



HAL
open science

Etude magneto-optique de gaz électroniques bidimensionnels de haute densité

Clement Faugeras

► **To cite this version:**

Clement Faugeras. Etude magneto-optique de gaz électroniques bidimensionnels de haute densité. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. NNT : . tel-00007891v2

HAL Id: tel-00007891

<https://theses.hal.science/tel-00007891v2>

Submitted on 13 Sep 2005

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.

THÈSE

présentée par

Clément FAUGERAS

pour obtenir le titre de

Docteur de l'université Joseph Fourier-Grenoble I.

Spécialité: Physique

Etude magnéto-optique de systèmes électroniques bidimensionnels de haute densité

Soutenue publiquement le 21 Novembre 2003 devant la commission d'examen:

Jean Yves MARZIN, Directeur de recherche, CNRS-LPN, Marcoussis

Jean Louis ROBERT, Professeur, Université Montpellier II, LPM, Montpellier

Joël CIBERT, Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble

Marian GRYNBERG, Professeur, Université de Varsovie, Varsovie

Sébastien SAUVAGE, Chargé de recherche, Université Paris Sud XI, IEF, Orsay

Gérard MARTINEZ, Directeur de recherche, CNRS-LCMI, Grenoble

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses CNRS-MPI/FKF
Grenoble

Table des matières

Introduction générale	1
1 Caractéristiques des échantillons	7
1.1 Le système GaAs/AlAs	8
1.1.1 Arséniure de gallium	8
1.1.2 Arséniure d'aluminium	8
1.1.3 Puits quantique de GaAs/AlAs	9
1.2 Caractéristiques électriques	12
1.2.1 Le modèle de Drude	12
1.2.2 Magnéto-transport	14
1.3 Caractérisation des modes phonon des échantillons	17
1.4 Conclusion	19
Bibliographie	21
2 La résonance cyclotron : principes et techniques expérimentales	23
2.1 La résonance cyclotron d'un gaz électronique bidimensionnel	23
2.1.1 Absorption cyclotron	25
2.1.2 Théorème de Köhn	28
2.2 Spectroscopie à transformée de Fourier	28
2.2.1 Principes de la spectroscopie à transformée de Fourier	28
2.2.2 Eléments de théorie	30
2.3 Dispositif expérimental	32
2.3.1 Spectromètre à transformée de Fourier	32
2.3.2 La canne de mesure	35
2.3.3 Le détecteur	36
2.3.4 Les aimants	36
2.4 Les configurations de mesure	37
2.5 Avantages des structures décollées de leur substrat de GaAs	38
2.6 Nécessité de la simulation multidiélectrique	40

2.7	Conclusion	42
	Bibliographie	43
3	Etude expérimentale de la résonance cyclotron	45
3.1	Transmission en champ intense de 1038_{Si} et 889_{GaAs}	45
3.1.1	Présentation des spectres	45
3.1.2	Largeur de raie d'absorption	49
3.2	Transmission des échantillons 1201_{Si} , $1201b_{Si}$, 1200_{Si} et 1416_{Si}	50
3.2.1	Présentation des spectres expérimentaux	51
3.2.2	Evolution de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique .	53
3.2.3	Largeur de la résonance cyclotron	56
3.2.4	Présentation des résultats dans la région des phonons optiques de GaAs	58
3.3	Transmission en incidence oblique de 1038_{Si} , $1201b_{Si}$, 1200_{Si} , 1416_{Si}	61
3.3.1	Présentation des spectres expérimentaux	61
3.3.2	Evolution de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique .	66
3.4	Conclusion	68
	Bibliographie	69
4	Interactions électron-électron et électron-phonon optique	71
4.1	Validité du modèle de transmission infra-rouge	71
4.1.1	Absorption des modes phonon	71
4.1.2	Détermination de la concentration électronique	73
4.2	Transmission infra-rouge en incidence perpendiculaire	77
4.2.1	Influence de la non parabolicité de la bande de conduction	77
4.2.2	Interaction électron-phonon optique	85
4.2.3	Conclusion	97
4.3	Transmission infra-rouge en incidence oblique	98
4.3.1	Détermination de l'angle	98
4.3.2	Analyse dans le formalisme de la fonction diélectrique	99
4.3.3	Conclusion	105
	Bibliographie	106
	Conclusion générale	110
A	Fonction d'onde d'un gaz électronique bidimensionnel soumis à un champ magnétique	115
A.1	Action de H_{\perp} et de $H_{//}$ sur la fonction d'onde	116
A.2	Couplage des différents degrés de liberté par δH	117

B	Modèle $k.p$ de la non-parabolicité de GaAs	119
B.1	Présentation du modèle $k.p$	119
B.2	Application à la résonance cyclotron	121
C	Phonons optiques dans un puits quantique	125
C.1	La fonction diélectrique d'un solide ionique	125
C.2	Phonons optiques dans une couche mince polaire	127
C.3	Phonons optiques dans un puits quantique non dopé	128
C.4	Phonons optiques dans un puits quantique dopé	131
D	Fonction diélectrique d'un gaz électronique quasi-bidimensionnel	133
D.1	Gaz électronique confiné dans un puits parabolique	133
D.2	Non parabolicité	135
E	Modèle multidiélectrique de la transmission infrarouge	137
E.1	Détermination des 4 vecteurs d'onde caractéristiques	137
E.2	Calcul de la transmission diélectrique	138
E.2.1	Transmission d'une couche mince	138
E.2.2	Transmission d'un système multicouche	141
	Bibliographie	142
	Publications	145

Introduction générale

L'apparition des systèmes semi-conducteurs de basse dimensionnalité fut une véritable révolution pour l'étude de la physique de l'état condensé. Motivés d'une part par l'industrie microélectronique sans cesse demandeuse de composants de taille plus réduite, et d'autre part par les laboratoires de recherche qui y voyaient la possibilité d'élaborer des systèmes modèles, les progrès phénoménaux effectués en matière de technique d'élaboration des matériaux ont permis de réaliser des couches minces de matériaux de grande pureté chimique et d'excellente qualité structurale. C'est dans ce contexte qu'est née la physique des gaz d'électrons bidimensionnels à basse température. Le confinement des électrons dans une ou plusieurs directions de l'espace (sur une distance de l'ordre de la dizaine de nanomètres) modifie profondément leur comportement. Ces systèmes ont notamment permis la mise en évidence de phénomènes nouveaux sous champ magnétique intense appliqué perpendiculairement au plan de confinement, comme l'effet Hall quantique entier [von Klitzing80], qui se manifeste par la quantification de la résistance longitudinale d'un gaz électronique bidimensionnel avec une précision telle que cet effet sert actuellement en métrologie de reproduction de l'Ohm, et l'effet Hall quantique fractionnaire [Tsui82] qui est le résultat du mouvement fortement corrélé des électrons confinés dans un plan, et soumis à un champ magnétique intense à très basse température. Ces découvertes furent récompensées par deux prix Nobel de physique, respectivement en 1985 et en 1998.

Les multiples possibilités offertes par les techniques de croissance cristalline permirent de fonder ce qui est aujourd'hui appelé l'ingénierie de bande, terme désignant la possibilité d'optimiser et de faire varier les propriétés électroniques et optiques des dispositifs semi-conducteurs en changeant la nature, l'épaisseur et le dopage des couches constituant l'hétéro-structure. Un exemple remarquable d'ingénierie de bande est le laser à cascade quantique, inventé en 1994 [Faist94]. Ces lasers fonctionnent dans la gamme énergétique de l'infra-rouge moyen et l'énergie d'émission peut être variée continûment en changeant l'épaisseur de la couche semi-conductrice active. Leur fonctionnement est basé sur les propriétés électroniques des super réseaux semi-conducteur, leur particularité par rapport aux lasers solides traditionnels étant que l'émission laser a lieu en n'impliquant que des

électrons de la bande de conduction. L'inversion de population est effectuée entre deux sous-bandes électriques d'un puits quantique et fait intervenir la relaxation énergétique des électrons par émission de phonons optiques [Capasso02]. Dans ces structures, les systèmes électronique et phononique sont couplés via l'interaction coulombienne, ce couplage étant mis à profit pour obtenir l'effet laser.

Si les modes phonons optiques d'une structure quasi-bidimensionnelle non dopée sont bien connus depuis quelques années, il n'en n'est pas de même lorsque le cristal contient un gaz d'électrons libres. Les excitations électroniques dans un gaz quasi-bidimensionnel sont des oscillations collectives des électrons, appelées plasmons, et dont il existe deux types : les plasmons inter sous-bande électrique et les plasmons intra sous-bande. Si l'énergie des excitations inter sous-bande est définie essentiellement par la largeur du puits quantique, il est possible de faire varier l'énergie des excitations intra sous-bande en appliquant un champ magnétique perpendiculaire au plan de confinement. L'énergie de ces excitations, appelées excitations cyclotron, se situe typiquement dans la gamme énergétique de l'infrarouge lointain. La thématique principale de ce travail de thèse effectué au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble est l'étude par spectroscopie infra-rouge de l'interaction électron-phonon dans des puits quantiques contenant un nombre élevé d'électrons. Cette étude a été possible grâce aux échantillons élaborés à l'Institut Paul Drude de Berlin. Ces structures sont des puits quantiques de haute mobilité électronique ($> 10^6$ cm²/V.s), très fortement dopés ($\approx 10^{12}$ cm⁻²). Leur particularité est d'avoir été décollées de leur substrat de GaAs initial pour être recollées sur un substrat de silicium transparent dans l'infrarouge, et elles offrent donc pour la première fois la possibilité d'étudier le couplage entre phonons et électrons avec de fortes densités électroniques.

Plan du mémoire

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la description des échantillons semi-conducteurs que nous avons étudiés. Nous ferons une brève description des matériaux GaAs et AlAs et de la structure de bande d'un puits quantique formé à l'aide de ces matériaux. Nous décrivons la structure assez particulière des échantillons, qui rend possible l'existence dans le puits de GaAs d'un gaz électronique de haute densité et de haute mobilité. Nous introduirons alors le modèle de Drude de la conduction électrique, puis nous décrivons les caractéristiques électriques des échantillons déduites des mesures de transport à basse température. Pour finir, nous décrivons les caractéristiques des modes phonons de nos échantillons sur la base de mesures de transmission infra-rouge effectuées en incidence oblique à champ nul.

Dans un deuxième chapitre, nous introduisons la résonance cyclotron d'un gaz électronique à deux dimensions (GE2D) dans un modèle quantique, pour en déduire une expression de l'absorption infra-rouge d'un système d'électrons libres soumis à un champ magnétique intense. En nous appuyant sur le théorème de Köhn, nous expliquerons pourquoi le modèle de Drude de la conduction des métaux est un formalisme efficace pour décrire la résonance cyclotron. Nous décrirons ensuite le principe de la spectroscopie à transformée de Fourier, et les divers éléments du dispositif expérimental mis en oeuvre pour mesurer la transmission infra-rouge d'un solide à basse température (1.8 K) sous champ magnétique intense (jusqu'à 28 T). La fin de ce chapitre est consacrée à démontrer les avantages fournis par les structures sur substrat de silicium que nous avons étudiées par rapport aux structures traditionnelles sur substrat de GaAs pour les études de transmission infra-rouge. Nous justifierons sur la base d'exemples expérimentaux la nécessité du recours à la simulation de la réponse diélectrique de la structure entière pour analyser les spectres expérimentaux.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de l'étude expérimentale de la résonance cyclotron effectuée au cours de cette thèse sur les deux thématiques de l'interaction électron-électron et de l'interaction électron-phonon optique. Les échantillons sur substrat de silicium nous permettent d'étudier la résonance cyclotron dans la région énergétique des phonons optiques jusqu'alors inexplorée par cette technique. Nous discuterons les résultats obtenus de manière qualitative.

Dans un quatrième chapitre, nous analyserons les résultats obtenus et nous les discuterons sur la base d'un modèle de calcul de la transmission diélectrique présenté, avec la fonction diélectrique décrivant les systèmes phononique et électronique et des modèles de calcul de structure de bande dans les matériaux semi-conducteurs, dans les appendices. Ce modèle nous permettra d'effectuer une discussion quantitative, et nous mettrons alors en évidence le fait qu'aucun couplage entre les phonons optiques longitudinaux du puits quantique et la résonance cyclotron du gaz électronique n'est observé en configuration de Faraday perpendiculaire mais que les excitations du gaz se couplent au phonons transverses optiques (TO), ce couplage se faisant par le mécanisme du potentiel de déformation. Nous expliquons l'absence de couplage avec le phonons longitudinal optique dans cette configuration par le fait que ces phonons dans un puits quantique contenant un gaz d'électrons libres se couplent aux excitations inter sous-bande électrique pour donner naissance à un mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon longitudinal optique. Ce mode développe un champ électrique macroscopique perpendiculairement au plan du puits et se couple

à la résonance cyclotron du gaz en configuration Faraday oblique, pour laquelle la surface de l'échantillon est inclinée par rapport à la direction de propagation de la lumière infra-rouge et au champ magnétique.

Bibliographie

- [Capasso02] F. Capasso, C. Gmachl, D.L. Sivco, A. Cho, *Physics Today*, **May**, 34, (2002).
- [Faist94] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, *Science*, **264**, 553, (1994).
- [von Klitzing80] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 494, (1980).
- [Tsui82] D.C. Tsui, H.L. Störmer, A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1559, (1982).

Chapitre 1

Caractéristiques des échantillons

Au cours de ce travail, nous avons réalisé des mesures de transmission infra-rouge sur des structures semi-conductrices bidimensionnelles. Pour créer un tel système, il est possible soit de piéger les électrons à l'interface entre deux semi-conducteurs (hétéro-jonction), soit de faire croître une couche mince de semi-conducteur de faible bande interdite (*gap*) entre deux couches de semi-conducteur de grande bande interdite (puits quantique ou double hétéro-jonction). Les échantillons que nous avons étudiés sont des puits quantiques d'arséniure de gallium (GaAs). Ils ont été élaborés par K-J Friedland, R. Hey et A. Riedel à l'Institut Paul Drude de Berlin et allient un ensemble de caractéristiques originales pour un puits quantique :

- une structure très symétrique.
- un gaz de haute densité électronique (jusqu'à $1.38 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).
- un gaz électronique de haute mobilité (supérieure à $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).
- des effets diélectriques dans la *bande de reststrahlen*¹ minimisés.

Historiquement, l'étude des propriétés des gaz électroniques à deux dimensions (GE2D) a débuté grâce aux premières structures MOSFET sur silicium. Cependant, l'arséniure de gallium s'est vite imposé comme étant le matériau de meilleure qualité dans lequel de nombreux phénomènes mettant en jeu les corrélations électroniques devaient apparaître. Dans ce chapitre, nous introduirons dans un premier temps les matériaux utilisés pour élaborer les structures semi-conductrices que nous avons étudiées, puis nous décrirons la structure des échantillons et leurs particularités, qui en font des candidats d'exception pour les études dans l'infra-rouge lointain. Les caractéristiques principales et la qualité d'un GE2D se déterminent généralement par des mesures de magnéto-transport. Nous introduirons donc le modèle de Drude de la conduction électrique afin d'interpréter les

1. Région énergétique comprise entre l'énergie du phonon transverse optique (TO) et celle du phonon optique longitudinal (LO). Voir appendice C.

mesures de transport effectuées sur ces échantillons, puis, nous caractériserons les modes phonons optiques des structures par des mesures de transmission infra-rouge à champ nul.

1.1 Le système GaAs/AlAs

1.1.1 Arséniure de gallium

L'arséniure de gallium est un semi-conducteur III-V de structure cristallographique de type blende de zinc. Chaque maille élémentaire comporte 4 atomes de Ga et 4 atomes de As qui forment un réseau cubique à face centrées de paramètre de maille $a = 5.653 \text{ \AA}$. La structure de bande de ce matériau est indiquée sur la figure 1.1. C'est un matériau de bande interdite (*gap*) directe au point Γ ($\mathbf{k} = 0$) de la zone de Brillouin. L'énergie de cette bande interdite est de $E_g = 1.42 \text{ eV}$ à $T = 300 \text{ K}$, et $E_g = 1.52 \text{ eV}$ à $T = 4.2 \text{ K}$ [Chelikowski76]. La masse effective des électrons au point Γ est $m^* = 0.067 m_0$, où m_0 est la masse de l'électron dans le vide. Le facteur effectif de Landé dans ce matériau est différent de celui d'un électron dans le vide à cause du couplage spin-orbite. Pour GaAs, g^* est même négatif avec une valeur $g^* = -0.44$. Il est possible de doper GaAs en incorporant dans le cristal des atomes de silicium qui deviennent des impuretés à caractère donneur. La faible masse effective électronique et la forte constante diélectrique statique ($\epsilon_0 = 12.6$) de GaAs font qu'une impureté hydrogénoïde dans le cristal aura une énergie d'ionisation d'environ 6 meV (donneur peu profond) et un rayon de Bohr associé de l'ordre de 100 \AA , ce qui représente un peu moins de 20 fois le paramètre cristallin de GaAs. Les énergies des phonons optiques dans ce matériau sont $\omega_{TOGaAs} = 33.3 \text{ meV}$ et $\omega_{LOGaAs} = 36.25 \text{ meV}$ [Adachi85].

1.1.2 Arséniure d'aluminium

Comme le GaAs, AlAs est un alliage semi-conducteur III-V. Il possède la même structure cristallographique blende de zinc que GaAs, et un paramètre de maille $a = 5.661 \text{ \AA}$ très proche de celui de GaAs. Cette très faible différence en fait un candidat intéressant pour l'élaboration d'hétéro-structures. Ce matériau présente un *gap* indirect, et le minimum de la bande de conduction se trouve au point X de la zone de Brillouin. Cela signifie que les électrons libres ne seront pas dans une vallée de même symétrie dans ce matériau que dans GaAs et dans ces vallées X de AlAs, les surfaces iso-énergétiques sont six fois dégénérées (semblable au silicium). On voit alors apparaître deux valeurs de masse effective transverse et longitudinale avec $m_t^* = 0.19 m_0$ et $m_L^* = 1.1 m_0$ [Adachi85]. Les énergies des phonons optiques y sont plus élevées que dans GaAs avec $\omega_{TOAlAs} = 44.9 \text{ meV}$ et $\omega_{LOAlAs} = 50.1 \text{ meV}$. Les bandes des phonons optiques de GaAs et de AlAs ne se

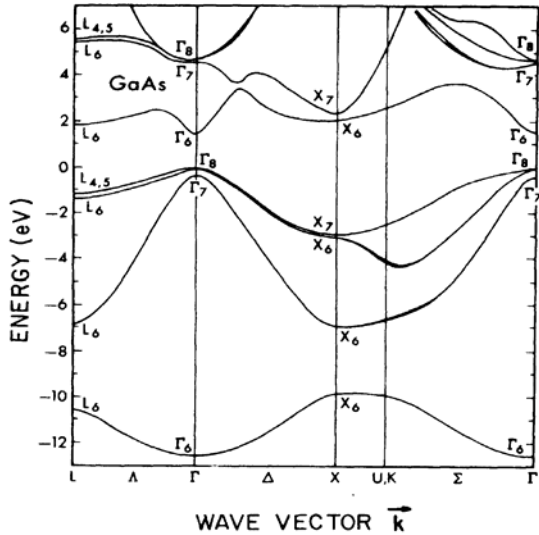


Fig. 1.1 – Structure de bande de GaAs théorique. D'après [Chelikowski76].

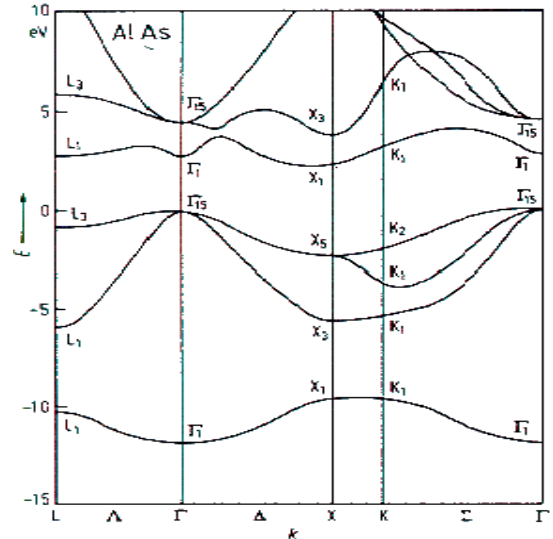


Fig. 1.2 – Structure de bande de AlAs théorique. D'après [Huang85].

recouvrent donc pas.

1.1.3 Puits quantique de GaAs/AlAs

Les échantillons étudiés sont des puits quantiques de GaAs dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau 1.1. Ces 7 échantillons possèdent une structure semblable à celle représentée sur la figure 1.4. La croissance est faite par épitaxie à jets moléculaires sur un substrat de GaAs semi-isolant orienté suivant le plan (001). Cette méthode d'élaboration mise en oeuvre sous ultra-vide permet d'obtenir des structures de grande pureté chimique et structurale, et de contrôler la croissance au plan atomique près, ce qui permet de faire des interfaces définies avec la même précision.

Dans certains échantillons, nous avons fait d'abord croître 500 nm de GaAs (couche tampon) sur le substrat de GaAs semi-isolant, puis une couche de 50 nm de AlAs et pour finir une couche de 200 nm de GaAs qui servira de substrat pour l'épi-structure. Le rôle de la couche de 50 nm d'AlAs est d'être ensuite attaquée chimiquement afin de séparer la structure du substrat de GaAs initial pour la redéposer ensuite sur un substrat de nature différente (procédure de "lift off") [Yablonovitch90], l'adhésion de la structure sur ce nouveau substrat étant assurée par les forces de Van Der Waals. Cette procédure permet d'obtenir une épistucture de haute qualité sur un substrat autre que le substrat de GaAs nécessaire lors de la croissance. Nous décrivons dans le Chapitre 2 les avantages qu'offrent ces épistuctures décollées pour les expériences de transmission infra-rouge.

Nous faisons alors croître sur cette couche de 200 nm de GaAs un super-réseau à courte période GaAs/AlAs qui servira de barrière pour le puits quantique. L'utilisation d'un super-réseau par rapport à un alliage ternaire de $Al_xGa_{1-x}As$ présente trois principaux avantages :

- Du point de vue de l'élaboration des matériaux, la qualité structurale et la pureté chimique d'un super-réseau est connue pour être meilleure que celle d'une couche d'alliage ternaire ([Fujiwara85], [Leadley93]). De cette manière, le nombre de défauts structuraux au niveau du puits quantique est limité, et le nombre d'impuretés, notamment le carbone, est fortement réduit.
- Le deuxième avantage de l'utilisation d'un super réseau comme barrière apparaît lorsque l'on s'intéresse au dopage de la structure. Ayant fait ce choix par rapport à un alliage ternaire, il est possible d'inclure le dopage dans une couche de GaAs proche du puits et dans ce matériau, l'impureté silicium présente une énergie d'ionisation inférieure à celle qu'elle aurait dans un alliage ternaire [Baba83]. Cette faible énergie d'ionisation facilite le transfert de grandes densités de porteurs par effet tunnel dans le puits quantique central. Le dopage est ainsi effectué par modulation de dopage [Dingle78], en séparant spatialement les donneurs ionisés du GE2D. Cette technique maintenant standard permet d'obtenir des hautes mobilités, les diffusions électroniques sur les impuretés étant très réduites de par la séparation spatiale.
- Un troisième avantage lié à l'utilisation d'un super réseau réside dans le fait qu'une partie des électrons provenant des dopants est confinée dans les états localisés attachés aux vallées X de la couche d'AlAs la plus proche du plan de dopant. Ces électrons écrantent en partie le champ électrostatique des donneurs ionisés [Friedland96], minimisant les fluctuations de potentiel électrostatique dans le puits quantique central. Ces électrons piégés dans une couche d'AlAs ne perturbent ni les mesures de transmission, ni les mesures de transport à basse température. La forte valeur de la masse effective au point X de la zone de Brillouin de AlAs fait que l'énergie d'ionisation associée à ces porteurs est bien plus élevée que celle du point Γ de GaAs : ces électrons X ne sont "visibles" qu'à haute température, où ils donnent naissance à un canal de conduction parallèle. Nous verrons dans la suite de ce chapitre comment mettre en évidence l'existence de ces électrons X. La figure 1.3 représente le résultat de la résolution auto-cohérente du système d'équations couplées de Schrödinger et de Poisson à une dimension pour nos structures. Ce calcul montre le transfert de charge qui s'effectue du plan de donneurs ionisés ($\delta - Si$) vers le puits quantique central et les électrons piégés dans la couche d'AlAs proche du plan de donneurs.

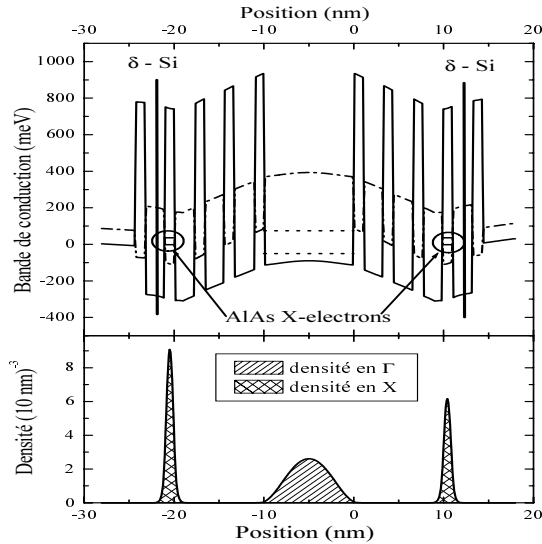


Fig. 1.3 – Structure de la bande de conduction des échantillons calculée de manière auto-cohérente par K.J Friedland et al. [Friedland96]. Les lignes continues représentent le minimum Γ et les traits pointillés le minimum X . Les deux premières sous-bandes du puits sont représentées en pointillés.

150 nm GaAs	
Dopage δ Si	
5 nm GaAs	
52 nm $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	
2.6 nm GaAs	X 4
1.3 nm AlAs	
Dopage δ Si	
1.3 nm GaAs	
1.3 nm AlAs	
2.6 nm GaAs	X 5
1.3 nm AlAs	
13 nm GaAs QW	X 5
1.3 nm AlAs	
2.6 nm GaAs	
1.3 nm AlAs	
1.3 nm GaAs	
Dopage δ Si	
1.3 nm GaAs	
1.3 nm AlAs	X 56
2.6 nm GaAs	
10 nm $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	
200 nm GaAs	
50 nm AlAs	
500 nm GaAs	
SI GaAs	

Fig. 1.4 – Structure typique des échantillons étudiés.

Nous faisons alors croître sur le super-réseau une couche de 10 ou 13 nm de GaAs (puits quantique) pour nos échantillons dans laquelle les porteurs seront confinés, puis de nouveau un super-réseau avec un dopage planaire au silicium proche du puits. Celui-ci a pour but de rendre la structure symétrique tout en créant un gaz électronique de haute densité. Finalement, nous faisons croître au sommet de l'épistrukture une couche de passivation composée de 52 nm d'alliage ternaire AlGaAs puis 20 nm de GaAs dopé au silicium afin de passiver électriquement la surface. Ce procédé est nécessaire car GaAs a la particularité de présenter de nombreux défauts électriquement actifs à sa surface, défauts dont l'énergie se situe dans la bande interdite de GaAs. Ces défauts risqueraient donc de piéger de nombreux électrons et la conséquence de ces transferts de charges serait d'ancrer le niveau de Fermi de la structure sur ces niveaux, rendant la structure finale totalement asymétrique [Etienne87].

1.2 Caractéristiques électriques

1.2.1 Le modèle de Drude

C'est au début du XXème siècle que Drude développa sa théorie de la conduction électrique et thermique dans les métaux en appliquant la théorie cinétique des gaz aux électrons libres présents dans ces matériaux. Ce modèle suppose que les électrons sont libres, et qu'en l'absence de champ appliqué et de gradient thermique ils se déplacent de manière aléatoire dans le solide. Ainsi, le courant global est nul. Lors de l'application d'un champ électrique, les électrons sont accélérés suivant la force de Laplace $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$. Dans le cas d'un système sans friction, les électrons sont accélérés indéfiniment, mais dans un solide réel, ils diffusent lors des collisions avec tous les défauts du cristal, avec les phonons et avec les autres électrons. Pour tenir compte de ces multiples diffusions, Drude rajoute un terme de frottement visqueux $\frac{-m^*\mathbf{v}}{\tau}$ dans l'équation du mouvement à laquelle chaque électron obéit indépendamment :

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - m^*\mathbf{v}/\tau \quad (1.1)$$

Dans cette équation, m^* représente la masse effective des électrons dans le cristal et τ est le temps de relaxation². Ces deux paramètres décrivent la situation très complexe d'un cristal réel et le modèle peut être étendu pour tenir compte de l'anisotropie de la masse effective et d'une dépendance en énergie de cette même masse. Pour un champ magnétique nul et un champ électrique statique, la solution en régime stationnaire de l'équation 1.1 est appelée vitesse de dérive $\mathbf{v}_d = \frac{e\tau}{m^*}E$. Cette solution nous permet de définir la densité de courant engendrée par l'application d'un champ électrique $\mathbf{j} = en_s\mathbf{v}_d$ où n_s ³ est la densité de porteurs de charge e . Il est alors possible de relier la densité de courant à la conductivité électrique du matériau dans lequel se déplacent les porteurs de charge par la relation $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ dans laquelle σ est le coefficient de transport associé au matériau et peut se définir en l'absence de champ magnétique par :

$$\sigma = \frac{en_s\mathbf{v}_d}{\mathbf{E}} = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} = n_s \mu e \quad (1.2)$$

où $\mu = e\tau/m^*$ est une grandeur appelée mobilité qui représente l'aptitude des porteurs de charge à se déplacer dans un matériau sous l'action d'un champ électrique. Lorsqu'un champ magnétique \mathbf{B} est appliqué, les électrons subissent la force de Lorentz $\mathbf{F} = -e\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ qui agit perpendiculairement à la trajectoire de la particule. Cette force ne modifie pas la vitesse de l'électron mais lui induit un mouvement de rotation dans le plan caractérisé

2. τ est un temps moyen entre deux diffusions inélastiques électroniques

3. n_s est une densité surfacique dans le cas d'un GE2D ou volumique dans le cas d'un matériau massif

par un rayon d'orbite $r = m^*v/eB$, une fréquence cyclotron $\omega_c = eB/m^*$ et une énergie cinétique $E = \frac{1}{2}m^*\omega_c^2r^2$. Donc dans un gaz électronique classique soumis à un champ magnétique, les électrons décrivent des orbites de rayon proportionnel à leur vitesse.

Si nous faisons l'hypothèse que la solution de l'équation 1.1 pour un champ électrique à variation harmonique est de la forme $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}\exp(-i\omega t)$, nous pouvons réécrire l'équation 1.1 sous la forme :

$$\mathbf{v} + \frac{e\tau^*}{m^*}\mathbf{B} \wedge \mathbf{v} = \frac{e\tau^*}{m^*}\mathbf{E} \quad (1.3)$$

où $\tau^* = \frac{\tau}{1-i\omega\tau}$. La conductivité électrique pour un champ magnétique non nul est une grandeur tensorielle, dont les composantes dans le cas d'une réponse à un champ électrique de variation harmonique s'expriment par [Palik70]:

$$\sigma_{i,j} = \frac{n_s e^2 \tau^*}{m^*} \frac{\delta_{i,j} + \omega_c \tau^* \epsilon_{i,j,k} (B_k/B) + (\omega_c \tau^*)^2 (B_i B_j / B^2)}{1 + (\omega_c \tau^*)^2} \quad (1.4)$$

où $\delta_{i,j}$ est le symbole de Kronecker, $\epsilon_{i,j,k}$ le tenseur antisymétrique. Ce tenseur peut donc s'écrire :

$$\vec{\sigma} = \frac{n_s e^2 \tau^*}{m^*} \begin{pmatrix} \frac{1}{1+(\omega_c \tau^*)^2} & \frac{\omega_c \tau^*}{1+(\omega_c \tau^*)^2} & 0 \\ -\frac{\omega_c \tau^*}{1+(\omega_c \tau^*)^2} & \frac{1}{1+(\omega_c \tau^*)^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Ce tenseur devient diagonal dans la base de coordonnées tournantes $[\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{u}_x + i\mathbf{u}_y), \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{u}_x - i\mathbf{u}_y), \mathbf{u}_z]$ et le vecteur courant s'exprime alors par :

$$\begin{pmatrix} J_+ \\ J_- \\ J_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_+ & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_- & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

où E_+ représente un champ électrique de polarisation circulaire tournant dans le sens inverse d'un électron lorsque \mathbf{B} est le long de (O,z) positive et $\sigma_{\pm} = \sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy}$. Nous pouvons ainsi exprimer les composantes diagonales du tenseur de conductivité par :

$$\sigma_{\pm} = \sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy} = \sigma_0 \frac{1 + i(\omega \pm \omega_c)\tau}{1 + (\omega \pm \omega_c)^2 \tau^2} = \epsilon_0 \omega_p^2 \frac{(1/\tau) + i(\omega \pm \omega_c)}{(1/\tau)^2 + (\omega \pm \omega_c)^2} \quad (1.7)$$

où $\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{m^* \epsilon_0}$ est la fréquence plasma et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide.

Dans le repère tournant, les composantes du tenseur de conductivité électrique sont complexes et à partir de ce tenseur, nous pouvons définir un tenseur de permittivité diélectrique, en supposant que le vecteur d'onde de la lumière incidente est orienté dans la même direction que le champ magnétique (configuration de Faraday) tel que:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_r + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) = \mathcal{N}^2(\omega) = [n(\omega) + i\kappa(\omega)]^2 \quad (1.8)$$

Dénomination	largeur du puits [nm]	n_{SDH} [cm^{-2}]	$\mu_{transport}$ [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]	$\tau_{Transport}$ [s]
889 _{GaAs}	10	1.38×10^{12}	7.9×10^5	34×10^{-12}
1038 _{Si}	10	1.28×10^{12}	1.14×10^6	48×10^{-12}
1201 _{Si}	13	9.4×10^{11}	2.8×10^6	114×10^{-12}
1201b _{Si}	13	9.4×10^{11}	2.8×10^6	114×10^{-12}
1200 _{Si}	13	7.4×10^{11}	2.2×10^6	89×10^{-12}
1416 _{Si}	13	6.2×10^{11}	2.18×10^6	88×10^{-12}

Tab. 1.1 – Densité de porteurs n_{SDH} , mobilité $\mu_{transport}$, temps de relaxation $\tau_{transport}$ des échantillons parents étudiés à $T = 300$ mK par Friedland et al.. La nature du substrat des échantillons est indiquée en indice.

où ϵ_r est la contribution du réseau à la fonction diélectrique et est explicitée dans l'appendice C, $\epsilon_1(\omega)$ et $\epsilon_2(\omega)$ sont respectivement les parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique, $\mathcal{N}(\omega)$ est l'indice optique et $n(\omega)$ et $\kappa(\omega)$ sont les parties réelle et imaginaire de l'indice optique.

1.2.2 Magnéto-transport

Magnéto-transport à basse température

La figure 1.5 représente l'évolution des résistances longitudinale et transverse en fonction du champ magnétique, mesurées à basse température (50 mK) sur un échantillon parent de 1038_{Si} que nous avons étudié en spectroscopie infra-rouge. Ces mesures sont essentielles pour connaître les caractéristiques de nos échantillons. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan du GE2D, la résistance transverse de l'échantillon commence par suivre une variation linéaire de Hall classique. La pente de cette droite nous permet de déterminer la concentration électronique du puits quantique, et la valeur de la résistance longitudinale à champ nul nous permet de déterminer la valeur de la mobilité μ du gaz électronique en appliquant la formule de Drude $\sigma_0 = n_s \mu e$ où n_s est la concentration électronique déterminée par la pente de la résistance de Hall, μ est la mobilité et e la charge électronique. La résistance longitudinale développe au dessus de $B = 1$ T des oscillations d'amplitude croissante, qui sont la manifestation de l'effet Shubnikov-de Haas. Ces oscillations reflètent la nature discrète de la densité du GE2D soumis à un champ magnétique et une analyse en fréquence permet de déterminer le nombre de sous-bandes électriques occupées dans le puits (suivant le nombre de fréquences caractéristiques composant les oscillations). Pour tous nos échantillons, les électrons occupent uniquement la

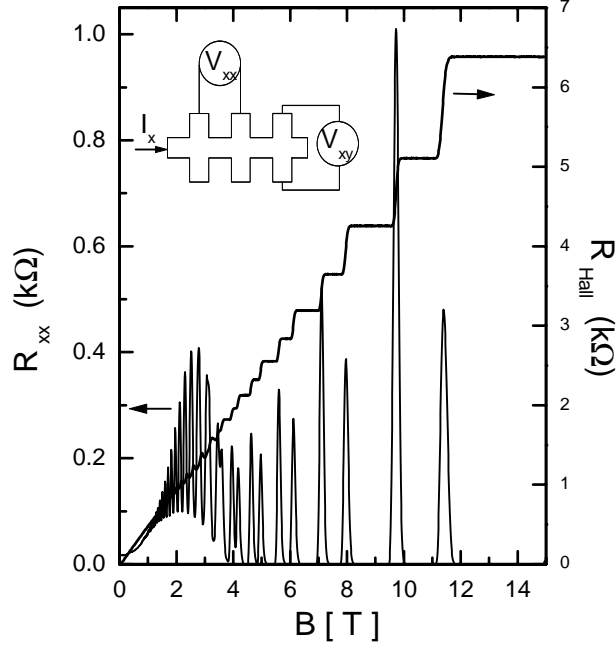


Fig. 1.5 – $R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I_x}$ et $R_{xy} = \frac{V_{xy}}{I_x}$ mesurées sur l'échantillon 1038 à 150 mK.

première sous-bande du puits quantique. Lorsque le champ magnétique augmente, l'amplitude des oscillations de la résistance longitudinale continue d'augmenter jusqu'à ce que cette dernière s'annule pour certaines valeurs B_n du champ magnétique⁴. Pour les mêmes valeurs de champ, la résistance de Hall présente des plateaux. Ces deux phénomènes constituent les principales manifestations de l'effet Hall quantique entier [Klitzing80].

Certains échantillons utilisés dans notre étude présentent la particularité d'avoir été décollés de leur substrat originel pour être redéposés sur un substrat de silicium. Cette procédure concerne les échantillons 1038, 1201b, 1201, 1200 et 1416. Aucune mesure de transport n'a été effectuée sur ces échantillons décollés, et la caractérisation électrique à basse température a été faite sur les échantillons parents sur substrat de GaAs. Le tableau 1.1 regroupe les valeurs des mobilités ($\mu = e\tau_{transport}/m^*$) et des concentrations électronique (n_s) mesurées sur les échantillons parents de ceux présentés dans cette étude. Néanmoins, la procédure de décollage/recollage des épi-structures étant très délicate et assez risquée, elle introduit forcément des défauts dans les échantillons (essentiellement due à la relaxation de contraintes lors du décollage de la structure).

4. Pour ces valeurs B_n du champ magnétique, la densité d'état électroniques délocalisés au niveau de Fermi est pratiquement nulle.

Magnéto-transport à haute température

Les mesures de transport électronique décrites dans le paragraphe précédent ont pour but de caractériser le GE2D. Elles s'effectuent donc à basse température, afin de s'affranchir de l'élargissement des niveau de Landau avec la température, et de limiter la diffusion par les phonons en se plaçant à une température telle que leur population thermique soit très faible pour obtenir les caractéristiques intrinsèques du gaz.

La nature discrète de la densité d'un GE2D soumis à un champ magnétique perpendiculaire fait que les électrons au niveau de Fermi qui participent au transport longitudinal vont pouvoir absorber des phonons optiques de manière résonante lorsque la condition $N\hbar\omega_c = \hbar\omega_{LO}$, où N est un entier, est vérifiée. Cet effet, appelé effet **magnéto-phonon résonant** [Tsui80] se manifeste par des oscillations de la résistance longitudinale en fonction du champ magnétique. Une bonne observation de cet effet nécessite de choisir une température intermédiaire pour avoir une population thermique non nulle de phonons et des niveaux de Landau bien définis. Pour nos échantillons, cette température optimale déterminée expérimentalement est de 100 K. Ce type d'expérience, après une analyse par transformée de Fourier, donne une mesure du champ fondamental pour lequel la condition de résonance est vérifiée et l'entier N est dans ce cas là égal à 1. Les résultats obtenus sur les échantillons parents (donc sur substrat de GaAs) des échantillons 1038, 1201, 1200 et 1416 sont présentés sur la figure 1.6. Sur cette figure, nous avons représenté l'évolution de la seconde dérivée de la résistance longitudinale en fonction du champ magnétique qui permet de mieux mettre en évidence ces oscillations de faible amplitude. Pour ces 4 échantillons, nous observons une première série d'oscillations jusqu'à $B = 12$ T. Une analyse en fréquence fournit les valeurs des champs fondamentaux indiquées dans le tableau 1.2. Cette première série d'oscillations correspond clairement à l'interaction d'électrons dans le puits quantique de GaAs avec un mode phonon du puits. Malheureusement, nous ne pouvons pas déterminer avec précision l'énergie du mode et nous ne pouvons qu'affirmer que cette interaction a lieu dans le puits de GaAs. Pour des champs plus intenses, l'amplitude des oscillations associées à la diffusion des électrons du puits quantique diminue fortement, conformément à la théorie développée par Leadley *et al.* [Leadley94]. A partir d'un champ de l'ordre de 22 T pour lequel l'énergie cyclotron devient égale aux énergies des modes phonons optiques dans le puits de GaAs, l'effet magnétophonon impliquant des électrons au point Γ de GaAs disparaît complètement.

Pour des valeurs élevées du champ magnétique ($B \geq 10$ T), nous observons une deuxième série d'oscillations, qui est bien visible sur les deux échantillons 1200 et 1201, et plus faible sur 1038 et 1416. Une analyse en fréquence de ces oscillations nous fournit

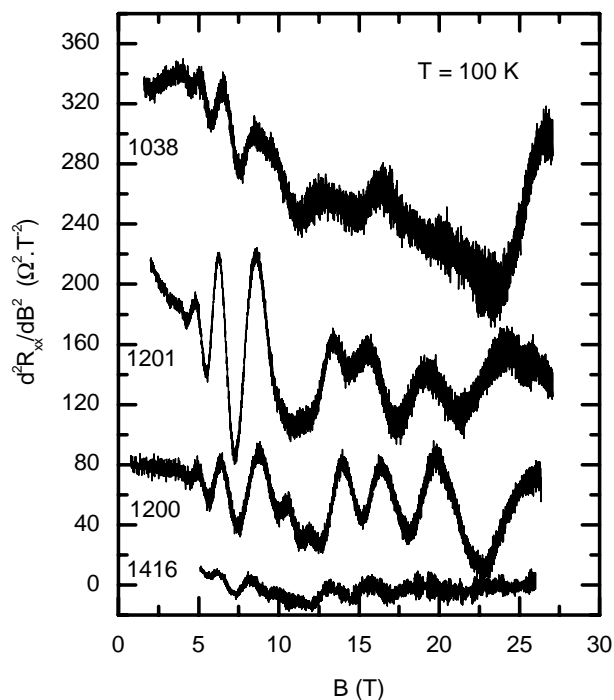


Fig. 1.6 – Evolution de la dérivée seconde de la magnéto-résistance longitudinale des échantillons 1416, 1200, 1201 et 1038 en fonction du champ magnétique mesurée à $T = 100$ K.

les valeurs des champs fondamentaux pour cette deuxième série. Ces valeurs sont plus élevées que pour la première série et nous les interprétons comme résultant de la diffusion des électrons X dans la couche de AlAs proche du plan de dopant. Les valeurs des champs fondamentaux et des énergies de phonon déduites de ces mesures ainsi que les valeurs de masse effective utilisées pour la série attribuée aux électrons Γ de GaAs sont présentés dans le tableau 1.2. Pour les électrons au point X de AlAs, nous avons utilisé une masse de $0.21 m_0$, légèrement supérieure à la valeur $0.19 m_0$ déterminée dans AlAs massif [Adachi85] pour prendre en compte l'effet de la non parabolicité de la bande de conduction. De même, pour GaAs, la masse utilisée est de $0.072 m_0$ pour les échantillons dont le puits mesure 13 nm et $0.075 m_0$ pour ceux dont le puits mesure 10 nm. Ces expériences ne permettent pas une détermination précise des modes phonons qui interagissent avec le gaz mais elles prouvent que ces électrons X prédits par le calcul auto-cohérent (voir figure 1.3) existent bien et peuvent expliquer la haute mobilité obtenue dans cette série d'échantillons à fort dopage [Faugeras03].

1.3 Caractérisation des modes phonon des échantillons

Lorsque la lumière infra-rouge est en incidence normale par rapport à la surface de l'échantillon, seul les phonons optiques transverses peuvent interagir avec ce rayonnement

Dénomination	$B_F(GaAs)$ [T]	$B_F(AlAs)$ [T]	$\hbar\omega_1$ [meV]	$\hbar\omega_2$ [meV]
1038	22.5 ± 0.7	–	33.70 ± 1.1	–
1201	21.1 ± 0.6	89.2 ± 1.5	36.7 ± 1.0	49.9 ± 0.8
1200	22.9 ± 0.5	88.4 ± 2.3	34.3 ± 0.8	49.4 ± 1.3
1416	23.3 ± 1.2	89.5 ± 5.5	37.6 ± 2.0	50.1 ± 3.0

Tab. 1.2 – Valeurs des champs fondamentaux $B_F(GaAs)$ et $B_F(AlAs)$ correspondant aux deux séries d’oscillations et énergies $\hbar\omega_1$ et $\hbar\omega_2$ des modes phonons.

et absorber la lumière. Néanmoins, pour des couches minces⁵, les modes phonons optiques longitudinaux peuvent absorber la lumière infra-rouge en incidence oblique, et le couplage entre ces modes longitudinaux et la lumière est d’autant plus important que l’angle d’incidence est élevé [Beereman63]. Les phonons LO qui se couplent ainsi au rayonnement infra-rouge sont ceux dont le vecteur d’onde est perpendiculaire au plan des couches. Cet effet nous permet d’observer expérimentalement les énergies des modes phonons longitudinaux de nos échantillons et de constater que tous présentent le même spectre d’absorption en incidence oblique.

Les figures 1.7 et 1.8 représentent la dépendance angulaire de l’absorption infra-rouge mesurée à $T = 1.8 K$ et à champ nul pour les échantillons 1416_{Si} et 1200_{Si} . Nous remarquons pour une incidence perpendiculaire de la lumière incidente, ainsi que pour des faibles angles, les absorptions des phonons TO à 33.60 ± 0.05 meV pour GaAs et à 44.90 ± 0.05 meV pour AlAs. Lorsque l’angle d’incidence augmente, les phonons LO deviennent optiquement actifs et absorbent le rayonnement à une énergie de 36.40 ± 0.05 meV pour GaAs et 49.70 ± 0.05 meV pour AlAs. Ces valeurs sont en bon accord avec celles rapportées dans la littérature pour des matériaux massifs [Adachi85].

Sur les figures 1.7 et 1.8, nous pouvons remarquer une différence entre la forme des absorptions des phonons TO de GaAs et de AlAs : le pic caractéristique du phonon TO de GaAs est fortement asymétrique et possède une structure multiple pour des énergies inférieures à $\hbar\omega_{TO}$, alors que le pic d’absorption du phonon TO d’AlAs est parfaitement symétrique. Cette différence dans la forme des absorptions peut trouver son origine dans le fait que le matériau AlAs n’est présent dans la structure que sous forme de couches de 1.3 nm d’épaisseur dans le super réseau autour du puits quantique, alors que l’on trouve

5. Il faut que l’épaisseur de la couche soit beaucoup plus petite que la longueur d’onde d’excitation qui est, dans le cas de l’infra-rouge lointain, de l’ordre du mm.

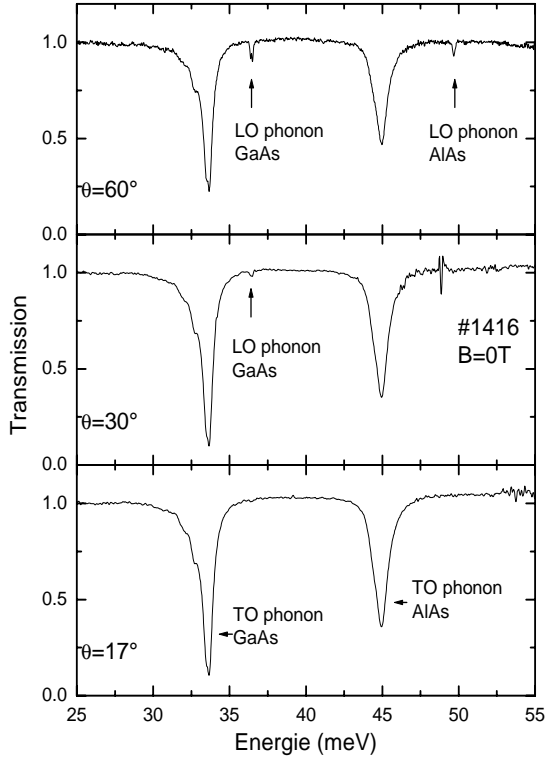


Fig. 1.7 – Dépendance angulaire de l'absorption infra-rouge dans l'échantillon 1416_{Si} à $T=1.8K$.

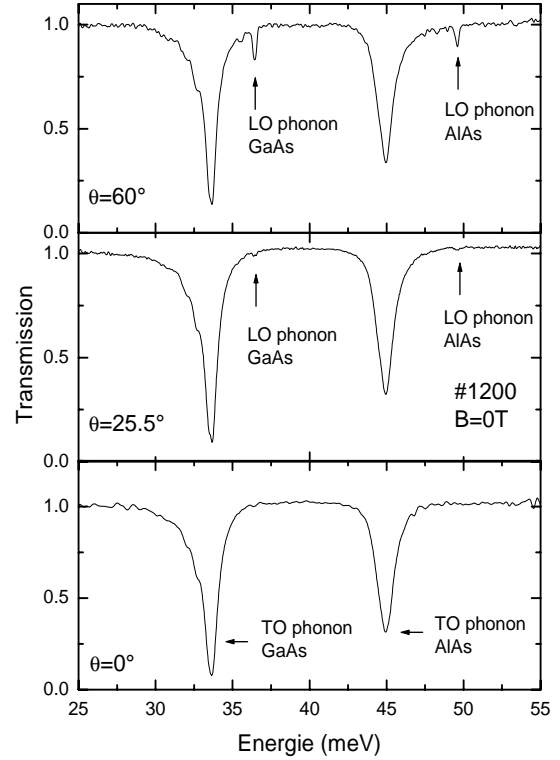


Fig. 1.8 – Dépendance angulaire de l'absorption infra-rouge dans l'échantillon 1200_{Si} à $T=1.8K$.

le matériau GaAs sous forme de couches de 2.6 nm dans le super réseau, d'une couche de passivation de 155 nm, d'une couche de 10 ou 13 nm constituant le puits quantique et finalement, une couche de 200 nm sous la structure. Nous interprétons cette structure énergétique observée pour des énergies inférieures à celle du phonon TO de GaAs comme provenant de l'absorption de mode TO dans les couches contraintes de GaAs de notre structure, notamment des couches de GaAs les plus fines présentes dans le super-réseau à courte période de part et d'autre du puits quantique.

1.4 Conclusion

Ce chapitre a eu pour but de présenter les principales caractéristiques des matériaux GaAs et AlAs. Nous avons vu comment les techniques de croissance telle que l'épitaxie par jets moléculaires permettent d'élaborer des structures quantiques de taille nanométrique et de très bonne qualité en utilisant des technologies de fabrication élaborées (comme la modulation de dopage). Afin de caractériser ces structures, nous avons rappelé le modèle de Drude de la conduction électrique et présenté les résultats de la caractérisation

préliminaire des échantillons par des mesures de transport à basse température. Nous avons de cette manière pu déterminer les valeurs des concentrations électroniques des GE2D et les mobilités électroniques, paramètres essentiels pour la suite de cette étude. Des expériences de transport électronique à haute température nous ont permis de prouver l'existence dans ces structures d'électrons dans la couche de AlAs responsables à haute température d'un canal de conduction parallèle visible en étudiant l'effet magnétophonon résonant. Nous avons ensuite présenté la caractérisation à champ magnétique nul des modes phonons de ces structures par des mesures de transmission infra-rouge en incidence oblique.

Bibliographie

- [Adachi85] S. Adachi, *Journal of Applied Physics*, **58**, R1, (1985).
- [Baba83] T. Baba, T. Mizutani, M. Ogawa, *Journal of Applied Physics* **2**, L627, (1983).
- [Beereman63] D. W. Beereman, *Phys. Rev.*, **130**, 2193, (1963).
- [Chelikowski76] J. R. Chelikowski, M. L. Cohen, *Phys. Rev. B*, **14**, 556, (1976).
- [Dingle78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 665, (1978).
- [Etienne87] B. Etienne, E. Paris, *Journal de Physique*, **48**, C5 2049, (1987).
- [Faugeras03] C. Faugeras, D.K. Maude, G. Martinez, L. Rigal, C. Proust, K.J. Friedland, R. Hey, K. Ploog, à paraître.
- [Friedland96] K. J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4616, (1996).
- [Fujiwara85] K. Fujiwara, J. L de Miguel, K. Ploog, *Japanese Journal of Applied Physics*, **24**, L405, (1985).
- [Huang85] M. Huang, W. Y. Ching, *J. Phys. Chem. Solids*, **46**, 977, (1985).
- [Klitzing80] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 494, (1980).
- [Leadley93] D.R Leadley, R.J. Nicholas, W. Xu, F.M. Peeters, J.T. Devreese, J. Singleton, J.A.A.J Perenboom, L. van Bockstal, F. Herlach, C.T. Foxon, J.J. Harris, *Phys. Rev. B*, **48**, 5457, (1993).
- [Leadley94] D.R Leadley, R.J. Nicholas, J. Singleton, W. Xu, F.M. Peeters, J.T. Devreese, J.A.A.J. Perenboom, L. van Bockstal, F. Herlach, C.T. Foxon, J.J. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 589, (1994).
- [Palik70] E.D. Palik, J.K. Furdyna, *Rep. Prog. Phys.*, **33**, 1193, (1970).
- [Tsui80] D.C. Tsui, T.H. Hengler, A.Y Cho, A.C. Gossart, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 341, (1980).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Störmer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1559, (1982).
- [Weisbuch77] C. Weisbuch, C. Hermann, *Phys. Rev. B*, **15**, 816, (1977).

- [Weisbuch91] C. Weisbuch, B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications*, (Academic Press, Inc., San Diego, 1991).
- [Yablonovitch90] E. Yablonovitch, D.M Hwang, T.J. Gmitter, L.T. Florez, J.P. Harbison, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2419, (1990).

Chapitre 2

La résonance cyclotron : principes et techniques expérimentales

Avant de décrire la transmission infra-rouge d'une hétéro-structure dopée, il faut prendre conscience du fait que cette mesure n'est pas une mesure directe de la transmission du GE2D qu'elle contient. La lumière transmise détectée a traversé successivement toutes les différentes couches de matériaux, chacune présentant une réponse diélectrique différente. Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps un modèle de la résonance cyclotron d'un GE2D, puis nous présenterons la technique expérimentale de spectroscopie à transformée de Fourier. Nous en énoncerons les principes théoriques afin d'en démontrer la puissance, puis nous expliciterons le dispositif expérimental mis en oeuvre afin de mesurer les propriétés optiques des solides dans l'infra rouge lointain ($10 - 500 \text{ cm}^{-1}$ ou $1.24 - 62 \text{ meV}$). Nous expliquerons ensuite pourquoi les structures étudiées sur substrat de silicium nous permettent d'effectuer pour la première fois une étude précise de l'absorption dans la région énergétique des phonons optiques. Finalement, nous démontrerons la nécessité de l'utilisation de la simulation diélectrique pour parvenir à traiter les données.

2.1 La résonance cyclotron d'un gaz électronique bi-dimensionnel

La résonance cyclotron d'un GE2D est un ensemble de transitions au sein des niveaux de Landau au niveau de Fermi. C'est une excitation intra sous-bande électrique du GE2D. Depuis sa première observation par Abstreiter [Abstreiter76] sur une structure MOSFET silicium, la résonance cyclotron est devenue une technique classique de caractérisation des GE2D générés dans diverses structures semi-conductrices.

L'information fournie par la mesure de la résonance cyclotron est l'énergie à laquelle l'absorption a lieu. En étudiant sa dépendance en champ magnétique, on peut déduire la valeur de la masse effective cyclotron. Une analyse plus détaillée de l'absorption, notamment de la forme de la raie ([Ando75], [Ando85], [Gold86]) permet d'obtenir des informations plus précises sur les interactions au sein du GE2D. La résonance cyclotron s'est révélée être un outil adapté pour l'étude des propriétés d'écrantage des systèmes électroniques bidimensionnels dans les régimes d'effet Hall quantique entier et fractionnaire ([Englert83],[Heitmann86], [Seidenbusch87]).

En imposant une composante du champ magnétique dans le plan de confinement, les niveaux de Landau des différentes sous-bandes électriques du puits se couplent (voir appendice A) et lorsque l'énergie cyclotron devient égale à la différence d'énergie entre les sous-bandes électriques du puits, l'absorption se dédouble. L'énergie pour laquelle la résonance cyclotron se dédouble est alors une mesure de l'énergie inter sous-bande ([Rikken86], [Wieck87]).

Combinée avec un réseau métallique déposé sur la surface de la structure semi-conductrice permettant de transmettre un moment dans le plan de confinement, la transmission infra-rouge permet d'étudier les excitations plasma pour des vecteurs d'onde différents de zéro ([Batke85], [Batke86]), et la dispersion de ces modes. Ces études ont notamment permis à champ nul d'étudier les plasmons bidimensionnels dont l'énergie dans la limite des grandes longueurs d'onde est nulle contrairement au cas tridimensionnel, et de mettre en évidence le couplage en champ magnétique de la résonance cyclotron avec les modes de Bernstein (harmoniques de la résonance cyclotron).

La résonance cyclotron est couramment utilisée pour étudier le couplage électron-phonon dans les semi-conducteurs polaires. Un semi-conducteur polaire est constitué d'ions de charge positive et d'autres de charge négative. Lorsque les deux types d'atomes vibrent en opposition de phase, ils créent un champ de polarisation macroscopique. L'interaction entre ce champ de polarisation et un électron libre dans le cristal est appelée interaction électron-phonon et la quasi-particule associée à ce couple en forte interaction est appelée **polaron** [Larsen70]. Ce couplage a été mis en évidence dans le transport électronique à haute température [Tsui80] (de l'ordre de 100 K) sur des structures de même type que celles étudiées dans ce mémoire. L'interaction électron-phonon provoque des oscillations périodiques en $1/B$ de la magnéto-résistance longitudinale comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Pour observer le couplage électron-phonon en spectroscopie

infra-rouge, il faut utiliser un champ magnétique assez intense pour que l'énergie cyclotron soit égale à l'énergie des phonons optiques¹. L'interaction est alors amplifiée de manière résonante et doit profondément altérer l'absorption du GE2D. Expérimentalement, le polaron n'a jamais clairement été identifié à cause des propriétés diélectriques des matériaux polaire dans cette gamme d'énergie. Un photon d'énergie comprise entre les énergies des phonons optiques transverses et longitudinaux ne peut pas pénétrer le matériau massif (voir appendice C). L'observation du polaron par des mesures de résonance cyclotron fait à l'heure actuelle l'objet d'une controverse [Poulter01] et nous espérons que les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire, ainsi que leur interprétation, apporteront des éléments de clarification.

2.1.1 Absorption cyclotron

Pour exploiter les résultats expérimentaux obtenus, nous sommes amenés à simuler la réponse diélectrique de l'échantillon. Nous devons donc modéliser la réponse du gaz électronique. Nous utilisons pour cela le modèle de Drude. Il peut paraître étonnant d'utiliser ce modèle, modèle à une particule, pour décrire la résonance cyclotron d'un GE2D réel. En effet, sous champ magnétique intense, le GE2D devient fortement dégénéré et seuls les électrons dont l'énergie est proche de l'énergie de Fermi peuvent participer à l'absorption en raison du principe d'exclusion de Pauli. Nous allons néanmoins justifier son utilisation par le calcul, dans une approche quantique, de la partie réelle de la conductivité haute fréquence du GE2D.

Considérons un GE2D au repos décrit par un Hamiltonien H tel que :

$$H|i\rangle = E_i|i\rangle \quad (2.1)$$

où le ket $|i\rangle$ désigne l'état initial du GE2D au repos. Une onde électromagnétique est décrite comme étant une perturbation sinusoïdale à cet Hamiltonien au repos et la probabilité de transition d'un électron dans un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ de même spin nous est donnée par la règle d'Or de Fermi :

$$P_{ind}(\omega) = \frac{\pi}{2\hbar} \sum_{i,f;E_i < E_f} |\langle f|H_I|i\rangle|^2 (f(E_i) - f(E_f)) \delta(\hbar\omega_{i,f} - \hbar\omega) \quad (2.2)$$

où $H_I = i|A_0|e\sqrt{\frac{\hbar\omega}{m^*}}a^+$ est l'Hamiltonien d'interaction entre l'onde électromagnétique de potentiel vecteur A_0 et l'électron de masse effective m^* [Zawadski79], a^+ est l'opérateur création de particule, $f(E)$ est la fonction d'occupation électronique à l'énergie E , $\hbar\omega_{i,f}$

1. Pour les électrons Γ de GaAs, ce champ vaut environ 22 T.

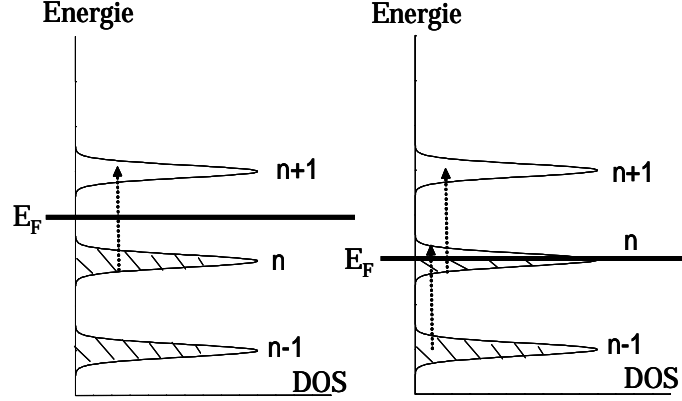


Fig. 2.1 – Densité d'état en fonction de l'énergie et transitions impliquées dans la résonance cyclotron d'un GE2D pour deux valeurs du facteur de remplissage faisant intervenir 2 et 3 niveaux de Landau doublement dégénérés en spin. Les régions hachurées représentent les états électroniques occupés.

est la différence d'énergie entre les états $|i\rangle$ et $|f\rangle$. Dans l'équation 2.2, le terme $\delta(\hbar\omega_{i,f} - \hbar\omega)$ décrit la conservation de l'énergie, la transition ne pouvant être effective que si l'énergie du photon incident est la même que celle de la transition, et le terme $f(E_i) - f(E_f)$ décrit le fait que pour qu'une transition d'un état $|i\rangle$ vers un état $|f\rangle$ soit effective, il faut une densité d'états occupés non nulle dans l'état $|i\rangle$ et une densité d'états libres non nulle dans l'état $|f\rangle$. La somme de l'équation 2.2 comprend donc deux termes décrivant la transition du dernier niveau de Landau partiellement occupé d'indice n au premier niveau vide d'indice $n + 1$, et du dernier niveau de Landau entièrement occupé d'indice $n - 1$ au dernier niveau partiellement occupé d'indice n (voir figure 2.1). Le calcul des deux éléments de matrice présents dans la somme donne :

$$\langle n + 1 | H_I | n \rangle = i | A_0 | \frac{e\hbar}{m^*} \sqrt{n + 1} \quad \text{et} \quad \langle n | H_I | n - 1 \rangle = i | A_0 | \frac{e\hbar}{m^*} \sqrt{n} \quad (2.3)$$

Nous pouvons remarquer dans ces expressions que la force d'oscillateur associée à la transition impliquant comme niveau final le niveau $|n + 1\rangle$ est supérieure à celle impliquant le niveau $|n\rangle$ et cette différence est d'autant plus importante que l'indice de niveau de Landau n est petit. En appelant α la fraction remplie du niveau de Landau d'indice n , Nous obtenons l'expression suivante pour la probabilité de transition :

$$P_{ind}(\omega) = \frac{\pi}{4\hbar} | A_0 |^2 \left(\frac{eB}{m^*} \right)^2 (n + \alpha) \frac{2eB}{\hbar} \delta(\hbar\omega_{i,f} - \hbar\omega) = \frac{\pi}{4\hbar} | A_0 |^2 \left(\frac{eB}{m^*} \right)^2 n_s \delta(\hbar\omega_{i,f} - \hbar\omega) \quad (2.4)$$

où n_s est la densité du GE2D. Nous remarquons dans cette expression que la probabilité de transition vers un état excité est proportionnelle à la densité électronique totale du GE2D.

Nous pouvons alors dériver l'expression de l'absorption $\Lambda(\omega)$ par unité de surface qui est le rapport de la puissance absorbée par la surface de l'échantillon

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2}\omega\epsilon_2\mathbf{E}\cdot\mathbf{E}^* = \frac{1}{2}\omega^2 Re(\sigma_-)|A_0|^2 \quad (2.5)$$

où ϵ_2 est la partie imaginaire de la fonction diélectrique et $Re(\sigma_-)$ la partie réelle de la conductivité, par le flux incident donné par le vecteur de Pointing

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}Re(\mathbf{E}^* \wedge \mathbf{H}) = \frac{n\omega^2}{2\mu_0}|A_0|^2\cdot\mathbf{u} \quad (2.6)$$

où n est l'indice optique du milieu (on suppose que la seule absorption provient du gaz électronique), \mathbf{u} est le vecteur unitaire dans la direction de propagation et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. L'absorption par unité de surface est donc :

$$\Lambda(\omega) = \frac{\pi e^2 n_s}{m^* \epsilon_0 n} \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_c} \delta(\omega - \omega_c) \quad (2.7)$$

Ce résultat est valable pour des niveaux de Landau infiniment étroit. Pour faire une comparaison avec le modèle de Drude, nous devons imposer un élargissement phénoménologique des niveaux de Landau de type Lorentzien. En utilisant le résultat de l'équation 2.5, nous obtenons :

$$\Lambda(\omega) = \frac{e^2 n_s \tau}{m^* \epsilon_0 n} \frac{\hbar\omega_c}{\hbar\omega} \frac{1}{1 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2} = \frac{Re(\sigma_-)}{\epsilon_0 n} \quad (2.8)$$

L'expression que nous venons d'obtenir pour la partie réelle de la conductivité est très semblable à celle que nous avons énoncé dans le cadre du modèle de Drude dans le chapitre 1 au facteur $\frac{\omega_c}{\omega}$ près. L'absorption est donc directement proportionnelle à la partie réelle de la conductivité et nous avons la relation suivante :

$$\int_0^\infty Re(\sigma_-) d\omega = \frac{\pi n_s e^2}{2 m^*} \quad (2.9)$$

où nous remarquons que l'intensité intégrée de l'absorption est proportionnelle à la densité électronique du GE2D. Théoriquement, nous pouvons donc déterminer la concentration du GE2D en faisant la mesure de l'intensité absorbée et en déterminant la valeur de la masse effective. En pratique, nous verrons qu'une détermination précise de n_s n'est pas possible et que nous pouvons seulement comparer des échantillons de concentration différente. Il faut souligner aussi que le modèle de Drude standard ne prend pas en compte la non-parabolicité de la bande de conduction mais ce modèle peut être également étendu à ce cas en introduisant deux absorptions cyclotron distinctes, dont les forces d'oscillateurs respectives sont pondérées par les différentes populations électroniques des niveaux de Landau participant à ces transitions, comme le prévoit la théorie quantique (voir appendice D).

2.1.2 Théorème de Köhn

Nous venons de montrer que les expressions de l'absorption dans un modèle quantique à une particule et dans le modèle de Drude étaient très similaires. Néanmoins, nous allons étudier des GE2D de haute densité (jusqu'à $1.38 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et dans de tels systèmes, l'approximation d'électrons indépendants paraît irréaliste. Un nouvel argument pour justifier l'utilisation du modèle de Drude pour traiter la résonance cyclotron d'un GE2D fut avancé par Köhn [Kohn61]. Il démontra que si l'Hamiltonien d'un système de N électrons dans un champ magnétique uniforme est de la forme :

$$H = \frac{1}{2m^*} \sum_{i=1}^N P_i^2 + U \quad (2.10)$$

avec $P_i = (P_{i_x}, P_{i_y} + eBx_i, P_{i_z})$, l'interaction s'écrivant $U = \sum_{i,j} u(r_i - r_j)$, alors la résonance cyclotron est indépendante de l'interaction U et la seule excitation possible par une onde électromagnétique est une excitation du centre de masse du système électronique, le mouvement relatif des particules restant in affecté. La restriction à ce théorème se situe dans la forme de U qui nécessite une invariance par translation dans le plan de confinement. Ce théorème est néanmoins très général car il reste valable pour n'importe quelle interaction de paire et ce quel que soit le nombre de particules considéré. Nous verrons au cours de cette étude qu'il est possible de sortir du cadre de ce théorème en brisant l'invariance par translation du cristal hôte du GE2D. Ceci est possible soit en introduisant du désordre [Kallin85] soit en considérant la non-parabolicité de la bande de conduction [MacDonald89] qui crée une différence d'énergie entre les différentes transitions cyclotron. Dans ces deux cas, les différents oscillateurs, oscillant à des fréquences légèrement différentes, peuvent se coupler entre eux via l'interaction coulombienne.

2.2 Spectroscopie à transformée de Fourier

2.2.1 Principes de la spectroscopie à transformée de Fourier

La spectroscopie à transformée de Fourier (STF) repose sur l'enregistrement et l'analyse de la figure d'interférence $\mathcal{P}(\gamma)$ où γ est l'écart du miroir mobile par rapport à la position du miroir fixe (voir figure 2.2), d'une onde électromagnétique polychromatique ayant été modulée par un interféromètre Michelson à deux bras. La connaissance précise de la différence de chemin optique (phase) entre les deux faisceaux nous permet de déterminer par transformation de Fourier le spectre énergétique $p(\nu)$ où ν est la fréquence, de la radiation initiale. Chaque périodicité de l'interférogramme correspond à un domaine spectral donné. Ce type de spectroscopie ne s'est pas développé aussi rapidement que la

spectroscopie monochromatique, car du point de vue du traitement de l'information, elle nécessite des algorithmes puissants de transformée de Fourier et des ordinateurs pour les implémenter, et d'un point de vue technologique, elle nécessite la connaissance précise de la position du miroir mobile de l'interféromètre (la précision sur le domaine spectral correspondant va être directement liée à la connaissance de cette position de miroir).

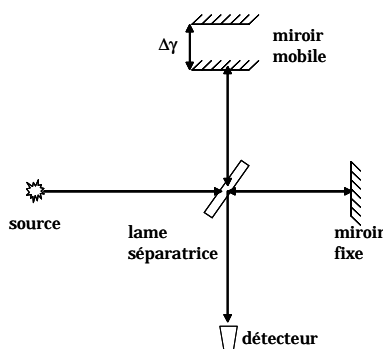


Fig. 2.2 – Schéma d'un interféromètre Michelson.

La STF fut introduite dans sa forme actuelle par Fellgett [Fellgett51] qui réalisa l'un de ses principaux avantages : l'*avantage de multiplexage*, qui repose sur l'acquisition simultanée d'informations provenant de tous les éléments spectraux et qui est essentiel pour la spectroscopie infra-rouge car les sources disponibles sont de très faible intensité. Cet avantage provient de la nature même de la transformation mathématique de Fourier qui *dilue* les informations d'un domaine spectral sur l'ensemble des fréquences. Si nous comparons les résultats obtenus en STF avec ceux obtenus à partir d'un système utilisant un monochromateur, le rapport signal/bruit d'un système à transformation de Fourier sera bien plus élevé pour un même temps d'acquisition dans les mêmes conditions. Le deuxième avantage de la STF est l'*avantage de débit* mis en avant par Jacquinot [Jacquinot67] qui a montré que la quantité d'information sortant d'un système à symétrie cylindrique de grand diamètre est considérablement supérieure à celle sortant d'un système à fente (comme un monochromateur).

Comme le lien entre l'interférogramme $\mathcal{P}(\gamma)$ mesuré et la spectre énergétique $p(\nu)$, est la transformation de Fourier, une ligne monochromatique à la fréquence ν_0 (comme un laser) se manifestera par une variation en \cos^2 de $\mathcal{P}(\gamma)$ et plus ν_0 sera faible plus la longueur d'onde caractéristique des oscillations de $\mathcal{P}(\gamma)$ sera grande. Dans le cas d'une raie avec un élargissement en énergie de type Lorentzien, le spectre correspondant sera le produit de \cos^2 par une fonction exponentielle décroissante (voir figure 2.3). Dans le cas d'un spectre réel de transmission, l'interférogramme n'est pas interprétable directement

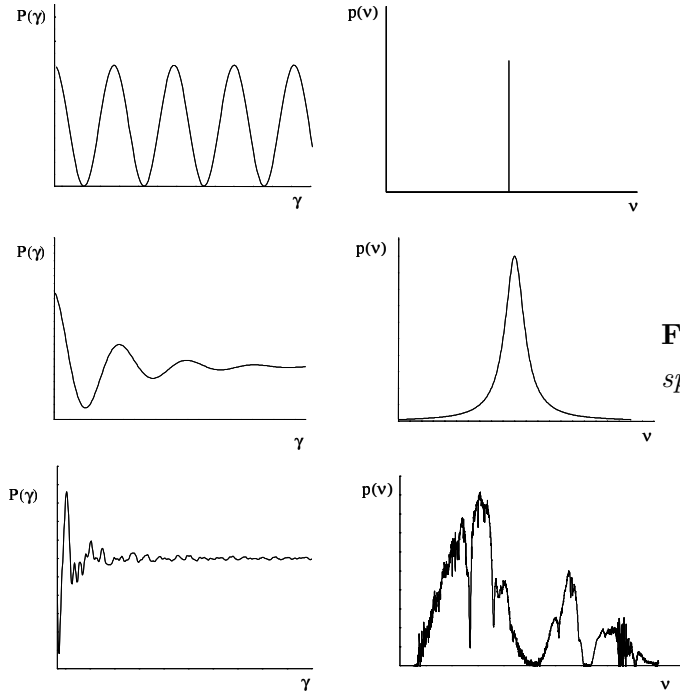


Fig. 2.3 – Deux spectres simples et un spectre réel avec leur interférogramme.

car sa structure devient vite très compliquée et nous avons recours à un ordinateur qui calcule la transformée de Fourier de l'interférogramme enregistré.

2.2.2 Éléments de théorie

L'élément central d'un spectromètre à transformée de Fourier est l'interféromètre de Michelson à deux bras (voir figure 2.2). La lumière issue d'une source polychromatique de spectre $p(\nu)$ est focalisée sur une lame séparatrice semi-réfléchissante à 45° du faisceau incident (pour une revue précise des aspects théoriques de la spectroscopie à transformée de Fourier, voir [Genzel98]). Un des deux faisceaux issus de la lame semi-réfléchissante est réfléchi par un miroir fixe, l'autre sur un miroir dont la position varie en fonction du temps. Cette variation de la position du miroir entraîne une variation similaire de la différence de phase entre les deux faisceaux cohérents qui, en se recombinant, vont former un faisceau dont l'intensité sera modulée par le jeu des interférences. La différence de phase s'exprime par :

$$\delta = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} = 2\pi\nu\gamma \quad (2.11)$$

où λ est la longueur d'onde considérée et ν est le nombre d'onde associée à λ . Nous pouvons alors définir les amplitudes $a_1(\nu)$ et $a_2(\nu)$ des champs électriques associés aux deux faisceaux dans chaque bras de l'interférogramme :

$$\begin{cases} a_1(\nu) = \sqrt{p_1(\nu)}\exp(i\omega t) \\ a_2(\nu) = \sqrt{p_2(\nu)}\exp(i\omega t + i2\pi\nu\gamma) \end{cases} \quad (2.12)$$

où les $p_i(\nu)$ sont les intensités spectrales dans les bras $i = 1$ et 2 de l'interféromètre. Pour la position $\gamma = 0$, il y a interférence constructive pour toutes les longueurs d'onde de la source. Cette position particulière du miroir est appelée *position de lumière blanche*. Un détecteur placé en sortie de l'interféromètre mesurera la somme des carrés des intensités intégrés $a_1(\nu)$ et $a_2(\nu)$, et en utilisant l'équation 2.12 nous obtenons :

$$d\mathcal{P}(\gamma) = |a_1(\nu) + a_2(\nu)|^2 d\nu = 4p(\nu)\cos^2(\pi\nu\gamma)d\nu \quad (2.13)$$

Nous retrouvons bien que pour $p(\nu) = \delta(\nu)$ (cas du laser) nous avons $\mathcal{P}(\gamma) \propto \cos^2$, et pour une source polychromatique, nous obtenons :

$$\mathcal{P}(\gamma) = 2 \int_0^\infty p(\nu)d\nu + 2 \int_0^\infty p(\nu)\cos(2\pi\nu\gamma)d\nu \quad (2.14)$$

Cette relation illustre le fait qu'à chaque élément spectral ν correspond une fréquence de modulation. En considérant maintenant que le miroir est animé d'un mouvement de translation rectiligne uniforme, une variation linéaire de γ dans le temps à la vitesse \mathbf{v} entraîne la modulation *interférométrique* à la fréquence $f \approx \nu\mathbf{v}$. A chaque position du miroir, nous pouvons faire correspondre une intensité mesurée telle que :

$$\mathcal{P}(\gamma) = \int_0^\infty |a_1(\nu) + a_2(\nu)|^2 d\nu = 2 \int_0^\infty [p_1(\nu) + p_2(\nu)]d\nu + \int_0^\infty (a_1^*(\nu)a_2(\nu) + a_1(\nu)a_2^*(\nu))d\nu \quad (2.15)$$

Le premier terme de l'équation 2.15 est indépendant de la position du miroir et est appelé $\mathcal{P}(\infty)$. C'est dans le deuxième terme que se trouve l'information recherchée. La fonction de l'interférogramme $I(\gamma)$ peut alors s'écrire sous la forme :

$$I(\gamma) = \mathcal{P}(\gamma) - \mathcal{P}(\infty) = 2 \int_0^\infty \sqrt{p_1(\nu)p_2(\nu)}\cos(2\pi\nu\gamma)d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{p_1(\nu)p_2(\nu)}\exp(2i\pi\nu\gamma)d\nu \quad (2.16)$$

Cette relation définit $I(\gamma)$ comme étant la transformée de Fourier de $\sqrt{p_1(\nu)p_2(\nu)}$ et nous pouvons effectuer la transformation inverse :

$$\sqrt{p_1(\nu)p_2(\nu)} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\gamma)\exp(-2i\pi\nu\gamma)d\gamma \quad (2.17)$$

Ces deux relations nous montrent que l'intensité lumineuse mesurée en sortie de l'interféromètre pour chaque position du miroir est liée à l'intensité spectrale de la source par une transformation de Fourier et nous voyons apparaître la possibilité d'obtenir un spectre à partir de la mesure de l'interférogramme. Malheureusement, les intégrales reliant les deux grandeurs s'étendent de $+\infty$ à $-\infty$ et il faudrait mesurer l'intensité lumineuse en sortie pour une course infinie du miroir mobile pour pouvoir déterminer exactement $I(\gamma)$. Il faut par conséquent modifier les deux équations 2.16 et 2.17 en introduisant une

course finie de miroir γ_{max} . Ceci nous amène à utiliser une fonction d'apodisation $S(\gamma)$, symétrique par rapport à $\gamma = 0$, décroissant progressivement vers zéro en $\pm\gamma_{max}$ et ayant des valeurs non nulles seulement dans l'intervalle $]-\gamma_{max}, +\gamma_{max}[$. Il est alors possible de redéfinir l'interférogramme mesuré tel que :

$$I_{obs}(\gamma) = I(\gamma)S(\gamma) \quad (2.18)$$

En utilisant cette expression dans l'équation 2.17, nous pouvons démontrer que la résolution en énergie va directement dépendre de la longueur de la course du miroir (ainsi que du type de fonction d'apodisation utilisée), ces deux quantités étant reliées par :

$$\delta\nu \approx \frac{1}{\gamma_{max}} \quad (2.19)$$

Les résolutions obtenues avec les spectromètres à transformée de Fourier disponibles sont de l'ordre de 0.2 cm^{-1} (0.024 meV). Comme il n'existe pas d'expression analytique pour définir l'interférogramme, le signal du détecteur est échantillonné et nous enregistrons un point à chaque déplacement $\Delta\gamma$ du miroir. En pratique, nous utilisons un laser qui parcourt le même trajet optique que la lumière infra-rouge, et qui donne un interférogramme en cosinus dont les zéros définissent la fréquence d'échantillonnage.

2.3 Dispositif expérimental

Nous allons maintenant décrire l'ensemble du dispositif expérimental que nous avons utilisé pour mesurer la transmission infra-rouge d'un solide sous champ magnétique intense. Nous décrirons successivement le spectromètre à transformée de Fourier, la canne de mesure, le détecteur et les aimants. L'ensemble de ce dispositif est représenté sur la figure 2.5 pour les mesures effectuées avec la bobine supra-conductrice et sur la figure 2.6 pour les mesures effectuées avec la bobine résistive, la principale différence entre ces deux dispositifs étant la longueur du guide d'onde reliant le spectromètre à la canne de mesure.

2.3.1 Spectromètre à transformée de Fourier

Les mesures que nous allons présenter dans ce mémoire ont été réalisées sur deux spectromètres différents : un BRUCKER IFS113 pour les mesures effectuées avec la bobine résistive et un BRUCKER IFS66 pour les mesures effectuées avec la bobine supraconductrice. La figure 2.4 représente une vue schématique du spectromètre IFS113 dont le fonctionnement est un peu différent de celui décrit dans la section précédente car les deux faisceaux de l'interféromètre se réfléchissent sur le miroir mobile.

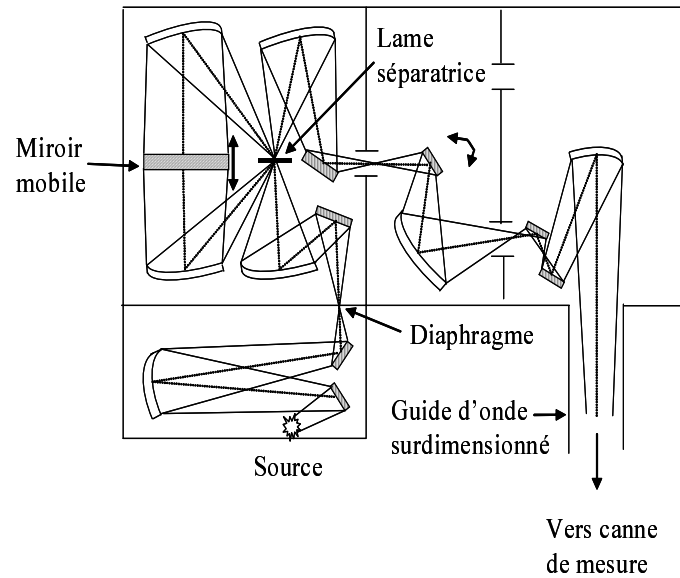


Fig. 2.4 – Représentation schématique du spectromètre IFS113.

Il est composé d'un premier compartiment contenant les différentes sources infra-rouge, d'un deuxième compartiment contenant l'interféromètre de Michelson, puis d'un jeu de miroirs permettant de coupler l'interféromètre à un guide d'onde de grand diamètre pour éviter toute réflexion de la lumière infra-rouge lors de son trajet jusqu'à la canne de mesure.

Compartiment des sources

Notre spectromètre dispose de trois différentes sources infra-rouge :

- Une lampe remplie d'un gaz de mercure particulièrement bien adaptée à la gamme spectrale dite infra-rouge lointain qui correspond aux énergies inférieures à 15 meV. Nous avons utilisé cette source pour toutes les mesures faites dans cette gamme d'énergie.
- Un filament de carbure de silicium (source global) parcouru par un courant qui présente un spectre d'émission dans la gamme infra-rouge moyen. Cette source est utilisée pour toutes les mesures impliquant des énergies au-dessus de 15 meV.
- Une lampe halogène émettant dans l'infra-rouge proche qui ne nous concerne pas dans le cadre de cette étude.

Un jeu de miroirs nous permet de sélectionner la source désirée à n'importe quel stade de l'expérience. De part leur faible intensité, les sources dans l'infra-rouge lointain constituent l'un des principaux inconvénients de la STF.

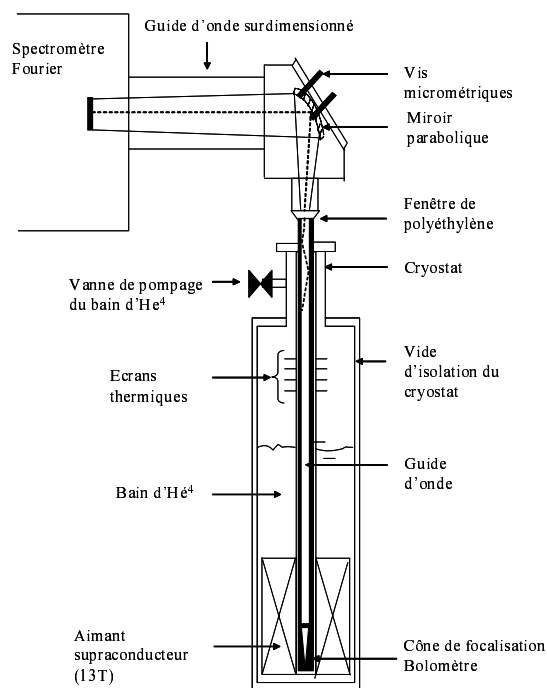


Fig. 2.5 – Schéma du dispositif expérimental adapté à une bobine supraconductrice.

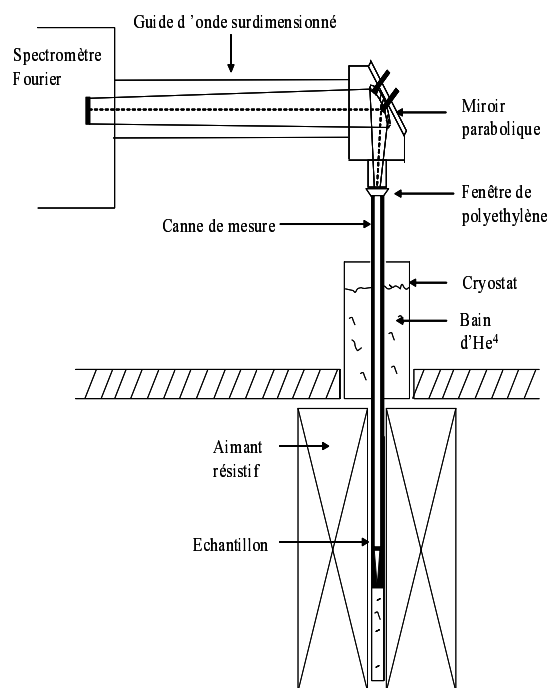


Fig. 2.6 – Schéma du dispositif expérimental adapté à une bobine résistive.

Compartiment de l'interféromètre

La lumière issue de la source passe alors à travers un diaphragme dont le rôle est de limiter l'intensité lumineuse dans les très rares occasions où elle serait trop intense. Le faisceau lumineux débute alors son trajet dans l'interféromètre et est séparé en deux par une lame semi-réfléchissante (lame séparatrice) en mylar. Nous disposons de plusieurs lames séparatrices en mylar d'épaisseurs différentes qu'il faut adapter à la région énergétique que nous souhaitons étudier (effet d'interférence dans la lame). Les deux faisceaux vont alors se réfléchir sur le miroir mobile avant de se recombiner. Ces deux faisceaux étant cohérents, ils vont interférer en se recombinant et le faisceau final est donc modulé car suivant la position du miroir, les deux faisceaux ne vont pas parcourir le même trajet optique dans ce compartiment. C'est cette lumière modulée qui est ensuite extraite du spectromètre pour être envoyée dans la canne de mesure. Nous utilisons alors un guide d'onde surdimensionné ($\Phi = 10$ cm) pour relier le spectromètre à la canne qui se situe dans un aimant (pour les aimants 20 MW, la distance du spectromètre à la canne de mesure est de 3 m). Nous avons déjà mentionné la faible intensité des sources disponibles dans l'infra-rouge lointain, il faut maintenant préciser que pour le malheur de l'expérimentateur, cette gamme énergétique correspond aussi au spectre de vibration de

nombreuses molécules présentes dans l’atmosphère (comme l’eau). Pour éviter que ces molécules n’absorbent le rayonnement infra-rouge, le spectromètre et le guide d’onde sont maintenus sous une pression de 15 mbars environ lors de la mesure.

2.3.2 La canne de mesure

La canne de mesure utilisée est essentiellement constituée d’un guide d’onde permettant de guider la lumière infra-rouge jusqu’à l’échantillon. Pour rentrer dans la canne de mesure, la lumière issue du guide d’onde surdimensionné traverse une fine fenêtre de polyéthylène noir qui absorbe peu l’infra-rouge et qui ne transmet pas la lumière visible. Cette fenêtre permet de découpler la canne, qui sera à froid lors de la mesure, du spectromètre qui est lui à température ambiante, et de filtrer la lumière visible issue de la source. La canne a été pompée plusieurs fois et nettoyée au gaz d’ ^4He afin d’éviter la présence de molécules qui pourraient se condenser sur l’échantillon lors du refroidissement. Nous maintenons pendant la mesure une pression de 15 mbar d’ ^4He dans la canne de mesure qui sert de gaz d’échange entre le bain d’ ^4He et l’échantillon et le détecteur pour assurer un bon couplage thermique.

Pour obtenir la transmission absolue de l’échantillon, nous utilisons une référence (un substrat identique au matériau du substrat de l’échantillon) et pour chaque valeur du champ magnétique, nous effectuons la mesure de la transmission de l’échantillon et de la référence. Cette procédure nous est nécessaire afin de nous affranchir de la dépendance en champ magnétique de la réponse du détecteur et des différentes contributions des éléments constituant le système optique à la transmission mesurée. Pour cela, nous utilisons un porte échantillon rotatif qui nous permet de changer *in situ* entre l’échantillon et la référence. La partie inférieure de la canne de mesure comprenant ce porte échantillon rotatif est représentée sur la figure 2.7. La lumière infra-rouge est focalisée grâce à un cône, sur l’échantillon ou sur la référence. La lumière transmise est ensuite collectée par le détecteur. Cette configuration nous permet de placer le bolomètre le plus près possible de l’échantillon afin de limiter les pertes d’intensité lumineuse.

Dans la suite de ce mémoire, nous appellerons **transmission absolue** le spectre de transmission de l’échantillon à un champ magnétique B donné divisé par la transmission d’une référence au même champ et **transmission relative** la transmission absolue à un champ B par la transmission absolue à champ nul. La transmission absolue est la mesure de la transmission de l’échantillon tandis que la transmission relative ne comporte que les absorptions dépendant du champ magnétique (les phonons par exemple n’apparaissent pas sur les spectres de transmission relative).

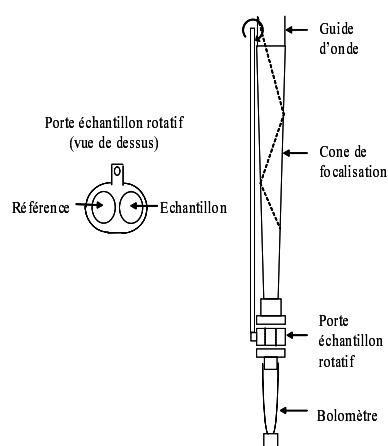


Fig. 2.7 – Représentation schématique de la partie inférieure de la canne de mesure utilisée pour mesurer la transmission infra-rouge en configuration de Faraday.

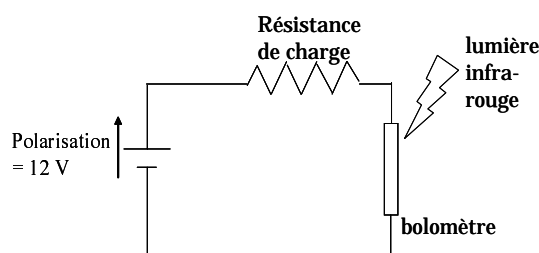


Fig. 2.8 – Représentation schématique du montage du bolomètre.

2.3.3 Le détecteur

Pour toutes les expériences réalisées au cours de ce travail, nous avons utilisé comme détecteur un bolomètre silicium élaboré par la société Infrared Labs. Ce détecteur est conçu pour fonctionner à 2 K et est fabriqué en matériau non magnétique. Il comprend une fenêtre en polyéthylène blanc. Une batterie de 12 V polarise l'ensemble résistance de charge (de 20 M Ω)-bolomètre (voir figure 2.8). Le bolomètre absorbe la lumière infra-rouge et s'échauffe. Cet échauffement provoque à basse température une variation importante de sa résistance et le signal que nous allons détecter est la variation de tension aux bornes du bolomètre. Le signal est amplifié par un circuit électronique de préamplification à forte impédance d'entrée sur la canne de mesure avant d'être traité par l'ordinateur pilotant le spectromètre Fourier pour effectuer la transformée de Fourier.

2.3.4 Les aimants

Un champ magnétique est produit, de manière simplifiée, en faisant circuler un courant continu dans un solénoïde. En première approximation, le champ produit est proportionnel au courant dans le solénoïde suivant la relation $B = 4\pi 10^{-7} n I$ où n est le nombre de spires du solénoïde (par exemple 1000). Pour obtenir des champs magnétiques de l'ordre de 20 T, il faut des intensités de courant de l'ordre de 16000 A. Un tel courant traversant un conducteur métallique (comme le cuivre) entraîne une énorme dissipation thermique à laquelle s'ajoutent de fortes contraintes mécaniques dues à la force de Laplace. La pro-

duction de champs intenses est un réel défi technologique.

Nous avons effectué des mesures sur deux types d'aimants : un aimant supra-conducteur et un aimant résistif. L'aimant supra-conducteur conçu par la société Cryogenic est constitué d'un enroulement de fils d'alliage Nb₃Sn/NbTi et fournit un champ maximal de 13 T à 1.8 K. Les aimants résistifs utilisés sont deux aimants de 20 MW qui permettent de produire des champs magnétiques jusqu'à 28 T dans un diamètre utile de 50 mm avec une homogénéité de 1.4×10^{-3} . Ces bobines résistives sont réalisées à base de cuivre par l'atelier mécanique du laboratoire, et allient deux technologies différentes, Bitter et polyhélices. A 28 T, le courant dans la bobine est de l'ordre de 28000 A. Pour évacuer la chaleur, les aimants sont refroidis par une circulation d'eau déminéralisée à travers les bobines qui peut atteindre un débit de 1000 m³/h.

2.4 Les configurations de mesure

Au cours de cette étude, nous allons présenter des spectres de transmission infrarouge obtenus dans deux configurations de mesure différentes. Toutes les expériences ont été réalisées en configuration de Faraday, c'est à dire avec le vecteur d'onde de la lumière incidente parallèle au champ magnétique appliqué ($\mathbf{k}_0 // \mathbf{B}$). La différence entre les deux types de configurations utilisées repose sur l'orientation de la surface de l'échantillon par rapport à cette direction de propagation de la lumière et de la direction du champ magnétique. La figure 2.9 illustre les deux configurations utilisées, la configuration de Faraday perpendiculaire pour laquelle la normale à la surface de l'échantillon est dans la même direction que celle de la propagation de la lumière incidente, et la configuration de Faraday oblique pour laquelle la normale à la surface de l'échantillon fait un angle θ ° avec la direction de propagation de la lumière incidente, et par conséquent, avec la direction du champ magnétique. Le choix de la configuration utilisée doit être fait avant de débiter l'expérience car l'angle θ est réalisé grâce à un support présentant lui-même l'angle désiré sur lequel reposera l'échantillon. L'échantillon étant biseauté avec un angle de 2° environ pour éviter les effets d'interférences dans l'échantillon dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde utilisée, nous ne connaissons pas la valeur exacte de l'angle et nous devons ajuster les spectres obtenus en configuration inclinée par rapport aux spectres obtenus en configuration perpendiculaire, dans une région énergétique où l'énergie de la résonance cyclotron n'est pas affectée par d'éventuelles interactions (en dehors de la région énergétique des phonons optiques de GaAs par exemple).

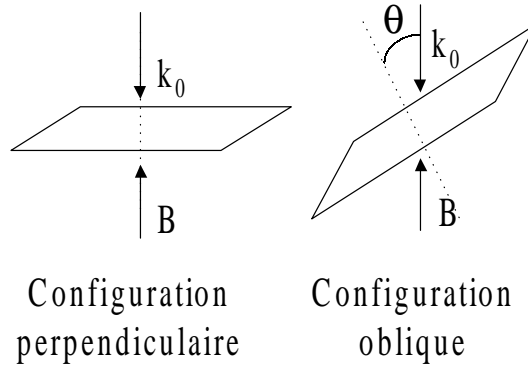


Fig. 2.9 – Représentation schématique des 2 configurations utilisées, la configuration perpendiculaire et la configuration oblique.

2.5 Avantages des structures décollées de leur substrat de GaAs

Pour des énergies comprises entre celle du phonon TO et celle du phonon LO d'un composé semi-conducteur polaire d'épaisseur macroscopique, la transmission chute à zéro tandis que la réflectivité devient égale à l'unité (voir appendice C). Cette région énergétique, appelée *bande de reststrahlen*, n'est donc pas accessible par des mesures de transmission, mais il faut noter que cette propriété est caractéristique des matériaux massifs comme le substrat de GaAs sur lequel repose la structure et que les propriétés optiques des couches minces sont complètement différentes. Pour s'affranchir de ce problème, les échantillons ont été conçus pour être décollés de leur substrat de GaAs et redéposés sur un substrat plus adapté aux mesures de transmission infra-rouge. Notre choix s'est porté sur des substrats de silicium qui présentent une bonne transparence dans l'infra-rouge lointain. La figure 2.10 représente deux spectres de transmission absolue effectués sur deux morceaux du même échantillon, l'un ayant été décollé du substrat de GaAs et recollé ensuite sur un substrat de silicium, l'autre étant toujours sur son substrat de GaAs. Dans les deux cas, nous observons la résonance cyclotron du GE2D qui se manifeste par une absorption assez fine à une énergie dépendant du champ magnétique. L'avantage de la procédure de "lift off" apparaît alors clairement lorsque l'on s'intéresse à la région énergétique comprenant les phonons optiques de GaAs (entre 30 et 37 meV). Dans le cas de l'échantillon sur substrat de GaAs, la transmission s'annule dans cette gamme d'énergie et le spectre divisé ne présente alors que du bruit. Pour l'échantillon sur substrat de silicium, nous pouvons clairement voir l'absorption du phonon TO et remarquer que cette absorption est assez fine, qu'elle n'est pas totale et que même au maximum d'absorption, environ 10 % de la lumière infra-rouge est transmise. Cette caractéristique est essentielle pour notre étude car nous allons pouvoir détecter l'absorption cyclotron dans la bande de reststrahlen de

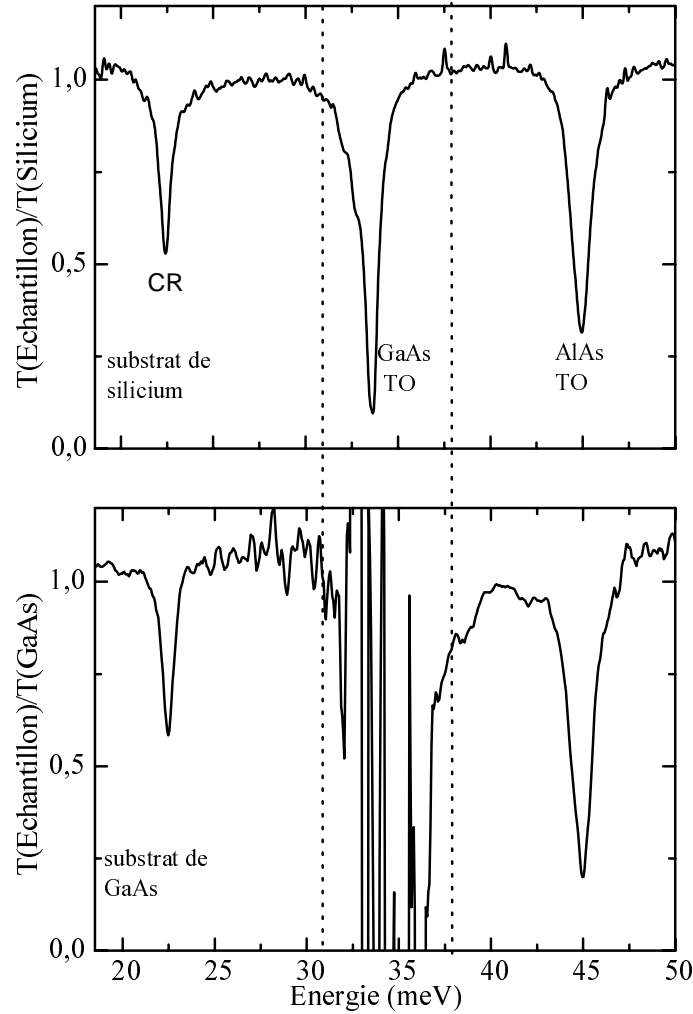


Fig. 2.10 – Spectres de transmission absolue de deux portions du même échantillon, une sur substrat de silicium et l'autre sur son substrat de GaAs. La région énergétique séparée par les deux lignes pointillées est la bande de reststrahlen de GaAs.

GaAs jusqu'alors inaccessible par des mesures de transmission. Seule une petite gamme énergétique (de l'ordre de 2 meV) autour du phonon TO reste fortement affectée par l'absorption du TO qui tend à diminuer le rapport signal/bruit de manière assez importante, et par la forte variation de la fonction diélectrique associée aux phonons due à la présence du TO qui en est un pôle (voir appendice C). Pour les deux spectres, nous pouvons observer l'absorption du phonon TO de AlAs qui n'est présente que dans le super-réseau sous forme de couche de 1.3 nm d'épaisseur et dans la couche de passivation (AlGaAs).

2.6 Nécessité de la simulation multidiélectrique

Comme nous l'avons déjà remarqué auparavant, une mesure de la transmission d'une hétéro-structure n'est pas une mesure directe de l'absorption du GE2D. La lumière collectée par le bolomètre lors de la mesure a été transmise successivement à travers toutes les différentes couches de matériaux semi-conducteurs constituant l'échantillon. Or chacune de ces couches présente une réponse optique spécifique et induit de forts effets dispersifs qui contribuent à l'amplitude et à la phase de l'onde électromagnétique transmise ([Karrai88],[Karrai87]). Pour bien interpréter les spectres expérimentaux et en extraire les paramètres physiques caractéristiques du GE2D, il faut simuler la réponse diélectrique de l'échantillon et ajuster les paramètres caractérisant le GE2D afin de reproduire le spectre observé. Pour illustrer ce problème, intéressons-nous dans un premier temps à la figure 2.11 qui représente le résultat du calcul de la transmission et de la partie imaginaire de la fonction diélectrique² (ϵ_2) d'un GE2D correspondant aux caractéristiques de l'échantillon 1200_{Si} . Sur cet exemple, nous voyons clairement une différence entre la largeur δ de la partie imaginaire de la fonction diélectrique électronique et la largeur Γ de la raie d'absorption observée. Cette différence pourrait ne pas être problématique si le

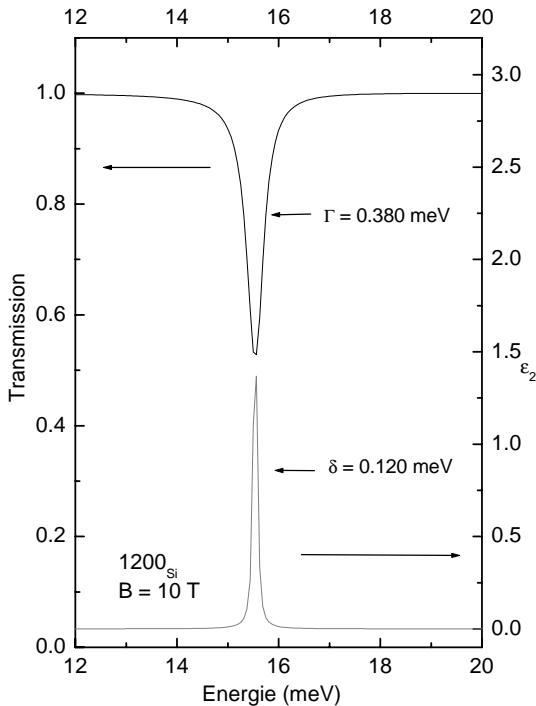


Fig. 2.11 – Calcul de la transmission du GE2D et de la partie imaginaire de la fonction diélectrique. Nous avons indiqué les deux paramètres δ et Γ , largeurs respectivement de la transition dans un modèle de Drude et de la raie d'absorption observée expérimentalement.

rapport entre ces deux quantités, la largeur de la transition et la largeur observée était constant en fonction du champ magnétique et ce quelque soit l'échantillon étudié. Mal-

2. L'absorption du GE2D est déterminée par la partie imaginaire de la fonction diélectrique. Voir appendice D.

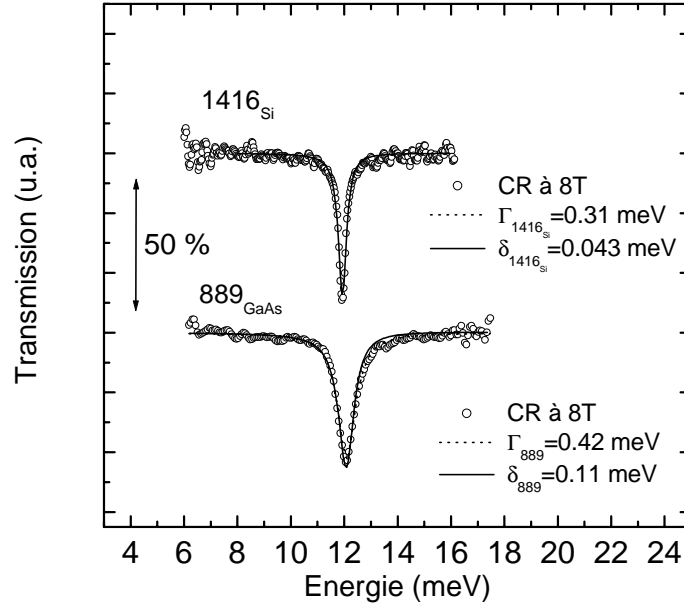


Fig. 2.12 – Spectres expérimentaux et simulés pour les échantillons 1416_{Si} et 889_{GaAs} . Sont indiquées les largeurs à mi-hauteur observées (Γ) et simulées (δ).

heureusement, l'expérience montre que ce rapport varie non seulement en fonction de la qualité de l'échantillon, mais aussi en fonction du champ magnétique ou plutôt en fonction des positions relatives de l'absorption cyclotron et des absorptions des phonons optiques. Ces transitions interfèrent fortement dans les conditions de résonance et s'affectent mutuellement. Expérimentalement, nous avons uniquement accès au faisceau transmis qui est affecté par ces différents oscillateurs.

Pour illustrer l'effet de la qualité de l'échantillon sur la différence entre les largeurs de transition et d'absorption, intéressons nous à la figure 2.12. Sur cette figure sont représentées deux spectres expérimentaux de transmission relative avec leurs spectres simulés pour les deux échantillons 1416_{Si} et 889_{GaAs} avec les paramètres de la simulation et les largeurs à mi-hauteur observées expérimentalement. Dans cet exemple, il apparaît clairement que les largeurs à mi-hauteur observées ne correspondent pas à celles utilisées dans la simulation. De plus, le rapport entre les valeurs observées et simulées est de 7.2 pour 1416_{Si} et de 3.8 pour 889_{GaAs} . C'est une tendance générale qui peut se résumer de la manière suivante: la différence entre δ et Γ est d'autant plus importante que la mobilité du GE2D est élevée, et δ est d'autant plus faible que cette mobilité est élevée. Cet élargissement apparent de la raie cyclotron provient du fait que la transmission est une combinaison linéaire des parties imaginaires et réelles de la fonction diélectrique et sa largeur est largement dominée par celle de la partie réelle. Nous verrons en outre dans le prochain chapitre un exemple d'artéfact diélectrique lorsque la résonance cyclotron est

dans la gamme énergétique des phonons optiques de GaAs.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la résonance cyclotron d'un GE2D dans le cadre d'un modèle quantique à une particule. Ce modèle nous a permis de déterminer une expression de l'absorption et des principaux paramètres la régissant. Grâce à ce modèle et au théorème de Köhn, nous avons justifié l'utilisation du modèle de Drude pour décrire la réponse diélectrique du GE2D. C'est ce formalisme décrit plus en détail dans les appendices D et E que nous avons utilisé pour les simulations. Nous avons ensuite explicité le principe de la spectroscopie à transformée de Fourier et le fonctionnement du spectromètre IFS 113. Nous avons détaillé le dispositif expérimental, les différentes configurations de mesure utilisées lors de cette étude et énoncé les avantages que présentent ces structures décollées de leur substrat de GaAs pour les expériences de transmission infra-rouge. Finalement, nous avons souligné en utilisant des exemples expérimentaux précis la nécessité de la simulation multi-diélectrique pour traiter les spectres expérimentaux et en extraire les paramètres pertinents pour notre étude.

Bibliographie

- [Abstreiter76] G. Abstreiter, J. P. Kotthaus, J. F. Koch, G. Dorda *Phys. Rev. B*, **14**, 2480, (1974).
- [Ando75] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn*, **38**, 989, (1975).
- [Ando85] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn*, **54**, 1519, (1985).
- [Batke85] E. Batke, D. Heitmann, J.P. Kotthaus, K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2367, (1985).
- [Batke86] E. Batke, D. Heitmann, C.W. Tu, *Phys. Rev. B*, **34**, 6951, (1986).
- [Englert83] T. Englert, J.C Mann, C. Uihlein, D.C. Tsui, A.C. Gossard, *Solid State Comm.*, **46**, 545, (1983).
- [Fellgett51] P. B. Fellgett, *J. Phys. Radium*, **19**, 197, (1958).
- [Genzel98] L. Genzel, *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, (Springer Topics in Applied physics, vol 74, p 169, 1998).
- [Gold86] A. Gold, *Zeitschrift fur Physik B*, **63**, 1,(1986).
- [Heitmann86] D. Heitmann, M. Ziesmann, L. L. Chang, *Phys. Rev. B*, **34**, 7463, (1986).
- [Jacquinot67] P. Jacquinot, *Appl. Opt.*, **8**, 497, (1967).
- [Kallin85] C. Kallin, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B*, **31**, 3635, (1985).
- [Karrai87] K. Karrai, *Etude de propriétés magnéto-optiques d'hétérostructure de semi-conducteurs III-V par spectroscopie submillimétrique*, thèse de l'université Joseph Fourier de grenoble, (1987).
- [Karrai88] K. Karrai, S. Huant, G. Martinez, L. C. Brunel, *Solid State Comm.*, **66**, 355, (1988).
- [Kohn61] W. Kohn, *Phys. Rev.*, **123**, 1242, (1961).
- [Larsen70] D.M. Larsen in *Proceedings of the 10th inter. conf. on the physics of semiconductors* (édité par S.P. Keller, J.C. Hensel et F. Stern, Washington DC, 1970).
- [MacDonald89] A.H. MacDonald, C. Kallin, *Phys. Rev. B*, **40**, 5797, (1989).

- [Poulter01] A.J. Poulter, J. Zeman, D.K. Maude, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 336, (2001).
- [Rikken86] G.L.J.A. Rikken, H. Sigg, C.J.G.M. Langerak, H.W. Myron, J.A.A.J. Perenboom, G. Weimann, *Phys. Rev. B*, **34**, 5590, (1986).
- [Seidenbusch87] W. Seidenbusch, E. Gornik, G. Weimann, *Phys. Rev. B*, **87**, 9155, (1987).
- [Tsui80] D.C. Tsui, T.H. Hengler, A.Y. Cho, A.C. Gossart, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 341, (1980).
- [Wieck87] A.D. Wieck, J.C. Maan, U. Merkt, J.P. Kotthaus, K. Ploog, G. Weimann, *Phys. Rev. B*, **35**, 4145, (1987).
- [Zawadski79] W. Zawadski, *Narrow gap semiconductors physics and applications*, (Springer Verlag Lecture Note in Physics, vol 133, 1979).

Chapitre 3

Etude expérimentale de la résonance cyclotron

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principaux résultats expérimentaux de transmission infra-rouge obtenus lors de cette étude sur les deux thématiques suivantes :

- l’interaction électron-électron au sein du gaz électronique
- l’interaction électron-phonon optique dans le puits quantique.

Nous allons dans un premier temps présenter les résultats obtenus en configuration perpendiculaire sur les deux échantillons très fortement dopés dont le puits quantique est de 10 nm d’épaisseur. Nous en présenterons une étude à fort champ magnétique (jusqu’à 28 T). Nous nous intéresserons ensuite à l’étude de la série d’échantillons dont le puits quantique mesure 13 nm d’épaisseur, tous ces échantillons étant sur un substrat de silicium. Finalement, nous présenterons les résultats obtenus en configuration oblique sur cette même série d’échantillons.

3.1 Transmission en champ intense de 1038_{Si} et 889_{GaAs}

3.1.1 Présentation des spectres

Nous allons nous intéresser à la variation en champ magnétique de l’énergie cyclotron pour les échantillons 1038_{Si} ($n_s = 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et 889_{GaAs} ($n_s = 1.38 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Les figures 3.1 et 3.2 montrent les spectres de transmission relative obtenus sur ces deux échantillons dans la gamme de champ correspondant à des facteurs de remplissage entre 4 et 2. Lorsque le champ magnétique augmente, le niveau de Fermi traverse successivement les niveaux de Landau de plus basse énergie et lorsque le facteur de remplissage prend des valeurs $2 < \nu < 3.5$, nous remarquons que pour ces 2 échantillons, la largeur du pic

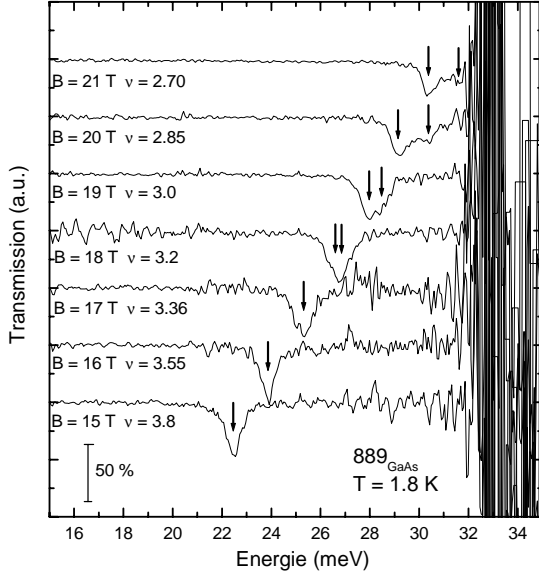


Fig. 3.1 — Transmission relative de l'échantillon 889_{GaAs} au niveau du dédoublement de la résonance cyclotron. La partie du spectre au dessus de 32 meV est obscurcie par l'absorption de la bande de reststrahlen.

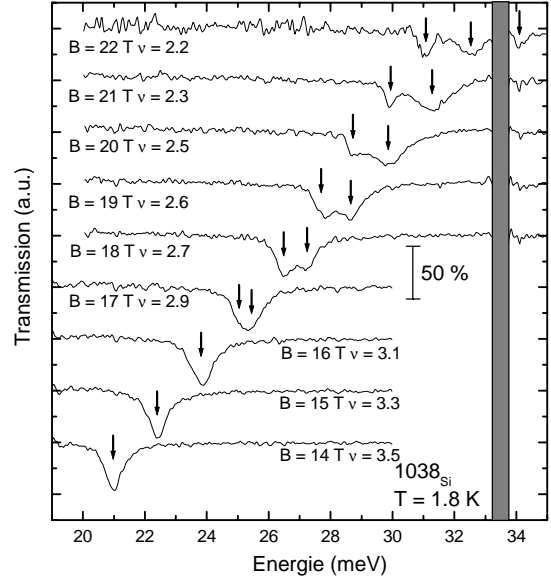


Fig. 3.2 — Transmission relative de l'échantillon 1038_{Si} au niveau du dédoublement de la résonance cyclotron. La zone grisée représente l'absorption du phonon TO.

augmente et son intensité paraît diminuer légèrement, révélant l'existence d'une deuxième absorption. Pour des champs plus intenses, la différence d'énergie entre les deux raies augmente et nous observons alors deux absorptions distinctes. Pour l'échantillon 889_{GaAs} , ce phénomène apparaît pour des champs magnétiques tels que $\hbar\omega_c$ est proche de l'énergie des phonons optiques et nous ne pouvons pas suivre son évolution car l'absorption a lieu dans la région énergétique de la *bande de reststrahlen* du substrat de GaAs. Donc dès que $\hbar\omega_c \geq 32$ meV, nous ne pouvons plus nous prononcer sur les paramètres du pic d'absorption. Par contre, pour l'échantillon 1038_{Si} de dopage voisin, son substrat de silicium nous permet d'observer plus clairement ce dédoublement de l'absorption cyclotron proche des phonons optiques. Cette dépendance est observée dans deux échantillons de dopage différents et apparaît alors comme une caractéristique intrinsèque du GE2D. C'est un phénomène qui dépend essentiellement de la valeur du facteur de remplissage.

A l'aide du programme de simulation multi-diélectrique, nous pouvons calculer le spectre d'absorption de nos échantillons et extraire les paramètres caractéristiques du GE2D, notamment l'évolution de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique. Ces résultats pour les 2 échantillons sont présentés sur les figures 3.4 et 3.5 avec la nomenclature expliquée sur la figure 3.3. Nous avons représenté sur les mêmes figures le résultat du calcul

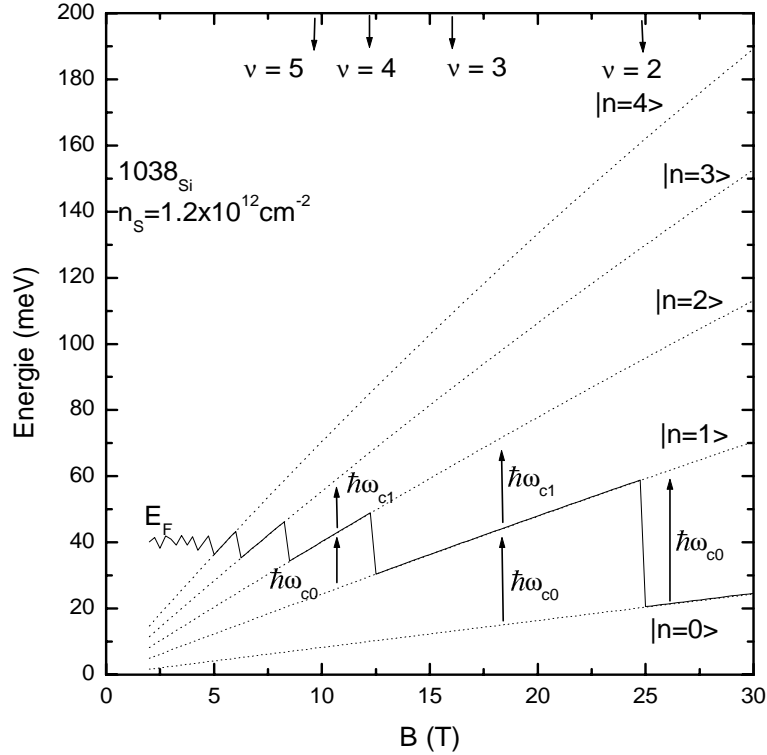


Fig. 3.3 – Evolution des énergies des premiers niveaux de Landau (pointillés) et de l'énergie de Fermi (ligne pleine) et différentes transitions cyclotron possibles en fonction du champ magnétique.

par la méthode $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ [Hermann77] des énergies d'absorption en prenant en compte la non-parabolicité de la bande de conduction de GaAs. Nous avons pour cela ajusté le paramètre E_0 représentant le *gap* effectif du puits quantique, qui est le seul paramètre ajustable de ce modèle (voir appendice B).

Le calcul reproduit fidèlement les valeurs expérimentales. Quelle que soit l'origine physique du dédoublement de la raie d'absorption, nous remarquons sur ces figures que le calcul des énergies d'absorption en prenant en compte la non-parabolicité présente un dédoublement similaire et que l'ordre de grandeur de la différence d'énergie entre les deux pics est le même que celui observé expérimentalement. La non-parabolicité paraît donc être une explication probable pour ce dédoublement. Néanmoins, nous remarquons que la dépendance en champ magnétique n'est pas parfaitement décrite par le calcul, notamment pour des champs correspondants à $2 < \nu < 4$ où le calcul surestime l'énergie réelle de la résonance ainsi que la séparation énergétique des deux absorptions. Nous retrouvons cet effet pour les 2 échantillons.

Pour ces deux échantillons, un dédoublement est aussi observé lorsque $4 < \nu < 6$.

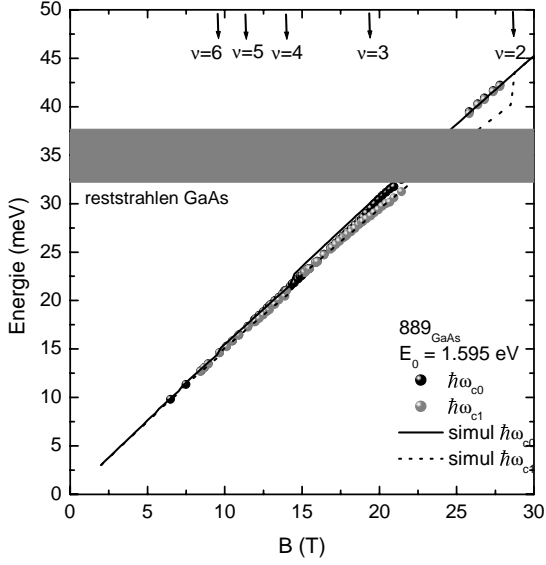


Fig. 3.4 – Evolution de l'énergie cyclotron déduite de la simulation multi-diélectrique pour l'échantillon 889_{GaAs} et résultat du calcul $\mathbf{k.p.}$. La région grisée correspond à la bande de reststrahlen de GaAs.

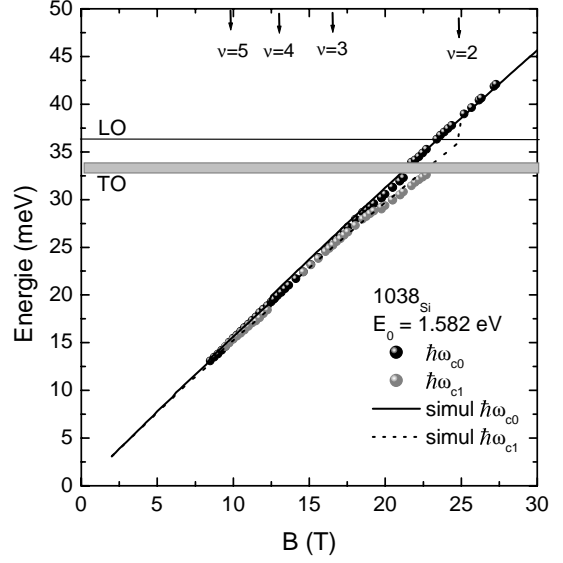


Fig. 3.5 – Evolution de l'énergie cyclotron déduite de la simulation multi-diélectrique pour l'échantillon 1038_{Si} . La région grisée correspond à l'absorption du phonon TO de GaAs et la ligne horizontale le mode LO.

Ces valeurs du facteur de remplissage sont atteintes pour des champs magnétiques plus faibles. Il faut remarquer qu'aucun dédoublement n'est observé pour $3.5 < \nu < 4$ ni pour $5.5 < \nu < 6$ alors que la non parabolicité présente les mêmes caractéristiques pour ces valeurs du facteur de remplissage.

Intéressons nous d'abord aux valeurs du paramètre E_0 représentant le gap effectif du puits quantique. Ce paramètre est le seul paramètre ajustable du modèle $\mathbf{k.p.}$. Nous l'avons ajusté pour chaque échantillon en essayant de décrire de la meilleure manière possible la dépendance pour des valeurs paires du facteur de remplissage. Pour l'échantillon 1038_{Si} , nous trouvons que $E_0 = 1.582$ eV et $E_0 = 1.595$ eV pour 889_{GaAs} .

Pour l'échantillon 1038_{Si} , nous pouvons observer la résonance cyclotron dans la gamme énergétique des phonons optiques de GaAs et les résultats expérimentaux obtenus sont assez surprenants : nous observons que la résonance cyclotron du GE2D traverse l'énergie du phonon TO [Poulter01] subissant de grosses distorsions (voir le spectre à 22 T sur la figure 3.2 ou le pic de haute énergie semble se dédoubler autour du TO) qui peuvent être attribuées à un effet diélectrique ou à un éventuel couplage entre le gaz électronique et le phonon TO. Dans cette région énergétique, la réponse diélectrique de la structure su-

bit de grosses variations et les résultats expérimentaux obtenus pour ces énergies doivent donc être interprétés avec beaucoup de précautions afin de pouvoir séparer proprement les différentes contributions à la transmission. Nous étudierons cette partie du spectre plus en détail dans une section ultérieure.

Dès que l'énergie cyclotron dépasse l'énergie du phonon TO, la raie d'absorption retrouve son aspect traditionnel et traverse la *bande de reststrahlen* sans aucune perturbation, croisant successivement les énergies associées aux modes phonons confinés¹, aux modes phonons d'interfaces, au mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon LO et l'énergie du mode phonon LO de GaAs déterminée par les expériences de transmission infra-rouge en incidence oblique présentées sur les figures 2.6 et 2.7 du Chapitre 1. Pour ces structures fortement dopées, nous n'observons aucun effet de couplage entre le GE2D et les phonons LO de GaAs dans cette configuration. L'interaction électron-phonon optique ne paraît pas affecter les spectres de résonance cyclotron observés dans la gamme énergétique des phonons optiques de GaAs. Ces résultats sont originaux car grâce à la procédure de "lift off", la transmission infra-rouge d'un GE2D a pu être mesurée pour la première fois dans la *bande de reststrahlen* et apporter de nouveaux résultats expérimentaux sur cette région énergétique jusqu'alors inaccessible.

3.1.2 Largeur de raie d'absorption

Les figures 3.6 et 3.7 représentent l'évolution de la largeur simulée avec le modèle de transmission diélectrique en fonction du champ magnétique et en fonction du facteur de remplissage. La largeur δ_0 représente la largeur de la transition de haute énergie et δ_1 celle de la transition de basse énergie. Deux phénomènes sont mis en évidence sur ces figures. Tout d'abord, lorsque l'absorption se dédouble, nous observons une nette augmentation de la largeur δ_1 de la transition de basse énergie alors que la largeur δ_0 de la transition de haute énergie ne varie pas. Ce phénomène est particulièrement visible pour la condition de dédoublement $4 < \nu < 6$ pour laquelle la largeur δ_1 augmente pour les deux échantillons d'un facteur proche de 3 alors qu'aucune variation n'est observée pour la largeur δ_0 . Ensuite, pour la condition de dédoublement $2 < \nu < 4$, une augmentation de la largeur des deux transitions est observée pour l'échantillon 889_{GaAs} , alors que pour 1038_{Si} , δ_1 et δ_0 augmentent dans un premier temps, puis δ_1 diminue lorsque $\hbar\omega_c$ s'approche de l'énergie des phonons optiques alors que δ_0 continue d'augmenter. Dans ces deux cas, deux phénomènes sont en coïncidence : la condition $\hbar\omega_c \approx \hbar\omega_{TO}$ et la condition sur le facteur de remplissage $4 > \nu > 2$ qui correspond au dédoublement du pic d'absorption. Nous ne pouvons donc pas séparer proprement ces deux phénomènes qui peuvent chacun

1. voir appendice C

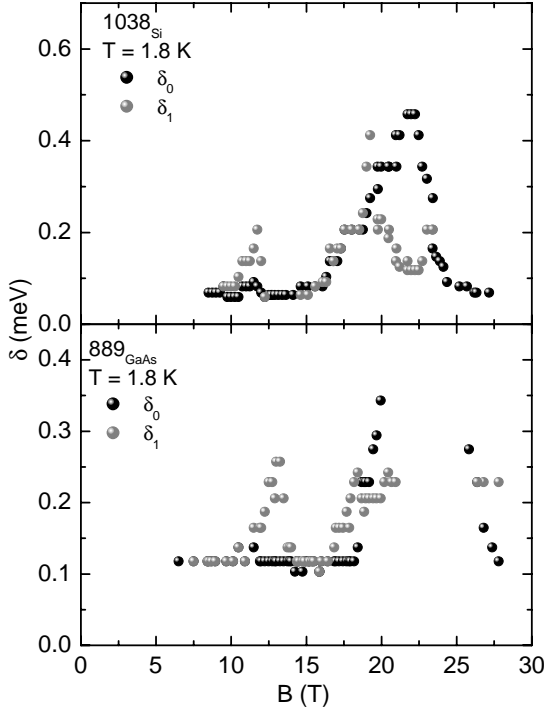


Fig. 3.6 – Largeur simulée de la résonance cyclotron en fonction du champ magnétique pour 889_{GaAs} et 1038_{Si} .

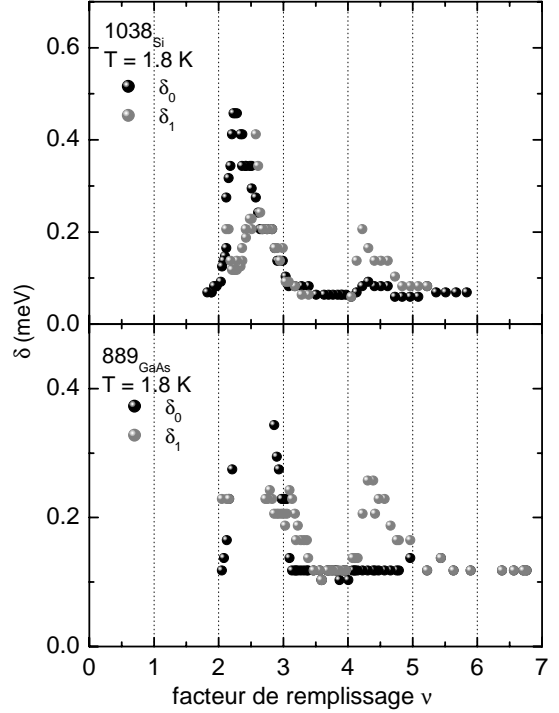


Fig. 3.7 – Largeur simulée de la résonance cyclotron en fonction du facteur de remplissage pour 889_{GaAs} et 1038_{Si} .

avoir une répercussion sur la largeur observée. L'augmentation de la largeur du pic est plus importante pour 1038_{Si} pour lequel nous observons un facteur 8 d'augmentation que pour 889_{GaAs} pour lequel l'augmentation est d'un facteur 2.

En considérant les valeurs à bas champ de la largeur à mi-hauteur de l'absorption cyclotron pour ces deux échantillons, nous pouvons déterminer le temps moyen de relaxation électronique et donc la mobilité électronique dans le cadre du modèle de Drude. Pour l'échantillon 1038_{Si} , nous trouvons la valeur $\mu_{RC} = 1.2 \times 10^6 \text{ cm}^2/V.s$ et pour 889_{GaAs} , $\mu_{RC} = 6.9 \times 10^5 \text{ cm}^2/V.s$.

3.2 Transmission des échantillons 1201_{Si} , $1201b_{Si}$, 1200_{Si} et 1416_{Si}

Cette série d'échantillons ne comprend que des échantillons sur substrat de silicium, chacun contenant un puits quantique de 13 nm de large et des dopages variables. L'objet de cette partie est de présenter les résultats expérimentaux obtenus sur ces différents échantillons de haute mobilité pour étudier d'une part l'influence de la non-parabolicité

de la bande de conduction de GaAs sur la résonance cyclotron du GE2D dont nous venons de voir la manifestation sur les spectres des échantillons 889_{GaAs} et 1038_{Si}, et d'autre part d'étudier grâce à ces structures décollées l'effet polaron résonant qui devrait se manifester lorsque la condition $\hbar\omega_c = \hbar\omega_{LO}$ est satisfaite. Nous présenterons dans un premier temps les résultats expérimentaux obtenus pour ces quatre échantillons qui nous serviront pour analyser l'effet de la non-parabolicité de GaAs. Nous étudierons ensuite plus en détail la région de champ magnétique pour laquelle l'énergie cyclotron est égale aux énergies des phonons optiques de GaAs. Tous les résultats présentés dans cette section ont été obtenus en configuration de Faraday perpendiculaire.

3.2.1 Présentation des spectres expérimentaux

Dans un premier temps, nous allons valider la procédure de détermination des paramètres caractéristiques de la résonance cyclotron en nous intéressant à la figure 3.8. Cette figure comprend sur sa partie supérieure trois spectres de transmission correspondant à des valeurs différentes du champ magnétique, normalisés avec la transmission d'un substrat de silicium au même champ B. Sur ces spectres, nous pouvons voir l'absorption des phonons TO de GaAs et de AlAs, et la résonance cyclotron.

Nous avons choisi trois valeurs de champ telles que la résonance cyclotron soit en dessous du phonon, sur le phonon et au-dessus du phonon. La partie inférieure de la figure représente les mêmes spectres mais normalisés avec la transmission relative à B = 0 T. Sur cette deuxième série de spectres nous n'observons que les structures dépendant du champ magnétique qui n'apparaissent pas dans la transmission à champ nul. La transmission est donc égale à 1 sur toute la gamme d'énergie, et seule la résonance cyclotron apparaît. Nous pouvons observer sur les spectres de la partie inférieure de la figure l'effet du phonon TO de GaAs sur la transmission. Le phonon perturbe fortement la transmission et lorsque l'énergie cyclotron devient du même ordre de grandeur que celle du phonon, la transmission peut devenir supérieure à 1 dans une gamme d'énergie proche du phonon. Ceci constitue un exemple d'artéfact diélectrique, reproduit par la simulation, comme nous l'avons déjà vu sur ces mêmes spectres pour l'échantillon 1038_{Si}. Nous pouvons constater que les spectres de transmission absolue (comprenant les phonons) sont reproduits et que simultanément, les transmissions relatives sont aussi reproduites par le modèle. Dans la suite, nous serons surtout amenés à analyser les transmissions relatives car les absorptions électroniques y sont plus visibles dans la gamme énergétique des phonons optiques. Il faut souligner que ces deux types de spectres sont parfaitement équivalents, la seule différence étant que la transmission absolue est le rapport de 2 spectres expérimentaux alors que la transmission relative en comprend 4. Le bruit apparaissant sur la transmission relative

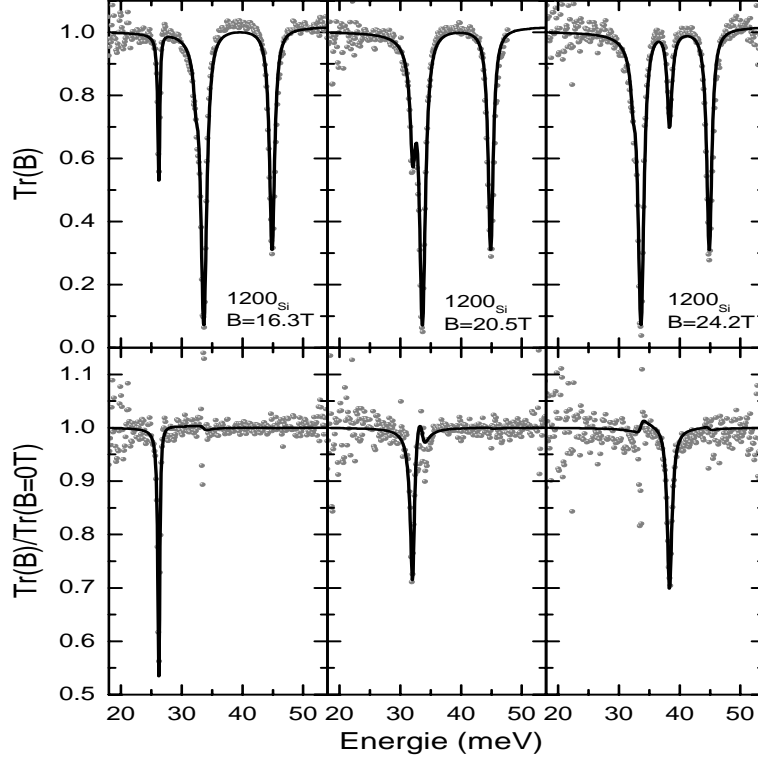


Fig. 3.8 – Spectres de transmission absolue expérimentaux (points gris) et calculés (ligne noire) (partie supérieure) et spectres de transmission relative (partie inférieure).

est donc plus important.

Les figures 3.9 représentent quelques spectres caractéristiques de transmission relative dans la gamme de champ magnétique correspondant à $2 < \nu < 4$ obtenus sur les deux échantillons 1201_{Si} ($n_s = 8.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) et $1201b_{Si}$ ($n_s = 9.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) sur substrat de silicium, mais provenant du même échantillon parent. Nous pouvons remarquer que ces deux échantillons présentent pour des facteurs de remplissage ν compris entre 3 et 4 une absorption unique et de largeur assez faible, nouvelle preuve de l'excellente qualité du GE2D. Lorsque le facteur de remplissage diminue (le champ magnétique augmente), nous observons le même phénomène que pour les échantillons 1038_{Si} et 889_{GaAs} , c'est à dire un dédoublement de l'absorption cyclotron. Le dopage de ces deux échantillons étant plus faible, la condition sur le facteur de remplissage pour l'observation de ce dédoublement est satisfaite pour des champs magnétiques plus faibles (ici entre 12 et 18 T) et la différence d'énergie entre les deux absorptions est plus faible car la non-parabolicité est moins prononcée lorsque l'on s'éloigne de manière moins importante du minimum de bande. Ces 2 échantillons sur substrat de silicium proviennent du même échantillon parent sur substrat de GaAs dont la concentration a été évaluée par des mesures de transport à $n_s = 9.4 \times 10^{11}$

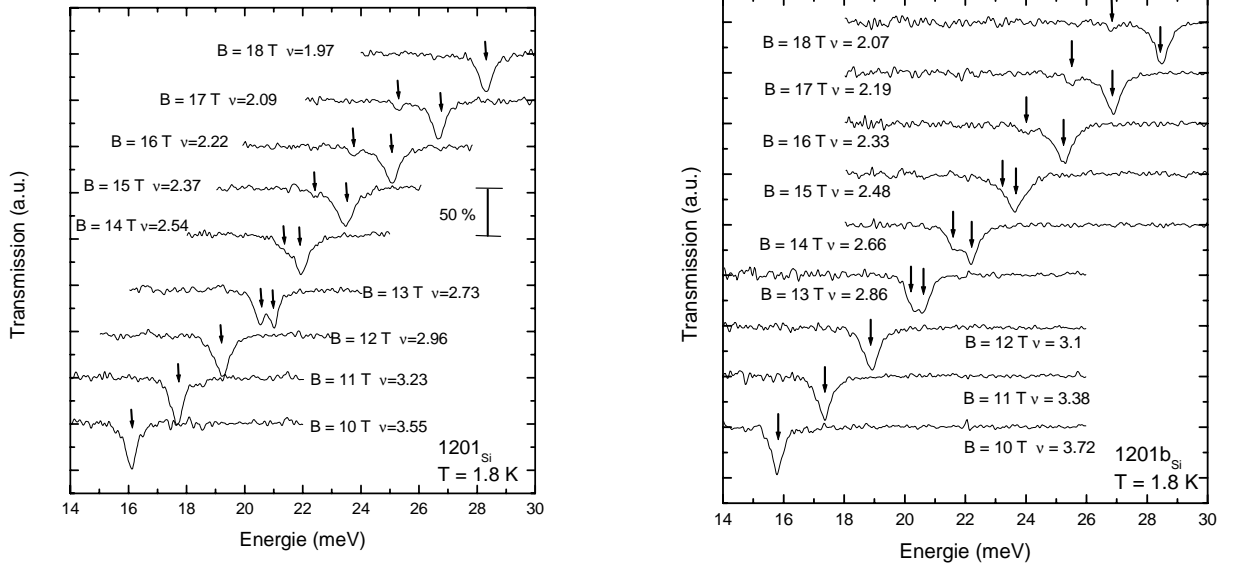


Fig. 3.9 – Transmission des l'échantillon 1201_{Si} (figure de gauche) et de l'échantillon $1201b_{Si}$ (figure de droite) au niveau du dédoublement de la résonance cyclotron.

cm^{-2} . Nous remarquons néanmoins que pour reproduire les spectres de transmission nous avons dû baisser cette valeur et attribuer 2 valeurs différentes pour 1201_{Si} et $1201b_{Si}$. Cette différence résulte selon nous de la procédure de "lift off" qui peut engendrer une redistribution des porteurs dans la structure. Les faibles largeurs de raie confirment de nouveau l'excellente qualité de ces deux échantillons.

3.2.2 Evolution de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique

Les figures 3.10 et 3.11 représentent l'évolution de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique pour les quatre échantillons 1201_{Si} , $1201b_{Si}$, 1200_{Si} et 1416_{Si} . Les valeurs du paramètre E_0 utilisées pour le calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ sont de $E_0 = 1.550$ eV pour $1201b_{Si}$ et $E_0 = 1.544$ eV pour 1201_{Si} . Comme pour les échantillons déjà présentés, nous constatons que le calcul surestime l'énergie cyclotron dans la gamme de champ où le dédoublement a lieu, mais l'ordre de grandeur de la différence d'énergie entre les deux absorptions est encore bien reproduit.

Intéressons-nous maintenant aux deux échantillons les moins dopés 1200_{Si} et 1416_{Si} . Ces deux échantillons sont sur substrat de silicium et l'évolution de la résonance cyclotron du GE2D qu'ils contiennent est présentée sur les figures 3.11 et ???. La concentration de ces échantillons fait que le dédoublement de la raie cyclotron observé pour les échantillons plus fortement dopés devrait avoir lieu pour des champs magnétiques plus faibles, pour

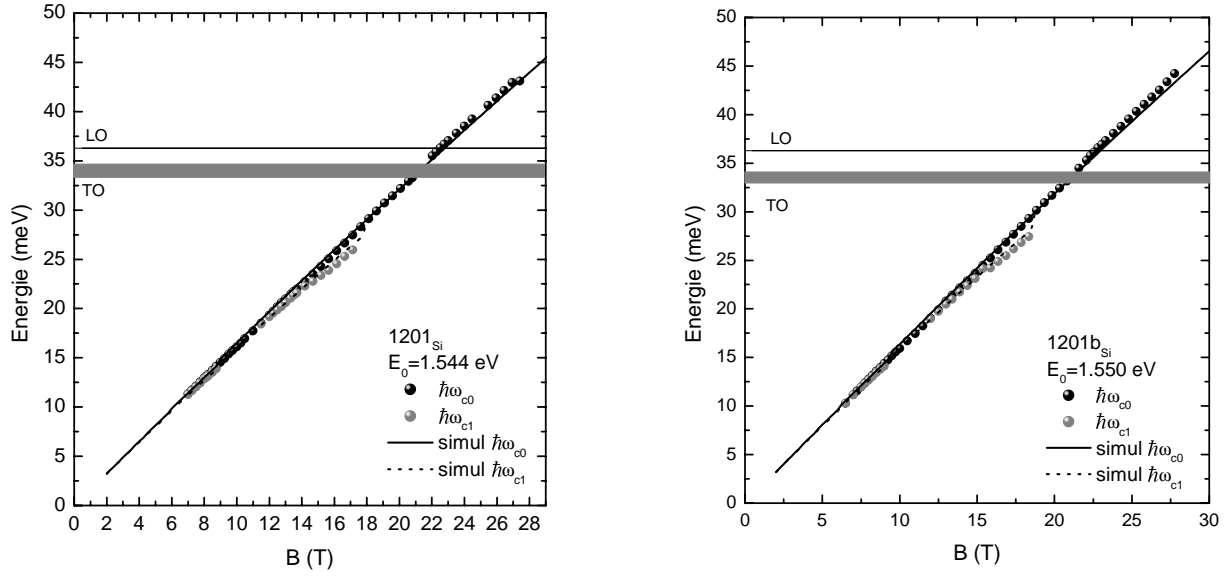


Fig. 3.10 – Evolution de l'énergie cyclotron déduite de la simulation multi-diélectrique pour les échantillons 1201_{Si} (figure de gauche) et 1201b_{Si} (figure de droite). La région grisée correspond à l'absorption du phonon TO de GaAs.

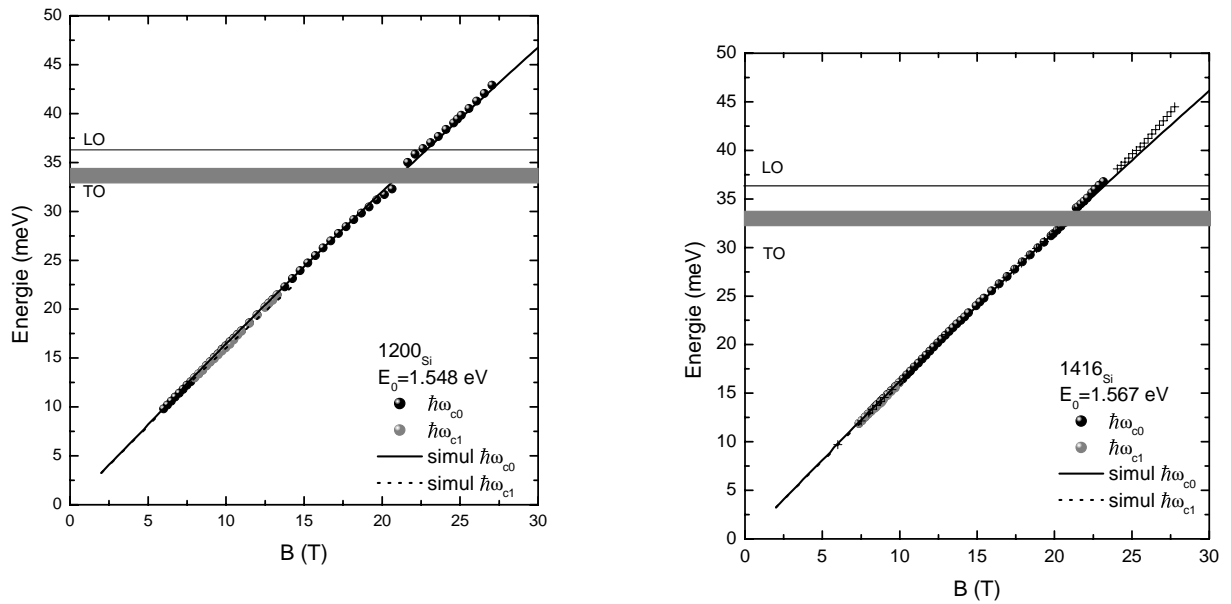


Fig. 3.11 – Evolution de l'énergie cyclotron déduite de la simulation multi-diélectrique pour les échantillons 1200_{Si} et 1416_{Si} (figure de droite) et résultat du calcul **k.p.** La région grisée correspond à l'absorption du phonon TO de GaAs et les croix (figure de droite) représentent les résultats obtenus sur 1416_{GaAs}

lesquels la différence d'énergie entre les transitions cyclotron impliquant des niveaux de Landau différents est trop faible pour pouvoir être résolue expérimentalement. Pour ces

Dénomination	largeur du puits [nm]	E_0 [eV]
889 _{GaAs}	10	1.595
1038 _{Si}	10	1.582
1201 _{Si}	13	1.544
1201b _{Si}	13	1.550
1200 _{Si}	13	1.548
1416 _{Si}	13	1.567

Tab. 3.1 – Valeur du paramètre de gap effectif déterminée pour tous nos échantillons par les mesures de résonance cyclotron.

deux échantillons, nous n’observons pas de dédoublement résolu de la résonance cyclotron mais plutôt un gonflement du pic avec l’apparition d’un épaulement à basse énergie. Ces deux phénomènes sont la signature d’une absorption à basse énergie. La dépendance en champ magnétique observée est bien représentée par le calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ sur toute la plage de champ étudiée avec des valeurs du paramètre E_0 de 1.548 eV pour 1200_{Si} et 1.567 eV pour 1416_{Si}.

Sur les figures représentant les dépendances en champ magnétique de l’énergie cyclotron, nous avons observé, et ce pour tous les échantillons étudiés, un léger décalage des valeurs expérimentales par rapport au calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ en-dessous et au-dessus de l’énergie du phonon TO de GaAs. Cet effet est encore plus marqué sur l’échantillon 1200_{Si} dont la dépendance de l’énergie cyclotron présente au niveau de l’énergie du phonon TO, toutes les caractéristiques d’un anti-croisement. Ceci pourrait être un signe d’une interaction électron-phonon TO de GaAs, mais comme nous l’avons déjà souligné auparavant, le phonon TO est un pôle de fonction diélectrique qui caractérise la réponse diélectrique du système. Ce pôle perturbe la réponse diélectrique et la transmission dans cette zone doit être analysée de manière particulière, en prenant toutes les précautions possibles pour minimiser les artefacts diélectriques. Il est néanmoins très étonnant que cet échantillon particulièrement présente cette dépendance qui n’est observée ni sur les structure similaires de dopage plus important (1201_{Si} et 1201b_{Si}), ni sur celle dont le dopage est plus faible (1416_{Si}).

Pour ce qui est de l’interaction électron-phonon LO, l’information contenue dans ces résultats expérimentaux est que nous n’observons aucun signe de couplage entre les électrons et aucun des modes phonons connus dans un puits quantique pour tous ces

échantillons. La résonance cyclotron 'traverse', comme dans le cas des échantillons plus dopés, la *bande de reststrahlen* sans subir de modification, ni dans sa dépendance en champ magnétique ("masse effective polaron"), ni dans son aspect.

Le tableau 3.1 résume les valeurs du paramètre E_0 déterminées pour tous nos échantillons par le calcul $\mathbf{k.p}$. Nous observons une nette différence entre les résultats obtenus pour les puits quantiques de 10 nm et de 13 nm d'épaisseur, essentiellement due au confinement plus important des électrons et des trous dans les structures plus étroites. La présence d'un gaz d'électrons (ou de trous) libres dans un semi-conducteur est connue pour diminuer l'énergie de bande interdite [Abram84]. Nous n'observons pas de telle dépendance et au contraire, pour les deux échantillons 1038_{Si} et 889_{GaAs}, l'échantillon de plus fort dopage présente l'énergie E_0 la plus forte. Pour les échantillons dont le puits mesure 13 nm, nous n'observons pas non plus de telle dépendance. Nous comprenons cette différence entre les résultats expérimentaux et les prédictions comme étant un signe que la résonance cyclotron ne peut pas être interprétée en terme de transitions à une particule, c'est une transition excitonique. La masse effective que nous déduisons simplement du rapport entre le champ de résonance et l'énergie d'absorption n'est donc peut être pas la masse effective de bande mais une masse renormalisée par les interactions électron-électron. Nous verrons plus en détails dans le prochain chapitre comment interpréter la notion de masse effective dans un tel système.

3.2.3 Largeur de la résonance cyclotron

Intéressons nous maintenant à la variation de la largeur de la raie d'absorption en fonction du champ magnétique. Les résultats de la variation du paramètre δ caractérisant le GE2D dans le modèle de Drude utilisé dans la simulation sont représentés sur les figure 3.12. Essentiellement deux caractéristiques apparaissent : la largeur du pic d'absorption est relativement constante pour les faibles valeurs du champ magnétique puis varie pour les valeurs de champ correspondants au dédoublement du pic. Pour cette série d'échantillons présentant une concentration électronique moins importante que 1038_{Si}, la condition sur le facteur de remplissage pour pouvoir observer le dédoublement de la raie est satisfaite alors que l'énergie cyclotron est assez inférieure à l'énergie des phonons optiques pour pouvoir considérer qu'ils n'auront aucune influence sur les spectres observés, et donc sur la largeur du pic. Le problème de coïncidence des deux évènements $\hbar\omega_c = \hbar\omega_{LO}$ et $2 < \nu < 4$ que nous avons rencontré pour 1038_{Si} n'apparaît donc plus pour ces échantillons et nous pouvons maintenant affirmer que lors du dédoublement de la résonance cyclotron, le pic de basse énergie voit sa largeur intrinsèque augmenter d'un facteur proche de 10 pour les échantillons 1201_{Si} et 1201_{bSi} alors que la largeur de l'absorption de haute énergie ne

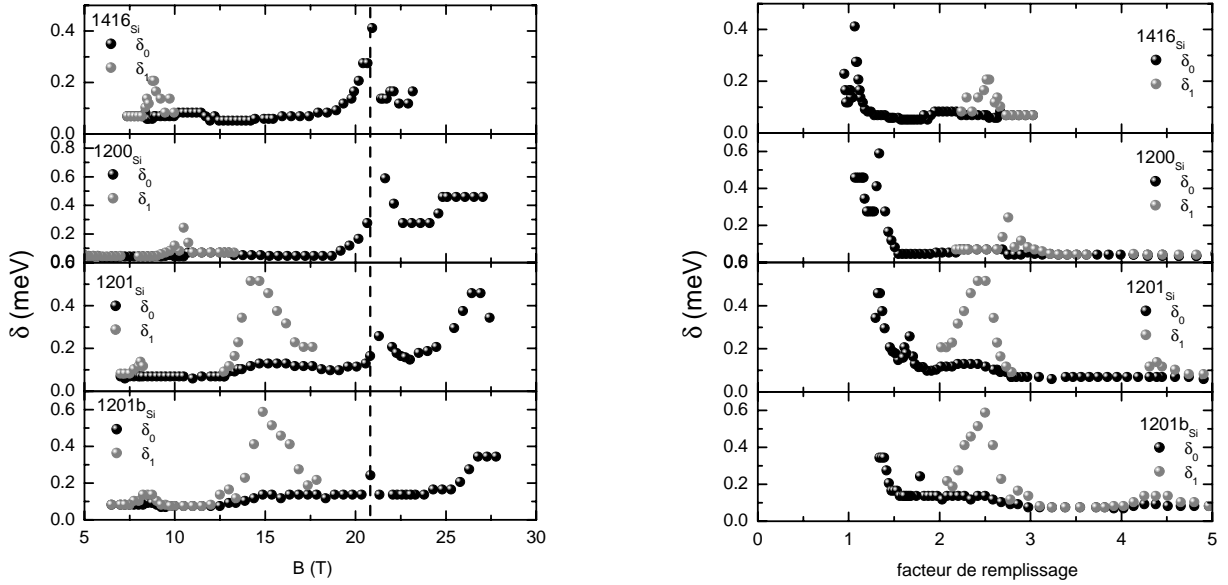


Fig. 3.12 – Evolution de la largeur simulée dans un modèle de Drude de la résonance cyclotron en fonction du champ magnétique (figure de gauche) et du facteur de remplissage (figure de droite) mesurée à $T = 1.8$ K pour les échantillons $1201b_{Si}$, 1201_{Si} , 1200_{Si} et 1416_{Si} .

varie pas. Cet effet est aussi visible sur l'échantillon 1200_{Si} pour lequel l'effet est plus faible, mais pour les mêmes conditions sur le facteur de remplissage, nous observons une augmentation de la largeur du pic d'absorption avec une dissymétrie du pic que nous ne pouvons reproduire qu'en utilisant une deuxième absorption, faiblement décalée vers les basses énergies et de largeur supérieure à celle de l'absorption principale. Sur l'échantillon 1416_{Si} , encore plus faiblement dopé, cet effet est encore plus faible mais le comportement observé de manière générale pour tous les autres échantillons est aussi reproduit. Notons enfin le fait que la largeur des raies d'absorption pour tous ces échantillons augmente de manière importante une fois la gamme énergétique des phonons optique de GaAs dépassée. Cette augmentation est comparable en intensité à celle qui se produit pour 1201_{Si} et $1201b_{Si}$ lors du dédoublement du pic. Le fait que l'on retrouve cette augmentation dans tous les échantillons présentant un puits de 13 nm suggère non pas une dépendance liée à l'occupation des niveaux de Landau, mais plutôt liée à une région énergétique précise dans laquelle se déroule l'absorption. Il faut noter que pour les valeurs les plus importantes du champ magnétique ($B \succeq 25$ T), l'énergie cyclotron approche de l'énergie du phonon TO de AlAs.

3.2.4 Présentation des résultats dans la région des phonons optiques de GaAs

Nous allons maintenant présenter de manière plus détaillée les résultats expérimentaux obtenus pour ces 4 échantillons dans la région énergétique des phonons optiques de GaAs. Comme nous l'avons vu précédemment, le principal avantage de ces structures sur substrat de silicium est de pouvoir mesurer l'absorption du GE2D dans la bande de reststrahlen et d'étudier l'interaction électron-phonon par la mesure de la transmission infra-rouge.

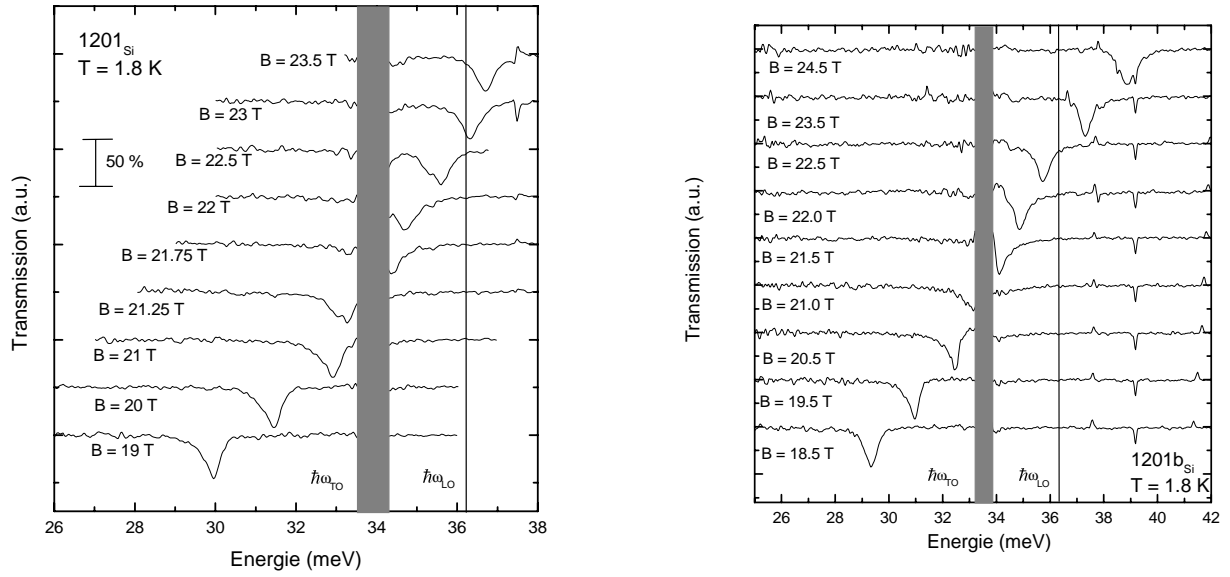


Fig. 3.13 – Spectres de transmission relative dans la région des phonons optiques pour les échantillons 1201_{Si} (figure de gauche) et 1201_{bSi} (figure de droite).

Les figures 3.13 et 3.14 représentent les spectres de transmission obtenus en incidence perpendiculaire sur les 4 échantillons 1201_{Si}, 1201_{bSi}, 1200_{Si} et 1416_{Si} dans la région de phonons optiques de GaAs. Pour ces 4 échantillons, la condition $\hbar\omega_c \approx \hbar\omega_{LO}$ est réalisée pour des valeurs du champ magnétique telles que le facteur de remplissage est inférieur à 2. Nous sommes donc dans la situation où seul le premier niveau de Landau est au moins partiellement occupé par les électrons. La non-parabolicité ne va donc pas influencer la forme des spectres observés. Ces spectres présentent, pour les 4 échantillons, les mêmes caractéristiques et peuvent être décrits de la même manière. Nous observons que pour des champs tels que $\hbar\omega_c < \hbar\omega_{TO}$ la résonance cyclotron du GE2D est constituée d'une absorption unique de largeur comparable à celle observée à bas champ. Lorsque l'énergie d'absorption est augmentée jusqu'au phonon TO, la raie paraît se dédoubler autour de l'absorption du phonon TO. Ce dédoublement apparent s'accompagne d'une nette augmentation de la largeur du pic. Cette augmentation de la largeur du pic et le

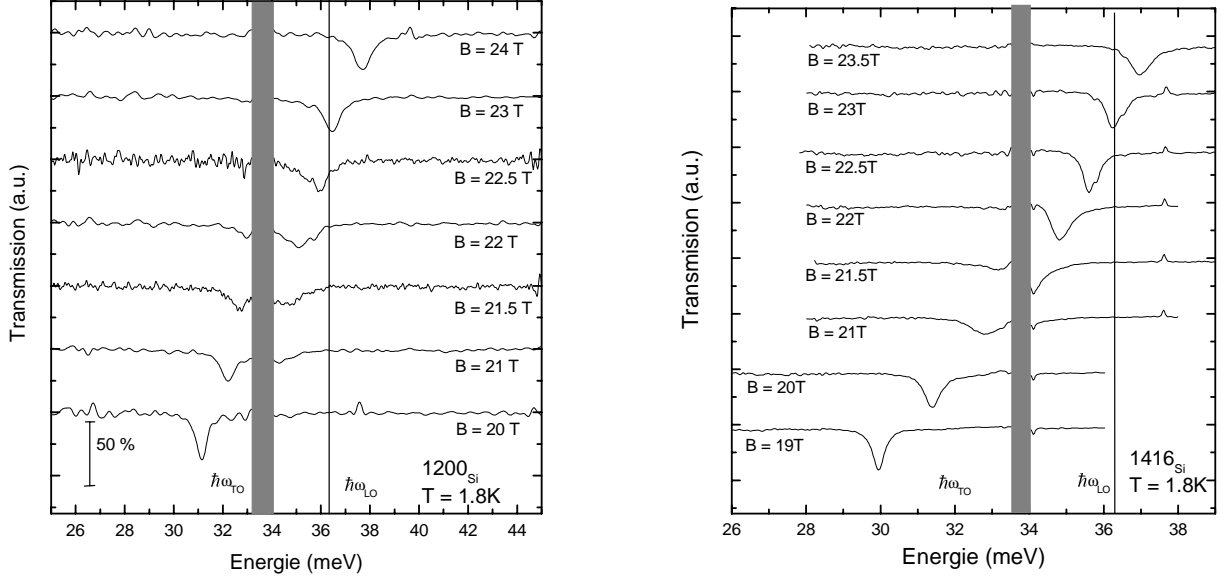


Fig. 3.14 – Spectres de transmission relative dans la région des phonons optiques pour les échantillons 1200_{Si} (figure de gauche) et 1416_{Si} (figure de droite).

dédoublé apparent de la résonance cyclotron à cette énergie paraissent être deux preuves expérimentales d'un couplage avec le mode TO de GaAs. En continuant d'augmenter la valeur du champ magnétique, la résonance cyclotron traverse successivement les énergies des modes phonons confinés du puits quantique, l'énergie du mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon LO du puits dopé, puis l'énergie du mode phonon LO de GaAs. Pour des énergies supérieures à celle du phonon TO, nous n'observons aucune anomalie portant sur la position ou sur l'aspect de l'absorption cyclotron. Même dans ces échantillons moins dopés, nous n'observons aucun signe d'interaction avec les phonons optiques longitudinaux de GaAs.

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, le phonon TO est un pôle de la fonction diélectrique. Son absorption perturbe fortement la réponse optique du système étudié et peut induire des artéfacts de nature purement diélectrique mais nous allons néanmoins démontrer que ces artéfacts ne suffisent pas pour expliquer les résultats obtenus et qu'il est nécessaire de considérer une interaction entre le gaz électronique et le phonon TO. Pour illustrer ce fait, intéressons nous aux deux figures 3.15 qui présentent des spectres de transmission infra-rouge dans la région énergétique du phonon TO, que nous avons évité jusqu'à présent. Sur ces figures, les spectres simulés sont représentés en trait continu et les spectres expérimentaux en points noirs. Nous voyons l'effet dramatique du phonon TO sur la transmission infra-rouge. Le pic d'absorption se dédouble et s'élargit lorsque l'énergie cyclotron est augmentée jusqu'au phonon TO. Or avec la simulation multi-diélectrique, nous nous apercevons qu'il est possible de reproduire cette tendance en n'utilisant qu'une

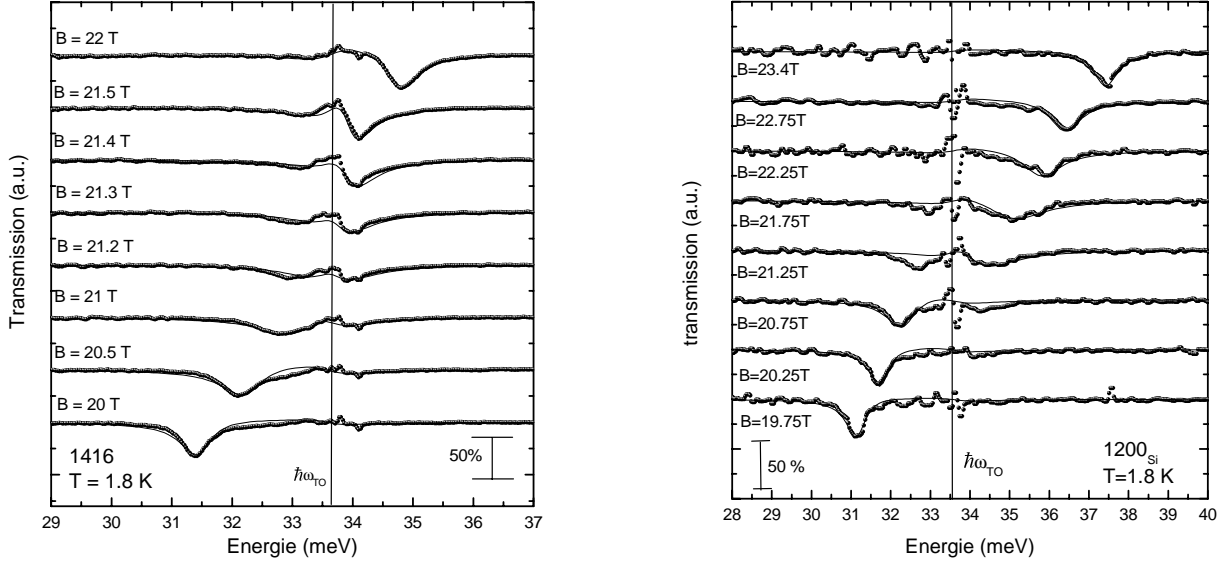


Fig. 3.15 – Spectres de transmission relative des échantillons 1416_{Si} (figure de gauche) et 1200_{Si} (figure de droite) expérimentaux (cercles noirs) et simulés avec le programme multi-diélectrique. La ligne verticale représente le phonon TO de GaAs à 33.7 meV .

seule absorption, la distorsion observée étant uniquement due au TO. Nous remarquons sur ces spectres que la transmission prend même des valeurs supérieures à 1 lorsque $\hbar\omega_c$ est très proche de $\hbar\omega_{TO}$. Même si la simulation multi-diélectrique dans cette gamme d'énergie permet de reproduire qualitativement les résultats observés confirmant le rôle essentiel du phonon TO, elle ne nous permet pas de reproduire fidèlement ces spectres. Il nous est impossible avec ce modèle de simuler la transmission pour les énergies inférieures au phonon TO et simultanément pour les énergies supérieures au phonon TO, suggérant un dédoublement de la résonance cyclotron induite par un couplage avec le phonon. Pour illustrer ce couplage nous pouvons remarquer par exemple sur le spectre de 1416_{Si} à $B = 21.2 \text{ T}$ de la figure 3.15 que la position du pic en-dessous du phonon est surestimée par rapport au spectre expérimental. Cette différence est encore plus marquée sur les spectres de 1200_{Si} à $B = 21.75 \text{ T}$ et $B = 21.25 \text{ T}$ de la figure 3.15 pour lesquels une des deux absorptions, au-dessus ou en dessous de l'énergie du phonon n'est pas du tout reproduite. L'artéfact diélectrique est reproduit et pourtant, il existe toujours une différence entre les spectres expérimentaux et simulés. Ceci signifie qu'il manque une contribution au modèle diélectrique que nous utilisons et cette contribution est l'interaction avec le phonon TO.

3.3 Transmission en incidence oblique de 1038_{Si} , $1201b_{Si}$, 1200_{Si} , 1416_{Si}

Dans l'appendice C, nous présentons comment les phonons longitudinaux dont le vecteur d'onde est perpendiculaire au plan du puits quantique peuvent se coupler aux excitations inter sous-bande électronique pour donner naissance à un mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon LO. Lors des expériences de résonance cyclotron présentées précédemment, la lumière était en incidence perpendiculaire par rapport à la surface de l'échantillon. Le champ électrique de la lumière infra-rouge pénétrant dans l'échantillon était donc dans le plan du GE2D. Lorsque l'on incline l'échantillon par rapport au plan d'incidence de la lumière, et donc aussi par rapport au champ magnétique, deux nouveaux phénomènes entrent en jeu : la composante perpendiculaire au plan du GE2D du champ électrique d'excitation devient non nulle et la composante du champ magnétique dans le plan du GE2D couple les niveaux de Landau des différentes sous bandes électrique du puits quantique (voir appendice A). Dans cette partie, nous allons présenter les résultats de transmission infra-rouge obtenus en configuration de Faraday ($\mathbf{B} // \mathbf{k}_0$) mais nous avons incliné le plan du GE2D par rapport à la direction du champ.

3.3.1 Présentation des spectres expérimentaux

Comme nous l'avons déjà montré dans le Chapitre 1, la transmission infra-rouge en configuration oblique à champ nul présente des motifs inexistantes en configuration perpendiculaire : l'absorption des phonons LO avec une intensité absorbée dépendant de l'angle d'inclinaison de la surface de l'échantillon par rapport à la direction d'incidence de la lumière.

Intéressons-nous à la figure 3.16 qui représente l'évolution en champ magnétique de la transmission absolue de l'échantillon 1200_{Si} en configuration oblique avec un angle $\theta = 25.5^\circ$. Comme il est expliqué dans l'appendice A, la quantification de Landau et la valeur de l'énergie cyclotron ne dépendent que de la composante du champ magnétique perpendiculaire au plan du GE2D. Les valeurs de champ magnétique indiquées sur les figures de cette section sont des valeurs de champ total. Les énergies d'absorption sont donc décalées vers les basses énergies par rapport aux spectres obtenus en incidence perpendiculaire. La détermination de l'angle d'inclinaison de l'échantillon ne peut se faire précisément qu'en simulant les spectres comme il sera expliqué dans le prochain chapitre. Comme en configuration perpendiculaire, nous observons l'absorption du phonon TO de GaAs avec sa structure de basse énergie, l'absorption du phonon LO de GaAs, et pour un champ total de 21 T, une absorption (RC_1) qui peut être identifiée comme étant la

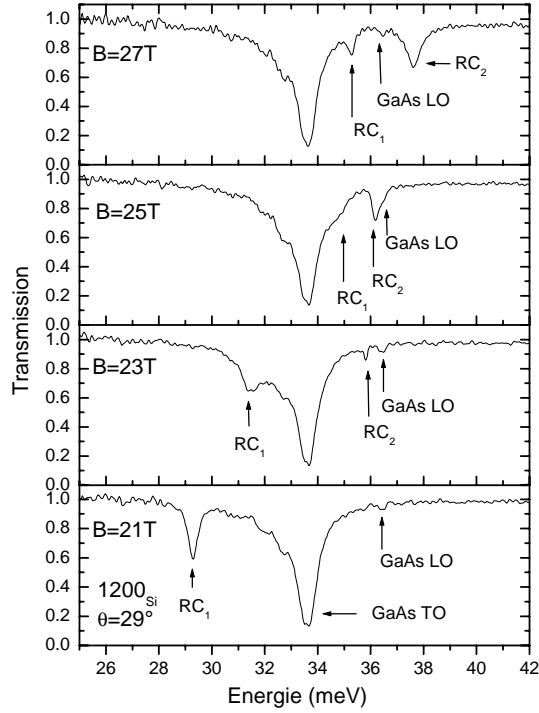


Fig. 3.16 – Spectres de transmission absolue de 1200_{Si} à $T = 1.8 K$ en configuration oblique avec $\theta = 29^\circ$.

résonance cyclotron du GE2D. Lorsque le champ magnétique augmente, une nouvelle absorption (RC_2) apparaît entre les énergies des phonons LO et TO de GaAs. Alors que cette nouvelle absorption apparaît, le pic du phonon LO de GaAs ne change ni en intensité, ni en position. En augmentant encore la valeur du champ magnétique total, l'absorption RC_1 traverse l'énergie du phonon TO alors que l'intensité de l'absorption RC_2 croît. Cette nouvelle absorption prend alors un caractère de résonance cyclotron et traverse l'énergie du phonon LO de GaAs alors que le pic RC_1 s'ancre à la même énergie à laquelle le pic RC_2 était apparu. Dans la suite de cette partie, nous présenterons les spectres rapportés au spectre de transmission à $B = 0T$, mais pour tous les échantillons les caractéristiques que nous venons d'énoncer restent valables et l'absorption du phonon LO est toujours visible.

Les figures 3.17 montrent les spectres expérimentaux de transmission relative obtenus sur l'échantillon 1200_{Si} avec deux angles $\theta = 20.5^\circ$ et $\theta = 25.5^\circ$. Lorsque l'on applique un champ magnétique toujours de manière parallèle à la direction de propagation de la lumière, mais faisant un angle θ° avec la normale au plan du GE2D, nous observons pour des champs magnétiques tels que $\hbar\omega_c < \hbar\omega_{TO}$ un spectre de transmission identique à celui observé en configuration perpendiculaire. Le pic d'absorption est unique et sa forme n'est pas altérée par l'angle non nul d'incidence de la lumière. Lorsque l'énergie cyclotron devient égale à l'énergie du phonon TO de GaAs, nous retrouvons le même phénomène que celui observé en configuration perpendiculaire, c'est à dire une augmentation de la largeur

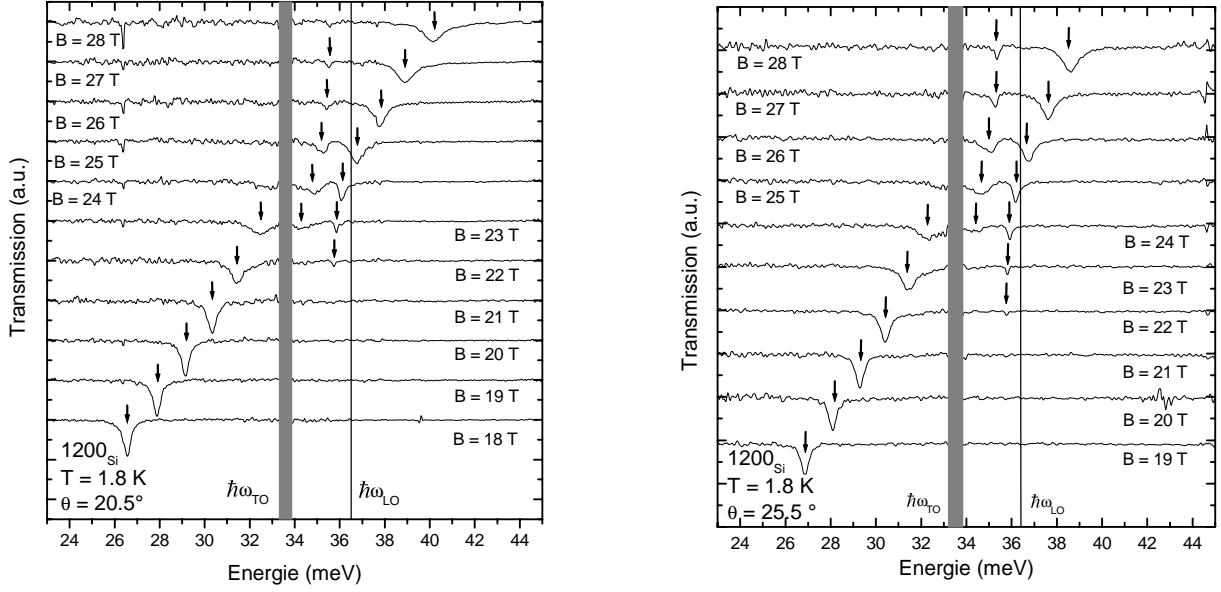


Fig. 3.17 – Spectres de transmission relative dans la région des phonons optiques pour l'échantillon 1200_{Si} en configuration oblique avec un angle $\theta = 20.5^\circ$ (figure de gauche) et $\theta = 25.5^\circ$ (figure de droite). Les valeurs indiquées sont celles du champ magnétique total.

du pic d'absorption accompagnée d'un dédoublement apparent du pic. Ce qui diffère par rapport aux spectres déjà présentés est l'apparition d'une deuxième absorption dans la *bande de reststrahlen* de GaAs qui est mieux visible sur les spectres de transmission relative. Une deuxième absorption apparaît à une énergie un peu inférieure à celle du phonon LO de GaAs. Nous retrouvons alors les caractéristiques déjà observées sur la figure 3.16 et la première absorption est ancrée à une énergie de 35.60 ± 0.05 meV pour l'échantillon 1200_{Si} . Lorsque la séparation énergétique entre ces deux absorptions diminue, le pic de haute énergie voit son intensité augmenter graduellement. Ce comportement est typique d'un anti-croisement entre les deux modes et le nouveau mode de résonance cyclotron traverse alors l'énergie du phonon LO sans être perturbé. Rappelons que l'énergie de la résonance inter sous-bande dans un puits quantique de 13 nm d'épaisseur de GaAs se situe en première approximation à 89 meV et que cette énergie n'est pas accessible avec les champs magnétiques disponibles. La résonance inter sous-bande dans ces structure de 10 et 13 nm ne peut donc en aucun cas perturber directement les spectres observés.

Les résultats obtenus sur l'échantillon $1201b_{Si}$ sont représentés sur les figures 3.18. Sur cet échantillon, nous observons en configuration perpendiculaire un dédoublement de la résonance cyclotron pour des champs $12 < B < 18$ T. Nous retrouvons dans la configuration oblique le même dédoublement comme nous pouvons voir sur le spectre à 18 T (champ total) sur la figure 3.18 pour $\theta = 17^\circ$. Ce phénomène ne dépend donc que

de la composante perpendiculaire du champ magnétique, ce qui confirme notre hypothèse que ce phénomène dépend essentiellement du facteur de remplissage.

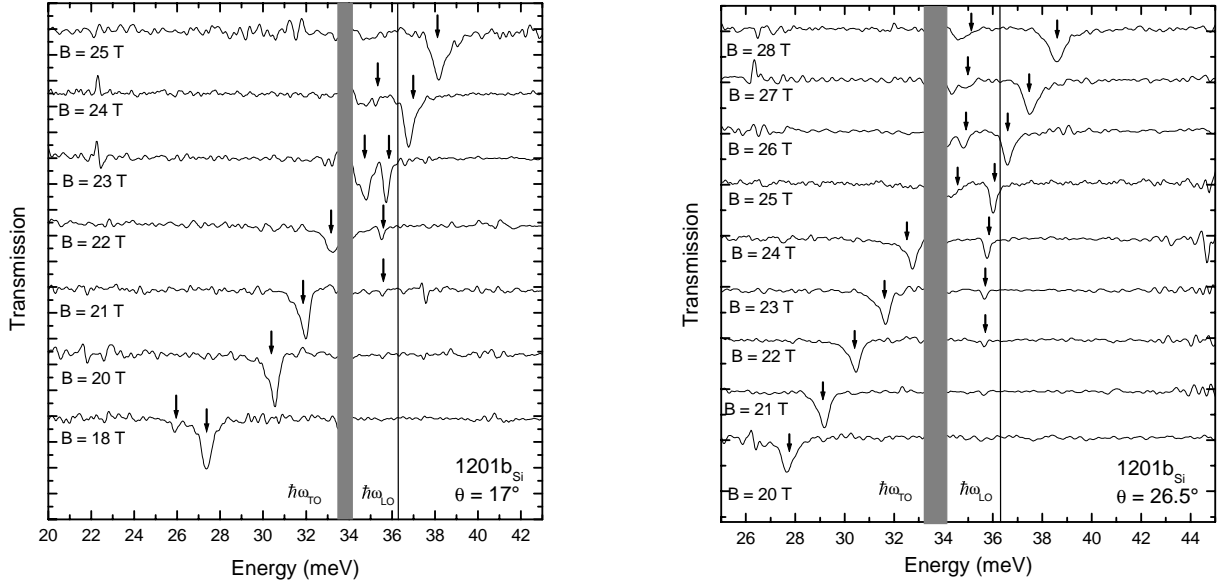


Fig. 3.18 – Spectres de transmission relative dans la région des phonons optiques pour l'échantillon $1201b_{Si}$ en configuration oblique avec un angle $\theta = 17^\circ$ (figure de gauche) et $\theta = 26.5^\circ$ (figure de droite). Les valeurs indiquées sont celles du champ magnétique total.

Ces spectres de transmission présentent les mêmes caractéristiques que celles observées sur 1200_{Si} , c'est à dire l'apparition d'une deuxième absorption dans la bande de *reststrahlen* de GaAs à une énergie inférieure à celle du phonon LO et d'intensité augmentant au fur et à mesure que l'énergie cyclotron approche la valeur de 35.50 ± 0.05 meV. Cette valeur est légèrement différente de celle déterminée pour l'échantillon 1200_{Si} qui ne diffère de $1201b_{Si}$ que par la concentration électronique du GE2D qu'il contient. Cette nouvelle absorption prend alors le caractère de résonance cyclotron alors que le pic de basse énergie s'ancre sur l'énergie à laquelle la deuxième absorption est apparue. Nous remarquons que plus l'angle d'incidence est fort, plus le pic de haute énergie apparaît pour des énergies cyclotron faibles. Cette caractéristique était déjà visible sur les spectres de l'échantillon 1200_{Si} . Ceci implique que le couplage que nous venons de mettre en évidence est d'autant plus important que l'angle θ est important. Cette dépendance était aussi caractéristique du couplage entre la lumière et les phonons LO à champ nul et cette ressemblance entre l'absorption du mode phonon LO et l'apparition de ce deuxième pic suggère que le mode que nous observons par son couplage à la résonance cyclotron du GE2D est un mode longitudinal développant un champ électrique macroscopique perpendiculaire au plan du GE2D (tout comme les phonons LO qui absorbent en configuration oblique). Néanmoins, ce mode n'est pas optiquement actif à champ nul.

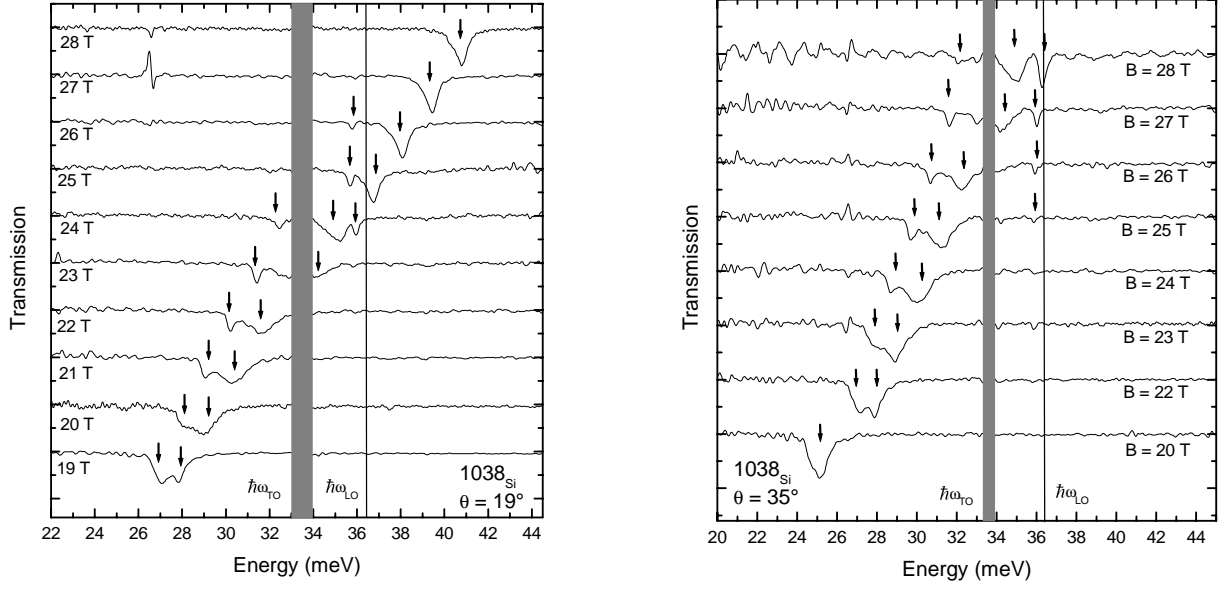


Fig. 3.19 – Spectres de transmission relative dans la région des phonons optiques pour l'échantillon 1038_{Si} en configuration oblique avec un angle $\theta = 19^\circ$ (figure de gauche) et $\theta = 35^\circ$ (figure de droite). Les valeurs indiquées sont celles du champ magnétique total.

Le même phénomène est encore observé sur les spectres réalisés en incidence oblique sur l'échantillon 1038_{Si} , représentés sur les figures 3.19 pour deux angles d'incidence différents. Pour cet échantillon, lorsque l'énergie cyclotron devient égale à l'énergie des phonons optiques, le facteur de remplissage a une valeur supérieure à 2 et l'absorption est dédoublée. Ce dédoublement est, comme pour l'échantillon $1201b_{Si}$, de nouveau observé en incidence oblique avec une très bonne correspondance entre les énergies et les formes de raie observées en incidence perpendiculaire. Comme nous pouvons le voir sur les spectres, l'absorption de basse énergie, tout comme celle de haute énergie, paraît subir une influence du couplage, mais l'absorption de basse énergie disparaît pour les mêmes valeurs du champ magnétique et son évolution ne peut être suivie.

Les énergies d'ancrage observées pour les différents échantillons en configuration oblique sont indiquées dans le tableau 4.3. Si nous comparons les résultats obtenus sur les échantillons dont le puits quantique est de 13 nm, nous remarquons que cette énergie diminue pour des concentrations électronique plus forte. En comparant finalement les énergie obtenues expérimentalement et les valeurs du mode Li, mode hybride résultant du couplage des phonons LO du puits quantique avec les plasmons inter sous-bande électrique du puits, calculé avec le modèle présenté dans l'annexe C [Wendler90], nous remarquons que ces résultats sont étonnamment proches des valeurs expérimentales et que ce mode est un bon candidat pour expliquer le couplage avec la résonance cyclotron.

Dénomination	Energie d'ancrage [meV]	Valeur théorique [meV]
1038 _{Si}	35.90 ± 0.05	35.86
1201b _{Si}	35.50 ± 0.05	35.49
1200 _{Si}	35.60 ± 0.05	35.62
1416 _{Si}	35.85 ± 0.05	35.78

Tab. 3.2 – Energie d'ancrage du mode de résonance cyclotron observée en configuration oblique pour tous les échantillons sur substrat de silicium et résultats du calcul du mode Li.

3.3.2 Evolution de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique

Une manière d'analyser ces résultats en incidence oblique est de s'intéresser à l'évolution du maximum d'absorption en fonction du champ magnétique et de comparer ces résultats avec ceux obtenus en incidence perpendiculaire. Cette comparaison est faite sur les figure 3.20 et 3.21 sur lesquelles nous avons représenté l'évolution des maxima d'absorption électronique et des absorptions mesurées des phonons TO et LO en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique. Pour les deux échantillons 1038_{Si} et 1201b_{Si},

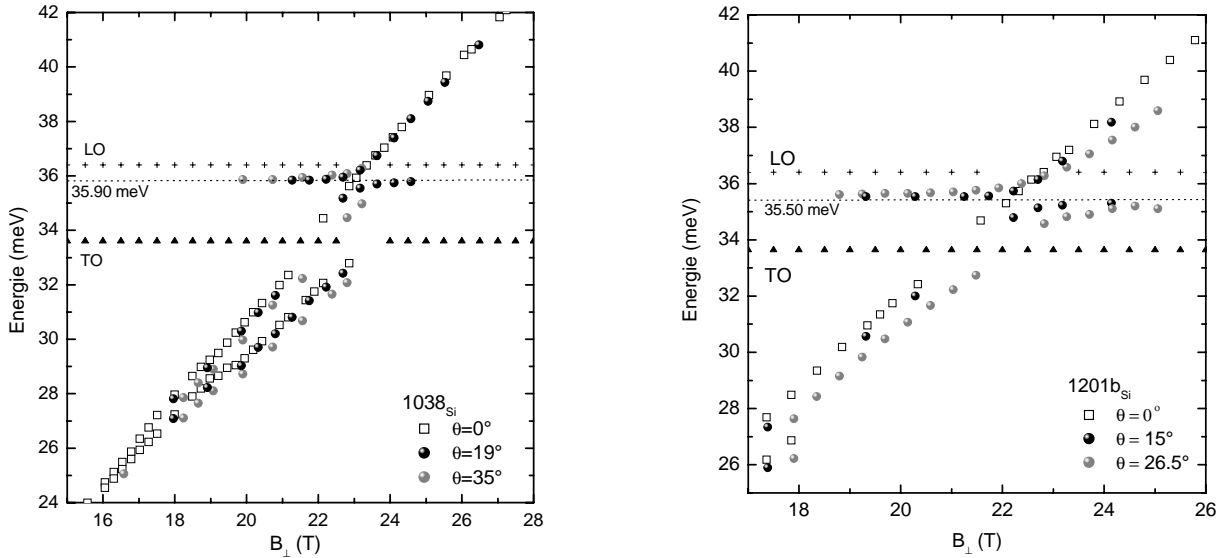


Fig. 3.20 – Evolution du maximum d'absorption en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique pour les échantillons 1038_{Si} (figure de gauche) et 1201b_{Si} (figure de droite), en configuration perpendiculaire (carré ouvert), et en configuration oblique (cercle).

nous observons, comme en configuration perpendiculaire, un dédoublement de l'absorption cyclotron pour des composantes perpendiculaires du champ magnétique telles que le

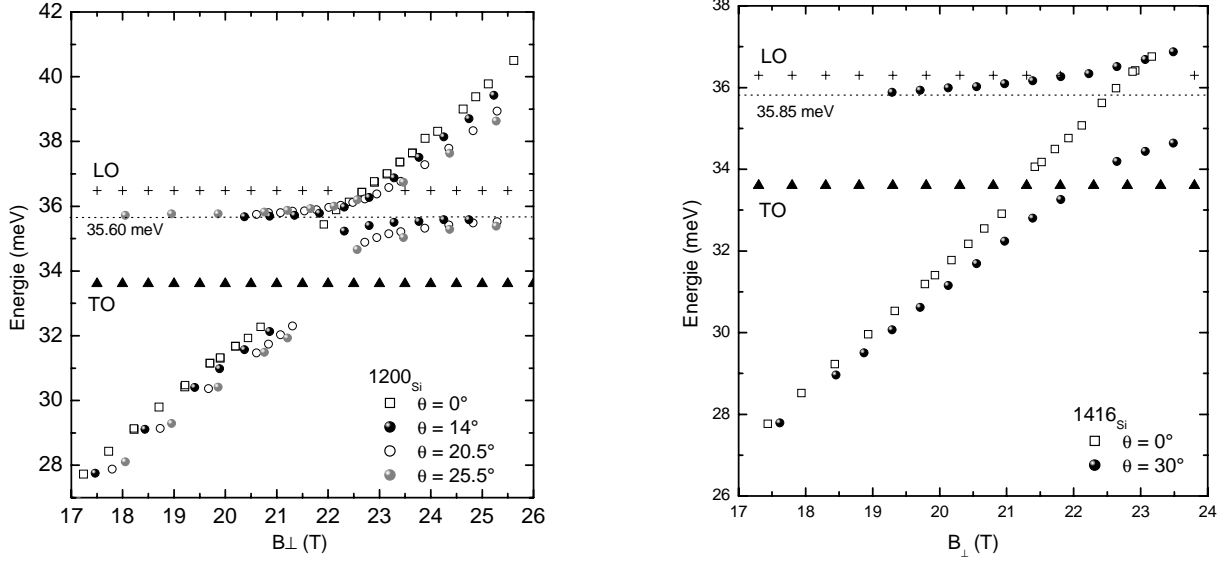


Fig. 3.21 – Evolution du maximum d'absorption en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique pour les échantillons 1200_{Si} (figure de gauche) et 1416_{Si} (figure de droite), en configuration perpendiculaire (carré ouvert), et en configuration oblique (cercle).

facteur de remplissage prenne des valeurs entre 2 et 3. Ce dédoublement apparaît aussi en configuration oblique avec les mêmes caractéristiques. La comparaison des résultats obtenus dans les deux configurations en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique montre clairement que ce dédoublement est relié à un domaine précis de facteur de remplissage.

Ces figures montrent aussi la dépendance angulaire de l'anti-croisement : plus l'angle d'incidence est élevé, plus la deuxième absorption apparaît pour des composantes perpendiculaires du champ magnétique faibles et plus l'énergie de levée de dégénérescence est élevée. De plus, pour chaque valeur différente de l'angle d'incidence, l'énergie d'ancrage est la même.

Un autre détail apparaît sur ces figures, c'est le fait que même pour des énergies supérieures ou inférieures à l'énergie de résonance, le maximum d'absorption observé en configuration oblique ne correspond pas au maximum d'absorption en configuration perpendiculaire pour une même valeur de la composante perpendiculaire du champ magnétique. De manière systématique, le maximum d'absorption est toujours à une énergie inférieure à celle observée en incidence perpendiculaire. Ceci révèle le caractère hybride de l'absorption observée. Nous ne sommes pas en train de mesurer la résonance cyclotron du GE2D, mais une absorption qui possède un caractère mixte de résonance cyclotron, de plasmon inter sous-bande et de phonon LO. Les maxima d'absorption sont donc à des énergies non pas

définies par les énergie des modes propres mais par les pôles de la fonction diélectrique totale du système qui comprend des termes hors diagonale non nuls et notamment les termes faisant intervenir la composante z qui n'interviennent qu'en incidence oblique.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principaux résultats expérimentaux obtenus par transmission infra-rouge sur les différents échantillons. Nous observons pour les échantillons les plus dopés un dédoublement de la résonance cyclotron lorsque le facteur de remplissage prend des valeurs entre 4 et 5.5 et entre 2 et 3.5. Pour les échantillons sur substrat de silicium, nous avons mesuré la transmission infra-rouge dans la *bande de reststrahlen* sans observer de signe de couplage en configuration perpendiculaire avec le mode phonon LO du puits quantique, ni avec aucun autre mode caractéristique du puits quantique. Sur tous les échantillons, nous observons des signes de couplage de la résonance cyclotron avec le phonon TO, ce couplage étant particulièrement prononcé dans le cas de 1200_{Si} . En incidence oblique, nous observons un couplage de la résonance cyclotron avec un mode dont l'énergie est inférieure à celle du phonon LO observée de la structure. Ce mode est identifié comme étant le mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon LO car les énergies d'ancrage observées correspondent bien aux énergies théoriques de ce mode pour les différentes concentrations et largeurs de puits de nos structures.

Bibliographie

- [Abram84] R.A. Abram, G.N. Childs, P.A. Saunderson, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **17**, 6105, (1984).
- [Asano98] K. Asano, T. Ando, *Phys. Rev. B*, **58**, 1485, (1998).
- [Batke88] E. Batke, H.L. Stormer, A.C. Gossard, J.H. English, *Phys. Rev. B*, **37**, 3093, (1988).
- [Bychkov02] Yu.A. Bychkov, G. Martinez, *Phys. Rev. B*, **66**, 193312, (2002).
- [Dingle78] R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 665, (1978).
- [Englert83] Th. Englert, J.C. Maan, Ch. Uihlein, D.C. Tsui, A.C. Gossard, *Solid State Comm.*, **46**, 545, (1983).
- [Ensslin87] K. Ensslin, D. Heitmann, H. Sigg, K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **36**, 8177, (1987).
- [Heitmann86] D. Heitmann, M. Ziesmann, L.L. Chang, *Phys. Rev. B*, **34**, 7463, (1986).
- [Hermann77] C. Hermann, C. Weisbuch, *Phys. Rev. B*, **15**, 823, (1977).
- [Kallin84] C. Kallin, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B*, **30**, 5655, (1984).
- [Kallin85] C. Kallin, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B*, **31**, 3635, (1985).
- [Karrai88] K. Karrai, S. Huant, G. Martinez, L. C. Brunel, *Solid State Comm.*, **66**, 355, (1988).
- [Karrai87] K. Karrai, *Etude de propriétés magnéto-optiques d'hétérostructure de semi-conducteurs III-V par spectroscopie submillimétrique*, thèse de l'université Joseph Fourier de grenoble, (1987).
- [Kohn61] W. Kohn, *Phys. Rev.*, **123**, 1242, (1961).
- [MacDonald89] A.H. MacDonald, C. Kallin, *Phys. Rev. B*, **40**, 5795, (1989).
- [Manger01] M. Manger, E. Batke, R. Hey, K.J. Friedland, K. Koler, P. Ganser, *Phys. Rev. B*, **63**, 121203, (2001).
- [Nicholas89] R.J. Nicholas, M.A. Hoptkins, D.J. Barnes, M.A. Brummell, H. Sigg, D. Heitmann, K. Ensslin, J.J. Harris, C.T. Foxon, G. Heitmann, *Phys. Rev. B*, **39**, 10955, (1989).

- [Perez93] R. Perez-Alvarez, F. Garcia-Moliner, V.R. Velasco, C. Trallero-Giner, *J. Phys.: Condens. Matter*, **5**, 5389, (1993).
- [Poulter01] A.J. Poulter, J. Zeman, D.K. Maude, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 336, (2001).
- [Sigg89] H. Sigg, J. Richter, K.v. Klitzing, K. Ploog, *High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1989).
- [Tsui82] D.C. Tsui, H.L. Störmer, A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1559, (1982).
- [Weisbuch77] C. Weisbuch, C. Hermann, *Phys. Rev. B*, **15**, 816, (1977).
- [Weisbuch91] C. Weisbuch, B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications*, (Academic Press, Inc., San Diego, 1991).
- [Wendler90] L. Wendler, R. Pechstedt, *J. Phys.: Condens. Matter*, **2**, 8881, (1990).

Chapitre 4

Interactions électron-électron et électron-phonon optique

4.1 Validité du modèle de transmission infra-rouge

Les paramètres dont nous avons montré l'évolution en fonction du champ magnétique dans le chapitre précédent ont été obtenus à partir du calcul de la transmission infra-rouge des échantillons présenté dans l'appendice E. Nous allons dans cette section démontrer la validité d'un tel modèle, dans un premier temps en nous intéressant aux absorptions des phonons à champ nul, puis en nous intéressant aux absorptions électroniques sous champ magnétique.

4.1.1 Absorption des modes phonon

Comme il a été présenté dans le Chapitre 1, les modes phonons transverses optiques absorbent la lumière infra-rouge en configuration perpendiculaire. L'absorption des phonons longitudinaux en incidence oblique a été observée [Beereman63] et modélisée dans la cas de couches minces non dopées [Sciacca95]. Comme ces couches ne contiennent pas d'électrons libres, ces auteurs modélisent la transmission infra-rouge dans le cadre du formalisme des matrices de transfert en utilisant un tenseur diélectrique diagonal. Cette approche n'est plus valable lorsque des charges libres sont présentes dans l'échantillon et qu'un champ magnétique est appliqué (voir appendice D). La figure 4.1 représente les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur l'échantillon 1200_{Si} à champ nul pour trois valeurs de l'angle θ . Pour ces simulations, nous avons utilisé pour GaAs les paramètres standards $\epsilon(0) = 12.5$, $\epsilon(\infty) = 10.6$, $\hbar\omega_{TO} = 33.6$ meV et $\gamma_{TO} = 0.32$ meV. Pour AlAs, ces paramètres sont $\epsilon(0) = 9.9$, $\epsilon(\infty) = 8.12$, $\hbar\omega_{TO} = 44.9$ et $\gamma_{TO} = 0.59$. Il est nécessaire de préciser que ces paramètres varient légèrement d'un échantillon à l'autre. Pour expli-

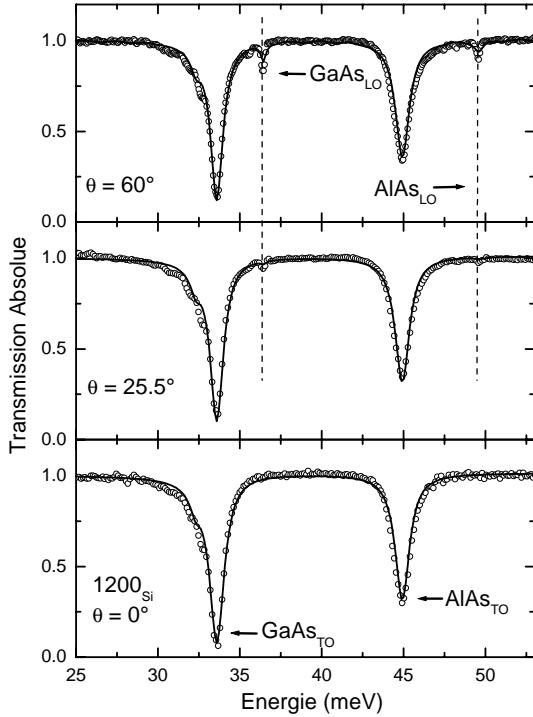


Fig. 4.1 – Spectres de transmission absolue expérimentaux (cercles) et simulés (ligne continue) de l'échantillon 1200_{Si} pour 3 valeurs d'angle d'inclinaison θ . Les pointillés représentent les énergies des phonons longitudinaux de GaAs et de AlAs.

quer cette petite variation, et notamment celle de l'intensité d'absorption, nous devons admettre que nous ne connaissons pas la structure des échantillons avec une précision suffisante. La structure des échantillons parents est parfaitement connue néanmoins, nous sommes amené à nous poser des questions sur les effets réels de la procédure de "lift off". La couche sacrificielle de 50 nm de AlAs est-elle la seule couche qui soit éliminée lors de l'attaque chimique? Nous ne pouvons répondre à cette question de manière précise, mais nous constatons que pour reproduire les spectres d'absorption des phonons avec précision, il nous a fallu, pour les échantillons 1038_{Si} , 1416_{Si} et 1201_{Si} , enlever lors de la simulation la couche de 200 nm de GaAs adjacente à la couche sacrificielle et ajuster légèrement les paramètres caractéristiques des phonons. De plus, nous avons affecté à la couche supérieure de GaAs une fréquence de phonon TO légèrement inférieure pour tenter de reproduire au mieux la structure de basse énergie observée expérimentalement. Cela peut paraître artificiel, mais le but de cette simulation à champ nul est de reproduire le mieux possible les absorptions des modes phonons pour ensuite analyser la forme de la raie cyclotron lorsque l'on ajoutera le champ magnétique. Les absorptions des phonons que nous observons sont dominées par les absorptions du super réseau qui constitue la majeure partie de la structure. Une bonne analyse de la résonance cyclotron dans la gamme énergétique des phonons optiques en transmission absolue nécessite de bien reproduire les absorptions des phonons, mais tous les résultats pourront être analysés en parallèle sur la transmission relative pour laquelle les effets diélectriques dûs aux phonons sont minimisés.

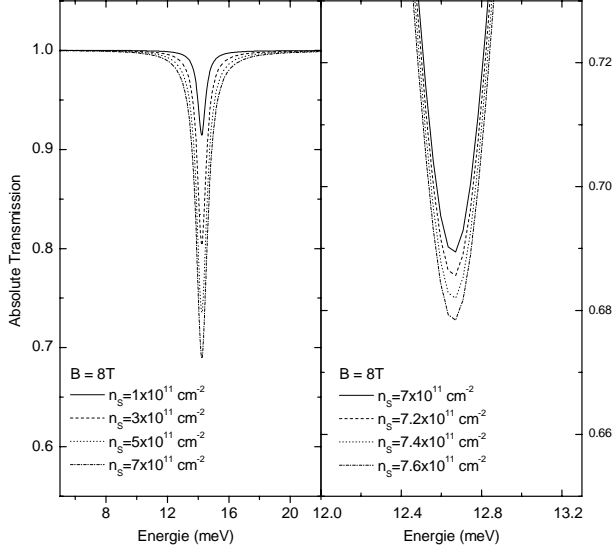


Fig. 4.2 – Simulation de l'absorption cyclotron à champ fixé pour différentes valeurs de la concentration électronique et pour une structure correspondant à l'échantillon 1200_{Si} en utilisant la même largeur d'absorption $\delta = 0.2$ meV. La fonction diélectrique considérée est celle décrite dans les appendices C et D.

Sur la figure 4.1, nous retrouvons bien le fait que seuls les phonons TO sont visibles en configuration perpendiculaire, alors que lorsque l'angle d'incidence de la lumière augmente, les absorptions des phonons LO apparaissent et leur intensité d'absorption augmente avec la valeur de l'angle. Le modèle utilisé permet de reproduire les absorptions des phonons et leur dépendance angulaire.

4.1.2 Détermination de la concentration électronique

Théoriquement, l'intensité absorbée par la résonance cyclotron est proportionnelle au nombre de porteurs de charge qui participent à l'absorption. Pour une largeur d'absorption fixée, l'intensité absorbée croît avec la densité d'électrons. Il paraît alors possible de déterminer la concentration de porteurs en simulant la résonance cyclotron. En pratique, les variations de l'intensité absorbée sont tellement faibles par rapport au bruit de la mesure qu'une détermination précise par cette méthode est impossible. En revanche, il est possible expérimentalement, en calculant l'intensité intégrée, de comparer les concentrations de deux échantillons différents. La figure 4.2 montre l'évolution de l'absorption cyclotron simulée pour différentes valeurs de la concentration électronique et pour une largeur d'absorption fixée.

Les concentrations électroniques des différents échantillons parents sur substrat de GaAs ont été déterminées par des mesures de transport. Ce sont les concentrations de départ que nous utilisons pour essayer de simuler les spectres expérimentaux, mais pour déterminer la concentration des échantillons de manière plus précise, nous utilisons les effets de la non parabolicité de la bande de conduction de GaAs sur la résonance cyclotron. Lorsque le facteur de remplissage ν de la structure prend des valeurs comprises entre 3

et 2, la raie d'absorption se dédouble, l'absorption de basse énergie correspondant à la transition du niveau de Landau $|n = 1 \rangle$ au niveau $|n = 2 \rangle$ et celle de haute énergie du niveau $|n = 0 \rangle$ au niveau $|n = 1 \rangle$. La force d'oscillateur associée à chacune de ces transitions dépend de l'élément de matrice dipolaire d'interaction entre l'électron et le photon incident, et d'un facteur d'occupation des niveaux de Landau initial et final. En se plaçant à une valeur du champ magnétique telle que la séparation énergétique entre les deux absorptions soit résolue expérimentalement, nous pouvons à l'aide du modèle déterminer la concentration qui permet de reproduire au mieux le spectre expérimental.

Les résultats d'une telle procédure sont représentés sur la figure 4.3. Nous voyons clairement deux absorptions cyclotron, une principale à haute énergie correspondant à la transition $|n = 0 \rangle$ vers $|n = 1 \rangle$ et une à basse énergie correspondant à la transition $|n = 1 \rangle$ à $|n = 2 \rangle$. Le facteur de remplissage est légèrement supérieur à 2 pour cette valeur du champ magnétique et les concentrations considérées. Nous sommes donc dans la situation où le niveau $|n = 1 \rangle$ est presque vide, donc peu d'électrons participent à la transition de basse énergie. Dans cette gamme de facteur de remplissage, l'intensité absorbée est très sensible à la valeur de la concentration électronique car l'absorption est faible. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2, la transition impliquant les niveaux de Landau supérieurs est affectée d'un facteur 2 par rapport à la transition impliquant les niveaux de Landau inférieurs.

Nous voyons sur la figure 4.3 l'effet de la concentration sur l'intensité de l'absorption de basse énergie, alors que celle de haute énergie n'est pratiquement pas affectée. Dans le cas de l'échantillon 1201b_{Si}, la concentration qui offre le meilleur accord avec l'expérience est $n_s = 9.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Pour tous les échantillons sur substrat de silicium, la concentration obtenue grâce au dédoublement de non parabolicité est légèrement inférieure à celle déterminée par les mesures de transport électronique. Les résultats obtenus pour les différents échantillons sont indiqués dans le tableau 4.1.

Il y a deux interprétations possibles de cette différence systématique entre les concentrations déterminées avant la procédure de "lift off" sur des échantillons parents sur substrat de GaAs et sur les échantillons sur substrat de silicium. Soit cette différence est le signe de la relaxation de contraintes emmagasinées par les couches épitaxiées lors de la croissance, après la procédure de "lift off", qui engendre une redistribution des porteurs dans la structure; soit cette différence provient du fait que lors du dédoublement de l'absorption, les deux familles d'électrons sont en interaction et cette interaction peut modifier les forces d'oscillateurs associées aux deux transitions. Malheureusement, l'effet

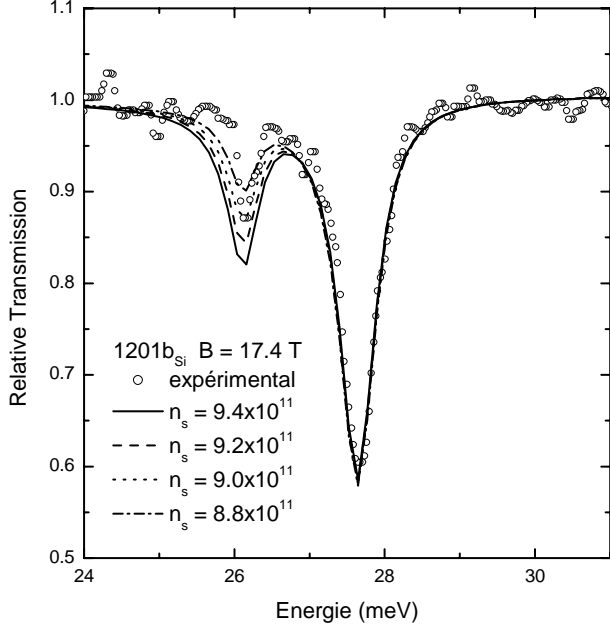


Fig. 4.3 – Spectre expérimental et spectres simulés de l'échantillon 1201b_{Si} pour $\nu > 2.0$ pour différentes valeurs de la concentration électronique n_s .

Dénomination	$n_{transport}$ [cm ² /V.s]	n_{RC} [cm ² /V.s]
1038 _{Si}	1.28×10^{12}	1.2×10^{12}
1201 _{Si}	9.4×10^{11}	8.8×10^{11}
1201b _{Si}	9.4×10^{11}	9.0×10^{11}
1200 _{Si}	7.4×10^{11}	7.0×10^{11}
1416 _{Si}	6.2×10^{11}	5.8×10^{11}

Tab. 4.1 – Concentration électronique déterminée par les mesures de transport et de résonance cyclotron (RC).

des corrélations électroniques sur la réponse infra-rouge d'un GE2D a fait l'objet de nombreuses études théoriques dans les trentes dernières années sans qu'une théorie globale ne soit établie. Il est donc pour le moment impossible de séparer ces deux effets.

Le seul échantillon sur lequel cette comparaison aurait pu être faite est 1416 que nous avons étudié sur son substrat de GaAs et sur un substrat de silicium. Pour cet échantillon, la condition de dédoublement est satisfaite pour des champs magnétiques trop faibles pour que les deux absorptions soient clairement résolues. Les spectres obtenus sur 1416_{GaAs} sont aussi mieux reproduits en diminuant la concentration mais il est dans ce cas là difficile de se prononcer sur une différence réelle entre les deux échantillons. En dehors de cette condition, le bruit sur les spectres est comparable à la différence d'intensité absorbée que produit une variation de densité de 10% et nous ne pouvons pas clairement élucider cette

question.

4.2 Transmission infra-rouge en incidence perpendiculaire

4.2.1 Influence de la non parabolicité de la bande de conduction

Introduction

Dans le cadre du théorème de Köhn, la fréquence de la résonance cyclotron d'un GE2D soumis à un potentiel électrostatique invariant par translation n'est pas affectée par les interactions électron-électron. Ceci provient du fait que le champ exciteur ne peut se coupler qu'avec le mouvement du centre de masse du système électronique en n'affectant pas les mouvements relatifs. Dans un tel système, une expérience de résonance cyclotron ne met en évidence que des effets explicables dans le cadre d'un modèle à une particule.

Le cas d'un semi-conducteur réel dont la bande de conduction présente une non parabolicité, soumis à un champ magnétique, est plus compliqué, car à cause de la répartition des porteurs au sein des niveaux de Landau et de la différence d'énergie séparant les niveaux successifs, il existe pour certaines valeurs du facteur de remplissage plusieurs oscillateurs de fréquences différentes. Chaque population électronique oscille lorsqu'elle est soumise à un champ électrique exciteur à une fréquence correspondant à la fréquence cyclotron dans un modèle à une particule, mais l'interaction coulombienne entre ces différents oscillateurs va coupler leur mouvement et affecter leurs fréquences respectives. C'est dans ce sens que la non-parabolicité permet de sortir du cadre du théorème de Köhn.

Dans le système GaAs/AlAs, nous nous attendons à observer deux types de dédoublement de l'absorption cyclotron, un premier dédoublement dû à la dépendance en énergie du facteur effectif de Landé g^* et un deuxième dû à la dépendance en énergie de la masse effective. Pour le matériaux GaAs, l'énergie Zeeman est beaucoup plus faible que l'énergie cyclotron (de l'ordre de 70 fois plus faible) et pour tous les résultats que nous avons présentés dans le chapitre précédent, nous n'observons pour aucun des échantillons et dans aucune des différentes configurations utilisées le dédoublement de spin. Il a été observé par Summers *et al.* [Summers93] dans une hétérostructure très faiblement dopée (de l'ordre de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) et pour des valeurs très faibles du facteur de remplissage.

Le dédoublement de la résonance cyclotron dû à la dépendance en énergie de la masse effective a été observé à haute température dans des hétérojonctions faiblement dopées par Hu *et al.* [Hu95] et décrit en utilisant un modèle d'oscillateurs couplés représentant les transitions cyclotron impliquant des niveaux de Landau d'indices différents. Ce problème

a été traité sur le plan théorique par MacDonald *et al.* [MacDonald89] dans l'approximation GSMA ("generalized single mode approximation") et ces auteurs prédisent un changement de signe du paramètre effectif d'interaction entre les deux modes cyclotron lorsque le premier niveau de Landau excité est à moitié rempli. Cette prédiction fut invalidée par des calculs numériques effectués sur un nombre fini d'électrons par Asano *et al.* [Asano98] qui ne trouvèrent alors pas de variation de la constante de couplage et un comportement répulsif entre les deux modes indépendamment de la température ou du facteur de remplissage. Plus récemment, Manger *et al.* ont effectué une étude de la transmission infra-rouge de structures fortement dopées (jusqu'à $1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et observent un dédoublement de la résonance cyclotron jusqu'à $\nu = 7$. Ils étudièrent alors, dans le cadre du modèle de transitions couplées présenté dans [Hu95] l'évolution du paramètre d'interaction effectif pour des échantillons de concentrations électroniques différentes aux facteurs de remplissage entier.

Plus récemment, Bychkov *et al.* [Bychkov02] ont proposé un modèle de calcul de la dispersion des magnéto-plasmons pour des facteurs de remplissage non-entier. Ces auteurs mettent en évidence l'effet de la non parabolicité sur la dispersion des magnéto-plasmons lorsqu'un niveau de Landau est partiellement rempli, et notamment, un anti-croisement à des faibles valeurs du moment du magnéto-exciton, des courbes de dispersion des différentes excitations du GE2D. Ces anti-croisements forment des minima locaux de la dispersion et donc des états excités de forte densité d'état proche de l'énergie de résonance cyclotron. Dans ces conditions, on peut s'attendre à des effets de corrélation qui pourraient se manifester par des déplacements de raie et des variations de l'élément de matrice d'absorption des deux familles de transition.

Les expériences de résonance cyclotron que nous avons effectuées nous fournissent pour une série contenant un grand nombre d'échantillons similaires, une mesure précise de la dépendance en champ magnétique de la masse effective électronique à basse température et notamment dans les régimes de facteur de remplissage pour lesquels on s'attend à sortir du cadre du théorème de Köhn. L'avantage de structures fortement dopées pour cette étude repose sur le fait que plus l'énergie cyclotron est élevée plus les effets de non parabolicité sont importants. Ces structures permettent d'atteindre les conditions de dédoublement $6 < \nu < 4$ et $4 < \nu < 2$ pour des valeurs du champ magnétique telles que d'une part l'énergie cyclotron soit élevée et d'autre part, que l'effet de la non parabolicité devienne assez important pour résoudre expérimentalement les deux absorptions.

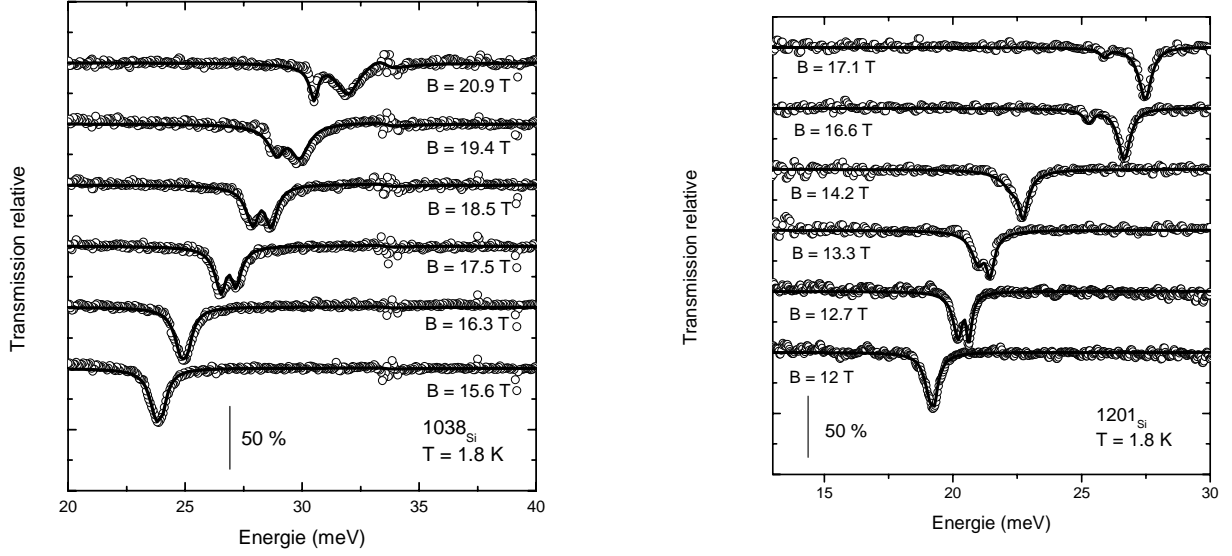


Fig. 4.4 – Transmission relative expérimentale (cercles ouverts) et simulée (ligne noire) des échantillons 1038_{Si} (figure de gauche) et 1201_{Si} (figure de droite).

Discussion de l'évolution de la masse effective

Les figures 4.4 montrent les spectres expérimentaux et simulés des échantillons 1038_{Si} et 1201_{Si} pour des champs magnétiques tels que l'absorption cyclotron soit dédoublée. Ces résultats montrent que notre modèle de la transmission infra-rouge reproduit fidèlement les spectres observés avec le dédoublement de l'absorption et les forces d'oscillateurs associées aux deux transitions cyclotron. En reproduisant le spectre observé, les simulations nous permettent alors d'avoir une détermination précise de l'évolution de la masse effective cyclotron définie par $m^* = \frac{eB}{\omega_c}$ en fonction du champ magnétique.

Les résultats que nous avons obtenus pour les quatre échantillons sont présentés sur les figures 4.5 et 4.6. Ces figures représentent l'évolution de la masse effective en fonction du facteur de remplissage et en fonction du champ magnétique. Sur ces figures, les lignes noires correspondent au résultat du calcul $\mathbf{k.p}$ de la masse effective en fonction du champ magnétique.

Pour les échantillons les plus dopés (889_{GaAs} , 1038_{Si} , 1201_{Si} et $1201b_{Si}$), nous observons un dédoublement de l'absorption pour la condition $6 < \nu < 4$ et un deuxième dédoublement lorsque $4 < \nu < 2$. Dans le cas des échantillons moins dopés (1200_{Si} et 1416_{Si}), seul le dédoublement correspondant à $4 < \nu < 2$ est résolu.

Il apparaît alors que l'évolution des masses effectives cyclotron des deux absorptions ne suit pas le même comportement pour les deux conditions de dédoublement. Entre

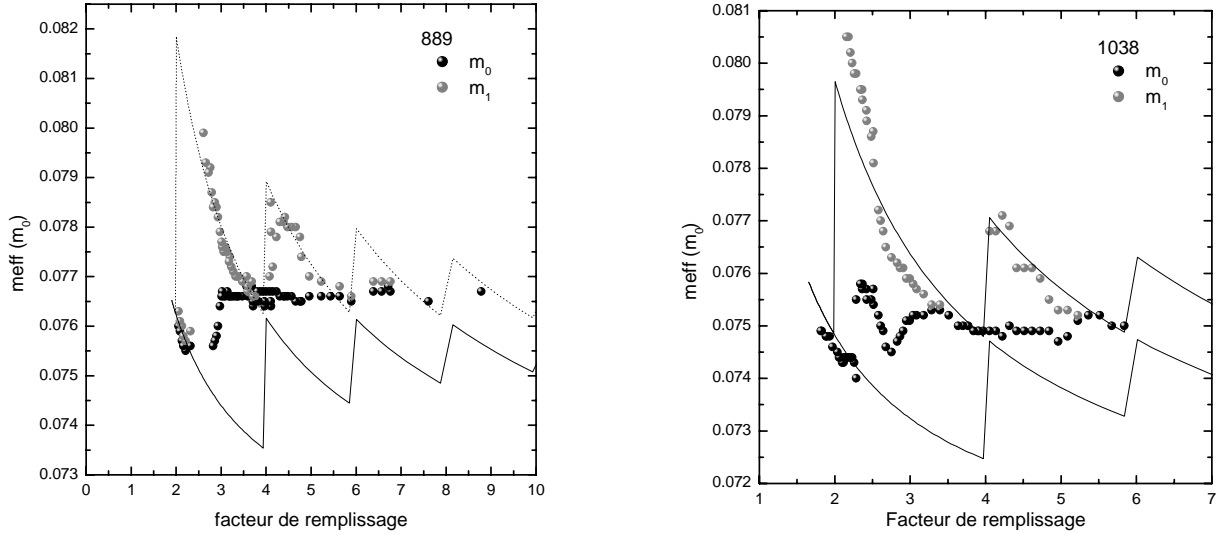


Fig. 4.5 – Evolution de la masse effective en fonction du facteur de remplissage pour les échantillons 889_{GaAs} (figure de gauche) et 1038_{Si} (figure de droite).

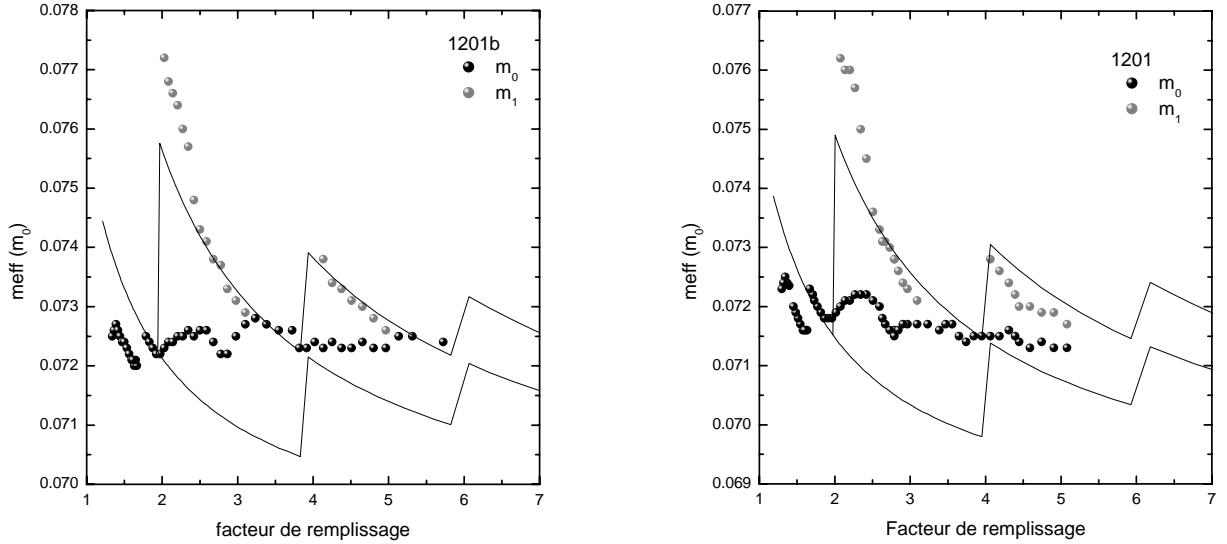


Fig. 4.6 – Evolution de la masse effective en fonction du facteur de remplissage pour les échantillons $1201b_{Si}$ (figure de gauche) et 1201_{Si} (figure de droite).

$6 < \nu < 4$, la valeur de la masse effective de la résonance de haute énergie reste pratiquement constante sur tout l'intervalle de facteur de remplissage alors que l'évolution de la masse effective de la résonance de faible énergie est bien décrite par le calcul $\mathbf{k.p.}$ Tout se passe comme si la transition dont le niveau initial est le dernier niveau de Landau partiellement occupé était sensible à la non parabolicité mais pas la transition dont le niveau initial est totalement occupé par les électrons. Pour ces quatre échantillons, le dédoublement n'apparaît que pour des facteurs de remplissage inférieurs à 5.5 environ et non pas dès la condition $\nu = 6$ pour laquelle la densité d'états libres dans le dernier

niveau de Landau partiellement occupé est faible.

La dépendance en champ magnétique de la masse effective pour des facteurs de remplissage tels que $4 < \nu < 2$ présente des structures plus complexes. Le dédoublement n'est observé que pour des facteurs de remplissage $2 < \nu < 3.5$ et la masse effective de la résonance de haute énergie n'est plus constante et présente un minimum pour le champ magnétique tel que $\nu \approx 2.75$. Cette caractéristique est commune aux échantillons 889_{GaAs} , 1038_{Si} , 1201_{Si} et $1201b_{Si}$. Pour l'échantillon 889_{GaAs} , cette valeur du facteur de remplissage se situe pour des champs tels que l'énergie cyclotron est très proche de la *bande de reststrahlen* de GaAs et nous ne pouvons pas suivre l'évolution de l'absorption de haute énergie. Pour les échantillons 1416_{Si} et 1200_{Si} , la différence d'énergie entre les deux absorptions est trop faible pour que le dédoublement soit bien résolu. Nous ne pouvons donc pas faire de détermination aussi précise des masses effectives des deux pics. Le désaccord systématique observé pour les transitions dont le niveau initial est totalement rempli par rapport au modèle **k.p** montrent que ce type de transition n'est pas sensible à la non parabolicité.

De manière générale, nous remarquons que le calcul **k.p** de la non parabolicité, modèle à une particule, ne permet pas de décrire la dépendance en champ magnétique que nous observons. Pour des champs magnétiques tels que $4 < \nu < 6$, la différence d'énergie entre les deux absorptions est systématiquement plus faible que la prédiction et la transition de haute énergie ne semble pas être affectée par la non parabolicité. Pour des champs magnétiques tels que $2 < \nu < 4$, la différence d'énergie entre les deux absorptions est tout d'abord plus faible que la prédiction, puis lorsque le facteur de remplissage se rapproche de la valeur $\nu = 2$, l'écart observé devient supérieur à la prédiction du modèle **k.p**. Tous ces éléments nous amènent à remettre en cause le modèle **k.p** qui n'est visiblement pas un outil adapté pour décrire la résonance cyclotron.

Une autre manière d'interpréter ces résultats est de considérer la résonance cyclotron en terme de transitions excitoniques et non plus en terme de promotion d'un électron d'un niveau de Landau au niveau de Landau supérieur. Cette approche a tout d'abord été développée par Kallin *et al.* [Kallin84] pour des valeurs entières du facteur de remplissage, puis, un nouveau formalisme fut introduit par Bychkov *et al.* [Bychkov02] et leur calcul permet de déterminer les courbes de dispersions du magnéto-plasmon en considérant l'influence de la non parabolicité.

Dans une image excitonique, le résultat de la promotion d'un électron d'un niveau

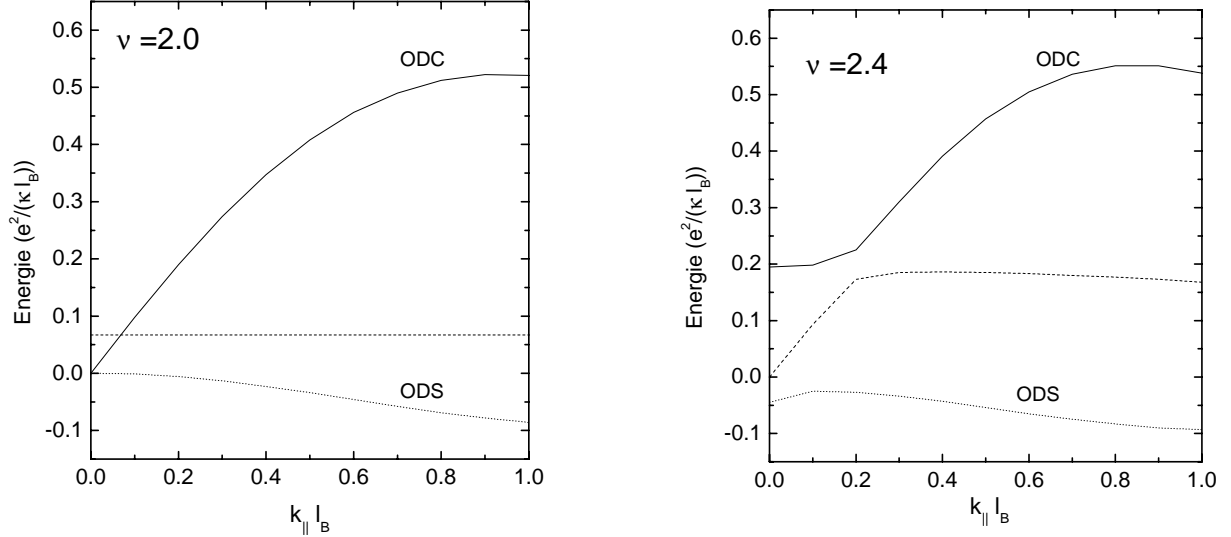


Fig. 4.7 – Dispersion du magnéto-plasmon à $\nu = 2.0$ (figure de gauche) et à $\nu = 2.4$ (figure de droite) calculée par Bychkov et al. en fonction du vecteur d'onde. L'excitation onde de densité de charge (ODC) est représentée en ligne continue, l'onde de densité de spin (ODS) en pointillés et la courbe en tirets est la troisième excitation décrite dans le texte.

Landau au niveau supérieur par absorption d'un photon crée un magnéto-exciton, composé de l'électron dans le niveau de Landau final et d'un trou laissé dans le niveau de Landau initial, ces deux particules étant en forte interaction. Les excitations entre les niveaux de Landau sont donc des excitations collectives du gaz. Les magnéto-excitons se propagent dans le plan du GE2D et sont caractérisés par leur vecteur d'onde $k_{||}$. La partie gauche de la figure 4.7 représente le résultat du calcul de la dispersion des excitations inter-niveaux de Landau à $\nu = 2$ pour un GE2D correspondant à 1201_{Si} . L'origine des énergies est l'énergie cyclotron. Ces excitations comprennent trois branches; la branche supérieure est une onde de densité de charge appelée magnéto-plasmon et la branche inférieure une excitation appelée onde de densité de spin. Ces deux modes sont dégénérés à $k_{||} = 0$ et leur énergie est égale à l'énergie cyclotron comme le prévoit le théorème de Köhn. La troisième branche sur cette figure est directement liée à l'existence de la non parabolicité et est une combinaison linéaire des deux transitions $\hbar\omega_{c0}$ et $\hbar\omega_{c1}$. A $\nu = 2$, ce mode n'a pas de sens car le niveau de Landau $|n = 1\rangle$ est vide et par conséquent la transition $|n = 1\rangle$ vers $|n = 2\rangle$ ne peut avoir lieu.

La partie droite de la figure 4.7 présente les résultats d'un calcul similaire pour la condition $\nu = 2.4$ où le niveau $|n = 1\rangle$ est partiellement rempli. Nous voyons alors l'effet dramatique de la non parabolicité sur les courbes de dispersion des trois modes. Son effet est principalement de mélanger les trois excitations en levant la dégénérescence aux différents points de croisement, créant ainsi des minima locaux dans la dispersion

des excitations. Une deuxième conséquence de cette levée de dégénérescence est visible à $k_{\parallel} = 0$ où les ondes de densité de spin et de densité de charge n'ont plus la même énergie et il existe maintenant une excitation d'énergie inférieure à $\hbar\omega_c$. Dans ce modèle, cette différence d'énergie est un paramètre ajustable et est strictement égale à la différence d'énergie entre les deux transitions cyclotron induite par la non parabolicité dans le modèle **k.p.**

Le comportement que nous observons est de nature attractive, l'écart expérimental entre les deux absorptions étant plus faible que celui prédit par le calcul **k.p.** Si nous considérons que la résonance cyclotron se fait à $k_{\parallel} = 0$, aucun des modèles développés jusqu'à présent ne peut décrire un tel comportement.

En supposant que les électrons diffusent sur des fluctuations de potentiels induites par la présence des impuretés, ils peuvent alors acquérir un moment dans le plan bien que le moment transmis par le rayonnement infra-rouge soit très faible. Ce moment transmis est de l'ordre de $k_{\parallel}\ell_B \approx 0.1 - 0.2$ et les minima de la courbe de dispersion présentée sont alors accessibles. La différence d'énergie entre les deux absorptions se trouve ainsi diminuée par rapport aux prédictions de la non parabolicité car la fréquence de l'absorption de basse énergie est augmentée. Un deuxième phénomène prit en compte par ce modèle est l'augmentation de la largeur de l'absorption de basse énergie. Si les excitations se font effectivement à $k_{\parallel}\ell_B \neq 0$, alors l'absorption de basse énergie qui présente une faible dispersion et donc une densité d'état associée élevée devrait voir sa largeur augmenter de manière significative. Ce modèle permettrait donc d'expliquer en partie le comportement attractif observé expérimentalement et l'augmentation de la largeur de l'excitation de basse énergie.

En revanche, il ne permet pas d'expliquer le comportement à caractère plutôt répulsif observé lorsque le facteur de remplissage tend vers 2. Au contraire dans le cadre de ce formalisme, l'écart entre le premier extremum de la courbe de dispersion de l'onde de densité de spin et la courbe de l'onde densité de charge diminue dans ces conditions. Finalement, cette approche ne décrit absolument pas le fait que le dédoublement n'est pas observé pour des valeurs du champ telles que $5.5 < \nu < 6$ et $3.5 < \nu < 4$.

Un traitement plus rigoureux nécessiterait la prise en compte de la diffusion par les impuretés dans le calcul même des relations de dispersion des excitations du GE2D tel que l'ont décrit Kallin *et al.* [Kallin85] en prenant en compte la dépendance du potentiel d'interaction électron-impureté en fonction du moment.

Lorsque l'on considère la masse effective cyclotron, il faut avoir conscience du fait que la notion de masse effective dans les systèmes que nous étudions est ambiguë. Comment définit-on la masse effective d'un magnéto-exciton et comment peut-on la relier à la non parabolicité? Il faut donc interpréter l'étude des variations de masse effective comme un moyen d'amplification artificiel des variations de l'énergie d'absorption qui est la seule grandeur physique importante.

Les effets observés sont le signe de fortes corrélations pour l'instant non interprétées mais les variations observées sont systématiques sur tous les échantillons. De façon générale, une anomalie de la variation de la masse effective est observée au moins pour la transition $|n = 0 \rangle$ vers $|n = 1 \rangle$, au voisinage de la fréquence du mode TO de GaAs.

4.2.2 Interaction électron-phonon optique

Introduction

Avant de discuter nos résultats expérimentaux dans la région des phonons optiques de GaAs, nous allons décrire les travaux expérimentaux et théoriques déjà effectués sur le thème de l'interaction électron-phonon dans les systèmes semi-conducteurs bidimensionnels. Les semi-conducteurs III-V que nous avons étudiés sont constitués de deux types d'atomes, l'un portant une charge positive (As) et l'autre une charge négative (Ga). Lorsque ces deux types d'atomes vibrent en opposition de phase (phonons optiques), ils créent un champ de polarisation électrostatique. Une particule chargée dans un matériau polaire polarise le milieu et cette polarisation agit de nouveau sur la particule. La pseudo-particule associée au système électron-phonon en interaction est appelée **polaron**. L'interaction électron-phonon fut formalisée en terme d'Hamiltonien dans le cas des semi-conducteurs massifs faiblement polaires par Fröhlich [Frohlich54] et a depuis fait l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques qu'expérimentales. Il faut noter que la réduction de la dimensionnalité du mouvement électronique, l'aspect fortement dégénéré du gaz électronique bidimensionnel sous champ magnétique et l'existence de deux interfaces modifiant la dynamique des atomes et donc les modes phonons dans le puits, font que l'interaction électron-phonon dans un puits quantique est fortement modifiée [DasSarma80b].

Le modèle de Fröhlich

Le modèle de Fröhlich est un modèle qui s'applique dans le cas de semi-conducteurs massifs isotropes. C'est un modèle à un électron qui ne contient donc pas d'informations sur l'écrantage qui intervient dans le cas des fortes dégénérescences électroniques comme c'est le cas pour un GE2D soumis à un champ magnétique intense. Pour une charge statique, la polarisation induite est déterminée par la constante diélectrique statique $\epsilon(0)$, mais la connaissance des propriétés dynamiques du milieu $\epsilon(\omega)$ est nécessaire pour décrire la situation d'une charge en mouvement. Ce problème est décrit en terme de champ, le champ de polarisation du réseau agissant sur la particule qui induit elle même une polarisation au réseau. La particule est alors dite "habillée" et présente une énergie propre ("self energy") dans le champ. Ce problème fut décrit par Feynman [Feynman55] qui y trouva un système physique pour appliquer sa nouvelle théorie des intégrales de chemin. Le champ de polarisation dynamique du réseau est décrit en terme de phonons optiques (voir appendice C), les phonons optiques transverses TO qui se couplent peu aux électrons car ils ne produisent en principe aucun champ macroscopique, et les phonons optiques longitudinaux qui peuvent se coupler fortement aux électrons libres du cristal.

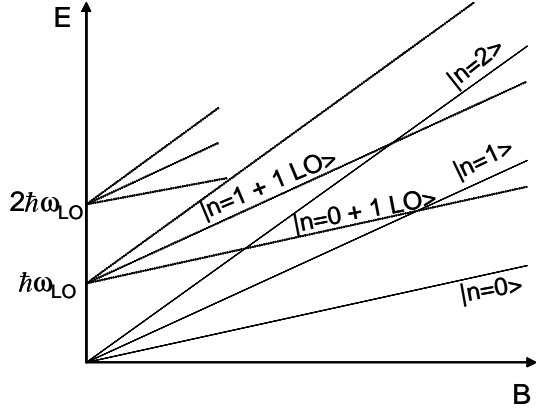


Fig. 4.8 – représentation schématique des niveaux d'énergie des états non perturbés de l'Hamiltonien $H_e + H_{\text{phonon}}$.

L'Hamiltonien de Fröhlich décrivant l'interaction électron-phonon s'exprime par :

$$H = H_e + \hbar\omega_{LO} \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{b}_{\mathbf{q}}^{\dagger} \mathbf{b}_{\mathbf{q}} + \sum_{\mathbf{q}} i\mathbf{V}_{\mathbf{q}} (e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{b}_{\mathbf{q}}^{\dagger} - e^{+i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{b}_{\mathbf{q}}) \quad (4.1)$$

où H_e est le Hamiltonien de l'électron non perturbé, $\mathbf{b}_{\mathbf{q}}^{\dagger}$ et $\mathbf{b}_{\mathbf{q}}$ sont les opérateurs création et annihilation de phonon LO dont l'énergie est considérée comme étant indépendante de leur vecteur d'onde \mathbf{q} et

$$\mathbf{V}_{\mathbf{q}}^2 = \frac{4\pi\alpha\hbar}{V\sqrt{2m^*}} \frac{(\hbar\omega_{LO})^{3/2}}{q^2} \quad (4.2)$$

Dans cette expression, V est le volume du cristal, m^* la masse effective de l'électron et α est un coefficient de couplage sans dimension appelé constante de Fröhlich et qui vaut :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon(0)\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2\hbar\omega_{LO}}} \left(\frac{1}{\epsilon(\infty)} - \frac{1}{\epsilon(0)} \right) \quad (4.3)$$

Pour GaAs, ce coefficient vaut 0.067. Il faut tout de fois noter que dans cette approche, le mode phonon TO n'existe pas alors qu'il constitue un pôle naturel de la fonction diélectrique.

L'Hamiltonien de Fröhlich peut être considéré comme étant une perturbation à l'Hamiltonien $H_e + H_{\text{phonon}}$, cette interaction intervenant au deuxième ordre des perturbations. Les niveaux d'énergie non perturbés de cet Hamiltonien sont représentés sur la figure 4.8. Sur cette figure, nous remarquons que les niveaux d'énergie non perturbés se croisent pour différentes valeurs du champ magnétique pour lesquelles la condition $n\hbar\omega_c = \hbar\omega_{LO}$ où n est un entier, est satisfaite. L'effet de l'interaction de Fröhlich est de lever la dégénérescence en ces points particuliers et les niveaux s'anti-croisent.

Cette levée de dégénérescence est la manifestation la plus forte de l'interaction électron-phonon et nous voyons alors l'utilité de l'utilisation de champs magnétiques intenses pour

l'étudier.

Sur le plan théorique, il a été montré que dans un système purement bidimensionnel, la levée de dégénérescence doit être plus forte qu'en 3 dimensions [DasSarma84]. Les systèmes physiques réels (hétéro-jonctions ou puits quantiques) ne sont jamais purement bidimensionnels et les fonctions d'onde électroniques présentent une certaine extension spatiale (de l'ordre de la dizaine de nanomètre). Ce caractère quasi-bidimensionnel, ainsi que les effets d'occupation des niveaux de Landau, tendent à diminuer en fait l'énergie de levée de dégénérescence par rapport au cas purement 2D [Larsen84].

Toujours dans le cadre de la théorie des perturbations au deuxième ordre, Peeters *et al.* [Peeters85] ont calculé les corrections aux états propres non perturbés induites par l'interaction électron-phonon dans le cas d'un système purement bidimensionnel ou tridimensionnel sans considérer le cas intermédiaire. Cette étude est faite pour un champ magnétique et un indice de Landau arbitraire mais sans tenir compte de l'effet de la non-parabolicité [Huant88a].

Motivé par les nombreuses expériences ([Tsui80], [Nicholas85]), montrant que l'interaction électron-phonon semble être encore plus faible dans le cas quasi-bidimensionnel que dans le cas tridimensionnel, Das Sarma *et al.* introduisent un écrantage statique de l'interaction [DasSarma85] dans le cadre de l'approximation RPA (approximation de la phase aléatoire). Dans ce travail, les auteurs mettent en évidence la nécessité de prendre en compte la dépendance en vecteur d'onde de l'écrantage, mais cette étude est faite à champ magnétique nul. L'étude de l'écrantage est améliorée par Wu *et al.* [Wu86b] en introduisant la notion d'écrantage dynamique à travers la fonction $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$ où \mathbf{k} est le vecteur d'onde. Ils incluent dans leur modèle l'effet d'une extension spatiale de la fonction d'onde électronique (cas quasi-bidimensionnel) et étudient l'effet de la température sur l'absorption optique. Le formalisme utilisé est celui de la fonction mémoire ([Wu86a], [Wu87]) et dans ce cadre, la fréquence de résonance est définie comme étant la solution de l'équation non linéaire:

$$\omega - \omega_c - \text{Re}(\Sigma(\omega)) = 0 \quad (4.4)$$

où $\Sigma(\omega)$ est la fonction mémoire du système physique en étude. L'interaction électron-phonon intervient dans cette fonction et sa partie réelle représente le décalage de la fréquence de résonance par rapport à la fréquence cyclotron. L'absorption n'intervient donc pas à $\omega = \omega_c$ mais à $\omega_c^* = \omega_c - \text{Re}(\Sigma(\omega_c))$. Le champ magnétique modifie profondément les propriétés d'écrantage électronique et cette étude montre qu'en considérant les interactions électron-électron, la correction induite par l'interaction électron-phonon

est très fortement diminuée et peut même être inférieure à celle du cas tridimensionnel. Il est alors montré que les calculs considérant un écrantage statique et un écrantage dynamique donne les mêmes résultats à 1% près dans les conditions de résonance. Néanmoins, toutes les études citées précédemment considèrent que les modes phonons optiques présents dans les structures semi-conductrices quasi-bidimensionnelles sont assimilables à des modes phonons LO des matériaux massifs.

L'écrantage de l'interaction électron-phonon a été étudié expérimentalement en fonction de la concentration du GE2D par Langerak *et al.* [Langerak88] en mesurant la réflectivité infra-rouge du GE2D et est modélisé de manière théorique par Peeters *et al.* [Peeters92]. Leurs conclusions sont que dans une structure bidimensionnelle, l'interaction est résonante pour une énergie égale à celle du phonon LO de GaAs massif. Pour de fortes concentration électronique, l'effet polaron n'est plus observable et ce non pas à cause de l'écrantage, mais principalement à cause des effets d'occupation de niveaux de Landau. En effet, les électrons couplés avec les phonons effectuent des transitions virtuelles en absorbant et en émettant des phonons LO. Les électrons obéissant à la distribution de Fermi-Dirac, ces transitions ne peuvent avoir lieu lorsque le dernier niveau de Landau est entièrement occupé. Cet effet donne lieu à un comportement oscillant de la force d'interaction électron-phonon en fonction du champ magnétique et l'interaction n'est maximale que dans le cas des faibles valeurs non entières du facteur de remplissage [Wu87].

L'introduction des modes phonons d'interface et des modes phonons confinés (voir appendice C) dans la théorie de l'interaction électron-phonon est réalisée par Hai *et al.* [Hai90] en l'absence de champ magnétique et pour différents potentiels de confinement. Dans la continuité de cette étude, ces auteurs introduisent le champ magnétique [Hai93] et montrent que la résonance polaron doit avoir lieu pour des énergies égales à celles des modes symétrique S+ et S⁻¹ et autour du mode confiné dans le puits de GaAs. Ces résultats prétendent être confirmés dans la littérature par des expériences de résonance cyclotron effectuées sur des structures à puits quantiques multiples [Wang97]. Dans cette étude, les auteurs observent des déviations de la dépendance de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique autour de la *bande de reststrahlen* et autour de l'énergie du mode phonon d'interface S+ dans la région énergétique des phonons d'AlAs. Dans la région des phonons optiques de GaAs, la déviation est moins importante pour l'échantillon le plus fortement dopé ($3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) que pour des échantillons moins dopés. Néanmoins, l'anti-croisement dans la région des phonons de AlAs (mode S+) n'est observé que pour

1. L'énergie du mode S- est comprise entre celles des phonons TO et LO de GaAs et celle du mode S+ entre les énergies des modes TO et LO de AlAs, voir appendice C

une taille de puits quantique bien spécifique (240 Å) et n'apparaît pas pour des puits plus étroits (120 Å). Dans des multi-puits plus fortement dopé [Wang98] (jusqu'à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), le même couplage est observé. Il faut préciser aussi que le dédoublement de l'absorption cyclotron pour des valeurs du facteur de remplissage entre 2 et 3 n'est observé dans aucune de ces études faites avec des échantillons fortement dopés.

Au cours d'une étude de la résonance cyclotron sur des échantillons de GaInAs sur substrat d'InP, Nicholas *et al.* [Nicholas85] observent une faible déviation de la position d'absorption autour d'une énergie correspondant à celle du phonon TO et non pas à celle du LO. Ils expliquent alors ce résultat par les propriétés des phonons confinés et plus particulièrement les propriétés du phonon TO qui ne développe de polarisation qu'aux interfaces (voir appendice C). Ziesmann *et al.* [Ziesmann87] observent le même comportement de la résonance cyclotron autour du phonon TO dans un puits de InAs mais attribuent ce dédoublement de l'absorption à un artefact diélectrique comme il a été démontré par Karrai *et al.* [Karrai88]. Ces auteurs n'observent pas non plus de couplage au phonon LO.

La majorité des études de résonance cyclotron précédemment citées n'ont pas été faites dans la *bande de reststrahlen* de GaAs car les hétérostructures sont élaborées sur des substrats de GaAs qui sont opaques dans cette gamme énergétique. Il n'y a en fait aucune preuve expérimentale de l'existence de l'effet polaron résonant dans un GE2D. Cet effet est pourtant bien réel lorsque l'on s'intéresse à des transitions intra-impureté comme la transition $1s - 2p^+$ [Huant88b] ou à des transitions électroniques dans une boîte quantique [Hammeau99]. Dans ces deux cas, l'excitation est une excitation à une particule et l'interaction électron-phonon est alors observée comme le décrit le modèle de Fröhlich.

Discussion de résultats autour des phonons optiques

Couplage avec les modes phonon LO, TO et d'interface

Les résultats que nous avons obtenus sur les échantillons sur substrat de silicium en configuration perpendiculaire sont en désaccord avec les théories énoncées dans le paragraphe précédent. Pour aucun des échantillons nous n'observons de couplage entre la résonance cyclotron et les modes propres du puits quantique. La résonance cyclotron traverse successivement les énergies des modes LO et des modes d'interface pour chaque échantillon comme nous pouvons le voir sur les figures 4.9, 4.10 et 4.11. Sur ces figures, la région grisée correspond à la région énergétique fortement affectée par l'absorption du phonon TO. Nos expériences de résonance cyclotron en configuration perpendiculaire

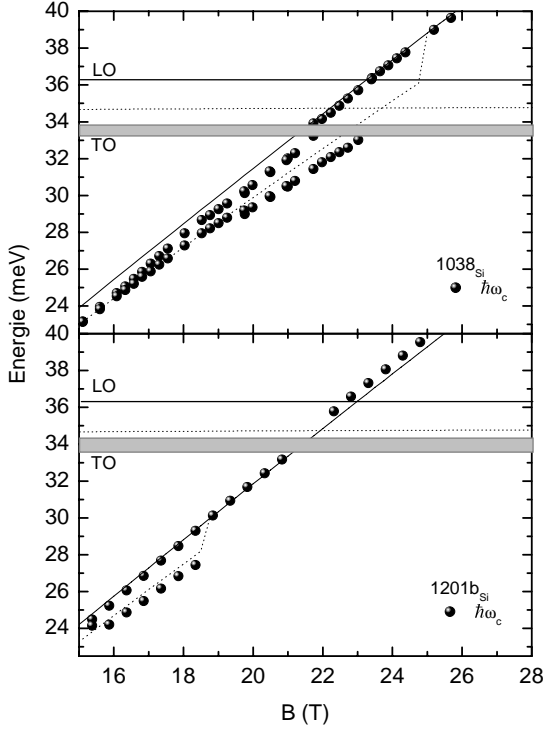


Fig. 4.9 – Evolution des maxima d'absorption pour les échantillons 1038_{Si} et $1201b_{Si}$ en fonction du champ magnétique. La ligne pointillée représente le mode phonon d'interface.

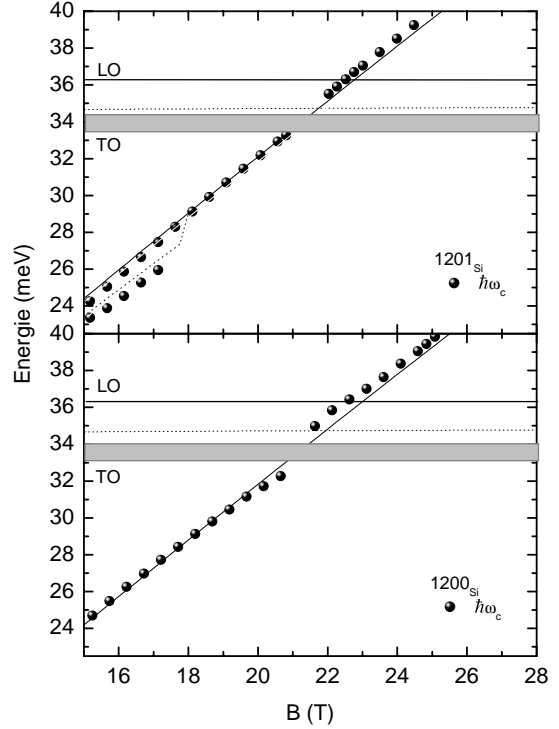


Fig. 4.10 – Evolution des maxima d'absorption pour les échantillons 1201_{Si} et 1200_{Si} en fonction du champ magnétique. La ligne pointillée représente le mode phonon d'interface.

permettent de mettre clairement en évidence le fait qu'aucun couplage n'affecte la raie d'absorption et ce même dans un échantillon de $5.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour lequel les effets prédits par la théorie du polaron dans les semi-conducteurs polaires devraient apparaître.

En revanche, nous observons un léger décalage de l'énergie d'absorption caractéristique d'une interaction avec un mode phonon mais l'énergie de ce mode serait plus proche de celle du phonon TO. Il faut constater tout de même que tous les échantillons étudiés ne présentent pas les mêmes caractéristiques dans cette gamme d'énergie. Pour 1200_{Si} , un décalage important de la résonance au dessus et en dessous de l'énergie du phonon TO paraît caractéristique d'un anti-croisement avec ce mode et de plus, pour cet échantillon, nous observons un réel dédoublement de l'absorption autour de l'énergie du phonon TO. Ayant utilisé la simulation diélectrique pour reproduire les spectres expérimentaux, cette déviation et ce dédoublement ne peuvent qu'être le signe d'un couplage avec le mode TO.

Dans le cas des autres échantillons sur substrat de silicium, nous n'observons pas

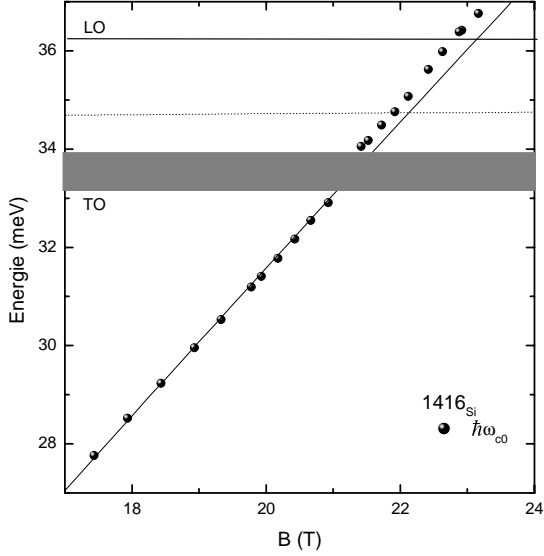


Fig. 4.11 — Evolution des maxima d'absorption pour l'échantillon 1416_{Si} en fonction du champ magnétique. La ligne pointillée représente le mode phonon d'interface (voir appendice C).

les mêmes caractéristiques à cette énergie. Nous observons une forte distorsion de l'absorption qui est reproduite par la simulation diélectrique, mais nous n'observons pas de dédoublement aussi prononcé que dans le cas de 1200_{Si} . Le couplage avec le mode TO dans ces échantillons se manifeste par une discontinuité de l'énergie d'absorption pour des énergies supérieures et inférieures à celle du phonon TO. Cette différence d'énergie est plus apparente sur la variation de la masse effective cyclotron en fonction du champ. Ce phénomène est mis en évidence sur les figures 4.12 et 4.13 sur lesquelles nous avons représenté les variations de la masse effective cyclotron mesurée en fonction du champ magnétique, ainsi que la dépendance attendue dans le cadre du modèle **k.p.** Pour les 4 échantillons, nous observons clairement une discontinuité de la masse effective lorsque l'énergie cyclotron traverse l'énergie du phonon TO. Pour déterminer la valeur du paramètre E_0 du modèle de non parabolicité, nous avons choisi comme critère que le modèle doit correspondre à l'expérience pour les valeurs paires du facteur de remplissage. Cette hypothèse peut se justifier par le modèle de calcul de la dispersion des magnéto-plasmons [Bychkov02] qui montre que pour ces valeurs du facteur de remplissage, la non parabolicité n'influence pas l'énergie de résonance cyclotron mais il faut souligner que ce critère est arbitraire et que les résultats du calcul doivent être interprétés comme un "guide pour les yeux", une tendance attendue plutôt que comme un résultat précis. Comme nous l'avons remarqué au paragraphe précédent, le phénomène est beaucoup plus marqué sur l'échantillon 1200_{Si} pour lequel la variation de la masse effective présente les caractéristiques d'un anti-croisement. Pour les autres échantillons, la masse effective au dessus de l'énergie du phonon TO est plus faible de 2 % pour 1416_{Si} et de 1 % pour $1201b_{Si}$ et 1201_{Si} .

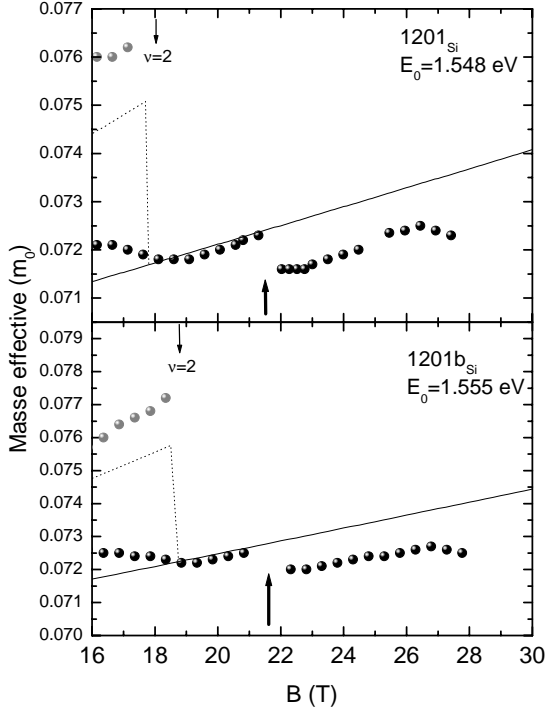


Fig. 4.12 – Evolution de la masse effective en fonction du champ magnétique des échantillons $1201b_{Si}$ et 1201_{Si} et résultats du calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ (traits continu et pointillé). Les flèches indiquent la discontinuité au niveau du phonon TO.

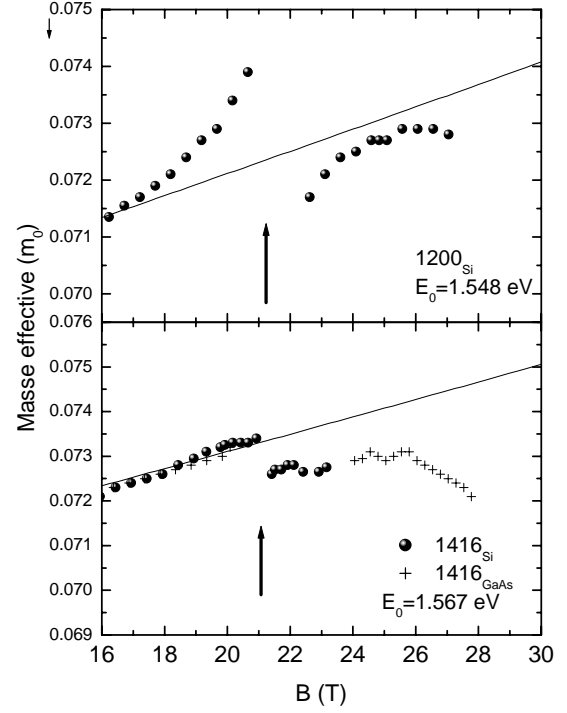


Fig. 4.13 – Evolution de la masse effective en fonction du champ magnétique des échantillons 1200_{Si} et 1416_{Si} et résultats du calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ (traits continu et pointillé). Les flèches indiquent la discontinuité au niveau du phonon TO.

La figure 4.14 montre la variation de la masse effective en fonction du champ magnétique pour l'échantillon 1038_{Si} qui présente un dopage plus important et un puits plus étroit. Pour cet échantillon nous observons aussi une discontinuité de la masse effective en-dessous et au-dessus du phonon TO de GaAs. Cette discontinuité est de 2 %. Pour cet échantillon, le champ pour lequel le facteur de remplissage est égal à 2 est tel que l'énergie cyclotron est supérieure à l'énergie du phonon et par conséquent, pour des énergies supérieures à celle du phonon TO, les valeurs expérimentales sont plus proches de la prédiction du modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$, mais si nous nous intéressons aux énergies un peu inférieures à celle du phonon TO, nous nous rendons compte que les valeurs expérimentales sont bien supérieures aux prédictions.

L'effet du phonon TO sur la masse effective pour cet échantillon est donc tout à fait similaire à celui observé pour les échantillons dont le puits mesure 13 nm. De plus, pour cet échantillon, comme le facteur de remplissage électronique au niveau du phonon TO est très proche de 2, l'absorption cyclotron est dédoublée pour des énergies inférieures au

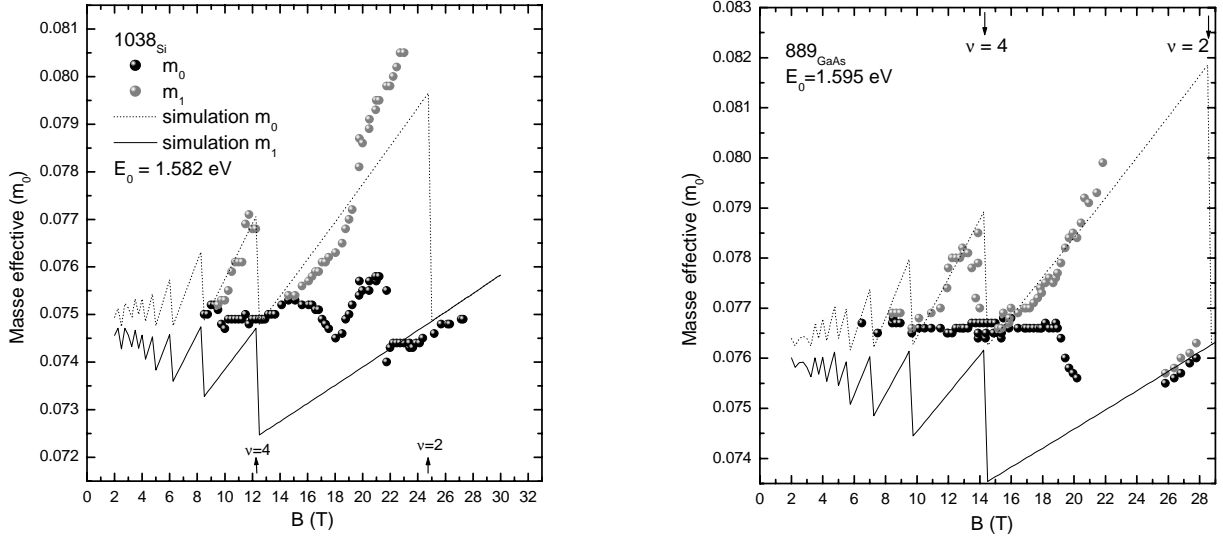


Fig. 4.14 – Evolution de la masse effective en fonction du champ magnétique des échantillons 1038_{Si} (figure de gauche) et 889_{GaAs} (figure de droite) et résultats du calcul $\mathbf{k.p}$ (traits continu et pointillé).

phonon TO rendant l'analyse dans cette région énergétique encore plus difficile car nous avons vu que lors du dédoublement, nous observons systématiquement des différences par rapport au modèle $\mathbf{k.p}$.

Le couplage avec le mode TO observé n'est pas une caractéristique des échantillons décollés et se manifeste aussi sur les échantillons sur substrat de GaAs. Nous l'avons observé sur 889_{GaAs} et sur 1416_{GaAs} qui présentent des concentrations électroniques et des largeurs de puits différentes. Nous le mettons en évidence sur la figure 4.15 pour les échantillons dont le puits mesure 13 nm d'épaisseur et sur la figure 4.16 pour les échantillons dont le puits mesure 10 nm d'épaisseur. Ces deux figures représentent l'évolution en fonction du champ magnétique de la différence entre l'énergie cyclotron mesurée et l'énergie déduite du calcul $\mathbf{k.p}$ pour tous les échantillons excepté 1200_{Si}. Sur ces figures, nous pouvons clairement voir que la manifestation de ce couplage pour les échantillons sur substrat de GaAs est tout à fait comparable à celle observée dans le cas des échantillons sur substrat de Si. La différence d'énergie observée pour les échantillons dont le puits mesure 13 nm est du même ordre de grandeur quelque soit la densité électronique et est de 0.5 ± 0.1 meV. Dans le cas des échantillons 1038_{Si} et 889_{GaAs} dont le puits quantique est de 10 nm, leur fort dopage fait que pour des énergies juste inférieures à celle du phonon TO, la résonance est double et comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, la masse effective associée à la transition de haute énergie présente un minimum. Pour l'échantillon 889_{GaAs}, ce minimum représente le fait que l'énergie cyclotron pour cette valeur du champ est plus élevée et pour faire la comparaison de l'intensité du couplage

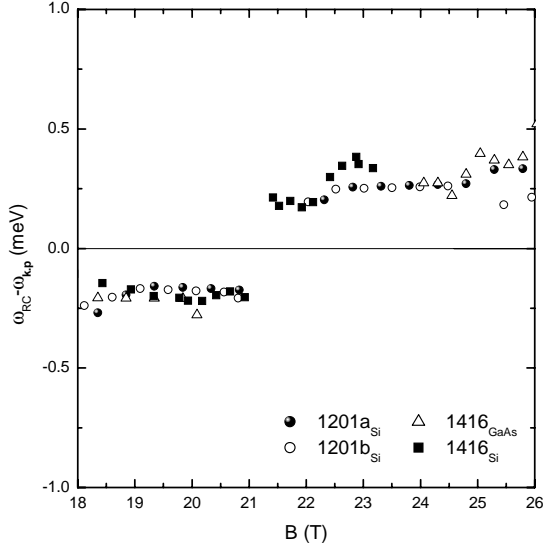


Fig. 4.15 – Evolution de la différence entre les énergies cyclotron mesurées et déduite du calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ en fonction du champ magnétique pour les échantillons dont le puits fait 13 nm.

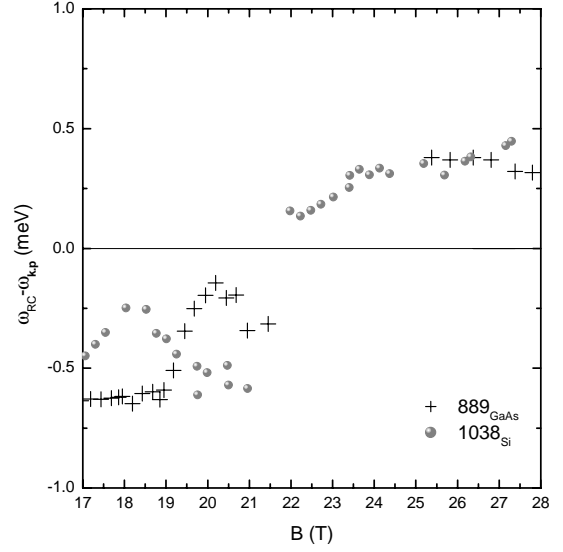


Fig. 4.16 – Evolution de la différence entre les énergies cyclotron mesurées et déduite du calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ en fonction du champ magnétique pour les échantillons dont le puits fait 10 nm.

avec 1038_{Si} , il faut plutôt considérer la valeur de la différence $\omega_c - \omega_{k,p}$ pour des champs légèrement inférieurs (à $B = 19$ T par exemple). Nous pouvons alors nous rendre compte que l'intensité du couplage pour ces deux échantillons de même largeur de puits est tout à fait similaire et est plus importante que pour le cas des puits de 13 nm. La différence d'énergie pour les puits de 10 nm est de 1.35 ± 0.1 meV.

Le couplage observé présente donc les caractéristiques suivantes:

- il est de même intensité pour une largeur de puits donnée quelque soit la concentration électronique.
- l'intensité du couplage augmente lorsque la largeur du puits diminue.

Tous ces éléments suggèrent que cette interaction est sensible au confinement de la couche. Le mécanisme du couplage électron-phonon TO peut donc être le mécanisme de potentiel de déformation qui lève par exemple la dégénérescence entre les deux bandes de trous lourds et de trous légers dans un puits quantique de GaAs. Cette interaction est généralement associée aux phonons acoustiques dont la propagation entraîne une variation de volume de l'échantillon et qui représentent une contrainte dans le matériau. Il existe aussi un potentiel de déformation associé aux phonons optiques [Potz81], responsable par exemple de leur diffusion Raman [Anastassakis81]. La propagation d'un phonon optique

entraîne localement une variation des distances inter-atomiques et a de ce fait un effet sur la structure de bande du matériau et donc sur les énergies électroniques. Contrairement à l'interaction de Fröhlich, le potentiel de déformation est une interaction à courte portée. Ceci explique le fait que cet effet est observable dans les structures non décollées car le matériau constituant le puits quantique est confiné et sa structure cristallographique n'est plus, dans le cas de GaAs, blende de zinc. Cette distorsion du réseau peut briser les règles de sélection et induire un couplage des électrons avec le phonon TO.

Dans ce contexte, l'échantillon 1200_{Si} apparaît comme étant une anomalie. Cet échantillon présente un dédoublement très marqué de la résonance cyclotron au niveau du phonon TO et son comportement est différent des autres échantillons dont le puits quantique est de même épaisseur. Nous pensons qu'il faut comprendre ce phénomène comme étant une amplification du couplage observé sur les autres échantillons résultant directement de la procédure de décollage de la structure. Cette étape dans l'élaboration de nos échantillons présente un certain coté aléatoire car il n'est pas possible de garantir un état de surface parfait du substrat de silicium et une planéité parfaite de la structure recollée. Il peut donc se créer un ensemble de contraintes qui peut expliquer l'amplification du couplage électron-phonon TO pour cet échantillon.

Largeur de résonance cyclotron

La largeur de la résonance cyclotron est une indication précieuse des variations de l'énergie propre associée à la particule qui participe à la résonance. L'interaction électron-phonon se manifeste dans l'énergie propre des particules et en condition de résonance, les parties réelle (décalage en énergie) et imaginaire (temps de vie de l'excitation ou largeur d'absorption) de la fonction d'énergie propre vont varier simultanément. Une variation de la largeur d'absorption est donc le signe d'un état en forte interaction. La figure 4.17 représente les variations de la largeur d'absorption utilisée dans le modèle de Drude pour reproduire les spectres expérimentaux en fonction du champ magnétique. Nous ne nous intéresserons dans cette partie qu'à la gamme de champ magnétique pour laquelle l'énergie cyclotron traverse les énergies des modes phonons optiques de GaAs.

Pour les 5 échantillons, nous observons une augmentation de la largeur d'absorption de la transition $|n = 0 \rangle$ vers $|n = 1 \rangle$ lorsque l'énergie cyclotron traverse l'énergie du phonon TO. Pour les deux échantillons 1201_{bSi} et 1201_{Si}, la largeur augmente de moitié avec un minimum pour $B = 21.5 \pm 0.5$ T correspondant à une énergie cyclotron de 33.5 ± 0.5 meV donc à l'énergie du phonon TO. Pour 1038_{Si}, 1200_{Si} et 1416_{Si}, ce phénomène est encore plus marqué et la largeur augmente d'un facteur 5. Cette variation de la largeur

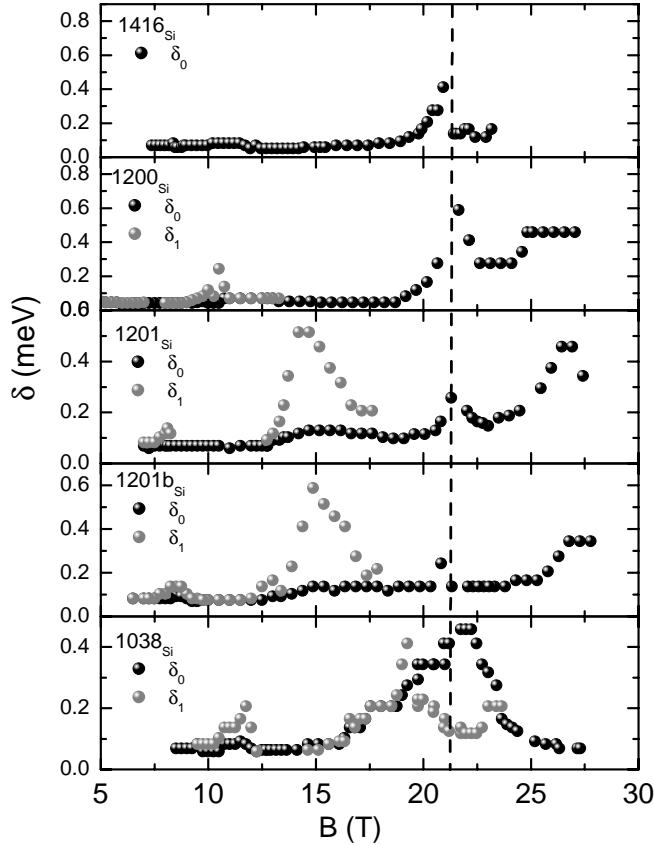


Fig. 4.17 – Evolution de la largeur δ d'absorption utilisée dans le modèle de Drude pour simuler les spectres expérimentaux en fonction du champ magnétique pour les 5 échantillons sur substrat de silicium. Les tirets verticaux représente le champ magnétique pour lequel $\hbar\omega_c \approx \hbar\omega_{TO}$.

est une preuve supplémentaire de l'existence d'une interaction avec le phonon TO qui est le seul mode propre du puits quantique correspondant à cette énergie. Le mécanisme de l'interaction mise en évidence n'est pas connu: En principe, le mécanisme permettant l'observation du mode TO en spectroscopie Raman est celui du potentiel de déformation qui agit sur le trou de la bande de valence car cette interaction est nulle par symétrie avec la bande de conduction au point Γ dans une structure blende de zinc non contrainte. Le mécanisme devant opérer dans notre cas où seuls les électrons sont concernés doit être le résultat d'une violation de cette règle de symétrie. Il est possible que la structure de puits quantique, qui est connue pour lever la dégénérescence de la bande de valence, induise à travers l'interaction $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ une composante de la bande de conduction pour laquelle le potentiel de déformation serait non nul. L'étude quantitative reste à effectuer.

Pour les échantillons 1200_{Si} , 1201_{Si} et $1201b_{Si}$ nous observons aussi une augmentation de la largeur de l'absorption lorsque la résonance cyclotron approche de l'énergie du phonon TO de AlAs, mais nous ne disposons pas d'assez de données dans cette gamme d'énergie pour pouvoir étudier ce phénomène. Nous mentionnerons juste que cette augmentation de la largeur pourrait être le signe d'une interaction impliquant les électrons dans le puits quantique, et les phonons TO de la barrière d'AlAs.

Remarquons finalement que pour les échantillons 1038_{Si} et 889_{GaAs} , seule la transition dont le niveau initial est totalement rempli paraît être affectée par cette interaction au phonon TO. La largeur δ_1 pour ces échantillons ne varie pas lorsque $\omega_{c1} = \omega_{TO}$.

4.2.3 Conclusion

Les résultats que nous avons obtenus montrent clairement que dans ce type de structures, contrairement aux prédictions des modèles théoriques décrivant l'interaction polaronique, aucun couplage entre la résonance cyclotron et les modes phonons LO ou d'interface n'est observé en incidence perpendiculaire. Par contre, les excitations électroniques se couplent avec le mode phonon TO et ce couplage, bien que faible, se manifeste par une discontinuité de la masse effective autour de l'énergie du phonon TO et par un anticroisement de la résonance cyclotron avec le mode TO pour l'échantillon 1200_{Si} . Nous avons de plus montré que même pour des énergies inférieures à celles des phonons optiques, les variations de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique ne peuvent pas se décrire dans une image à une particule. Dans le cas du dédoublement de l'absorption, l'évolution des deux absorptions est gouvernée par les interactions électron-électron. Dans ces structures fortement dopées et de haute mobilité, la résonance cyclotron est une transition excitonique qui ne peut pas se décrire dans le cadre d'un modèle à une particule.

4.3 Transmission infra-rouge en incidence oblique

Nous avons démontré sur cette série d'échantillons sur substrat de silicium que contrairement à tous les résultats des études précédentes sur des échantillons sur substrat de GaAs en incidence perpendiculaire, aucun effet d'interaction de la résonance cyclotron avec le mode phonon LO du puits quantique n'est apparent. L'absorption électronique "traverse" la région énergétique des phonons optiques sans subir d'interaction. Nous avons vu que la situation en incidence oblique est complètement différente et que nous observons dans cette configuration un anti-croisement prononcé de l'absorption cyclotron. Nous allons dans cette partie expliquer les résultats obtenus en utilisant le modèle multidiélectrique de la transmission à $\theta \neq 0^\circ$.

4.3.1 Détermination de l'angle

Le modèle comprend essentiellement 4 paramètres indépendants : la concentration n_s , la masse effective m^* , l'énergie inter sous-bande caractéristique du puits quantique Ω et l'angle d'incidence de la lumière θ . La concentration a été déterminée grâce au dédoublement de non parabolicité en incidence perpendiculaire. Nous avons conservé ces valeurs pour les expériences en incidence oblique. La masse effective est elle aussi déterminée par les expériences en configuration perpendiculaire. Ces valeurs de masse effective en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique correspondent à la masse associée à l'électron lors d'un mouvement cyclotron dans le plan de confinement, et compte tenu de l'isotropie de la bande de conduction de GaAs au point Γ , nous allons, pour une valeur de la composante perpendiculaire du champ magnétique donnée, associer la même masse effective pour les expériences en incidence oblique. La concentration électronique et la masse effective étant fixées par les expériences en incidence perpendiculaire, il nous faut déterminer les valeurs de l'angle d'incidence et de l'énergie inter sous-bande.

D'un point de vue expérimental, l'angle d'incidence n'est pas connu avec une bonne précision. Le porte échantillon sur lequel l'échantillon repose présente un angle d'inclinaison, l'échantillon est bisoté avec un angle de 2° environ, et collé sur le porte échantillon. La combinaison de ces différentes sources d'inclinaison est difficilement reproductible et l'angle doit être déterminé à l'aide de la simulation diélectrique.

L'énergie inter sous-bande peut se calculer en considérant la géométrie et les dimensions du puits [Bastard90]. Cette valeur calculée fournit un point de départ pour la détermination du paramètre Ω . Dans le cadre de la fonction diélectrique présentée

dans l'appendice D, le couplage entre la résonance cyclotron et le mode plasmon inter sous-bande du puits dépend de l'énergie inter sous-bande et de la composante du champ dans le plan de confinement. On effectue alors un boucle pour reproduire les spectres expérimentaux en faisant varier Ω et θ pour des valeurs de masse effective et de concentration fixée. La boucle converge assez rapidement et pour les échantillons dont le puits mesure 13 nm, l'énergie inter sous-bande déterminée et utilisée pour tous les angles est de 63 ± 3 meV, et elle est de 103 ± 3 meV pour l'échantillon dont le puits mesure 10 nm. Ces valeurs sont inférieures à celles déterminées par le calcul des niveaux de confinement d'un puits de GaAs avec des barrières d'AlAs qui donne des énergies de 89 meV pour un puits de 13 nm et de 149 meV pour un puits de 10 nm et cette différence peut s'expliquer en considérant la structure de l'échantillon et notamment de la barrière du puits quantique. Cette barrière est faite d'un super-réseau AlAs/GaAs et le confinement est donc moins important que dans le cas d'une barrière en AlAs dans laquelle la pénétration des fonctions d'onde électroniques sera moins importante. Il est alors raisonnable que les énergies inter sous-bande Ω déterminées soient inférieures à celles déterminées dans le cas d'un puits quantique avec des barrières d'AlAs massif.

4.3.2 Analyse dans le formalisme de la fonction diélectrique

Simulation des spectres

Nous présentons dans l'appendice D les différentes composantes de la fonction diélectrique que nous avons utilisée pour calculer la transmission des échantillons. Une fois la concentration, l'énergie inter sous-bande et l'angle d'incidence fixés, les seuls paramètres ajustables pour reproduire les spectres expérimentaux sont les masses effectives associées aux 2 transitions cyclotron séparées à cause des effets de non parabolicité, et leur largeur respective. Les figures 4.18 et 4.19 montrent les résultats de la simulation diélectrique pour 4 échantillons sur substrat de silicium. Les valeurs du champ magnétique indiquées sur ces figures sont des valeurs de la composante perpendiculaire déduites grâce à l'angle déterminé lors de la simulation. Le modèle reproduit étonnamment bien les spectres observés expérimentalement, c'est à dire la discontinuité de l'absorption au niveau de l'énergie du phonon TO, l'apparition de la deuxième absorption dans la *bande de reststrahlen* de GaAs ancrée à une énergie inférieure à celle du phonon LO, puis l'anti-croisement entre ces deux modes lorsque le champ magnétique augmente et l'ancrage de l'absorption de basse énergie à la même énergie. Pour l'échantillon 1038_{Si} plus fortement dopé, l'effet de la non parabolicité est aussi reproduit de manière satisfaisante. On peut remarquer néanmoins un faible manque d'intensité et un léger décalage des énergies d'absorption au niveau de l'anti-croisement.

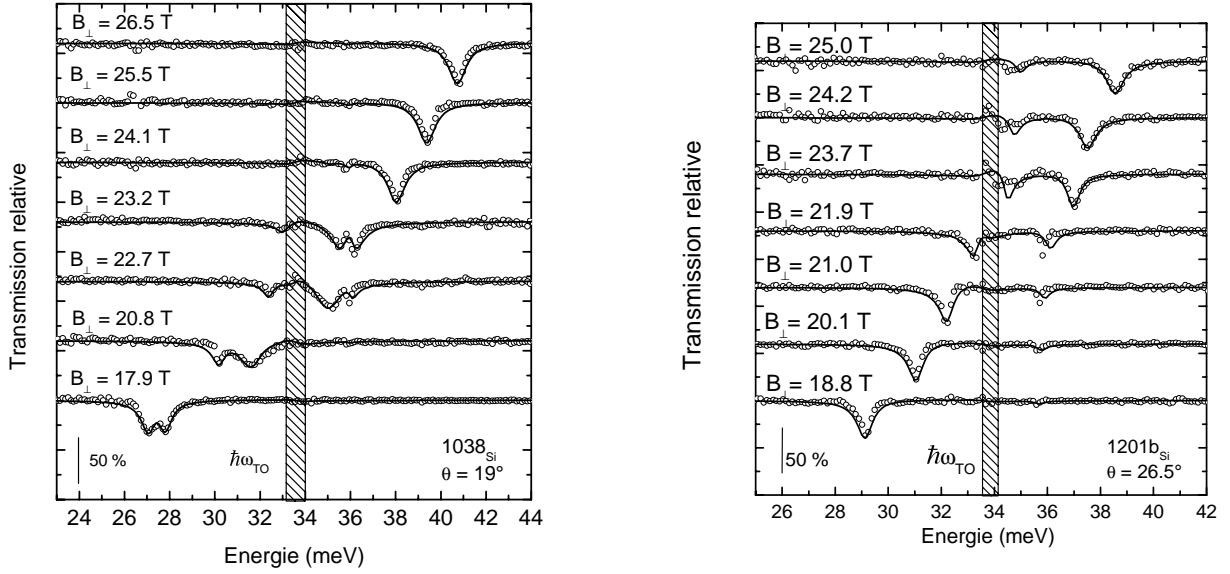


Fig. 4.18 – Spectres de transmission relative des échantillons 1038_{Si} (figure de gauche) et $1201b_{Si}$ (figure de droite) expérimentaux (cercle) et simulée (ligne continue).

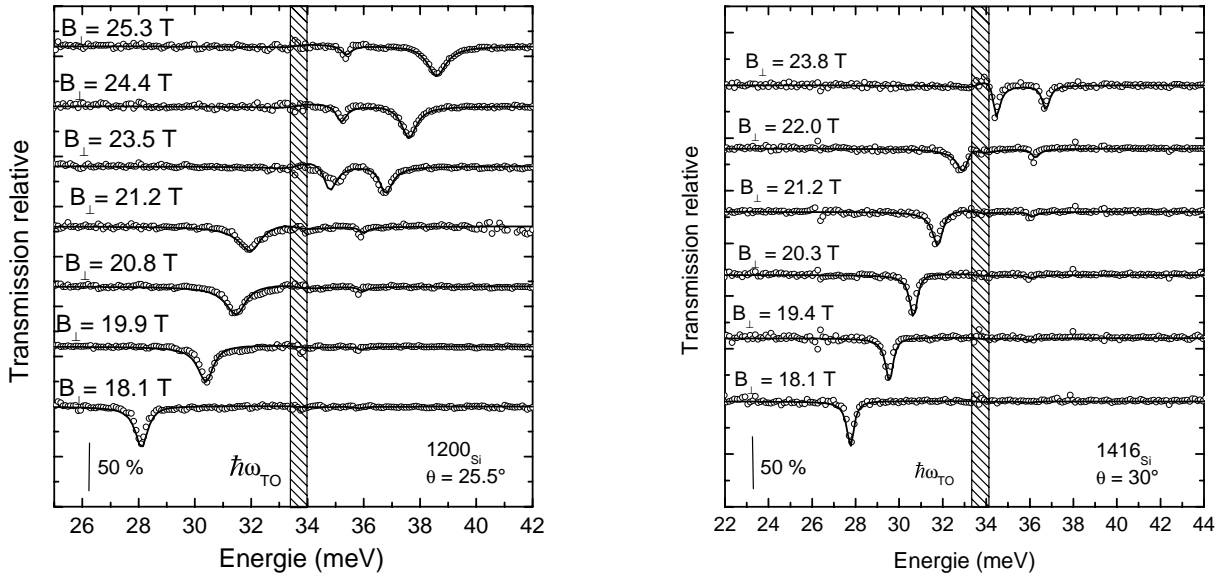


Fig. 4.19 – Spectres de transmission relative des échantillons 1200_{Si} (figure de gauche) et 1416_{Si} (figure de droite) expérimentaux (cercle) et simulée (ligne continue).

Dans le modèle de fonction diélectrique que nous avons développé, les électrons sont confinés dans un puits de potentiel parabolique et nous pouvons nous demander quelle est la différence de force d'oscillateur entre la transition inter sous-bande d'un puits parabolique et celle d'un puits rectangulaire. La force d'oscillateur réduite d'une transition

optique est définie par la relation :

$$f_{n,m} = \frac{2}{m^* \hbar \omega_{n,m}} | \langle n | p_z | m \rangle |^2 \quad (4.5)$$

où $\omega_{n,m}$ est l'énergie de la transition entre un état $|n\rangle$ et un état $|m\rangle$, et p_z l'opérateur impulsion. Dans le cas d'un puits rectangulaire, la force d'oscillateur de la transition impliquant le niveau fondamental et la deuxième sous-bande électrique a la particularité de ne pas dépendre de la largeur du puits et vaut $f_{0,1} = 256/(27\pi^2) = 0.96$ [Helm00]. Dans le cas d'un puits parabolique, la force d'oscillateur est $f_{0,1} = 1$ car il n'existe pas d'autre transition dipolaire possible dans cette géométrie. Il y a donc une différence de 4% entre les forces d'oscillateur de ces deux types de puits et cette différence est trop faible pour pouvoir expliquer le léger désaccord entre les valeurs expérimentales et les résultats du modèle.

Une autre source d'erreur peut être la définition de la fréquence plasma du gaz d'électrons confiné dans un puits parabolique. Cette définition fait intervenir la densité électronique, or si dans le cas d'un puits rectangulaire nous pouvons définir une densité électronique volumique par $n_{3D} = n_s/L$ où L est la largeur du puits, il n'en n'est pas de même dans le cas d'un puits parabolique pour lequel les fonctions d'ondes des différentes sous-bandes ne présentent pas la même extension spatiale. Nous ne pouvons pas définir de "largeur" pour un puits parabolique car cette largeur dépend de l'énergie. Par exemple, pour une énergie inter sous-bande de 63 meV qui est la valeur utilisée pour représenter les puits rectangulaire de 13 nm d'épaisseur, l'étalement de la fonction d'onde du niveau fondamental est de 8 nm et celui de la fonction d'onde du premier niveau excité est de 14 nm. Pour l'analyse des résultats, nous avons utilisé une largeur de puits identique à celle du puits rectangulaire, donc de 13 nm, mais cette valeur n'est pas compatible avec l'énergie inter sous-bande déterminée. Utiliser comme largeur la largeur d'extension spatiale de la fonction d'onde du niveau fondamental (8 nm) pour définir la fréquence plasma reviendrait à augmenter artificiellement la densité électronique au niveau du puits, et donc de modifier l'énergie du mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon LO.

Discussion

Analyse du dédoublement autour de $\hbar\omega_{Li}$

Dans le Chapitre 3, nous avons montré l'évolution des maxima d'absorption en fonction du champ magnétique en configuration oblique. La simulation diélectrique nous apporte un renseignement très important : ces maxima ne correspondent pas à la résonance cyclotron. Aucune des deux absorptions observées ne peut être identifiée comme étant

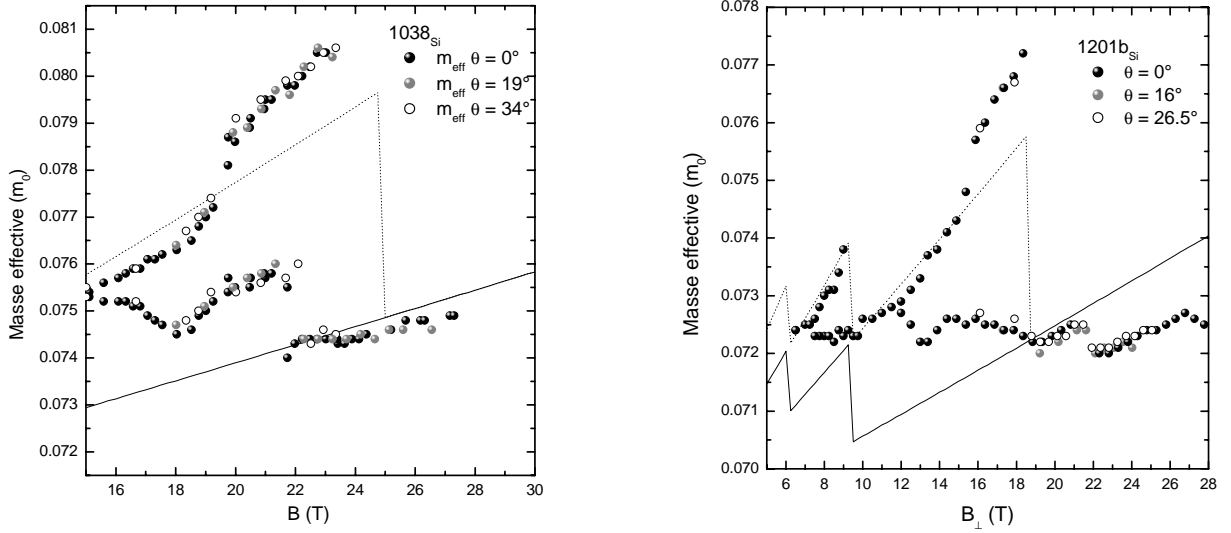


Fig. 4.20 – Evolution de la masse effective cyclotron mesurée sur les échantillons 1038_{Si} (figure de gauche) et $1201b_{Si}$ (figure de droite) en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique pour différentes valeurs de l'angle θ . La ligne continue représente la simulation $\mathbf{k.p.}$

la résonance cyclotron car elles présentent toutes les deux un caractère mixte résonance cyclotron-plasmon inter sous-bande-phonon LO. Ces trois modes sont couplés par symétrie et non pas via une interaction électron-phonon comme Fröhlich l'a définie. Nous avons reproduit les spectres expérimentaux en utilisant les mêmes valeurs de masse effective (aux erreurs expérimentales près) qu'en configuration perpendiculaire.

A titre d'illustration, nous présentons les figures 4.20 qui représentent l'évolution de la masse effective en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique pour les échantillons 1038_{Si} et $1201b_{Si}$. L'accord entre les valeurs expérimentales pour les différents angles d'inclinaison est excellent et nous observons en configuration oblique les mêmes dépendances en champ magnétique qu'en configuration perpendiculaire, notamment pour des valeurs du facteur de remplissage comprises dans l'intervalle $4 < \nu < 2$. Cela confirme le fait que l'origine de cette variation est bien liée à la valeur du facteur de remplissage. La composante ω_{cz} de la résonance cyclotron est donc exactement la même en configuration perpendiculaire qu'en configuration oblique et l'effet observé est expliqué dans le cadre d'un modèle semi-classique, l'origine du couplage étant de nature diélectrique.

Cet effet est très similaire au cas tridimensionnel découvert par spectroscopie Raman dans GaAs ([Mooradian66], [Mooradian67]), puis étudié par spectroscopie infra-rouge par Kaplan *et al.* [Kaplan67]. La densité d'état tridimensionnelle de la bande de conduction d'un semi-conducteur est continue et les excitations plasma dans de tels systèmes sont des

plasmons tridimensionnels de fréquence $\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m^* \epsilon(\infty)}$. Suivant la valeur de la concentration électronique, ces modes plasma se couplent aux modes phonons LO du matériau hôte pour former 2 modes hybrides à des fréquences différentes des modes propres non hybridés. Ce couplage fut ensuite étudié sous champ magnétique intense par spectroscopie Raman dans du GaAs dopé et en utilisant diverses configurations de mesure [Wysmolek01], révélant les propriétés de ces modes hybrides et notamment leur couplage avec les modes de Bernstein, harmoniques de la résonance cyclotron.

En configuration perpendiculaire, la composante perpendiculaire au puits de la fonction d'onde électronique est découplée de ses composantes dans le plan. Ceci est vrai quelle que soit la valeur du champ magnétique et le potentiel de confinement. En configuration oblique, ces degrés de liberté ne sont plus découplés (voir appendice A) et l'effet de cette composante du champ magnétique dans le plan est de coupler les niveaux de Landau attachés aux différentes sous-bandes électrique du puits. Dans le cadre de notre modèle diélectrique, les composantes hors diagonales (hormis ϵ_{xy}) du tenseur diélectrique en configuration perpendiculaire s'annulent car elles sont toutes proportionnelles à ω_{cy} qui dépend de la composante du champ magnétique dans le plan de confinement. Les racines ω_1 et ω_2 deviennent respectivement strictement égales à l'énergie inter sous-bande Ω , et à l'énergie cyclotron ω_c . Donc en configuration perpendiculaire, les absorptions observées (en considérant que le théorème de Köhn est vérifié) sont bien les modes propres électroniques. En configuration oblique, ω_1 et ω_2 ne sont plus égales aux modes propres Ω et ω_c mais présentent une correction dépendant de ω_{cy} . De plus, les absorptions ne sont pas à ω_1 et ω_2 car les termes hors diagonaux du tenseur sont maintenant non nuls et il est nécessaire de calculer la transmission diélectrique pour connaître les fréquences de résonance.

La première conséquence du modèle est donc qu'en incidence oblique, les absorptions observées ne sont ni la résonance cyclotron ni l'absorption inter sous-bande mais des modes hybrides résonance cyclotron-plasmon inter sous-bande-phonon LO. Une deuxième conséquence plus importante pour l'étude de l'interaction polaronique est que dans le cadre de ce modèle, lorsque Ω augmente, l'énergie caractéristique de l'anti-croisement diminue. Dans la limite du cas purement bidimensionnel, Ω tend alors vers l'infini et le couplage disparaît et ce quel que soit la valeur de l'angle d'incidence de la lumière. Dans ces structures fortement dopées, l'effet polaron n'existe pas car les phonons optiques longitudinaux en présence d'un gaz d'électrons libres ne sont plus des modes propres du puits quantique.

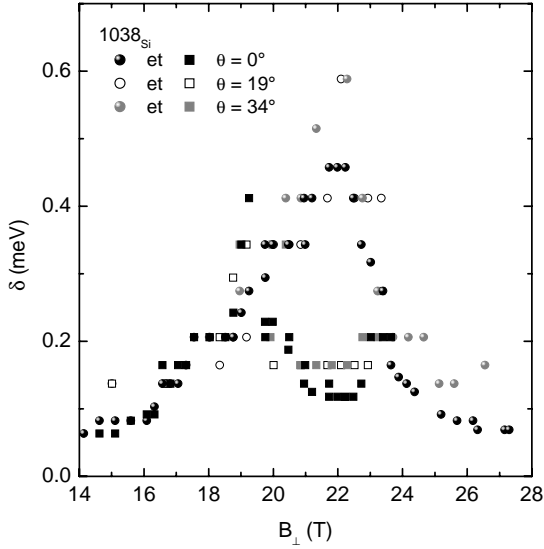


Fig. 4.21 — Evolution de la largeur simulée dans un modèle de Drude en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique pour différentes valeurs de l'angle θ . Les cercles représentent la transition $\hbar\omega_{c0}$ et les carrés la transition $\hbar\omega_{c1}$

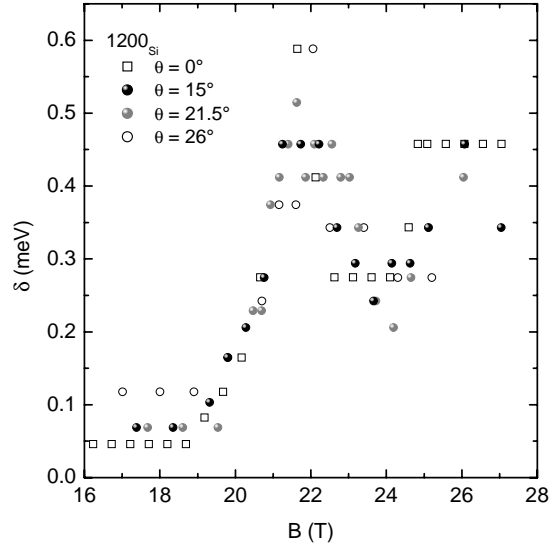


Fig. 4.22 — Evolution de la largeur simulée dans un modèle de Drude en fonction de la composante perpendiculaire du champ magnétique pour différentes valeurs de l'angle θ .

Analyse du couplage avec le phonon TO

Comme en configuration perpendiculaire, nous observons en incidence oblique les signes d'une interaction de la résonance cyclotron avec le phonon TO du puits quantique. Nous pouvons nous en convaincre en remarquant sur les figures 4.18, ??, 4.19 et ?? que l'absorption cyclotron présente au niveau du phonon TO le même comportement qu'en configuration perpendiculaire, c'est à dire un faible dédoublement que nous ne pouvons pas reproduire. Pour mettre ce phénomène en évidence, nous allons comparer les largeurs d'absorption dans les différentes configurations. Ces résultats sont présentés pour les échantillons 1038_{Si} et 1200_{Si} sur les figures 4.21 et 4.22. Nous remarquons alors que la largeur d'absorption présente la même dépendance qu'en configuration perpendiculaire, c'est à dire une hausse marquée pour une composante perpendiculaire du champ magnétique telle que $\hbar\omega_c = \hbar\omega_{TO}$. Les valeurs obtenues dans ces deux configurations sont identiques. De même qu'en configuration perpendiculaire, seule la résonance de haute énergie paraît être affectée par l'interaction avec le phonon TO.

Il est important de constater que la masse effective dans le plan, et plus particulièrement sa variation autour du phonon TO en incidence oblique, est la même que celle observée

en incidence perpendiculaire. Ce couplage est donc un phénomène bidimensionnel.

4.3.3 Conclusion

Nous avons dans cette partie exploité les résultats de transmission infra-rouge en incidence oblique dans le formalisme de la fonction diélectrique. Cette approche nous a permis de mettre en évidence la nature du couplage que nous avons observé dans cette configuration. Il s'agit du couplage de la résonance cyclotron avec le mode hybride plasmon inter sous-bande-phonon LO qui se développe dans un puits quantique dopé. Le modèle utilisé nous a permis d'extraire les valeurs d'énergie inter sous-bande dans les structures étudiées, et les caractéristiques de la résonance cyclotron (masse effective, largeur d'absorption). Nous avons ainsi mis en évidence le fait que l'interaction électron-phonon dans un puits dopé n'est pas significative car dans de telles structures, les phonons LO se couplent avec les excitations inter sous-bande. L'anti-croisement est bien reproduit sans prendre en compte aucune interaction électron-phonon spécifique. La mise en évidence de ce couplage peut avoir des conséquences importante sur la manière dont sont conçus les lasers à cascade quantique car dans ces systèmes contenant un nombre élevé d'électrons, la relaxation énergétique des porteurs se fait nécessairement par émission de phonons LO couplés aux excitations inter sous-bande et ce nouveau mode n'a pas la même énergie [Liu03]. L'interaction observée avec le phonon TO du puits quantique est aussi visible en configuration oblique et nous retrouvons la même dépendance de l'énergie cyclotron qu'en configuration perpendiculaire. Ceci démontre la nature bidimensionnel de ce couplage.

Bibliographie

- [Anastassakis81] E. Anastassakis, M. Cardona, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **104**, 589, (1981).
- [Ando85] T. Ando, Y. Murayama *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**, 1519, (1985).
- [Asano98] K. Asano, T. Ando, *Phys. Rev. B*, **58**, 1485, (1998).
- [Batke88] E. Batke, H.L. Stormer, A.C. Gossard, J.H. English, *Phys. Rev. B*, **37**, 3093, (1988).
- [Bastard90] G. Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, (Les éditions de physique, 1990).
- [Beereman63] D. W. Beereman, *Phys. Rev.*, **130**, 2193, (1963).
- [Bychkov02] Yu.A. Bychkov, G. Martinez, *Phys. Rev. B*, **66**, 193312, (2002).
- [Cooper94] N.R. Cooper, J.T. Chalker, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2057, (1994).
- [DasSarma80a] S. Das Sarma, *Solid State Comm.*, **36**, 357, (1980).
- [DasSarma80b] S. Das Sarma, A. Madhukar, *Phys. Rev. B*, **22**, 2823, (1980).
- [DasSarma84] S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.*, **52**, 859, (1984).
- [DasSarma85] S. Das Sarma, B.A. Masson, *Phys. Rev. B*, **31**, 5536, (1985).
- [Englert83] T. Englert, J.C. Maan, C. Uihlein, D.C. Tsui, A.C. Gossard, *Solid State Comm.*, **46**, 545, (1983).
- [Ensslin87] K. Ensslin, D. Heitmann, H. Sigg, K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **36**, 8177, (1987).
- [Feynman55] R.P. Feynman, *Phys. Rev.*, **97**, 660, (1955).
- [Frohlich54] Fröhlich, *Adv. Phys.*, **3**, 325, (1954).
- [Hammeau99] S. Hammeau, Y. Guldner, O. Verzele, R. Ferreira, G. Bastard, J. Zeman, A. Lematre, J.M. Grard, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4152, (1999).
- [Hai90] Guo-qiang Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **42**, 11063, (1990).
- [Hai93] Guo-qiang Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **47**, 10358, (1993).
- [Heitmann86] D. Heitmann, M. Ziesmann, L.L. Chang, *Phys. Rev. B*, **34**, 7463, (1986).

- [Helm00] M. Helm, *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and device applications I*, (Semiconductors and semimetals vol 62, Academic Press 2000).
- [Hu95] C.M. Hu, E. Batke, K. Köhler, P. Ganser, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 918, (1995).
- [Huant88a] S. Huant, K. Karrai, *Phys. Rev. B*, **37**, 6955, (1988).
- [Huant88b] S. Huant, W. Knap, G. Martinez, B. Etienne, *Europhysics Lett.*, **7**, 159, (1988).
- [Kallin84] C. Kallin, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B.*, **30**, 5655, (1984).
- [Kallin85] C. Kallin, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B.*, **31**, 3635, (1985).
- [Kaplan67] R. Kaplan, E.D. Palik, R.F. Wallis, S. Iwasa, E. Burnstein, Y. Sawada, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 159, (1967).
- [Karrai88] K. Karrai, S. Huant, G. Martinez, L. C. Brunel, *Solid State Comm.*, **66**, 355, (1988).
- [Langerak88] C.J.G.M. Langerak, J. Singleton, P.J. van der Wel, J.A.A.J. Perenboom, D.J. Barnes, R.J. Nicholas, M.A. Hopkins, C.T.B. Foxon, *Phys. Rev. B*, **38**, 13133, (1988).
- [Larsen84] D. Larsen, *Phys. Rev. B*, **30**, 4595, (1984).
- [Lassnig83] R. Lassnig, E. Gornik, *Solid State Comm.*, **47**, 959, (1983).
- [Liu03] H.C. Liu, C.Y. Song, Z.R. Wasilewski, A.J. SpringThorpe, J.C. Cao, C. Dharma-wardana, G.C. Aers, D.J. Lockwood, J.A. Gupta, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 077402, (2003).
- [MacDonald89] A.H. MacDonald, C. Kallin, *Phys. Rev. B*, **40**, 5795, (1989).
- [Manger01] M. Manger, E. Batke, R. Hey, K.J. Friedland, K. Köhler, P. Ganser, *Phys. Rev. B*, **63**, 121203, (2001).
- [Mooradian66] A. Mooradian, G.B. Wright, *Phys. Rev. Lett*, **16**, 999, (1966).
- [Mooradian67] A. Mooradian, A.L. McWhorter, *Phys. Rev. Lett*, **19**, 849, (1967).
- [Nicholas85] R.J. Nicholas, L.C. Brunel, S. Huant, K. Karrai, J.C. Portal, M.A. Brummell, M. Razeghi, K.Y. Cheng, A.Y. Cho, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 883, (1985).
- [Nicholas89] R.J. Nicholas, M.A. Hopkins, D.J. Barnes, M.A. Brummell, H. Sigg, D. Heitmann, K. Ensslin, J.J. Harris, C.T. Foxon, G. Weimann, *Phys. Rev. B*, **39**, 10955, (1989).
- [Ng00] H.K. Ng, Y.A. Leem, K. Storr, *Journal of Applied Physics*, **87**, 6466, (2000).
- [Peeters85] F. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **31**, 3689, (1985).

- [Peeters86] F. Peeters, Xiaoguang Wu, J.T. Devreese, *Physica Scripta*, **T13**, 282, (1986).
- [Peeters92] F. Peeters, X. Wu, J.T. Devreese, C.J.G.M. Langerak, J. Singleton, D.J. Barnes, R.J. Nicholas, *Phys. Rev. B*, **45**, 4296, (1992).
- [Poulter01] A.J. Poulter, J. Zeman, D.K. Maude, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 336, (2001).
- [Potz81] W. Potz, P. Vogl, *Phys. Rev. B*, **24**, 2025, (1981).
- [Richter89] J. Richter, H. Sigg, K.v. Klitzing, K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **39**, 6268, (1989).
- [Ridley91] B. K. Ridley, *Phys. Rev. B*, **44**, 9002, (1991).
- [Sciacca95] M. Dean Sciacca, A.J. Mayur, Eunsoon Oh, A.K. Ramdas, S. rodriguez, J.K. Furdina, M.R. Melloch, C.P. Beetz, W.S. Yoo, *Phys. Rev. B*, **51**, 7744, (1995).
- [Summers93] G.M. Summers, R.J. Warburton, J.G. Michels, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2150, (1993).
- [Tsui80] D.C. Tsui, T.H. Englert, A.Y. Cho, A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 341, (1980).
- [Wang98] Y.J. Wang, Z.X. Jiang, B.D. McCombe, F.M. Peeters, X.G. Wu, G.Q. Hai, T.J. Eustis, W. Schaff, *Physica B*, **256**, 292, (1998).
- [Wang97] Y.J. Wang, H.A. Nickel, B.D. McCombe, F.M. Peeters, J.M. Shi, G.Q. Hai, X.G. Wu, T.J. Eustis, W. Schaff, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 3226, (1997).
- [Wu86a] Xiaoguang Wu, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **34**, 8800, (1986).
- [Wu86b] Xiaoguang Wu, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **34**, 2621, (1986).
- [Wu87] Xiaoguang Wu, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **36**, 9760, (1987).
- [Wysmolek01] A. Wysmolek, M. Potemski, T. Slupinski, *Physica B*, **298**, 216, (2001).
- [Ziesmann87] M. Ziesmann, D. Heitmann, L.L. Chang, *Phys. Rev. B*, **35**, 4541, (1987).

Conclusion générale

Le travail que nous avons présenté concerne l'étude par spectroscopie infra-rouge de gaz électroniques quasi-bidimensionnels sous champ magnétique intense (jusqu'à 28 T) et à basse température ($T = 1.8$ K). Ces gaz électroniques sont générés dans des puits quantiques de GaAs et l'utilisation d'un super réseau à courte période comme matériau barrière, combinée avec la technique de modulation de dopage permet d'obtenir des gaz de haute densité électronique (jusqu'à 1.38×10^{12} cm⁻²) et de haute mobilité ($> 10^6$ cm²/V.s). Certains de ces échantillons ont été décollés de leur substrat d'arséniure de gallium nécessaire lors de la croissance pour être recollés sur un substrat de silicium qui est transparent dans la gamme énergétique de l'infra-rouge lointain et notamment pour les énergies des phonons optiques du puits quantique. Cette caractéristique originale offre pour la première fois la possibilité d'étudier la transmission infra-rouge sous champ magnétique lorsque la condition $\hbar\omega_c = \hbar\omega_{LO}$ est réalisée dans le matériau GaAs (ce qui correspond à un champ magnétique de l'ordre de 22 T) qui est actuellement le matériau dans lequel les gaz électroniques de meilleur qualité sont réalisés.

Dans de tels systèmes, il existe différentes excitations élémentaires dans le domaine énergétique de l'infra-rouge lointain et les énergies de ces excitations ne sont généralement pas les minima de transmission. Une analyse dans le formalisme de la fonction réponse permettant de calculer la transmission des structures doit être relayée afin de déterminer les énergies des modes propres. Ce type d'analyse a été appliqué à chacun des spectres expérimentaux obtenus afin d'en extraire les paramètres physiques comme l'énergie et la largeur intrinsèque d'absorption qui diffèrent notablement des paramètres observés directement.

Au cours de cette étude, nous avons mis en évidence l'effet de la non parabolicité de la bande de conduction de GaAs sur l'absorption optique qui se manifeste par un dédoublement de l'absorption cyclotron pour des valeurs précises du facteur de remplissage décrivant le gaz électronique sous champ magnétique. Une étude systématique effectuée sur un grand nombre d'échantillons de largeurs de puits quantique et de concentrations

électroniques différentes nous a permis de mettre en évidence de manière non ambiguë des comportements de l'absorption qui ne peuvent être expliqués dans le cadre d'un modèle à une particule du type $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$. La non parabolicité fait que les hypothèses du théorème de Köhn ne sont plus vérifiées et les comportements observés sont attribués aux corrélations électroniques. Nous comparons les résultats expérimentaux obtenus avec un modèle récent qui permet de déterminer la dispersion des magnéto-plasmons en considérant la non parabolicité. Ce modèle ne permet pas non plus une description des tendances observées et nous proposons comme explication à ce phénomène le rôle des fluctuations de potentiel au niveau du puits quantique qui doivent être considérées pour calculer les énergies des magnéto-plasmons. Nous espérons que les résultats expérimentaux rapportés dans ce mémoire pourront servir au développement d'une théorie quantitative précise.

Nous avons mis à profit les caractéristiques exceptionnelles de ces échantillons sur substrat de silicium pour faire une étude exhaustive de l'interaction électron-phonon dans un gaz électronique quasi-bidimensionnel dans deux configurations de mesures différentes : la configuration Faraday perpendiculaire et la configuration de Faraday oblique. Cette étude nous a permis de mettre clairement en évidence en configuration de Faraday perpendiculaire le fait que les excitations de type cyclotron du gaz électronique de haute densité ne se couplent ni aux phonons optiques longitudinaux ni aux phonons d'interface comme le prévoit la théorie actuelle du polaron dans les semi-conducteurs polaires. Par contre, nous observons systématiquement les signes d'un couplage avec le mode phonon transverse optique du puits. L'interaction entre la résonance cyclotron et le phonon transverse étant interdite par symétrie dans les matériaux massifs, nous expliquons ce phénomène par les propriétés spécifiques des matériaux contraints pour lesquels la modification de la maille cristalline par une contrainte brise ces règles de sélections liées à la symétrie du système. Cet argument est conforté par le fait que nous observons ce couplage de manière amplifiée sur une structure décollée pour laquelle on peut s'attendre à avoir une distribution de contrainte particulière.

En configuration de Faraday oblique, nous observons un couplage de la résonance cyclotron avec un mode dont l'énergie est inférieure à celle du phonon optique longitudinal. Ce mode est identifié comme étant un mode hybride résultant du couplage entre le mode plasmon inter sous-bande électrique dans le puits quantique et le mode phonon optique longitudinal. Le champ électrique développé par le plasmon inter sous-bande est perpendiculaire au plan de confinement et par conséquent, ce sont les phonons optiques longitudinaux dont le vecteur d'onde est perpendiculaire à ce plan qui s'hybride. Ceci explique pourquoi ce phénomène n'est visible qu'en configuration de Faraday oblique pour

laquelle le champ électrique perpendiculaire est non nul contrairement à la configuration de Faraday perpendiculaire. Nous avons modélisé ce couplage dans le formalisme de la fonction diélectrique dans une approche semi-classique pour calculer la transmission de la structure dans cette configuration. Les résultats expérimentaux sont très bien reproduits par ce modèle qui ne comprend aucune interaction électron-phonon, les modes cyclotron et plasmon inter sous-bande-phonon optique étant couplés par symétrie.

Cette étude montre d'une part, que la résonance cyclotron d'un gaz électronique quasi-bidimensionnelle ne peut pas être décrite dans une image à une particule et que les énergies d'absorptions sont gouvernées par les corrélations électroniques, et d'autre part, que l'effet polaron dans ces structures fortement dopées n'existe pas car les modes phonons optiques longitudinaux ne sont plus des modes propres du système.

Annexe A

Fonction d'onde d'un gaz électronique bidimensionnel soumis à un champ magnétique

Pour pouvoir exprimer l'Hamiltonien décrivant un gaz d'électrons bidimensionnels soumis à un champ magnétique statique, il nous faut choisir une jauge pour exprimer le potentiel vecteur \mathbf{A} , défini comme $\nabla \wedge \mathbf{A} = \mathbf{B}$. Nous utiliserons la jauge de Landau $\mathbf{A} = (Bz \sin(\theta), Bx \cos(\theta), 0)$. Durant tout ce calcul, nous ne considérerons pas le spin de l'électron qui peut se séparer des variables orbitales. L'Hamiltonien s'écrit alors $H = \frac{1}{2m^*} (\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A})^2 + V_{conf}(z)$, soit, en remplaçant \mathbf{p} et \mathbf{A} par leurs valeurs :

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + \frac{e}{c} B \sin(\theta) z \right)^2 + \frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} + \frac{e}{c} B \cos(\theta) x \right)^2 + \frac{p_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z) \quad (\text{A.1})$$

où $V_{conf}(z)$ est le potentiel de confinement suivant l'axe (O,z), e la charge de l'électron et c la vitesse de la lumière. On peut alors tirer profit de la jauge de Landau en remarquant que H est indépendant de la variable y et exprimer les solutions de A.1 sous la forme [Bastard90]:

$$\Psi_k(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_y}} \exp(ik_y y) \Phi_k(x, z) \quad (\text{A.2})$$

où L_y est la longueur de l'échantillon dans la direction (O,y) et k est un nombre quantique décrivant l'énergie de l'électron. En considérant cette fonction d'onde, l'Hamiltonien A.1 peut être séparé en 3 contributions :

$$\begin{cases} H_{\perp} = \frac{p_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z) \\ H_{//} = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{1}{2m^*} (\hbar k_y + \frac{e}{c} B \cos(\theta) x)^2 \\ \delta H = \frac{e^2 B^2 \sin^2(\theta) z^2}{2m^* c^2} + p_x z \frac{e B \cos(\theta)}{m^* c} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

A.1 Action de H_{\perp} et de $H_{//}$ sur la fonction d'onde

En remarquant que H_{\perp} n'agit que sur la partie de la fonction d'onde dépendant de la coordonnée z , $H_{//}$ sur la partie dépendant de la coordonnée x , et que la contribution δH couple les composantes selon (O,z) et (O,x) du mouvement électronique, on peut traiter les 2 premières contributions séparément et analyser l'effet du troisième terme en temps que perturbation. Nous allons donc considérer une fonction d'onde de la forme $\Phi_k(x,z) = \chi_m(z)\phi_n(x)$. H_{\perp} ne dépend pas du champ magnétique et représente l'effet du confinement du puits quantique. La résolution de $H_{\perp}\chi_m(z) = E_m\chi_m(z)$ permet de déterminer les fonctions d'ondes électronique dans la direction (O,z) et les énergies propres associées. Nous retrouvons alors le fait que dans le puits se forme une série d'états énergétique discrets E_m appelés sous-bandes électriques du puits quantique.

La résolution de $H_{//}\phi_n(x) = \epsilon_n\phi_n(x)$ permet de déterminer les fonctions d'onde $\phi_n(x)$, fonctions propres d'un oscillateur harmonique centré en $x_0 = -\frac{\ell_B^2 k_y}{\cos(\theta)}$ où $\ell_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB_{\perp}}}$ est la longueur magnétique qui constitue la longueur caractéristique du mouvement électronique sous champ magnétique¹. Les valeurs propres sont celles d'un oscillateur harmonique $\epsilon_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ avec ($n = 0, 1, 2, \dots$ n est appelé indice de Landau) et où $\omega_c = eB_{\perp}/m^*$ est la pulsation cyclotron, identique au résultat classique. Ces niveaux énergétiques discrets sont appelés niveaux de Landau [Landau30]. Les fonctions d'ondes propres associées à ces énergies s'écrivent :

$$\phi_n(x) = \frac{\cos^{1/4}(\theta)}{\sqrt{\ell_B}} \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} \exp\left(-\frac{\cos(\theta)}{2\ell_B^2}(x - x_0)^2\right) \mathcal{H}_n\left(\frac{x - x_0}{\ell_B} \sqrt{\cos(\theta)}\right) \quad (\text{A.4})$$

où

$$\mathcal{H}_n(x) = (-1)^n \exp(x^2) \frac{\partial^n \exp(-x^2)}{\partial x^n} \quad (\text{A.5})$$

est le polynôme d'Hermite d'ordre n . Les états propres de ces deux contributions à l'Hamiltonien total sont donc des ensembles de niveaux de Landau attachés à chaque sous-bande électrique du puits quantique. Nous remarquons que le mouvement des électrons est quantifié selon l'axe (O,z) par le confinement électrique, et dans le plan (O,x,y) par le champ magnétique. Le confinement est alors réalisé dans les trois directions de l'espace. La dépendance en champ magnétique de ces niveaux énergétiques est représentée sur la figure A.1. Chaque niveau présente une dégénérescence macroscopique G_B qui s'exprime par :

$$G_B = \frac{L_y}{2\pi} \int_0^{L_x/\ell_B^2} dk = \frac{L_x L_y}{2\pi \ell_B^2} \quad (\text{A.6})$$

1. Une surface de $2\pi\ell_B^2$ contient un quantum de flux magnétique $\Phi_0 = hc/e$

où L_y et L_x sont les dimensions de l'échantillon et $\ell_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB_\perp}}$ est la longueur magnétique. Cette dégénérescence s'exprime en fonction du quantum de flux magnétique $\Phi_0 = h/e$:

$$G_B = \frac{S}{2\pi\ell_B} = \frac{SeB_\perp}{h} = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (\text{A.7})$$

où Φ est le flux traversant l'échantillon. La dégénérescence est donc directement proportionnel au nombre de quanta de flux magnétique qui pénètrent l'échantillon pour un champ magnétique externe appliqué. Il existe donc un état électronique par niveau de Landau et par quantum de flux ; l'ajout d'un quantum de flux au système crée un nouvel état dans chaque niveau de Landau. Nous pouvons alors définir une grandeur sans dimension appelée facteur de remplissage qui est égal à la densité électronique sur la densité de flux et qui représente le nombre de niveaux de Landau occupés par des électrons :

$$\nu = \frac{n_S}{n_\Phi} = \frac{\hbar n_s}{eB_\perp} \quad (\text{A.8})$$

A.2 Couplage des différents degrés de liberté par δH

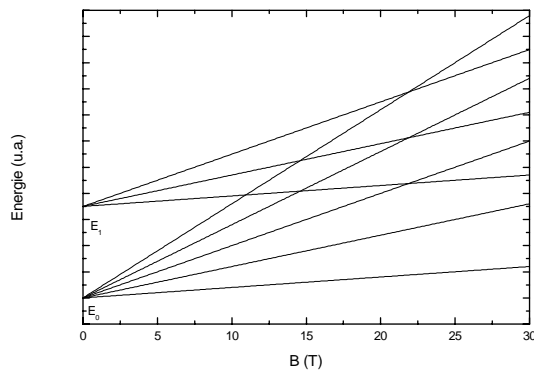


Fig. A.1 — Evolution des niveaux énergétiques d'un gaz électronique dans un puits quantique soumis à un champ magnétique perpendiculaire. Les deux premières sous-bandes électriques du puits quantique sont représentées par les énergies E_0 et E_1 .

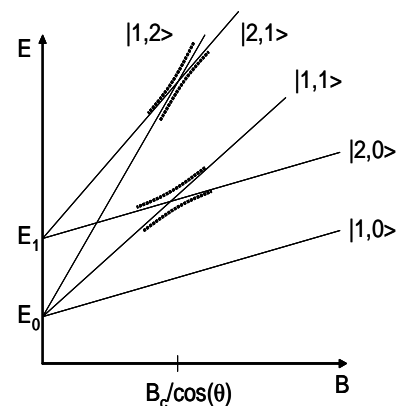


Fig. A.2 — Couplage entre les niveaux de Landau des différentes sous-bandes électriques dont l'indice de Landau diffère d'une unité, provoqué par un champ magnétique dans le plan du puits quantique. [Bastard90]

Nous allons maintenant nous intéresser aux différents termes de l'Hamiltonien δH qui contiennent la composante du champ magnétique dans le plan de confinement. Le premier terme de δH dans l'équation A.3 n'agit que comme une petite perturbation au spectre énergétique déterminé. Il faut néanmoins que le puits ait une largeur assez

faible pour que la séparation énergétique entre les sous-bandes électriques soit grande devant la contribution de ce terme². Le deuxième terme de δH , par contre, va coupler les états des différentes sous-bandes du puits quantique. Au deuxième ordre perturbatif, cette contribution s'exprime par :

$$\delta(E_m + \epsilon_n) = \sum_{(n',m') \neq (m,n)} \frac{\omega_c^2 \sin^2(\theta) |\langle \chi_m | z | \chi_{m'} \rangle|^2 |\langle \psi_n | p_x | \psi_{n'} \rangle|^2}{E_m - E_{m'} + (n - n') \hbar \omega_c \cos(\theta)} \quad (\text{A.9})$$

Ce terme couple les niveaux énergétiques des différentes sous-bandes électriques dont la différence d'indice de Landau est égale à 1. Les niveaux de Landau attachés à des sous-bandes électriques distinctes répondant à ce critère s'anti-croisent. Le composante du champ magnétique dans le plan lève la dégénérescence entre ces différents niveaux. La différence d'énergie au point d'anti-croisement vaut (pour un champ particulier $B = B_c$):

$$|\delta\epsilon| = \frac{1}{\ell_B(B = B_c)} \langle \chi_1 | z | \chi_2 \rangle \frac{\hbar e B_c}{m^* c} \tan(\theta) \sqrt{2} \quad (\text{A.10})$$

Cette différence d'énergie au point d'anti-croisement varie comme $B_c^{3/2}$. L'action du champ magnétique dans le plan du GE2D est représenté sur la figure A.2. Cet anti-croisement entre les niveaux de Landau peut être observé en résonance cyclotron et il se traduit par un dédoublement de la raie d'absorption lorsque $\hbar \omega_c = E_1 - E_0$ [Rikken86]. Ce phénomène est aussi responsable dans des hétéro-structures de la disparition de l'effet magnéto-phonon résonant en champ incliné.

2. Cela sera le cas pour les puits quantiques présentés dans cette étude.

Annexe B

Modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ de la non-parabolicité de GaAs

B.1 Présentation du modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer la structure de bande d'un solide. Une méthode particulièrement bien adaptée à l'étude des semi-conducteurs est la méthode $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ développée par E.O. Kane [Kane66]. Cette méthode repose sur le fait que pour des points \mathbf{k} proche d'un minimum de bande, la relation de dispersion peut être approximer par une relation $E(\mathbf{k}) \propto \mathbf{k}^2$. Cette relation quadratique entre l'énergie et le vecteur d'onde n'est cependant valable que proche d'un minimum. Si la valeur de \mathbf{k} s'éloigne trop de ce minimum, l'approximation quadratique n'est plus valable et la masse effective de la bande de conduction varie. Ce phénomène, appelé non-parabolicité de bande, est responsable d'un certain nombre de comportements non linéaire en champ magnétique (telle que la variation non linéaire de l'énergie cyclotron en fonction du champ magnétique).

La méthode $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ permet de déterminer la structure de bande sur toute la zone de Brillouin par extrapolation des résultats connus en un point particulier \mathbf{k}_0 en utilisant la théorie des perturbations et quelques paramètres déterminés de manière expérimentale (gap effectif et éléments de matrice optiques)[Yu95]. Cette méthode est particulièrement utile car elle permet de dériver des expressions analytiques pour la dispersion des bandes, la masse effective et le facteur effectif de Landé.

Ces expressions peuvent se déduire de l'équation de Schrödinger à une particule décrite

sur une base d'ondes de Bloch dans un potentiel périodique $V(\mathbf{r})$:

$$\begin{cases} H\Psi_{n,\mathbf{k}} = [\frac{p^2}{2m_0} + V(\mathbf{r})]\Psi_{n,\mathbf{k}} = E\Psi_{n,\mathbf{k}} \\ \Psi_{n,\mathbf{k}} = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

où \mathbf{k} est dans la première zone de Brillouin, n est l'indice de bande, m_0 est la masse de l'électron dans le vide et $u_{n,\mathbf{k}}$ une fonction de même périodicité que le potentiel $V(\mathbf{r})$. L'ensemble des fonctions $u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ forme une base complète et orthogonale pour les fonctions de même périodicité que le potentiel $V(\mathbf{r})$. il est ainsi possible d'exprimer une fonction d'onde de \mathbf{k} quelconque en fonction de la fonction d'onde à $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ (nous parlerons alors de représentation \mathbf{k}_0). Nous obtenons alors que :

$$u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{n'} c_{n,n'}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot u_{n',\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) \quad (\text{B.2})$$

L'Hamiltonien de l'équation B.1 peut alors s'écrire sous la forme :

$$H(\mathbf{k}_0) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + \frac{\hbar\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{p}}{m_0} + \frac{\hbar^2\cdot\mathbf{k}_0^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) \quad (\text{B.3})$$

En utilisant la représentation \mathbf{k}_0 et la théorie des perturbations au deuxième ordre pour traiter le terme en $\frac{\hbar\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{p}}{m}$, nous obtenons la relation de dispersion suivante:

$$E_n(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k}_0) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \cdot (\mathbf{k}^2 - \mathbf{k}_0^2) + \frac{\hbar^2}{m_0^2} \cdot \sum_{n' \neq n} \frac{|(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{p}_{nn'}(\mathbf{k}_0)|^2}{E_n(\mathbf{k}_0) - E_{n'}(\mathbf{k}_0)} \quad (\text{B.4})$$

où $\mathbf{p}_{nn'}(\mathbf{k}_0) = \langle u_{n,\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) | \mathbf{p} | u_{n',\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) \rangle$ est l'élément de matrice optique. Dans le cas de GaAs de gap direct, les éléments de matrice optique et l'énergie $E_n(\mathbf{k}_0)$ sont connus au point $\Gamma=(0,0,0)$. La relation B.4 devient alors :

$$E_n(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k}_0) + \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m^*} \quad (\text{B.5})$$

où m^* est la masse effective définie dans le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ par :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_0} + \frac{2}{m_0^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\mathbf{p}_{nn'}|^2}{E_n(\mathbf{k}_0) - E_{n'}(\mathbf{k}_0)} \quad (\text{B.6})$$

Dans le cas de GaAs, il faut rajouter à l'Hamiltonien B.3 la contribution énergétique due au couplage spin-orbite. La masse effective est alors déterminée en considérant un nombre fini de bande dans la sommation des éléments de matrice optique. Dans ce mémoire, nous avons utilisé le modèle de non parabolicité développé pour le matériau GaAs [Hermann77] en considérant 5 bandes distinctes lors du calcul car malgré l'énergie importante qui sépare la première bande de conduction (Γ_6^c) des trois autres (Γ_7^c et les

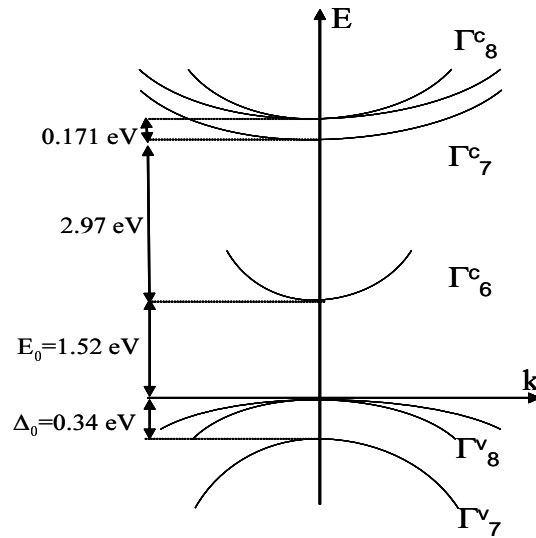


Fig. B.1 – Représentation schématique de la structure de bande de GaAs autour du point Γ considérée avec les paramètres utilisés dans le calcul.

deux bandes Γ_8^c , voir figure B.1) il est nécessaire de considérer ces trois bandes supérieures pour une bonne évaluation de la non-parabolicité [Hermann77]. Mis à part les paramètres caractéristiques de l'échantillon, ce modèle ne nécessite qu'un seul paramètre ajustable, la différence d'énergie E_0 entre le bas de la bande de conduction et le haut des deux bandes de valence dégénérées en $\mathbf{k} = (0,0,0)$ pour GaAs. C'est donc ce paramètre de gap effectif que nous allons ajuster pour les différents échantillons pour prendre en compte le caractère quasi-bidimensionnel d'un puits quantique. Il prend en compte l'énergie de bande interdite de GaAs massif et l'énergie de confinement des électrons et des trous dans le puits quantique. Cette approche n'est pas exacte car elle ne tiens pas compte de l'effet du confinement sur les bandes de trous mais elle fournit une caractéristique de variation attendue en considérant la non-parabolicité.

Nous pouvons aussi à l'aide de ce modèle calculer la dépendance en champ magnétique du facteur effectif de Landé $g^*(B)$. Néanmoins, la faible valeur de ce paramètre et la résolution des expériences de résonance cyclotron ne permettent pas de mettre ce degré de liberté en évidence. La valeur de $g^*(B)$ est de -0.44 dans le GaAs massif.

B.2 Application à la résonance cyclotron

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan d'un GE2D, le niveau de Fermi traverse successivement la structure de niveaux de Landau et lorsque le facteur de remplissage n'est pas un entier pair, les transitions cyclotron (conservant

Dénomination	$\Delta(B)$	E_0 [meV]	n_s [cm ⁻²]
889 _{GaAs}	$-0.02984 + 0.0074.B + 0.00345.B^2$	1.595	1.38×10^{12}
1038 _{Si}	$-0.02361 + 0.00644.B + 0.00365.B^2$	1.582	1.2×10^{12}
1201 _{Si}	$-0.01283 + 0.00433.B + 0.00389.B^2$	1.544	8.8×10^{11}
1201b _{Si}	$-0.01294 + 0.00437.B + 0.00391.B^2$	1.550	9.0×10^{11}
1200 _{Si}	$-0.00743 + 0.00298.B + 0.00397.B^2$	1.548	7.0×10^{11}
1416 _{Si}	$-0.03874 + 0.01779.B + 0.03191.B^2$	1.567	5.8×10^{11}

Tab. B.1 – Approximation par un polynôme du second degré $\Delta(B)$ de différence d'énergie entre les niveaux de Landau proche de l'énergie de Fermi due à la non-parabolicité dans les différents échantillons et paramètre de gap effectif E_0 .

le spin) ont lieu à partir de niveaux de Landau différents. Par conséquent, les masses effectives associées à ces différentes transitions seront différentes suivant les valeurs du champ magnétique. La figure B.2 représente le résultat du calcul $\mathbf{k.p}$ de l'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique. Les différents niveaux de Landau sont indexés par leur indice de Landau et sont dégénérés en spin. Nous avons représenté sur la même figure l'évolution du niveau de Fermi en fonction du champ magnétique et les différentes transitions cyclotron possibles en fonction du champ magnétique. Les notations utilisées dans le mémoire sont celles indiquées sur la figure. La transition de forte masse effective est appelée $\hbar\omega_{c1}$ et celle de faible masse effective $\hbar\omega_{c0}$. Nous définissons ici la différence $\Delta(B) = \hbar\omega_{c0} - \hbar\omega_{c1}$ qui peut être décrite par un polynôme du second degré pour les différents échantillons. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau B.1.

La non-parabolicité de la bande de conduction de GaAs apparaît ici dans la dépendance non linéaire en champ magnétique de l'énergie des niveaux de Landau. En augmentant le champ magnétique, la différence d'énergie entre les niveaux de Landau des différentes bandes augmente et par conséquent, la masse effective varie aussi suivant l'équation B.6.

Nous remarquons de plus sur la figure B.2 que l'évolution du niveau de Fermi en fonction du champ magnétique est discontinue. Ce phénomène dû à la nature discrète de la densité d'état fait que la dépendance en champ de l'énergie cyclotron sera elle aussi discontinue car les niveaux de Landau impliqués dans la résonance cyclotron sont ceux au niveau de Fermi. Nous pouvons alors déduire de ce calcul les énergies de résonance cyclotron en fonction du champ magnétique dans le cadre de ce modèle à une particule en faisant la différence des énergies des niveaux de Landau impliqués dans la transition. Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure B.3 sur laquelle nous avons superposé les

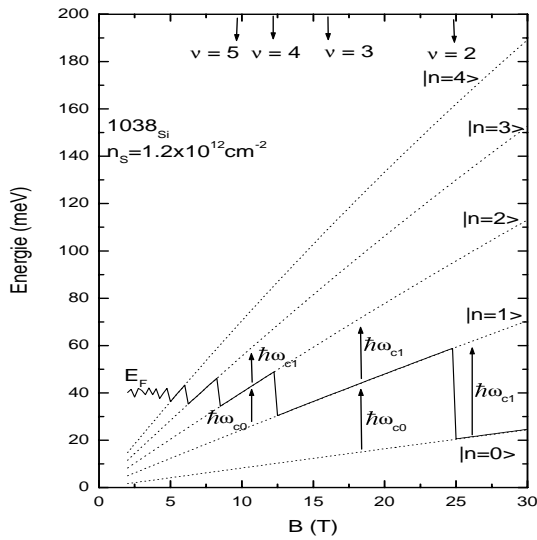


Fig. B.2 – Evolution des niveaux de Landau dégénérés en spin (pointillés) et du niveau de Fermi pour ^{1038}Si (traits continus) en fonction du champ magnétique calculée avec le modèle $\mathbf{k.p}$ de non-parabolicité. Sont aussi représentées les différentes transitions cyclotron permises en fonction du facteur de remplissage.

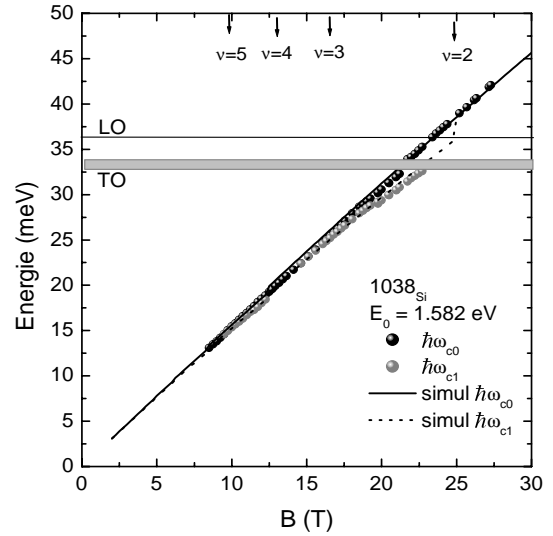


Fig. B.3 – Dépendance en champ magnétique de l'énergie cyclotron calculée avec le modèle $\mathbf{k.p}$ de non-parabolicité et résultats expérimentaux obtenus pour ^{1038}Si .

résultats expérimentaux obtenus sur l'échantillons 889 dont les paramètres (concentration, largeur du puits et énergie E_0 ont été utilisés). Le paramètre E_0 est ajusté pour que pour $\nu = 2$, les courbes expérimentales et théoriques se superposent.

Annexe C

Phonons optiques dans un puits quantique

Dans cette annexe, nous expliciterons les notions de phonons optiques transverses et longitudinaux dans un puits quantique. Nous dériverons l'expression de la fonction diélectrique d'un solide ionique ne contenant pas d'électrons puis nous énoncerons les différents modes de vibration d'une couche mince de matériau polaire afin de mettre en évidence les particularités du confinement dans une direction de l'espace.

C.1 La fonction diélectrique d'un solide ionique

Dans un solide ionique, il existe deux types de modes propres de vibration : les modes transverses pour lesquels le déplacement des atomes est perpendiculaire à la direction de propagation, et les modes longitudinaux pour lesquels le déplacement des atomes est dans la direction de propagation de l'onde. En définissant la polarisation $\mathbf{P}_{ionique}$ comme étant le moment dipolaire par unité de volume et sachant que dans le solide il existe N ions positifs et N ions négatifs par unité de volume, alors la contribution des déplacement ionique à la polarisation est (dans la limite de grandes longueurs d'onde):

$$\mathbf{P}_{ionique} = \frac{Ne^2/\mu}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} E_0 \quad (\text{C.1})$$

où ω_{TO} est la pulsation d'un phonon transverse optique, μ est la masse réduite d'une paire d'ions de charge opposée et E_0 le champ local s'exerçant sur une paire d'ions. La fonction diélectrique du solide est définie par ([Kittel66], [Ashcroft76]):

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi_{électronique} + \chi_{ionique} \quad (\text{C.2})$$

où les χ sont les susceptibilités diélectriques associées aux ions du cristal et aux charges fixes ($\chi_{ionique} = \mathbf{P}_{ionique}/E_0$). La constante diélectrique haute fréquence s'exprime alors

par $\epsilon(\infty) = 1 + \chi_{\text{électronique}}$ où le sigle ∞ ne désigne pas une fréquence infinie mais une fréquence $\omega \gg \omega_{TO}$ telle que la contribution des mouvements des ions soit négligeable.

On a alors :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) + \frac{Ne^2/\mu}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} \quad (\text{C.3})$$

Les solutions de l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans la matière obéissent la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \frac{c^2 \mathbf{q}^2}{\epsilon(\omega)} \quad (\text{C.4})$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et \mathbf{q} est son vecteur d'onde. Pour des valeurs réelles de ω , les solutions de cette équation présentent un vecteur d'onde \mathbf{q} réel (et par conséquent l'onde associée est progressive) uniquement si $\epsilon(\omega)$ est positive. D'après l'équation C.3, nous remarquons que ϵ devient négative dans le domaine spectral délimité pour les basses fréquences par ω_{TO} et pour les hautes fréquences par

$$\omega_{LO}^2 = \omega_{TO}^2 + \frac{Ne^2}{\mu\epsilon(\infty)} \quad (\text{C.5})$$

où ω_{LO} est la fréquence du phonon optique longitudinal pour $\mathbf{k} \sim 0$ avec \mathbf{k} les vecteur d'onde associé au phonon, définie comme étant la fréquence pour laquelle $\epsilon(\omega)$ s'annule. Nous remarquons que la différence d'énergie entre les deux modes transverse et longitudinal provient du fait que le mode longitudinal développe un champ de dépolarisation qui induit une force de rappel supplémentaire dans l'équation du mouvement des plans atomiques. Cette région énergétique entre les deux fréquences des phonons optiques transverse et longitudinal est appelée *bande de reststrahlen*. Des photons avec une énergie comprise dans cette bande de fréquence ne pourront pas se propager à travers le solide et seront réfléchis.¹ Finalement, en combinant les équations C.3 et C.5, nous obtenons la relation de Lyddane-Sachs-Teller qui relie les fréquences des phonons optiques à la constante diélectrique statique et haute fréquence :

$$\frac{\omega_{LO}^2}{\omega_{TO}^2} = \frac{\epsilon(0)}{\epsilon(\infty)} \quad (\text{C.6})$$

En utilisant ce nouveau résultat, il est possible de réécrire l'équation C.3 pour exprimer la fonction diélectrique associée aux ions du cristal :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \frac{\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} \quad (\text{C.7})$$

1. Cette propriété est spécifique des matériaux épais et il a été montré [Berreman63] que pour des couches d'épaisseurs inférieures à la longueur d'onde du rayonnement incident, les ondes électromagnétiques peuvent se propager à travers le film mince et sont absorbées sélectivement à la fréquence du phonon transverse pour une incidence perpendiculaire à la surface de l'échantillon et aux deux fréquences des phonons optiques longitudinaux et transverses pour une incidence oblique

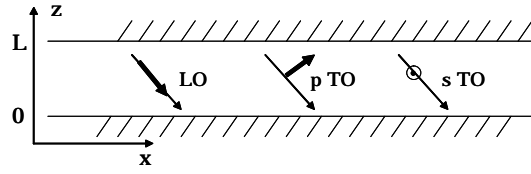


Fig. C.1 – Les trois modes phonons optiques dans une couche mince d'épaisseur L . Le vecteur d'onde est représenté en trait fin et le champ électrique en trait épais.

Cette équation est valable pour un mode phonon parfait (de largeur énergétique nulle). Pour représenter un cristal réel, il est nécessaire de rajouter une partie imaginaire à cette fonction diélectrique pour introduire une largeur énergétique à ce mode. D'un point de vue physique, nous attribuons un *temps de vie* à cette excitation. L'expression de la fonction diélectrique prend alors la forme suivante :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \frac{\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (\text{C.8})$$

où γ représente la largeur énergétique de la transition. C'est cette expression que nous avons utilisé dans la simulation multidélectrique pour représenter la contribution du réseau à la fonction diélectrique.

C.2 Phonons optiques dans une couche mince polaire

Le système physique le plus simple pour illustrer l'influence de la taille finie d'un système sur ses modes optiques de vibration est la couche mince de matériau polaire. En analogie avec le cas tridimensionnel, les vibrations optiques présentes dans une couche mince sont illustrées sur la figure C.1. Il en existe trois types : un mode LO et deux modes TO (de type p et s). La relation de dispersion pour ces modes est :

$$(\omega^2 - \omega_{TO}^2)\mathbf{u}(k) = [-H(k) + (\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2)I(k)]\mathbf{u}(k) \quad (\text{C.9})$$

où $\mathbf{u}(k)$ est le déplacement relatif des ions, $H(k)$ est une matrice 3×3 reliée aux constantes élastiques du matériau [Ridley91], $I(k)$ une matrice 3×3 dépendant des composantes k_x , k_y et k_z du vecteur d'onde. Les conditions aux limites à appliquer dans le cas d'une surface libre sont l'annulation des contraintes normale et de cisaillement à l'interface. Elles permettent alors de définir les modes TO de type s par :

$$u_y = \exp(ik_x x) \cos(k_z z) \quad (\text{C.10})$$

avec $k_z L = n\pi$. Ce mode est confiné et son vecteur d'onde ne peut prendre que certaines valeurs discrètes selon la direction z tandis que sa propagation dans le plan de la couche est

libre. L'effet de la condition aux limites sur les modes TO de type p et LO est différente car à la surface de l'échantillon, ces deux modes présentent une composante de déplacement dans la même direction. Les solutions qui apparaissent sont une onde guidée de caractère mixte LO-TO de type p vibrant en phase, et une onde évanescence de caractère mixte LO-TO de type p, localisée sur les deux surfaces de la couche mince. La première solution apporte des conditions de discrétisation des vecteurs d'onde associés aux deux ondes longitudinale et transverse, tandis que la deuxième solution fait apparaître deux modes surfaciques, un symétrique et l'autre antisymétrique, caractéristiques de la présence des deux interfaces. Dans un système confiné, les modes propres de vibration ne sont donc plus simplement des phonons optiques de type longitudinal ou transverse mais plusieurs types de vibrations de caractère mixte LO-TO apparaissent suivant la direction de propagation, des modes confinés et des modes localisés aux interfaces.

C.3 Phonons optiques dans un puits quantique non dopé

Les fonctions d'ondes associées aux phonons vont, tout comme les fonctions d'onde électroniques, être affectées par le confinement. Les électrons sont sensibles à la différence d'énergie de bande de conduction entre le matériau constituant le puits et le matériau constituant la barrière. Les phonons vont eux être sensibles à la différence d'élasticité entre les différents matériaux et vont être confinés de la même manière que les électrons le sont dans un puits quantique. Les énergies des bandes optiques pour AlAs et GaAs ne sont pas compatibles. Pour traiter ce problème, il faut imposer à la fonction de polarisation associée au mode phonon de respecter simultanément des conditions aux limites électrostatique [Fomin85] (continuité de la composante normale du vecteur déplacement électrique et de la composante tangentielle du champ électrique à chaque interface) et des conditions aux limites mécanique imposant la continuité du déplacement des atomes de l'interface [Trallero-Giner92], (dans le cas d'une hétérojonction AlAs/GaAs, l'approximation d'une interface rigide est valable en posant $\mathbf{u}_{\text{interface}} = 0$). Nous sommes amenés à résoudre le système de deux équations suivantes:

$$\begin{cases} \rho(\omega^2 - \omega_{TO}^2)\mathbf{u} - \nabla(\rho v_a^2 \nabla \mathbf{u}) - \nabla(\rho v_b^2 \nabla \mathbf{u}) + \sqrt{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}\omega_{TO}\mathbf{E} = 0 \\ \mathbf{P} = \sqrt{\rho(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}\omega_{TO}\mathbf{u} + (\epsilon_\infty - 1)\mathbf{E} \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

où \mathbf{u} est le déplacement atomique, \mathbf{E} le champ électrostatique, ρ la densité massique, v_a et v_b des paramètres phénoménologiques décrivant la dispersion des modes phonons et qui sont obtenus partir des dispersions des phonons du matériau massif. Ces deux équations représentent les conditions mécaniques pour la première et diélectriques pour

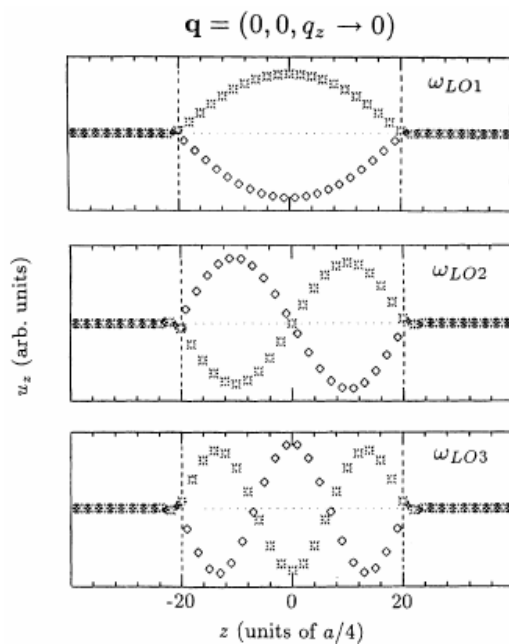


Fig. C.2 – Déplacements atomiques des modes phonons confinés pour un super réseau $(\text{GaAs})_{20}/(\text{AlAs})_{20}$. Les diamants, astriques et carrés pointillés représentent les atomes de Ga, As et Al respectivement. D'après [Rucker92].

la deuxième que doivent respecter les modes phonons optiques. Le champ de déplacement atomique est couplé au champ électromagnétique via la polarisation engendrée par les modes phonons. Ce couplage est plus évident en écrivant :

$$\nabla^2 \Phi = \nabla \mathbf{P} = \sqrt{\left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right)} \omega_{LO} \nabla \mathbf{u} \quad (\text{C.12})$$

où Φ est le potentiel électrostatique. Le terme de droite de C.12 est alors assimilable à une charge de polarisation induite par le phonon LO. La résolution simultanée des deux équations C.11 fournit les modes propres du puits quantique et nous voyons que la présence d'interfaces dans un système bidimensionnel modifie les modes de phonons. Il apparaît deux familles de phonons optiques :

- Les modes LO confinés dont la propagation est impossible. Ces modes se réfléchissent aux interfaces tout comme dans le cas de la couche mince et il apparaît un système d'ondes stationnaires. Leur dispersion est nulle, mais leur vecteur d'onde dans la direction de confinement est quantifié et ne peut prendre que des valeurs discrètes $k_z = \frac{n\pi}{L}$ ou $n = 1, 2, \dots, n_{max}$ avec $n_{max} = \text{PartieEntiere}(L/a)$ où a est le paramètre de maille de GaAs et L est la largeur du puits quantique. Les champs de déplacement et le champ de polarisation engendrés par ce type de phonons LO sont strictement nuls dans le matériau barrière (voir Fig. C.2).

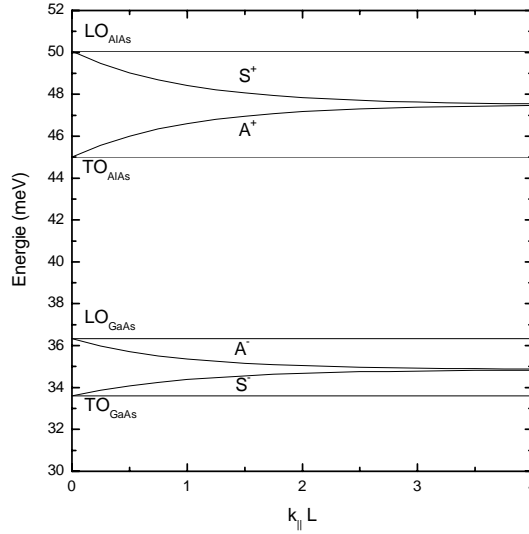


Fig. C.3 – Dispersion des modes phonons optique d'interface en fonction du vecteur d'onde dans le plan du puits quantique. Les modes $A\pm$ représentent les modes antisymétriques et $S\pm$ les modes symétriques.

- Les modes d'interface dont le champ électrique est confiné aux interfaces et décroît exponentiellement dans la direction normale à l'interface du puits quantique se répartissent en 2 groupes suivant la symétrie de la polarisation parallèle à l'interface associée au mode ([Rucker92], [Ruf98]). Ces modes sont la conséquence directe de la structure multicouche de l'échantillon. Un phonon longitudinal se propageant dans une couche avec un vecteur d'onde dans le plan de cette couche développe un champ électrique macroscopique qui, en considérant les relations de continuité du champ électromagnétique, sera non nul dans les couches adjacentes. Ces modes vont donc coupler les champs électriques présents dans les différentes couches. La dispersion de ces modes a été calculé par Hai *et al.* [Hai93] et s'exprime par :

$$\begin{aligned} \omega_{I,\pm}(q_{\parallel}) = & \left\{ \frac{1}{2(\epsilon_1^I + \epsilon_2^I)} (\epsilon_1^I(\omega_{LO1}^2 + \omega_{TO2}^2) + \epsilon_2^I(\omega_{LO2}^2 + \omega_{TO1}^2)) \right. \\ & \pm \left[\epsilon_1^I(\omega_{LO1}^2 + \omega_{TO2}^2) + \epsilon_2^I(\omega_{LO2}^2 + \omega_{TO1}^2) \right]^2 \\ & \left. - 4(\epsilon_1^I + \epsilon_2^I)(\epsilon_1^I\omega_{LO1}^2\omega_{TO2}^2 + \epsilon_2^I\omega_{LO2}^2\omega_{TO1}^2) \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

où $I=S,A$ désigne le caractère symétrique ou antisymétrique du mode d'interface, 1,2 sont les matériaux GaAs et AlAs respectivement, $\epsilon_1^I = \epsilon_{\infty 1}(1 - \gamma_I e^{-q_{\parallel}L})$, $\epsilon_2^I = \epsilon_{\infty 2}(1 - \gamma_I e^{-q_{\parallel}L})$ où $\gamma_S = 1$ et $\gamma_A = -1$. Ces solutions sont représentées sur la figure C.3.

Ces différentes populations de phonons sont complètement découplés à $K = 0$. Par contre, pour des $K \neq 0$, les modes confinés vont se coupler aux modes d'interfaces, faisant apparaître des anti-croisements dans la relation de dispersion ([Chamberlain93],

[Ruf98]). Les modes phonons sont alors décrits par une combinaison linéaire de modes optiques transverses, longitudinaux et d'interface. Cette combinaison linéaire est unique et respecte les deux types de conditions aux limites.

C.4 Phonons optiques dans un puits quantique dopé

La présence d'un GE2D dans un puits quantique modifie les modes de vibrations optiques. Les charges libres présentes dans le matériau oscillent en phase les unes par rapport aux autres et développent des plasmons. Il existe deux types de plasmons dans un GE2D, les plasmons intra sous-bande qui sont des excitations électroniques au sein d'une sous-bande électrique et les plasmons inter sous-bande qui représentent des excitations électroniques entre les sous bandes-bandes électrique du puits. Dans la limite des grandes longueur d'onde, l'énergie d'une excitation intra sous-bande est nulle. La dispersion de ces modes est [Ando82]:

$$\omega_p^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon(q)} q \quad (\text{C.14})$$

où $\epsilon(q)$ est la fonction diélectrique associée aux phonons du matériau et q le vecteur d'onde de l'excitation dans le plan de confinement. Ces modes ne peuvent pas développer de polarisation macroscopique contrairement aux plasmons en 3 dimensions.

Les plasmons inter sous-bande créent une polarisation perpendiculairement au plan de confinement et se couplent ainsi aux phonons optiques créant une polarisation macroscopique dans la même direction, donc aux phonons LO dont le vecteur d'onde est perpendiculaire au plan de confinement. Ces modes ont été observés par Pinczuk *et al.* [Pinczuk80] par spectroscopie Raman et sont définis comme étant les zéros de la composante ϵ_{zz} du tenseur diélectrique. En l'absence de champ magnétique, ces modes sont définis par :

$$\omega_{Li\pm} = \frac{1}{2} \left[\Omega^2 + \omega_{LO}^2 + \frac{\omega_p^2}{\epsilon(\infty)} \pm \sqrt{(\Omega^2 + \omega_{LO}^2 + \frac{\omega_p^2}{\epsilon(\infty)})^2 - 4(\omega_{LO}^2 \Delta^2 + \frac{\omega_p^2}{\epsilon(\infty)} \omega_{TO}^2)} \right] \quad (\text{C.15})$$

où Ω est l'énergie inter sous-bande. Ces modes ne dépendent pas au premier ordre du champ magnétique mais un calcul rigoureux prenant en compte la dépendance en vecteur d'onde montrent qu'ils présentent une faible dispersion [Wendler90].

Dans un puits quantique dopé, les phonons LO de vecteur d'onde perpendiculaire au plan de confinement se couplent aux excitations inter sous-bande tandis que tous les autres modes phonon restent identiques au cas du puits non dopé.

Annexe D

Fonction diélectrique d'un gaz électronique quasi-bidimensionnel

Nous venons de voir comment s'écrit la fonction diélectrique associée aux charges fixes d'un solide (transitions inter bandes) et aux vibrations des ions constituant le solide (phonons). Dans cette annexe, nous allons exprimer la contribution des électrons libres dans le puits quantique à la fonction diélectrique dans un modèle quasi-classique afin d'en dériver l'expression générale. La principale différence entre les contributions des phonons et des électrons libres à la fonction diélectrique réside dans la forme du tenseur associé : pour les modes phonons, ce tenseur est diagonale alors que pour des porteurs libres soumis à un champ magnétique, toutes les composantes sont non nulles. Nous allons résoudre le problème d'un gaz électronique confiné dans un puits de potentiel parabolique, dans un modèle à une particule.

D.1 Gaz électronique confiné dans un puits parabolique

Le potentiel de confinement est de la forme $V_z = \frac{m\Omega^2}{2}z^2$. Le gaz électronique est dans le plan (O, x, y) et le champ magnétique s'exprime par $B = (0, B_y, B_z)$. Chaque électron du gaz obéit indépendamment des autres aux équations du mouvement :

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{e}{mc}(v_y \cdot B_z - v_z \cdot B_y) + \frac{e}{m}E_x \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\omega_{cz}v_x + \frac{e}{m}E_y \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} = \omega_{cy}v_y - m^*\Omega^2 z + \frac{e}{m}E_z \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

où $\omega_{cz} = eB_z/mc$ et $\omega_{cy} = eB_y/mc$. En supposant une variation du champ électrique de la forme $\mathbf{E} \approx e^{-i\omega t}$, et donc une variation de la position de l'électron de la même forme,

le système d'équation D.1 se réduit à :

$$\begin{bmatrix} -\omega^2 & i\omega\omega_{cz} & -i\omega\omega_{cy} \\ -i\omega\omega_{cz} & -\omega^2 & 0 \\ i\omega\omega_{cy} & 0 & -(\omega^2 - \Omega^2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \frac{e}{m} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{D.2})$$

Le déterminant de cette matrice s'exprime par :

$$D = -\omega^2[\omega^4 - \omega^2(\Omega^2 + \omega_c^2) + \omega_{cz}^2\Omega^2] = -\omega^2(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) = -\omega^2 D_0 \quad (\text{D.3})$$

où $\omega_c^2 = \omega_{cz}^2 + \omega_{cy}^2$ et

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{\Omega^2 + \omega_c^2}{2} \pm \frac{1}{2}[(\Omega^2 + \omega_c^2) - 4\Omega^2\omega_{cz}^2]^{1/2} \quad (\text{D.4})$$

soit

$$\begin{cases} \omega_1^2 \approx \Omega^2 + \frac{\Omega^2\omega_{cy}^2}{\Omega^2 - \omega_c^2} \approx \Omega^2 + \omega_{cy}^2 + \frac{\omega_{cy}^2\omega_c^2}{\Omega^2} \\ \omega_2^2 \approx \omega_c^2 - \frac{\Omega^2\omega_{cy}^2}{\Omega^2 - \omega_c^2} \approx \omega_{cz}^2 - \frac{\omega_{cy}^2\omega_c^2}{\Omega^2} \end{cases} \quad (\text{D.5})$$

La dépendance angulaire dans ces expressions est contenue dans le terme ω_{cy} qui tend vers zéro pour θ tendant vers zéro. Pour une incidence perpendiculaire, les solutions sont donc $\omega_1 = \Omega$ et $\omega_2 = \omega_c$. Seule la deuxième de ces deux solutions est optiquement active et pour observer l'absorption inter sous-bande, il faut un champ électrique exciteur perpendiculaire au plan du puits [Helm00], donc un angle θ non nul. Dans la limite où Ω tend vers l'infini, comme c'est le cas pour un gaz purement bidimensionnel, les corrections à ω_1 et ω_2 tendent vers zéro et il n'existe plus de couplage entre les excitations intra sous-bande (résonance cyclotron) et inter sous-bande.

Il est alors possible d'inverser la matrice de l'équation D.2 pour obtenir la relation matricielle définissant la position de l'électron en fonction du champ électrique :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \frac{e}{Dm} \begin{bmatrix} \omega^2(\omega^2 - \Omega^2) & i\omega\omega_{cz}(\omega^2 - \Omega^2) & -i\omega^2\omega_{cy} \\ -i\omega\omega_{cz}(\omega^2 - \Omega^2) & \omega^2[\omega^2 - (\Omega^2 + \omega_{cy}^2)] & -\omega^2\omega_{cy}\omega_{cz} \\ i\omega^3\omega_{cy} & -\omega^2\omega_{cy}\omega_{cz} & \omega^2(\omega^2 - \omega_{cz}^2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{D.6})$$

Comme dans le cas des phonons, la fonction diélectrique est définie à partir de la polarisation $\mathbf{P}(\omega)$ du gaz électronique par :

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi \frac{\mathbf{P}(\omega)}{\mathbf{E}(\omega)} ; \quad \mathbf{P}(\omega) = n_s e \mathbf{u}(\omega) \quad (\text{D.7})$$

où $\mathbf{u}(\omega)$ est le vecteur position de l'électron et n_s est la concentration électronique du gaz. Nous pouvons alors définir les composantes du tenseur diélectrique en utilisant les

relations D.6 et D.7. Ces composantes s'expriment par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_{xx} = 1 - \frac{4\pi n_s e^2}{m} \frac{\omega^2 - \Omega^2}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \\ \epsilon_{xy} = -i \frac{4\pi n_s e^2}{m} \frac{\omega_{cz}}{\omega} \frac{\omega^2 - \Omega^2}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \\ \epsilon_{xz} = i \frac{4\pi n_s e^2}{m} \omega \omega_{cy} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \\ \epsilon_{yy} = 1 - \frac{4\pi n_s e^2}{m} \frac{\omega^2 - (\Omega^2 + \omega_{cy}^2)}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \\ \epsilon_{yz} = \frac{4\pi n_s e^2}{m} \frac{\omega_{cy} \omega_{cz}}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \\ \epsilon_{zz} = 1 - \frac{4\pi n_s e^2}{m} \frac{\omega^2 - \omega_{cz}^2}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \end{array} \right. \quad (\text{D.8})$$

Ces expressions des composantes de la fonction diélectrique du gaz électronique montrent clairement qu'en appliquant un champ magnétique $\mathbf{B} = (0, B_y, B_z)$, l'énergie inter sous-bande intervient dans toutes les composantes de ce tenseur. Ce sont ces expressions qu'il faut prendre en compte pour calculer la réponse diélectrique du gaz.

D.2 Non parabolicité

Pour que le modèle prenne en compte l'effet de la non parabolicité, il faut considérer que le GE2D est composé de deux familles distinctes d'électrons auxquelles on attribue deux valeurs de masses effectives différentes. Cette situation représente le fait que lorsqu'un niveau de Landau est partiellement occupé, il existe une transition cyclotron dont l'état initial est le dernier niveau de Landau partiellement occupé qui est aussi l'état final d'une transition dont le niveau de départ est le dernier niveau de Landau totalement occupé. Pour introduire cet effet dans le modèle semi-classique que nous venons de développer, il faut utiliser les résultats obtenus grâce à la mécanique quantique. Dans le modèle semi-classique, pour un angle d'incidence nul, nous avons :

$$\epsilon_{xx} = 1 - 4\pi e^2 \left(\frac{N_a}{m_a(\omega^2 - \omega_{ca}^2)} + \frac{N_b}{m_b(\omega^2 - \omega_{cb}^2)} \right) \quad (\text{D.9})$$

où a et b représentent les deux familles d'électrons de masse m_a et m_b et de fréquence de résonance ω_{ca} et ω_{cb} . Dans les mêmes conditions, l'expression quantique est :

$$\epsilon_{xx} = 1 - \frac{4\pi G_B}{d_w} \sum_N \sum_{\sigma} \frac{(f_{N,\sigma} - f_{N+1,\sigma}) \cdot (N+1)}{m_N(\omega^2 - \omega_{N+1,N,\sigma}^2)} \quad (\text{D.10})$$

où G_B est la dégénérescence d'un niveau de Landau, $f_{N,\sigma}$ est la fonction d'occupation des électrons dans le niveau de Landau N de spin σ , d_w est la largeur du puits quantique. Dans le cas où $2 < \nu < 4$, cette expression s'écrit :

$$\epsilon_{xx} = 1 - \frac{4\pi G_B}{d_w} \left(\frac{2 - \eta}{m_0(\omega^2 - \omega_{c0}^2)} + \frac{2\eta}{m_1(\omega^2 - \omega_{c1}^2)} \right) \quad (\text{D.11})$$

où η est la fraction du dernier niveau de Landau occupé par des électrons. Nous pouvons alors identifier les deux relations D.9 et D.11 pour déduire que :

$$\begin{cases} m_a = m_0, N_a = \frac{G_B(2-\eta)}{d_w} \\ m_b = m_1, N_b = \frac{G_B 2\eta}{d_w} \end{cases} \quad (\text{D.12})$$

Ce raisonnement peut être étendu à l'ensemble des composantes du tenseur diélectrique. Il faut néanmoins résoudre le déterminant D.2 deux fois en considérant les deux familles d'électrons et utiliser deux jeux de solutions ω_1 et ω_2 .

Annexe E

Modèle multidiélectrique de la transmission infrarouge

Dans cette annexe, nous développerons un modèle de calcul de la transmission diélectrique basé sur le formalisme des matrices de transfert [Born]. Les échantillons étudiés sont des milieux stratifiés constitués d'un empilement de couches d'épaisseurs différentes de GaAs, d'AlAs et de GaAlAs. La propagation de la lumière dans un tel système est décrite par les équations de Maxwell en considérant les hypothèses suivantes :

- L'onde électromagnétique incidente est une onde plane monochromatique et sa direction de propagation fait un angle θ par rapport à l'axe de croissance de l'hétérostructure.
- Une hétérostructure est considérée comme un milieu hétérogène stratifié et chaque couche est considérée comme un milieu homogène.

E.1 Détermination des 4 vecteurs d'onde caractéristiques

Le calcul de la transmission de l'échantillon nécessite de connaître le tenseur diélectrique associé à chacune des couches semi-conductrices le composant. Ces tenseurs ont été explicités pour le réseau cristallin dans l'appendice C et pour la partie électronique dans l'appendice D. Nous pouvons maintenant résoudre les équations de Maxwell pour une onde plane monochromatique dont le vecteur d'onde \mathbf{k} fait un angle θ avec la normale à la surface de la couche. La géométrie considérée est représentée sur la figure E.1.

La résolution de ces équations nous permettra de déterminer les 4 vecteurs d'onde associés aux 4 ondes se propageant dans l'échantillon. Ces équations s'expriment de manière générale par :

$$E_\alpha k^2 = k_\alpha k_\beta E_\beta + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\alpha\beta} E_\beta \quad (\text{E.1})$$

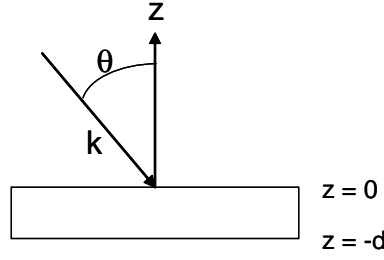


Fig. E.1 – Géométrie utilisée pour le calcul de la transmission d'une couche mince.

où $\alpha, \beta = x, y, z$. En posant $q = \frac{ck}{\omega}$ avec $k_x = q_x = 0$ et $q^2 = q_y^2 + q_z^2$, la résolution de l'équation E.1 revient à trouver les solutions du déterminant suivant :

$$D = \begin{vmatrix} q^2 - \epsilon_{xx} & -\epsilon_{xy} & -\epsilon_{xz} \\ \epsilon_{xy} & q^2 - q_y^2 - \epsilon_{yy} & -(q_y q_z + \epsilon_{yz}) \\ \epsilon_{xz} & -(q_y q_z + \epsilon_{yz}) & q^2 - q_z^2 - \epsilon_{zz} \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{E.2})$$

Cette équation peut s'exprimer sous la forme :

$$Aq_z^4 + Bq_z^3 + Cq_z^2 + Dq_z + E = 0 \quad (\text{E.3})$$

et les racines de ce polynôme sont les vecteurs d'onde q_1, q_2, q_3 et q_4 associés aux ondes électromagnétiques se propageant dans l'échantillon. Si les tenseurs diélectriques associés aux différentes couches étaient diagonaux, il n'y aurait que 2 vecteurs d'ondes significatifs, mais la présence des charges libres complexifie le problème et nous devons déterminer les 4 solutions correspondant à des ondes progressives. Cela signifie que la réflectivité sera elle aussi sensible à la présence du gaz bidimensionnel.

E.2 Calcul de la transmission diélectrique

E.2.1 Transmission d'une couche mince

Pour calculer la transmission de la structure, nous devons exprimer le champ électrique transmis en fonction du champ électrique incident en appliquant les conditions aux limites électromagnétique. Le champ électrique s'exprime par :

$$\mathbf{E} = a_1(X_{1,1}, Y_1)e^{iK_1 z} + a_2(X_{2,1}, Y_2)e^{iK_2 z} + a_3(X_{3,1}, Y_3)e^{iK_3 z} + a_4(X_{4,1}, Y_4)e^{iK_4 z} \quad (\text{E.4})$$

où $K_i = \frac{\omega}{c}q_i$, $X_i = E_{x,i}/E_{y,i}$ et $Y_i = E_{z,i}/E_{y,i}$ où i est l'indice correspondant à la solution q_i et les a_i sont les amplitudes associées aux ondes de vecteurs de propagation q_i . A chaque onde est associée un champ magnétique tel que :

$$\mathbf{B} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k} \wedge \mathbf{E} \quad (\text{E.5})$$

Les expressions explicites des composantes des champs électrique et magnétique obtenues à partir des relations E.4 et E.5 sont :

$$\begin{cases} E_x = a_1 X_1 e^{iK_1 z} + a_2 X_2 e^{iK_2 z} + a_3 X_3 e^{iK_3 z} + a_4 X_4 e^{iK_4 z} \\ B_y = a_1 q_1 X_1 e^{iK_1 z} + a_2 q_2 X_2 e^{iK_2 z} + a_3 q_3 X_3 e^{iK_3 z} + a_4 q_4 X_4 e^{iK_4 z} \\ B_x = Z_1 a_1 e^{iK_1 z} + Z_2 a_2 e^{iK_2 z} + Z_3 a_3 e^{iK_3 z} + Z_4 a_4 e^{iK_4 z} \\ E_y = a_1 e^{iK_1 z} + a_2 e^{iK_2 z} + a_3 e^{iK_3 z} + a_4 e^{iK_4 z} \end{cases} \quad (\text{E.6})$$

où $Z_i = q_y Y_i - q_i$. Pour déterminer les coefficients a_i , nous imposons à chaque interface les relations de continuité suivantes : la conservation de E_x , E_y , B_x et B_y . En appelant \mathbf{A} le vecteur (a_1, a_2, a_3, a_4) , \mathbf{F}_i le vecteur $(E_x(z=0), B_y(z=0), E_y(z=0), B_x(z=0))$ et \mathbf{F}_t le vecteur $(E_x(z=-d), B_y(z=-d), E_y(z=-d), B_x(z=-d))$, il est possible d'exprimer les valeurs des différents champs à l'interface $z=0$ par la relation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} X_1 & X_2 & X_3 & X_4 \\ q_1 X_1 & q_2 X_2 & q_3 X_3 & q_4 X_4 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ Z_1 & Z_2 & Z_3 & Z_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x(z=0) \\ B_y(z=0) \\ E_y(z=0) \\ B_x(z=0) \end{bmatrix} \quad (\text{E.7})$$

soit :

$$\mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{A} = \mathbf{F}_i \quad (\text{E.8})$$

qui s'inverse en

$$\mathbf{A} = \mathbf{M}_0^{-1} \cdot \mathbf{F}_i \quad (\text{E.9})$$

En exprimant les composantes des différents champs à l'interface $z=-d$, nous obtenons la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} E_x(z=-d) \\ B_y(z=-d) \\ E_y(z=-d) \\ B_x(z=-d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_1 e^{-iK_1 d} & X_2 e^{-iK_2 d} & X_3 e^{-iK_3 d} & X_4 e^{-iK_4 d} \\ q_1 X_1 e^{-iK_1 d} & q_2 X_2 e^{-iK_2 d} & q_3 X_3 e^{-iK_3 d} & q_4 X_4 e^{-iK_4 d} \\ e^{-iK_1 d} & e^{-iK_2 d} & e^{-iK_3 d} & e^{-iK_4 d} \\ Z_1 e^{-iK_1 d} & Z_2 e^{-iK_2 d} & Z_3 e^{-iK_3 d} & Z_4 e^{-iK_4 d} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \quad (\text{E.10})$$

qui peut s'exprimer :

$$\mathbf{F}_t = \mathbf{M}_d \cdot \mathbf{A} = \mathbf{M}_d \cdot \mathbf{M}_0^{-1} \cdot \mathbf{F}_i \quad (\text{E.11})$$

La matrice de transfert exprimant les composantes des champs électrique et magnétique transmis en fonction des champs incidents est donc :

$$\mathbf{M}_t = \mathbf{M}_d \cdot \mathbf{M}_0^{-1} \quad (\text{E.12})$$

Pour chaque couche composant la structure, il faut donc déterminer les deux matrices \mathbf{M}_d et \mathbf{M}_0^{-1} et connaissant les vecteurs d'onde par la résolution des équations de Maxwell

dans la couche considérée, il nous faut déterminer les paramètres X_i, Y_i . Nous procédons alors en trois étapes. Dans un premier temps, nous déterminons la transmission dans le cas général où l'onde incidente est de la forme $E_x(z=0) = Fe^{iK_0z} + Ge^{-iK_0z}$ avec $E_y(z=0) = Ie^{iK_0z} + Je^{-iK_0z}$ où F, G, I et J sont des constantes. En considérant la géométrie présentée sur la figure E.1 nous avons les relations suivantes :

$$\begin{cases} Y_1 = -\tan(\theta) \\ Y_2 = \tan(\theta) \\ q_y Y_1 - q_{z0} = -1/\cos(\theta) \\ q_y Y_2 - q_{z0} = 1/\cos(\theta) \end{cases} \quad (\text{E.13})$$

En appelant E_x^t et E_y^t les deux composantes du champ électrique transmis nous pouvons définir les vecteurs \mathbf{F}_t et \mathbf{F}_0 des champs transmis et incidents tels que :

$$\mathbf{F}_0 = \begin{bmatrix} F + G \\ \cos(\theta)(F - G) \\ I + J \\ -(I - J)/\cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (\text{E.14})$$

$$\mathbf{F}_t = \begin{bmatrix} E_x^t \\ -\cos(\theta)E_x^t \\ E_y^t \\ E_y^t/\cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (\text{E.15})$$

Nous pouvons alors exprimer \mathbf{F}_0 comme :

$$\mathbf{F}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-1}{\cos(\theta)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F + G \\ F - G \\ I + J \\ I - J \end{bmatrix} \quad (\text{E.16})$$

$$\mathbf{F}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-1}{\cos(\theta)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F \\ G \\ I \\ I \end{bmatrix} = \mathbf{m}_{11} \cdot \begin{bmatrix} F \\ G \\ I \\ J \end{bmatrix} \quad (\text{E.17})$$

En appliquant la même procédure pour le vecteur \mathbf{F}_t , nous obtenons :

$$\mathbf{F}_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\cos(\theta)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x^t \\ E_x^t \\ E_y^t \\ E_y^t \end{bmatrix} = \mathbf{m}_{10} \cdot \begin{bmatrix} E_x^t \\ E_x^t \\ E_y^t \\ E_y^t \end{bmatrix} \quad (\text{E.18})$$

Nous avons donc une relation reliant les champs transmis aux champs incidents de la forme :

$$\begin{bmatrix} E_x^t \\ E_x^t \\ E_y^t \\ E_y^t \end{bmatrix} = \mathbf{m}_{10}^{-1} \cdot \mathbf{M}_t \cdot \mathbf{m}_{11} \cdot \begin{bmatrix} F \\ G \\ I \\ J \end{bmatrix} = \mathbf{M} \cdot \begin{bmatrix} F \\ G \\ I \\ J \end{bmatrix} \quad (\text{E.19})$$

où \mathbf{M} est une matrice 4×4 dont les coefficients $a_{i,j}$ sont déterminés par les propriétés diélectriques et la géométrie de la couche.

Ils faut alors exprimer les rapports $E_x^t/G = X_{TE}$, $E_y^t/G = Y_{TE}$, $E_x^t/J = X_{TM}$ et $E_y^t/J = Y_{TM}$ en fonction des coefficients $a_{i,j}$ dans le cas d'une onde incidente polarisée suivant l'axe (O,x) (polarisation transverse électrique TE) en considérant que l'onde réfléchie à la première interface a une composante suivant l'axe (O,y), et dans le cas d'une onde incidente polarisée suivant l'axe (O,y) (polarisation transverse magnétique TM) en considérant que l'onde réfléchie a aussi une composante non nulle suivant l'axe (O,x).

Pour finir, nous pouvons calculer la transmission de la couche en considérant que le champ incident est la somme d'un champ TE et d'un champ TM avec $E_{TE}^i = (G,0,0)$ et $E_{TM}^i = (0,J,Jtan(\theta))$. De même, le champ transmis est la somme du champ transmis en polarisation TE et du champ transmis en polarisation TM tel que $E^t = (GX_{TE} + JX_{TM}, GY_{TE} + JY_{TM}, tan(\theta)(GY_{TE} + JY_{TM}))$. En imposant les valeurs de G et J correspondant aux polarisation circulaire droite (pour $\theta = 0$, $G = 1/\sqrt{2}$ et $J = i/\sqrt{2}$) et gauche (pour $\theta = 0$, $G = 1/\sqrt{2}$ et $J = -i/\sqrt{2}$), il est alors possible de calculer les transmission $T_+ = E_+^t \cdot E_+^{t*}$ et $T_- = E_-^t \cdot E_-^{t*}$.

E.2.2 Transmission d'un système multicouche

Nous avons vu comment déterminer les matrices de transfert associées à chacune des couches semi-conductrices constituant l'échantillon. Pour calculer transmission de la structure entière, il faut effectuer le produit des matrices correspondant à chacune des couches. Donc pour un système constitué d'un empilement de N couche, nous avons :

$$\mathbf{M}^{\text{total}} = \mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{M}_1 \dots \mathbf{M}_{N-1} \quad (\text{E.20})$$

La transmission se calcule ensuite comme il a été expliqué dans le paragraphe précédent mais en considérant les coefficients $a_{i,j}$ de $\mathbf{M}^{\text{total}}$ caractéristique de l'échantillon étudié.

Bibliographie

- [Ando82] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, *Review of Modern Physics*, **54**, 437, (1982).
- [Ashcroft76] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, (Saunders College Publishing, 1976).
- [Bastard90] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, (Les éditions de physique, 1990)
- [Berreman63] D. W. Berreman, *Phys. Rev.*, **130**, 2193, (1963).
- [Born] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics, 6th edition*, (Cambridge University Press, 1998).
- [Chamberlain93] M. P. Chamberlain, M. Cardona, B. K. Ridley, *Phys. Rev. B*, **48**, 14356, (1993).
- [Fomin85] V. M. Fomin, E. P. Pokatilov, *Physica Status Solidi B*, **132**, 69, (1985).
- [Hai93] Guo-Qiang Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Phys. Rev. B*, **47**, 10358, (1993).
- [Helm00] M. Helm, *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and device applications I*, (Semiconductors and semimetals vol 62, Academic Press 2000).
- [Hermann77] C. Hermann, C. Weisbuch, *Phys. Rev. B*, **15**, 823, (1977).
- [Kane66] E.O. Kane, *Physics of III-V Compounds*, (vol 1, Academic Press, New York, 1966).
- [Kittel66] C. Kittel, *Phonons in perfect lattices and in lattices with point imperfection, Scottish Universities' Summer School*, (Oliver and Boyd Edinburgh and London, 1966).
- [Landau30] L. D Landau, *Zeitschrift fur Physik*, **64**, 629, (1930).
- [Mori89] N. Mori, T. Ando, *Phys. Rev. B*, **40**, 6175, (1989).
- [Pinczuk80] A. Pinczuk, J.M. Worlock, H.L. Stormer, R. Dingle, W. Wiegmann, A.C. Gossard, *Solid State Comm.*, **36**, 43, (1980).
- [Rucker92] H. Rucker, E. Molinari, P. Lugli, *Phys. Rev B*, **45**, 6747, (1992).

- [Ridley91] B. K. Ridley, *Phys. rev. B*, **44**, 9002, (1991).
- [Rikken86] G.L.J.A. Rikken, H. Sigg, C.J.G.M. Langerak, H.W. Myron, J.A.A.J. Perenboom, G. Weimann, *Phys. Rev. B*, **34**, 5590, (1986).
- [Ruf98] T. Ruf, *Phonon Raman Scattering in Semiconductors, Quantum Wells and Superlattices*, (Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1998).
- [Trallero-Giner92] C. Trallero-Giner, F. Garcia-Moliner, V. R. Velasco, M. Cardona, *Phys. Rev. B*, **45**, 11944, (1992).
- [Wendler90] L. Wendler, R. Pechstedt, *J. Phys.: Condens. Matter*, **2**, 8881, (1990).
- [Yu95] P. Yu, M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors Physics and Materials Properties*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1995).
- [Zunke95] M. Zunke, R. Schorer, G. Abstreiter, W. Klein, G. Weimann, M.P. Chamberlain, *Solid State Comm.*, **93**, 847, (1995).

Liste des publications

Travaux présentés dans ce mémoire

C. Faugeras, D.K. Maude, G. Martinez, L.B. Rigal, C. Proust, K.J. Friedland, R. Hey, K.A. Ploog.

"Magnetophonon Resonance in High Density, High Mobility Quantum Well Systems"

A paraître

C. Faugeras, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland, Y. Bychkov.

"Polaronic Effects in Ionic Crystals Revisited"

A paraître

C. Faugeras, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland.

"Electron-Phonon Interaction in a Doped GaAs Quantum Well"

Proceedings of the 15th Electronic Properties of Two-dimensional Systems, Nara, Japan, (2003).

C. Bardot, C. Faugeras, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland.

"Magneto Plasmon Modes and Raman Scattering Processes in a 2DEG at Filling Factors Around Two."

Proceedings of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, Edinburgh, UK, (2002).

C. Faugeras, J. Zeman, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland.

"Polaron Coupling in a High Density GaAs Quantum Well"

Proceedings of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, Edinburgh, UK, (2002).

C. Faugeras, J. Zeman, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland.
"Electron Correlations in a High Density GaAs Quantum Well Studied by Cyclotron Resonance"

Proceedings of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, Edinburgh, UK, (2002).

A.J.L Poulter, C. Faugeras, J. Zeman, D.K. Maude, M. Potemski, G. Martinez.

"Magneto Infrared Absorption in a High Density GaAs Quantum Well"

Reply to Phys. Rev. Lett, **89**, 039704, (2002).

C. Faugeras, J. Zeman, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K.J. Friedland.

"Magneto Infrared Absorption and Polaron Coupling in High Density GaAs Quantum Well"

Proceedings of the 14th Electron Properties of two Dimensional Systems, Praha, Czech Republic, (2001). Physica E **12**, 584, (2002).

Travaux non présentés dans ce mémoire

J. Zeman, A.J.L. Poulter, M. Lentz, C. Faugeras, G. Martinez, R. Hey, K.J. Friedland.

"The Influence of Acceptor on Cyclotron Resonance in High Electronic Density 2DEG"

Proceedings of the Semimag2000, Matsue, Japan, (2000). Physica B, **298**, 226, (2001).

A. Poncet, C. Faugeras, M. Mouis.

"Simulation of 2D Quantum Effects in Ultra Short Channel MOSFETs by a Finite Element Method"

European Physical Journal of Applied Physics, **15**, 117, (2001).