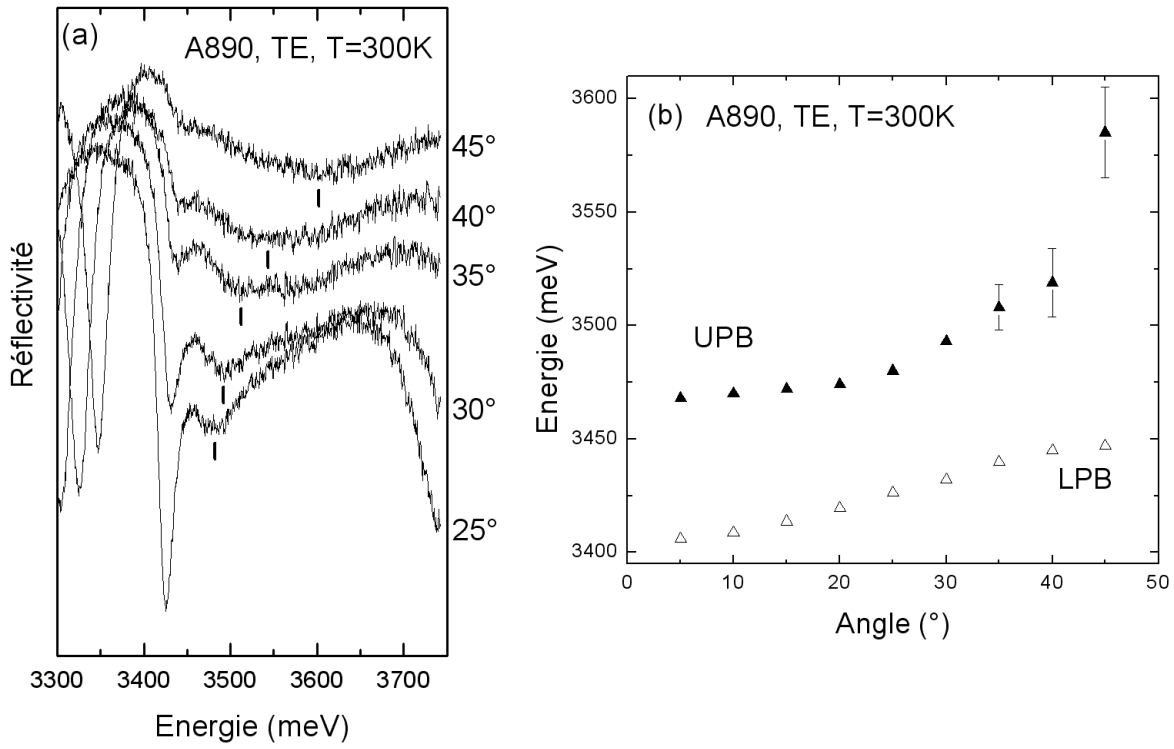


FIG. 3.22 – (a) Spectres de réflectivité en angle en mode TE à température ambiante de 25° à 45° et (b) dispersion des modes polaritoniques en fonction de l'angle d'incidence à 300 K.

de Rabi de 50±2 meV mesuré à 30°. La branche haute est fortement repoussée, elle est assez difficile à suivre à cause de l'absorption de la couche active dans cette gamme d'énergie. A basse énergie, on peut suivre un mode de Bragg (qui correspond au bord de la bande d'arrêt coté basse énergie du miroir inférieur) qui se déplace vers les hautes énergies. Entre 60° et 75°, on observe très clairement un deuxième anticroisement, mais cette fois entre le mode de Bragg et les excitons, $\hbar\Omega_{Bragg/exc}$=28±2 meV. La simulation est en très bon accord avec les résultats observés, elle confirme l'évolution de la branche haute et les valeurs des dédoublements de Rabi sont identiques aux valeurs expérimentales.

Dans le mode de Bragg, le confinement photonique est mauvais car la cavité est fortement déséquilibrée : R_{sup}=90% et R_{inf} ∼30%. Le coefficient de réflexion du miroir inférieur correspond à la réflectivité du silicium car à cette énergie le miroir inférieur est transparent. Les largeurs à mi-hauteur du mode optique et du mode de Bragg sont respectivement 13.5 meV et 36 meV, le temps de vie du photon issu du le mode de Bragg est donc plus faible. Par rapport au mode optique, l'intensité du champ électrique dans le mode de Bragg est inférieure d'un facteur 6 à

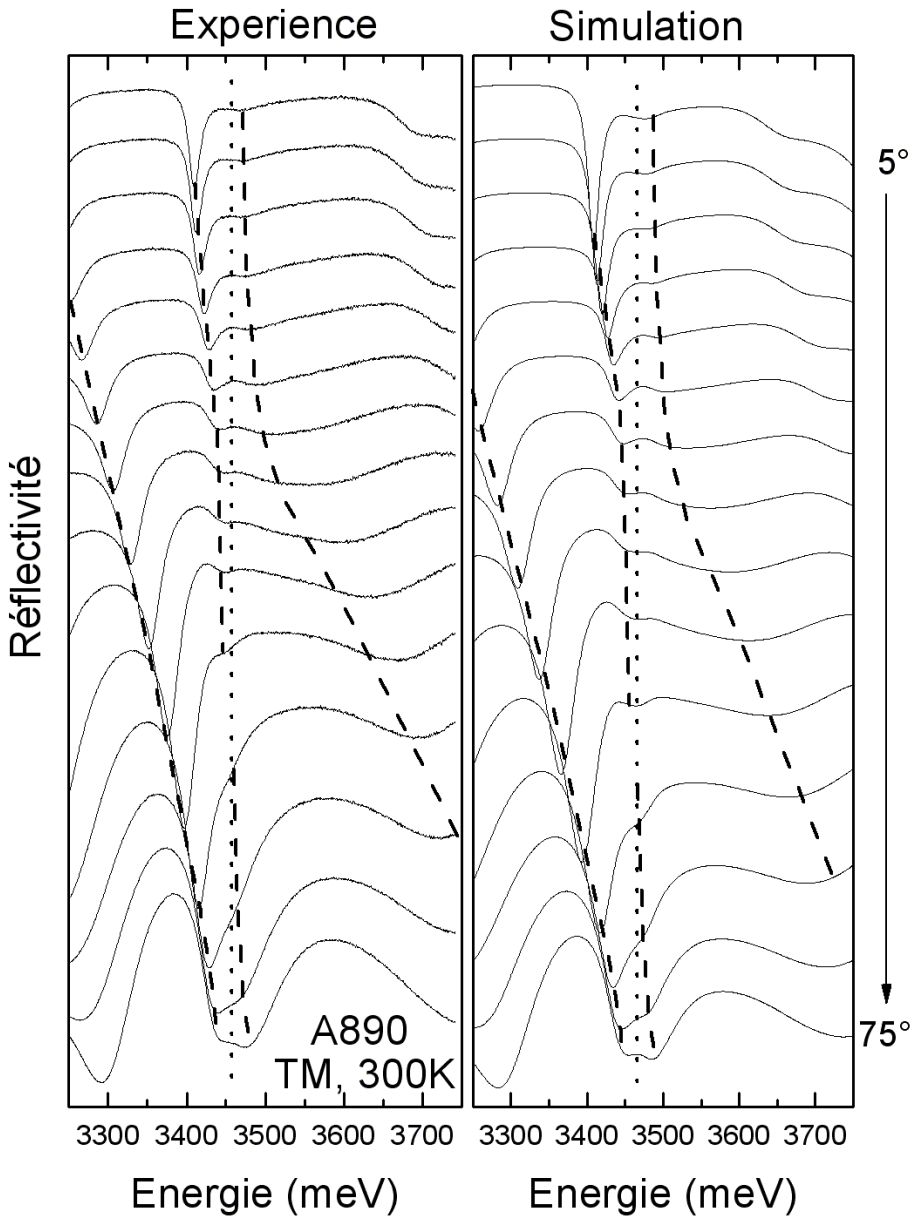


FIG. 3.23 – Spectres expérimentaux de réflectivité et simulation en polarisation TM de 5° à 75° par pas de 5° à 300K.

cause du plus faible confinement (figure 3.24). Le calcul de la figure 3.24 est réalisé à E=3405 meV pour θ=5° et θ=60°, ce qui correspond respectivement au champ électrique dans le mode optique et dans le mode de Bragg. Ce régime de couplage fort entre un mode de Bragg et l'exciton a déjà été observé pour des cavités tellure (CdTe) à puits quantiques [74], et très récemment pour des microcavités GaN massive [51] et à puits quantiques [53].

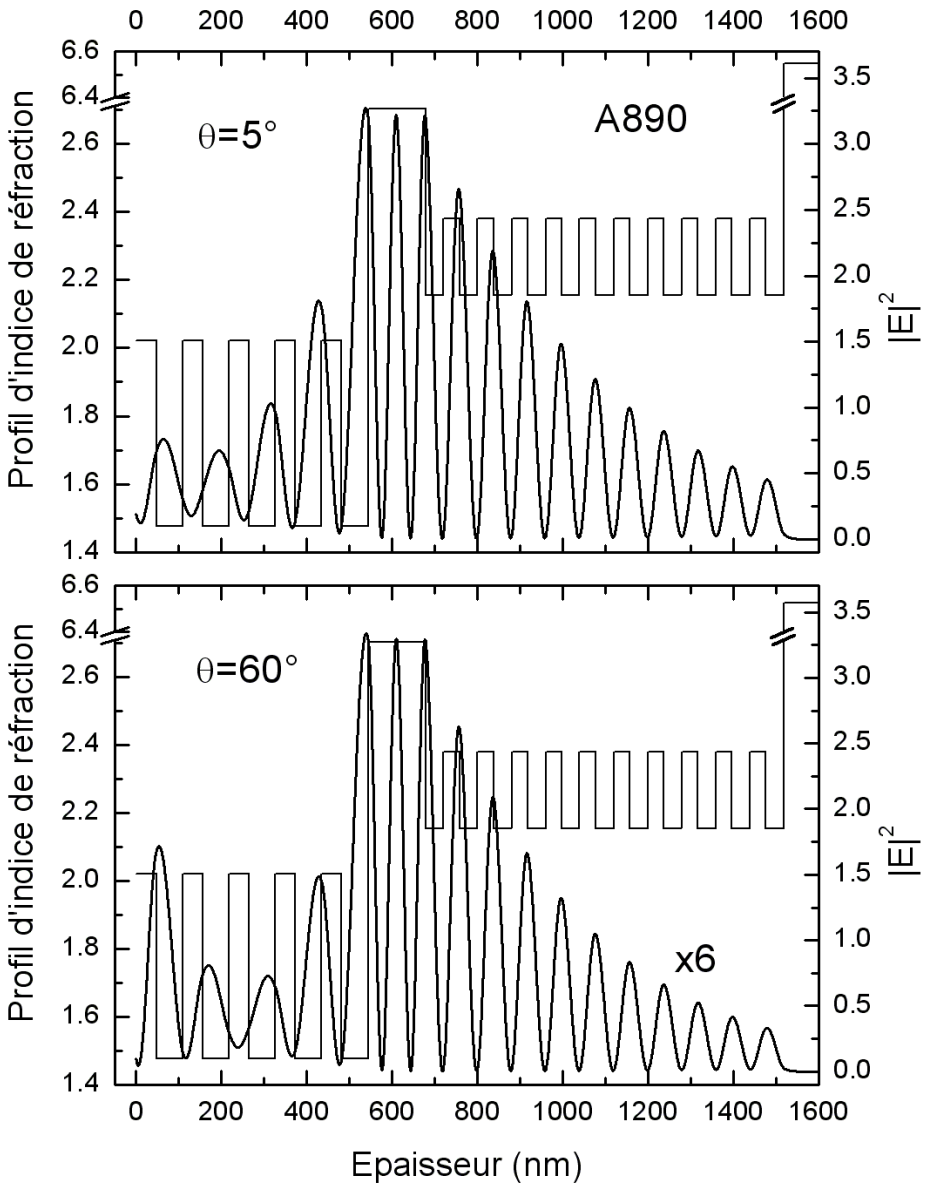


FIG. 3.24 – Carré du module du champ électrique et profil d'indice en fonction de l'épaisseur de l'échantillon A890 en polarisation TM.

Comme nous l'avons observé à température ambiante, à 5 K, les excitons sont mieux détectés en polarisation TM qu'en TE (figure 3.25). A 5°, le mode optique est étroit (13.5 meV), le facteur de qualité déduit expérimentalement est égal à sa valeur déduite des simulations : Q∼250. Les excitons ne sont pas plus marqués qu'à 300K aux bas angles et il est très difficile de distinguer la branche haute du bruit et donc de mesurer le dédoublement de Rabi. En polarisation TM, la résonance est observé à 40° et $\hbar\Omega_{Rabi}$=60±5 meV.

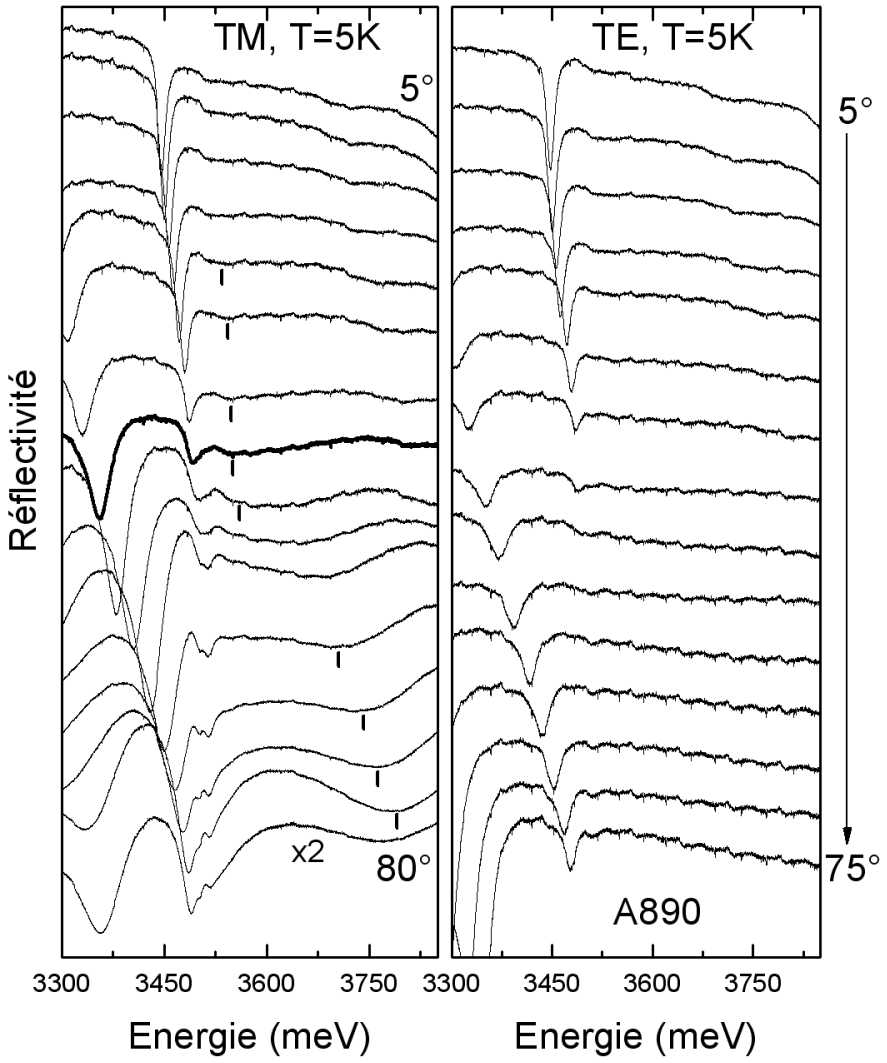


FIG. 3.25 – Spectres de réflectivité en angle par pas de 5° en polarisation TM et TE à 5 K pour l'échantillon A890. En polarisation TM, le spectre en gras correspond à la résonance (θ=40°).

Mais lorsque le couplage est passé (55° et 60°), en polarisation TM, on peut clairement identifier A et B à la même position en énergie que sur la demi-cavité, soit respectivement 3501±1 meV et 3513±1 meV. L'écart entre les deux excitons est alors de 12 ± 1 meV. Cette valeur est en très bon accord avec la séparation entre A et B dans une couche de GaN fortement contraint. Entre 60° et 80°, le mode de Bragg commence à se coupler avec les excitons, l'exciton B est légèrement repoussé. A basse température, le rapport $\hbar\Omega_{Rabi}/FWHM_{LPB}$ est égale à 4.4, par rapport à l'échantillon précèdent (2.4 pour la structure A808D), la visibilité du polariton est meilleure.

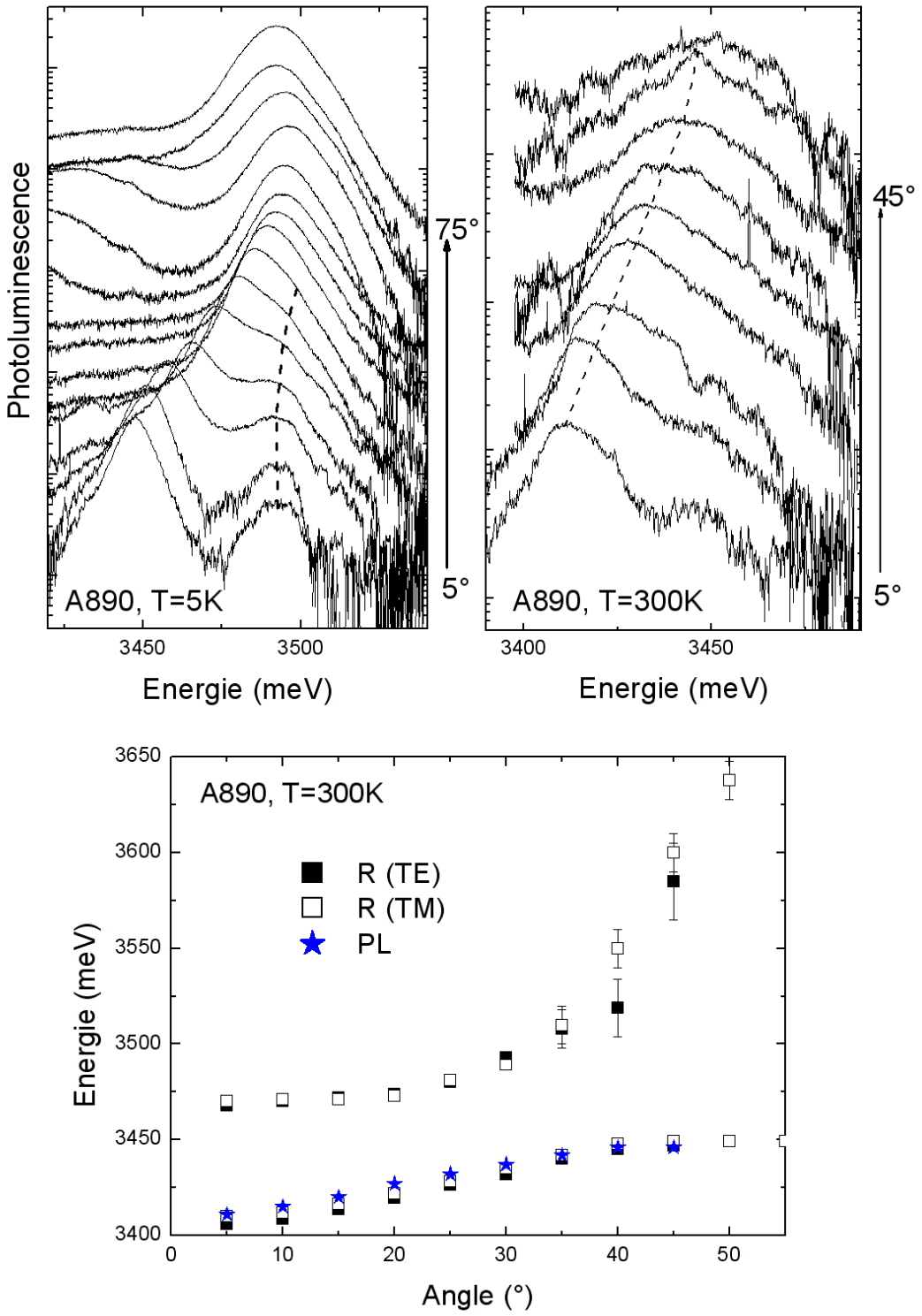


FIG. 3.26 – Spectres de photoluminescence résolue en angle à T=5 K et 300 K ainsi que la dispersion des modes polaritoniques à 300 K.

Les spectres de photoluminescence enregistrés à 5K sont reportés sur la figure 3.26 (a). A 5°, le mode optique se situe à 3447±1 meV et l'exciton lié à 3492±2 meV. La branche haute est légèrement repoussée et très vite perdue probablement à cause de la faible puissance d'excitation. On observe aussi à basse énergie entre 50° et 65° le mode de Bragg très large et de faible intensité. A température ambiante, le signal de photoluminescence est très faible, la branche haute n'est pas détectée. Seule la branche basse peut être suivie jusqu'à 45° (figure 3.26 (b)). Son évolution est en très bon accord avec les mesures de réflectivité à 300 K (figure 3.26 (c)). Cette émission correspond donc à la thermalisation des polaritons sur la branche basse.

En conclusion, c'est la première fois que l'on observe le couplage fort sur une demi-cavité à base de GaN ($\hbar\Omega_{Rabi}$=39-44 meV). Les simulations avec les matrices de transfert reproduisent l'évolution observée expérimentalement avec précision.
Concernant la cavité complète, c'est le plus grand dédoublement de Rabi (50 meV) observé à température ambiante pour une structure avec miroir diélectrique sur substrat silicium et la visibilité du polariton est de 3,7. Ces résultats sont comparés à l'échantillon précédemment étudié (A808D) dans le tableau 3.2. En accord avec l'amélioration du dessin, le facteur de qualité et le rapport d/L_{eff} sont plus élevé pour la structure A890. Par conséquent le dédoublement de Rabi est aussi plus important ($\hbar\Omega_{Rabi} \propto \sqrt{d/L_{eff}}$).

	A890	**A808D**
d/L_{eff}	0,246	0,107
Q_{exp}	250	190
$\hbar\Omega_{Rabi}$ à 300 K / 5 K (en meV)	50 / 60	28 / 44
$\hbar\Omega_{Rabi}/FWHM_{LPB}$ à 300 K / 5 K	3,7 / 4,4	1,6 / 2,4

TAB. 3.2 – Récapitulatif des principaux résultats concernant les échantillons A808D et A890.

De plus un anticroisement entre le mode de Bragg et les transitions excitoniques a été observé à température ambiante en polarisation TM. Cette observation est reproduite très fidèlement avec le modèle des matrices de transfert. L'émission de la branche basse du polariton a été détectée à 5 K et à 300 K en photoluminescence, son énergie est en très bon accord avec les mesures de réflectivité.

Les résultats concernant cette structure (A890) sont à comparer à ceux récemment publiés par Alyamani *et al.* [48]. Ils reportent l'étude d'une microcavité λ sur substrat saphir avec un miroir inférieur $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ et miroir supérieur diélectrique (Si_3N_4/SiN). Ils mesurent un facteur qualité de 160 et un dédoublement de Rabi de 43 meV.

3.2.3 Couche active à puits quantiques

3.2.3.1 Définition d'un puits quantique

Un puits quantique est une hétérostructure constituée d'une couche fine placée entre deux couches plus épaisses (les barrières) d'énergie de bande interdite supérieure (E_{gb}). La différence de gap entre les deux matériaux fait apparaître une discontinuité des bandes de conduction et de valence, créant ainsi un puits de potentiel pour les électrons et les trous. La représentation d'un puits quantique de type I est schématisée sur la figure 3.27 ; dans ce cas les porteurs (électrons et trous) se retrouvent confinés dans le puits. Les électrons et les trous sont libres dans le plan des couches mais confinés suivant l'axe de croissance. Les états électroniques ne se situent ni au bas de la bande de conduction (BC) ni au sommet de la bande de valence (BV) mais sont quantifiés en niveaux d'énergie, E_e pour les électrons et E_h pour les trous.

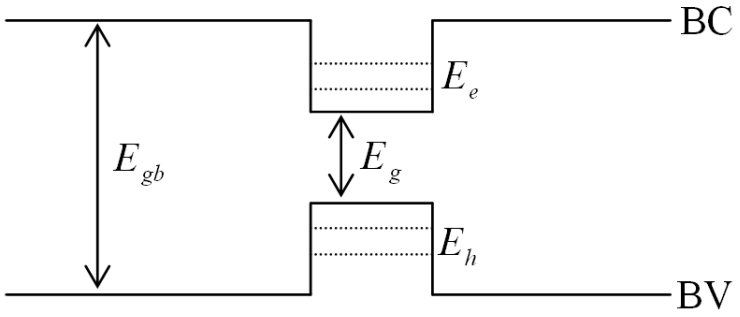


FIG. 3.27 – Représentation d'un puits quantique de type I

3.2.3.2 A820

Le miroir inférieur de l'échantillon étudié dans cette partie est constitué de 9.5 paires $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN directement épitaxiées sur silicium (figure 3.28). La couche active d'épaisseur 2λ ($\sim$300 nm) contient de 9 puits quantiques GaN/$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$. Les puits quantiques ont une épaisseur de 2 nm et sont positionnés au maximum du champ électrique (figure 3.28), les barrières

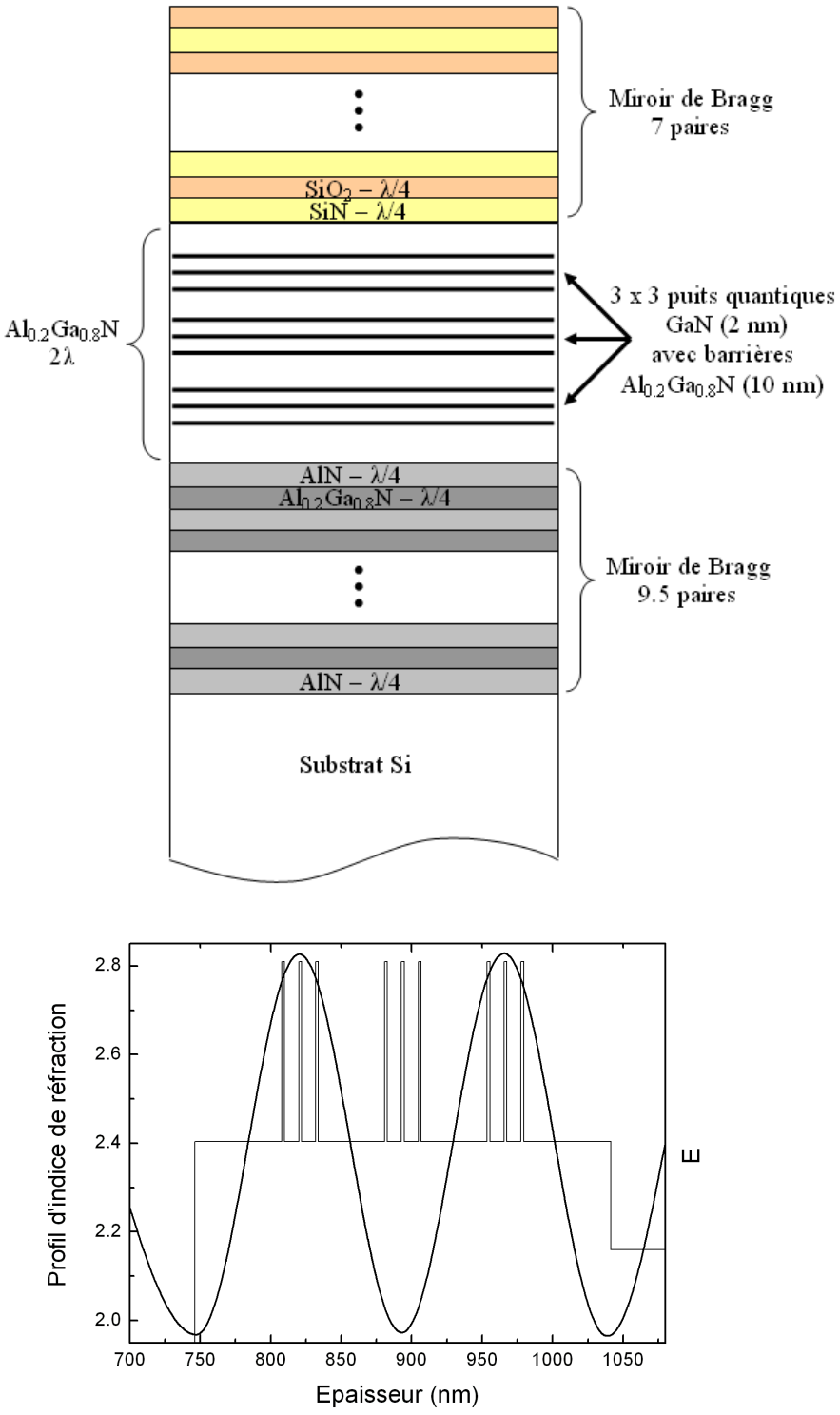


FIG. 3.28 – Schéma de la structure A820 et répartition des puits par rapport au champ électrique dans la cavité.

sont des couches $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ de 10 nm. La cavité est recouverte d'un miroir diélectrique composé de 7 paires de SiN/SiO_2.

La demi-cavité

Des mesures de réflectivité en angle ont d'abord été effectuées sur la demi-cavité en polarisation TE et TM à 300 K et à 5 K. Les spectres enregistrés à température ambiante sont reportés sur la figure 3.29.

A 5°, le mode optique (E_{ph}) se trouve à 3330 meV ; le mode (E_{B2}) à 3650 meV correspond à la limite haute énergie de la bande d'arrêt du miroir inférieur. Lorsque l'angle d'incidence augmente, le mode optique se déplace vers les hautes énergies et le bord inférieur de la bande d'arrêt (E_{B1}) suit la même évolution. Pour les angles élevés, la différence d'évolution des modes en fonction de la polarisation est significative. A 65°, l'intensité de réflectivité en polarisation TM diminue ; ce phénomène se produit au voisinage de l'angle de Brewster dans $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ qui correspond à l'angle d'incidence où le coefficient de réflexion est nul. Dans notre cas, l'angle de Brewster théorique est égal à 67.2° ($\theta = \arctan(n_2/n_1)$ avec n_1=1 et n_2=$n_{Al_{0.2}Ga_{0.8}N}$=2.38 pour une énergie de 3400 meV). L'évolution observée expérimentalement est bien reproduite par le modèle des matrices de transfert.

Entre 25° et 45°, en polarisation TE, on observe un signal de réflectivité large et peu prononcé à énergie constante (3605±10 meV), qui est attribué aux excitons. En polarisation TM, pour des angles d'incidence de 25° à 70°, ils sont détectés plus nettement à la même énergie. Le spectre de photoluminescence sous incidence normale à 300 K confirme leur identification (figure 3.30 (b)). L'émission des excitons est centrée à 3603±3 meV avec une largeur à mi-hauteur de 60 meV. Cette valeur met en évidence le fort élargissement inhomogène vis à vis de l'élargissement homogène (15 meV à 300 K) ; c'est pour cette raison que les transitions excitoniques ne sont pas plus marquées sur les mesures de réflectivité à basse température (spectres non présentés).

Il faut noter que le mode excitonique bien qu'il soit faiblement marqué, est mieux visible en polarisation TM. De plus, en TM, il devient plus prononcé quand l'angle d'incidence augmente. Des simulations sont réalisées pour θ=35° en mode TE et θ=70° en mode TM car dans ces deux cas les modes excitoniques sont clairement marqués. Un seul exciton est considéré dans les simulations car un seul signal de réflectivité est détecté expérimentalement. Les simulations sont comparées aux spectres expérimentaux sur la figure 3.30. Pour les deux polarisations, l'élargissement excitonique homogène est fixé à 15 meV, l'élargissement inhomogène est ajusté

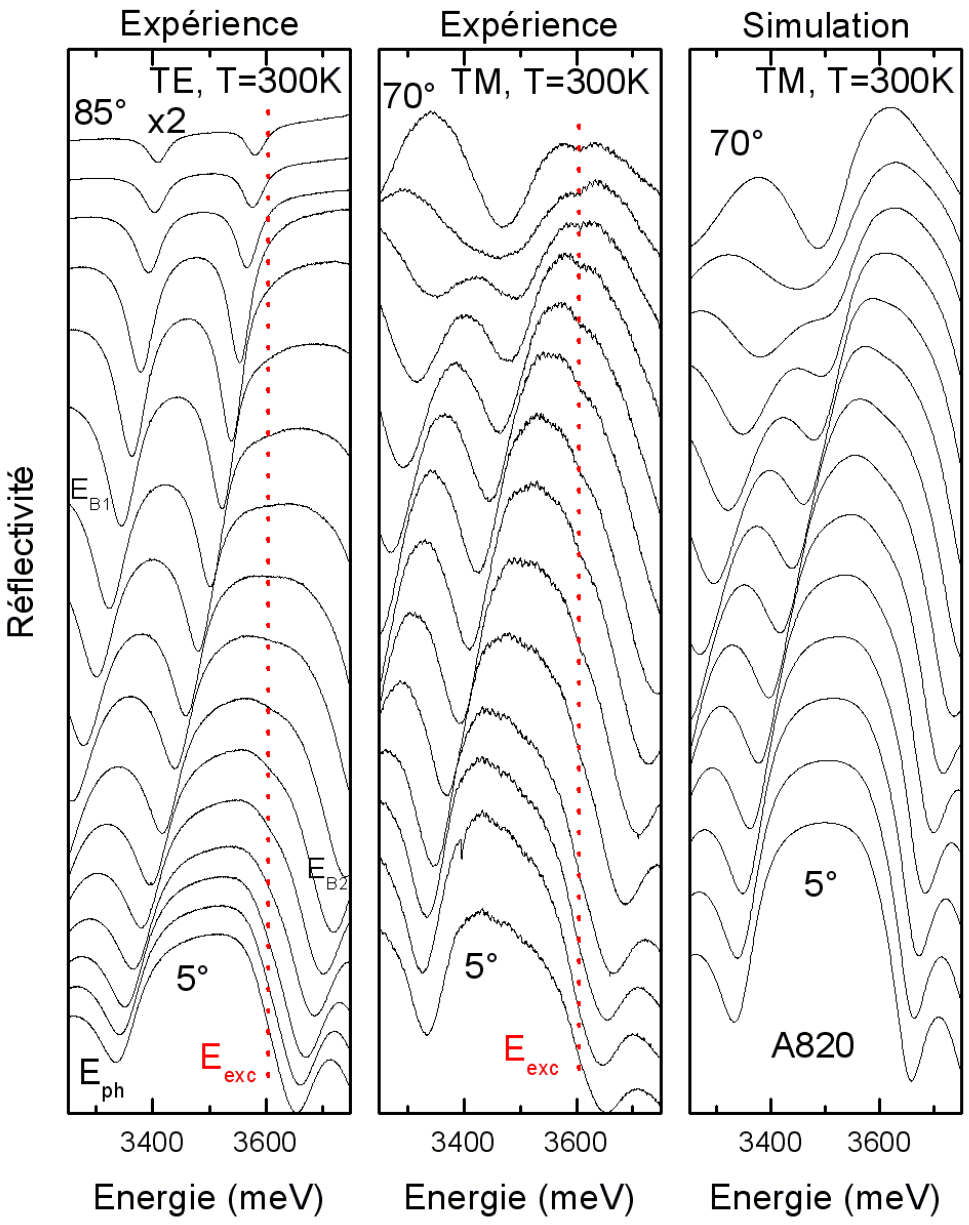


FIG. 3.29 – Spectres de réflectivité en angle par pas de 5° sur la demi-cavité A820 pour les deux polarisations à 300 K. Simulation en polarisation TM, dans ce calcul, la force d'oscillateur de l'exciton est 35000 meV^2.

à 47 meV de façon à obtenir un élargissement global de 60 meV en accord avec les mesures de photoluminescence. Les meilleurs ajustements ont été obtenus avec des forces d'oscillateur de 35 000±5 000 meV^2 et 130 000±15 000 meV^2 respectivement pour les polarisations TE et

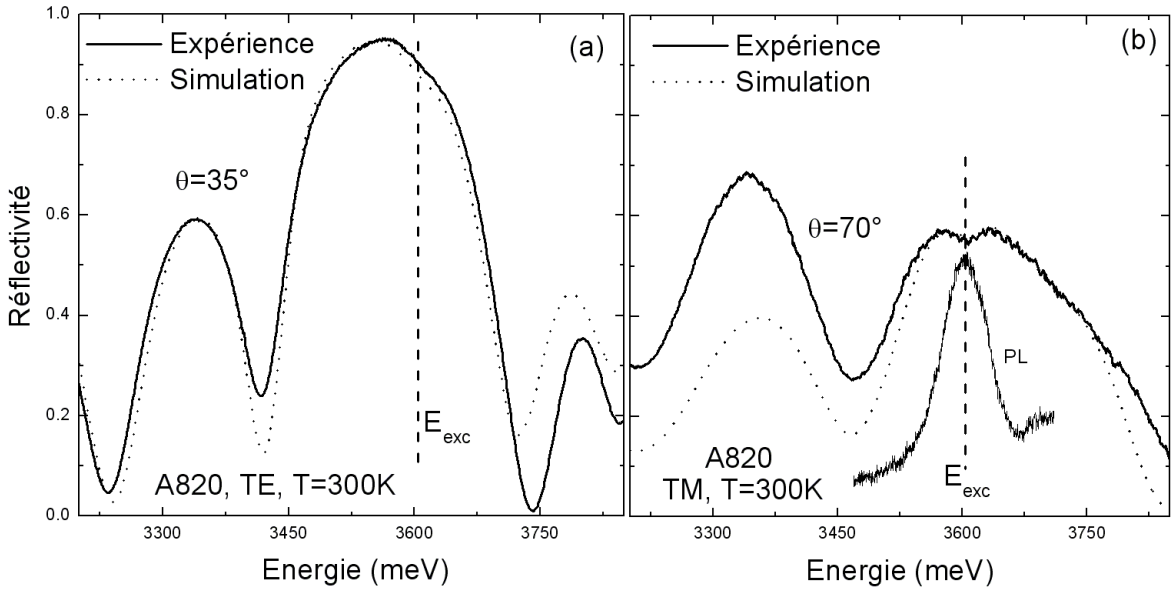


FIG. 3.30 – Spectres de réflectivité en angle (T=300 K) de la demi-cavité (a) en polarisation TE pour θ=35° et (b) TM pour θ=70°. Les simulations correspondantes sont également reportées, (b) ainsi qu'un spectre de photoluminescence (300 K) en incidence normale.

TM. Cette différence significative peut être expliquée par la symétrie des états excitoniques qui dépendent des propriétés électroniques de l'alliage (Al,Ga)N. En effet, il a été démontré que le croisement des bandes $\Gamma_9 - \Gamma_7$ se produit pour une concentration d'aluminium entre 4% et 11% [75, 76]. Ce croisement induit donc un changement de symétrie de Γ_9 à Γ_7 pour les trous dans les puits quantiques GaN/$Al_{0.2}Ga_{0.8}$N. La symétrie des bandes de valence à une influence importante sur les éléments de matrice optique, par conséquent, l'amplitude de l'interaction lumière-matière est fortement affectée. Il en résulte une force d'oscillateur 5 fois plus élevée en polarisation Π qu'en polarisation σ pour les transitions bande à bande impliquant la bande Γ_7 dans $Al_{0.2}Ga_{0.8}$N [76]. Les polarisations TE et σ sont équivalentes et lorsque l'angle d'incidence est grand, la polarisation TM se rapproche de la polarisation Π. L'influence de ce changement de symétrie permet d'expliquer pourquoi la transition excitonique est plus prononcée en polarisation TM lorsque l'angle d'incidence est grand.

Les évolutions des énergies photonique (E_{ph}) et excitonique (E_{exc}) sont tracées en fonction de l'angle d'incidence (figure 3.31). En TM, Il n'est pas possible de pointer le mode optique après 60°, celui-ci étant perturbé par le mode de Bragg. Par contre, en polarisation TE, E_{ph} peut être suivi jusqu'à 85°. Les simulations avec les matrices de transfert (trait plein) reproduisent

très fidèlement la dispersion du mode photonique observée expérimentalement. Que le calcul soit réalisé avec ou sans prise en compte des excitons, l'évolution de E_{ph} est exactement identique dans les deux cas : on peut donc conclure qu'il n'y a pas de couplage fort entre les excitons et les photons.

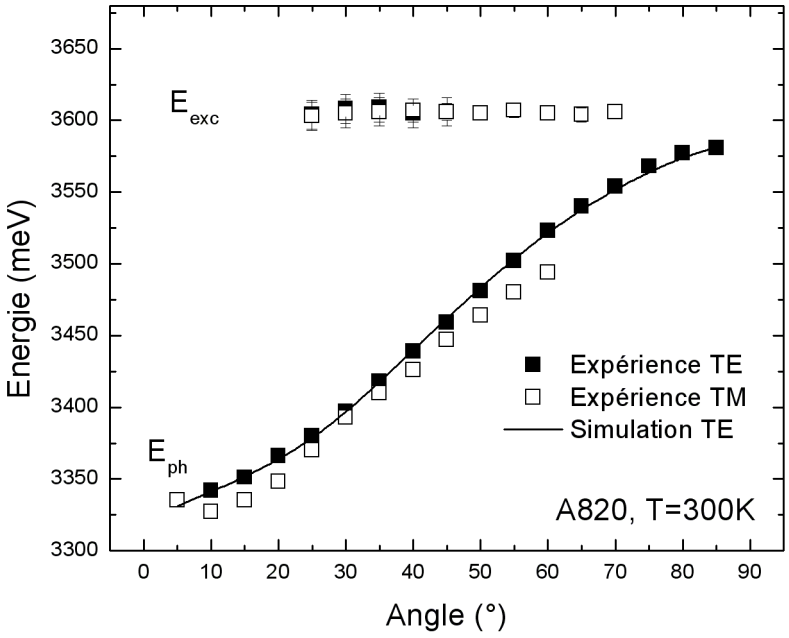


FIG. 3.31 – Évolution des modes excitonique et photonique en fonction de l'angle d'incidence pour la demi-cavité A820 à 300K pour les deux polarisations et simulation avec les matrices de transfert de la dispersion photonique en polarisation TE.

La cavité complète

Des mesures de réflectivité en angle pour les deux polarisations ont ensuite été effectuées sur la cavité complète à 5 K et 300 K (figure 3.32). Le mode optique est bien défini avec un facteur de qualité égal à 250. Malheureusement, quelque soit la température et la polarisation, le mode excitonique n'est pas détecté ; quand l'angle d'incidence augmente, le mode optique se déplace vers les hautes énergies sans interaction avec les excitons. L'observation du régime de couplage faible est la conséquence du fort élargissement inhomogène en accord avec l'étude expérimentale de Christmann *et al.* [77].

Des simulations ont été réalisées en mode TE avec la force d'oscillateur déduite précédemment afin de déterminer l'influence de l'élargissement inhomogène sur le régime de couplage fort. Les

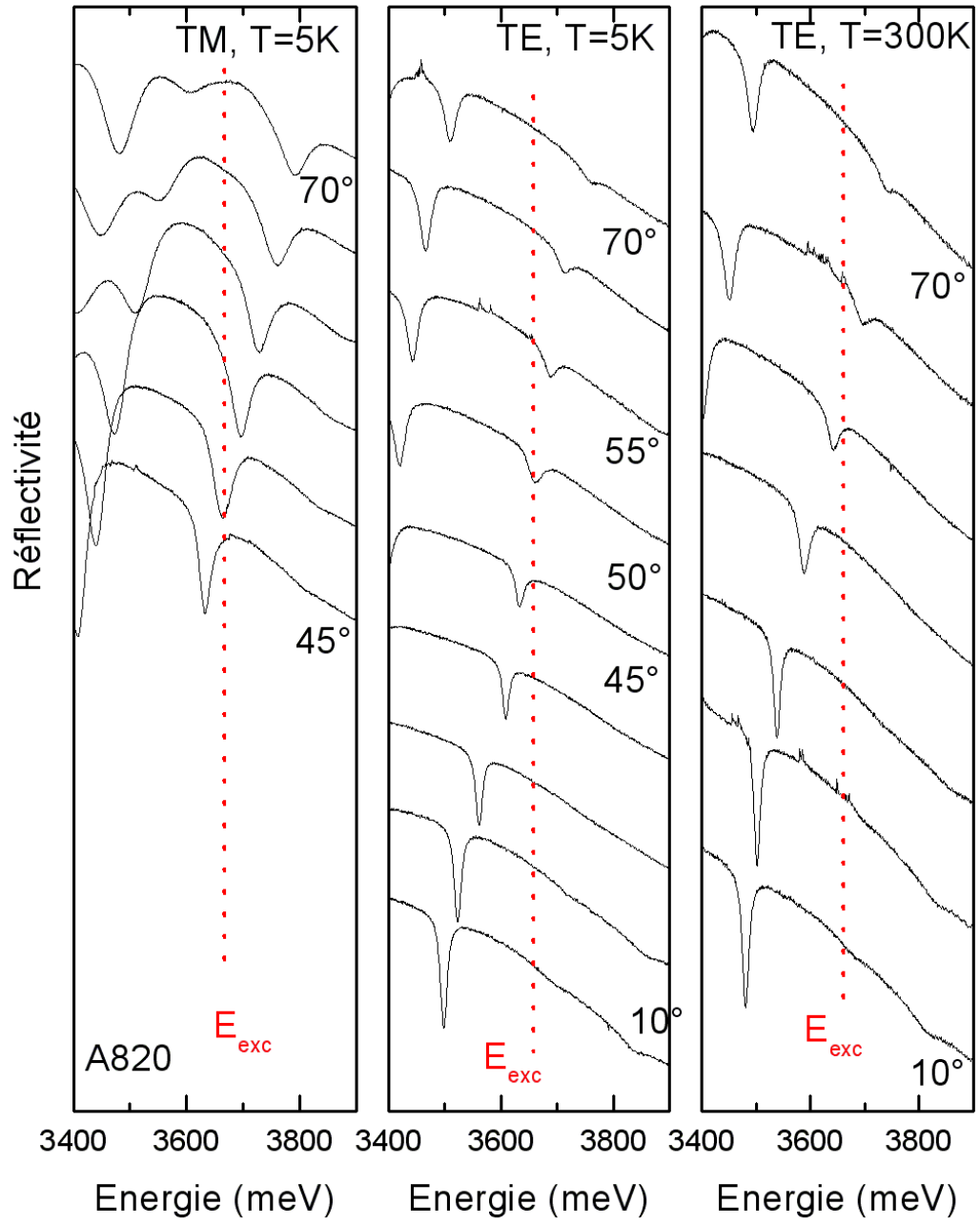


FIG. 3.32 – Spectres de réflectivité en angle pour la cavité complète A820 à 5 K et 300 K.

spectres calculés pour un angle d'incidence de 30° à 65°, avec un élargissement inhomogène de 47, 25 et 15 meV, sont respectivement reportés sur les figures 3.33 (a), (b) et (c). Dans les trois cas, la force d'oscillateur est fixée à 35 000 meV^2 et l'élargissement homogène à 0.1 meV.

Le premier cas (Γ_{inhom}=47 meV) correspond à l'échantillon A820, le calcul reproduit l'observation expérimentale, soit le régime de couplage faible. Il faut alors diminuer l'élargissement

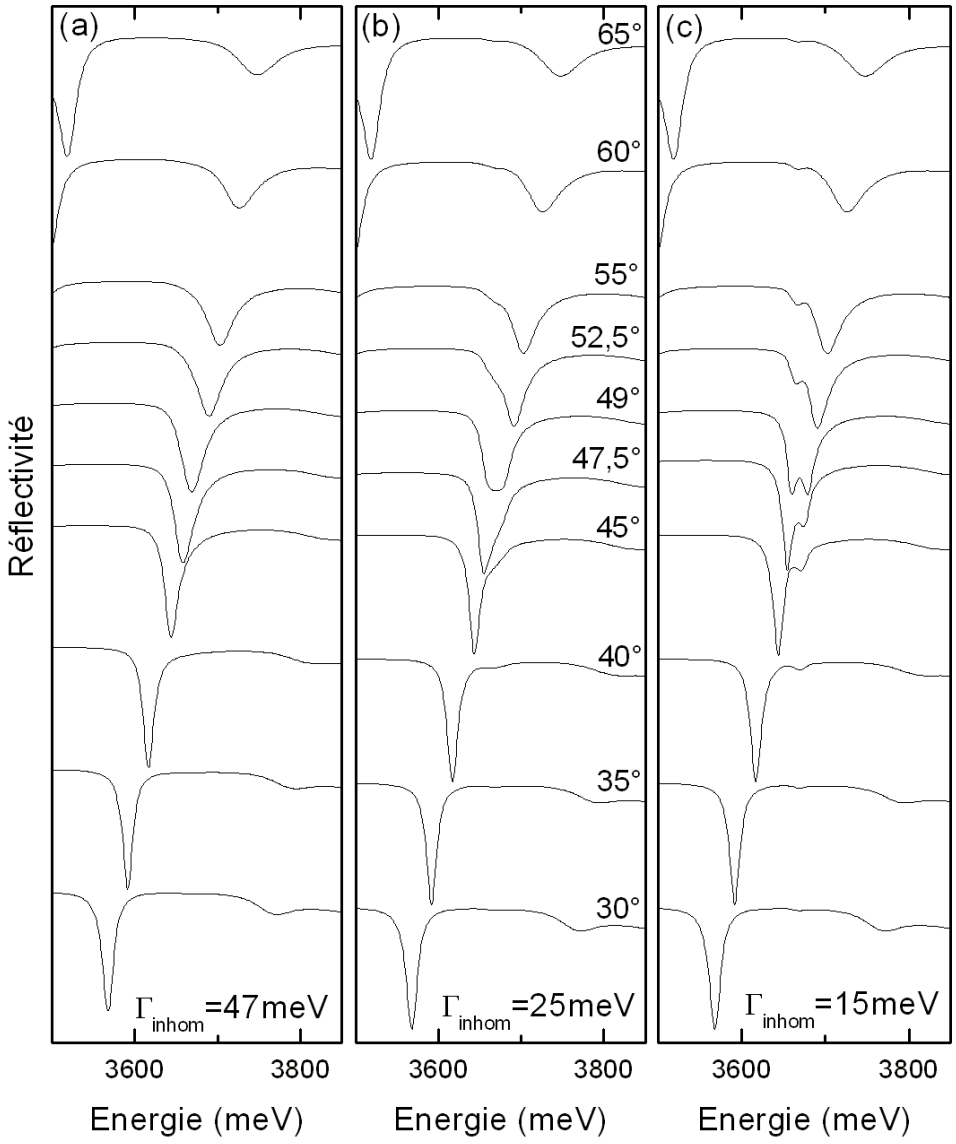


FIG. 3.33 – Simulation de la structure A820 en polarisation TE avec un élargissement inhomogène de (a) 47 meV, (b) 25 meV et (c) 15 meV.

inhomogène à 25 meV pour obtenir l'amorce du régime de couplage fort, mais pour cette valeur, l'anticroisement n'est pas bien identifié. Dans la dernière simulation, Γ_{inhom}=15 meV, l'anticroisement est nettement marqué et le dédoublement de Rabi est de 19 meV.

Afin d'observer le couplage fort et d'obtenir un grand dédoublement de Rabi pour une structure à puits quantiques, il est donc primordial d'améliorer la qualité des puits quantiques, et le dessin de la cavité : en augmentant le nombre de puits quantiques ainsi qu'en optimisant l'épaisseur du puits et la concentration d'aluminium dans les barrières.

3.2.3.3 Influence de l'épaisseur des puits et de la concentration d'aluminium dans les barrières

La présence de polarisations spontanée et piézoélectrique dans les couches de GaN et d'AlGaN induit un fort champ électrique dans la structure se traduisant par un effet stark confiné quantique [78]. Ce champ électrique a pour effet d'incliner les bandes de valence et de conduction dans les puits quantiques. Cette inclinaison de bandes dans le puits entraîne une modification de la position énergétique des niveaux confinés, les énergies des transitions sont diminuées par rapport au puits carré et les porteurs sont spatialement séparés (figure 3.34).

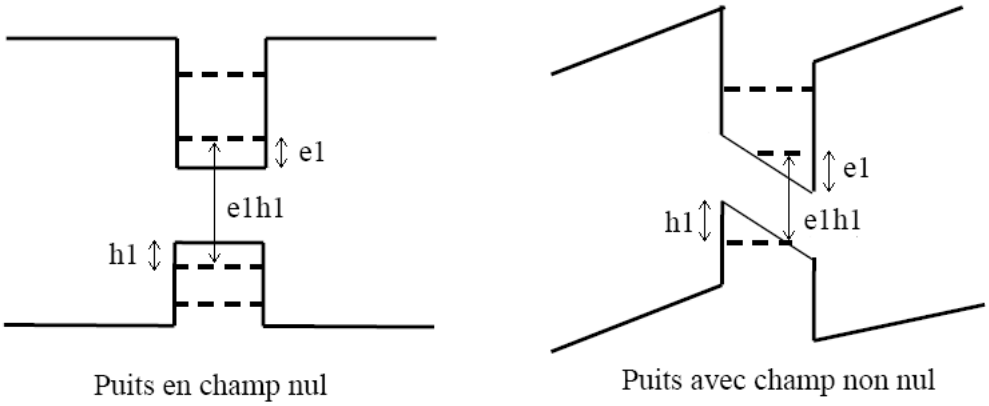


FIG. 3.34 – Influence d'un champ électrique sur les états électroniques d'un puits quantique (effet Stark) [14].

Les conséquences directes sont un décalage de l'émission des transitions vers le rouge et une réduction de la force d'oscillateur. Plus le puits est large et plus les porteurs seront affectés par le champ électrique, ces deux conséquences seront alors d'autant plus marquées. La dépendance de l'énergie d'émission du puits mesurée en photoluminescence à 12 K en fonction de son épaisseur pour différentes concentrations d'aluminium dans les barrières est reportée sur la figure 3.35 [79]. Pour les puits étroits, l'énergie d'émission est élevée, à cause du confinement électronique. Pour les puits larges, le champ électrique décale l'émission des puits vers des énergies inférieures au gap de GaN ($\sim$3.5 eV). L'augmentation de la concentration d'aluminium induit une augmentation du champ électrique donc une variation plus importante de l'énergie de confinement des porteurs dans le puits. Les largeurs à mi-hauteur de l'émission des puits augmentent avec la concentration d'Al dans les barrières (figure 3.35). Sur les deux figures, on remarque que lorsque l'épaisseur du puits est égal à 26 Å et quelque soit la concentration d'Al, le puits émet à la même énergie et

l'élargissement de photoluminescence passe par un minimum. Pour cette épaisseur, le décalage en énergie dû au champ électrique compense exactement l'énergie de confinement [79, 19]. Sur la figure 3.35, pour 21% d'Al et lorsque le puits est d'épaisseur 20 Å, la largeur à mi-hauteur est de 32 meV. Cette valeur est très inférieure à l'élargissement estimé pour l'échantillon A820 (47 meV).

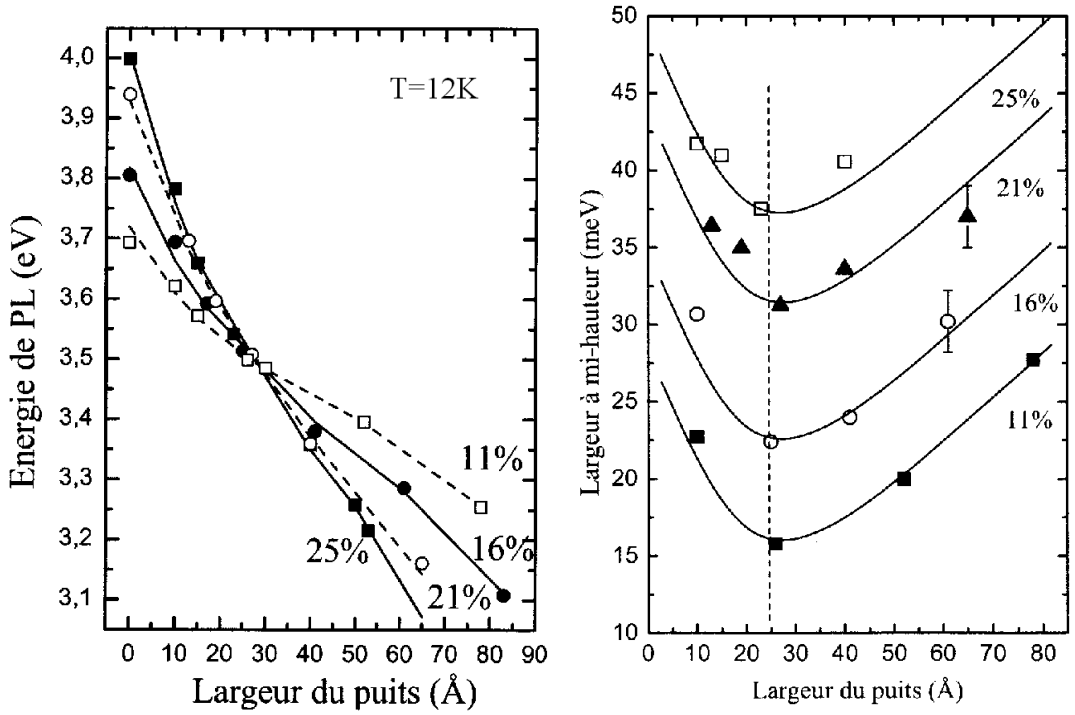


FIG. 3.35 – Énergies et largeurs à mi-hauteur d'émission de puits quantiques GaN/AlGaN reportées en fonction de l'épaisseur du puits pour différentes concentrations d'Al dans les barrières d'après la référence [79].

Plus récemment, Feltin *et al.* ont reportés des mesures d'élargissement à mi-hauteur légèrement plus faibles (19 meV pour 17% d'Al), par contre, ces auteurs trouvent un élargissement identique quelque soit l'épaisseur du puits [80]. Le champ électrique a aussi une grande influence sur la force d'oscillateur et l'énergie de liaison de l'exciton. Un calcul de l'évolution de l'énergie de liaison et de la force d'oscillateur est reporté en fonction de l'épaisseur du puits sur la figure 3.36. Ce calcul tient compte du champ électrique présent dans un puits quantique GaN/$Al_{0.27}Ga_{0.73}N$ [81]. L'épaisseur de 4ML soit un peu plus de 10 Å (1ML=2.59Å) permet d'obtenir les plus grandes valeurs de force d'oscillateur et d'énergie de liaison excitonique. De plus la diminution de concentration d'Al dans les barrières entraîne une diminution de l'énergie de liaison [82].

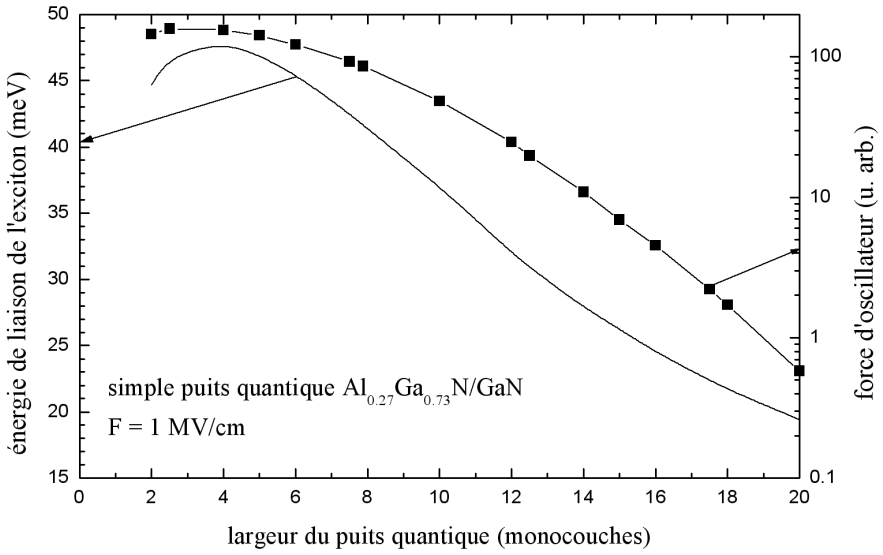


FIG. 3.36 – Energie de liaison et force d'oscillateur de l'exciton en fonction de l'épaisseur du puits ($GaN/Al_{0.27}Ga_{0.73}N$) avec champ électrique (F=1MV/cm) [81].

Compte tenu de ces résultats expérimentaux et théoriques, on comprend la difficulté du choix de l'épaisseur du puits et de la concentration d'Al pour la réalisation de microcavités à puits quantiques optimales. Pour observer le régime de couplage fort, il faut un faible élargissement excitonique et une grande force d'oscillateur (ou une énergie de liaison importante). Le choix d'une épaisseur de 15 Å semble être un bon compromis d'après les résultats précédents car il permet de conserver des valeurs de force d'oscillateur et d'énergie de liaison acceptables sans trop augmenter l'élargissement spectral. Pour les mêmes raisons, une concentration de 15% d'aluminium semble être raisonnable, une valeur inférieure risquerait en effet de rendre la cavité absorbante pour des énergies correspondantes à la dispersion de la branche haute du polariton.

Les cavités que nous étudions comportent un gradient d'épaisseur afin d'ajuster le mode optique par rapport aux énergies excitoniques. Nous avons vu que les puits sont placés aux endroits où le champ électrique est maximal. Le changement d'épaisseur de la couche active peut décaler le champ électrique dans celle-ci ; les puits ne "profitent" plus alors du maximum du champ électrique. De plus, de très faibles erreurs sur l'épaisseur de l'ensemble des couches induisent aussi un décalage de maximum du champ électrique. Afin de simplifier les choses, les futurs structures pourraient être réalisées avec des cavités complètement remplies de puits.

Très récemment G. Christmann *et al.* ont publié des resultats concernant une microcavité à multi-puits quantiques (67 puits) fonctionnant en régime de couplage fort avec un dédoublement de Rabi de 50 meV à 300 K [53]. L'épaisseur des puits (1.2 nm) est faible afin de minimiser l'effet du champ de polarisation interne et le pourcentage d'aluminium dans les barrières est de 20% dans le but de conserver un bon confinement. Dans cette structure le nombre élevé de puits quantiques permet d'obtenir une zone active importante et donc un fort dédoublement de Rabi ($\hbar\Omega_{Rabi} \propto \sqrt{N_{QW}}$) tout en ayant un état de contrainte identique dans chaque puits.

3.3 Comparaison du modèle des matrices de transfert au modèle de quasi-particules

Dans cette section nous allons comparer la validité du modèle des matrices de transfert à celle du modèle de quasi-particules pour trois structures avec un facteur de qualité différent. L'influence de la variation spectrale de l'élargissement excitonique sur le dédoublement de Rabi sera calculée pour chaque structure avec les deux modèles.
Des simulations utilisant le formalisme des matrices de transfert pour un élargissement inhomogène variable (traits pleins) ont été reportées sur la figure 3.37. Sur les six figures présentées, l'élargissement homogène des excitons A et B est fixé à 0.1 meV et 15 meV respectivement pour les calculs à 5 K et 300 K. Les forces d'oscillateur sont fixées à 50 000 meV en accord avec les mesures effectuées au laboratoire sur des couches de GaN contraint [67].

Les trois structures utilisées pour les simulations sont l'A808, l'A808D ainsi qu'une troisième structure (S3). Les échantillons A808 et A808D ont été étudiés précédemment (sections 3.1.1.2 et 3.2.1), ces structures ont le même miroir inférieur : 10 paires d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN. Le miroir supérieur de l'A808 est une couche de 10 nm d'Al alors que celui de l'A808D est un miroir diélectrique de 8 paires de SiN/SiO_2. La structure 3, possède un miroir supérieur identique à celui de l'A808D et son miroir inférieur est composé de 14 paires d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN. Les élargissements à mi-hauteur du mode optique (Γ_{photon}) sont 63 meV (figure 3.37 (a-b)), 18 meV (figure 3.37 (c-d)) et 9 meV (figure 3.37 (e-f)) respectivement pour les échantillons A808, A808D et la structure 3. Les facteurs de qualité de ces trois structures sont respectivement 55, 190 et 380. Pour chacune des trois structures, les épaisseurs des couches composant le miroir sont identiques et l'épaisseur de la cavité est $\lambda/2$ (65 nm). Pour chaque structure et pour les deux températures, les simulations avec les matrices de transfert ont permis de déterminer un dédoublement de Rabi maximum en fonction de l'élargissement inhomogène. Afin de pouvoir comparer les deux modèles, le seul paramètre de couplage V ($V=V_A=V_B$) du modèle de quasi-particules a été choisi de tel sorte que le même dédoublement de Rabi maximum soit obtenu à basse température. Les calculs du dédoublement de Rabi sont reportés en traits pointillés sur la figure 3.37. Les termes de couplage déduits sont 16 meV, 14.2 meV et 13.5 meV respectivement pour l'A808, l'A808D et la structure 3. Le terme de couplage diminue en accord avec l'augmentation de la longueur effective de la cavité, conduisant à une diminution du dédoublement de Rabi. Dans le cas du modèle de quasi-particules, un seul paramètre Γ_{exc} traduit l'élargissement excitonique. Dans

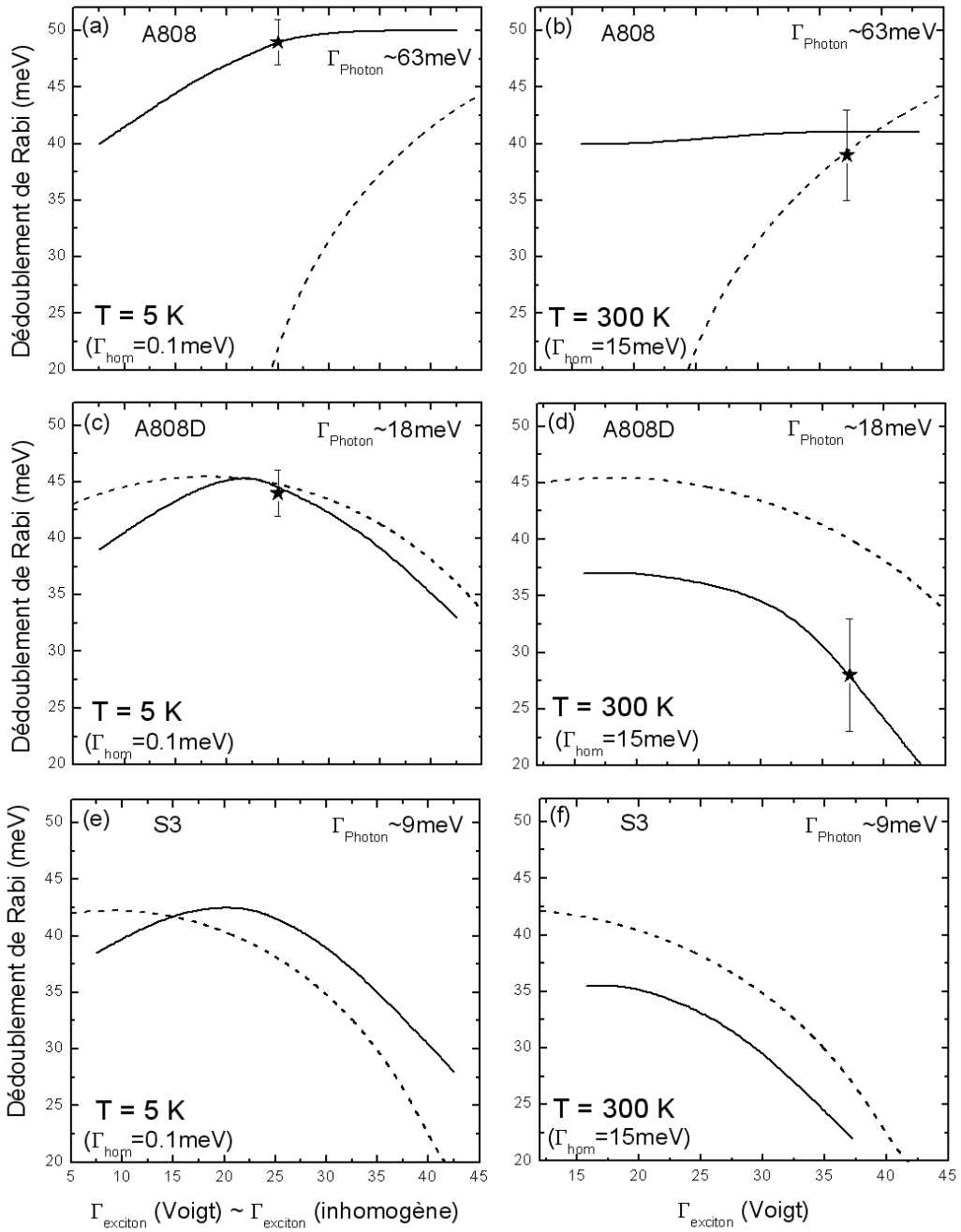


FIG. 3.37 – Dédoublement de Rabi en fonction de l'élargissement excitonique calculé avec les matrices de transfert (traits pleins) et le modèle de quasi-particules (traits pointillés) à 5 K et à 300 K pour les échantillons A808 (a-b) et A808D (c-d) et la structure 3 (e-f). Les valeurs des dédoublements de Rabi déterminées expérimentalement pour les échantillons A808 et A808D sont aussi reportées (a-d).

la réalité, il est important de tenir compte de l'élargissement homogène et de l'élargissement inhomogène qui est élevé dans les structures que nous avons étudiées (25 meV) du fait de la forte contrainte résiduelle. Néanmoins, pour comparer les modèles nous avons choisi de tracer l'évolution du dédoublement de Rabi en fonction d'un paramètre d'élargissement unique résultant de la convolution de l'élargissement homogène (Lorentzien) et de l'élargissement inhomogène (gaussien) utilisés dans le modèle des matrices de transfert. A basse température ce paramètre tend sensiblement vers l'élargissement inhomogène.

Commençons la discussion par le modèle des matrices de transfert.

Nous remarquons que pour les simulations utilisant ce formalisme rendent bien compte des dédoublements de Rabi mesurés à 5 K et 300 K sur les échantillons A808 et A808D. Pour l'échantillon A808 (figure 3.37 (a-b)), à basse température $\hbar\Omega_{Rabi}$ augmente avec l'élargissement inhomogène puis reste sensiblement constant et égal à 50 meV pour des valeurs de $\Gamma_{exciton}$(inhomogène) supérieures à 30 meV. A température ambiante, le dédoublement de Rabi n'est pas beaucoup influencé par l'élargissement inhomogène. Concernant l'échantillon A808D (figure 3.37 (c-d)), à 5 K, les simulations passent par un maximum (45 meV) pour un élargissement excitonique de 22 meV, alors qu'à température ambiante, le dédoublement de Rabi est maximum (37 meV) pour un élargissement excitonique faible et il diminue lorsque ce dernier augmente. Les tendances observées pour la structure 3 sont les mêmes que pour l'échantillon A808D mais les modes polaritoniques sont mieux résolus grâce au plus faible élargissement photonique.

Il est important de noter que l'influence de l'élargissement homogène sur le dédoublement de Rabi est grande comparativement à celle de l'élargissement inhomogène. Le changement de température de 5 K à 300 K, modélisé avec seulement une variation de l'élargissement homogène de 0.1 meV à 15 meV, entraîne une diminution du dédoublement de Rabi de 16 meV pour l'A808D et de 8 meV pour l'A808. Alors que l'augmentation de l'élargissement inhomogène de 15 meV (de 15 meV à 30 meV) entraîne diminution de $\hbar\Omega_{Rabi}$ de 9 meV pour l'A808D et n'a pas d'influence pour l'A808 (figure 3.37 (a et c)).

Considérons maintenant les simulations avec le modèle de quasi-particules.

Pour l'échantillon A808 les résultats à basse température sont très éloignés de la mesure expérimentale. A 300 K, les simulations sont en accord avec le dédoublement de Rabi mesuré mais l'évolution de ce dernier est très différente de celle obtenue avec les matrices de transfert. Les simulations à 5 K pour l'A808D sont en bon accord avec l'expérience et la tendance avec l'autre modèle est proche. A température ambiante, la tendance avec les matrices de transfert est simi-

laire mais la valeur du dédoublement de Rabi est surestimée par rapport à la mesure. Malgré un décalage suivant l'axe des x d'environ -6 meV à 5 K et +7 meV à 300 K, les tendances observées avec les deux modèles sont quasiment identiques pour la structure S3.

Les spectres expérimentaux de réflectivité en configuration de couplage fort à 5 K et 300 K (traits pleins) et les ajustements correspondants réalisés avec les matrices de transfert (traits pointillés) sont reportés sur la figure 3.38 pour les échantillons A808 (a-b) et A808D (c-d).

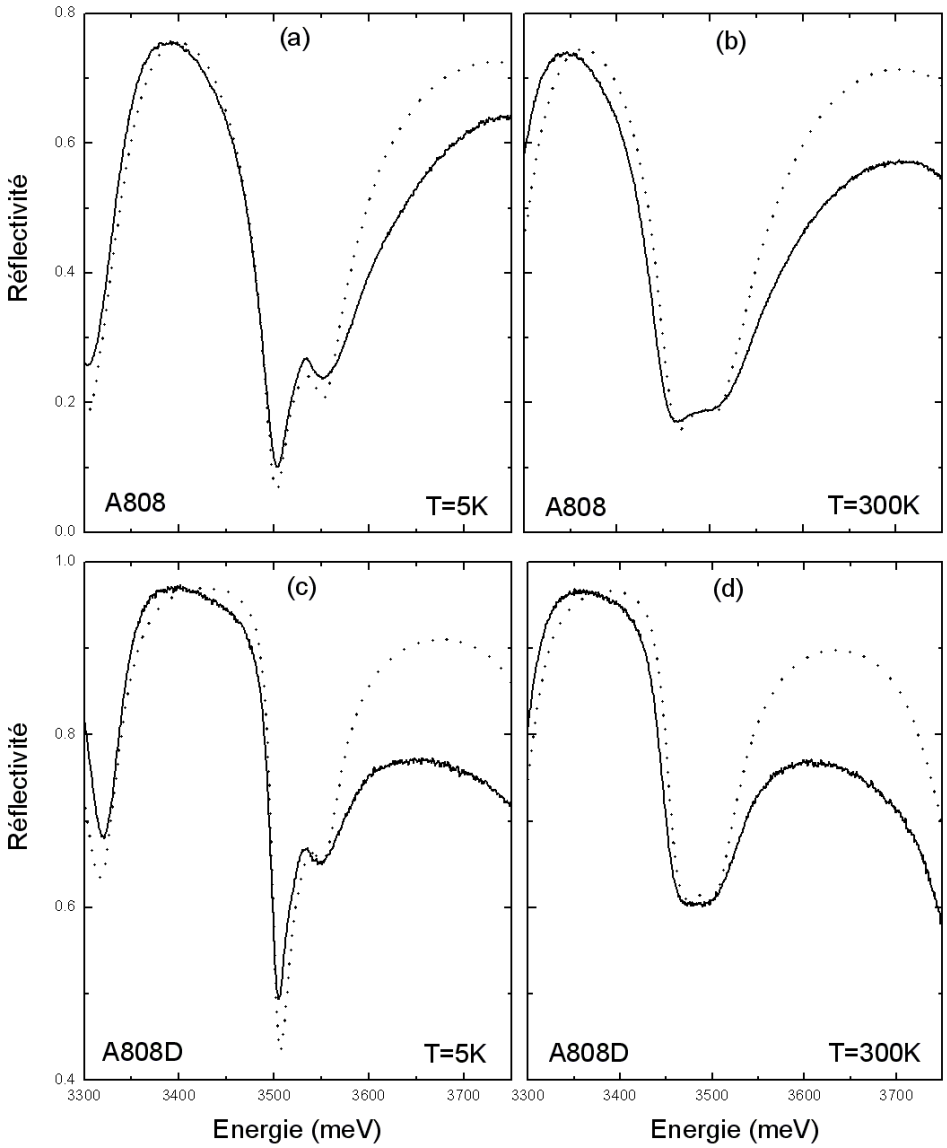


FIG. 3.38 – Simulations avec les matrices de transfert (traits pointillés) et spectres expérimentaux de réflectivité (traits pleins) à 5 K et à 300 K pour les échantillons A808 (a-b) et A808D (c-d) en configuration de couplage fort.

Il est important de préciser que mis à part les énergies des excitons, seul le paramètre d'élargissement homogène a été changé entre la simulation à 5 K et à 300 K pour les deux échantillons.

Des simulations avec les matrices de transfert (trait pleins) ont été réalisées avec Γ_{inhom} fixé à 25 meV et Γ_{hom} variant de 0.1 meV à 15 meV (figure 3.39).

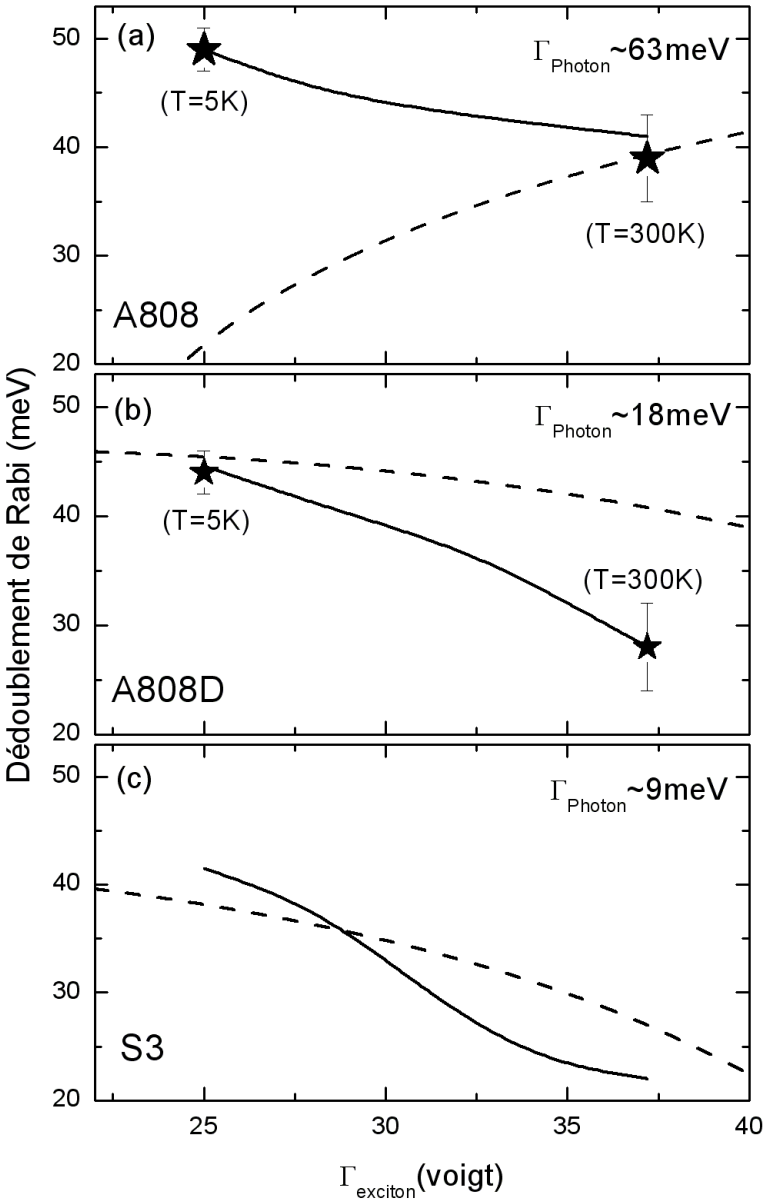


FIG. 3.39 – Comparaison du modèle de quasi-particules (traits pointillés) avec le modèle des matrices de transfert (traits pleins) dans le cas de l'échantillon A808 (a), A808D (b) et de la structure S3 (c).

Les dédoublements de Rabi sont tracés en fonction de l'élargissement excitonique global, soit 25 meV pour T=5 K et 37 meV pour T=300 K. Les valeurs de $\hbar\Omega_{Rabi}$ mesurées expérimentalement sont reportées avec leurs barres d'incertitudes. Les traits en pointillés correspondent aux simulations avec le modèle de quasi-particules. Les simulations avec les matrices de transfert sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux des échantillons A808 (figure 3.39 (a)) et A808D (figure 3.39 (b)).

Concernant le modèle de quasi-particules, la tendance observée est contraire aux résultats expérimentaux pour l'A808. Ce modèle n'est donc pas utilisable pour interpréter les données mesurées sur cet échantillon. Pour l'A808D, les simulations traduisent globalement la tendance concernant l'évolution du dédoublement de Rabi mais ne permettent pas de le quantifier aussi précisément qu'avec les matrices de transfert. Dans le cas de la structure S3 (figure 3.39 (c)), même si l'allure des courbes relatives aux deux modèles n'est pas identique, les valeurs sont proches et la tendance est la même.

Les figures 3.37, 3.38 et 3.39 mettent en évidence la précision du modèle des matrices de transfert. Ce modèle permet de reproduire très fidèlement les spectres expérimentaux grâce à la prise en compte de la structure réelle et des élargissements homogène et inhomogène des excitons. Par contre, le modèle de quasi-particules permet de mener rapidement et simplement une étude qualitative uniquement dans le cas où l'élargissement photonique est faible ($1 - R \ll 1$), c'est à dire pour des cavités à fort facteur de qualité.

Conclusion du chapitre 3

Dans ce troisième chapitre nous avons étudié des microcavités sur substrat silicium. Les premiers résultats avec les miroirs métalliques ont montré le régime de couplage fort à température ambiante en réflectivité en angle. A 5 K le couplage est observé entre le mode photonique et les transitions excitoniques A et B. La dépendance du dédoublement de Rabi avec la longueur de pénétration du miroir de Bragg a été mis en évidence. Il a été montré que l'augmentation du nombre de pairs du miroir inférieur provoque des fissures dans la couche active se traduisant par un élargissement inhomogène important de la transition excitonique. Si l'utilisation d'un miroir d'aluminium comme miroir supérieur permet d'obtenir une longueur effective de cavité plus faible et donc un dédoublement de Rabi plus grand, elle conduit néanmoins à un facteur de qualité insuffisant pour observer l'émission du polariton.

Le couplage fort a été observé en réflectivité et en luminescence en angle pour des microcavités à deux miroirs de Bragg. De plus nous avons remarqué une perte du couplage fort dans la gamme d'énergie voisine de celle des excitons à cause de l'absorption de la couche active et aussi du faible confinement photonique. Des résultats préliminaires sur une demi-cavité à puits quantiques ont permis d'observer les excitons et d'en déduire des valeurs de forces d'oscillateur différentes selon la polarisation. Des améliorations sont nécessaires afin d'observer le couplage fort sur la cavité complète. Dans la dernière partie, nous avons montré que le modèle de quasi-particules est utile pour une étude qualitative seulement lorsque l'on se rapproche d'une cavité idéale ($1 - R \ll 1$). Le modèle des matrices de transfert s'avère être le modèle le plus adapté pour modéliser et interpréter les résultats expérimentaux dans les différents cas de figure. Ce modèle constitue ainsi un outil indispensable dans l'analyse de nos résultats. Grâce à une bonne connaissance des indices des matériaux utilisés il nous est possible de proposer précisément les épaisseurs des structures multicouches à l'équipe de croissance avec laquelle nous travaillons en étroite collaboration.

Chapitre 4

Étude de microcavités GaN à deux miroirs diélectriques

Sommaire

4.1 Première approche : la microcavité "complètement hybride" : A611. 128

4.1.1 Croissance et élaboration 128

4.1.2 Réflectivité et photoluminescence résolues en angle 129

4.1.3 Mesures en température 133

4.1.4 Conclusion 135

4.2 Deuxième approche : les microcavités hybrides. 136

4.2.1 Croissance et élaboration 136

4.2.2 A838 136

4.2.3 A841 141

4.2.4 Conclusion 147

4.3 Perspectives 148

4.3.1 Cavité non absorbante 148

4.3.2 Structures A et B 149

Ce dernier chapitre est consacré à l'étude de microcavités à deux miroirs diélectriques. La première partie est dédiée à une microcavité "complètement hybride". L'approche consiste à épitaxier une couche épaisse de GaN de bonne qualité, puis à enlever localement le silicium, les couches tampons et à réduire l'épaisseur de GaN. La couche active sera finalement située entre deux miroirs diélectriques. Après avoir expliqué les étapes de fabrication de la structure, nous discuterons des résultats obtenus par réflectivité et photoluminescence résolue en angle et en température.

Dans la deuxième partie, nous analyserons deux microcavités hybrides réalisées avec une méthode différente. Cette deuxième approche consiste à épitaxier un miroir de Bragg contenant quelques paires $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN$ directement sur silicium, puis à déposer ensuite une couche de GaN de qualité satisfaisante. Le substrat est remplacé localement par un miroir diélectrique ; nous obtenons ainsi une cavité hybride constituée de la couche de GaN et du miroir épitaxial ($Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN$) placés entre deux miroirs diélectriques. Dans le dernière partie, nous discuterons du potentiel de ces deux approches et nous donnerons quelques perspectives.

4.1 Première approche : la microcavité "complètement hybride" : A611.

4.1.1 Croissance et élaboration

La structure initiale a été épitaxiée sous jets moléculaires sur un substrat Si(111). Trois couches tampons sont d'abord déposées : 40 nm d'AlN sur le silicium puis successivement 250 nm de GaN et 250 nm d'AlN. Enfin, une couche épaisse de GaN est épitaxiée, c'est la partie supérieure de cette couche qui deviendra plus tard la couche active de la microcavité. La couche de GaN est très épaisse dans le but d'obtenir une couche active de haute qualité. Les détails de croissance ont été reportés par F. Semond *et al.* [68].

Après la croissance de GaN, 10 paires de SiN/SiO_2 sont déposées. La structure est ensuite collée coté miroir diélectrique sur un substrat saphir. Le substrat silicium est enlevé grâce à une gravure humide à base d'acide fluoridrique. Les couches tampons ainsi qu'une partie de la couche de GaN sont ensuite enlevées par gravure plasma. Une mesure in situ pendant la gravure permet de contrôler l'épaisseur retirée pour obtenir l'épaisseur de la couche active désirée, ici lambda ($\sim$140 nm). Avant le dépôt du second miroir, le GaN est nettoyé chimiquement avec de l'acide chlorhydrique afin de supprimer les contaminants. Le miroir supérieur de la microcavité est en-

suite déposé, il est constitué de 3 paires de SiO_2/ZrO_2. Le schéma des étapes de fabrication relatives à cette première approche est donné sur la figure 4.1.

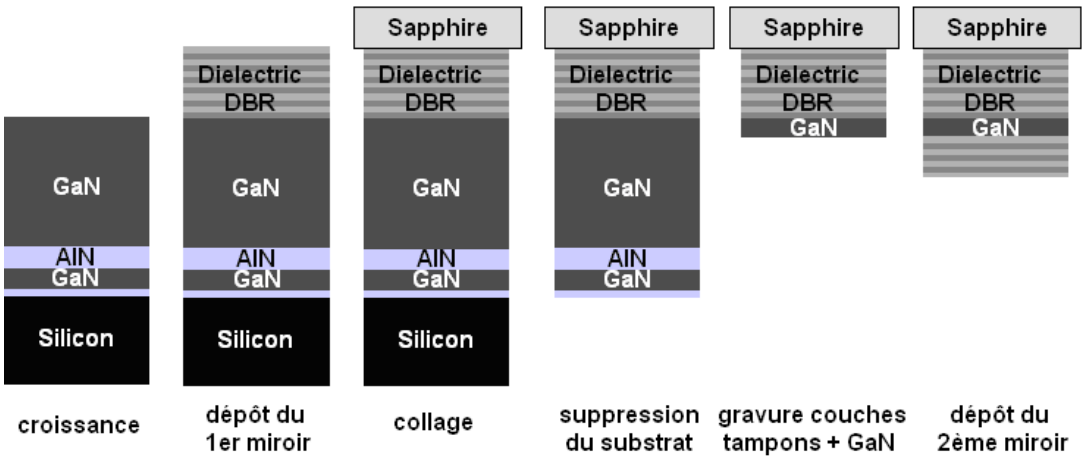


FIG. 4.1 – Étapes de fabrication de la microcavité complètement hybride (échantillon A611).

4.1.2 Réflectivité et photoluminescence résolues en angle

Des mesures de réflectivité et de photoluminescence résolues en angle ont été réalisées à 5 K et 300 K. Nous discuterons des spectres de réflectivité en polarisation TM car les excitons sont plus marqués qu'en polarisation TE à 5 K. Les spectres de réflectivité à 5 K en polarisation TM et les courbes de dispersion sont reportés sur les figure 4.2 (a) et (c). Pour un angle de 5°, seul le mode optique est détecté à 3422±2 meV, le facteur de qualité est d'environ 110. A partir de 25°, les branches moyenne et haute sont identifiables à 3474±2 meV et 3485±2 meV. Lorsque l'angle d'incidence augmente, la branche haute est repoussée vers les hautes énergies ; on peut la suivre jusqu'à 60°. La forte absorption du GaN devant la faible finesse du mode optique rend difficile l'observation de la branche haute. Le dédoublement de Rabi est égal à 31±3 meV à 45°.

Les spectres de réflectivité à température ambiante sont reportés sur la figure 4.3. Pour l'angle le plus faible (5°), le mode optique se trouve à 3375±2 meV. Coté haute énergie, un creux très faiblement marqué est détecté à 3417±2 meV entre 5° et 15°, il est interprété comme le mode polariton haut (UPB) car ce dernier est exalté lorsque le couplage exciton-photon devient effectif [46]. Lorsque l'angle d'incidence augmente, la branche basse peut être suivie jusqu'à 55° ; sa position est alors 3404±3 meV et 3408±3 meV respectivement pour les polarisations TE et TM.

Les spectres de photoluminescence en angle enregistrés à basse température sont présentés

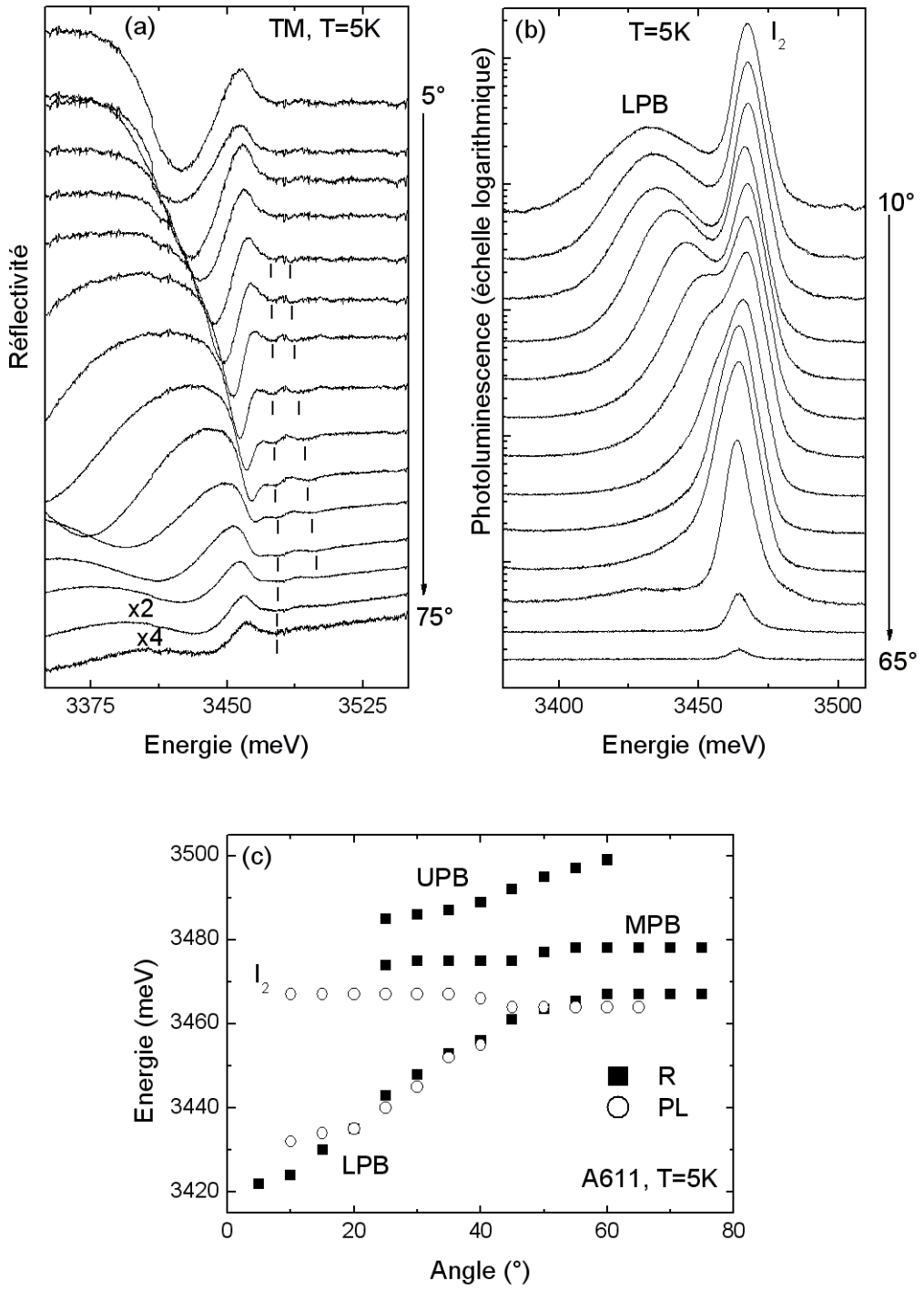


FIG. 4.2 – (a) Spectres de réflectivité en angle en polarisation TM à T=5 K de 5° à 75° par pas de 5°. (b) Spectres de photoluminescence en angle à T=5 K de 10° à 65° par pas de 5°. (c) Courbes de dispersion.

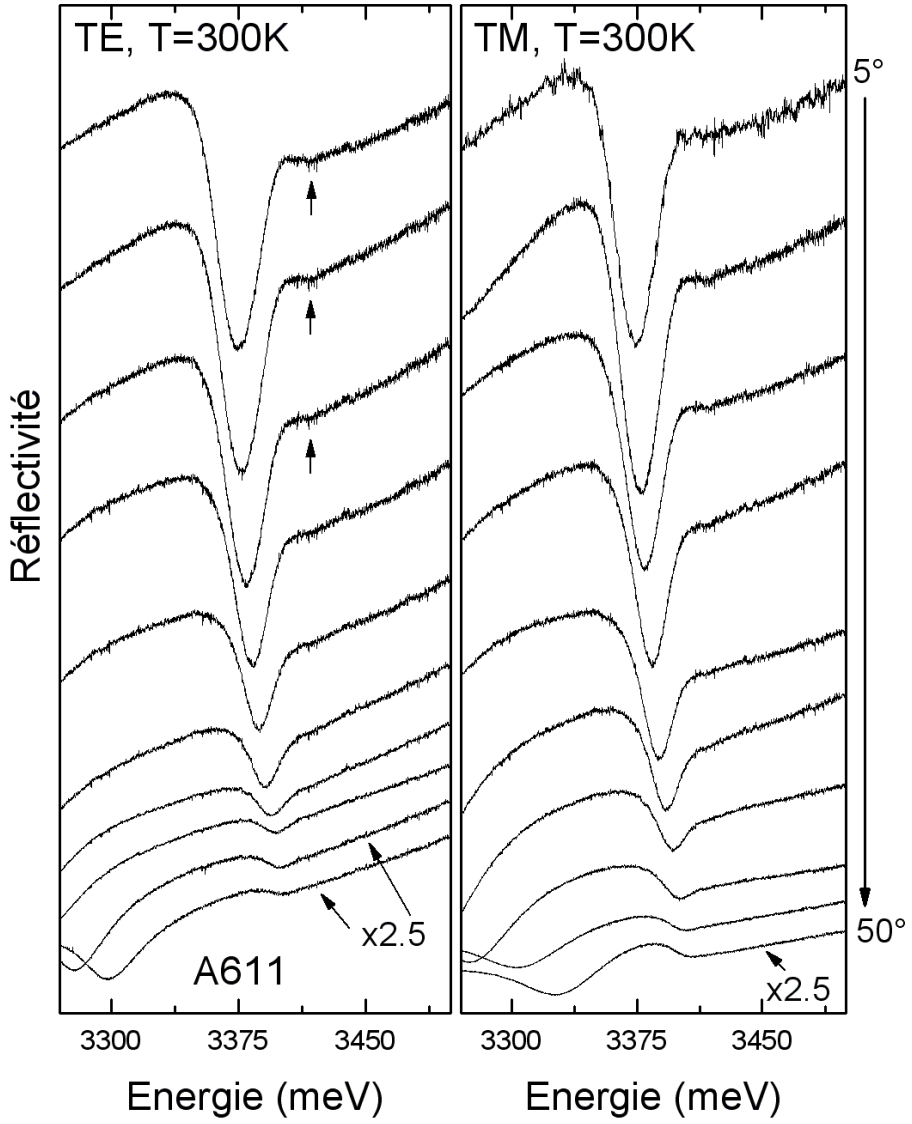


FIG. 4.3 – Spectres de réflectivité en angle à température ambiante pour les polarisations TE et TM de 5° à 55° par pas de 5°.

sur la figure 4.2 (b). Le mode optique situé à 3432±2 meV (à 10°) peut être suivi jusqu'à 55°, son énergie augmente vers celle des excitons liés (I_2) lorsque l'angle θ augmente. L'exciton lié reste à la même énergie 3465±2 meV quelque soit l'angle d'incidence. La largeur à mi-hauteur du mode optique est grande (31 meV) devant celle de l'exciton lié (8 meV). La finesse de la raie excitonique témoigne de la bonne qualité de la couche de GaN, l'élargissement excitonique étant identique à celui reporté par F. Semond *et al.* pour une couche épaisse de GaN sur substrat silicium [21]. Grâce à la technique de croissance employée ici, la contrainte dans la couche active est beaucoup

plus faible (3.9±1.3 kbar en tension) que pour les microcavités lambda étudiées dans le chapitre 3.

Les spectres de photoluminescence résolue en angle à température ambiante sont reportés sur la figure 4.4 (a).

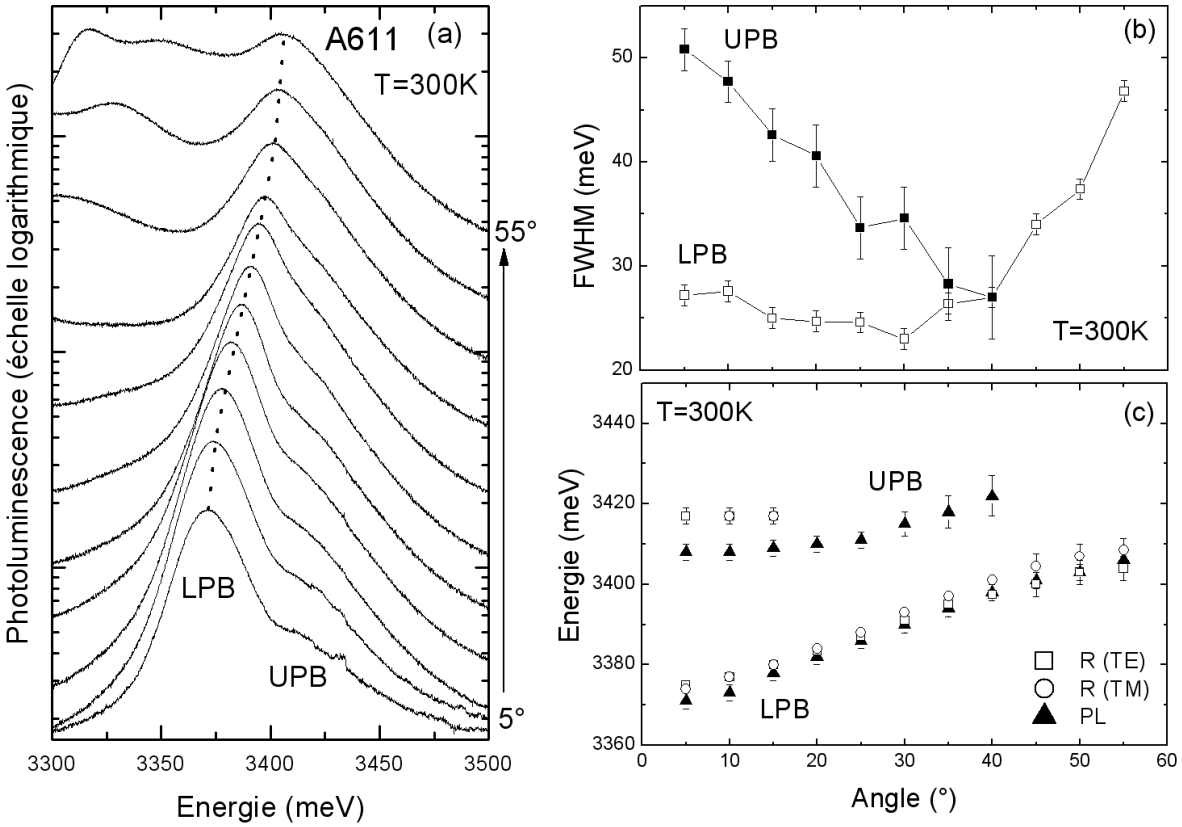


FIG. 4.4 – (a) Spectres de photoluminescence en angle à T=300 K de 5° à 55° par pas de 5°, (b) élargissement à mi-hauteur et (c) dispersion des branches polaritoniques en fonction de l'angle d'incidence.

A 5°, deux pics relatifs aux modes photonique et excitonique sont observés. Afin de déterminer de façon systématique les énergies et largeurs à mi-hauteur de ces deux modes, une déconvolution avec deux gaussiennes est réalisée. A 300 K, seules les recombinaisons des excitons libres A et B sont observées. L'émission à haute énergie englobe la contribution des transitions excitoniques A et B élargies par l'agitation thermique. Il est possible que les transitions e^-/t^+ existent également à plus haute énergie. L'élargissement de la branche basse est faible pour les bas angles et plus importante pour les angles élevés, alors que l'élargissement de la branche haute diminue lorsque

l'angle augmente (figure 4.4 (b)). En effet, théoriquement loin de la résonance, pour un angle $\theta \ll \theta_r$ (θ_r : angle correspondant à la résonance) la branche basse est photonique et la branche haute excitonique et inversement quand $\theta \gg \theta_r$. En régime de couplage fort lorsque l'on se rapproche de la résonance les élargissements des modes se rapprochent et pour $\theta = \theta_r$ ils sont identiques ; les branches haute et basse sont alors mi-photon mi-exciton. Ce comportement a déjà été observé expérimentalement par C. Ell *et al.* dans des microcavités GaAs [83].
Ici, les modes polaritoniques ont le même élargissement pour θ=40° soit à la résonance et le dédoublement de Rabi est estimé à 24±3 meV. Un bon accord est observé entre les positions en énergie de la branche basse mesurées en réflectivité et en photoluminescence (figure 4.4 (c)). Par contre pour le mode à haute énergie, nous observons un décalage de 11 meV pour θ=5° entre les mesures de réflectivité et de photoluminescence. Le mode détecté en réflectivité aux bas angles (loin de la résonance) doit correspondre à l'exciton B alors que l'émission dominée par les états de plus basse énergie, correspond donc majoritairement à celle des excitons A. La position de la branche basse pour les hauts angles 3406±5 meV confirme cette hypothèse, en effet quand θ est grand LPB tend vers l'énergie de l'exciton A.

4.1.3 Mesures en température

Les spectres de photoluminescence en température pour θ=40° et 45° sont reportés sur la figure 4.5. Une déconvolution à l'aide de deux gaussiennes nous a permis de déterminer les énergies des deux modes observés expérimentalement. Les triangles pleins et vides correspondent respectivement aux branches haute et basse. L'énergie de l'exciton non couplé (cercle plein) est obtenue pour une mesure loin de la résonance (à l'angle d'incidence le plus élevé possible) pour des températures de 5, 120 et 300 K. Le cercle vide correspond à l'énergie de l'exciton libre à 5 K qui est déduit de l'énergie de l'exciton lié, sachant que dans du GaN faiblement contraint l'écart entre les deux est de 6±1 meV [29]. Un ajustement de l'évolution avec la température de l'énergie de l'exciton non couplé est réalisé avec la loi de Varshni :

$$E(T) = E(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \tag{4.1}$$

Les valeurs de α (1 meV/K) et β (1100 K) déterminées sont en bon accord avec celles obtenues pour du GaN massif [84]. Cet ajustement correspond à l'évolution en température de l'énergie de l'exciton libre. A basse température l'émission de GaN est dominée par les excitons liés, c'est

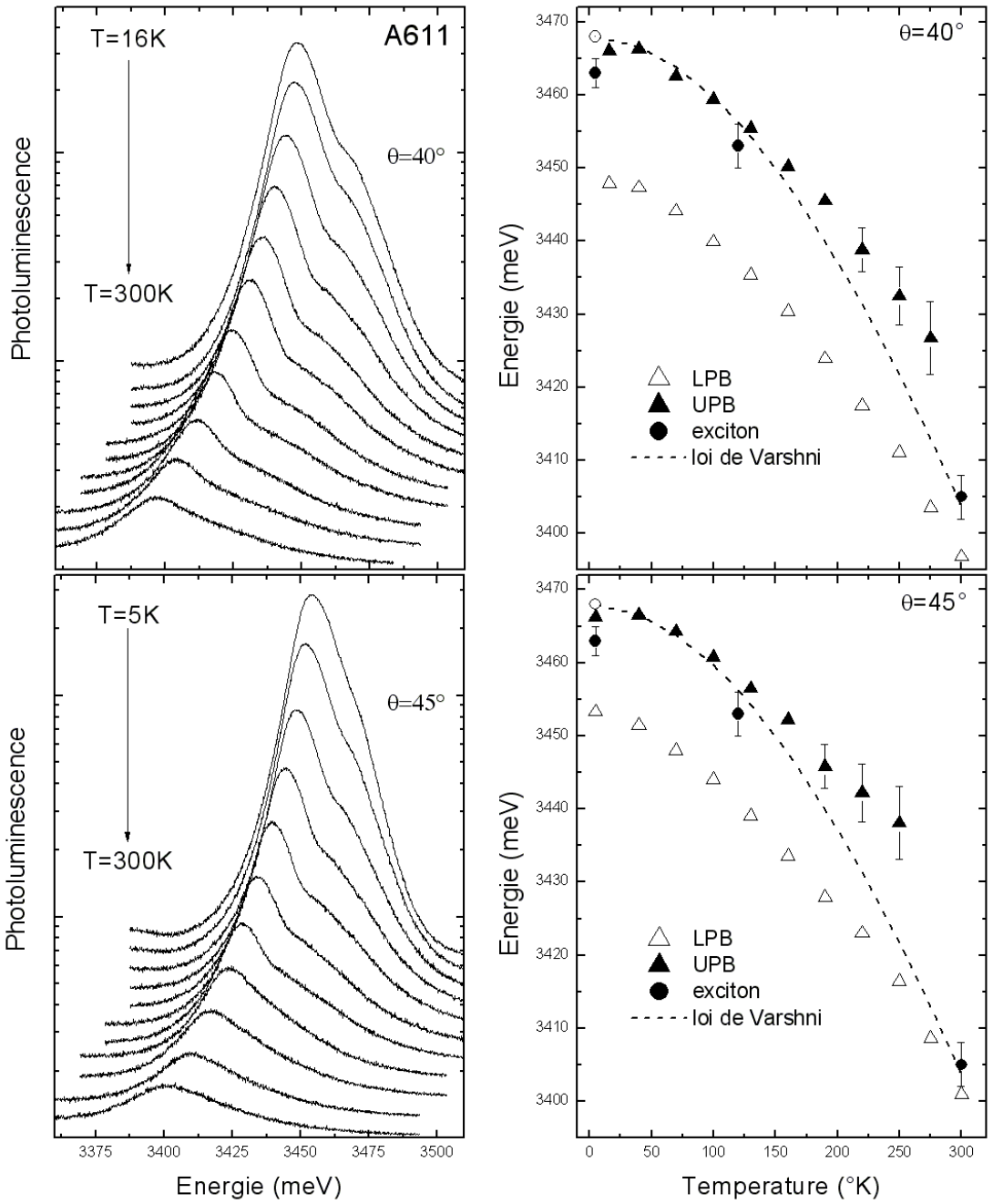


FIG. 4.5 – Spectres de photoluminescence pour un angle θ=40° et 45° en fonction de la température. Les énergies des branches haute (UPB) et basse (LPB) du polariton ainsi que l'énergie de l'exciton non couplé sont reportées en fonction de la température. Le trait en pointillé correspond à l'ajustement de la variation de l'énergie de l'exciton libre avec la température selon la loi de Varshni.

pourquoi les points expérimentaux sont observés à des énergies inférieures à l'ajustement. A basse température, la branche haute est proche des excitons non couplés. Lorsque la température augmente, l'énergie des excitons diminue d'environ 60 meV entre 5 K et 300 K du fait de la réduction du gap. Cette dépendance en température des excitons permet de mettre en évidence l'anticroisement des modes. En effet, bien que la branche haute soit difficile à détecter lorsque la température augmente, nous observons un début d'anticroisement à 240 K pour θ=40° et 210 K pour θ=45°. Ce décalage en température de la position de résonance est en accord avec la variation de l'angle d'incidence. Lorsque l'on augmente θ, le mode optique se déplace vers les hautes énergies, l'anticroisement aura donc lieu pour une température plus faible. Dans ces deux cas (θ=40° et 45°), les excitons se rapprochent de la branche basse à température ambiante [71].

4.1.4 Conclusion

Ces premiers résultats mettent en évidence le couplage fort dans une microcavité complètement hybride, où la couche active est directement placée entre deux miroirs diélectriques. Le fort contraste d'indice des couches du miroir implique une longueur effective de cavité assez faible. La technique de croissance utilisée a permis l'élaboration de GaN faiblement contraint (3.9±1.3 kbar en tension) et de très bonne qualité (8 meV d'élargissement excitonique à T=5 K). La forte absorption de la couche active d'épaisseur lambda et la largeur à mi-hauteur du mode optique rendent la détection de la branche haute difficile, mais des dédoublements de Rabi ont tout de même pu être déterminés : 31±3 meV et 24±3 meV respectivement en réflectivité à T=5 K et en photoluminescence à température ambiante. Les élargissements des branches polaritoniques mesurés sur les spectres de photoluminescence à 300 K montrent la nature photonique et excitonique des branches haute et basse loin et proche de la résonance. De plus, la dépendance en température a été utilisée pour mettre en évidence le couplage fort lumière-matière. Ces résultats préliminaires sur une microcavité complètement hybride sont très prometteurs. Ce procédé permet d'augmenter le facteur de qualité de la cavité sans dégrader les propriétés optiques de la couche active. Avec un facteur de qualité cinq fois plus grand que celui relatif à cette structure nous devrions pouvoir observer l'effet laser polaritonique [85].

4.2 Deuxième approche : les microcavités hybrides.

4.2.1 Croissance et élaboration

La structure est élaborée sous jets moléculaires sur Si(111). Un miroir de Bragg composé de 3 paires d'$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$/AlN est directement épitaxié sur le substrat. Ce faible nombre de paires est choisi dans le but d'obtenir du GaN de bonne qualité. La couche active d'épaisseur $\lambda/2$ (∼66 nm) est ensuite est ensuite déposée. Dans cette approche, il n'y a pas de réduction par voie chimique de la couche active, son épaisseur étant fixée lors de la croissance. Un miroir diélectrique composé de 7 paires de SiO_2/ZrO_2 est ensuite déposé sur GaN et un substrat de saphir est collé par dessus. Les deux tiers du silicium sont d'abord retirés mécaniquement par polissage, puis des ouvertures circulaires (0.5 à 2 mm de diamètre) sont ensuite réalisées par gravure sèche. Une mesure in situ permet de contrôler l'épaisseur retirée. Sachant que le taux de gravure est environ 160 fois plus faible pour l'AlN que pour le silicium, la gravure peut être stoppée brusquement. Un deuxième miroir diélectrique est déposé dans les ouvertures, il correspond au miroir supérieur de la structure. Un schéma précisant les étapes de fabrication et une photo de la microcavité hybride sont reportés respectivement sur les figures 4.6 et 4.7.

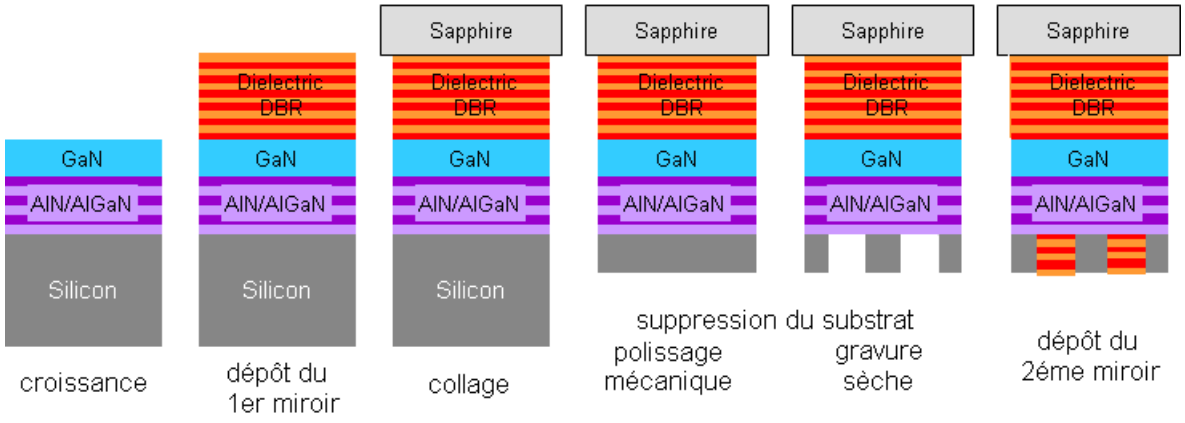


FIG. 4.6 – Étapes de fabrication de la microcavité hybride.

4.2.2 A838

La structure de l'échantillon A838 est décrite ci-dessus, le miroir supérieur est constitué de 5 paires de SiO_2/ZrO_2. Cet échantillon a été étudié en réflectivité et en transmission à 300 K

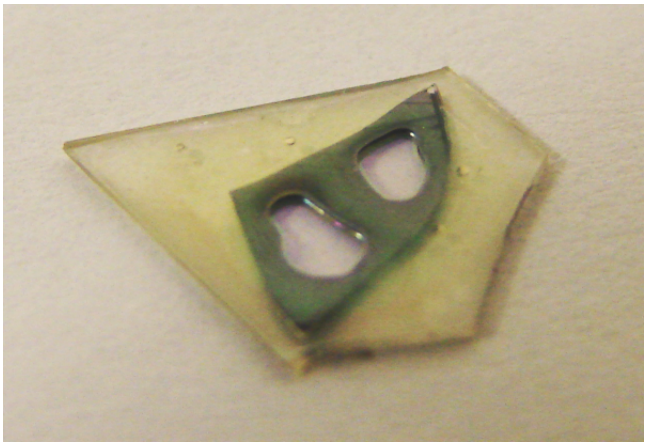


FIG. 4.7 – Photo de l'échantillon A838.

et 77 K. Les spectres enregistrés à température ambiante sont reportés sur la figure 4.8. Aussi bien en transmission qu'en réflectivité, nous remarquons l'évolution du mode photonique non couplé. Les transitions excitoniques ne sont pas détectées, seul le régime de couplage faible est observé. Le facteur de qualité est déterminé dans zone de transparence de la couche active, sa valeur expérimentale (125) est très proche de la valeur issue des simulation (130). L'énergie du mode optique est reportée en fonction de l'angle d'incidence sur la figure 4.10. Lorsque l'angle augmente, le mode optique se déplace plus vite vers les hautes énergies en polarisation TM qu'en TE avec un bon accord entre les mesures de transmission et de réflectivité. La simulation avec les matrices de transfert (trait plein) permet de reproduire fidèlement cette évolution pour les deux polarisations.

Les spectres de réflectivité résolue en angle à T=77 K pour les polarisations TE et TM sont reportés sur la figure 4.9. A cette température les excitons sont détectés à 3520±10 meV, mais malgré cela nous observons toujours le couplage faible. Pour les deux polarisations, les modes optique et excitonique se croisent pour un angle d'incidence proche de 50°. L'évolution de la largeur à mi-hauteur du mode photonique en fonction de l'énergie est exposée sur la figure 4.11. A partir de 3450 meV, la largeur à mi-hauteur augmente brusquement. Cette augmentation est attribuée au fort élargissement inhomogène des excitons ainsi qu'à l'absorption bande à bande de la couche active. L'ajustement de la largeur à mi-hauteur du mode optique avec les matrices de transfert (trait plein) est réalisée en faisant varier les valeurs de l'élargissement excitonique et de l'absorption bande à bande de GaN. Un bon accord est obtenu pour un élargissement inhomogène de 70 meV et un coefficient d'absorption de 13.5×10^4 cm^{-1}. Ce coefficient est

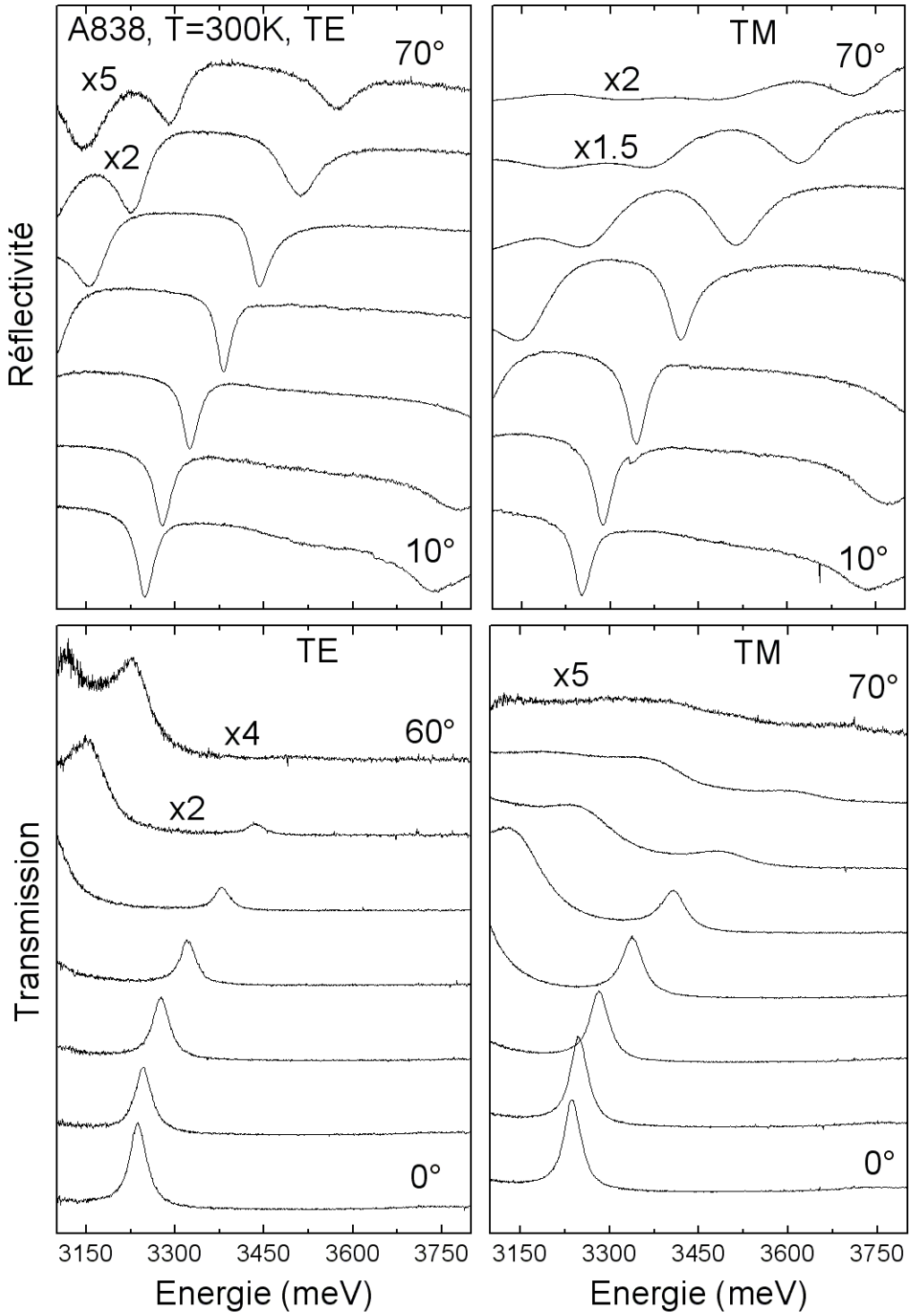


FIG. 4.8 – Spectres de réflectivité et de transmission résolue en angle par pas de 10° en polarisation TE et TM à température ambiante.

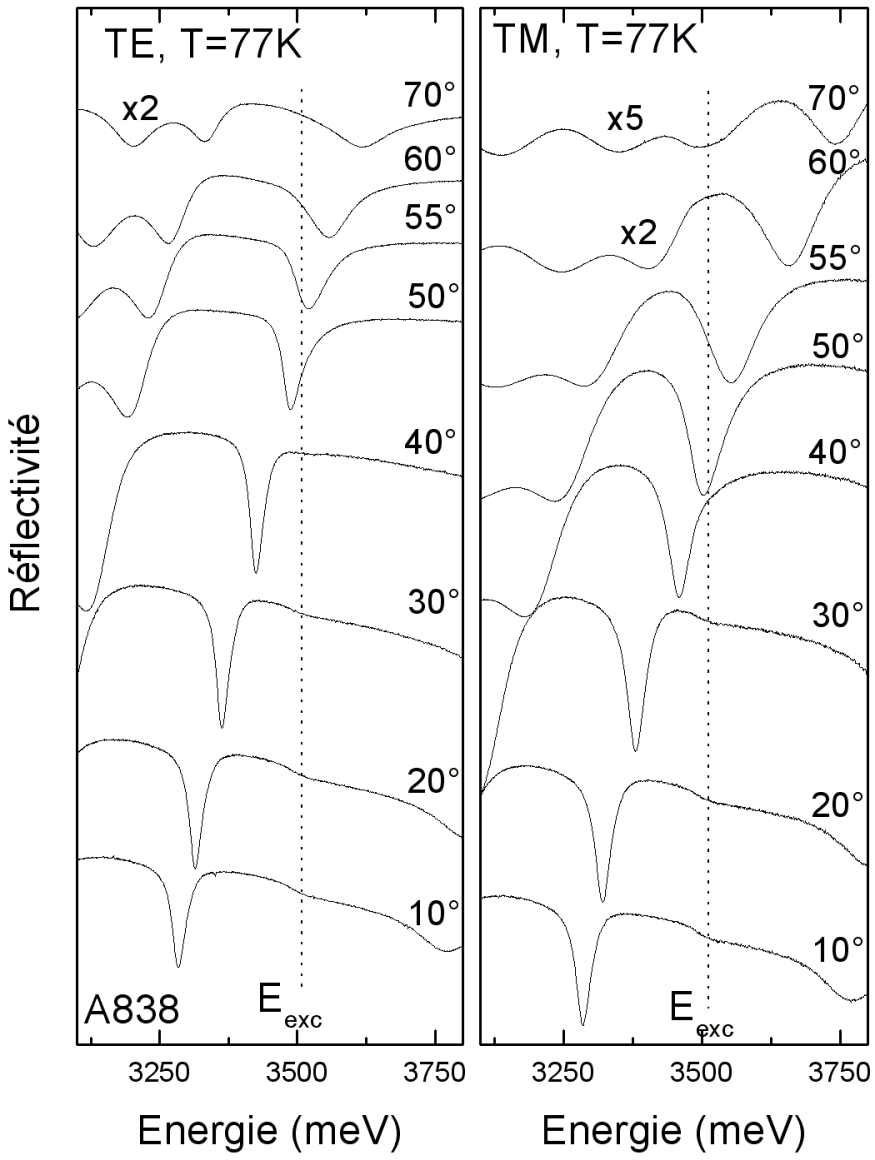


FIG. 4.9 – Spectres de réflectivité résolue en angle de 10° à 70° en polarisation TE et TM à T=77 K.

légèrement supérieur à la valeur de 10.5×10^4 cm^{-1} mesurée par Muth *et al.* [86]. Le fort élargissement excitonique est attribué à la qualité moyenne du GaN. Le fait que la couche active soit proche du silicium à cause du faible nombre de paires du miroir inférieur peut augmenter le dopage n dans le GaN et ainsi contribuer à l'élargissement excitonique [87, 88]. L'élargissement inhomogène est donc trop large pour mettre en évidence des effets polaritoniques ; c'est pourquoi nous n'observons que la dispersion du mode de cavité [77].

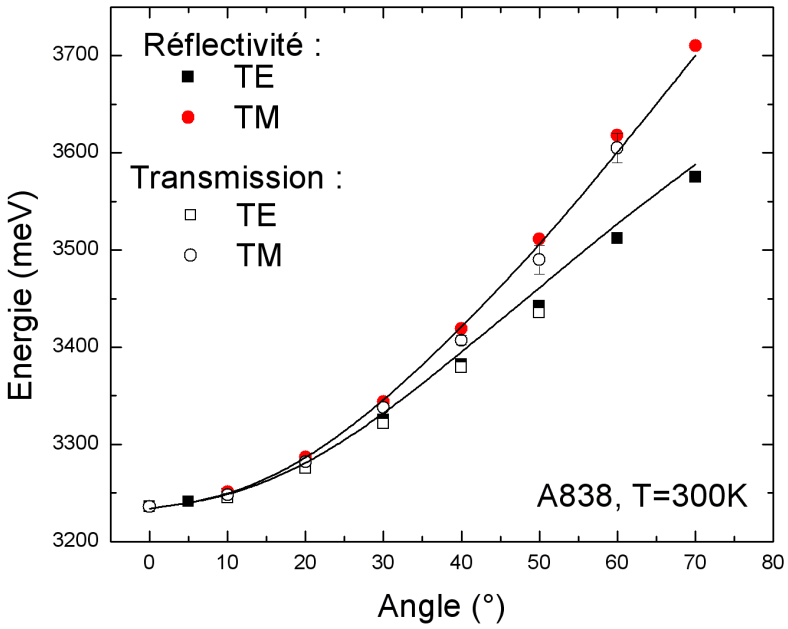


FIG. 4.10 – Dispersion du mode photonique mesurée en réflectivité et en transmission pour les polarisations TE et TM à T=300 K.

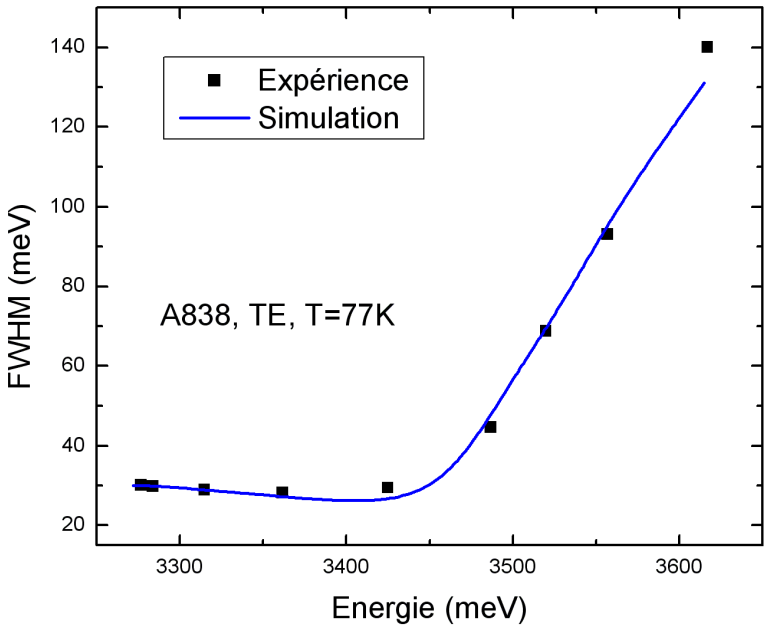


FIG. 4.11 – Largeur à mi-hauteur du mode optique en fonction de l'énergie en polarisation TE pour T=77 K.

4.2.3 A841

L'échantillon A841 est élaboré de la même manière que l'A838. Le miroir supérieur est aussi composé de couches SiO_2/ZrO_2, mais l'ordonnancement est changé, ici le SiO_2 se trouve sur l'AlN afin d'augmenter le contraste d'indice et seulement 3 paires sont déposées comme dans le cas de l'A611 (section 4.1). La structure A841 a été étudié en réflectivité et en transmission résolues en angle à 5 K et 300 K. A température ambiante, les spectres de réflectivité résolue en angle de 5° à 50° par pas de 5° pour les deux polarisations sont reportés sur la figure 4.12.

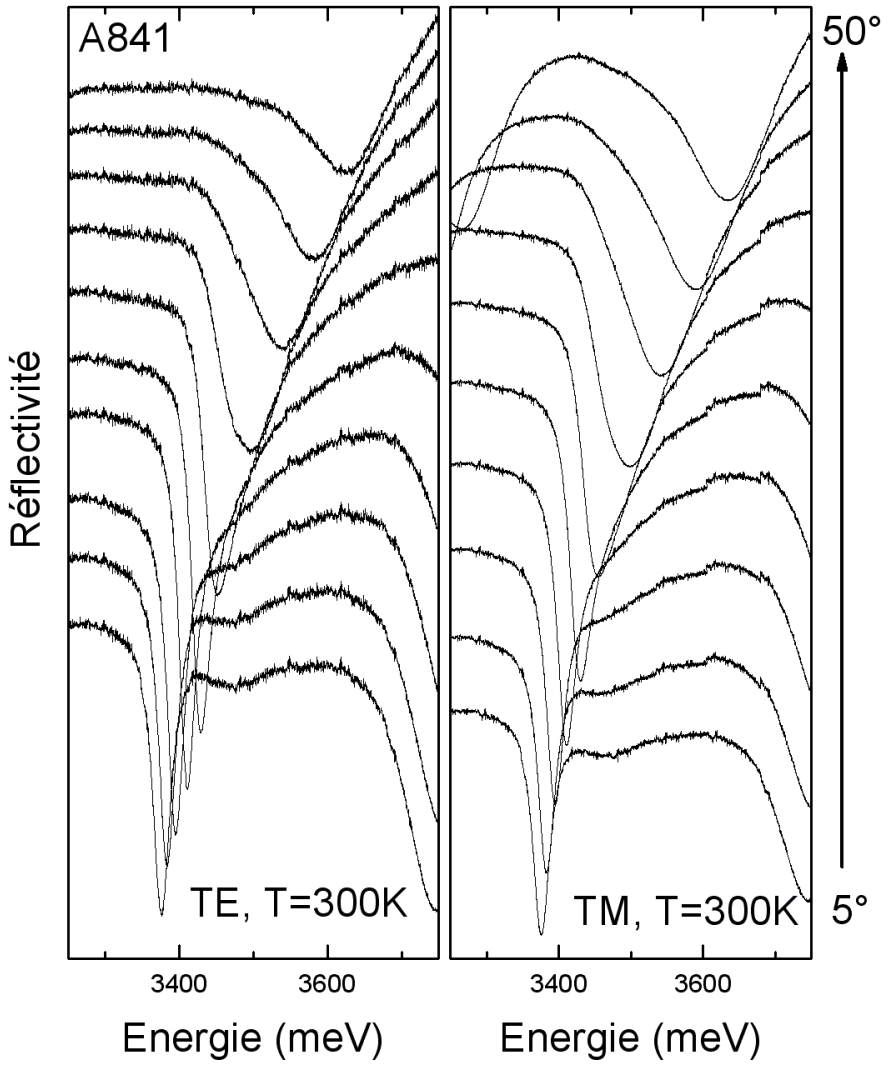


FIG. 4.12 – Spectres de réflectivité résolue en angle de 5° à 50° par pas de 5° pour les polarisations TE et TM à température ambiante.

Le mode optique désaccordé négativement se trouve à 3375±2 meV pour θ=5°. En accord avec sa valeur théorique, le facteur de qualité mesuré (110) est légèrement plus faible que pour l'échantillon précèdent. La transition excitonique est mieux marquée que dans le cas de l'échantillon A838, elle est détectée à 3470±10 meV. Mais malheureusement, seul le régime de couplage faible est observé.

Les spectres de réflectivité et de transmission à 5 K en polarisation TE et TM sont présentés sur la figure 4.13. En réflectivité, pour un angle d'incidence de 5° les excitons sont détectés à 3530±10 meV. Le décalage en énergie des excitons entre 300 K et 5 K et de 60 meV en accord avec les mesures dans GaN massif [29]. L'anticroisement entre les modes photoniques et excitoniques est clairement observé à 37.5°. Le dédoublement de Rabi est de 28±2 meV et 25±3 meV respectivement pour les polarisations TE et TM. Un spectre de photoluminescence enregistré à 5 K pour un angle de 5° est aussi reporté sur la figure 4.13. Le mode optique est en bon accord en énergie avec la mesure de réflectivité. Coté haute énergie, on observe l'émission des excitons liés à 3495±2 meV avec une largeur à mi-hauteur de 37 meV.

Les mesures effectuées en transmission révèlent aussi le régime de couplage fort, Ω_T = 50±5 meV pour les deux polarisations. Le dédoublement de Rabi observé en transmission est supérieur à celui mesuré en réflectivité en accord avec des observations de Stanley *et al.*, $\Omega_A \leqslant \Omega_R \leqslant \Omega_T$ où Ω_A correspond au dédoublement de Rabi en absorption [89]. A notre connaissance, c'est la première fois que le couplage fort est observé en transmission dans une microcavité GaN. Concernant les mesures de transmission, nous remarquons une diminution plus rapide du signal en polarisation TE qu'en TM. Cela correspond à la dépendance du coefficient de réflexion en fonction de l'angle (figure 4.14 (a)). A l'approche de l'angle de Brewster, en polarisation TM le coefficient de réflectivité diminue au profit du coefficient de transmission. La simulation rend compte de l'observation expérimentale, le calcul reporté sur la figure 4.14 (b) est réalisé à la résonance (θ=37.5°).

Des simulations de réflectivité et de transmission en polarisation TM à 5 K réalisées avec le modèle des matrices de transfert sont reportées sur la figure 4.15. Pour ce calcul, les paramètres excitoniques suivant sont utilisés : fosc_A=fosc_B=35 000 meV^2 et largeur à mi-hauteur de 40 meV pour les deux excitons. L'évolution des modes polaritoniques est bien reproduite. De plus, les valeurs des dédoublements de Rabi pointé sur les spectres simulés (Ω_R=29±3 meV et Ω_T=50±5 meV) sont en bon accord avec les observations expérimentales.

Les largeurs des modes polaritoniques rendent peu précises les mesures des dédoublements de

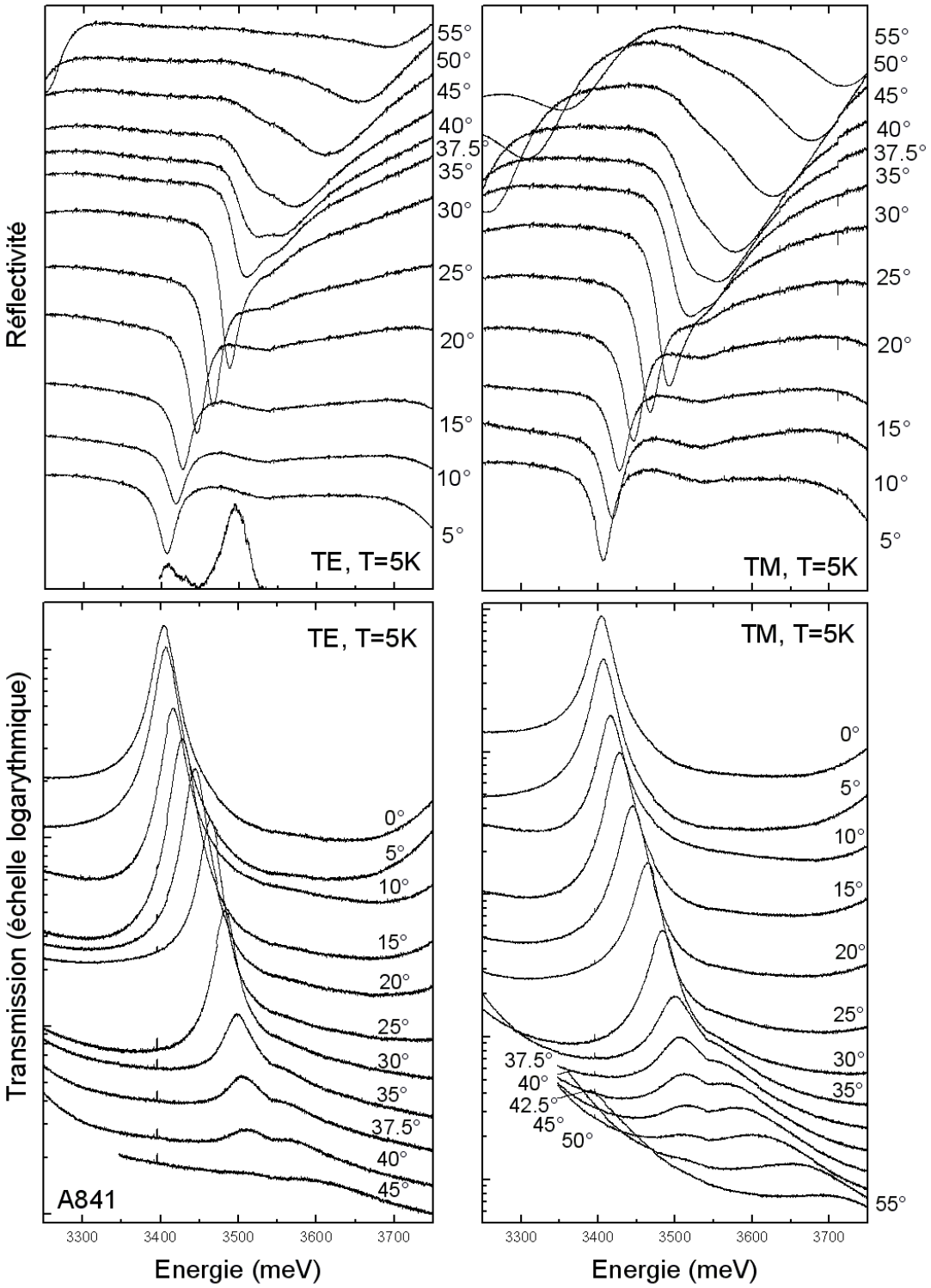


FIG. 4.13 – Spectres de réflectivité et de transmission résolue en angle pour les polarisations TE et TM à 5 K.

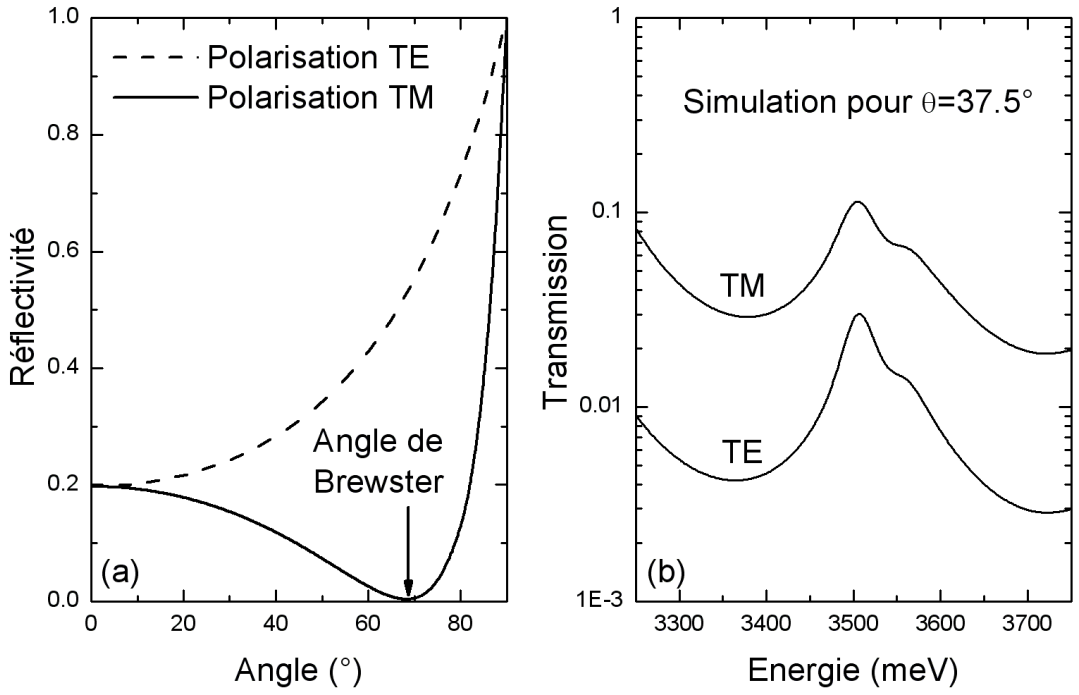


FIG. 4.14 – (a) Dépendance du coefficient de réflexion pour GaN en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM. (b) Simulation des spectres de transmission à la résonance pour les deux polarisations.

Rabi. Afin d'interpréter plus précisément les données expérimentales, nous allons utiliser deux gaussiennes pour déconvoluer les spectres de réflectivité et de transmission et ainsi déduire les énergies et largeurs à mi-hauteur des modes polaritoniques. L'évolution des modes est similaire pour les deux polarisations, nous choisissons d'analyser les spectres enregistrés en polarisation TM car le signal détecté en transmission est meilleur pour les angles élevés.
Les valeurs des dédoublements de Rabi déduits de la déconvolution des spectres expérimentaux, 43±2 meV et 56±3 meV respectivement pour la réflectivité et la transmission, sont supérieures aux valeurs pointées. Mais ces deux valeurs sont en bon accord avec les dédoublements de Rabi déduits de la déconvolution des spectres calculés de la figure 4.15. Les valeurs de $\hbar\Omega_{Rabi}$ pointé sur les spectres ou issu de la déconvolution sont reportées dans le tableau 4.1.

Les dispersions des branches haute et basse du polariton à 5 K en TM sont reportées sur la figure 4.16. Les traits continus correspondent au calcul avec le formalisme 2×2 du modèle quasi-particule, les termes de couplage (V) déduits, 22 meV et 28 meV respectivement pour la réflectivité et la transmission, sont en accord avec les dédoublements de Rabi ($\hbar\Omega_{Rabi} \sim 2V$).

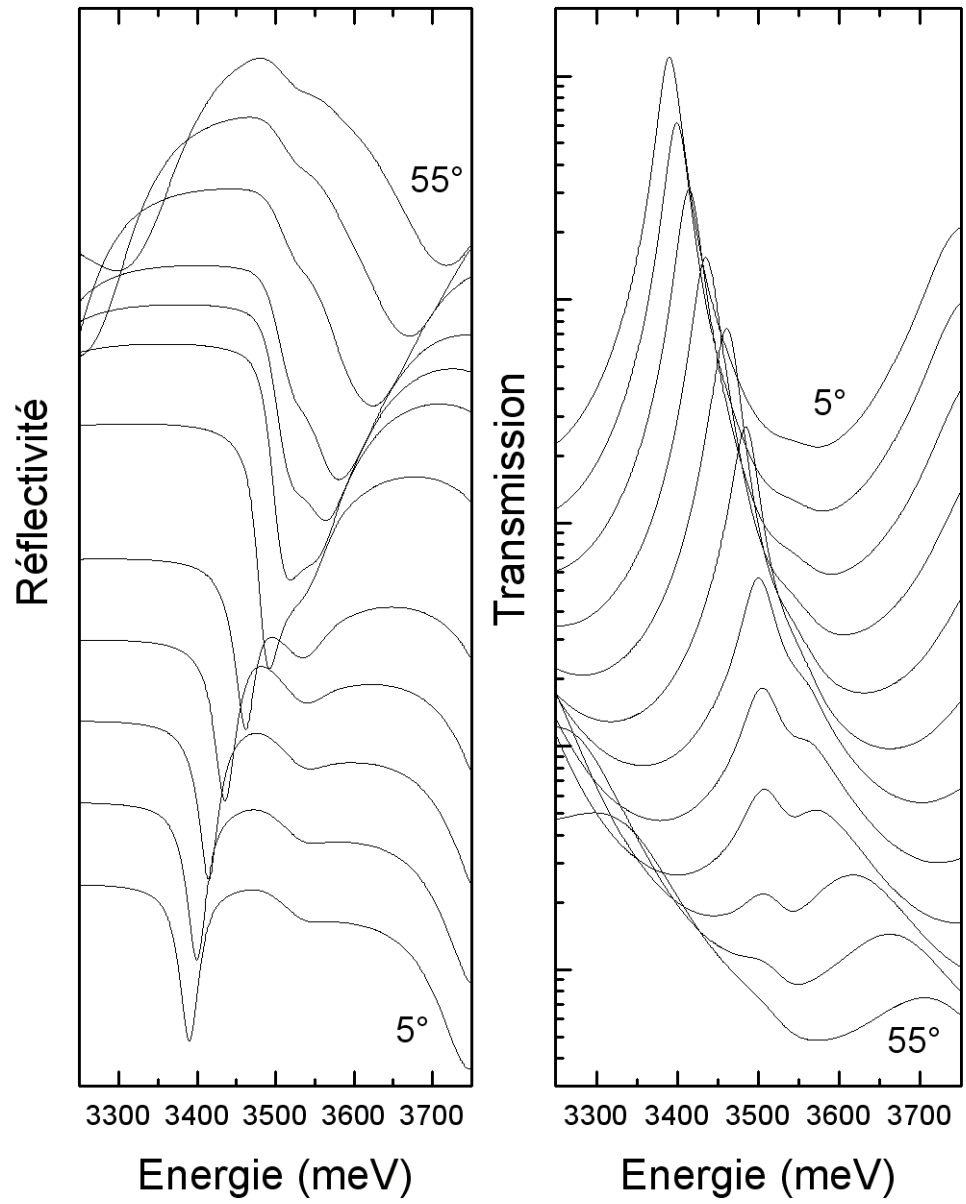


FIG. 4.15 – Simulation de réflectivité et transmission en angle de 5° à 55° par pas de 5° (excepté pour la résonance θ=37.5°) pour la polarisation TM à 5 K.

Les largeurs à mi-hauteur des modes polaritoniques sont reportées sur la figure 4.17. Les barres d'incertitudes de la branche haute sont importantes en raison de la forme asymétrique du mode, due à la présence des états excités des excitons et à l'absorption bande à bande de la couche active. Nous remarquons un affinement de la branche basse avant la position de résonance (37.5°) et une largeur identique des branches haute et basse à la résonance. Ces effets résultent

	$\hbar\Omega_{Rabi}$ pointé (meV)	$\hbar\Omega_{Rabi}$ déconvolution (meV)
Réflectivité expérience	25±3	43±2
Réflectivité simulation	29±3	45±2
Transmission expérience	50±5	56±3
Transmission simulation	50±5	58±3

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des dédoublements de Rabi pointés et issu déconvolution pour l'échantillon A841 à 5 K en polarisation TM.

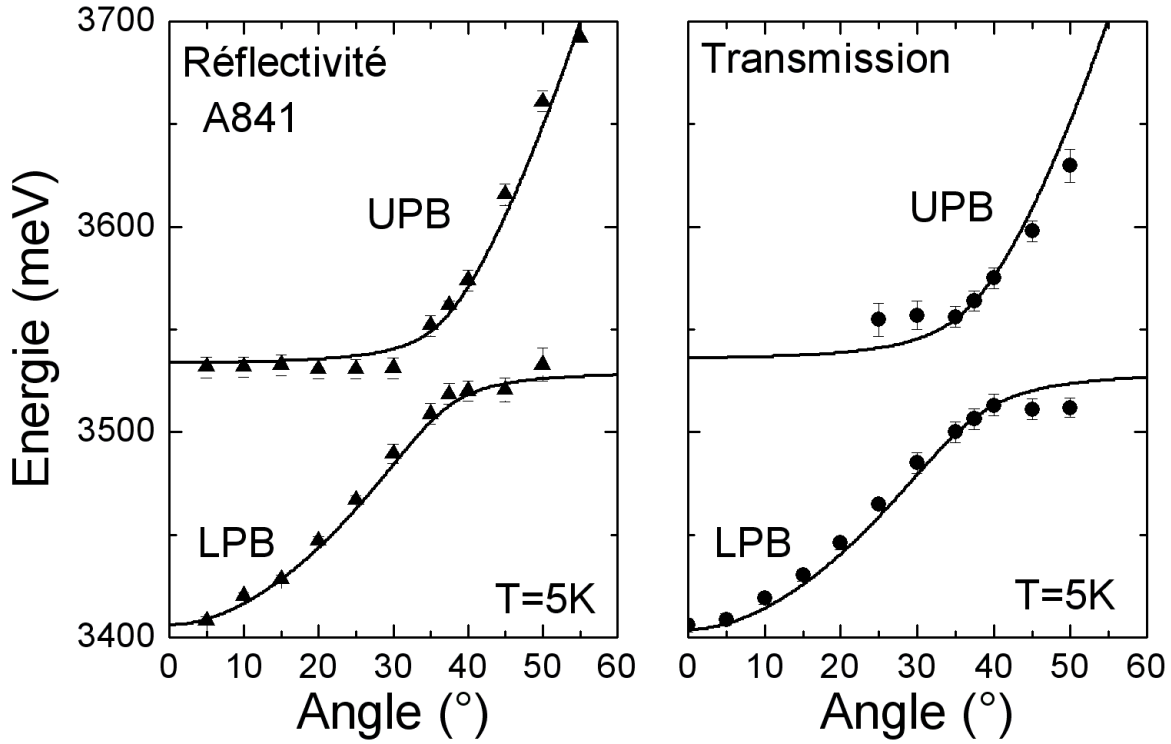


FIG. 4.16 – Dispersion des modes polaritoniques déterminée à l'aide de la déconvolution (utilisant deux gaussiennes) des spectres de réflectivité et de transmission en polarisation TM à 5 K. Les traits continus correspondent à l'ajustement des points expérimentaux à l'aide du modèle quasi-particule (formalisme 2×2).

de la nature mixte des modes photonique et excitonique en régime de couplage fort.

Houdré *et al.* donnent l'élargissement polaritonique à la résonance comme : $(\sigma + \gamma_{ph})/2$ pour $\Omega_A \approx \sigma$ et $(\gamma + \gamma_{ph})/2$ pour $\Omega_A \gg \sigma$, où γ_{ph} est la largeur à mi-hauteur du mode photonique et γ et σ sont respectivement les élargissements homogène et inhomogène des excitons [90]. Pour

l'échantillon A841, γ_{ph} est estimé à 32 meV et γ est négligeable devant σ (40 meV) à basse température. Avec ces valeurs, nous obtenons $(\sigma+\gamma_{ph})/2$=36 meV et $(\gamma+\gamma_{ph})/2$=16 meV pour les deux cas décrits ci-dessus. L'élargissement de la branche basse diminue jusqu'à 23 meV soit une valeur plus faible que γ_{ph} et $(\sigma+\gamma_{ph})/2$ mais plus élevée que $(\gamma+\gamma_{ph})/2$; nous observons un cas intermédiaire. Pour les angles supérieurs à la résonance, l'absorption de la couche active provoque un élargissement de la branche haute.

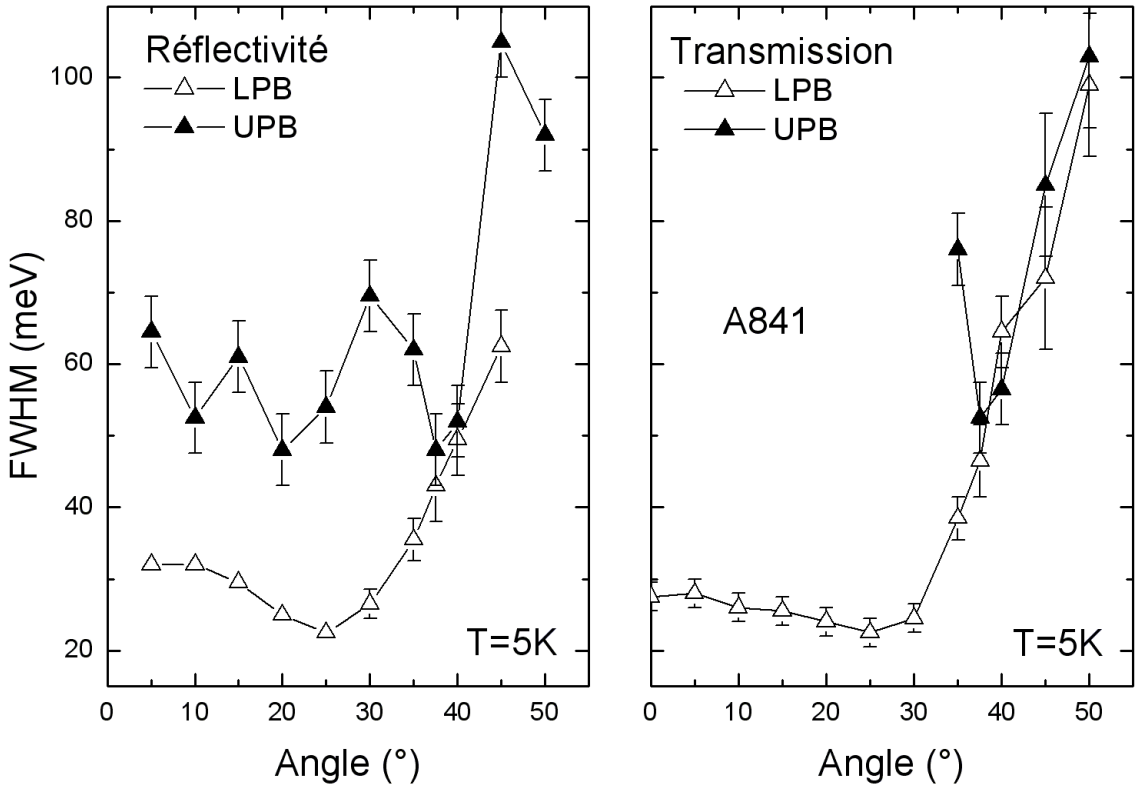


FIG. 4.17 – Largeurs à mi-hauteur des modes polaritoniques LPB et UPB en fonction de l'angle d'incidence déterminées par la déconvolution à l'aide de deux gaussiennes des spectres de réflectivité et de transmission en polarisation TM à 5 K.

4.2.4 Conclusion

La deuxième technique de réalisation est moins lourde que la première : l'épaisseur de la couche active est directement déterminée lors de la croissance et seul le substrat est enlevé. Par contre, les mesures optiques révèlent une couche active de moins bonne qualité et à cause d'un élargissement inhomogène important, seul le régime de couplage faible a été observé pour la

structure A838. L'anticroisement entre les modes photonique et excitonique a été mis en évidence à basse température dans un deuxième échantillon (A841) en réflectivité et en transmission résolue en angle. Les dédoublements de Rabi déduits de la déconvolution (avec deux gaussiennes) des spectres expérimentaux sont Ω_R=43±2 meV et Ω_T=56±3 meV. A notre connaissance, c'est la première fois qu'est observé le régime de couplage fort en transmission dans une microcavité GaN. Comme pour la première approche, ces premiers résultats sont très prometteurs. De plus, cette deuxième technique permet également d'améliorer le facteur de qualité de la microcavité sans dégrader les propriétés de la couche active.

4.3 Perspectives

L'effet laser polaritonique a été très récemment observé dans une microcavité GaN massive sur substrat saphir [51]. Pour observer cet effet sur des microcavités GaN sur substrat silicium, nous savons qu'il faut une couche active de très bonne qualité ainsi qu'un facteur de qualité élevé. Nous avons étudié dans le chapitre 3 des échantillons avec des miroirs de Bragg AlGaN/AlN directement épitaxiés sur silicium. L'obtention d'un facteur de qualité élevé passe par une augmentation du nombre de paires du miroir inférieur, ce qui augmente la contrainte dans la couche active et provoque une dégradation des propriétés optiques. Le procédé d'élaboration développé dans ce chapitre est intéressant puisqu'il permet de réaliser une couche active de très bonne qualité indépendamment du nombre de paires du miroir. Dans cette section, nous déterminerons le facteur de qualité qu'il est possible d'atteindre avec deux miroirs diélectriques et ensuite nous discuterons de deux structures optimisées relatives aux deux approches présentées précédemment.

4.3.1 Cavité non absorbante

Pour estimer le facteur de qualité qu'il est possible d'atteindre dans une microcavité hybride, il faut considérer une cavité non absorbante. Les simulations reportées sur la figure 4.18 (a) sont réalisées avec une couche active AlN d'épaisseur λ (166 nm) directement placée entre deux miroirs diélectriques de SiO_2/ZrO_2. Les deux miroirs commencent par SiO_2 sur AlN afin d'avoir le plus fort contraste d'indice. Les miroirs supérieur et inférieur ont le même nombre de paires, le calcul

est réalisé pour 8, 10 et 12 paires. Le facteur de qualité déduit des simulations de réflectivité est reporté en fonction du nombre de paires (de 5 à 12 paires) sur la figure 4.18 (b).

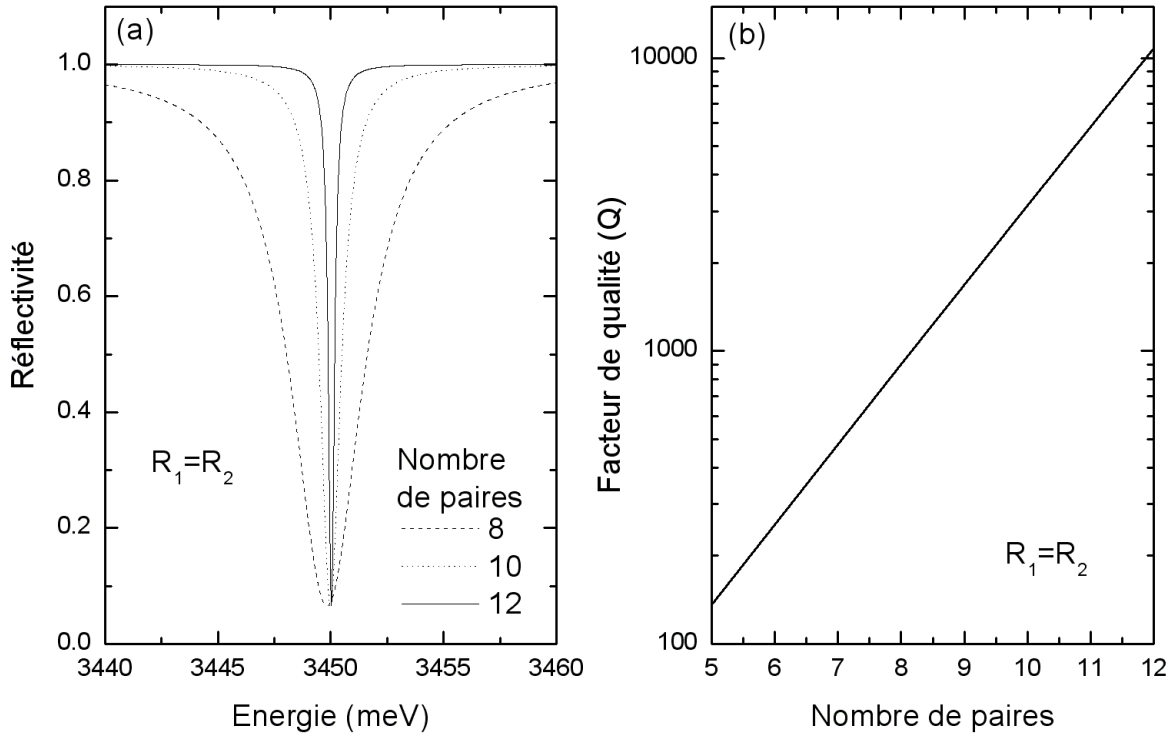


FIG. 4.18 – (a) Simulation de spectres de réflectivité d'une cavité vide (AlN) insérée entre deux miroirs diélectriques composés de 8, 10 et 12 paires. (b) Facteur de qualité déduit des simulations pour un nombre de paires allant de 5 à 12 paires.

L'évolution du facteur de qualité en fonction du nombre de paires est exponentielle, il est théoriquement possible avec l'approche hybride d'obtenir une grande finesse de mode optique soit un temps de vie de photons important. Seulement 8 paires permettent d'atteindre un facteur de qualité d'environ 900. Dans ce cas, le temps de vie des photons est multiplié par 8 par rapport à l'échantillon A611 (Q∼110).

4.3.2 Structures A et B

Les structures A et B sont respectivement imaginées sur les principes de la première et de la deuxième approche. Le schéma de ces deux structures après réalisation des étapes de fabrication décrites dans les sections 4.1.1 et 4.2.1 est donné sur la figure 4.19. Par contre, afin de simplifier l'élaboration de la structure A, la couche active sera épitaxiée directement à l'épaisseur désirée

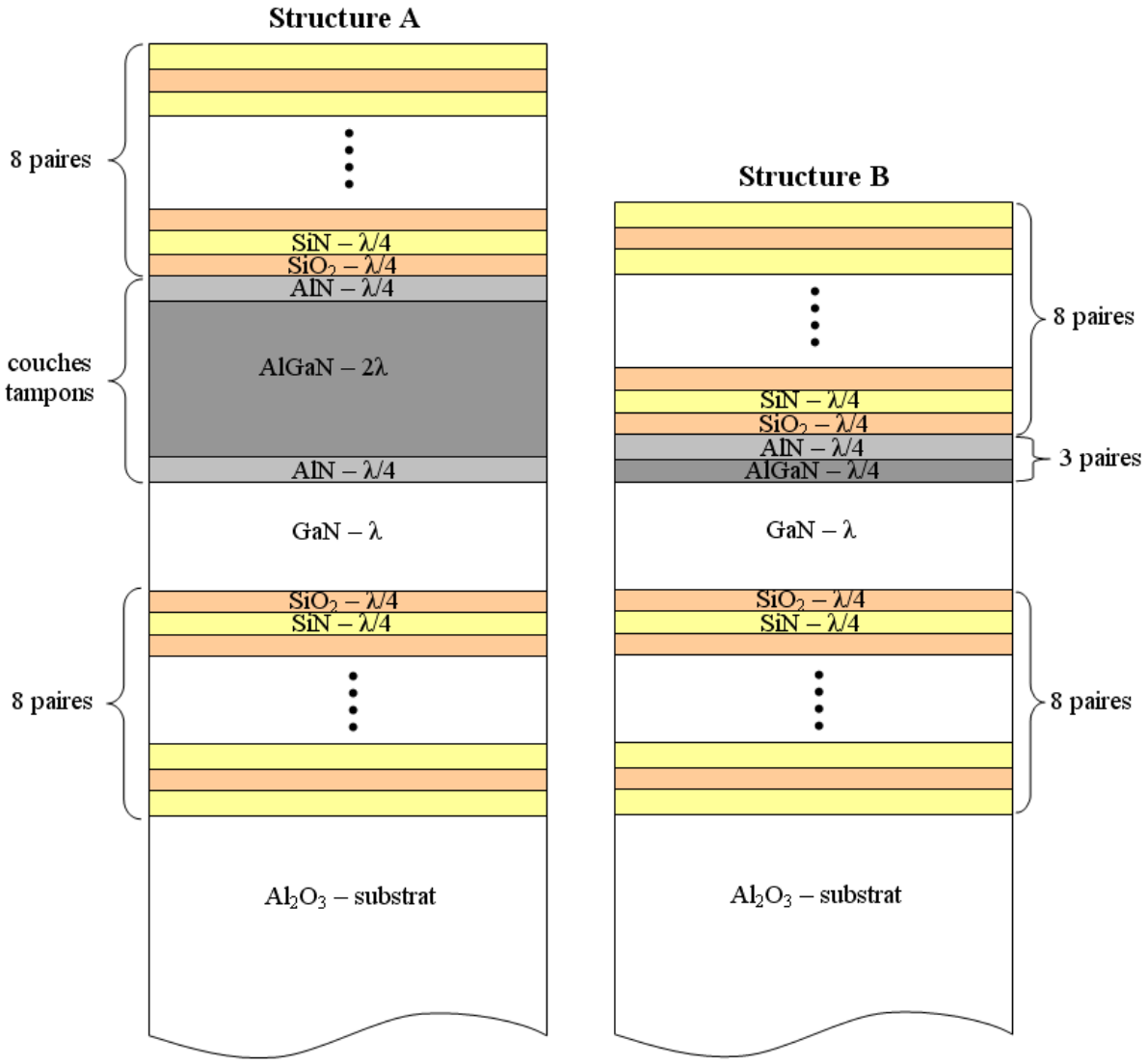


FIG. 4.19 – Schéma des structures A et B.

et les couches tampons ne seront pas enlevées. Pour les deux structures, l'épaisseur de la couche active choisie est λ (136 nm) et les deux miroirs diélectriques seront constitués de 8 paires de SiN/SiO_2.

Les 8 paires SiN/SiO_2 permettent d'atteindre un coefficient de réflexion théorique de 96%, ce qui donne des facteurs de qualité d'environ 1000 et 750 respectivement pour les structure A et B. C'est la différence de longueur effective de la cavité qui influence le facteur de qualité ($Q \propto \frac{1}{Leff}$). Des simulations de réflectivité en angle pour les deux structures ont été réalisées (figure 4.20) avec des paramètres excitoniques identiques : fosc=50 000 meV^2, élargissement homogène et inhomogène respectivement 15 et 20 meV.

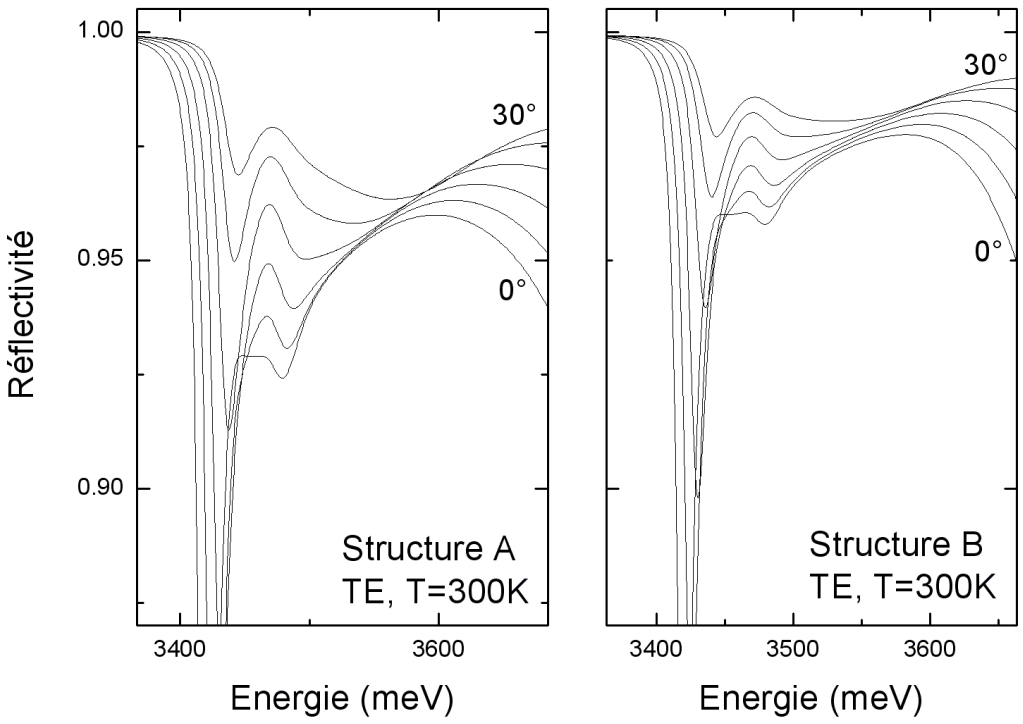


FIG. 4.20 – Simulation avec le modèle des matrices de transfert des spectres de réflectivité en angles (θ=0, 5, 10, 15, 20, 25 et 30°) en polarisation TE à 300 K pour les structures A et B.

Le dédoublement de Rabi déduit de la simulation des spectres de réflectivité est d'environ 55 meV pour les deux structures, soit une visibilité du polariton ($\hbar\Omega_{Rabi}/FWHM_{LPB}$) de 12 et 16 à 300 K respectivement pour les structures A et B alors que nous avons mesuré une valeur correspondante d'environ 1 et 1,3 à 5 K respectivement pour les échantillons A611 et A841.

Conclusion du chapitre 4

Dans ce chapitre, le couplage fort lumière-matière a été mis en évidence dans deux microcavités à deux miroirs diélectriques (A611 et A841). Nous avons d'abord étudié une microcavité complètement hybride (A611) présentant une couche active de très bonne qualité avec un élargissement excitonique de 8 meV à basse température. Des mesures de réflectivité à 5 K ont permis de détecter les excitons A et B ainsi que le régime de couplage fort avec un dédoublement de Rabi de 31±3 meV. De plus, l'anticroisement des branches polaritoniques a aussi été observé en photoluminescence à 300 K.

Une deuxième approche plus simple du point de vue de l'élaboration a ensuite été présentée. Lors de l'étude de la première microcavité hybride (A838) seul le couplage faible a été observé à cause d'un fort élargissement inhomogène. Une deuxième structure de meilleure qualité (A841) a permis l'observation du régime de couplage fort en réflectivité et en transmission à 5 K avec des dédoublements de Rabi de Ω_R=43±2 meV et Ω_T=56±3 meV. Pour les structures A611 et A841, l'analyse de l'évolution de l'élargissement des modes polaritoniques en fonction de l'énergie a permis de mettre en évidence la nature mixte des modes photoniques et excitonique en régime de couplage fort.

Pour finir, dans le but d'observer des effets non linéaires dans ces microcavités, deux structures basées sur les deux approches ont été imaginées et sont en cours de réalisation. Les facteurs de qualité théoriquement prévus sont 750 et 1000 soit un temps de vie de photon multiplié respectivement par 7 et 9.5 par rapport à l'échantillon A611.

Conclusion générale

A travers les résultats de plusieurs échantillons, l'influence de la structure de la microcavité sur le régime de couplage fort a été étudiée. L'utilisation d'une couche d'aluminium comme miroir supérieur nous a permis d'observer de forts dédoublements de Rabi grâce à la faible longueur effective des cavités. Dans le cas de trois échantillons de couche active d'épaisseur $\lambda/2$, l'influence de la longueur de pénétration du champ électrique dans le miroir de Bragg (L_{DBR}) sur le dédoublement de Rabi a été montrée. La longueur L_{DBR} dépend du nombre de paires du miroir inférieur mais aussi de l'angle d'incidence, l'augmentation de L_{DBR} a provoqué la diminution du dédoublement de Rabi. Il a aussi été montré que l'augmentation du nombre de paires du miroir inférieur entraîne une dégradation (augmentation de la densité de fissures) des propriétés optiques de la couche active se traduisant par une augmentation de l'élargissement inhomogène de l'exciton. Le régime de couplage fort a été observé pour toutes les microcavités $\lambda/2$ à miroir métallique en réflectivité en angle à 5 K et 300 K, cependant le faible facteur de qualité de ces structures n'a pas permis l'observation de l'émission du polariton.

Des mesures de photoluminescence en angle sur deux microcavités à deux miroirs de Bragg présentant des facteurs de qualité plus élevés ont clairement révélé l'évolution de la branche basse polaritonique en très bon accord avec les spectres de réflectivité. Comme le prévoient les simulations numériques, les mesures expérimentales ont montré une augmentation du dédoublement de Rabi lorsque la couche active est épaissie. Par contre, dans le cas de cavité λ, lorsque le confinement photonique est faible, nous avons observé une perte de couplage fort au voisinage des excitons ainsi qu'une difficulté à détecter la branche haute. Ces deux phénomènes sont la conséquence de la forte absorption des transitions excitoniques et du bande à bande de la couche active.

Les excitons A et B ont pu être observés à basse température dans certains échantillons grâce à la qualité cristalline de la couche de GaN. En régime de couplage fort trois branches polaritoniques

ont alors été identifiées. De plus en fonction de l'énergie de l'exciton A, la contrainte dans la couche active a pu être estimée.

Des résultats préliminaires concernant une microcavité à puits quantiques ont été obtenus par des mesures de réflectivité en angle sur la demi-cavité. Des forces d'oscillateur différentes ont été déduites suivant la polarisation. Un élargissement inhomogène important de la transition excitonique a compromis l'observation du régime de couplage fort. Afin d'observer ce dernier, la qualité optique des puits et la structure de la cavité (épaisseur des puits et concentration d'aluminium dans les barrières) doivent être améliorés.

En nous appuyant sur des résultats expérimentaux, nous avons montré que le modèle quasi-particule n'est valable que dans le cas où la réflectivité des miroirs est très élevée et permet essentiellement une étude qualitative. Le modèle des matrices de transfert est beaucoup plus précis grâce à la prise en compte de la structure réelle ainsi que de la nature des élargissements excitoniques. Il est le plus adapté pour modéliser et interpréter les spectres expérimentaux quelque soit la configuration de la structure. Tout au long de ce travail, les simulations des structures avec le formalisme des matrices de transfert nous ont permis de reproduire les résultats expérimentaux avec une grande précision. C'est un outil indispensable à notre étude, de plus, la bonne connaissance des indices complexes des couches composant les structures renforce la précision de ce modèle.

La fin de la thèse a porté sur l'étude de microcavités hybrides. Deux approches basées sur le retrait du substrat pour l'élaboration de microcavités à deux miroirs diélectriques sont présentées. Les premiers résultats de deux structures fonctionnant en régime de couplage fort sont décrits. Pour la première structure, un élargissement de l'émission excitonique de 8 meV a été mesuré à 5 K, témoignant de la très bonne qualité de la couche active. A température ambiante, nous avons observé l'émission des branches haute et basse du polariton. Concernant la deuxième structure, des mesures de transmission en angle à 5 K ont révélé l'anticroisement des modes polaritoniques avec un dédoublement de Rabi de 56±3 meV. A notre connaissance, c'est la première fois que le régime de couplage fort est observé en transmission dans une microcavité GaN. Pour ces deux structures, l'étude des élargissements des modes observés en couplage fort nous a donné des indications sur la nature mixte du polariton. Le potentiel de ces deux approches est important puisque grâce aux techniques de croissance utilisées, la couche de nitrure de gallium est de bonne qualité ; le nombre de paires des miroirs diélectriques n'a pas d'influence sur la qualité de la couche active. De plus, le fort contraste d'indice entre les couches des deux matériaux

diélectriques permet d'obtenir une faible longueur effective de cavité et une bande d'arrêt large. L'élaboration de microcavités à deux miroirs diélectriques comporte de nombreuses étapes de fabrication. Ces différentes approches sont difficilement industrialisables mais elles nous permettront peut être d'étudier les propriétés d'un condensat de Bose-Einstein ou d'un futur laser à polariton à base de GaN.

Annexe A

Estimation de la contrainte dans la couche active et séparation des excitons A et B

L'énergie de l'exciton A varie linéairement en fonction de la contrainte σ_{xx} [29] :

$$E_A = 3478 - 1.53\sigma_{xx} \tag{A.1}$$

Dans les chapitres 3 et 4 l'estimation de la contrainte présente dans la couche active est déduite de l'énergie de l'exciton A (figure A.1).

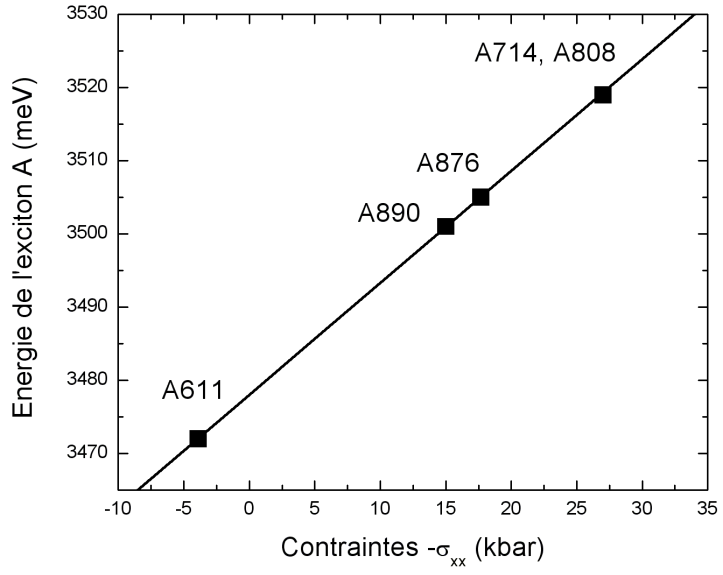


FIG. A.1 – Variation de l'énergie de l'exciton A en fonction de la contrainte $-\sigma_{xx}$. Échantillons pour lesquels la contrainte a été estimée en fonction de l'énergie de l'exciton A à 5 K.

La séparation entre les excitons A et B ainsi que la contrainte présente dans la couche active sont reportées dans le tableau A.1. Les valeurs de contrainte négative (positive) correspondent à une contrainte en compression (tension). Comme nous l'indiquait la courbe de relaxation présentée dans le chapitre 1 (figure 1.3), la contrainte est plus élevée pour les cavités $\lambda/2$ (A714 et A808). Pour ces deux échantillons la séparation mesurée expérimentalement entre les excitons A et B est beaucoup plus élevée que le calcul qui prévoit 11 à 13 meV pour des couches GaN fortement contraintes (chapitre 1, section 1.1.2.2).

Pistes possibles pour expliquer les valeurs élevées mesurées expérimentalement sur les cavité $\lambda/2$:
1) Domaine de validité du calcul ?
La séparation A-B est calculé pour un champ cristallin infini, la solution tend vers $\frac{2}{3}\Delta_{SO}$, soit 11-13 meV (chapitre 1, section 1.1.2.2). Ce calcul est basé sur l'approximation quasi-cubique, reste-t-il valable dans le cas de très fortes contraintes ?
2) Nature exacte de la contrainte ?

échantillons	E_A (meV)	E_B (meV)	séparation A-B (meV)	estimation contrainte (kbar)
A714	3520±3	3538±2	18	-27
A808	3520±3	3539±2	19	-27
A876	3505±2	3517±2	12	-17.7
A890	3501±1	3513±1	12	-15
A611	3474±2	3485±2	11	+3.9

TAB. A.1 – Séparation des excitons A et B mesurée sur des spectres de réflectivité à 5 K pour des cavités de couche active d'épaisseur $\lambda/2$ (A714 et A808) et λ (A876, A890 et A611) et estimation de la contrainte.

Bibliographie

[1] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992)

[2] R. Houdré, Physica Status Solidi B **242**, 2167 (2005)

[3] M.S. Skolnick, T.A. Fisher and D.M. Whittaker, Semicond. Sci. Technol. **13**, 645 (1998)

[4] R. André, D. Heger, Le Si Dang, Y. Merle d'Aubigné, J. Crystal Growth **184**, 758 (1998)

[5] Le Si Dang, D. Heger, R. André, F. Bœuf and R. Romestain, Phys. Rev. Lett. **81**, 3920 (1998)

[6] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szyman acuteska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud and Le Si Dang, Nature (London) **443**, 409 (2006)

[7] A. V. Kavokin and B. Gil, Master. Sci. Eng. B **59**, 261 (1999)

[8] G. Malpuech, A. Di Carlo, A. Kavokin, J.J. Baumberg, M. Zamfirescu and P. Lugli, Appl. Phys. Lett. **81**, 412 (2002)

[9] N. Antoine-Vincent, F. Natali, D. Byrne, A. Vasson, P. Disseix, J. Leymarie, M. Leroux, F. Semond and J. Massies, Phys. Rev. B **68**, 153313 (2003)

[10] T. V. Shubina, S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, D. D. Solnyshkov, V. A. Vekshin, P. S. Kop'ev, A. Vasson, J. Leymarie, A. Kavokin, H. Amano, K. Shimono, A. Kasic and B. Monemar, Phys. Rev. Lett. **92**, 117407 (2004)

[11] P. Specht a, X. Xua, R. Armitagea, E.R. Webera, R. Ernib, C. Kisielowski , Physica B **376**, 552 (2006)

[12] J.- Y. Duboz, Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN - Technique des sciences pour l'ingénieur

[13] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu and I. Akasaki Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L2112 (1989)

[14] S. Fanget, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (2002)

[15] L.Liu et al, Materials Science and Engineering **37**, 61 (2002)

[16] M. Leszczynski, T. Suski, H. Teisseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski and T. D. Moustakas J. Appl. Phys. **76**, 7909 (1994)

[17] S. Strite and H. Morkoç, J. Vac. Sci. Technol. B **10**, 1237 (1992)

[18] J.-Y. Duboz, L.Dua, G. Glastre, P.Legagneux, J. Massies, F. Semond and N. Grandjean, Phys. Stat. Sol. (a) **183**, 35 (2001)

[19] F. Natali, Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis (2003)

[20] P. Kung, C. J. Sun, A. Saxler, H. Ohsato and M. Razeghi, J. Appl. Phys. **75**(9), 4515 (1994)

[21] F. Semond, Y. Cordier, N. Grandjean, F. Natali, B. Damilano, S. Vézian and J. Massies, Phys. Stat. Sol. (a) **188**, 501 (2001)

[22] G. L. Bir and E. G. Pikus, "SYmmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductor", Wiley, New York (1974)

[23] L. C. Lew Yan Voon, M. Willatzen, M. Cardona, I. Grzegory S. Porowski and N. E. Christensen, Phys. Rev. B **53**, 10703 (1996)

[24] H. Lahrèche, M. Leroux, M. Laügt, M. Vaille, B. Beaumont, and P. Gibart, J. Appl. Phys. **87**, 577 (2000)

[25] O. Aoudé, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, M. Leroux, E. Aujol, B. Beaumont, A. Trassoudaine, and Y. André, Phys. Rev. B **77**, 045206 (2008)

[26] M. Leroux document interne (2000)

[27] J. J. Hopfield, J. Phys. Chem. Solids **15**, 97 (1960)

[28] H. Teisseyre, P. Perlin, T. Suski, I. Grzegory, S. Porowski, J. Jun, A. Pietraszko and T D. Moustakas, J. Appl. Phys **76**, 2429 (1994)

[29] O. Aoudé, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal (2006)

[30] Y. P. Varshni, Physica **34**, 149 (1967)

[31] L. Viña, S. Logothetidis and M. Cardona , Phys. Rev. B **30**, 1979 (1984)

[32] C. Ngo et H. Ngo, "Les Semi-Conducteurs", Dunod (2003)

[33] E. Rosencher et B. Vinter, "Optoélectronique", Dunod (2002)

[34] A. V. Kavokin, J. J. Beaumberg, G. Malpuech and F. P. Laussy, "Microcavities", Oxford University Press (2007)

[35] G. Bjork, Y. Yamamoto and Heitman, "Confined electrons and photons new physics and applications", Plenum Press, New York (1995)

[36] D. I. Babic and S. W. Corzine, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 514 (1992)

[37] V. Savona, L.C. Andreani, P. Schwendimann and A. Quattropani, Solid State Communications **93**, 733 (1995)

[38] G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. R. Vladimirova and M.A. Kaliteevski, Physics of Solid State **41**, 1223 (1999)

[39] G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. R. Vladimirova and M.A. Kaliteevski, Phys. Rev. B **59**, 5082 (1999)

[40] F. Boeuf, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (2000)

[41] M. R. Vladimirova, A. V. Kavokin and M. A. Kaliteevski, Phys. Rev. B **54**, 14566 (1996)

[42] Lucio Claudio Andreani, in Confined Electrons and Photons Edited by E. Bunstein and C. Weisbush, p.57 (New York, 1995)

[43] Jacek Kasprazk, Maxime Richard, Régis André et Daniel Le Si Dang, Images de la Physique, p.42 (2007)

[44] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. A **53**, 4250 (1996)

[45] F. Semond, I.R. Sellers, F. Natali, D. Byrne, M. Leroux, J. Massies, N. Ollier, J. Leymarie, P. Disseix and A. Vasson, Appl. Phys. Lett. **87**, 021102 (2005)

[46] I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux, J. Massies, P. Disseix, A-L. Henneghien, J. Leymarie and A. Vasson, Phys. Rev. B **73**, 033304 (2006)

[47] T. Wang, R. J. Lynch, P. J. Parbrook, R. Butté, A. Alyamani, D. Sanvitto, D. M. Whittaker and S. Skolnick, Appl. Phys. Lett. **85**, 43 (2004)

[48] A. Alyamani, D. Sanvitto, A. A. Khalifa, M. S. Skolnick, T. Wang, F. Ranalli, P. J. Parbrook, A. Tahraoui and R. Airey, J. Appl. Phys. **101**, 093110 (2007)

[49] E. Feltin, J.-F. Carlin, J. Dorsaz, G. Christmann, R. Butté, M. Laügt, M. Ilegems and N. Grandjean, Appl. Phys. Lett. **88**, 051108 (2006)

[50] R. Butté, G. Christmann, E. Feltin, J.-F. Carlin, M. Mosca, M. Ilegems, and N. Grandjean, Phys. Rev. B **73**, 033315 (2006)

[51] S. Christopoulos, G. Baldassarri Höger von Högersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltin, J.-F. Carlin and N. Grandjean, Phys. Rev. Lett. **98**, 126405 (2007)

[52] G. Christmann, D. Simeonov, R. Butté, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean Appl. Phys. Lett. **89**, 261101 (2006)

[53] Gabriel Christmann, Raphaël Butté, Eric Feltin, Anas Mouti, Pierre A. Stadelmann, Antonino Castiglia, Jean-François Carlin, and Nicolas Grandjean, Phys. Rev. B **77**, 085310 (2008)

[54] Bernard Gil and Pierre Bigenwald, Superlattices and Microstructures **43**, 542 (2008)

[55] Bernard Gil, Pierre Bigenwald and Olivier Briot, Superlattices and Microstructures à paraître

[56] H. Teisseyre, C. Skierbiszewski, B. Lucznik, G. Kamler, A. Feduniewicz, M. Siekacz, T. Suski, P. Perlin, I. Grzegory and S. Porowski, Appl. Phys. Lett. **86**, 162112 (2005)

[57] T. Zhu, A. Dussaigne, G. Christmann, C. Pinquier, E. Feltin, D. Martin, R. Butté and N. Grandjean, Appl. Phys. Lett. **92**, 061114 (2008)

[58] N. Antoine-Vincent, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal (2003)

[59] Y. El. Younoussi, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal (1991)

[60] S. Colard, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal (1998)

[61] M. Mihailovic, Habilitation à diriger des recherches, Université Blaise Pascal (2007)

[62] R.M.A. Azzam and N.M. Bashara, North-Holland Publishing Compagny (1977)

[63] N. Antoine-Vincent, F. Natali, M. Mihailovic, A. Vasson, J. Leymarie, P. Disseix, D. Byrne, F. Semond and J. Massies, J. Appl. Phys **93**, 5222 (2003)

[64] V.Cracian, D.Cracian and I.W.Boyd (1998) Electronic Letters 34 p.15

[65] "Handbook of optical constant of solids" edited by Edward D. Palik

[66] B. Gil and O. Briot, Phys. Rev. B **55**, 2530 (1997)

[67] O. Aoudé, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, E. Aujol and B. Beaumont, Superlattices and Microstructures **36**, 607 (2004)

[68] F. Semond, B. Damilano, S. Vézian, N. Grandjean, M. Leroux, and J. Massies, Phys. Stat. Sol. (b) **216**, 101 (1999)

[69] I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux, J. Massies, P. Disseix, G. Malpuech, A-L. Henneghien, J. Leymarie and A. Vasson, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **892** (2006)

[70] M. Leroux, N. Grandjean, B. Beaumont, G. Nataf, F. Semond, J. Massies and P. Gibart, J. Appl. Phys. **86**, 3721 (1999)

[71] I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux, J. Massies, M. Zamfirescu, F. Stokker-Cheregi, M. Gurioli, A. Vinattieri, M. Colocci, A. Tahraoui and A. A. Khalifa Phys. Rev. B **74**, 193308 (2006)

[72] M. Gurioli, M. Zamfirescu, F. Stokker-Cheregi, A. Vinattieri, I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux and J. Massies, Superlattices and Microstructures **41**, 284 (2007)

[73] F. Stokker-Cheregi, M. Zamfirescu, , A. Vinattieri, M. Gurioli, I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux and J. Massies, Superlattices and Microstructures **41**, 376 (2007)

[74] M. Richard and R. Romestain and R. André and L. S. Dang, Appl. Phys. Lett. **86**, 071916 (2005)

[75] M. Leroux, S. Dalmasso, F. Natali, S. Helin, C. Touzi, S. Laügt, M. Passerel, F. Omnes, F. Semond, J. Massies and P. Gibart, Phys. stat. sol.(b) **234**, 887 (2002)

[76] M. Leroux, F. Semond, F. Natali, D. Byrne, F. Cadoret, B. Damilano, A. Dussaigne, N. Grandjean, A. Le Louarn, S. Vezian and J. Massies, Superlattices and Microstructures **36**, 659 (2004)

[77] G. Christmann, R. Butté, E. Feltin, J.-F. Carlin and N. Grandjean, Phys. Rev. B **73**, 153305 (2006)

[78] M. Leroux, N. Grandjean, M. Laügt, J. Massies, B. Gil, P. Lefebvre and P. Bigenwald, Phys. Rev. B **58**, R13371 (1998)

[79] F. Natali, D. Byrne, M. Leroux, B. Damilano, F. Semond, A. Le Louarn, S. Vezian, N. Grandjean and J. Massies, Phys. Rev. B **71**, 075311 (2006)

[80] E. Feltin, D. Simeonov, J.-F. Carlin, R. Butté, and N. Grandjean, Appl. Phys. Lett. **90**, 021905 (2007)

[81] P. Bigenwald, Rapport d'Habilitation à Diriger les Recherches (2000)

[82] P. Bigenwald, P.Lefebvre, T.Bretagnon and B.Gil, Phys. Status Solidi (b) **216**, 371 (1999)

[83] C. Ell, J. Prineas, T. R. Nelson, Jr., S. Park, H. M. Gibbs, G. Khitrova, S. W. Koch, and R. Houdré, Phys. Rev. Lett. **80**, 4795 (1998)

[84] H. Haag, P. Gilliot, R. Lévy, B. Hönerlage, O. Briot, S. Ruffenach-Clur, and R. L. Aulombard, Phys. Rev. B **73**, 033304 (2006)

[85] D. Solnyshkov and G. Malpuech, Superlattices and Microstructures **41**, 279 (2007)

[86] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, Appl. Phys. Lett. **71**, 2572 (1997)

[87] M. Leroux, B. Beaumont, N. Grandjean, P. Lorenzini, S. Haffouz, P. Vennéguès, J. Massies and P. Gibart, Mat. Science and Eng. **B50**, 97 (1997)

[88] E. Iliopoulos, D. Doppalapudi, H. M. Ng, and T. D. Moustakas, Appl. Phys. Lett. **73**, 375 (1998)

[89] R. P. Stanley, R. Houdré, C. Weisbuch, U. Oesterle, and M. Ilegems, Phys. Rev. B **53**, 10995 (1996)

[90] R. Houdré, R. P. Stanley, and M. Ilegems, Phys. Rev. A **53**, 2711 (1996)

Liste des travaux

Publications dans une revue internationale avec comité de lecture :

Strong light-matter coupling in ultrathin double dielectric mirror GaN microcavities
K. Bejtka, F. Réveret, R.W. Martin, P.R. Edwards, A.Vasson, J. Leymarie, I.R. Sellers, J.Y. Duboz, M. Leroux and F. Semond
Appl. Phys. Lett. **92**, 241105 (2008)

Influence of the mirrors on the strong coupling regime in planar GaN microcavities
F. Réveret, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, F. Semond, M. Leroux and J. Massies
Phys. Rev. B **77**, 195303 (2008)

Fabrication and characterization of ultrathin double dielectric mirror GaN microcavities
K. Bejtka, P. R. Edwards, R.W. Martin, F. Réveret, A. Vasson, J. Leymarie, I. R. Sellers, M. Leroux and F. Semond
Semicond. Sci. Technol. **23**, 045008 (2008)

Annealing effects on InGaAsN/GaAs quantum wells analyzed using thermally detected optical absorption and ten band k-p calculations
T. Bouragba, M. Mihailovic, F. Réveret, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, B. Damilano, M. Hugues, J. Massies, and J. Y. Duboz
J. Appl. Phys. **101**, 073510 (2007)

Publications dans une revue internationale avec comité de lecture lors de conférences :

Strong Light-Matter Coupling in GaN-Based Microcavities Grown on Silicon Substrates
Fabrice Semond, Ian Roberts Sellers, Nadège Ollier, Franck Natali, Declan Byrne, François Réveret, Flavian Stokker-Cheregi, Katarzyna Bejtka, Maximo Gurioli, Anna Vinattieri, Aimé Vasson, Pierre Disseix, Joël Leymarie, Mathieu Leroux, Jean Massies
Materials Research Society Spring Meeting (MRS), Mars 2008, San Francesco, USA
Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **1068**, 1068-C05-06 (2008)

Optical investigations of bulk and multi-quantum well nitride-based microcavities
F. Réveret, F. Médard, P. Disseix, J. Leymarie, M. Mihailovic, A. Vasson, I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux and J. Massies
French - Polish Symposium on Spectroscopy of Modern Materials (FPS), Juillet 2007, Clermont-Ferrand, France - **Oral presentation**
Opt. Mater. (2008), doi :10.1016/j.optmat.2007.10.017

From evidence of strong light-matter coupling to polariton emission in GaN microcavities
I.R. Sellers, F. Semond, M. Zamfirescu, F. Stokker-Cheregi, P. Disseix, M. Leroux, J. Leymarie, M. Gurioli, A. Vinattieri, F. Réveret, G. Malpuech, A. Vasson, and J. Massies
International Workshop on Nitride Semiconductors (IWN), October 2006, Kyoto, Japan
Phys. Stat. Sol. (b) **244**, No. 6, 1882-1886 (2007)

Strong coupling in bulk GaN microcavities grown on silicon
F. Réveret, I.R. Sellers, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, F. Semond, M. Leroux and J. Massies
6th International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes (ISBLLED), May 2006, Montpellier, France - Poster presentation
Phys. Stat. Sol. (c) **4**, No. 1, 108-111 (2007)

Publication avec comité de lecture lors d'une conférence nationale :

Réflectivité résolue en angle dans une microcavité nitrurée : observation du couplage fort
F. Réveret, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux et J. Massies
Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (JNRDM), Mai 2006, Rennes, France - Présentation poster

Communications sans actes :

Spectroscopie optique de miroirs pour la réalisation de microcavités semi-conductrices
M. Mihailovic, F. Réveret, F. Médard, F. Semond, J. C. Moreno, E. Frayssinet, P. Disseix, A. Vasson et J. Leymarie
12ièmes journées nano, micro et optoélectronique (JNMO), Juin 2008, L'ile d'oléron, France

Polariton emission in GaN microcavities
I. R. Sellers, M. Zamfirescu, F. Stokker-Cheregi, F. Semond, M. Gurioli, M. Leroux, J. Leymarie, P. Disseix, F. Réveret, A. Vinattieri, M. Colocci and J. Massies
28th International Conference of the Physics of Semiconductors (ICPS), July 2006, Vienna, Austria

Étude de l'interaction lumière-matière dans des hétérostructures nitrurées
F. Réveret, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, I.R. Sellers, F. Semond, M. Leroux et J. Massies
Journée de l'école doctorale Science Pour l'Ingénieur (SPI), Juin 2006, Clermont-Ferrand, France - Présentation orale