

Introduction générale

La physique des systèmes de basse dimensionnalité a connu un essor important depuis une vingtaine d'années. Elle est animée par des motivations fondamentales conjointes à des objectifs industriels. Il est en effet connu que les systèmes de basse dimensionnalité possèdent des propriétés uniques telles que d'avoir des densités d'états électroniques en bas de bande d'autant plus piquées que la dimensionnalité est basse. Les systèmes 3D, 2D, 1D et 0D ont respectivement en bas de bande, une densité nulle, constante, infinie qui diverge comme l'inverse de la racine de l'énergie et infinie avec concentration de tous les états sur un seul niveau. La concentration d'états en bas de bande est augmentée avec la réduction de dimensionnalité et s'accompagne d'une diminution de la densité d'états aux énergies supérieures, c'est à dire d'une réduction de l'espace des phases. Ces deux propriétés fondamentales ont suscité l'utilisation de ces systèmes pour des applications optiques et électroniques. La densité plus piquée diminuerait le seuil des lasers et augmenterait leur stabilité en fréquence et température. La réduction de l'espace des phases doit théoriquement augmenter fortement la mobilité d'un électron libre et permettrait la réalisation de composants de traitement de l'information encore plus rapides. L'effort s'est donc de prime abord porté sur les méthodes de fabrication, en particulier les méthodes de croissance par Epitaxie à Jets Moléculaires (EJM) et Epitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques (EPVOM). Grâce aux progrès de ces méthodes, les deux propriétés énoncées ci-dessus ont été vérifiées pour les systèmes 2D. Une réduction supplémentaire de la dimensionnalité ne peut se faire sans l'ajout d'interfaces de confinement supplémentaires (une pour le 1D et deux pour le 0D) et à ce jour, quelque soit la technique de fabrication, les preuves sont encore peu nombreuses et parfois discutables. L'ajout de ces interfaces augmente le désordre et il est encore difficile de trouver un régime d'observation et d'utilisation tel que les effets dus au confinement dominant devant les effets de désordre. Mais cela ne diminue pas pour autant leur intérêt, car jusqu'à preuve du contraire, il ne s'agit pour l'instant que d'un problème de maîtrise des techniques de fabrication. C'est là une différence importante entre les systèmes 2D, où on s'accorde essentiellement sur deux techniques de fabrication désormais bien maîtrisées et les systèmes 1D et 0D où les méthodes de fabrication sont très diverses et encore pour la plupart à leur stade d'optimisation.

Le travail de cette thèse s'inscrit dans la course aux basses dimensions et l'ensemble des résultats présentés concernent les systèmes 1D dopés (bien que l'auteur ait aussi démarré un travail sur les systèmes 0D dopés) contenant un gaz d'électrons quasi-unidimensionnel. Les systèmes 1D étudiés ici sont artificiels, basés sur des matériaux semi-conducteurs GaAs/GaAlAs, mais il ne faut pas négliger qu'il existe aussi des systèmes naturels (polymères conducteurs, matériaux inorganiques) aux propriétés très intéressantes. Les systèmes artificiels présentent un certain nombre d'avantages tels que la souplesse du choix de la taille de confinement, la très haute mobilité et la faible densité d'électrons qui permet d'observer des effets unidimensionnels à de plus grandes tailles. Des techniques diverses ont été développées pour les fabriquer : les plus anciennes sont les techniques de confinement par le champ, la gravure superficielle et la gravure profonde. Des efforts ont été menés depuis une dizaine d'années pour analyser les propriétés du gaz d'électrons obtenu par ces techniques, on arrive depuis peu à dresser un tableau de leurs limites en terme de taille critique et de désordre. De nouvelles techniques plus sophistiquées se sont développées telles que la croissance directe de fils quantiques sur surfaces vicinales, surfaces facettées ou bien par reprise d'épitaxie après clivage in-situ, et constituent des voies très prometteuses.

Nous avons dans ce travail utilisé la technique de gravure profonde, bien maîtrisée au Laboratoire de Bagneux et adaptée à une étude optique. Les fils obtenus par cette technique souffrent de la présence d'une grande densité de défauts sur leur surfaces latérales qui sont susceptibles de capturer les électrons libres empêchant la formation de gaz d'électrons unidimensionnel. Pour palier cet inconvénient une technique de passivation des surfaces latérales a été développée au CNET sur les fils non-dopés et a montré d'excellents résultats : des fils de 10 nm de large ont été fabriqués avec un bon rendement de luminescence. Notre approche a été d'étendre cette technique de passivation aux fils dopés dans l'espoir d'atteindre la limite quantique, c'est à dire, des tailles suffisamment petites (quelques dizaines de nanomètres) afin qu'une seule sous bande 1D soit peuplée en électrons libres.

Nous cherchons à démontrer que nous sommes capables de réaliser de « vrais » fils quantiques peu désordonnés avec cette technique, qu'elle permet de maîtriser des géométries de confinement complexes, c'est à dire que nous pouvons contrôler la géométrie du potentiel de confinement du gaz d'électrons.

Parallèlement nous sommes intéressés par des considérations plus fondamentales, comme d'étudier de façon détaillée le passage continu d'un gaz d'électrons 2D à un gaz d'électrons 1D ou encore le passage de 1D à 0D.

Notre technique expérimentale est la spectroscopie par diffusion inélastique de la lumière (spectroscopie Raman) qui a prouvé sa puissance pour mesurer les excitations des gaz d'électrons 2D. En particulier elle permet de mesurer la dispersion de ces excitations. Peu d'études ont été réalisés à ce jour sur les gaz 1D. Cela tient à la difficulté d'obtenir des gaz 1D « propres » ainsi qu'à la difficulté de la technique Raman elle-même. L'efficacité Raman pour les excitations électroniques est en effet très faible et leurs énergies sont petites. Il faut disposer d'un système de détection très sensible (tel qu'un détecteur CCD) ainsi que d'un spectromètre doté d'une résolution inférieure au cm^{-1} . De surcroît, l'observation d'un signal Raman provenant d'une excitation électronique ne peut se faire, compte tenu de la sensibilité des systèmes actuels, qu'en forte résonance avec des transitions électroniques. La première difficulté importante est donc de trouver les résonances qui sont actives pour le Raman.

Le mémoire est construit de la manière suivante :

Dans le premier chapitre, nous exposerons les différentes méthodes de fabrication des fils quantiques et nous rentrerons dans le détail du processus technologique de fabrication de nos fils par gravure profonde.

Le deuxième chapitre est théorique, il exposera les excitations connues du gaz d'électrons quasi-unidimensionnel et montrera les modèles établis pour les calculer. Il comparera ces modèles et en dégagera une compréhension physique des excitations du gaz.

Le troisième est aussi théorique, il rentrera dans le détail des processus de diffusion Raman. Il montrera comment la géométrie de nos échantillons modifie considérablement le champ électromagnétique local et donne naissance à de nouvelles règles de sélection Raman qui seront établies.

Les résultats expérimentaux seront présentés dans les chapitres quatre, cinq et six. Il sera montré que les excitations observées sont des plasmons. Nous étudierons l'évolution continue de la dispersion de ces excitations entre des fils larges ($1\mu\text{m}$) et des fils étroits (30 nm). Le chapitre cinq déterminera l'influence de la forte illumination nécessaire à l'observation Raman en comparant les mesures avec celles obtenues par magnéto-transmission infra-rouge. Nous en déduirons une analyse microscopique du potentiel de confinement des fils. Le chapitre six montrera qu'il est possible de maîtriser des géométries de confinement complexes et exhibera des effets nouveaux sur les excitations du gaz.

Chapitre Un

Nanostructures : généralités et technologies

A - Généralités sur les systèmes unidimensionnels

Définition : *un système de basse dimensionnalité abaisse la dimensionnalité du mouvement de l'électron, ceci est réalisé lorsque le potentiel qui confine les électrons possède dans une ou plusieurs directions de l'espace une dimension comparable à la longueur d'onde de Fermi de l'électron. Cette dernière est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres dans les semiconducteurs usuels. Un système unidimensionnel (fil quantique) a donc un potentiel qui confine l'électron dans deux directions de l'espace.*

La physique des systèmes de basse dimensionnalité s'est considérablement développée depuis une vingtaine d'année. Elle est animée par une double motivation. Elle devient une nécessité pour répondre à l'intégration croissante des composants électroniques, optoélectroniques et plus généralement de traitement de l'information. Les industriels approchent aujourd'hui des tailles d'objets comparables à celles des systèmes de basse dimensionnalité et il devient crucial de maîtriser les lois physiques qui gouvernent le mouvement de l'électron à cette échelle de dimension. Elle est aussi un champ de recherche fondamentale considérable où le comportement de ces objets est gouverné par les lois de la mécanique quantique. Ces deux aspects se nourrissent de l'un et de l'autre et leur développement respectif ne s'est pas fait sans aller et retour. Ainsi, l'effet Hall quantique entier [Klitzing, 86], qui est l'une des découvertes majeures de la physique des semi-conducteurs de cette fin de siècle a été observé pour la première fois dans des transistors Si-MOS.

Concernant les systèmes uni-dimensionnels, un ensemble de prédictions théoriques a motivé leur développement. Elles concernent deux champs d'application importants de l'industrie actuelle :

- Applications optiques.

La densité d'états d'un système unidimensionnel diverge comme l'inverse de la racine de l'énergie lorsque celle-ci se rapproche de l'état fondamental. Un laser constitué de fils quantiques verrait son seuil diminuer car la proportion d'états participant à l'émission par

rapport au nombre d'états qu'il faut remplir pour atteindre l'inversion de population est plus grande que dans les systèmes 2D et 3D.

- Applications électroniques

Il a été prédit [Sakaki, 80] que la réduction de l'espace des phases accessibles à l'électron lors d'un processus de diffusion quelconque devrait augmenter considérablement sa mobilité déjà très élevée dans les systèmes bi-dimensionnels. Cette propriété permettrait de réaliser des composants électroniques et optoélectroniques encore plus rapides que ceux actuellement fabriqués et répond aux exigences exponentiellement croissantes de la demande en débits de traitement de l'information.

Ces deux types d'applications divisent les systèmes en deux catégories : ceux qui ont ou n'ont pas d'électrons libres. La présence d'électrons libres modifie considérablement la physique et c'est pourquoi nous nous étendrons plus particulièrement sur la deuxième catégorie dans laquelle le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit.

La proposition de Sakaki a eu un impact considérable et a stimulé le développement de nouvelles disciplines telles que la physique des nanostructures ou bien la physique mésoscopique. Des propriétés uniques des systèmes unidimensionnels ont été mises en évidence expérimentalement telles que la quantification de la conductance [Wharam, 88][Wees, 88], la focalisation d'électrons, les interférences quantiques, le transport ballistique des électrons [Beenaker, 91]. Tous ces effets ouvrent les voies de nouveaux composants et de nouvelles fonctionnalités de l'électronique et peut-être pourrions-nous bientôt parler d'électronique quantique à un électron.

Parallèlement à ces motivations et grâce au développement technologique, s'est développé l'espoir d'observer des effets à N-corps prédits dans les systèmes uni-dimensionnels. Le caractère unidimensionnel modifie profondément l'interaction entre électrons et on s'attend à observer une transition du comportement du gaz d'électrons du liquide de Fermi [Nozières, 66] au liquide de Luttinger [Luttinger, 63]. Des expériences récentes ont été réalisées afin de mettre en évidence le comportement liquide de Luttinger du gaz d'électrons, mais leurs conclusions restent encore ambiguës, parfois contradictoires [Tarucha, 95][Chang, 96][Milliken, 96]. La question reste donc ouverte.

B - Comment obtenir des systèmes unidimensionnels

Il existe deux grands types de systèmes unidimensionnels

a - Les systèmes naturels

Il s'agit de matériaux qui possèdent naturellement un confinement unidimensionnel tels que les polymères conducteurs (longue chaîne moléculaire de quelques micromètres de longueur) ou les matériaux inorganiques [Jérôme, 82]. Nous ne nous étendrons pas sur cette famille.

b - Les systèmes artificiels

Ceux-là sont à base de matériaux semiconducteurs et sont fabriqués par les techniques de croissance telle que l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) ou bien l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM). On distingue deux familles de nanostructures unidimensionnelles, celles qui sont issues d'un système bidimensionnel qui après croissance subit des étapes supplémentaires de fabrication (confinement par grille, confinement par gravure superficielle, confinement par gravure profonde), et celles qui sont obtenues par croissance directe (croissance sur surface vicinale, croissance sur surface facettée, reprise d'épitaxie après clivage). La première famille est la plus ancienne à avoir été utilisée, elle bénéficiait de la maîtrise de la croissance des systèmes bi-dimensionnels et les recherches menées depuis plus de dix ans sur ce types de nanostructures aboutissent depuis peu (moins d'une année) à dessiner les contours et limites de ces technologies. La deuxième met en œuvre des techniques plus sophistiquées. Elle s'est développée lorsque les limites de la première ont commencé à se faire sentir. Elle représente avec certitude les méthodes de l'avenir pour la réalisation de fils quantiques. L'ensemble des techniques appartenant à cette famille sont encore à leur stade d'optimisation.

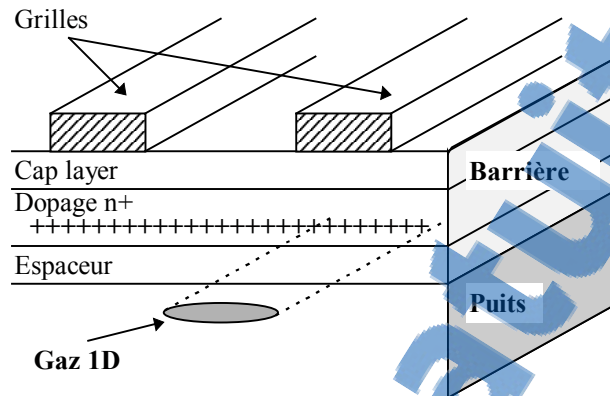
α – Nanostructures fabriquées à partir d'un système 2D

Toutes ces techniques sont basées sur la fabrication d'un système bi-dimensionnel tel qu'une hétérojonction, un puits quantique, un multi-puits quantique. Une fois l'échantillon obtenu, celui-ci subit quelques étapes technologiques supplémentaires.

1- Confinement par le champ d'une grille (Split-Gate Quantum Wire)

Elle consiste à déposer un réseau de grilles métalliques, (contacts Schottky) sur la surface supérieure de l'échantillon contenant le puits quantique [Heitmann, 90][Thornton, 86][Zheng,

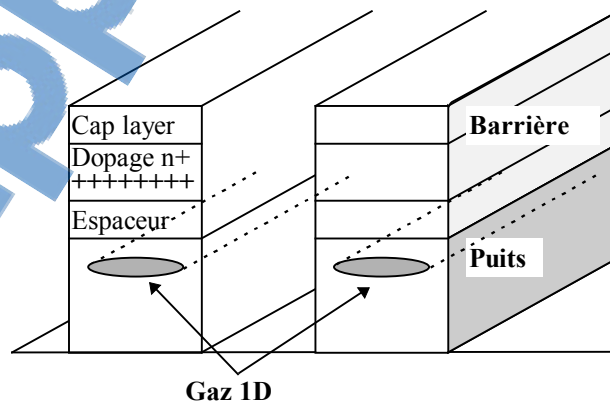
86]. Le confinement est obtenu en appliquant un potentiel négatif sur les grilles qui dépeuple la région en dessous des grilles pour donner naissance à un canal entre les grilles de dimension contrôlable par la tension appliquée. La forme et la disposition des grilles en surface déterminent la forme du potentiel de confinement des électrons. Si la largeur du canal a l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de Fermi, on crée un fil quantique.



Cependant cette technique est mal adaptée aux études optiques, car l'illumination perturbe fortement le potentiel de confinement des électrons [Peric, 93].

2- Confinement par gravure profonde (Deep Etched Quantum Wire)

Elle consiste à graver l'échantillon jusqu'à une profondeur bien inférieure au plan contenant le gaz d'électrons bi-dimensionnel initial [Skocpol, 82][Grambow, 89, 90]. Un masque est déposé sur la surface de l'échantillon avant gravure, son rôle est de protéger l'échantillon. La gravure se fera à l'extérieur du masque. Le confinement est obtenu par l'interface latérale semiconducteur/air.



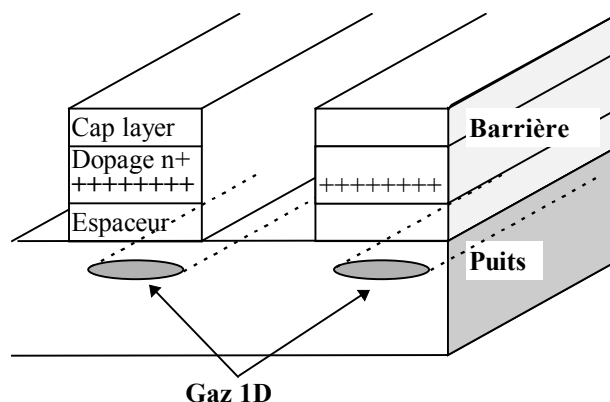
Cette technique souffre de l'introduction d'un grand nombre de défauts sur les surfaces latérales du fil susceptibles de capturer les électrons du fil. Ces pièges diminuent fortement le rendement de luminescence des fils quantiques et empêchent à priori la formation d'un gaz d'électrons quasi-unidimensionnel de bonne qualité. Toutefois il est possible d'effectuer une reprise d'épithaxie sur la structure gravée afin de diminuer la densité de centre de recombinaison sur les surfaces latérales [Izrael, 90]. Les meilleurs résultats optiques ont été obtenus par le groupe d'Heitmann [Khol, 89] sur des fils non dopés de 50 nm de large. Cependant le groupe du CNET Bagneux a mis au point un procédé de nettoyage des surfaces latérales assurant un contrôle des fluctuations de taille de l'ordre de 3 nm. Des largeurs record de 10 nm sur des fils non-dopés ont été obtenues avec cette technique. Pour les fils dopés, la question est de connaître la largeur critique en dessous de laquelle la gaz est complètement déplété. A notre connaissance, aucun fil gravé profondément de largeur inférieure à 200 nm n'a donné à ce jour signe de la présence d'électrons dans l'obscurité. Cette mesure récente de la taille critique a été effectuée par transmission infra-rouge [Riege, 97]. D'autres mesures de magnéto-dépopulation [Berggren, 88] et de localisation faible [Choi, 87] fournissent respectivement les chiffres de 360 nm et 500 nm pour la largeur critique. Sous forte illumination, il est possible d'atteindre des tailles critiques inférieures et le chiffre le plus faible que nous ayons trouvé est celui de Biese [1996][Steinbach, 96] qui mesure les excitations du gaz d'électrons par spectroscopie Raman, dans un fil gravé profondément de 170 nm de large.

La dispersion des mesures montre qu'il est difficile d'établir une valeur représentative de l'épaisseur critique d'un fil gravé profondément. Celle-ci dépend en effet des paramètres de l'échantillon, tels que le dopage, l'épaisseur de barrière, le nombre de puits quantiques, les conditions d'illumination etc... Toutefois, il est clair que ces largeurs critiques de fils toutes supérieures à 170 nm disqualifient à priori la technique de gravure profonde pour la réalisation de gaz d'électrons quasi-unidimensionnel.

3- Confinement par gravure superficielle (Shallow Etched Quantum Wire)

Cette méthode réunit les avantages des deux précédentes : le confinement par grille n'introduit pas de défauts supplémentaires et l'échantillon gravé est simple à mettre en œuvre expérimentalement. En effet le confinement par grille est plus difficile à mettre en œuvre, il faut effectuer une prise de contact, avoir un banc expérimental adapté. Alors que les échantillons gravés peuvent s'observer sans sophistication supplémentaire. On cherche donc à

confiner les électrons sans introduire de défauts, cela est réalisable en gravant l'échantillon sans atteindre la profondeur du gaz d'électrons [Warren, 86][Hansen, 87].

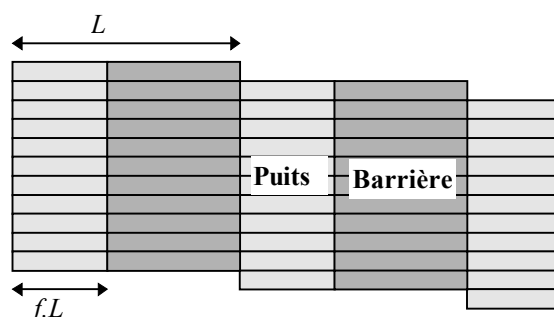


Les électrons sont confinés par le potentiel créé par la couche de donneurs ionisés. L'amplitude du potentiel est évidemment plus faible que celle obtenue par gravure profonde. Mais les défauts introduits par la gravure n'atteignent pas le plan du gaz.

Ce type de structure a été étudié par diffusion Raman [Strenz, 94] et Goni a observé la limite quantique, c'est à dire qu'il a montré en mesurant les excitations du gaz d'électrons qu'une seule sous-bande 1D était occupée dans des fils de largeur nominale 70 nm [Goni, 91][Schmeller, 94]. Le gaz d'électrons avait une densité linéique proche de 10^6 cm^{-1} et les sous-bandes étaient séparées de 2 à 3 meV. Des mesures de conductance dans l'obscurité ont déterminé des largeurs critiques pour ce type de fils comprises entre 200 nm et 400 nm [Takagaki, 90].

β – Nanostructures fabriquées par croissance directe

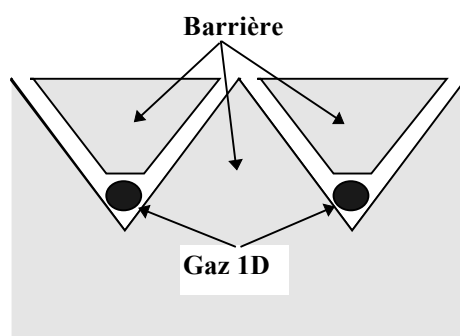
1- Croissance sur surfaces vicinales



La technique consiste à faire croître la structure puits/barrière sur un substrat dont la surface est légèrement désorientée par rapport à l'axe cristallographique [100][Petroff, 84][Gaines, 88][Etienne, 95]. Cela signifie qu'au niveau microscopique, la surface est une succession de marches d'escalier dont la largeur L dépend de l'angle de désorientation et dont la hauteur est égale à une monocouche atomique. Lors de la phase d'épitaxie par jets moléculaires, les atomes injectés viennent préférentiellement occuper les sites au bord des marches afin de minimiser leur énergie. En ajustant la période des jets moléculaires de telle façon que le composé du puits (de la barrière) ne recouvre qu'une fraction f des marches (recouvre exactement la fraction restante), il est possible d'obtenir un réseau de fils quantiques dont la largeur est $f.L$. Des fils de largeur comprises entre 1 nm et 30 nm peuvent être obtenus. A son stade de développement, seul des superréseaux modulés latéralement ont été réalisés par cette technique. Mais les effets observés dus à la modulation de potentiel [Petit, 97] montrent qu'elle produit des gaz d'électrons d'excellente qualité et font d'elle une technique très prometteuse pour l'avenir.

2- Croissance sur surfaces facettées (V-groove Quantum Wire)

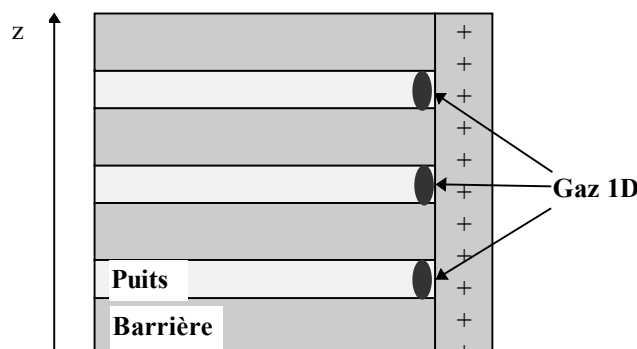
Cette méthode proposée par Kapon [1992] profite des vitesses de croissance différentes suivant l'orientation de la surface facettée. Imaginons une surface structurée en sillon de forme V. la vitesse de croissance est plus grande dans le creux que sur les cotés du V. Pour un temps d'ouverture des jets donnés, le puits sera plus épais dans le creux que sur les cotés du V. Une modulation latérale du potentiel se formera qui permettra la formation de gaz d'électrons quasi-unidimensionnel.



Cependant le dopage est encore mal maîtrisé sur ces structures. Seuls des fils non-dopés ont été étudiés jusqu'à aujourd'hui. Les observations font état d'un confinement des états électroniques [Martinet, 96]. L'effet laser a été observé dans ces fils quantiques [Kapon, 95].

3- Reprise d'épitaxie sur surface clivée ou fils quantiques en T (T-Quantum Wire)

Elle consiste à cliver in situ, sous ultra-vide, un échantillon contenant un multi-puits quantique non-dopé tout juste épitaxié. Une reprise d'épitaxie sur la face clivée dépose une barrière dopée. Les électrons sont transférés dans le multi puits quantique. Leur confinement suivant l'axe de croissance z est réalisé par les puits. Le potentiel des donneurs ionisés les confine dans la direction perpendiculaire.



L'inconvénient majeur de cette technique est l'épaisseur « utile » de l'échantillon, c'est à dire celle qui contient les fils quantiques ; Celle-ci est de l'ordre du micromètre. Cela rend extrêmement difficile la réalisation de contacts du gaz d'électrons et ajoute une difficulté technique supplémentaire aux études optiques qui doivent être résolues spatialement. Par contre sa géométrie la rend très adaptée pour les lasers à fils quantiques.

C - Technologie des fils gravés profondément

Notre approche est d'utiliser la gravure profonde pour la formation de gaz d'électrons quasi-unidimensionnels. Le groupe dans lequel j'ai travaillé a en effet mis un point une technique de nettoyage des surfaces latérales du fil dégradées par la gravure. L'objectif poursuivi était de préparer les surfaces des fils pour la reprise d'épitaxie. Des tailles record de 10 nm ont été atteintes sur des fils non dopés. La démarche entreprise avant mon arrivée a été d'étendre cette technique aux fils dopés dans l'objectif d'atteindre les tailles de fils les plus petites possibles.

La formation des fils se fait sur un échantillon contenant un puits quantique à modulation de dopage épitaxiée par Epitaxie à Jets Moléculaires (EJM). Celle-ci est réalisée au laboratoire du L2M dans le groupe de B. Etienne, qui a déjà réalisé des hétérojonctions avec des mobilités record de $5.10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, dans le cadre d'une collaboration CNET-CNRS (L2M). L'échantillon est ensuite gravé par gravure ionique réactive (RIE) (L. Ferlazzo-Manin - L2M (CNRS))

jusqu'à une profondeur supérieure à celle du gaz d'électrons. Enfin la dernière étape est l'oxydation anodique qui passive les surfaces latérales. Les paragraphes suivants donnent une description détaillée de ces différentes étapes.

a - Epitaxie à jets moléculaires

L'EJM est une méthode de croissance de semi-conducteurs. C'est une méthode hors-équilibre réalisée dans un bati d'épitaxie où règne un vide poussé (10^{-11} Torr). Un substrat de GaAs massif porté à haute température (entre 500°C et 700°C) reçoit des flux contrôlables d'atomes d'arsenic, de gallium et d'aluminium. Ces jets sont issus de creusets contenant les éléments en question à l'état solide et portés à leur température de vaporisation. Grâce au vide poussé les atomes viennent se déposer sur l'échantillon lorsqu'on ouvre les caches. La croissance se fait couche atomique par couche atomique et il est possible de moduler la concentration de toutes les espèces lors de la croissance de l'échantillon. La vitesse de croissance de l'ordre d'une monocouche (3Å) par seconde permet de contrôler l'épaisseur des différentes couches d'une hétérostructure à l'échelle des distances inter-atomiques. Des interfaces extrêmement abruptes peuvent être obtenues, en particulier dans le système GaAs/AlGaAs où le désaccord de maille est négligeable ($\Delta a/a = 6.10^{-4}$ entre GaAs et $\text{Ga}_{0.61}\text{Al}_{0.39}\text{As}$). Cependant cette raideur d'interface peut être limitée par les phénomènes de ségrégation se produisant lors de la croissance, c'est pourquoi une température assez basse est utilisée pour limiter la diffusion des espèces.

Le vide poussé autorise l'utilisation d'une technique de mesure in-situ des épaisseurs par diffusion d'un jet d'électrons (effet RHEED).

Le dopage est réalisé par l'introduction d'atomes de Silicium (dopage n) ou de Béryllium (dopage p).

b - Puits quantique à modulation de dopage (PQMD)

Afin d'obtenir une densité élevée d'électrons libres sans dégradation de la mobilité, il a été proposé dès 1969 par Esaki et Tsu de séparer les électrons de leur atome donneur. Technique qui s'est vue appelée la modulation de dopage. Cette séparation est possible dans une hétérojonction ou un puits quantique lorsque les atomes donneurs sont placés dans la barrière. Les électrons libres vont occuper les états du puits et seront donc séparés de la région contenant les impuretés. Cette technique n'a vu le jour expérimentalement qu'en 1978 grâce au développement de l'EJM [Dingle, 78]. Cette technique appliquée à une simple hétérojonction a permis d'obtenir un gaz d'électrons confinés à l'interface des deux semi-

conducteurs [Störmer, 80]. La qualité de l'interface et l'éloignement du gaz de la région contenant les impuretés ont donné des mobilités exceptionnelles $5.10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Ces simples hétérojonctions à dopage modulé sont utilisées pour fabriquer des transistors à effet de champ (TEC) de faible bruit et à temps de commutation très élevés.

Une étude optique des gaz d'électrons requiert l'utilisation de PQMD plutôt que de simple hétérojonction. Nous verrons en effet que les trous photocréés dans une hétérojonction se déplacent très rapidement jusque dans le substrat empêchant les électrons du gaz de se recombiner.

α – Structure de l'échantillon

L'ensemble des résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus sur un modèle unique d'échantillon, dont nous présentons la structure :

Sur un substrat semi-isolant de GaAs est épitaxiée une couche tampon de GaAs (buffer d'épaisseur $0.7 \mu\text{m}$) de façon à assurer une interface de bonne qualité pour la suite de la croissance. Un superréseau est ensuite épitaxié et améliore encore la qualité des interfaces. Il se termine par une barrière de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ sur laquelle un puits de GaAs d'épaisseur 18 nm est épitaxié. La barrière supérieure contient (en se déplaçant du puits vers la surface) une couche d'espacement (spacer) de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ de 20 nm , un plan de dopage δ d'atomes de Si (le dopage est fait sur une monocouche), une couche de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ de 80 nm , un deuxième plan de dopage δ , plus fortement dopé, une couche de 40 nm de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ et enfin une couche protectrice (cap layer) de 10 nm de GaAs. Le plan de dopage le plus près de la surface sert à saturer les défauts de la surface, alors que celui qui est le plus près du puits peuple le gaz d'électrons.

β – Mécanisme de formation du gaz d'électrons

Les électrons initialement liés aux atomes donneurs de Si (énergie de liaison $\sim 6 \text{ meV}$) minimisent leur énergie en migrant vers le puits de potentiel. Ils laissent dans la barrière un plan d'atomes ionisés de charge positive qui les attirent et les confinent à l'interface GaAs/ $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$. Il se forme ainsi un gaz d'électrons bi-dimensionnel. La densité d'électrons transférés dans le puits va dépendre de la quantité de donneurs et la taille du spacer. Plus celle-ci est grande, meilleure sera la mobilité du gaz mais moins il y aura d'électrons libres. Un compromis est à trouver entre la densité et la mobilité du gaz.

χ – Structure de bande d'un PQMD

L'échantillon a été optimisé à l'aide d'un calcul de sa structure de bande par résolution autocohérente des équations couplées de Schrödinger et Poisson. On calcule le potentiel subi par les électrons. Ces derniers sont soumis au potentiel cristallin des différents matériaux en présence, au potentiel électrostatique des donneurs ionisés, au potentiel électrostatique des impuretés résiduelles, à leur interaction coulombienne mutuelle traitée dans l'approximation de Hartree. Le calcul utilise la théorie de la fonction enveloppe et introduit les non-parabolicité des bandes de GaAs. Il est effectué à l'équilibre thermodynamique, le potentiel chimique doit être constant à travers la structure. A très basse température où nos échantillons sont étudiés ($kT < \text{Energie de liaison du Si}$), le niveau de Fermi se fixe sur les niveaux des donneurs non-ionisés dans les deux plans de dopage. La couche tampon et le substrat possèdent généralement un faible dopage résiduel de type p (10^{14} cm^{-3}) provenant des atomes d'impuretés Carbone. Il est à l'origine d'une couche de charge d'espace négative étendue. Le niveau de Fermi sera placé à l'infini sur ces niveaux accepteurs. La Figure 1.1 montre les résultats du calcul. On a pris un dopage résiduel de $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Les paramètres sont ajustées de telle manière à ce qu'on soit sûr qu'une seule sous-bande 2D soit occupée. Le gaz d'électrons bi-dimensionnel doit rester dans sa limite quantique.

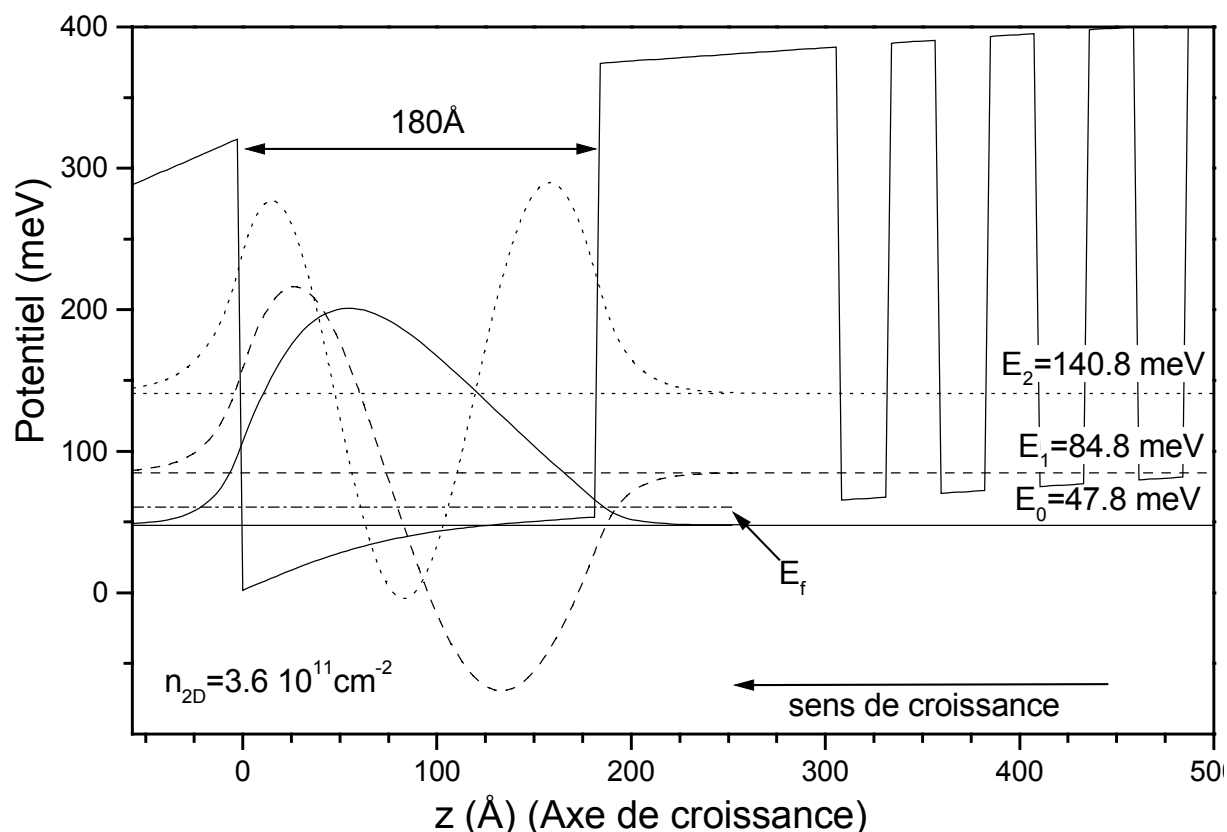


Figure 1.1 Structure de bande du puits quantique à modulation de dopage. La figure montre le module des fonctions d'ondes associées aux trois premiers niveaux confinés. La distance inter sous-bande $E_1 - E_0 = 37$ meV

c - Réalisation des fils quantiques

Trois grandes étapes technologiques importantes sont nécessaires pour obtenir les fils quantiques gravés. L'ensemble du processus technologique résumé dans la Figure 1.2, avait déjà été dans une très large mesure optimisé avant mon arrivée.

α – Réalisation du masque de gravure

Le masque est dessiné par nanolithographie électronique. Il faut d'abord déposer une couche de résine de PMMA sur la surface de l'échantillon. L'épaisseur de la résine doit être précisément calibrée. D'elle va dépendre la réussite des étapes suivantes. L'échantillon est ensuite placé dans un nanomasqueur. Le principe est le suivant : un filament de tungstène émet des électrons qui sont accélérés à 30 keV. Un ensemble d'optiques de focalisations (bobines magnétiques) contrôle la déflection et la densité du faisceau d'électrons. Ce faisceau d'électrons illumine la surface de l'échantillon recouverte de la couche de PMMA. Dans les meilleures conditions d'optimisation, le faisceau d'électron peut atteindre une taille de sonde

de 8 nm. Le PMMA est constitué de longues chaînes de molécules qui dans les régions bombardées par les électrons se scindent en petites chaînes moléculaires. En dessous d'une certaine longueur critique des chaînes, le PMMA devient soluble dans un solvant (Mélange de propanol et d'isobutyl MethylKetone). C'est l'étape de révélation. Une zone illuminée va donc laisser un trou dans la résine sur la surface de l'échantillon. Après révélation, on dépose une couche de 40 nm de Nickel par une technique classique d'évaporation (C. Mayeux - L2M (CNRS)). La couche de nickel suit les courbures de la surface trouée de la résine. Elle est donc directement en contact avec la surface de l'échantillon dans toutes les régions illuminées. L'étape de lift-off qui suit consiste à dissoudre dans un solvant puissant (Trichloéthylène) le PMMA restant. Sa dissolution provoque le retrait des parties de la couche de Nickel encore en contact avec le PMMA. Il reste donc « collés » à la surface de l'échantillon des motifs de Nickel reproduisant les motifs insolés. C'est le Nickel qui va nous servir de masque pour la gravure. Mon travail consistait au dépôt de la résine de PMMA avant insolation, à la programmation du masqueur électronique (conception des motifs et écriture du programme de codage), au réglage de celui-ci nécessaire juste avant de lancer le programme d'insolation. Je révélais ensuite l'échantillon insolé, effectuais le lift-off une fois ce dernier métallisé et le transmettais à l'ingénieur CNRS responsable de la gravure RIE.

β – La gravure sèche ionique réactive

Le principe est le suivant : l'échantillon à graver est placé dans un bati où règne un vide secondaire. Un flux de gaz SiCl_4 est maintenu constant dans la cavité du bati. Le gaz est soumis à un champ HF qui ionise ses particules, il se forme un plasma gazeux au dessus de l'échantillon. Les ions Chlorure sont bombardés sur l'échantillon sous l'effet d'un champ constant et réagissent chimiquement avec les matériaux GaAs/GaAlAs. Le masque de Nickel n'est pas attaqué par les espèces. L'ion chlorure forme avec les atomes de l'échantillon un composé volatile immédiatement éliminé par le pompage évitant ainsi des redépôts qui nuiraient à la qualité des fils. Cette technique de gravure allie la douceur de la réaction chimique avec la directivité de l'accélération mécanique des ions chlorure. Le grand problème est l'optimisation des conditions du plasma de sorte que les composantes mécaniques et chimiques soient justement dosées. Une composante chimique trop importante arrondit les flancs de gravure. Le défaut principal est la rétrodiffusion des ions bombardés qui après avoir rebondi sur le fond de la surface inter-fils rentrent en collision avec les surfaces latérales des fils quantiques créant un grand nombre de liaisons pendantes dans le matériau. Ces défauts

sont localisés sur une couche dont l'épaisseur est d'environ 40 nm. La profondeur de gravure choisie est de 300 nm, c'est à dire bien en dessous du plan du gaz d'électrons (150 nm). Pour cette profondeur la gravure ne dure que trois minutes.

χ – L'oxydation anodique

L'idée qu'a eue A. Izrael est d'oxyder l'échantillon sur une épaisseur comparable à l'épaisseur de la couche de défauts laissés par la gravure. Une désoxydation à l'acide Chlorhydrique élimine cette couche d'oxyde qui emmène avec elle la couche contenant tous les défauts. Cette technique a fait l'objet d'un brevet (n°9105171). L'idée initiale visait la reprise d'épitaxie après gravure des fils quantiques non-dopés, il était donc nécessaire de retirer cette couche de défauts. L'approche suivie pour les fils non-dopés est de garder cette couche d'oxyde. Sa présence confère le double avantage d'empêcher les électrons de venir se piéger dans la couche de défauts et de réaliser des fils dont la largeur confinant les électrons est plus petite que celle définie par le masquage.

L'oxydation anodique est très simple à mettre en œuvre, l'échantillon à oxyder baigne dans une solution d'électrolyte. Une tension est appliquée entre l'échantillon (l'anode) et une cathode. Le champ met en mouvement les ions qui vont oxyder l'échantillon progressivement. Le processus dure environ dix minutes. Pendant tout ce temps, on mesure l'évolution de la tension et du courant traversant l'échantillon et l'électrolyte. L'échantillon étant semi-isolant il est nécessaire de l'illuminer fortement à l'aide d'une lumière blanche pour injecter des porteurs. Dans une première phase, le courant reste constant et la tension augmente de zéro jusqu'à la valeur de consigne. Durant toute cette période l'oxyde progresse de manière isotrope jusqu'à une certaine profondeur dans l'échantillon. Une fois la tension de consigne atteinte, le courant décroît exponentiellement en fonction du temps. Durant toute cette phase, l'oxyde ne progresse plus en profondeur mais s'homogénéise dans le plan de la couche oxydée. L'homogénéisation se fait d'autant plus rapidement que le courant est important, ce dernier l'est d'autant plus qu'il reste des pores sans oxyde ou il peut s'introduire. Voilà pourquoi la décroissance du courant est exponentielle. Il est donc crucial pour avoir une bonne qualité d'interface oxyde/semi-conducteur, d'attendre le plus longtemps possible avant d'arrêter le processus d'oxydation.

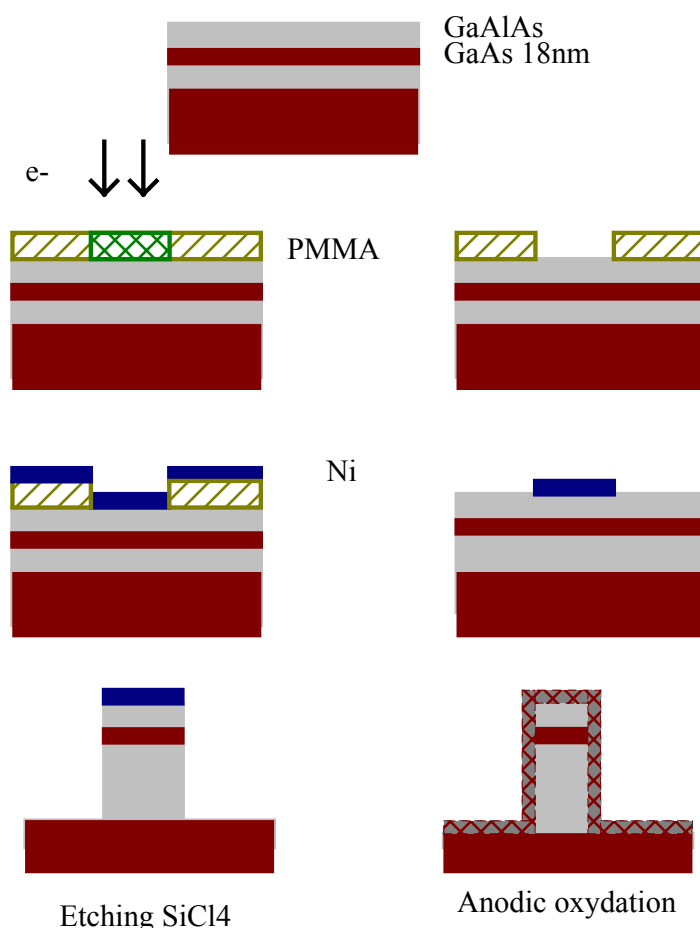


Figure 1.2 Description du processus technologique de fabrication des fils quantiques De haut en bas et de gauche à droite : 1- puits quantique à modulation de dopage., 2-dépôt de la résine PMMA et insolation au masqueur électronique, 3- révélation, les zones insolées sont dissoutes, 4- dépôt d'une couche de 40 nm de Nickel par évaporation, 5- lift-off, le PMMA restant est dissous dans le trichloéthylène, 6- Gravure RIE, 7- Oxydation anodique.

δ – Mesure de la largeur nominale des fils

La largeur de confinement est celle de la partie non-oxydée. Pour la mesurer nous réalisons une désoxydation partielle des réseaux de fils quantiques. Pour cela nous utilisons les techniques de lithographie optique (C. Dupuy - L2M (CNRS)) pour définir une ouverture dans une couche de résine optique. Celle-ci sert de protection de l'ensemble de l'échantillon sauf dans les ouvertures dont les dimensions sont petites devant celles des réseaux de fils. L'échantillon est trempé dans l'acide chlorhydrique qui élimine la couche d'oxyde à l'endroit des ouvertures. Les largeurs des fils oxydés et désoxydés sont déterminées à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB).

D - Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les différentes technologies existantes pour la réalisation de fils quantiques de smicconducteur. Un bref aperçu des limites et intérêt de chacune a été donné. Notre approche s'est portée sur la gravure profonde améliorée par une étape technologique supplémentaire d'oxydation anodique. Nous avons brièvement exposé l'ensemble du processus technologique utilisé.

Chapitre Deux

Le gaz d'électrons quasi-unidimensionnel

A - Le gaz d'électrons à travers les âges

Le terme gaz a une signification très précise en physique. Il désigne une collection de particules en mouvement dont l'interaction est supposée être à très courte distance, c'est à dire que deux particules interagissent uniquement lorsqu'elles subissent une collision qui est ponctuelle. Ainsi toutes les particules sont libres et ne subissent que l'influence des forces extérieures au système, c'est à dire toute force ne provenant pas de l'interaction entre les particules. Les solides, en particulier les métaux, possèdent naturellement un très grand nombre d'électrons. La description des propriétés de cette assemblée d'électrons est devenue l'objet de recherches intensives depuis la fin du siècle dernier et est en constante évolution. A ce jour, le nombre de publications sur les gaz d'électrons est en explosion aussi bien du point de vue expérimentale que théorique. Cela montre à quel point cette physique d'une grande richesse nécessite de plus en plus de soin expérimental et de plus en plus de finesse dans l'approche théorique. Puis l'avènement des structures de basse dimensionnalité désormais accessibles à l'expérience relance continuellement cette physique, dont les propriétés dépendent de la dimensionnalité et de la géométrie du système. Bien entendu les premières descriptions théoriques ont été proposées dans des solides tri-dimensionnels (3D) avec cependant un travail pionnier sur le système uni-dimensionnel (1D) [Tomanaga, 50]. Pour traiter les électrons dans les solides, on a donc tout d'abord utilisé le concept de gaz, Drude les traitait classiquement entre deux collisions. Sommerfeld a ajouté le principe de Pauli, pour donner le système bien connu de gaz d'électrons libres de Fermi. A ce stade les électrons évoluent dans un espace isotrope et invariant par toutes les translations de l'espace. Il faut attendre Bloch [1933, 1934], qui introduit le potentiel cristallin du solide. Ce dernier réalise aussi une des premières introductions de l'interaction coulombienne entre électrons. Celle ci est traitée dans l'approximation de Thomas-Fermi. L'idée que ce gaz d'électrons en interaction puisse être traité comme un fluide, c'est à dire ayant une certaine viscosité (compressibilité) et soumis à des équations classiques du mouvement (équation d'Euler) est aussi introduite. Cette étude fait déjà sentir les profondes modifications apportées par

l'interaction coulombienne aux propriétés du gaz. Bohm et ses collaborateurs [Bohm et Gross, 49][Bohm et Pines, 53] prennent une description purement quantique du gaz d'électrons et apportent une contribution importante à l'étude des gaz d'électrons en interaction. Ils introduisent l'approximation de la phase aléatoire (Random Phase Approximation : RPA). Peu après, Landau développe sa théorie des Liquides Quantiques de Fermi [Landau, 57], valable pour n'importe quelle collection de Fermions en interaction. Pines et Nozières tirent les conséquences de cette théorie pour les systèmes chargés, dont l'interaction est de nature coulombienne [Nozières, 66]. Elle repose sur l'idée que l'on puisse passer continuellement d'un gaz de fermions sans interaction à un gaz en interaction.

Concernant le gaz 1D, la théorie de Landau est l'objet d'un débat scientifique important. En effet, Luttinger propose en 1963 [Luttinger, 63], une description des excitations d'un gaz d'électrons 1D en interaction. Cette description est une résolution exacte d'un Hamiltonien approché de celui du gaz d'électrons. La question majeure est de savoir si le gaz d'électrons se comporte plutôt comme un liquide de Luttinger ou bien un liquide de Fermi [Goss Levi, 96].

Parallèlement, Lindhard [1954] développe une autre approche pour trouver les oscillations collectives du gaz d'électrons, celle du champ autocohérent ou bien Hartree dynamique. Il sera montré plus tard [Ehrenreich, 59] l'identité, ou l'équivalence entre la RPA et cette approche. Cette dernière a été beaucoup plus utilisée par la suite, son extension aux systèmes de basse dimensionnalité étant quasi immédiate.

B - L'Hamiltonien

Voici l'Hamiltonien du solide :

$$\begin{aligned}
 H &= H_{ion} + H_{electron} + H_{electron-ion} \\
 H_{ion} &= \sum_i \frac{P_i^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(R_i - R_j) \\
 H_{electron} &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon |r_i - r_j|} \\
 H_{electron-ion} &= \sum_{i,j} v_j(r_i - R_j)
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

où r_i , p_i , R_i , P_i , sont respectivement les positions et impulsions des électrons et atomes composant le solide. V est un potentiel d'interaction entre ions, supposés binaires et ne dépendant que de la distance entre les ions considérés. $H_{electron-ion}$ contient toute l'interaction entre un électron et le réseau cristallin du solide, qui est ici un réseau dynamique, puisque les

ions bougent. Si le physicien était capable de diagonaliser un tel opérateur directement en tenant compte de toutes les variables du solide et tous ses potentiels, la physique de la matière condensée aurait déjà terminé son cheminement, au moins sur le plan théorique. Aussi, et ce grâce aux talents conjugués de milliers de physiciens et physiciennes, on sait qu'il est possible de décomposer cet Hamiltonien en sous éléments, chaque élément étant prépondérant dans une certaine région du spectre énergétique du solide. Le concept d'excitations élémentaires du solide prend naissance. Ainsi, si on étudie le spectre de l'Hamiltonien des ions, H_{ion} , on trouve les phonons. Une fois la physique de ces excitations comprise, la description du solide est affinée en rajoutant les potentiels de couplage entre ces excitations, qui devient significatif lorsque deux régions d'existence de deux excitations ont une intersection. Dans ce mémoire, il ne sera question que de l'Hamiltonien concernant les électrons en interaction coulombienne et en interaction avec le réseau cristallin statique. Soit \mathbf{R}_{i0} , la position d'équilibre des ions, l'Hamiltonien s'écrit :

$$(2.2) \quad \begin{aligned} H &= H_{electron} + H_{electron-res} \\ H_{electron} &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_s |r_i - r_j|} \\ H_{electron-res} &= \sum_{i,j} v_j (r_i - R_{j0}) \end{aligned}$$

ϵ_s devient la constante diélectrique du solide, pour tenir compte d'une polarisation dynamique des atomes du solide. Pour cette étude, le matériau est un semi-conducteur dopé, il existe donc un potentiel d'impuretés ionisées. Il possède des interfaces entre matériaux différents¹ et avec le milieu extérieur. Il faut donc rajouter à tous les potentiels précédents, des contributions provenant des discontinuités des constantes diélectriques, elles peuvent se décrire comme un potentiel supplémentaire créé par des charges images, à condition qu'elles puissent être définies.

¹ Les sauts de potentiels entre matériaux différents sont déjà contenus dans l'Hamiltonien $H_{e-réseau}$, où le potentiel v_j d'interaction entre l'électron i et l'atome j dépend de ce dernier.

L'Hamiltonien devient :

$$\begin{aligned}
 H &= H_{e-res} + H_{e-e} + H_{e-imp} \\
 H_{e-res} &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i,j} v(r_i - R_{j0}) \\
 (2.3) \quad H_{e-e} &= \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_s |r_i - r_j|} + V_{e-im}(r_i, r_j) \right] \\
 H_{e-imp} &= \sum_i V_{imp}(r_i) + V_{imp-im}(r_i)
 \end{aligned}$$

L'Hamiltonien H_{e-res} est en fait la somme d'un même opérateur à une particule. Les niveaux d'énergies sont les bandes d'énergies du cristal. Dans un semi-conducteur, pour des phénomènes étudiés faisant intervenir des électrons dans un minimum local de bande, cet Hamiltonien peut se ramener à celui d'un électron libre, mais pourvu d'une masse différente de celle qu'il a dans le vide [Ben-Daniel, 66][Bastard, 81].

$$(2.4) \quad H_{e-res} = \sum_i \frac{p_i^2}{2m^*}$$

Cette approximation de la masse effective est valable tant que les énergies mises en jeu ne s'éloignent pas du domaine d'énergie dans lequel on peut considérer que le bas de bande occupé par les électrons reste parabolique. Il faut de plus considérer que tous les autres potentiels sont lentement variables devant le potentiel du réseau cristallin. La fonction d'onde de l'électron peut alors s'écrire :

$$(2.5) \quad \psi(r) = \varphi(r) |u_{nk}\rangle$$

où n est le numéro de bande en question et k le vecteur d'onde correspondant au minimum de cette bande. u_{nk} est la fonction de Bloch de l'électron au point n, k du diagramme de bande². Le nouvel opérateur ainsi déterminé, s'applique maintenant sur la fonction enveloppe φ . L'Hamiltonien est équivalent maintenant à celui d'une collection d'électrons libres en interaction coulombienne, c'est à dire que l'influence du solide est complètement incluse dans la masse effective de l'électron. Pour les fils quantiques, le potentiel cristallin est donc décrite au niveau microscopique par la masse effective de l'électron et à niveau plus macroscopique

² Cette description (approximation de Ben -Daniel & Duke) est vraie pour des bandes d'énergies éloignées, comme la bande de conduction. Ce n'est pas le cas des états de valence qui se mélangent [Bastard].

par un potentiel de confinement qui rend compte de l'interface entre différents matériaux, comme celui de l'hétérojonction, ou bien de l'interface air-semiconducteur. L'Hamiltonien s'écrit maintenant :

$$(2.6) \quad H = H_0 + H_{e-e} + H_{e-imp}$$

$$H_0 = \sum_i \frac{p_i^2}{2m^*} + \sum_i V_{conf}(r_i)$$

Laissons de côté pour l'instant les potentiels images ainsi que le potentiel de confinement pour nous intéresser au gaz d'électrons libres d'un espace tri-dimensionnel. Une brève description de la théorie de Landau, ainsi que de la théorie de Pines sera donnée dans les paragraphes suivants.

C - Aperçu de la théorie de Landau des liquides de Fermi

a - Le gaz d'électrons de Fermi

Dans cette partie, nous ne considérons que les états électroniques de l'Hamiltonien H_0 , dans des systèmes tri-, bi- et uni-dimensionnel.

α – Gaz d'électrons 3D

L'Hamiltonien H_0 est alors celui d'un solide isotrope et invariant par toutes les translations de l'espace. Les états propres sont donc le produit d'ondes planes dépendant d'un vecteur d'onde \mathbf{k} tridimensionnel et de fonctions de spin, correspondant au spin up et down de l'électrons. Jusqu'à ce qu'il soit précisé le contraire nous omettrons les indices de spin pour décrire les états électroniques. Les énergies E_k ont une contribution uniquement cinétique :

$$(2.7) \quad |k\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad \text{et} \quad E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

où V est le volume de l'échantillon. A très basse température, en particulier à $T=0$ K, l'état fondamental du gaz d'électrons sans interaction est obtenu en remplissant les états électroniques dans l'ordre croissant des énergies, en respectant le principe de Pauli. Il est possible alors de définir un niveau de Fermi E_f , correspondant au niveau d'énergie de l'état peuplé le plus élevé en énergie. La surface de Fermi est pour ce système une sphère de rayon E_f . La densité volumique d'électrons, n_{3D} , est directement reliée au niveau de Fermi et à l'énergie du niveau fondamental E_{g0} :

$$(2.8) \quad E_f = \frac{\hbar^2}{2m^*} (3\pi^2 n_{3D})^{\frac{2}{3}} \quad \text{et} \quad E_{g0} = \frac{3}{5} N E_f$$

où N est le nombre total d'électrons. L'expression de E_f définit le vecteur d'onde de Fermi, k_f . Un état excité de cet Hamiltonien consiste à prendre un électron d'un état \mathbf{k} dans la sphère de Fermi pour le déplacer dans un état $\mathbf{k}+\mathbf{q}$ hors de cette sphère. Nous avons ainsi créé une paire électron-trou, ou bien une excitation à une particule (SPE). L'énergie E_{kq} de cet état mesurée par rapport à celle du fondamental est :

$$(2.9) \quad E_{kq} = \hbar\omega(\vec{k}, \vec{q}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[(\vec{k} + \vec{q})^2 - k^2 \right] = \frac{\hbar^2}{2m^*} (2\vec{k} \cdot \vec{q} + q^2)$$

Le spectre de l'Hamiltonien H_0 est entièrement décrit par l'état fondamental E_{g0} et les excitations à une particule E_{kq} . Telles que $k < k_f$ et $|\mathbf{k}+\mathbf{q}| > k_f$.

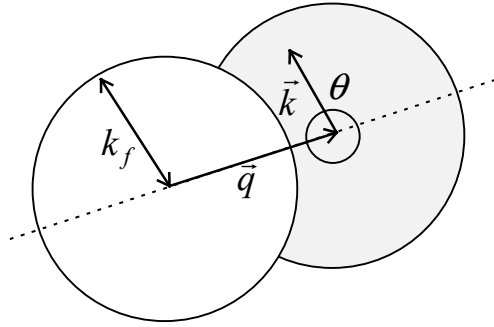


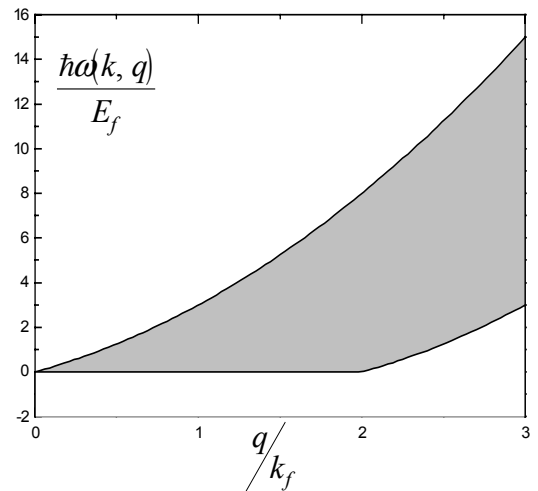
Figure 2.1

La figure ci-contre montre la sphère de Fermi et son image translatée de \mathbf{q} . L'espace des \mathbf{k} permis pour les excitations à une particule est en gris. En parcourant cet espace pour un vecteur \mathbf{q} donné, les énergies prennent les valeurs suivantes :

$$(2.10) \quad \hbar\omega(\vec{k}, \vec{q}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (2k_f q \cos \theta + q^2)$$

$$\max\left(-1, \frac{-q}{2k_f}\right) \leq \cos \theta \leq 1$$

Figure 2.2 La figure ci-contre montre la région (région grise) occupée par le spectre des excitations à une particule dans un gaz d'électrons tri-dimensionnel.



β – Gaz d'électrons 2D

L'Hamiltonien H_0 contient ici un potentiel de confinement dans une direction de l'espace, choisissons la direction z . Les variables z et x,y étant séparables, les fonctions d'ondes solutions de H_0 peuvent s'écrire :

$$(2.11) \quad |nk\rangle = \frac{1}{\sqrt{S}} \varphi_n(z) e^{i\vec{k}_{//} \cdot \vec{r}_{//}}$$

où $\mathbf{k}_{//}$ est un vecteur d'onde bi-dimensionnel du plan x,y et $\mathbf{r}_{//}$ est le vecteur position de l'électron dans ce plan. S est la surface de l'échantillon. Le spectre des énergies est alors décrit par des sous-bandes d'énergie appelées sous-bandes 2D en relation avec la caractère bi-dimensionnel du vecteur d'onde $\mathbf{k}_{//}$.

$$(2.12) \quad E_n(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m^*} \quad n=0,1,2,\dots$$

L'état fondamental à température nul est obtenu en remplissant les états dans l'ordre croissant de leur énergie. Nous dirons que le gaz 2D est dans sa limite quantique lorsque l'écart entre les deux premiers niveaux (E_0 et E_1) ainsi que la densité d'électrons sont tels que seule la première sous-bande est peuplée. Dans ce cas, l'état fondamental est un disque dans l'espace des \mathbf{k} , la surface de Fermi est un cercle, le niveau de Fermi est directement relié à la densité surfacique d'électrons n_{2D} , et l'énergie du niveau fondamental E_{g0} :

$$(2.13) \quad E_f = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (2\pi n_{2D}) \quad \text{et} \quad E_{g0} = \frac{1}{2} N E_f$$

où N est le nombre total d'électrons. Pour obtenir un état excité de H_0 , il suffit de prendre un électron dans le disque de Fermi et de le placer dans un état en dehors du disque. Il existe maintenant deux types d'état excité : si l'électron est placé dans la même sous-bande, nous parlerons alors d'excitation à une particule intra-bande (SPE intra-bande), ou si il est placé dans une autre sous-bande supérieure, auquel cas l'excitation sera inter-bande (SPE inter-bande). Déterminons le spectre des SPE de la même manière que dans le paragraphe précédent, c'est à dire qu'un électron dans l'état $|0\mathbf{k}\rangle$ acquiert un moment \mathbf{q} , pour être placé dans l'état $|n\mathbf{k}+\mathbf{q}\rangle$. L'énergie de cet état excité mesurée par rapport à celle de l'état fondamental est :

$$(2.14) \quad \hbar\omega_{0n}(\vec{k}, \vec{q}) = E_n - E_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (2\vec{k} \cdot \vec{q} + q^2)$$

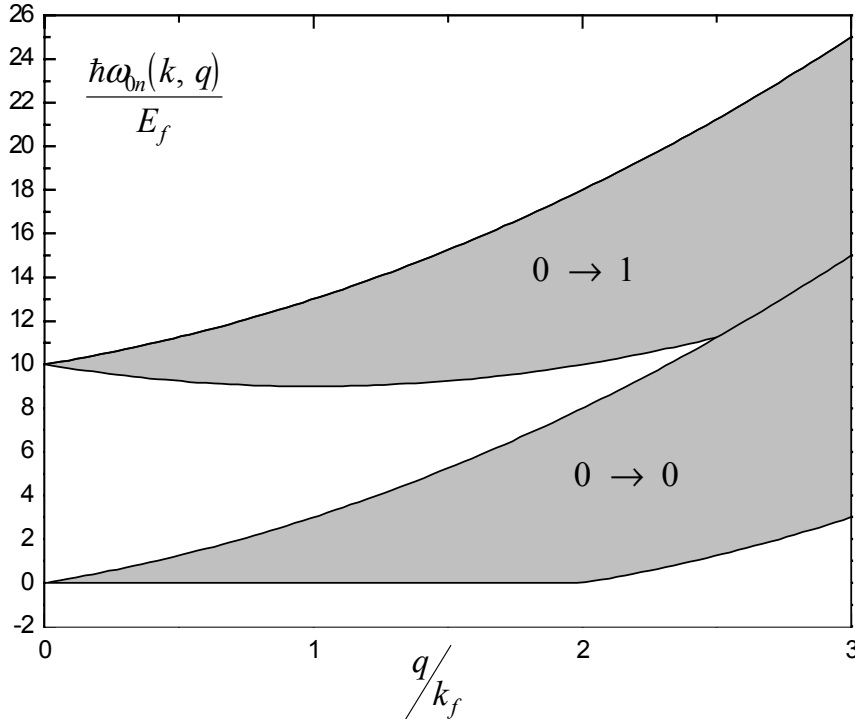


Figure 2.3 Spectre des excitations à une particule d'un gaz d'électrons bi-dimensionnel n'ayant qu'une seule sous-bande occupée. (0-0) est la région des SPE intra-bande, (0-1) correspond aux excitations de 0 vers 1

χ – Gaz d'électrons quasi-unidimensionnel

Technologiquement, il est plus difficile d'atteindre la limite quantique du gaz d'électrons unidimensionnel. Nous traiterons le cas du gaz quasi-unidimensionnel où plusieurs sous-bandes 1D seront peuplées, ce sera le cas en général pour les fils quantiques étudiés dans ce travail. Un potentiel de confinement dans la direction x par exemple est ajouté à l'Hamiltonien H_0 précédent. Celui-ci perd donc son invariance translationnelle dans la direction x , on supposera que les directions x et z restent séparables. Dans ce cas les états propres voient leur fonction d'ondes s'écrire :

$$(2.15) \quad |n, p, k\rangle = \frac{1}{\sqrt{L}} \varphi_n(z) \psi_p(x) e^{iky}$$

Où L est la longueur de l'échantillon, k est cette fois-ci un scalaire, y est la direction d'invariance du fil. Le spectre des énergies est organisé en sous-bandes 1D :

$$(2.16) \quad E_{n,p}(k) = E_n + \bar{E}_p + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad n=0,1,2\dots \quad p = 0,1,2\dots$$

Supposons qu'une seule sous-bande 2D soit occupée, alors que plusieurs sous bandes 1D associées à cette sous-bande 2D le sont. La surface de Fermi est dans ce cas un ensemble de points dans l'espace des k , exactement $2n$ points, où n est le nombre de sous-bandes 1D occupées. Par simplicité, nous prendrons comme référence des énergies, l'énergie E_0 . La position du niveau de Fermi, dans l'état fondamental, est telle que :

$$(2.17) \quad n_{1D} = \frac{4}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \sum_p \sqrt{E_f - \bar{E}_p} \theta(E_f - \bar{E}_p)$$

Où θ est la fonction de Heaviside³. Il est possible de définir une densité d'électrons, ainsi qu'un vecteur d'onde de Fermi, pour chaque sous-bande 1D :

³ $\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$

$$\begin{aligned}
 (2.18) \quad n_{1D}^p &= \frac{4}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \sqrt{E_f - \bar{E}_p} \theta(E_f - \bar{E}_p) \\
 k_f^p &= \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (E_f - \bar{E}_p)} \theta(E_f - \bar{E}_p) = \frac{\pi}{2} n_{1D}^p
 \end{aligned}$$

L'énergie de l'état fondamental est :

$$(2.19) \quad E_{g0} = \frac{2}{3} \sum_p N^p \bar{E}_p + \frac{1}{3} \sum_p N^p E_f = \frac{2}{3} \sum_p N^p \bar{E}_p + \frac{1}{3} N E_f$$

Où N^p désigne le nombre d'électrons dans la sous-bande p . Dans les fils gravés, le potentiel de confinement du fil possède un plan de symétrie, les fonctions d'ondes $\psi_p(x)$ respectent cette symétrie et sont successivement paires et impaires. Les états excités à une particule sont toujours des transitions d'une sous-bande occupée vers un emplacement vide. Nous dissociions les transitions symétriques s'effectuant entre deux sous-bandes de même parité et les transitions antisymétriques entre deux sous-bandes de parité différentes. Les transitions intra-bandes sont donc des transitions symétriques. L'exemple suivant montre une partie du spectre des SPE, pour un gaz d'électrons occupant deux sous-bandes ($p=0,1$).

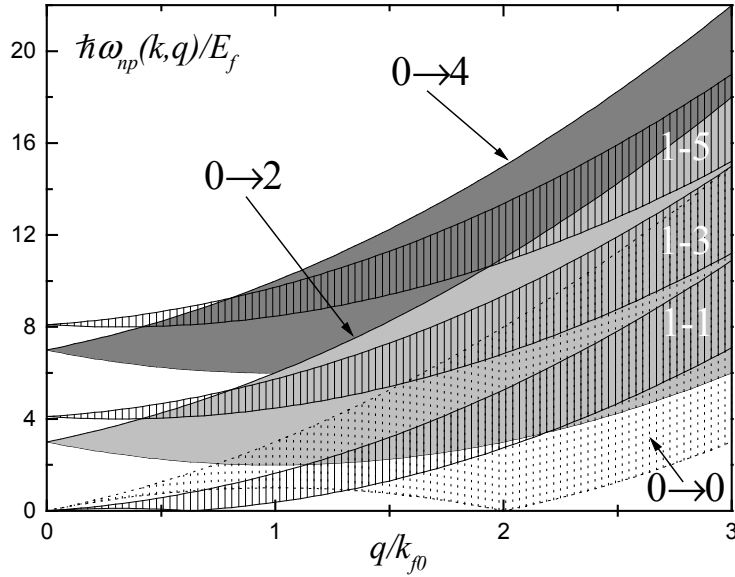


Figure 2.4 - SPE symétriques

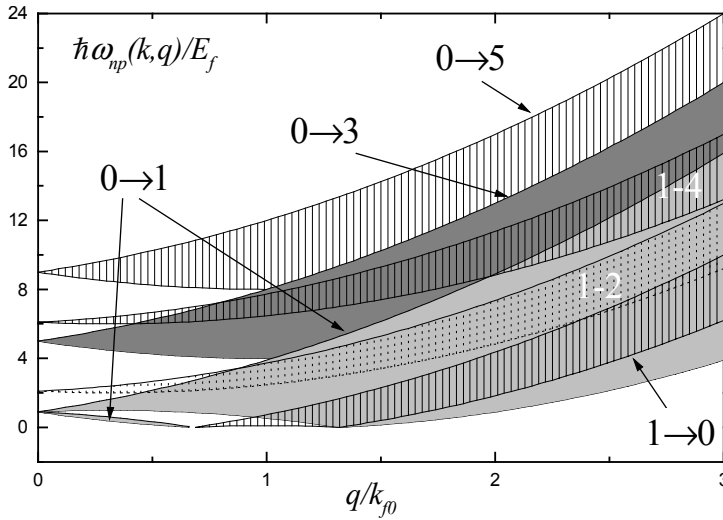


Figure 2.5 - SPE antisymétriques

Les énergies sont rapportées au niveau de Fermi. Le vecteur d'onde q est exprimé en multiple de k_f^0 . Pour un vecteur q donné, la largeur du spectre associé à une transition est proportionnelle au vecteur d'onde de Fermi de la sous bande de départ (les excitations $1-n$ sont moins larges que $0-n$). Les SPE à destination d'une sous-bande pleine voient leur spectre se creuser ($0-0$, $1-1$ ainsi que $0-1$ et $1-0$) du fait des restrictions imposées par le principe de Pauli. Ainsi le spectre $1-0$ n'existe qu'au delà d'un certain vecteur d'onde q égal à $k_f^0 - k_f^1$.

b - Le liquide de Fermi

Nous cherchons maintenant à déterminer les états électroniques de l'Hamiltonien H . L'approche de Landau est d'établir une correspondance entre les états du gaz libre et ceux du liquide que caractérise H . Soit un état excité du gaz, par exemple un état SPE, branchons infiniment lentement l'interaction coulombienne entre les particules et suivons l'évolution de cet état excité. Au bout du chemin nous obtenons un état de H . Nous ne savons pas si il est excité ou fondamental. Nous ne savons non plus si cette méthode permet de trouver tous les

états de H. Mais nous savons que l'électron se trouvant en dehors de la sphère de Fermi avant branchement de l'interaction interagit, maintenant avec la sphère : il provoque une répulsion des électrons autour de lui. Cette particule (électron) « habillée » de son nuage d'électrons s'écartant de son chemin est appelée une quasiparticule. Une vision simple de ces quasiparticules serait de la considérer comme un électron ayant une masse effective différente de celle de l'électron de H_0 , du fait de l'interaction avec le nuage. Les états de H sont maintenant exprimés comme des états mixte de quasiparticules. Elles interagissent entre elles. Pour adopter un autre langage, une quasiparticule est un électron écranté par les autres électrons. L'écrantage est indissociable d'une autre manifestation du gaz d'électrons, qui est l'oscillation de la charge. En effet, dans une quasiparticule, le nuage d'électrons repoussé par la particule a une inertie et peut dépasser sa position d'équilibre, auquel cas il sera rappelé vers la particule et se mettra à osciller. Cette oscillation résulte du couplage entre les quasiparticules, le plasmon est le nom donné à cette excitation de H. lorsque l'énergie du plasmon est en résonance avec le continuum des quasiparticules le plasmon se décompose progressivement en quasiparticules, c'est l'amortissement de Landau (Landau damping).

En conclusion de ce bref aperçu, cette théorie traite des particules sans spin en interaction, dans un vide tri-dimensionnel, elle affirme la coexistence de quasiparticules, qui ressemblent beaucoup aux SPE du gaz libre, avec des excitations collectives correspondant à des oscillations de la densité de charge, les plasmons.

D - L'approche de Bohm et Pines : la RPA

L'approche de Bohm et Pines est de faire apparaître les excitations de H , c'est à dire de décomposer l'hamiltonien comme une somme de termes donnant directement les excitations, auxquels sont ajoutés des termes de couplage, raisonnablement faibles. Ainsi l'hamiltonien du gaz d'électrons en interaction, qui dépend des coordonnées individuelles de chaque électron est développé en coordonnées collectives. Ces nouvelles variables collectives indépendantes, sont les variables normales d'une excitation du gaz, le plasmon. Cette décomposition a permis de résoudre un problème, longtemps posé aux théoriciens du gaz d'électrons, à savoir le calcul du niveau fondamental du gaz d'électrons en interaction. En effet, ce calcul effectué par perturbation, contient une divergence logarithmique dès le deuxième ordre, ceci dû au caractère longue distance de l'interaction coulombienne. Pourtant, l'idée d'électrons gardant un caractère individuel mais se déplaçant entouré d'un nuage électronique, c'est à dire l'introduction de l'électron en interaction comme une quasiparticule dont la masse est

différente de l'électron libre était naissante (voir précédemment). Cette idée jointe à celle de l'existence d'une interaction coulombienne écrantée, donc à courte portée, laisse entrevoir le calcul de cet énergie fondamentale. D'un autre côté, ces nouvelles variables collectives décrivant le mouvement d'électrons en phase, comme une onde se propageant avec un vecteur d'onde \mathbf{k} , ne peut se concevoir lorsque la distance caractéristique d'oscillation est de l'ordre de la distance inter-particule. Pour des distances plus courtes, la portée du champs est donc plus petite que la distance entre deux électrons et la vibration perd sa cohérence. Il existe donc un vecteur d'onde de coupure \mathbf{k}_c , au dessus duquel il n'existe plus d'excitations collectives. On ne peut introduire plus de variables collectives qu'il n'y a de vecteurs d'ondes compris entre 0 et \mathbf{k}_c . L'écriture de son nouvel Hamiltonien est maintenant claire :

$$(2.20) \quad H_{gaz} = H_{collec}(\Pi_k, Q_k) + H_{ind}(p_i, r_i) + U(Q_k, Q_{k'}) + H_{int}(p_i, Q_k)$$

où Π_k, Q_k sont des coordonnées collectives de l'excitation de vecteur d'onde \mathbf{k} et $\mathbf{p}_i, \mathbf{r}_i$, l'impulsion et la position de l'électron i . Le spectre de H_{collec} sont les plasmons, celui de H_{ind} , sont des excitations individuelles d'électrons avec une interaction écrantée, U est un couplage entre différentes excitations collectives \mathbf{k} et \mathbf{k}' , H_{int} est un couplage entre excitations individuelles et collectives. Les contributions à longue distance de l'interaction coulombienne génèrent les excitations collectives, alors que celles à courte portée donnent le spectre des quasiparticules. L'énergie de l'état fondamental est alors obtenue en prenant l'énergie de point zéro de l'hamiltonien collectif à laquelle on ajoute celle des électrons en interaction écrantée calculée par perturbation. Cette décomposition montre la coexistence entre états collectifs et individuels dans le spectre d'excitation du gaz. Coexistence qui avait déjà été supposé par Landau dans sa théorie des liquides de Fermi. Le terme U est faible car il est proportionnel à :

$$(2.21) \quad \sum_i e^{ikr_i} \approx 0 \text{ pour } k \neq 0$$

Bohm et Pines argumentent, en effet, que du fait de la nature aléatoire de la position des électrons, cette somme est une somme d'exponentielles à phase aléatoire. C'est l'approximation de la phase aléatoire (RPA) qui permèt de négliger l'interaction coulombienne entre ondes collectives de vecteur d'ondes différents. Elle implique aussi qu'une oscillation collective, une fois négligé le couplage avec les quasiparticules, ne dépend que de la composante de l'interaction coulombienne ayant le même vecteur d'onde.

E - Le liquide de Luttinger

L'approche de Tomanaga, Luttinger, Schulz, permet une diagonalisation directe de l'hamiltonien, il s'agit ensuite d'identifier les excitations trouvées, à l'aide d'observables, telle que la fluctuation de densité de charges. Mais cette méthode n'est soluble que pour un système unidimensionnel. Aucune excitation individuelle n'est trouvée dans le spectre, le gaz se comporte cette fois ci comme un liquide rigide, un liquide de Luttinger et non plus un Liquide de Fermi.

Dans tout ce qui suit, nous nous intéressons aux excitations collectives du gaz d'électrons en interaction. Nous devrions désormais, en toute rigueur, ne plus parler de gaz mais de liquide. Cependant, l'habitude, la coutume veulent que le terme gaz soit encore employé. Il sera utilisé par défaut pour désigner le liquide d'électrons. Lorsque nous voudrions parler du gaz, nous parlerons de gaz d'électrons indépendants.

F - Réponse dynamique du gaz d'électrons : la constante diélectrique

Dans cette partie nous exposons le calcul exact de la constante diélectrique d'un gaz d'électrons quasi-unidimensionnel. La constante diélectrique est la fonction de transfert du gaz d'électrons supposé répondre linéairement à une perturbation extérieure comme le champ d'un photon, ou bien le champ d'un électron. Il existe deux types de constante diélectrique suivant que la perturbation est transverse (photon) ou bien longitudinale (charge). La constante diélectrique transverse est celle mise en jeu dans une expérience de transmission Infra-Rouge, cependant, le raisonnement basé sur la constante diélectrique transverse ou longitudinale amène des conclusions identiques en ce qui nous concerne. Nous calculerons donc uniquement la constante diélectrique longitudinale. Le calcul est donné pour un fil quantique et suit la procédure développée par Pines [1963] sur les systèmes 3D.

a - définitions

Le gaz d'électrons est caractérisé par l'Hamiltonien H (2.6) dont on a négligé les contributions provenant des images. Si on perturbe le système en introduisant une charge en mouvement par exemple, de manière générale, un potentiel extérieur est imposé au gaz. Les électrons se polarisent en fonction de ce potentiel et sont source d'un potentiel induit. Le potentiel total est la somme du potentiel induit et du potentiel extérieur :

$$(2.22) \quad \phi^{tot} = \phi^{ext} + \phi^{ind}$$

La constante diélectrique est la fonction de convolution définie par :

$$(2.23) \quad \phi^{ext}(\vec{r}, t) = \int \epsilon(\vec{r}', \vec{r}, t, t') \phi^{tot}(\vec{r}', t') d^3 r' dt'$$

Notre système étant invariant par translation du temps et suivant l'axe y, nous pouvons définir des transformées de Fourier pour ces deux variables :

$$(2.24) \quad \phi^{ext}(\vec{r}_t, q, \omega) = \int \epsilon(\vec{r}'_t, \vec{r}_t, q, \omega) \phi^{tot}(\vec{r}'_t, q, \omega) d^2 r'_t$$

où q est un vecteur d'onde, ω une pulsation, \mathbf{r}_t le vecteur (x,z). Il est plus pratique d'exprimer le potentiel induit en fonction du potentiel extérieur :

$$(2.25) \quad \phi^{ind}(\vec{r}_t, q, \omega) = \int (\epsilon^{-1}(\vec{r}'_t, \vec{r}_t, q, \omega) - \delta(\vec{r}_t - \vec{r}'_t)) \phi^{ext}(\vec{r}'_t, q, \omega) d^2 r'_t$$

qui définit la fonction diélectrique inverse.

b - Calcul exact de la constante diélectrique du gaz

On suppose connus les état à N-corps de l'Hamiltonien H :

$$(2.26) \quad H\psi_m = E_m\psi_m$$

ψ_0 est l'état fondamental. Nous supposons que le système est placé dans cet état à l'origine des temps. Nous rajoutons adiabatiquement le potentiel extérieur, l'évolution du gaz est déterminée par :

$$(2.27) \quad i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (H + e^{\delta t} H_{int})\psi$$

$$\psi(t = -\infty) = \psi_0$$

Avec :

$$(2.28) \quad H_{int} = -e \sum_i \phi^{ext}(\vec{r}_i, t)$$

Définissons la densité d'électrons :

$$(2.29) \quad \rho(\vec{r}) = \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$$

On se donne une base de l'espace (états à une particule) de la forme (2.15) que nous numérotions à l'aide d'un seul entier n et du vecteur d'onde q :

$$(2.30) \quad |n, q\rangle = \varphi_n(x, z) e^{iqy}$$

Nous écrivons le potentiel extérieur ainsi que la densité sur cette base :

$$(2.31) \quad \begin{aligned} \rho(\vec{r}) &= \sum_{n,q} \rho_{nq} \varphi_n(x, z) e^{iqy} \\ \phi^{ext}(\vec{r}, t) &= \sum_{n,q,\omega} \phi_{nq}^{ext}(\omega) \varphi_n(x, z) e^{iqy - i\omega t} \end{aligned}$$

Nous voulons déterminer la réponse linéaire du gaz d'électrons à la fréquence ω , celle-ci ne dépendra que des composantes de Fourier du potentiel aux fréquences ω et $-\omega$. En ne gardant que les composantes à cette fréquence, le potentiel d'interaction s'écrit :

$$(2.32) \quad H_{int} = -e \sum_{n,q} \rho_{nq} (\phi_{nq}^{ext})^* e^{i\omega t} + \rho_{nq}^* \phi_{nq}^{ext} e^{-i\omega t}$$

En appliquant la théorie des perturbations dépendant du temps au premier ordre, on trouve l'expression de l'état ψ à l'instant t . On peut alors déterminer la valeur moyenne de ρ_{nq} , en ne gardant que les termes en q dans l'expression (les autres termes sont du deuxième ordre et introduisent une réponse non-linéaire), puis la densité totale induite. Celle-ci est source du potentiel induit. Nous faisons tendre δ vers 0 et comparons avec l'expression (2.25), en rappelant que le potentiel induit peut s'écrire :

$$(2.33) \quad \phi_{nq}^{tot}(\omega) = \sum_p (\varepsilon^{-1}(q, \omega))_{np} \phi_{pq}^{ext}(\omega)$$

nous obtenons l'expression de la matrice inverse de la constante diélectrique :

$$(2.34) \quad (\varepsilon^{-1}(q, \omega))_{np} - \delta_{np} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_s \hbar} V_{np}(q) \sum_m |\langle \psi_m | \rho_{pq} | \psi_0 \rangle|^2 \left[\frac{2\omega_{m0}}{\omega^2 - \omega_{m0}^2} - i\pi\delta(\omega - \omega_{m0}) \right]$$

qui introduit les intégrales de couplage coulombien :

$$(2.35) \quad V_{np}(q) = 2 \iint \varphi_n^*(\vec{r}_i) \varphi_p(\vec{r}_i) K_0(q|\vec{r}_i - \vec{r}_i'|) d^2 r_i d^2 r_i'$$

et les fréquences de transition :

$$(2.36) \quad \omega_{m0} = \frac{(E_m - E_0)}{\hbar}$$

L'expression (2.34) de la constante diélectrique montre qu'il existe des pulsations pour lesquelles chacun des termes de la matrice diélectrique inverse est infini. Ceci signifie que pour ces pulsations le déterminant de la matrice diélectrique est nul. Ces pulsations sont

exactement les fréquences de transition ω_{m0} , entre l'état fondamental et les états excités de H , à condition que la transition concernée soit couplée par la densité de charge. Les fluctuations de charge sont des excitations couplées à la charge et sont donc solutions de l'équation matricielle:

$$(2.37) \quad \det[\varepsilon(q, \omega)] = 0$$

Cette relation permet, en effet, l'existence d'un potentiel intérieur au gaz, donc d'une polarisation, en l'absence de potentiel extérieur :

$$(2.38) \quad \phi^{ext} = \varepsilon(q, \omega)\phi^{tot} = 0 \text{ avec } \phi^{tot} \neq 0$$

Le calcul précédent est un calcul exact de la constante diélectrique, bien entendu il est inutilisable en pratique étant donné qu'il nécessite de connaître les états à N-corps de H , ceux précisément que nous cherchons à connaître. Par contre, l'équation (2.37) devient maintenant une définition des fréquences d'excitation du gaz comme zéro de la constante diélectrique. La méthode couramment utilisée pour trouver ces excitations est de calculer la constante diélectrique de manière approchée et d'en déterminer ses zéros.

Nous venons de voir que la manière exacte de calculer la réponse dynamique du gaz est de calculer la réponse du gaz à un potentiel extérieur à travers l'Hamiltonien H . L'écrantage du potentiel extérieur est implicitement contenu dans l'interaction entre le système d'électrons et le potentiel extérieur, puisque pour calculer l'état perturbé nous avons tenu compte de l'interaction coulombienne dans sa totalité. Les calculs approchés de la constante diélectrique qui suivent, sont basés sur l'idée introduite par la RPA, qui découple les contributions longue distance et courte portée de l'interaction coulombienne. La première entraîne une polarisation cohérente des électrons, une réponse moyenne aux fluctuations de densité de charge, alors que la deuxième s'exprime comme des corrélations à courte portée entre électrons. L'approche est de séparer ces deux contributions. Le gaz d'électrons initial est remplacé par une assemblée d'électrons fictive soumis à la contribution courte portée de l'interaction coulombienne. Ce système répond à un potentiel écranté somme du potentiel extérieur et du potentiel induit par tous les processus de polarisation de la charge. Ce potentiel induit provient de la réponse moyenne à longue distance du gaz d'électrons. Dans un gaz bi-dimensionnel aux très basse température, la longueur d'écran du potentiel coulombien est de l'ordre de quelques angströms [Ando, 82], distance très petite devant la distance inter-particule aux densités usuelles (cette distance vaut 140\AA pour une densité de 5.10^{11}cm^{-2}). Il sera légitime de

considérer le gaz fictif comme un gaz d'électrons indépendants. Cette approximation sera d'autant justifiée que notre gaz se rapproche d'un système 2D, c'est à dire que les fils ne sont pas trop étroits et la densité d'électrons ne soit pas trop grande. La quantification du mouvement de l'électron transversalement au fil, empêche de définir une constante d'écran dans cette direction, contraint les électrons à être plus proches les uns des autres. L'objet des parties suivantes est d'exposer les deux modèles couramment utilisés pour calculer la constante diélectrique, dans cette approximation.

G - Modèle hydrodynamique de la constante diélectrique

Dans ce modèle, les électrons sont traités de manière complètement classique. Leur mouvement et leur interaction est décrite comme celui d'un fluide soumis aux équations de l'Hydrodynamique. On introduit alors la densité locale d'électrons $n_e(\mathbf{r}, t)$ ainsi que le champ des vitesses $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$. Les électrons se déplacent dans le champ des ions, fixes, dont ils proviennent, modélisés par une densité de charge positive uniforme et sont soumis au champ coulombien de leur interaction. Les équations sont linéarisées au premier ordre, car on ne s'intéresse qu'à des variations de la densité induite d'électrons petites devant la densité d'équilibre soit :

$$(2.39) \quad n_e(\vec{r}, t) = n_0(\vec{r}, t) + n_{ind}(\vec{r}, t) \text{ avec } n_{ind} \ll n_0$$

On cherche la fonction diélectrique à la pulsation ω , on fixera donc la dépendance temporelle des champs et potentiels à cette fréquence. L'équation du mouvement en l'absence de champ magnétique extérieur (on néglige une éventuelle contribution magnétique provenant du mouvement collectif des électrons, en effet la force de Lorentz qui est aussi proportionnelle à la vitesse induite est du deuxième ordre) est :

$$(2.40) \quad \left(i\omega + \frac{1}{\tau} \right) \vec{v} = \frac{e}{m^*} \left(\vec{\nabla} \phi^{tot} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) - \frac{s^2}{n_0} \vec{\nabla} n_e$$

Cette équation est l'expression classique de la RPA, chaque électron indépendant réagit au potentiel total, somme du potentiel extérieur et du potentiel induit . Nous avons introduit un temps de collision phénoménologique pour tenir compte des processus de diffusion. \mathbf{A} est le potentiel vecteur associé au champ électromagnétique du mouvement collectif des électrons.

La quantité $s^2 = m^{*-1}(\partial P / \partial n_e)$ représente la compressibilité⁴ du gaz d'électrons. La présence de ce terme dans l'équation précédente permet d'insérer phénoménologiquement le principe de Pauli dans cette description classique des électrons.

Les potentiels sont solution des équations de Maxwell :

$$(2.41) \quad \left(\Delta - \frac{\epsilon_s}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \begin{pmatrix} \phi^{ind} \\ \vec{A} \end{pmatrix} = e \begin{pmatrix} n_{ind} / \epsilon_s \\ \mu_0 n_0 \vec{v} \end{pmatrix}$$

où nous avons éliminé la contribution au potentiel scalaire de la densité d'équilibre n_0 , celle-ci étant exactement compensée par la charge positive des ions. Pour le potentiel vecteur nous n'avons gardé que le terme du premier ordre. Pour résoudre ce système d'équations couplées il faut rajouter l'équation de conservation de la charge :

$$(2.42) \quad \vec{\nabla} \cdot (n_0 \vec{v}) + i\omega n_{ind} = 0$$

La solution de ce système pour un potentiel extérieur donné permet de trouver la constante diélectrique. Les fréquences des excitations collectives sont telles qu'il existe une solution non-nulle à ce système en l'absence de potentiel extérieur. Nous l'appellerons système homogène.

La résolution de ces équations couplées est dans la plupart des cas extrêmement difficile. Dans la gamme des vecteurs d'ondes des excitations qui nous intéresse expérimentalement (gamme qui s'étend de $1\mu\text{m}^{-1}$ à $15\mu\text{m}^{-1}$), il est possible de faire certaines approximations :

- la présence de dérivées partielles par rapport au temps qui introduisent la propagation du champ électromagnétique à une vitesse finie (potentiel retardé). On pourra négliger ces effets tant que la vitesse de phase du plasmon est petite devant celle de la lumière. Ce qui implique, pour une fréquence caractéristique de 50cm^{-1} (quelques teraHertz):

⁴ Le pression du gaz d'électrons se définit de la manière suivante : $P = -(\partial U / \partial V)_N$ où U est l'énergie interne du gaz (énergie de l'état fondamental), V son volume et N le nombre d'électrons. Ainsi la compressibilité

d'un gaz d'électrons 2D indépendants vaut: $s^2 = \frac{1}{2} v_f^2$ qui est due à la pression cinétique des électrons. En

utilisant la RPA Stern trouve [Stern, 67] : $s^2 = \frac{3}{4} v_f^2$. L'interaction coulombienne prise en compte dans la

RPA rend le fluide d'électrons plus rigide.

$$(2.43) \quad \underbrace{\omega \sqrt{\epsilon} / c}_{\approx 3.10^{-7} \mu m^{-1}} \ll q$$

- la compressibilité du gaz dont les effets sont négligeables si la vitesse de Fermi des électrons est négligeable devant celle de l'onde. Dans ce cas l'onde ne voit que des électrons immobiles, donc de compressibilité nulle. Pour un gaz 2D aux densités usuelles (5.10^{11}cm^{-2}) et pour une fréquence typique de 50cm^{-1} :

$$(2.44) \quad q \ll \underbrace{\omega / v_f}_{\approx 50 \mu m^{-1}}$$

L'effet de la compressibilité sera d'autant plus important que l'énergie du plasmon sera petite. Pour des énergies de 10 cm^{-1} , ces effets deviennent important pour les grands vecteurs d'onde que nous pouvons observer.

- Pour les gaz d'électrons de haute mobilité que nous étudions⁵, le temps de collision moyen est d'une centaine de picosecondes : $\omega\tau \gg 1$, donc très long devant la période de l'onde, nous pourrions les négliger.

a - gaz 3D

Considérons un solide tridimensionnel, isotrope, homogène. La densité d'équilibre des électrons est une constante de l'espace :

$$(2.45) \quad n_0(\vec{r}) = n_{3D} = cste$$

Les ondes planes sont solutions du système homogène.

⁵ Cette propriété justifiée pour le gaz 2D de nos hétérostructures doit être considérée avec plus de soin pour les fils quantiques où une diffusion additionnelle due aux fluctuations du potentiel des surfaces latérales peut réduire fortement la mobilité des électrons.

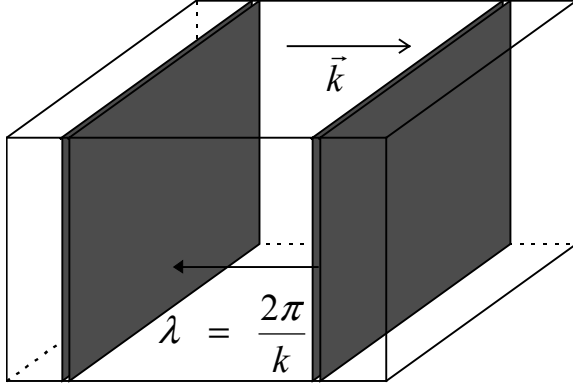


Figure 2.6

Comme le montre la figure ci-contre, la densité d'électrons d'un mode plasmon est constante dans tout plan perpendiculaire à la direction de propagation. La force de rappel coulombienne entre deux plans de charges infinies est indépendante de la distance. La fréquence d'oscillation, l'énergie du plasmon sont des fonctions croissantes de cette force de rappel et ne dépendent donc pas de la distance.

L'invariance translationnelle dans tout plan perpendiculaire à \mathbf{k} annule toute force de rappel transverse⁶. Le champ électrodynamique du plasmon 3D est donc purement longitudinal, il n'a aucune composante magnétique. L'absence de composante transverse supprime tout effet de retard. En négligeant les collisions et la compressibilité du gaz, la fréquence plasmon d'un mode de vecteur d'onde \mathbf{k} est donnée par :

$$(2.46) \quad \omega^2(k) = \frac{n_{3D} e^2}{m^* \epsilon_s} = cste$$

Les plasmons d'un gaz 3D présentent la propriété unique de ne pas disperser.

Le caractère longitudinal du champ interdit tout couplage direct de celui-ci avec la lumière. Les plasmons 3D ont été observés par des expériences de Spectroscopie de perte d'énergie dans les métaux, où la diffusion inélastique d'un faisceau d'électrons incident est analysée. Ils ont aussi été observés par diffusion inélastique de lumière dans du GaAs dopé n [Mooradian, 66].

b - gaz 3D avec une interface

Considérons un gaz d'électrons semi-infini en contact avec un isolant de constante diélectrique ϵ_2 , les électrons sont contraints à n'occuper que la moitié de l'espace :

$$(2.47) \quad n_0(\vec{r}) = n_{3D} \theta(z)$$

⁶ Pourtant la position des électrons qui est de nature ponctuelle tendrait à faire disparaître cette invariance. Nous dirons alors que la distribution aléatoire des électrons dans le plan la rétablit.

où $\theta(z)$ est la fonction de Heaviside. L'invariance par translation suivant l'axe z est brisée, les solutions sont du type :

$$(2.48) \quad \phi = \varphi(z) e^{i\vec{q}_{//} \cdot \vec{r}_{//}}$$

En plus du plasmon de volume qui est le même que pour un gaz 3D, il apparaît un mode supplémentaire du à l'accumulation des électrons à l'interface qui cherchent à minimiser leur énergie du fait de la répulsion coulombienne. Dans ce mode, la densité électronique décroît exponentiellement depuis l'interface. Le potentiel est évanescent à l'extérieur du gaz :

$$(2.49) \quad \phi_s(\vec{r}) = A e^{-|\vec{q}_{//}| |z|} e^{i\vec{q}_{//} \cdot \vec{r}_{//}}$$

Cette distribution d'électrons a une composante de rappel plus faible que celle du plasmon de volume, son énergie en est réduite :

$$(2.50) \quad \omega_s^2 = \frac{\omega_p^2}{1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_s}}$$

La symétrie du potentiel introduit cette fois-ci une composante électromagnétique au champ du plasmon, celui-ci disperse comme $\omega_s \approx qc$ pour les petits vecteurs d'onde. Les plasmons de surface bien qu'ils aient une composante électromagnétique ne peuvent se coupler directement à ondes planes de la lumière car leur vecteur d'onde est plus grand que ω/c . Il est cependant possible de les observer [Heitmann, 91] par spectroscopie infra-rouge en utilisant des coupleurs à prisme [Raether, 77] ou à réseau [Heitmann, 76].

c - gaz 3D avec deux interfaces

Il est possible de réaliser des échantillons multicouches tels que le gaz d'électrons soit confiné dans une couche d'épaisseur d beaucoup plus petite que $1/q$ pour les vecteurs d'onde usuels. Dans un tel système la densité d'équilibre est :

$$(2.51) \quad n_0(\vec{r}) = n_{3D} \frac{1}{2} \left[\theta\left(z + \frac{d}{2}\right) - \theta\left(z - \frac{d}{2}\right) \right]$$

Chaque interface va générer un mode de surface. Ces modes vont être d'autant plus couplés que les interfaces sont proches. La dispersion du plasmon de surface d'un gaz semi-infini va se scinder en deux branches ω_s^+ et ω_s^- décrivant la dispersion du plasmon de surface pair et impair (on a pris soin de symétriser la distribution d'équilibre des électrons). L'extension du

champ d'un plasmon de surface est d'autant plus grande que q est petit, de ce fait le couplage, la séparation entre les deux branches augmentera pour les petits vecteurs d'onde. Lorsque q devient très grand, les plasmons se localisent aux interfaces, leur interaction diminue, leur dispersion rejoint celle du plasmon de surface d'un gaz semi-infini. En utilisant les trois approximations précédentes [Mills, 88] :

$$(2.52) \quad (\omega_s^+)^2 = \frac{\omega_p^2}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_s} + \coth\left(q_{//} \frac{d}{2}\right)} \quad \text{et} \quad (\omega_s^-)^2 = \frac{\omega_p^2}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_s} + \th\left(q_{//} \frac{d}{2}\right)}$$

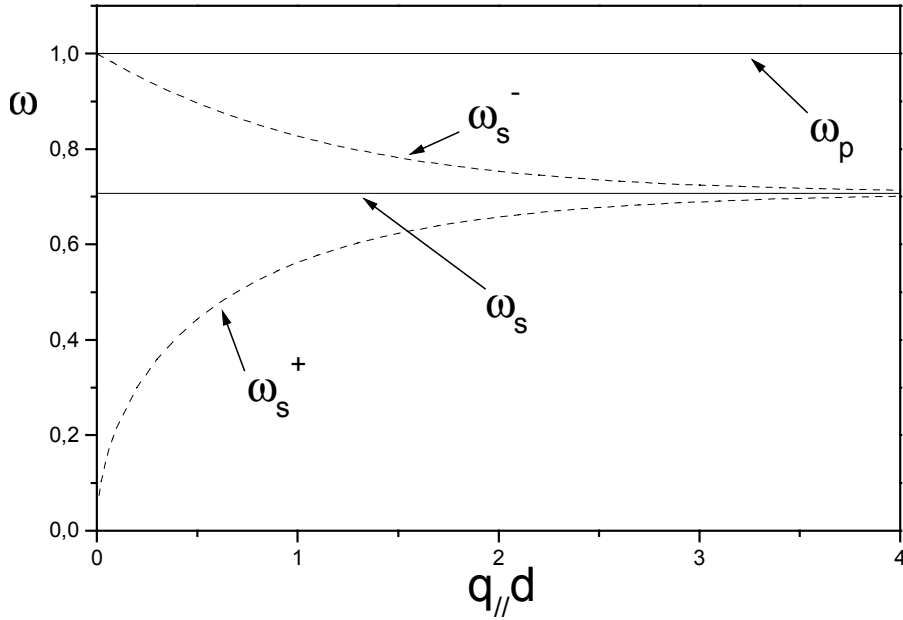


Figure 2.7 Dispersion des plasmons de volume (ω_p) et de surface (ω_s) d'un gaz semi-infini en comparaison avec les modes de surfaces d'une couche mince. Le mode pair ω_s^+ a une dispersion en $\omega_s^+ \propto \sqrt{q_{//} d}$ pour $q_{//} d \ll 1$. Les deux modes dégénèrent lorsque $q_{//} d \gg 1$ et rejoignent le mode de surface (ω_s). Le calcul ne contient pas d'effet de retard et de compressibilité [Mills, 88]. (on a écrit $\omega_p = 1$ et $\epsilon_2/\epsilon_s = 1$)

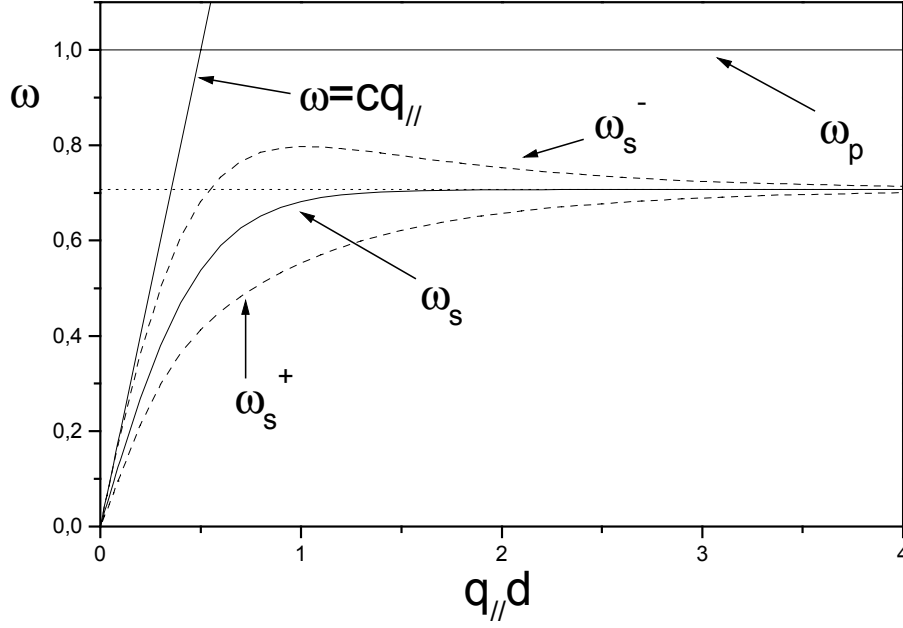


Figure 2.8 Vision approximative (les courbes ne résultent pas d'un calcul) des dispersions précédentes si on tenait compte des effets de retard. Le plasmon de volume n'a aucune composante transverse, sa dispersion traverse celle de la lumière (droite $\omega=cq_{||}$). Les autres modes admettent cette droite comme asymptote aux petit $q_{||}$. (D'après [Heitmann, 91])

La Figure 2.8 illustre l'influence importante qu'ont les effets de retard sur le comportement des plasmons de surface aux petits vecteurs d'ondes. Ces modes sont des modes mixtes de photon et de plasmon, on parle de plasmon-polariton, contrairement au plasmon de volume qui est une pure excitation longitudinale.

d - gaz 2D

Considérons un gaz d'électrons infiniment mince inséré dans un milieu homogène. La densité d'équilibre s'écrit :

$$(2.53) \quad n_0(\vec{r}) = n_{2D}\delta(z)$$

Le mouvement de l'électron est purement bi-dimensionnel. La résolution se complique car l'équation du mouvement devient bi-dimensionnel alors que celle du champ reste tri-dimensionnel. L'inversion du système {(2.40), (2.41), (2.42)}, en négligeant les effets de retard, de compressibilité, et les collisions, se traduit par la résolution de l'équation intégrodifférentielle suivante :

$$(2.54) \quad \frac{4\pi\epsilon_s m^*}{e^2} \omega^2 \phi_{ind}(\vec{r}) = -\iiint \frac{\vec{\nabla}_{||} \cdot (n_0(\vec{r}') \vec{\nabla}_{||} \phi_{ind}(\vec{r}'))}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r'$$

qui est une équation aux valeurs propres. L'invariance par translation dans le plan (x,y) nous permet de décrire les solutions avec des ondes planes de vecteur d'onde $\mathbf{q}_{//}$. Considérons un plasmon se propageant avec un vecteur d'onde $\mathbf{q}_{//}$, la densité induite dans ce mode est constante sur toutes les lignes du plan (x,y) perpendiculaires à $\mathbf{q}_{//}$, la force de rappel résulte de l'interaction électrodynamique entre ces lignes de charges et décroît avec la distance (elle est nulle à l'infini). IL n'y a aucune force de rappel transverse, tout déplacement des électrons suivant z est interdit par le confinement infiniment mince, un déplacement dans le plan (x,y), perpendiculairement à $\mathbf{q}_{//}$ ne génère aucune force (même raison que pour le gaz 3D).

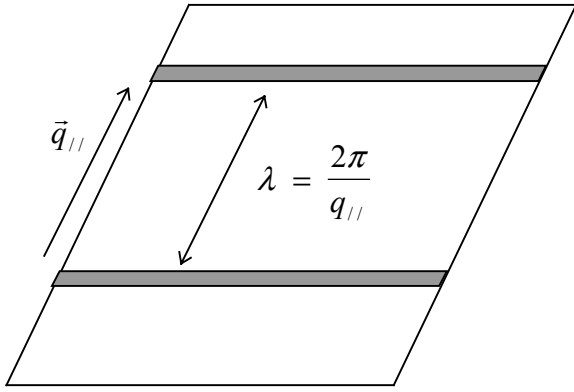


Figure 2.9 Illustration de la densité induite d'un plasmon de vecteur $\mathbf{q}_{//}$. La force de rappel est la force d'interaction entre deux lignes de charges parallèles du plan (x,y). Cette force décroît avec la distance pour s'annuler à l'infini.

Ces propriétés éclairent la dépendance en $q_{//}$ de la fréquence du plasmon (valeurs propres de l'équation (2.54) :

$$(2.55) \quad \omega_{2D}^2(q_{//}) = \frac{n_{2D} e^2}{2m^* \epsilon_s} q_{//}$$

Du fait de la symétrie, les effets de retard jouent un rôle, le plasmon 2D possède un champ électromagnétique évanescent à l'extérieur du plan ($z=0$). Un couplage direct avec la lumière est interdit, car son vecteur d'onde est plus grand que celui du photon.

Les plasmons 2D ont été observés pour la première fois sur des surfaces d'Hélium liquide [Grimes, 76]. Ils ont par la suite été observés dans systèmes Si-MOS [Allen, 77][Theis, 80] et dans les hétérostructures GaAs/GaAlAs à puits [Abstreiter, 79][Jusserand, 90] et multipuits [Pinczuk, 79].

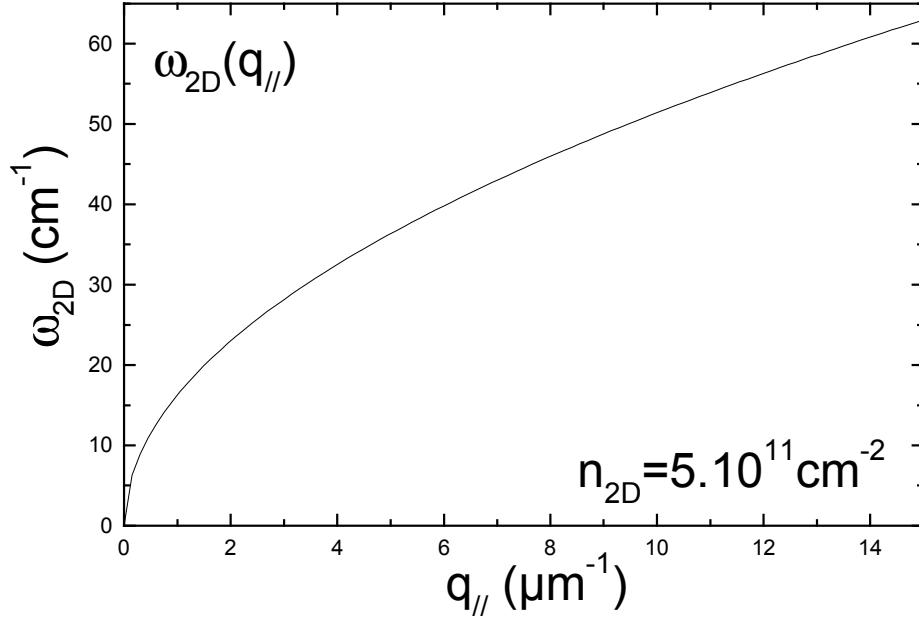


Figure 2.10 Dispersion du plasmon 2D, calculée avec $n_{2D}=5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\epsilon_s=12.5\epsilon_0$, $m^*=0.067m$

e - gaz 2D avec une interface

Le gaz 2D possédant une interface a été étudié théoriquement [Fetter, 85]. Il faut résoudre l'équation (2.54) avec la densité d'équilibre :

$$(2.56) \quad n_0(\vec{r}) = n_{2D} \delta(z) \theta(x)$$

Comparativement au cas 3D, la résolution est plus compliquée du fait de la non-localité de l'équation (2.54). Fetter trouve une manière approchée de se ramener à la résolution d'équations différentielles locales. En plus du mode de volume décrit par la dispersion (2.55), un nouveau mode de surface se développe dans ce gaz d'électrons, celui-ci disperse comme :

$$(2.57) \quad \omega_{2D}^s(q) = \sqrt{\frac{2}{3}} \omega_{2D}(q)$$

où q mesure le vecteur d'onde dans la direction invariante, c'est à dire la direction y . Le plasmon de surface a bien sur une énergie plus faible car la fluctuation de densité qui lui est associée décroît exponentiellement depuis l'interface ($x=0$), sa force de rappel est donc plus faible que celle du plasmon de volume bi-dimensionnel.

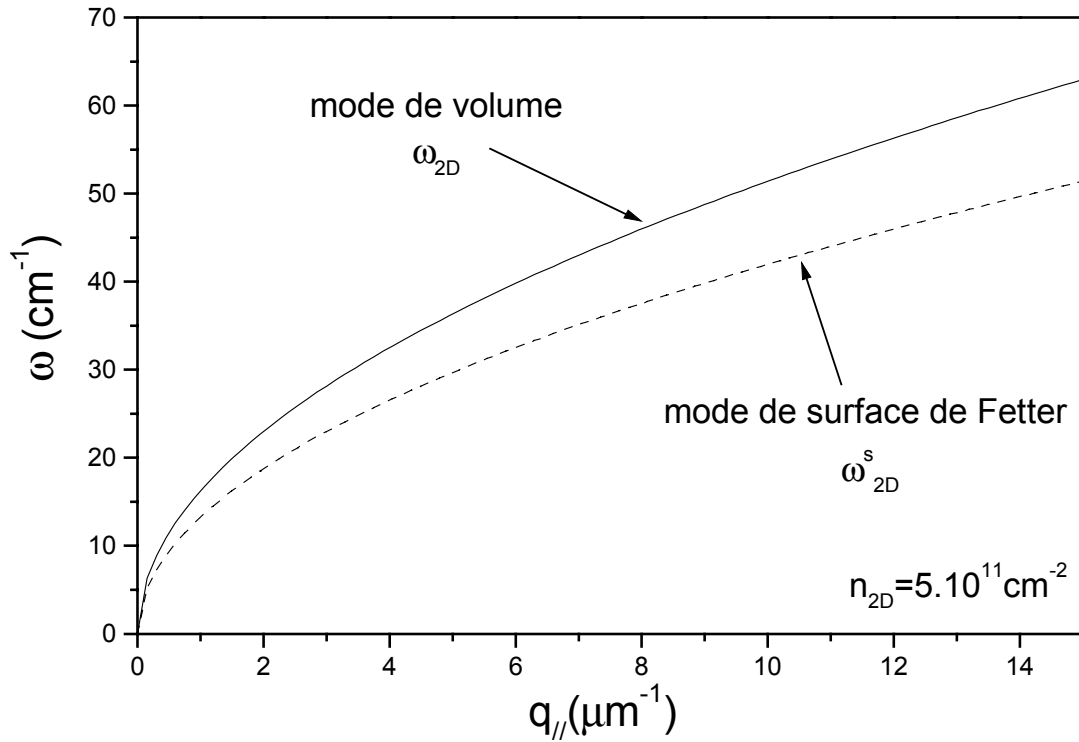


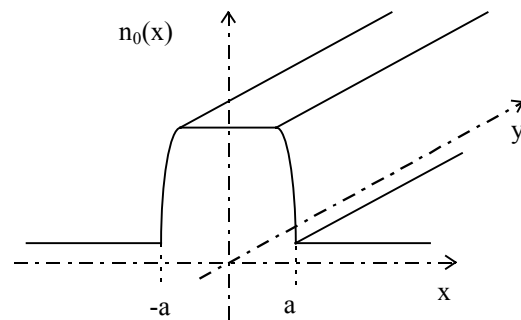
Figure 2.11 Dispersion du plasmon de volume et du plasmon de surface dans l'approximation de Fetter. Les courbes sont calculées avec les mêmes paramètres que ceux de la figure précédente.

f - gaz 2D deux interfaces : gaz quasi-1D

Les électrons sont cette fois-ci confinés dans une bande de largeur $2a$, centrée autour de $x=0$.

La densité d'équilibre peut s'écrire de la manière suivante :

$$(2.58) \quad n_0(\vec{r}) = n_{2D} n_{eq} \left(\frac{x}{a} \right) \delta(z)$$



où $n_{eq}(x)$ est le profil transverse de la densité⁷. Il est maintenant d'usage d'introduire la densité linéique d'électrons définie par : $n_{1D} = n_{2D} \cdot 2a$, à condition que le profil d'équilibre vérifie : $\int_{-1}^1 n_{eq}(x) dx = 2$.

La première résolution hydrodynamique des plasmons quasi-1D a été, à notre connaissance, proposée par Eliasson [Eliasson, 86a, 86b]. L'équation (2.54) est résolue (Eliasson suppose une densité d'équilibre semblable à (2.58) avec un profil abrupt⁸) en proposant des solutions du type :

$$(2.59) \quad \phi_{ind}(x, y, z = 0) = \phi_{ind}\left(\frac{x}{a}\right) e^{iqy}$$

Il s'agit ensuite de trouver numériquement les fonctions $\phi_{ind}(u)$ définies sur le segment $[-1, 1]$, solutions de l'équation aux valeurs propres :

$$(2.60) \quad \frac{\omega^2}{\Omega^2} \phi_{ind}(u) = 2 \cdot \int_{-1}^1 K_0(qa|u - u'|) \left[\frac{d}{du'} \left(n_{eq}(u') \frac{d\phi_{ind}}{du'} \right) - (qa)^2 n_{eq}(u') \phi_{ind}(u') \right] du'$$

avec : $\Omega^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_s m^*} \cdot \frac{n_{2D}}{a}$. Cette équation a la particularité de pouvoir s'exprimer en fonction

de variables sans dimension : $u, qa, \omega/\Omega$. Elle est diagonalisée dans une base Hilbertienne du segment $[-1, 1]$: les polynômes de Legendre. Ceux-ci ont la propriété de prendre des valeurs importantes aux bornes du segment, c'est à dire aux interfaces du fil et sont susceptibles de bien décrire les modes plasmons qu'on attend, c'est à dire des modes localisés aux interfaces. Une fois les valeurs propres trouvées $\{\lambda_n(qa)\}$ en fonction de ces grandeurs normalisées, il est facile de déduire les modes réels du gaz :

$$(2.61) \quad \omega_n(q) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_s m^*}} \cdot \sqrt{\frac{n_{2D}}{a}} \cdot \sqrt{\lambda_n(qa)}$$

⁷ Il faut remarquer ici que se donner un profil d'équilibre de la densité électronique, c'est aussi se donner un profil de charge positive créant un potentiel tel que les électrons sont en équilibre avec la distribution $n_{eq}(u)$. Ce potentiel extérieur peut être calculé à partir de n_{eq} par :

$$V_{ext}(x) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_s} n_{1D} \int_{-1}^1 n_{eq}(u') \ln \left| \frac{x}{a} - u' \right| du'$$

⁸ C'est à dire un profil d'équilibre : $n_{eq}(u) = \theta(u+1) - \theta(u-1)$

Cette relation⁹ simple permet de déduire (à partir de dispersions expérimentales), pour un profil donné de la densité d'équilibre, les paramètres du gaz d'électrons (sa densité n_{2D} et sa largeur d'extension a), tout en ne nécessitant qu'un seul calcul numérique¹⁰ des valeurs propres.

L'équation (2.60) s'interprète physiquement : considérons une ligne de charge se propageant le long de l'axe y avec le vecteur d'onde q . Son profil d'équilibre est $n_{eq}(u) = n_{eq}(u_0)\delta(u-u_0)$. Celle-ci crée au point u du plan ($z=0$) un champ proportionnel à $n_{eq}(u_0)K_0(qa|u-u_0|)$. C'est à dire un champ exponentiellement décroissant depuis u_0 , ayant une extension inversement proportionnelle à qa . Le facteur de proportionnalité contient un terme provenant de la vibration longitudinale des électrons (terme en $(qa)^2$) et un terme provenant de la repartition transverse des électrons (terme en dérivée). La signification de l'équation (2.60) est maintenant claire : le champ du plasmon résulte du couplage entre toutes ces lignes de charge parallèles, ce couplage possède une contribution transverse et longitudinale et est d'autant plus fort que qa est petit. A la limite où qa tend vers l'infini, la composante longitudinale devient nettement prépondérante devant celle transverse, les lignes de charge sont découplées, le potentiel en un point u_0 ne dépend que de lui même (la fonction de Bessel devient proportionnelle à la fonction de dirac), on retrouve le comportement du gaz bi-dimensionnel. Ce comportement est illustré sur la figure suivante.

⁹ Celle-ci s'exprime en unités usuelles :

$$\omega_n (cm^{-1}) = 9.17 \cdot \sqrt{\frac{n_{2D}/10^{11} cm^{-2}}{a/100nm}} \sqrt{\lambda_n},$$

avec $\epsilon_s=12.5$ et $m^*=0.067 m$.

¹⁰ Il est en effet louable que ce calcul ne nécessite pas d'être refait à chaque changement des paramètres a ou n_{2D} . Celui-ci exige, en effet, le calcul d'une matrice dont les éléments sont des intégrales doubles comportant une fonction à pôle (la fonction K_0) qui défie toutes les routines mathématiques classiques de calcul d'intégrale (Romberg, Gauss-Legendre etc...). Les intégrales ont pu être calculées grâce à un algorithme récursif de la bibliothèque NaG implémentée sur Cray (algorithme de Patterson).

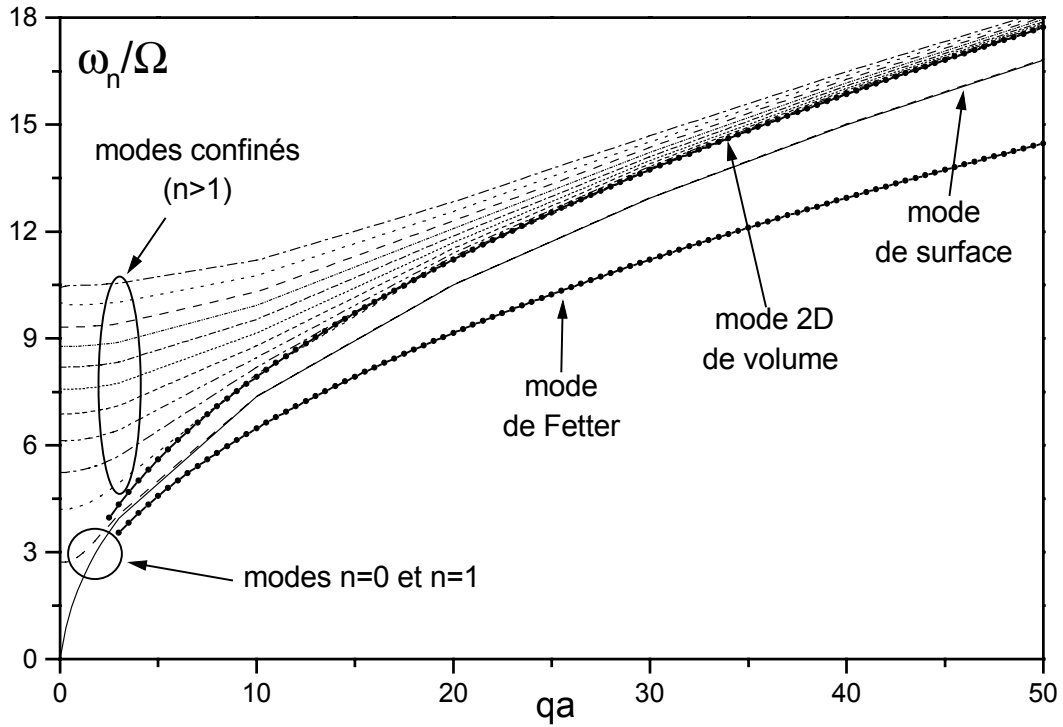


Figure 2.12 Dispersion des plasmons dans un gaz quasi-unidimensionnel. Le calcul a été effectué pour des longueurs d'ondes beaucoup plus petite que la largeur du gaz ($qa \gg 1$). La dispersion montre la convergence des modes 0 et 1 vers le mode de surface du gaz 2D semi-infini, alors que tous les autres modes rejoignent le mode de volume du gaz 2D. On notera les dispersions différentes du mode de surface calculé dans l'approximation de Fetter et avec le modèle d'Eliasson.

A la lumière de ce comportement nous pouvons dire qu'à $qa \gg 1$, les modes $n=0$ et $n=1$ sont des combinaisons linéaires paires et impaires des deux modes de surface associés à chaque interface du fil, alors que les autres modes ($n>1$) sont des modes de volume confinés dans la direction x . Notre fil ayant un axe de symétrie, tous ces modes sont alternativement paires ou impaires et ont la parité de l'indice n . Les contributions surface/volume de chacun des modes plasmons d'un fil est mis en évidence dans la figure suivante.

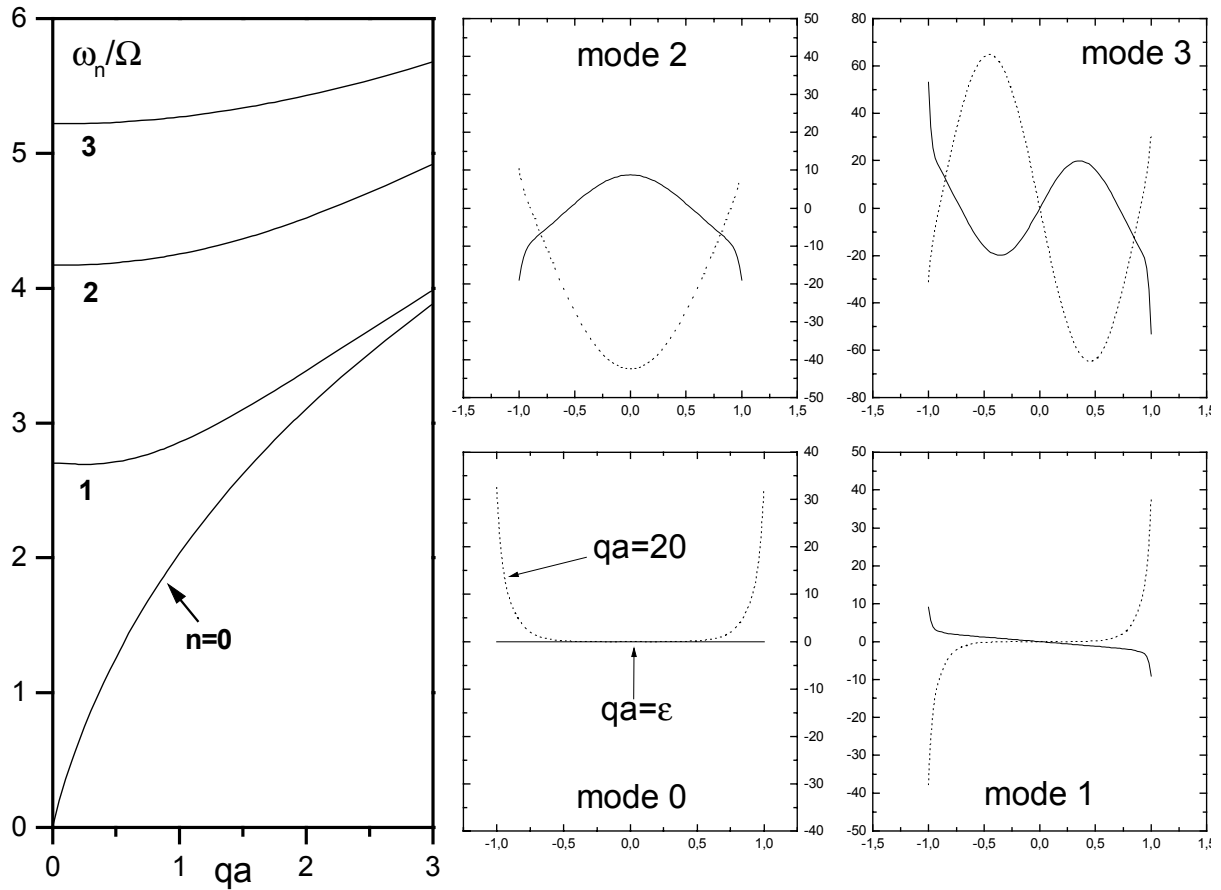


Figure 2.13 A gauche, dispersion des quatre premiers modes ($n=0, 1, 2, 3$) plasmon d'un fil. A droite, profil de la densité électronique associée aux modes. Les courbes pleines correspondent à des petites valeurs de qa alors que les courbes en pointillées correspondent à des grandes valeurs de qa . Le caractère interface des modes $n=0$ et $n=1$ se précise lorsque qa devient grand, alors que les modes confinés ($n=2, 3\dots$) ont une contribution de volume et de surface¹¹, cette dernière diminue fortement aux grandes valeurs de qa .

Remarquons que la croissance des dispersions ($d\omega/dq$) est d'autant plus faible que l'indice du mode est élevé. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante : Les modes de volumes possèdent dans la direction transversale au fil (direction x), des zones de charge positive en alternance avec des zones de charge négative. Considérons deux segments de charges dans la direction x du plan (x,y) séparées d'une longueur d'onde dans la direction y . Les régions de même signe se repoussent alors que les zones de signe contraire s'attirent. L'interaction entre ces deux lignes a donc des composantes attractives et répulsives qui se compensent d'autant plus que la distance entre les lignes est grande ($q \rightarrow 0$) et que le nombre d'alternance entre zone positive et négative est grand. Ceci a pour conséquence que la variation de la dispersion en

¹¹ On pourrait quantifier l'importance relative de ces deux contributions en prenant le rapport de l'amplitude de la densité mesurée aux interfaces du fil à celle d'un ventre au centre du fil.

fonction de q est d'autant plus faible que l'indice du mode est élevé. La variation de la dispersion pour le mode $n=0$, qui n'induit que des zones de charge de même signe est donc la plus forte.

Rappelons que la force de rappel transverse domine pour $qa \ll 1$. Celle-ci a deux contributions, une provenant des oscillations de volume de la densité induite (elle est prépondérante pour les modes de volume), une autre créée par les oscillations aux interfaces (celle-ci est majoritaire pour les modes d'interface). Le mode $n=1$ est le seul à posséder un minimum pour un vecteur d'onde non-nul. Rappelons que ce mode accroît sa localisation aux interfaces lorsque qa augmente. La composante transverse de la force de rappel dominée par l'interaction entre des plans de charge s'éloignant, diminue lorsque qa augmente. Cette diminution est ensuite compensée par l'accroissement de la composante longitudinale. Cette situation n'est pas présente dans les modes de volume, où la composante transverse est dominée par la contribution de volume. Cependant, elle pourrait se retrouver sur le mode $n=0$. Ce dernier a la particularité de ne posséder aucun champ transverse pour $qa=0$ (aucun déplacement de charge n'est induit). La composante transverse augmente donc en début de dispersion du fait de l'accroissement de la densité induite pour ensuite diminuer avec la localisation du mode aux interfaces, mais cette diminution est compensée par l'accroissement de la composante longitudinale.

La division entre modes de surfaces et modes de volumes est en rupture avec l'image couramment utilisée [Strenz, 94] pour décrire les plasmons d'un fil, c'est à dire, de les considérer comme des modes confinés d'un mode plasmon 2D, auquel on soumettrait des conditions aux limites d'onde stationnaire. C'est à dire que la longueur de la cavité ($2a$) est un multiple de la demi-longueur d'onde transverse du plasmon (π/q_x). Dans cette approximation les modes d'un fil disperseraient comme [Demel, 88][Egeler, 90] :

$$(2.62) \quad \omega_n^2(q) = \frac{n_{2D} e^2}{2m^* \epsilon_s} \sqrt{q^2 + \left(\frac{n\pi}{2a}\right)^2}$$

Ce modèle 2D des plasmons d'un fil impose au plasmon $n=0$ d'être indépendant de la largeur du fil, ce qui est en contradiction avec les observations expérimentales dès que la largeur du fil devient inférieure à 4000\AA [Dahl, 94]. La figure suivante montre l'évolution des dispersions des quatre premiers modes en fonction de la largeur du fil, avec une densité bidimensionnelle constante.

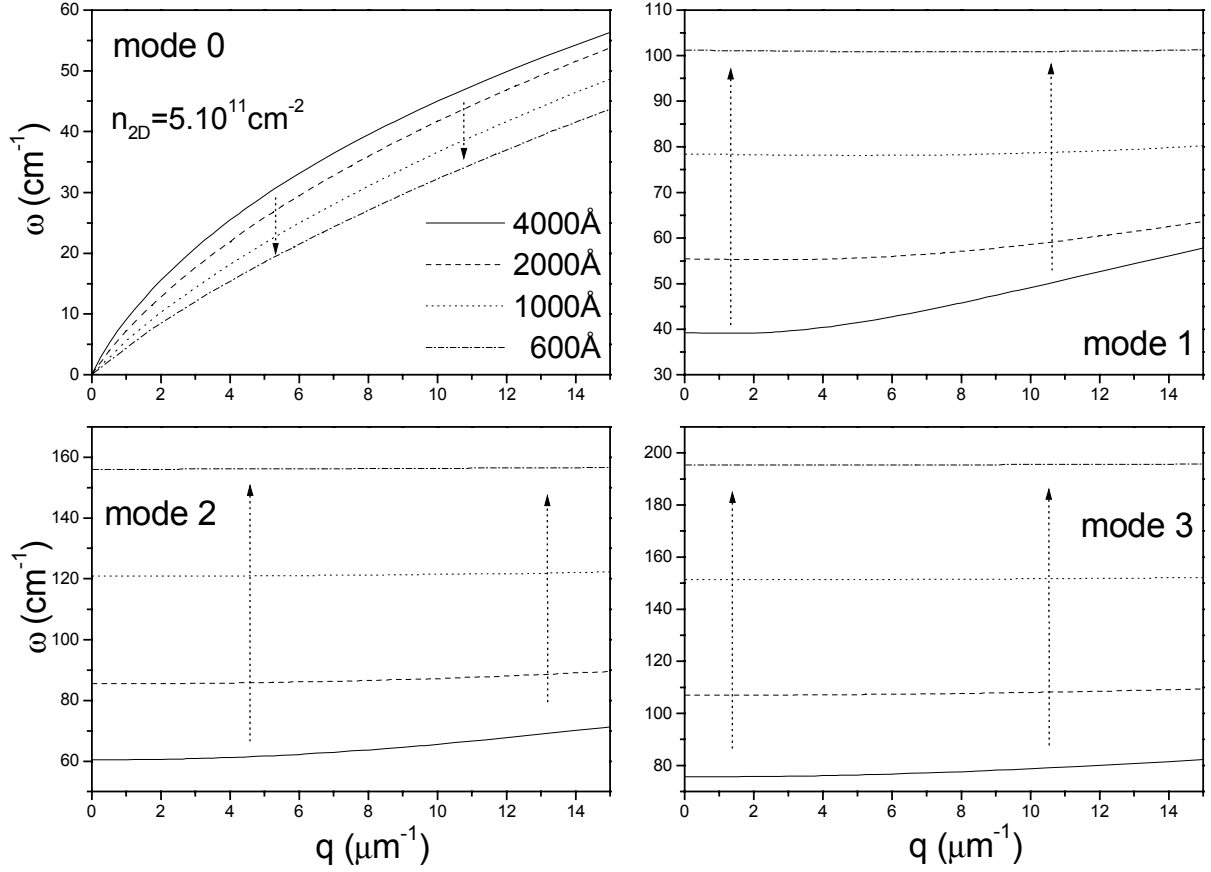


Figure 2.14 Evolution des dispersions des quatre premiers modes en fonction de la largeur du fil. Seul le mode $n=0$ décroît en énergie lorsque la largeur du fil est réduite.

Dans le paragraphe précédent nous avons établi que les dispersions des modes étaient gouvernées par deux contributions, transverse et longitudinale. La première domine aux petits qa alors que la deuxième est prépondérante aux grands qa . La composante transverse des modes $n=0$ et $n=1$ a un caractère d'interface est décroît avec qa . Nous avons remarqué que le mode $n=0$ a une composante transverse extrêmement faible dans la région où elle est censée dominer. Sa dispersion est donc gouvernée majoritairement par la composante longitudinale. L'analyse des graphes de la Figure 2.14 nous montre que cette composante lorsque nous diminuons la largeur du fil tout en gardant une densité d'électrons bi-dimensionnelle constante. Il faut garder à l'esprit que la densité linéique décroît alors avec a . Considérons deux segments de charge perpendiculaires à l'axe du fil, espacés d'une longueur d'onde. Il est clair que leur interaction est proportionnelle au nombre d'électrons présents sur chaque segment, qui est justement proportionnel à n_{1D} . Concernant la contribution transverse, elle dépend évidemment aussi de n_{1D} , mais de manière plus subtile, puisqu'il faut tenir compte de la répartition de la densité induite transversalement au fil. L'expérience précédente (celle de la

Figure 2.14) montre que l'accroissement de la force dû à la diminution de la largeur du fil est plus fort que la réduction provoquée par la chute de n_{1D} . On s'attend alors, pour les modes $n>0$, à une variation opposée à celle de la Figure 2.14, lorsque nous regardons la région où la composante longitudinale est dominante. Ceci est illustré pour le mode $n=1$ sur la figure suivante et est vérifié pour les autres modes.

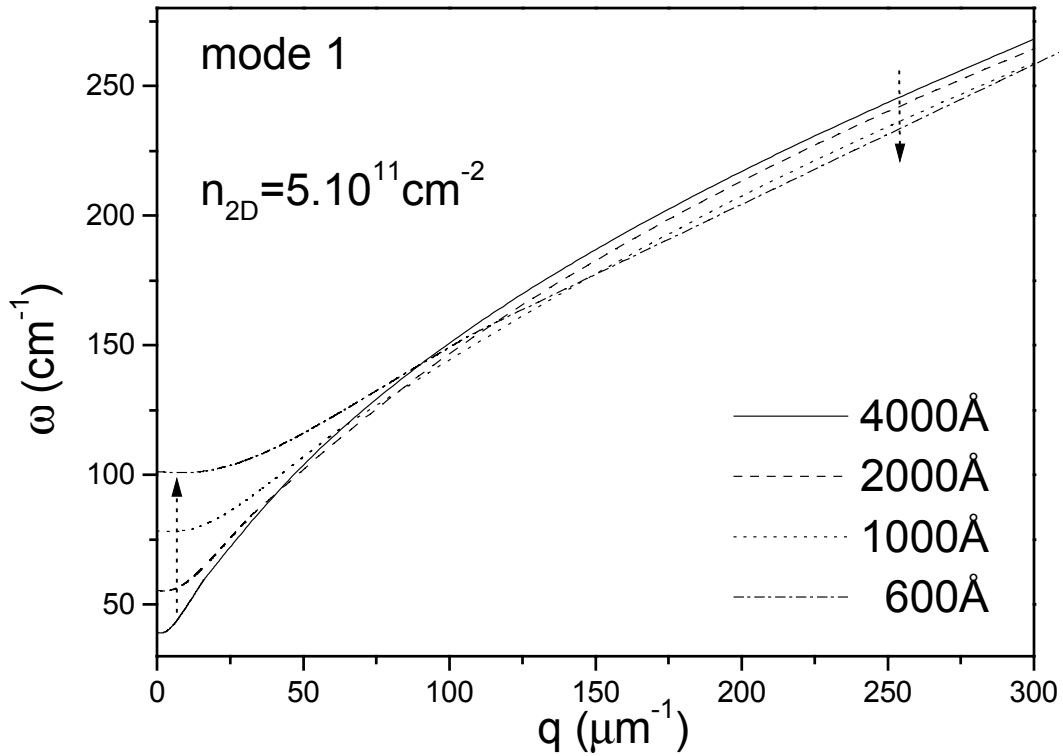


Figure 2.15 Dispersion du mode $n=1$ pour quatre fils de largeur 4000\AA , 2000\AA , 1000\AA et 600\AA . Tous ont la même densité 2D d'électrons. Les énergies évoluent en sens opposées, suivant que la contribution longitudinale ou transverse est prépondérante.

Ces considérations sont confirmés dans l'expérience suivante : on diminue la largeur du fil en gardant cette fois-ci, la densité linéique constante.

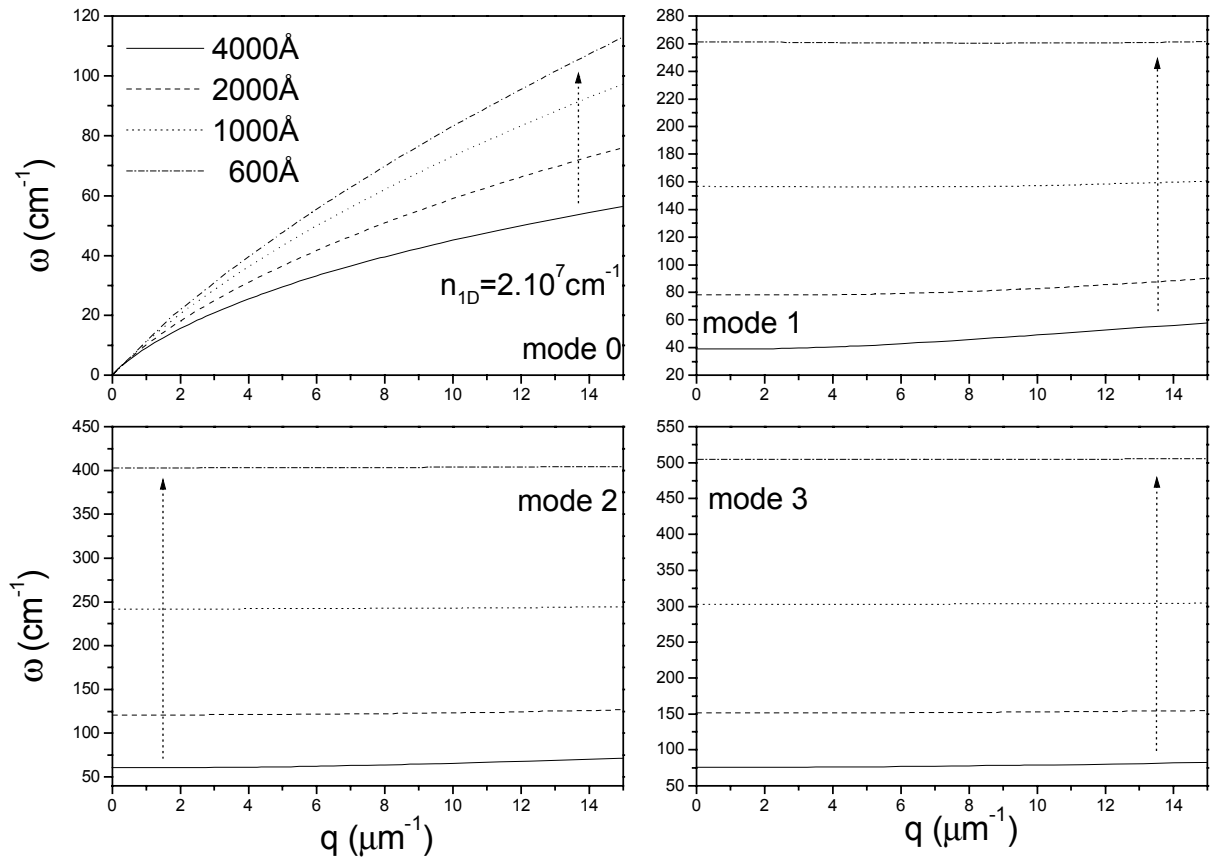
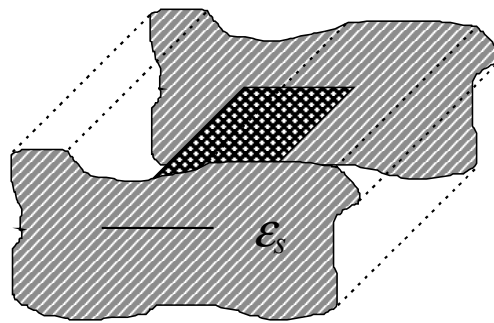


Figure 2.16 Evolution des dispersions des quatre premiers modes lorsqu'on diminue la largeur du fil en gardant constante le densité linéique.

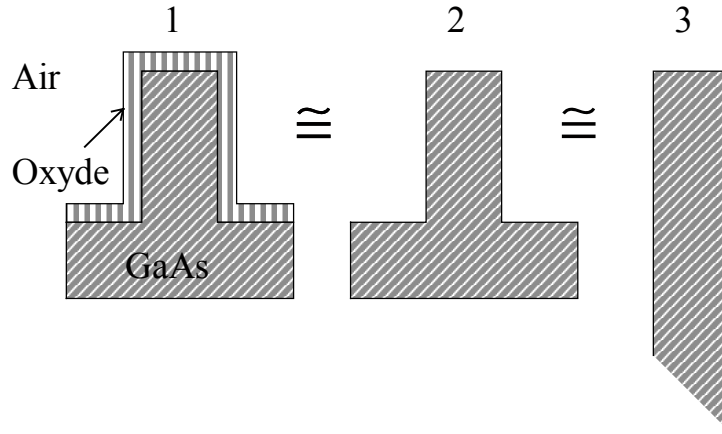
Tous les modes voient leur énergie croître. L'accroissement est supérieur à celui du cas précédent, les contributions transverse et longitudinale évoluent, en effet dans le même sens.

1- Remarque sur les effets image

Le modèle précédent décrit la situation suivante, présentée dans la figure ci-dessous : une bande d'électrons en équilibre dans un milieu homogène de constante diélectrique ϵ_s .



Dans cette approximation, il n'y a aucun effet d'image. Nos fils ont une géométrie diélectrique plus complexe, dans laquelle trois constantes diélectriques sont pertinentes : celle de l'air, de l'oxyde et de l'Arseniure de Gallium. Le calcul des effets d'images dans une telle structure nécessite de résoudre l'équation de Poisson en tenant compte des discontinuités des constantes diélectriques. Mais pour se rendre compte de l'importance de ces effets, il est facile de faire le calcul des effets image (voir le chapitre sur l'analyse du potentiel) dans une structure simplifiée :



Pour trouver le potentiel intérieur au fil d'une charge, elle-même placée à l'intérieur du fil, il faut sommer sur toutes les charges images issues des multiples réflexions sur toutes les faces de la structure 3. A chaque réflexion la charge est multipliée par le coefficient de réflexion : $(\epsilon_{Air} - \epsilon_{GaAs}) / (\epsilon_{Air} + \epsilon_{GaAs}) < 1$.

H - Lindhard, Ehrenreich : constante diélectrique et RPA

Le modèle hydrodynamique considère l'électron comme une particule classique et néglige toute quantification de son mouvement dans la direction de confinement du fil. Cette hypothèse reste correcte tant que l'énergie caractéristique entre sous-bande unidimensionnelles est plus petite que kT . Aux températures expérimentales (celle de l'Hélium liquide pompé : 2 K), kT vaut 0.17 meV. Si on suppose que le potentiel de confinement d'un fil est bien représenté par un puits de potentiel rectangulaire infini, kT devient négligeable devant l'écart d'énergie entre sous-bande dès que le fil est plus étroit que 1000 Å. Ce qui correspond à l'occupation de 6 sous-bandes 1D si le fil possède une densité $n_{2D} = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. On s'attend donc à observer des effets dus au confinement quantique des électrons pour des fils en dessous de ces largeurs. Il est donc nécessaire d'utiliser une approche quantique des plasmons. Celle de Pines et Bohm ne se prête guère à être transposée aux systèmes de basse dimensionnalité. Nous utiliserons celle introduite par Lindhard [1954]

et dont l'équivalence avec le RPA fût montrée par Ehrenreich [1959]. Cette approche a été largement employée pour calculer les plasmons dans les gaz 2D [Stern, 67], et dans les fils [Das Sarma, 85]¹². On traite la réponse du gaz d'électrons à un potentiel extérieur comme celle d'un gaz d'électrons indépendants qui répond à un potentiel total, somme du potentiel extérieur et d'un potentiel induit. En fait le gaz d'électrons est le gaz de quasiparticules invoqué précédemment, mais la portée de l'interaction coulombienne écrantée (de l'ordre de quelques angström) est négligeable devant la distance inter-particule (140Å pour $n_{2D}=5.10^{11}\text{cm}^{-2}$), si bien que les électrons peuvent être considérés comme indépendants.

a - Description de la théorie

Soit $V_{tot}=-e\phi_{tot}$ le potentiel total, la densité induite s'exprime :

$$(2.63) \quad n_{ind} = \Pi \cdot V_{tot}$$

où Π est la polarisabilité du gaz d'électrons indépendants [Ehrenreich, 59]. Soit C l'opérateur coulombien :

$$(2.64) \quad V_{ind} = C \cdot n_{ind}$$

le potentiel total s'exprime :

$$(2.65) \quad V_{tot} = V_{ext} + C \cdot \Pi \cdot V_{tot}$$

qui définit l'opérateur constante diélectrique :

$$(2.66) \quad \epsilon = \mathbf{1} - C \cdot \Pi$$

Les plasmons sont solutions de l'équation :

$$(2.67) \quad \det(\epsilon) = 0$$

Pour résoudre l'équation précédente, il faut se donner un potentiel de confinement des électrons qui va définir les états à une particule sur lesquels écrire les opérateurs précédents. Le potentiel dans un fil est déterminé de manière autocohérente par résolution des équations couplées de Schrödinger et Poisson. Cette résolution peut inclure des effets d'échange et de corrélation. Ce type de calculs réalisés dans des fils [Laux, 86] ont révélé que le potentiel pouvait être séparé tant que les confinement dans les directions x et z avaient des ordres de

¹² Ainsi que tous ceux qui suivèrent : [Wei-ming Que, 88][Li, 89][Wei-ming Que, 89][Weiming Que, 91][Li, 91][Wendler, 91][Haupt, 91][Wendler, 94][Calmels, 95a][Wendler, 95][Calmels, 95b][Gold, 96][Das Sarma, 96]

grandeur différents. Ce qui est vérifié pour les fils étudiés dans ce travail. Dans ce cas les états à une particule sont un produit des fonctions du type (2.15) et d'une fonction $|S\rangle$, état de la bande de conduction en centre de zone. Concernant le confinement en z , les énergies des plasmon qui nous intéressent sont nettement inférieures à celle de la première transition entre sous-bande 2D ($\sim 50\text{meV}$) et le gaz 2D est dans sa limite quantique, si bien que nous négligerons toutes les transition vers les sous-bande 2D supérieures. De ces considérations, nous déduisons les états à une particule :

$$(2.68) \quad |n, k\rangle = \frac{1}{\sqrt{L}} \varphi(z) \psi_n(x) e^{iky} |S\rangle$$

où φ est la fonction d'onde associée à la première sous-bande 2D. L'énergie mesurée à partir du bas de cette sous-bande est :

$$(2.69) \quad E_n(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad n = 0, 1, 2 \dots$$

Les éléments de matrice de la polarisabilité s'écrivent :

$$(2.70) \quad \Pi_{n,n'}(q, \omega) = 2 \sum_k \frac{f_0(E_{n'}(k+q)) - f_0(E_n(k))}{E_{n'}(k+q) - E_n(k) - \hbar\omega}$$

où $f_0(E)$ est la fonction d'occupation des électrons dans l'état fondamental du gaz. L'équation (2.63) devient :

$$(2.71) \quad n_{ind}(q, x, z) = |\varphi(z)|^2 \frac{1}{L} \sum_{n,n'} \psi_{n'}^*(x) \psi_n(x) \Pi_{n,n'}(q, \omega) \langle n | V_{tot}(q) | n' \rangle$$

où l'invariance par translation suivant y nous a permis d'introduire les transformées de Fourier de la densité et du potentiel. L'équation (2.67) est équivalente à chercher le potentiel non-nul solution de (2.65) en l'absence de potentiel extérieur. La solution est appelée « potentiel autocohérent dynamique ». C'est pourquoi cette méthode de résolution des plasmons est aussi appelée méthode du champ autocohérent ou bien de Hartree dynamique. En effet seule la composante moyenne de l'interaction coulombienne (équivalent de la contribution de Hartree) est conservée. Dans ce qui suit nous supposons que les électrons sont confinés suivant z dans une couche infiniment mince : $|\varphi(z)|^2 = \delta(z)$.

L'équation à résoudre (2.65) s'écrit maintenant :

$$(2.72) \quad \langle p | V_{ind}(q) | p' \rangle = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_s L} \sum_{n,n'} \Pi_{n,n'}(q, \omega) C_{p,p',n,n'}(q, \omega) \langle n | V_{ind}(q) | n' \rangle$$

qui introduit les intégrales de couplage coulombien entre sous-bande 1D :

$$(2.73) \quad C_{p,p',n,n'} = \int \psi_p^* \psi_{p'}(x) \psi_n^* \psi_n(x') K_0(q|x-x'|) dx dx'$$

La forme du potentiel de confinement intervient donc dans ces éléments de matrice ainsi que dans la fonction de polarisabilité Π . L'approche de *Das Sarma* est d'utiliser un potentiel rectangulaire infini, mais il se place dans des situations où seul un petit nombre des sous-bande sont occupées (1 ou 2 [Li,89]), ce qui correspond peu à la plupart de nos fils. *Wendler* fait les calculs dans un potentiel harmonique [Haupt, 91] en analysant les plasmons jusqu'à 7 sous-bandes occupées. Il améliore le traitement en calculant les états à une particule dans l'approximation de Hartree avec un potentiel extérieur parabolique et regarde l'effet des non-parabollicités [Wendler, 95]. *Que* analyse le couplage entre fils quantiques et calcule la dispersion des plasmons ayant un vecteur d'onde perpendiculaire aux fils [Que, 88].

Les fils que nous étudions ont un potentiel de confinement somme d'un potentiel parabolique provenant de la couche de donneur ionisés et d'un potentiel rectangulaire décrivant l'interface oxyde-GaAs. Nous supposons que cette barrière de potentiel est infinie. Il est connu que la renormalisation d'un potentiel parabolique due à l'écrantage statique des électrons donne un potentiel quasi-rectangulaire [Wixforth, 93]. Dire que ces calculs RPA et leur comparaison avec les dispersions expérimentales vont nous permettre de retrouver le potentiel (sa forme et les paramètres qui le définissent) est une proposition ambitieuse, voire impossible. Notre objectif n'est pas celui-ci, mais plutôt d'obtenir une meilleure compréhension du comportement de nos plasmons dans les fils étroits. Cependant un potentiel parabolique extérieur possède la propriété forte qu'un grand nombre de transitions entre états à une particule se regroupent à la même énergie (Tous les états séparés de $\Delta n=1$ ont la même énergie de transition). Cette propriété modifie considérablement le spectre des SPE et donc les domaines d'existence des plasmons. Nous savons d'ores et déjà que le potentiel extérieur à prendre en compte, qui idéalement est le potentiel effectif résultant d'un calcul autocohérent Hartree ou Hartree-Fock, est plus proche d'un potentiel rectangulaire que d'un potentiel parabolique. Nous choisirons donc les états électroniques d'un puits infini de largeur $2a$ ayant l'axe $x=0$ comme axe de symétrie :

$$(2.74) \quad \psi_n(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a}} \cos\left(\frac{n+1}{2} \pi \frac{x}{a}\right) & \text{si } n = 0, 2, 4 \dots \\ \frac{1}{\sqrt{a}} \sin\left(\frac{n+1}{2} \pi \frac{x}{a}\right) & \text{si } n = 1, 3, 5 \dots \end{cases} \quad E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left((n+1) \frac{\pi}{2a} \right)^2$$

b - Excitations à une particule (SPE)

Les SPE sont contenues dans cette théorie. Elles sont les pôles de la fonction de polarisabilité. Si bien que nous ne pouvons trouver de plasmon solution de l'équation (2.67) dans les régions SPE. Cependant il est possible de rajouter un terme imaginaire dans la fréquence ω qui introduirait phénoménologiquement un temps vie fini du plasmon. Cela revient à résoudre l'équation (2.67) dans le plan complexe. L'opérateur constante diélectrique précédent aurait alors des parties réelle et imaginaire, qu'il faudrait annuler simultanément pour trouver les plasmons. On montre alors que la partie imaginaire est non-nulle uniquement dans les régions SPE [Das Sarma, 96]. Dans ces régions la fréquence solution est à priori complexe, si bien que le plasmon possède un amortissement. Cependant Das Sarma montre que, dans le contexte de la RPA, pour un gaz 2D ou 1D, le plasmon n'existe pas lorsqu'il entre dans les régions SPE, on ne peut parler de plasmon amorti, il disparaît. A l'inverse, donc, du cas 3D où l'habitude est de prolonger la dispersion du plasmon dans le continuum jusqu'à disparition totale de celui-ci (absorption trop grande).

c - Plasmons

Comme le montre l'équation (2.71), un plasmon dans ce modèle est une combinaison linéaire de transition $n \rightarrow n'$, pondérée par leur capacité à répondre au potentiel exciteur (potentiel du plasmon lui-même). Chaque transition apporte la contribution $\psi_n \psi_{n'}^*$ à la charge induite. La pondération est l'élément de matrice $\Pi_{n,n'}$, qui est d'autant plus important que l'énergie du plasmon est en résonance avec une transition SPE des bandes n et n' . Un plasmon sera donc majoritairement représenté par la transition $n \rightarrow n'$ dont la région SPE est proche de son énergie. Il est alors possible de nommer les plasmons par la transition qui leur correspond : $\omega_{nn'}$. Lorsque $n=n'$, le plasmon est intra-bande, il est inter-bande dans le cas contraire.

Le potentiel de confinement possède un axe de symétrie si bien que les éléments de matrice coulombien (2.73) sont non-nuls pour les seules valeurs des entiers n, n', p, p' telles que $n+n'+p+p'$ est un nombre pair, autrement dit, cet élément de matrice ne couple que des transitions de même symétrie. La matrice diélectrique se scinde en deux matrices découplées

dont les solutions sont les modes plasmon symétriques et antisymétriques, respectivement mélange de transitions entre états de même parités et de parités différentes.

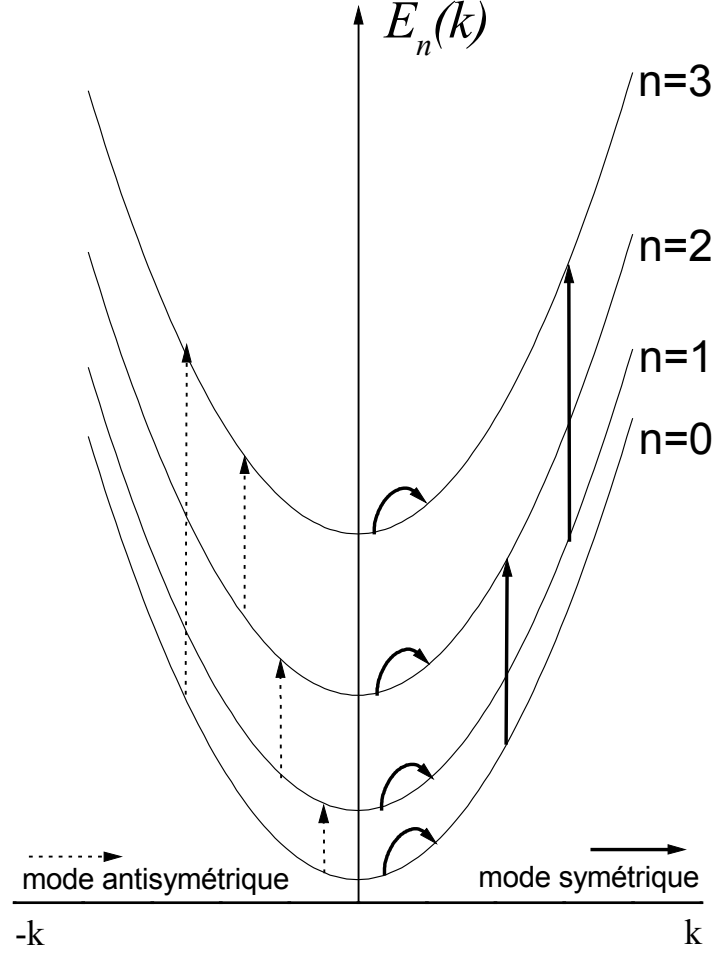


Figure 2.17 Illustration des plasmons dans la RPA. Les modes symétriques sont des combinaison de toutes les transitions symétriques ($\Delta n=0, 2, \dots$) alors que les modes antisymétriques sont des combinaisons de toutes les transitions antisymétriques ($\Delta n=1, 3, \dots$).

On définit l'écart de dépolarisation (depolarization shift [Li, 89][Ando, 82]) d'un mode $\omega_{nn'}$, la quantité $W_{nn'}$ telle que :

$$(2.75) \quad \omega_{nn'}^2(q=0) = (E_n - E_{n'})^2 + W_{nn'}^2,$$

Cette quantité traduit l'effet de l'interaction coulombienne. Elle est d'autant plus grande que la transition $n \rightarrow n'$ est capable d'écranter dynamiquement le potentiel. C'est à dire plus grand est le nombre de transitions possible entre les bandes n et n' , plus grand est l'écart de dépolarisation. Il est donc maximal lorsque le niveau de Fermi rejoint le minimum de la bande

n' (en supposant que $n < n'$). Au dessus de cette position, le nombre de transitions permises est diminué par l'occupation des états de n' [Haupt, 91]. En première approximation l'écart de dépolarisation est proportionnel à la différence $n_n - n_{n'}$, différence de densité entre les sous-bande n et n' . La figure suivante montre l'évolution des premiers modes symétriques calculés pour $q = \epsilon \mu\text{m}^{-1}$, en fonction de la densité d'électrons du fil.

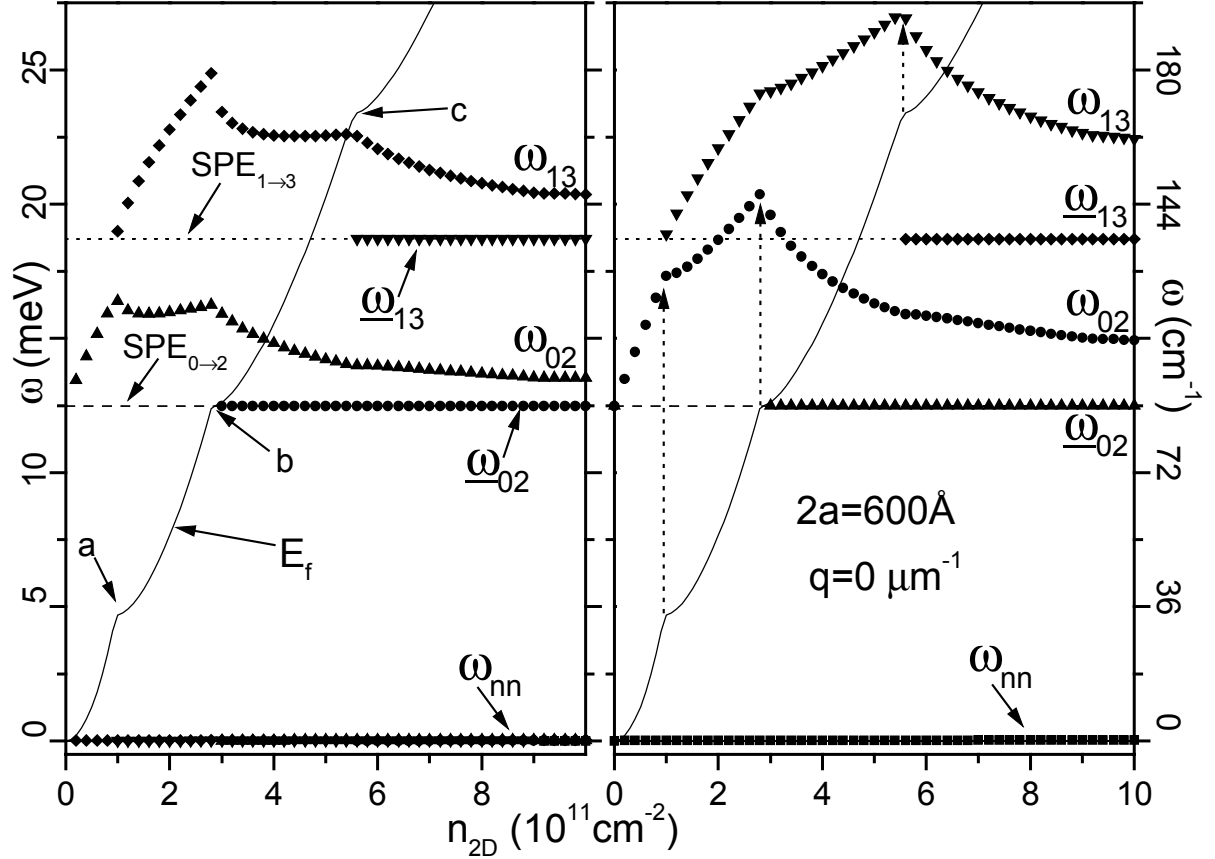


Figure 2.18 A gauche, calcul des premiers plasmons symétriques en fonction de la densité dans un fil de largeur 600Å. La matrice a été tronquée à 10 sous-bandes, c'est à dire après la convergence atteinte. Tous les éléments de matrice ont été retenus. A droite, calcul des plasmons symétriques dans l'approximation diagonale (seuls les éléments diagonaux de la matrice sont retenus). La courbe en trait plein montre l'évolution du niveau de Fermi. Les accidents aux point a, b, c marquent le rencontre du niveau de Fermi avec les sous-bandes 1, 2, 3 respectivement. ω_{nn} désignent tous les modes intra-bandes qui à $q=0$ sont dégénérés à l'énergie $\omega=0$ meV. L'affirmation précédente concernant la variation de l'écart de dépolarisation est strictement vérifiée dans l'approximation diagonale. Elle est légèrement modifiée lorsque tous les couplages sont pris en compte. Les modes soulignés ($\underline{\omega}_{02}$, $\underline{\omega}_{13}$) existent dès que le spectre des SPE correspondantes s'ouvrent du fait de l'occupation des états [Wendler, 95].

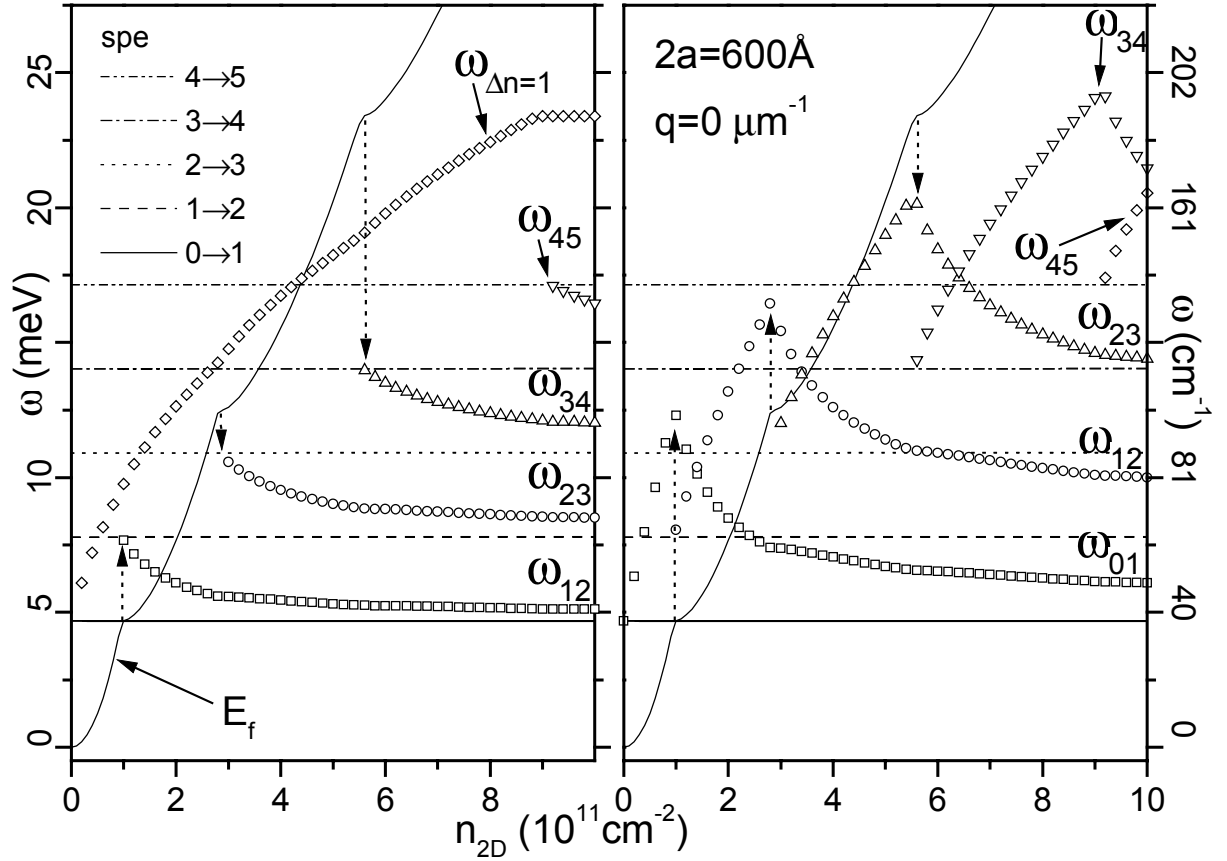


Figure 2.19 A gauche, calculs des plasmons antisymétriques pour $q=0 \mu\text{m}^{-1}$ en fonction de la densité dans un fil de 600\AA . Seuls les modes issus d'une transition $\Delta n=1$ ont été représentés, les autres ($\Delta n=3, 5\dots$) étant dans un domaine d'énergie supérieur. A droite, calcul de ces modes dans l'approximation diagonale. Le couplage modifie fortement le comportement des modes : tous les modes acquièrent une dépolarisation négative¹³ sauf un mode qui émerge nettement des autres. Ce mode est un mélange de tous les modes $\Delta n=1$, si bien qu'il n'est plus possible de l'appeler ω_{01} , mais $\omega_{\Delta n=1}$. Tous les modes ω_{01} , ω_{12} , $\omega_{23} \dots$ n'ont pas été représentés pour laisser à la figure une certaine lisibilité.

Les figures précédentes montrent la différence de comportement des modes antisymétriques par rapport aux modes symétriques où le couplage n'apportait qu'une faible modification qualitative. Cependant il n'y a aucune raison pour que cette différence proviennent de la symétrie des modes. Il est raisonnable de penser que l'émergence du mode $\Delta n=1$ se produit lorsque l'écart de dépolarisation (dans l'approximation diagonale) est comparable à l'énergie de transition entre deux SPE voisines. (c'est à dire W_{01} comparable à $\text{SPE}_{2 \rightarrow 3} - \text{SPE}_{0 \rightarrow 1}$). Un tel

¹³ Si bien que la définition de Das Sarma de l'écart de dépolarisation n'est plus valable. Un écart de dépolarisation négatif a déjà été calculé [Wendler, 95]. Son signe dépend fortement du potentiel de confinement. Celui-ci reste positif dans un potentiel parabolique [Haupt, 91].

comportement a déjà été observé dans un potentiel parabolique [Haupt, 91]. Dans ce cas toutes les $SPE_{\Delta n=p}$, où $p=1, 2, \dots$ sont dégénérées et l'affirmation précédente est toujours vraie. Pour chaque ensemble de modes, un seul émerge, les autres s'amassent en une bande proche des $SPE_{\Delta n=p}$. Pour vérifier que cela ne provient pas de la symétrie des modes, nous avons fait le même calcul pour un fil plus large (1200Å), où cette fois-ci, les $SPE_{\Delta n=2}$ sont plus proches les unes des autres.

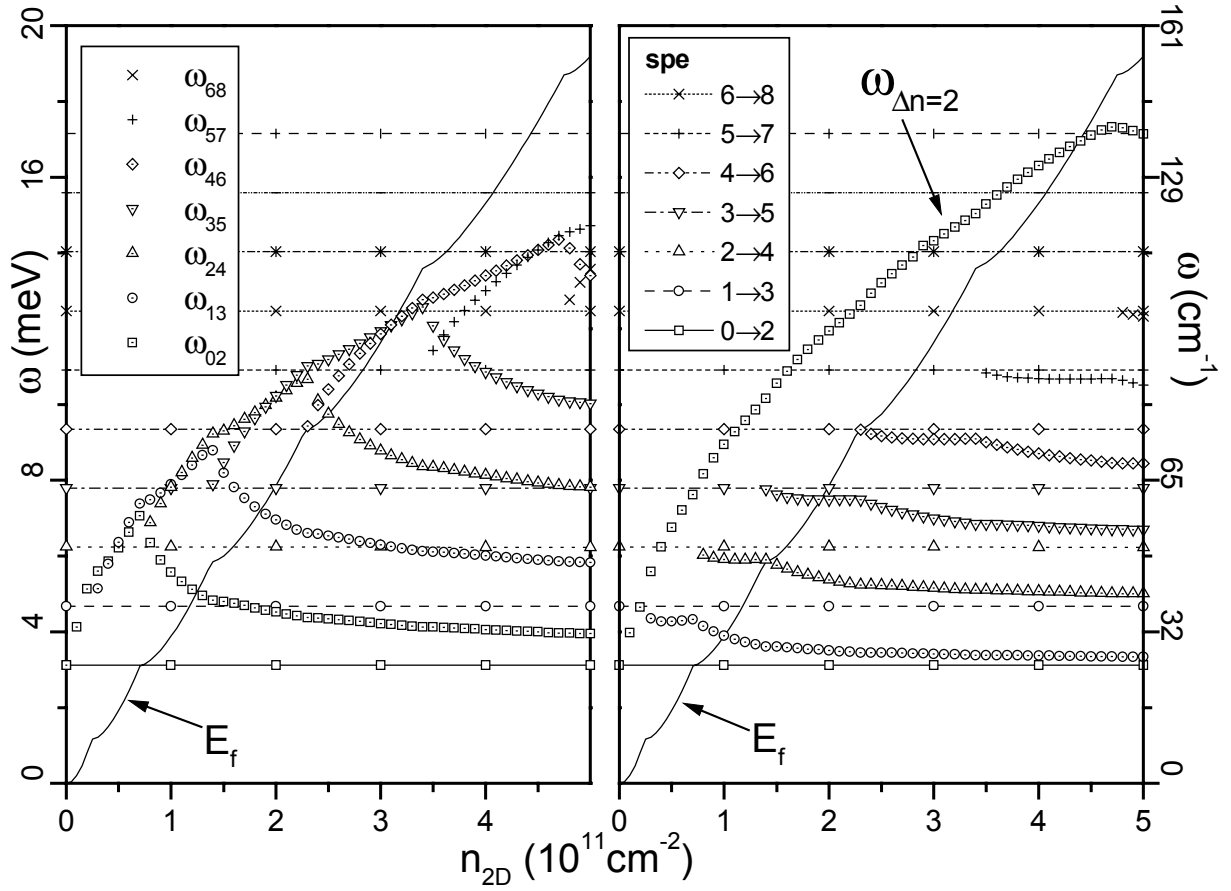


Figure 2.20 Calcul des modes symétriques en $q=0\mu m^{-1}$, en fonction de la densité pour un fil de 1200Å. La courbe pleine montre le niveau de Fermi. Chaque accident sur cette courbe traduit la rencontre du niveau de Fermi avec le bas d'une sous-bande. A gauche le calcul a été fait dans l'approximation diagonale. A droite le calcul tient compte de tous les couplages (la matrice a été tronquée à 12 sous-bandes). Cette fois-ci l'écart de dépolarisation est tel que tous les modes s'organisent pour donner naissance au mode $\omega_{\Delta n=2}$.

Les observations précédentes nous permettent maintenant de déterminer la dispersion du fil de 600Å de largeur.

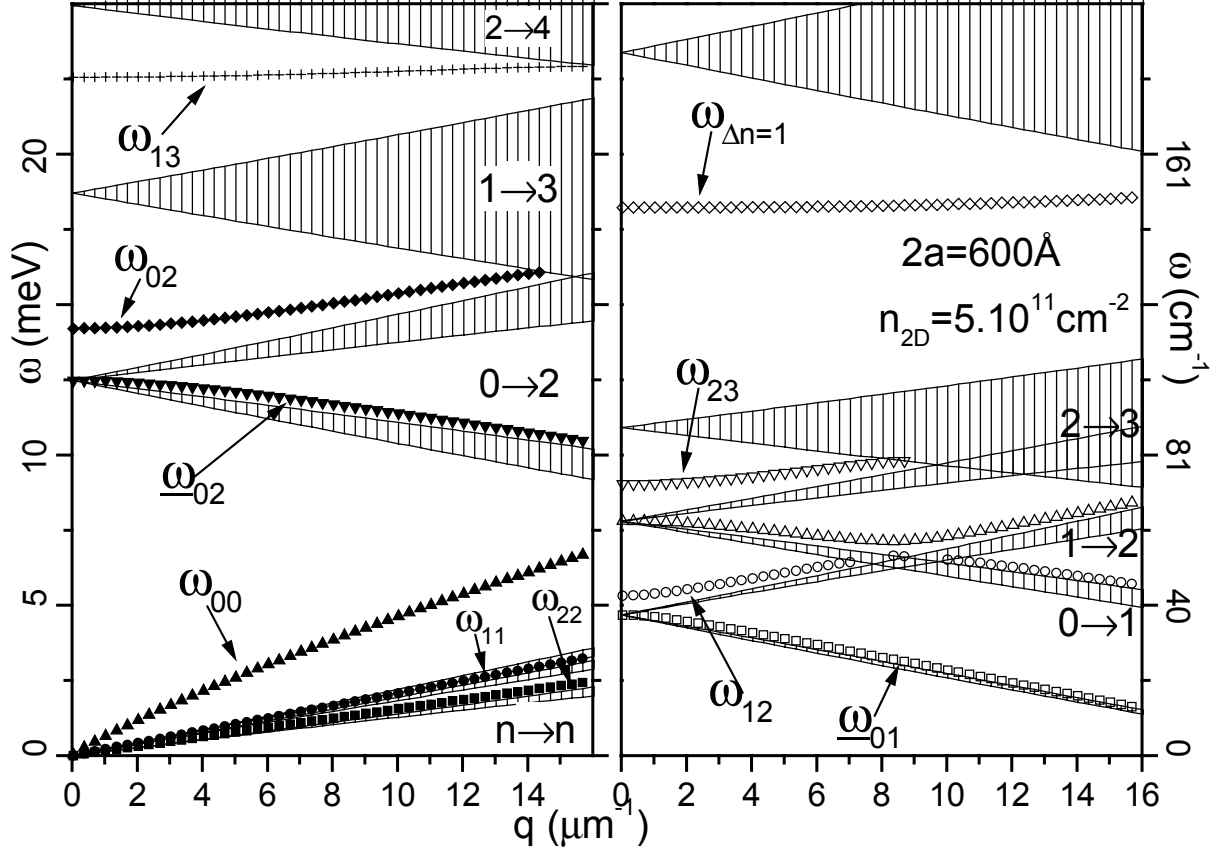


Figure 2.21 Dispersion des plasmons symétriques (à gauche) et des plasmons antisymétriques (à droite) calculées pour un fil de largeur 600Å et de densité $5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Le fil possède trois sous-bande occupées (0, 1 et 2). L'occupation de la bande 2 ouvre un gap dans le spectre des $\text{SPE}_{0 \rightarrow 2}$. Celui-ci donne naissance à un mode ω_{02} . Il en va de même pour les modes antisymétriques. Le mode ω_{12} s'anticroise avec le mode ω_{02} . Tous les modes disparaissent dès qu'il pénètrent dans une région SPE.

La Figure 2.21 donne une idée du spectre des plasmons dans un fil de 1200Å où 7 sous-bandes sont peuplées. L'ensemble des SPE rend les domaines où les plasmons peuvent exister très chaotique.

Nous sommes tentés de comparer le modèle hydrodynamique avec le modèle RPA, ou plus précisément de trouver la jonction entre les deux.. On s'attend à ce qu'il y ait des différences entre les deux modèles surtout pour les faibles densités d'électrons, lorsqu'un petit nombre de sous-bandes est occupé, mais que se passe-t-il lorsque au contraire l'intervalle entre deux sous-bande devient négligeable devant le niveau de Fermi ? On pourrait, pour y répondre faire tendre \hbar (constante de Planck) vers 0, ou bien augmenter la largeur du fil pour diminuer l'espace entre sous-bande et observer si les dispersions RPA tendent vers celles du modèle Eliasson. L'obstacle majeur à cette comparaison est le coût en calcul numérique qu'un modèle RPA requiert. Le nombre d'intégrales coulombiennes à calculer varie comme N^4 , où N est le

nombre de sous-bande à partir duquel le calcul est tronqué (N doit être supérieur au nombre de sous-bande occupées). Un fil de 4000Å avec une densité $n_{2D}=5.10^{11}\text{cm}^{-2}$ possède 22 sous-bandes occupées, il faudrait donc pour chaque vecteur d'onde q , calculer 200000 intégrales¹⁴ ! Cependant l'analyse précédente (Figure 2.20) nous permet d'avoir une intuition du résultat. Prenons l'exemple des modes $\Delta n=2$ du fil de 1200Å. Si nous augmentons la taille du fil, tous les modes à dépolarisation négative vont s'amasser en une bande dont l'énergie va tendre progressivement vers zéro. Seul va subsister le mode $\omega_{\Delta n=2}$ résultant du couplage de toutes les transitions $\Delta n=2$. Il en sera de même pour les modes $\Delta n=1, 3, 4$ etc. Voilà comment se construisent les modes d'Eliasson. La jonction se fait lorsque l'écart de dépolarisation devient comparable à la distance inter SPE. La figure suivante compare les dispersions calculées avec le modèle d'Eliasson et le modèle RPA.

Elle montre la robustesse du mode ω_{00} (ou ω_0) au modèle utilisé pour le calculer. Celui-ci dépend en effet faiblement du potentiel de confinement. Les écarts se font sentir aux grands vecteurs d'ondes ($q>14\mu\text{m}^{-1}$). Cependant la prise en compte de la compressibilité finie du gaz d'électrons permet de corriger cet écart à la dispersion RPA [Mendoza, 91]. Pour les petits vecteurs d'onde sa dispersion est surtout sensible à la densité linéique n_{1D} et disperse suivant la loi universelle : $\sqrt{n_{1D}} \cdot qa \cdot |\ln(qa)|^{\frac{1}{2}}$ [Das Sarma, 85][Schulz, 93]. Concernant les autres modes, la RPA fait apparaître tout un ensemble de modes qui n'ont pas d'équivalent dans le modèle classique. L'ajustement montre qu'il est possible de trouver un jeu de paramètres (n_{2D} et a) proche des valeurs RPA qui reproduit bien le mode $\Delta n=1$ et l'intra-bande ω_{00} . Un meilleur accord est obtenu avec le mode ω_{13} si la dispersion classique est calculée avec un profil d'équilibre mou dont la forme est plus proche du profil d'équilibre du fil de 600Å

¹⁴ Nous avons calculé les intégrales jusqu'à N=20. Ceci a nécessité un mois sur une station CRAY vectorielle !

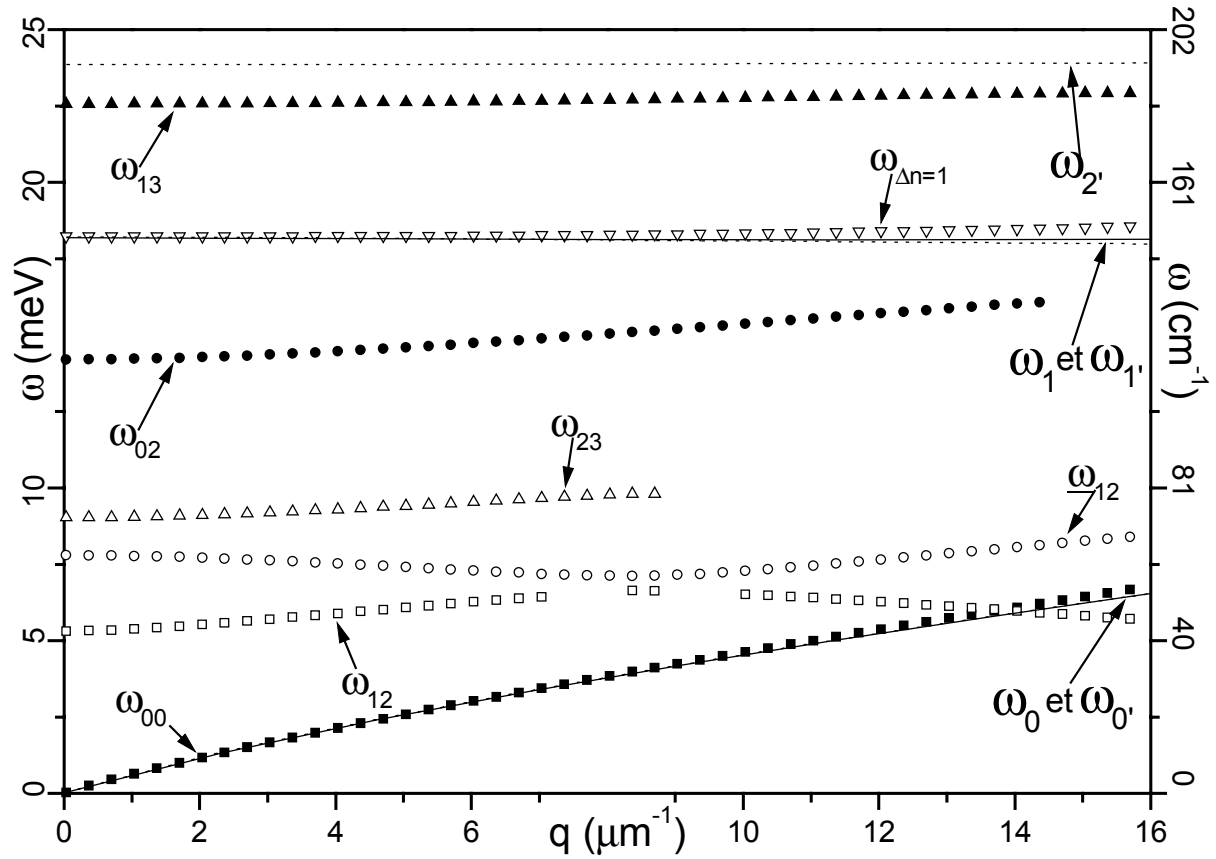


Figure 2.22 Dispersions du fil de 600Å calculées dans la RPA (symboles pleins pour les modes symétriques et ouverts pour les modes antisymétriques) et avec le modèle d'Eliasson (lignes pleines et pointillées). On a volontairement omis les modes intra-bandes (ω_{11} et ω_{22}) ainsi que les modes ω_{02} et ω_{01} qui n'ont pas d'équivalent dans le modèle classique. On a ajusté les modes d'Eliasson de telle manière que les deux premiers modes coïncident avec ω_{00} et $\omega_{\Delta n=1}$ respectivement. Les dispersions pleines (ω_0 et ω_1) supposent un profil d'équilibre abrupte et s'ajustent avec $2a=440\text{\AA}$ et $n_{2D}=7.7.10^{11}\text{cm}^{-2}$. Le mode ω_2 sort de la figure. Celles en pointillées (ω_0 , $\omega_{1'}$ et ω_2) supposent un profil d'équilibre de la forme $(1-(x/a)^4)$ et s'ajustent avec $2a=460\text{\AA}$ et $n_{2D}=7.57.10^{11}\text{cm}^{-2}$.

La première observation des plasmons uni-dimensionnels a été réalisée par diffusion inélastique de lumière sur des fils ayant de nombreuses sous-bandes occupées [Weiner, 89]. Goni [1991] et Schmeller [1994] ont vu le plasmon intra-bande et un plasmon inter-bande sur un système n'ayant que deux sous-bandes occupées. Les SPE ont été observées dans des fils larges par Strenz [1994] et Biese [1996].

Chapitre Trois

Raman électronique : aspects de théorie

A - Introduction

Le processus Raman est un processus de diffusion inélastique de la lumière à travers les excitations du système illuminé. Un photon incident (de fréquence ω et de vecteur d'onde \mathbf{k}_i) est diffusé irréversiblement vers un photon (ω_s , \mathbf{k}_s). Le transfert de l'un à l'autre s'est produit grâce à la création (processus Stokes) ou l'absorption (processus anti-Stokes) d'une excitation d'énergie $\hbar\omega$ et de moment $\hbar\vec{q}$. Le processus doit conserver l'énergie (invariance par translation du temps) et conserver les composantes du vecteur d'onde correspondantes aux directions du système invariantes par translation de l'espace (plan du gaz pour un gaz 2D, axe du fil pour un gaz 1D) :

$$(3.1) \quad \left. \begin{aligned} \omega_i &= \omega_s \pm \omega \\ (\vec{k}_i)_{in\ var\ iante} &= (\vec{k}_s)_{in\ var\ iante} \pm \vec{q} \end{aligned} \right\} + \text{ pour Stokes, } - \text{ pour anti-Stokes}$$

Le processus Raman peut être expliqué via la création (la recombinaison) de paires électron-trou réelles ou virtuelles, suivant que le photon incident (diffusé) est respectivement en résonance où non avec des transitions entre états à une particule du système. Cette condition de résonance amplifie considérablement la probabilité de transfert d'un photon incident vers un photon diffusé (section efficace de diffusion) et Burstein [1978] en a le premier déduit l'idée que la diffusion Raman pouvait être un outil spectroscopique puissant pour observer les excitations électroniques d'un système 2D. Depuis la première observation d'un plasma d'électrons dans un solide réalisée par Mooradian [1966] dans du GaAs dopé n, de nombreuses recherches ont été menées pour comprendre les mécanismes de couplage impliqués dans le processus de Raman électronique et les excitations électroniques des systèmes de toutes dimensionnalité. [Klein 75][Abstreiter, 84][Pinczuk,88]

Concernant les systèmes 2D, les plasmons inter sous-bande ont été observés pour la première fois par Abstreiter [1979] dans une hétérojonction GaAs/AlGaAs et par Pinczuk [1979] dans un multi-puits quantiques. Olego [1982] a observé le plasmon intra-bande d'un super-réseau de gaz bi-dimensionnels, Fasol [1986] et Pinczuk [1986], l'ensemble des plasmons intrabandes couplés dans un multi-puits quantique. L'observation et la mesure de la dispersion

d'un plasmon dans un simple puits quantique a été réalisée par Jusserand [1990]. Les dispersions de plasmons aux grands vecteurs d'ondes ont été mesurées par des techniques de micro-Raman [Egeler, 88] ou bien en utilisant des coupleurs à réseaux [Zettler, 89]. Fasol [1986] observe les SPE intrabande. Pinczuk [1989] a montré que la diffusion Raman permettait de mesurer la dispersion des fluctuations de densité de Spin¹⁵ et en a déduit l'énergie d'échange du gaz d'électrons.

La première observation des plasmons uni-dimensionnels a été réalisée par diffusion Raman sur des fils ayant de nombreuses sous-bandes occupées [Weiner, 89]. Goni [1991] et Schmeller [1994] ont vu le plasmon intra-bande et un plasmon inter-bande sur un système n'ayant que deux sous-bandes occupées. Les SPE ont été observées dans des fils larges par Strenz [1994] et Biese [1996].

Le processus de diffusion Raman est un processus du deuxième ou troisième ordre, suivant les mécanismes impliqués. Wolff [1966], Jha [1969] ont donné les premières description théoriques du processus de Raman électronique résonant. Hamilton et Mac Worther [1969] proposent une description plus complète en utilisant les bandes d'énergie de Kane [1957]. Ils déduisent les règles de sélections des fluctuation de densité de charge (plasmons) ainsi que celles des fluctuations de densité de spin. Ces dernières sont couplées à la lumière via un processus qui retourne le spin. Celui-ci est rendu possible par les états de valence qui sont fortement mélangés de spin grâce à l'important couplage spin-orbite du GaAs. Une revue de ces théories est disponible [Klein, 75][Abstreiter, 84].

Dans la partie C, nous calculons la section efficace d'un gaz d'électrons quasi-unidimensionnel dans un cas général. Nous déduirons, dans la partie D, les règles de sélection lors d'une diffusion entre ondes planes du champ électromagnétique. Nous verrons dans la partie B que la surface gravée de l'échantillon structure le champ électromagnétique en modes locaux ayant une parité (suivant l'axe x) définie. Nous exposerons, dans la partie E, les

¹⁵ Dans le chapitre précédent nous avons volontairement oublié le spin de l'électron. Les fluctuations de densité de spin sont des excitations du gaz d'électrons, elles correspondent à des oscillations de la densité de spin : $\sigma = \rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}$ à fluctuation de densité de charge $n = \rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}$ nulle ($\rho_{\uparrow}(\rho_{\downarrow})$ est la densité d'électrons ayant un spin up (down)). On les calcule dans la RPA en remplaçant le potentiel coulombien direct (origine des oscillations de n) par le potentiel d'échange. Hamilton & Mac Worther [Hamilton, 69] ont montré qu'il était possible de les observer grâce à un processus Raman qui retourne le spin de l'électron. Celui-ci existe dans les matériaux qui possède un fort couplage spin-orbite, tel que le GaAs où les états de valence sont fortement mélangés de spin.

conséquences de cette structuration sur les règles de sélection. Enfin, une démarche vers le calcul des intensités de diffusion Raman sera donnée dans la partie F.

B - Champ électromagnétique local des fils gravés

a - Introduction

La surface de notre échantillon contenant des fils gravés possède des structures dont les dimension caractéristiques varient entre le micromètre et le dixième de micromètre. Cette échelle est du même ordre que celle de la longueur d'onde des ondes incidente et diffusé. Le champ électromagnétique acquiert une structure qui modifie le couplage de l'onde avec le gaz d'électrons. Dans cette partie, nous calculons le champ électromagnétique local présent dans le plan du gaz d'électrons lorsque celui-ci est illuminé par l'onde plane d'un laser. Les conditions du problème sont donc les suivantes, une onde plane est incidente sur l'échantillon, elle génère un champ diffracté ainsi qu'un champ transmis. Notre échantillon est entièrement modélisé par sa constante diélectrique qui a une variation dans l'espace de type réseau de diffraction¹⁶. Cette constante diélectrique ne tient pas compte de la présence du gaz qui aux fréquences optiques n'a qu'une contribution négligeable. Les fils quantiques sont modélisés par des profils rectangulaires. L'air milieu extérieur est l'air de constante diélectrique unité. On ne tient pas compte des discontinuités des constantes diélectriques à l'intérieur de l'échantillon, celui-ci est représenté par une constante diélectrique homogène : celle du GaAs. Pour l'expérience de diffusion Raman sur les fils quantiques, quatre configurations expérimentales nous intéressent ; Les deux premières sont celles pour lesquelles le vecteur d'onde de l'onde incidente est orthogonal au plan de symétrie des fils, on parle d'observation en *incidence perpendiculaire*. Les deux suivantes sont celles pour lesquelles le vecteur d'onde est contenu dans le plan de symétrie, on parle d'observation en *incidence parallèle*. Chacune de ces deux géométries d'incidence contient deux cas : celui où la polarisation de l'onde est dans le plan d'incidence¹⁷, que l'on nomme par « polarisation H » (plus communément P), celui où la polarisation est orthogonale au plan d'incidence, que l'on désigne par

¹⁶ La structure de notre échantillon, qui du point de vue électromagnétique est identique à celle d'un réseau de diffraction, pourrait rendre notre calcul tout à fait banal : de nombreuses publications existent sur les méthodes de calcul des champs diffractés par des réseaux [Morff, 95], cependant un très petit nombre d'entre elles s'intéressent au champ local du réseau de diffraction.

¹⁷ Plan contenant la normale à l'échantillon et le vecteur d'onde de l'onde incidente

« polarisation V » (ou S). L'incidence perpendiculaire a déjà été traité par Pilozzi [1996]. Bien que la méthode numérique utilisée dans cet article soit contestable¹⁸, nous nous contenterons de leur analyse en termes de symétries du champ pour ce cas d'incidence. L'incidence normale à l'échantillon a déjà été traitée par Bockelmann [1991]. Nous présenterons donc uniquement le calcul en incidence parallèle en nous inspirant de son formalisme.

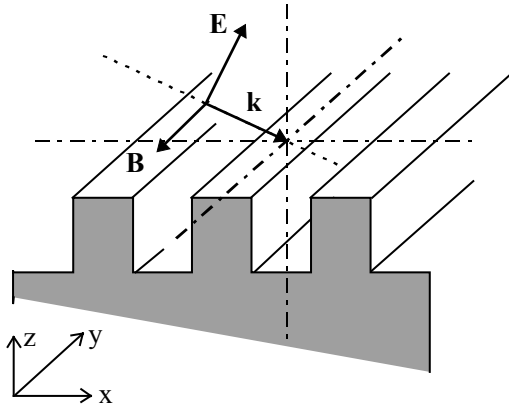


Figure 3.1 Incidence perpendiculaire, polarisation *H*

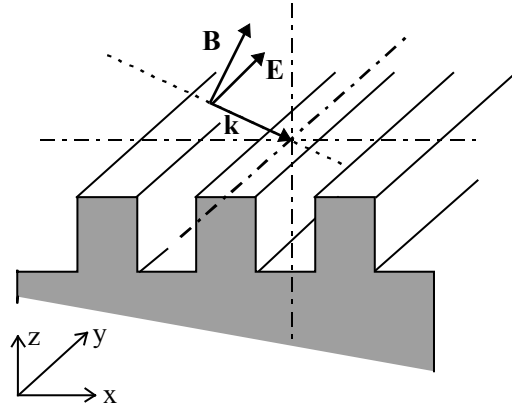


Figure 3.2 Incidence perpendiculaire, polarisation *V*

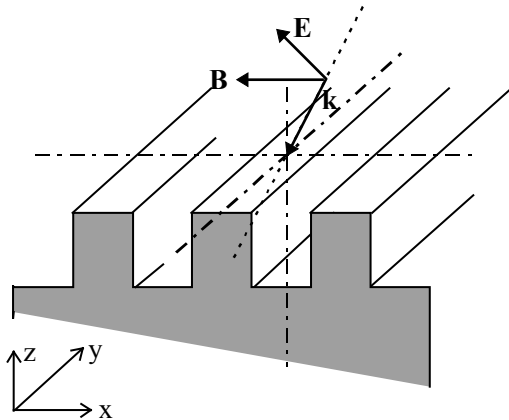


Figure 3.3 Incidence parallèle, polarisation *H*

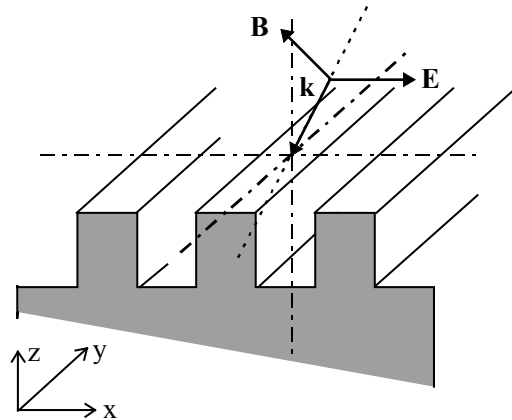


Figure 3.4 Incidence parallèle, polarisation *V*

¹⁸ Le calcul repose sur une décomposition en série de Fourier de la constante diélectrique, qui pour un réseau carré ne converge pas absolument vers sa somme. Toute manipulation sur les dérivées de cette série est donc sujet à des problèmes de convergence aux discontinuités.

b - Principe du calcul

Nous décomposons notre système {échantillon + air} en trois zones de l'espace :

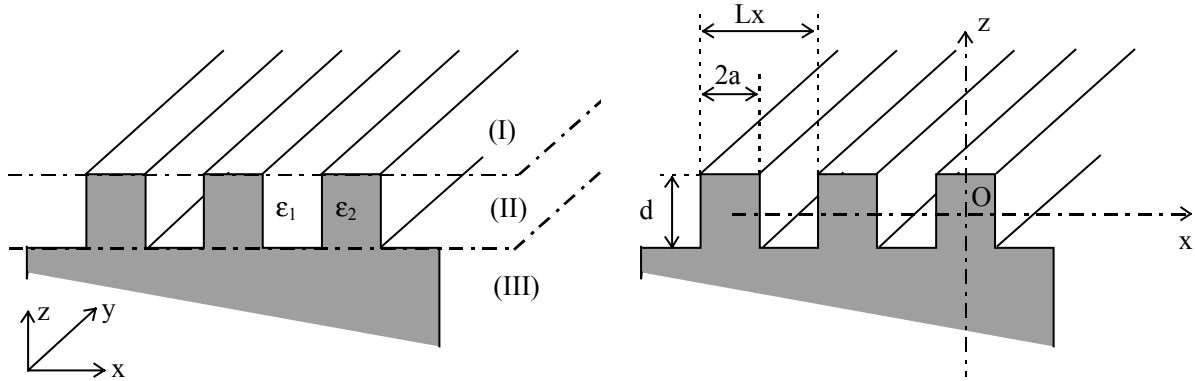


Figure 3.5 Modélisation de la géométrie de l'échantillon. Le système est divisé en trois zones (I), (II) et (III) représentant respectivement l'air, les fils, le substrat. d est la profondeur de gravure, Lx la période du réseau de fils, $2a$ leur largeur. L'air a une constante diélectrique $\epsilon_1=1.$, la partie en grisée possède la constante diélectrique du GaAs $\epsilon_2=12.3$, l'origine O du repère est placée au centre de la section du fil qui s'étend donc de $-a$ à a dans la direction x et de $-d/2$ à $d/2$ dans la direction z .

La partie (I) est l'air situé au dessus de l'échantillon, la région (II) contient les fils sur leur hauteur de gravure d , périodiquement espacés de Lx , séparés par de l'air. La région (III) est le substrat de l'échantillon (GaAs). Le principe est le suivant : nous déterminons une base de chacune de ces régions, développons notre champ sur ces bases dans les trois régions, écrivons les conditions de continuités du champ électromagnétique aux interfaces (I)/(II) et (II)/(III). L'inversion du système linéaire déduit de ces conditions nous donne le champ local dans la partie (II).

c - champ électromagnétique de la région (II)

α – Modes du champ électromagnétique

Pour trouver une base de cette région, il suffit de considérer le milieu stratifié déduit de la région (II) de l'échantillon, mais prolongé à l'infini dans la direction z . Ce milieu devient invariant par translation dans les deux directions y et z . Toutes directions du plan (y,z) est équivalente (il possède une symétrie de révolution autour de l'axe x). Il est connu que les équations de Maxwell peuvent se scinder en deux sous-ensemble d'équations correspondant

aux ondes Transverse Electrique (TE) et Transverse Magnétique (TM). L'utilisation de ces deux sous-ensembles est particulièrement adapté à la résolution du champ dans un milieu stratifié [Born & Wolf]. Considérons une onde se propageant dans une direction arbitraire du plan (y,z), soit la direction z. Les seules composantes non-nulles du champ TE [TM] sont (E_y , H_x , H_z) [(H_y, E_x, E_z)]. Dans un milieu de constante diélectrique ε et de perméabilité magnétique μ constantes, les ondes TE à la fréquence ω , se propageant dans la direction z avec le vecteur d'onde K , sont solutions de l'ensemble d'équations suivant :

$$\begin{aligned}
 (3.2) \quad & E_y(x, z) = U(x) e^{iKz} \\
 & H_x(x, z) = V(x) e^{iKz} \\
 & H_z(x, z) = W(x) e^{iKz}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (3.3) \quad & \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\varepsilon \mu \frac{\omega}{c} \right)^2 - K^2 \right\} U(x) = 0 \\
 & V(x) = -\frac{cK}{\mu\omega} U(x) \\
 & W(x) = -\frac{ic}{\mu\omega} \frac{\partial U}{\partial x}
 \end{aligned}$$

Les équations vérifiées par les onde TM sont déduites des précédentes en interchangeant E avec H et μ avec $-\varepsilon$ (L'équation différentielle vérifiée par U est inchangée).

Ecrivons que :

$$\begin{aligned}
 (3.4) \quad & U(x) = \begin{cases} U_1(x) & \text{si } x \in I_1 = [-Lx, -a] \\ U_2(x) & \text{si } x \in I_2 = [-a, a] \end{cases} \\
 & \varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_1 & \text{si } x \in I_1 = [-Lx, -a] \\ \varepsilon_2 & \text{si } x \in I_2 = [-a, a] \end{cases}
 \end{aligned}$$

Les composantes tangentielles (fonctions U et W) des champs sont continues aux interfaces $x=-a$ et $x=a$. En définissant $\lambda=1$ pour les ondes TE et $\lambda=\varepsilon_2/\varepsilon_1$ pour les ondes TM, ces conditions de continuités ajoutées à la condition de Bloch $U(x+Lx)=e^{ikxLx}U(x)$, s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 (3.5) \quad & U_1(-a) = U_2(-a) \quad \lambda \frac{\partial U_1}{\partial x}(-a) = \frac{\partial U_2}{\partial x}(-a) \\
 & e^{ik_x Lx} U_1(-Lx) = U_2(a) \quad \lambda e^{ik_x Lx} \frac{\partial U_1}{\partial x}(-Lx) = \frac{\partial U_2}{\partial x}(a)
 \end{aligned}$$

Ces quatre équations nous amène à l'écriture d'un système linéaire de quatre équations à quatre inconnues qui admet une solution non-triviale si son déterminant est nul, c'est à dire si K est solution de l'équation [Bockelmann, 91] :

$$(3.6) \quad \cos(2\zeta_2) \cos\left[\zeta_1\left(\frac{Lx}{a} - 2\right)\right] - \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda\zeta_1}{\zeta_2} + \frac{\zeta_2}{\lambda\zeta_1}\right) \sin(2\zeta_2) \sin\left[\zeta_1\left(\frac{Lx}{a} - 2\right)\right] = \cos(k_x Lx)$$

où

$$(3.7) \quad \zeta_i = a \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\epsilon_i - \frac{K^2 c^2}{\omega^2}}$$

Cette équation se résout numériquement, elle admet un ensemble discret et infini de solutions qui peuvent être réelles (modes propagatifs) ou imaginaires pures (modes évanescents). Les modes propagatifs sont en nombre fini. Nous prenons soin de numérotez les modes en commençant par les modes propagatifs. Une solution $K_{(n)}^{TE}(k_x, \omega)$ ($K_{(n)}^{TM}(k_x, \omega)$), détermine l'ensemble des fonctions U , V , W et donc le champ du n -ième mode TE (TM).

En incidence parallèle, le vecteur d'onde de l'onde incidente \mathbf{k}_i a deux composantes suivant les axes y et z que nous nommerons respectivement Q et q_0 . Dans le couplage entre l'onde incidente et les modes précédents, l'énergie du photon ($\hbar\omega_i$), la composante y (Q) du vecteur d'onde ainsi que le pseudo-vecteur d'onde (k_x) du système périodique, sont conservées. Les modes couplés doivent donc satisfaire les conditions¹⁹ :

$$(3.8) \quad \begin{cases} k_x = 0 \\ \left(q_{(n)}^{Ti}\right)^2 + Q^2 = \left(K_{(n)}^{Ti}(0, \omega_i)\right)^2 \end{cases} \quad \text{avec } i = E, M$$

où $q_{(n)}^{TE}$ ($q_{(n)}^{TM}$) est la composante z du vecteur d'onde du n -ième mode TE (TM). Il en découle que chaque mode possède sa propre direction de propagation dans le plan (y, z) :

¹⁹ L'équation (3.6) avec $k_x=0$ se découple en deux équations qui donne respectivement les modes pairs ($U(x)=U(-x)$) et impairs ($U(x)=-U(-x)$) [Skrzypek, 97].

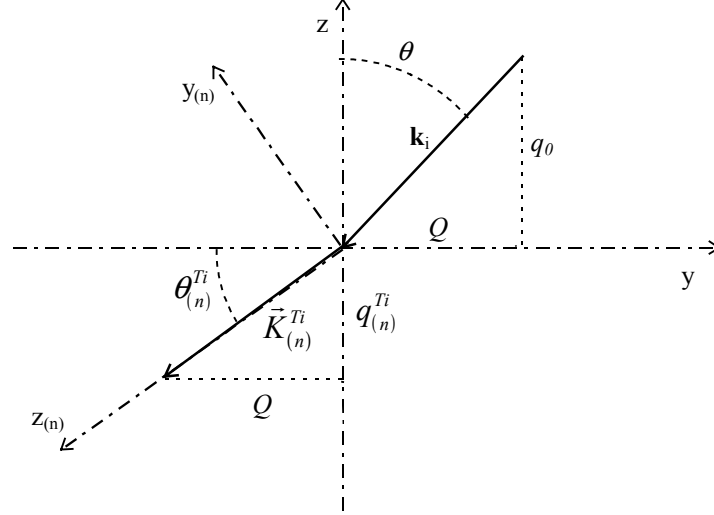


Figure 3.6 Construction du repère de propagation $(y_{(n)}, z_{(n)})$ du n -ième mode couplé à l'onde incidente. Celle-ci illumine l'échantillon avec un angle d'incidence θ .

L'angle de propagation $\theta_{(n)}$ est donné par :

$$(3.9) \quad \cos(\theta_{(n)}^{Ti}) = \frac{Q}{K_{(n)}^{Ti}} \quad \text{et} \quad \sin(\theta_{(n)}^{Ti}) = \frac{\sqrt{(K_{(n)}^{Ti})^2 - Q^2}}{K_{(n)}^{Ti}}$$

Pour les modes évanescents, l'interprétation géométrique précédente est perdue, cependant le résultat reste mathématiquement juste (cf. Théorie des guides d'ondes).

β – Incidence parallèle et polarisation H

Une onde incidente en polarisation H possède les composantes de champs (E_y, E_z, H_x) . Elle va donc exciter les modes TE (par l'intermédiaire des composantes E_y et H_x) et les modes TM (avec E_z). L'incidence normale présente un cas particulier puisque dans ce cas, l'onde incidente a pour composante (E_y, H_x) et n'excite que les modes TE [Bockelmann, 91], qui se propagent tous dans la direction z . Les seules composantes non-nulles du champ local sont (E_y, H_x, H_z) .

χ – Incidence parallèle et polarisation V

En polarisation V, l'onde incidente possède les composante de champs (H_y, H_z, E_x) . Elle va donc exciter les modes TE (par l'intermédiaire de la composante H_z) et les modes TM (avec H_y et E_x). En incidence normale elle n'excite que les modes TM, qui se propagent tous dans la direction z . Les seules composantes non-nulles du champ local sont (H_y, E_x, E_z) .

δ – Incidence perpendiculaire et polarisation H

Bien que ce cas et le suivant ne soient pas traités dans les calculs suivants, nous donnons tout de même les composantes non-nulles du champ local. Une onde incidente en polarisation H possède les composantes de champs (E_x , E_z , H_y). Elle va donc exciter uniquement les modes TM, ces modes auront une propagation suivant x ($k_x \neq 0$). Les seules composantes non-nulles du champ local sont (H_y , E_x , E_z).

ε – Incidence perpendiculaire et polarisation V

L'onde incidente en polarisation V possède les composantes de champs (E_y , H_x , H_z). Elle va donc exciter uniquement les modes TE, ces modes auront une propagation suivant x ($k_x \neq 0$). Les seules composantes non-nulles du champ local sont (E_y , H_x , H_z).

φ – Ecriture générale du champ dans la région (II)

Dans les deux cas de polarisation (H ou V), l'onde excite des modes TE et TM. L'expression générale du champ dans la partie (II) est donc une combinaison linéaire de tous ces modes :

$$(3.10) \quad \begin{aligned} \vec{E}^{(II)} = & \sum_n \left[C_n^+ \exp(iq_{(n)}^{TE}) + C_n^- \exp(-iq_{(n)}^{TE}) \right] e^{-iQy} \vec{E}_{(n)}^{TE} \\ & + \sum_m \left[D_m^+ \exp(iq_{(m)}^{TM}) + D_m^- \exp(-iq_{(m)}^{TM}) \right] e^{-iQy} \vec{E}_{(m)}^{TM} \end{aligned}$$

Il faut prendre garde dans l'équation suivante que chaque mode possède son repère de propagation. Pour obtenir une composante de $\mathbf{E}^{(II)}$, il faut donc projeter celles de \mathbf{E}^{TE} avec les relations (3.9). Le champ magnétique est obtenu en remplaçant \mathbf{E} par \mathbf{H} dans (3.10).

d - Ecriture générale du champ dans les régions (I) et (III)

Le champ dans la région (I) est la somme du champ incident et du champ diffracté par le réseau. Le champ dans la région (III) ne contient que des composantes transmises.

Introduisons les vecteurs du réseau réciproque : $k_n = n \frac{2\pi}{Lx}$, on notera $q_n^{j=1,2}$ la composante z du vecteur d'onde assurant la relation de dispersion des modes de l'air ($j=1$) et du substrat ($j=2$) :

$$(3.11) \quad (k_n)^2 + (q_n^j)^2 + Q^2 = \varepsilon_j \left(\frac{\omega_i}{c} \right)^2$$

Nous écrivons le développement en série de Rayleigh du champ \mathbf{E} :

$$\begin{aligned}
 \vec{E}^{(I)} &= \vec{E}_i \exp(-iq_0 z) e^{-iQy} + \sum_m \vec{r}_m \exp(ik_m x) \exp(iq_m^1 z) e^{-iQy} \\
 \vec{E}^{(III)} &= \sum_m \vec{t}_m \exp(ik_m x) \exp(-iq_m^2 z) e^{-iQy}
 \end{aligned}
 \quad (3.12)$$

Les composantes du vecteur \mathbf{r}_m (\mathbf{t}_m) ne sont pas indépendantes²⁰, elles sont reliées par l'équation $\text{div} \mathbf{E}^{(I)}=0$ ($\text{div} \mathbf{E}^{(III)}=0$). Pour chacune des zone (I) et (III), le champ \mathbf{E} a dans chaque direction de propagation (désignée par l'indice m) deux composantes indépendantes (par exemple r_m^x et r_m^y) ; le champ \mathbf{H} se déduit de l'équation $\text{rot} \mathbf{E} = i\mu\omega/c \mathbf{H}$.

e - Ecriture du système linéaire

Parmi toutes les inconnues du problème, seules les coefficients C_n^+ , C_n^- , D_n^+ et D_n^- nous intéressent. Nous sommes obligés de tronquer le nombre de modes pris en compte dans le développement (3.10), soit N_{mode} le nombre de modes choisis. Nous avons donc $4N_{\text{mode}}$ inconnues à déterminer. Nous écrivons les continuités des composantes tangentielles (E_x , E_y , H_x , H_y) aux interfaces $z=-d/2$ et $z=d/2$. Les composantes tangentielles sont décomposées en série de Fourier suivant la direction x , que nous tronquons sur l'ensemble $[-N_{\text{four}}, N_{\text{four}}]$ (soit $2N_{\text{four}}+1$ composantes). Dans les équations de continuités, nous égalons terme à terme les composantes de Fourier des champs en présence. Nous obtenons un ensemble de $2*4*(2N_{\text{four}}+1)$ équations (2 interfaces * 4 composantes du champ * $2N_{\text{four}}+1$ composantes de Fourier). Cet ensemble d'équations est réduit par l'élimination (pour chaque composante m de la série de Fourier) des inconnues r_m^x , r_m^y , t_m^x et t_m^y . Cela nous conduit à $4*(2N_{\text{four}}+1)$ équations indépendantes ayant pour inconnues les coefficients du champ local uniquement. Pour inverser notre système, il suffit donc de prendre $N_{\text{mode}}=2N_{\text{four}}+1$. La convergence du résultat est obtenue en général avec 10 composantes de Fourier.

f - Profils du champ local

La Figure 3.7 montre les résultats du calcul sur un fil de largeur 2000\AA . La profondeur de gravure est de 3000\AA . Le gaz d'électrons est au milieu du fil à 1500\AA en dessous de la surface. La figure montre les profils des trois composantes du champ \mathbf{E} en fonction de la

²⁰ En égalant les composantes de fourier :

$$\begin{aligned}
 r_m^x k_m - r_m^y Q + r_m^z q_m^1 &= (QE_i^y + q_0 E_i^z) \delta_{m,0} \\
 t_m^x k_m - t_m^y Q - t_m^z q_m^2 &= 0
 \end{aligned}$$

position x , lors d'une incidence parallèle en polarisation H et V. Une fréquence de 12800cm^{-1} , correspondant aux fréquences utilisées expérimentalement a été supposée. Le module du champ incident a été normalisé à 1.

L'incidence parallèle conserve le plan de symétrie du fil, les composantes sont soit paire soit impaire. Une annulation du module avec une discontinuité de pente traduit leur caractère impair (E_x en polarisation H et E_y , E_z en polarisation V). Qualitativement, le profil ne change pas en fonction de l'angle (exception de l'incidence normale $\theta=0^\circ$) : il garde la même symétrie et le même type de variations spatiales, seule l'amplitude évolue. La composante E_x est discontinue à l'interface air/fil avec un saut égal à ϵ_2/ϵ_1 , en accord avec la condition de continuité de la composante normale du champ électrique. Notre champ incident a la symétrie pair. En polarisation H, sa composante E_y excite les modes TE pairs, sa composante E_z excite les modes TM impairs (un mode TM impair possède une composante E_z paire et des composantes H_y et E_x impaires). Le champ local aura donc des composantes E_x , E_y , E_z , respectivement impaire, paire et paire. En polarisation V, la composante E_x excite les modes TM pairs, sa composante H_z excite les modes TE impairs (un mode TE impair possède une composante H_z paire et des composantes E_y et H_x impaires). Le champ local aura donc des composantes E_x , E_y , E_z , respectivement paire, impaire et impaire. **Lorsque la polarisation est tournée, chacune des composantes du champ change sa symétrie.** Les composantes E_y et E_z ont toujours la même parité. En incidence normale certaines composantes s'annulent en fonction de la polarisation d'incidence conformément aux paragraphes (c-b) et (c-c).

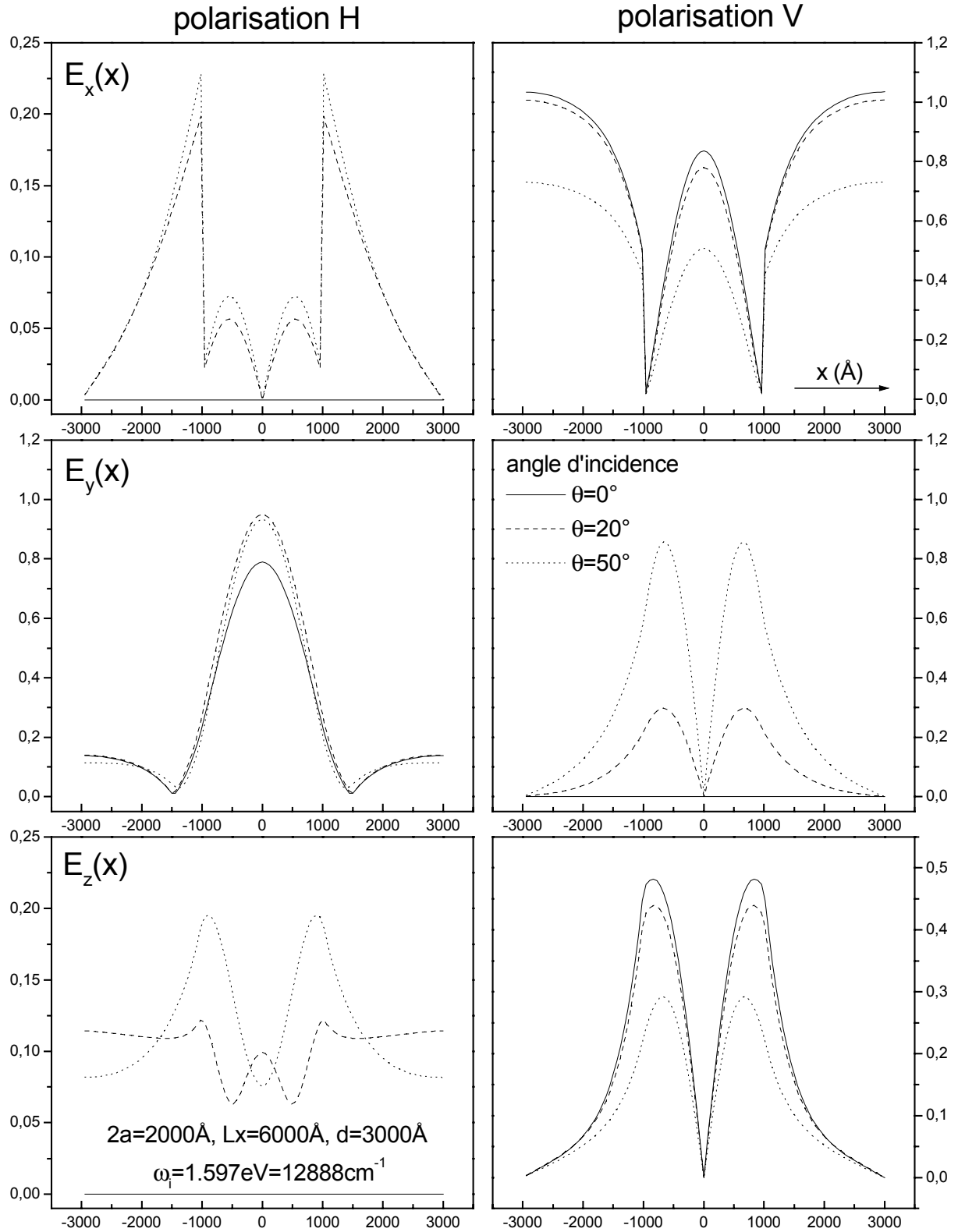


Figure 3.7 Profil du module des composantes du champ E calculé au niveau du plan du gaz d'électrons ($z=0$). Ils ont été calculés pour trois angles d'incidence de 0° , 20° , 50° , en incidence parallèle avec polarisation H et V (d'après Skrzypek [1997]).

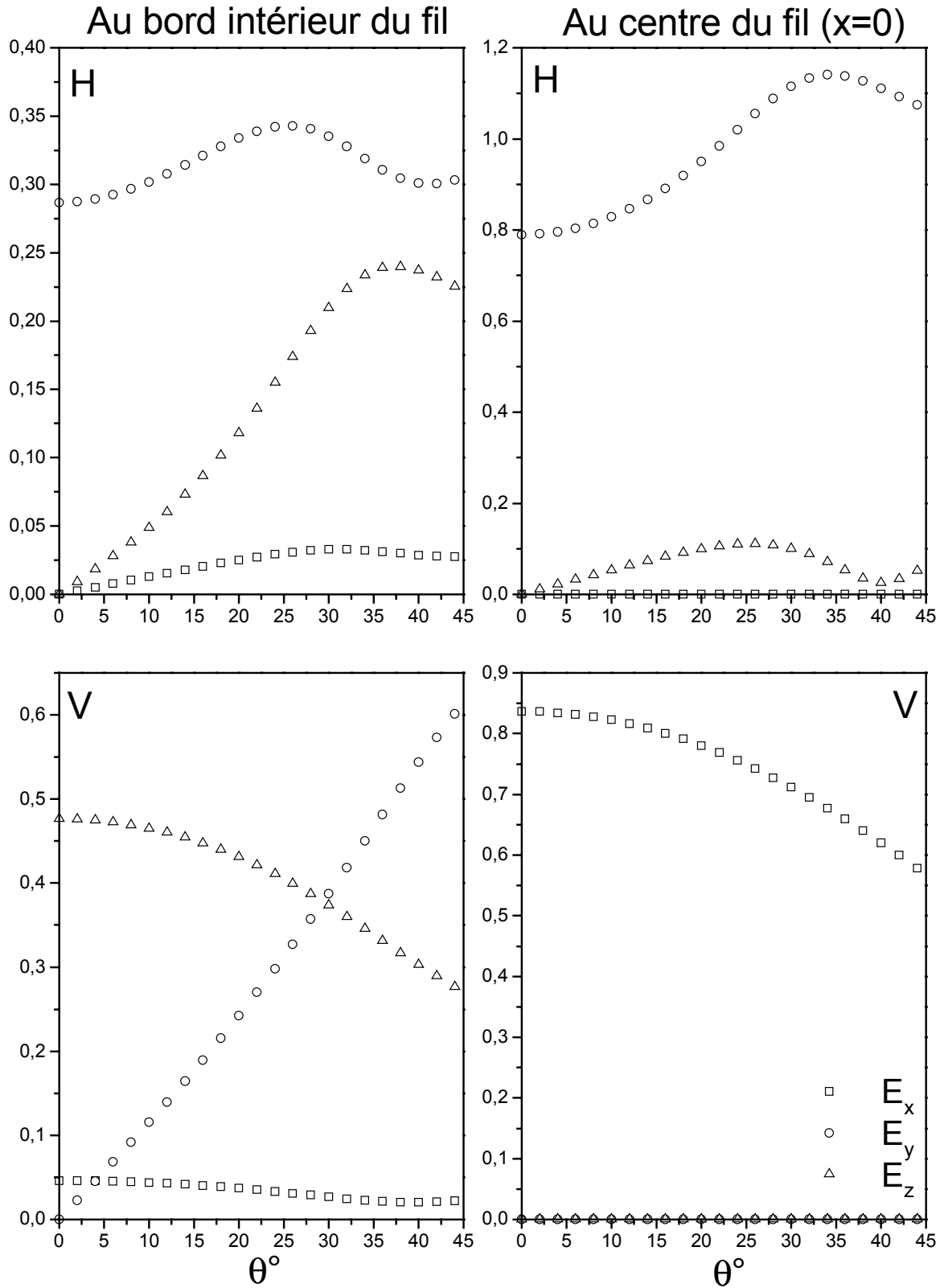


Figure 3.8 Variations de l'amplitude des composantes du champ local en fonction de l'angle d'incidence. L'amplitude est mesurée au bord intérieur du fil (figures de gauche) et au centre du fil (droite). Les points nuls correspondent aux composantes impaires. Le calcul a supposé exactement les mêmes paramètres que ceux de la Figure 3.8.

C - Section efficace de diffusion du gaz 1D

Dans ce qui suit, nous allons calculer la section efficace de diffusion inélastique d'un gaz d'électrons unidimensionnel. Le calcul est dérivé de celui de Blum [1970] (version plus détaillée de calcul de Hamilton et McWorther [1969]) et adapté à un gaz d'électron unidimensionnel. Nous utilisons les bandes de Kane dans l'approximation d'une bande parabolique. Nos états à une particule peuvent donc s'écrire :

$$(3.13) \quad |nbk\rangle = \phi_n^b(x, z) u_b(\vec{r}) e^{iky} \quad \text{d'énergie} \quad E_{nbk} = E_b + E_n^b + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_b^*}$$

où u_b sont les fonctions de Kane (voir tableau ci dessous), ϕ_n^b les fonctions enveloppes pour chacune des bandes de Kane, n indique la sous-bande de confinement, k est le vecteur d'onde de propagation dans la direction d'invariance du fil. Dans un premier temps, nous négligeons tout couplage entre bandes de valence introduit par le potentiel de confinement.

b	description	u_b	E_b
1	conduction up	$i S\uparrow\rangle$	0
2	conduction down	$i S\downarrow\rangle$	0
3	trou lourd	$\left \frac{X+iY}{\sqrt{2}} \uparrow \right\rangle$	$-E_0$
4	„	$\left \frac{X-iY}{\sqrt{2}} \downarrow \right\rangle$	$-E_0$
5	trou léger	$\left \frac{X+iY}{\sqrt{6}} \downarrow \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} Z\uparrow\rangle$	$-E_0$
6	„	$-\left \frac{X-iY}{\sqrt{6}} \uparrow \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} Z\downarrow\rangle$	$-E_0$
7	spin-orbite	$\left \frac{X+iY}{\sqrt{3}} \downarrow \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} Z\uparrow\rangle$	$-E_0 - \Delta_0$
8	„	$-\left \frac{X-iY}{\sqrt{3}} \uparrow \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} Z\downarrow\rangle$	$-E_0 - \Delta_0$

Tableau 1 Partie périodique des fonctions de Bloch. E_0 est le gap fondamental du GaAs, Δ_0 le couplage spin-orbite

	p_x		p_y		p_z	
	u_1	u_2	u_1	u_2	u_1	u_2
u_3	$\frac{mP}{\sqrt{2}}$	0	$i\frac{mP}{\sqrt{2}}$	0	0	0
u_4	0	$\frac{mP}{\sqrt{2}}$	0	$-i\frac{mP}{\sqrt{2}}$	0	0
u_5	0	$\frac{mP}{\sqrt{6}}$	0	$i\frac{mP}{\sqrt{6}}$	$-\sqrt{2}\frac{mP}{\sqrt{3}}$	0
u_6	$-\frac{mP}{\sqrt{6}}$	0	$i\frac{mP}{\sqrt{6}}$	0	0	$-\sqrt{2}\frac{mP}{\sqrt{3}}$
u_7	0	$\frac{mP}{\sqrt{3}}$	0	$i\frac{mP}{\sqrt{3}}$	$\frac{mP}{\sqrt{3}}$	0
u_8	$-\frac{mP}{\sqrt{3}}$	0	$i\frac{mP}{\sqrt{3}}$	0	0	$\frac{mP}{\sqrt{3}}$

Tableau 2 Elements de matrice interbandes du moment \mathbf{p} . Seuls les éléments entre bande de conduction et bandes de valence ont été donnés. m est la masse de l'électron libre et $P = \frac{-i}{m} \langle S | p_x | X \rangle$. Il est remarquable que les éléments impliquant p_x ou p_y sont nuls simultanément et sont nuls lorsque les éléments p_z sont non-nuls.

En présence des champs électromagnétiques incident et diffusé, l'impulsion de l'électron doit être remplacée par la quantité $\mathbf{p} - e\mathbf{A}$ où \mathbf{A} est le potentiel vecteur associé au champ électromagnétique total : $\mathbf{A} = \mathbf{A}^i + \mathbf{A}^s$.

Pour garder toute généralité, nous écrivons les potentiels vecteurs de la manière suivante :

$$(3.14) \quad \vec{A}^i(\vec{r}, t) = \vec{A}^i(x, z) e^{i(k_i y - \omega_i t)} + c.c$$

où c.c. signifie complexe conjugué. L'écriture du champ diffusé est obtenue en remplaçant l'indice i par s . On définit $q = k_i - k_s$ et $\omega = \omega_i - \omega_s$.

Deux termes sont responsables de la diffusion Raman [Abstreiter, 84]:

- 1- le terme croisé provenant de la contribution \mathbf{A}^2 de l'Hamiltonien qui doit être pris au premier ordre.
- 1- les termes en $\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}$ et $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ qui sont pris au deuxième ordre

Le premier donne l'Hamiltonien de couplage suivant²¹:

$$(3.15) \quad H_1 e^{-i\omega t} + c.c. = \sum_j \vec{E}^i \cdot \vec{E}^s(x_j, z_j) e^{iqy_j} e^{-i\omega t} + c.c.$$

où l'entier j numérote tous les électrons du gaz et du cristal.

Le deuxième fait intervenir les Hamiltoniens suivants (pour i et s) :

$$(3.16) \quad H_2^i e^{-i\omega_i t} + c.c. = \sum_j \frac{1}{2} \vec{E}^i(x_j, z_j) e^{ik_i y_j} \cdot \vec{p}_j e^{-i\omega_i t} + c.c.$$

L'Hamiltonien équivalent H_2^s est obtenu en remplaçant i par s , k_i par $-k_s$ et ω_i par $-\omega_s$. Soient les états à N-corps de l'Hamiltonien du gaz : $|N\rangle$ d'énergie E_N . La section efficace différentielle par unité d'angle solide Ω et de fréquence, est donnée après application de la théorie des perturbations dépendant du temps au premier ordre pour H_1 et au deuxième ordre pour H_2 . Pour H_2 , seuls les termes croisés de diffusion stokes ont été conservés :

$$(3.17) \quad \frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_s}{\omega_i} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sum_F |M_{FI}|^2 \delta(E_F - E_I - \hbar\omega)$$

où :

$$(3.18) \quad M_{FI} = \langle F | H_1 | I \rangle + \frac{1}{m} \sum_N \left\{ \frac{\langle F | H_2^i | N \rangle \langle N | H_2^s | I \rangle}{E_I - E_N - \hbar\omega_s} + \frac{\langle F | H_2^s | N \rangle \langle N | H_2^i | I \rangle}{E_I - E_N + \hbar\omega_i} \right\}$$

I et F désignent respectivement un état initial et final du gaz d'électrons. N est un état intermédiaire.

Ecrivons les Hamiltoniens H_1 et H_2 en seconde quantification :

$$(3.19) \quad \begin{aligned} H_1 &= \sum_{\substack{nbk \\ n'b}} a_{n'b'k+q}^+ a_{nbk} \langle n'b'k+q | \vec{E}^i \cdot \vec{E}^s e^{iqy} | nbk \rangle \\ H_2^i &= \sum_{\substack{nbk \\ n'b}} a_{n'b'k+k_i}^+ a_{nbk} \langle n'b'k+k_i | \frac{1}{2} \vec{E}^i e^{ik_i y} \cdot \vec{p} | nbk \rangle = \sum_{\alpha, \beta} a_{\alpha}^+ a_{\beta} \langle \alpha | h_2^i | \beta \rangle \end{aligned}$$

²¹ On a supprimé la constante multiplicative : $\frac{e^2}{m}$ et remplacé le potentiel vecteur par l'amplitude du champ électrique (en jauge de coulomb $\mathbf{E} = i\omega \mathbf{A}$) dont le module est normalisé à 1.

L'approximation principale de Hamilton et Mc Worther est de négliger la contribution coulombienne des énergies dans les dénominateurs de (3.18). Ces dernières sont remplacées par la somme des énergies à une particule (E_{nbk}) des états occupées dans l'état collectif considéré. Le produit $\langle F|H_2^i|N\rangle\langle N|H_2^s|I\rangle$ font intervenir des éléments de matrice du type $\langle \alpha|h_2^i|\beta\rangle\langle \alpha'|h_2^s|\beta'\rangle\langle F|a_{\alpha}^+a_{\beta}|N\rangle\langle N|a_{\alpha'}^+a_{\beta'}|I\rangle$, où $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ désignent des états $|nbk\rangle$.

L'énergie de N diffère donc de celle de I par l'énergie d'une excitation à une particule : $E_{\alpha}-E_{\beta}$. Cette approximation fait disparaître l'énergie E_N des dénominateurs et l'utilisation de la relation de fermeture élimine les états $|N\rangle$ de l'expression (3.18). Cette simplification laisse apparaître des produits du type $a_{\alpha}^+a_{\beta}a_{\alpha'}^+a_{\beta'}$, couplant les états final et initial. Remarquons que les états I et F ne contiennent, dans une très bonne approximation, que des électrons de conduction. Le premier état détruit (β'), ainsi que le dernier créé (α) doivent donc être dans la bande de conduction.

Le potentiel de confinement ajoute une difficulté supplémentaire : de nombreux éléments de matrice intra-bande ne sont pas nuls²². Pour ces éléments, tous les opérateurs $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ doivent agir sur la bande de conduction. Cependant nous savons que l'observation expérimentale d'un signal de Raman électronique n'est possible qu'en forte résonance, si bien que la contribution des éléments intra-bande, qui ont des dénominateurs loin d'être résonants, peut être négligée, avec une très bonne approximation.

Pour les éléments de matrice inter-bande ($b \neq b'$), les opérateurs création et destruction intermédiaires (β et α') agissent sur les états de valence. L'état final ne contenant aucun état de valence, ce dernier doit être créé (α') pour être détruit (β), donc $\beta = \alpha'$, ce qui simplifie considérablement le calcul.

Concernant le terme de couplage introduit par H_I , il ne peut se faire que par destruction et création d'un état de conduction. Ces états étant purs de spin, les éléments de matrice restants doivent conserver le spin.

²² L'élément de matrice $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ vaut :

$$\langle nbk|\vec{A} \cdot \vec{p}|n'b'k'\rangle = \left\{ \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} \int (\phi_n^b)^* A_{\alpha} \cdot p_{\alpha} \phi_{n'}^{b'} \right\} \delta_{bb'} \delta(k-k') + \left\{ \int (\phi_n^b)^* \phi_{n'}^{b'} \right\} \langle b|\vec{A} \cdot \vec{p}|b'\rangle \delta(k-k')$$

$$\varepsilon_{\alpha} = \begin{cases} 1 & \text{si } \alpha \neq y \\ ik' & \text{si } \alpha = y \end{cases}$$

Adoptons une nouvelle notation pour les bandes de Kane : b sera remplacé par σ , si il est un état de conduction (σ désignant le spin) et par ν pour les états de valence., Poursuivant le calcul de Hamilton et McWorther nous obtenons l'expression suivante pour M_{FI} :

$$(3.20) \quad M_{FI} = \sum_{n\sigma k n'\sigma'} \gamma_{n'\sigma'n\sigma}(k, q) \langle F | a_{n'\sigma'k+q}^+ a_{n\sigma k} | I \rangle$$

avec :

$$(3.21) \quad \begin{aligned} \gamma_{n'\sigma'n\sigma}(k, q) = & \langle n'\sigma' | \vec{E}^i \cdot \vec{E}^s | n\sigma \rangle \delta_{\sigma\sigma'} \\ & + \frac{1}{m} \sum_{lv} \frac{\langle n'\sigma' | \vec{E}^i \cdot \vec{p} | lv \rangle \langle lv | \vec{E}^s \cdot \vec{p} | n\sigma \rangle}{E_{n\sigma k} - E_{lvk-k_s} - \hbar\omega_s} \\ & + \frac{1}{m} \sum_{lv} \frac{\langle n'\sigma' | \vec{E}^s \cdot \vec{p} | lv \rangle \langle lv | \vec{E}^i \cdot \vec{p} | n\sigma \rangle}{E_{n\sigma k} - E_{lvk+k_i} + \hbar\omega_i} \end{aligned}$$

Le calcul précédent montre que le couplage H_1 (premier terme de γ) ne peut pas retourner le spin de l'électron. Il n'autorise qu'un couplage de la lumière avec les fluctuations de charge. Par contre le couplage H_2 (deuxième et troisième terme de γ) invoque des transitions entre états de bandes de conduction et états de bandes de valence, dont certains ont la propriétés d'être mélangés de spin (trous légers et spin-orbite). Les transitions avec ces derniers autorisent le retournement du spin et donc le couplage avec les fluctuations de spin. Le couplage $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ a la particularité de posséder des dénominateurs résonant. C'est lui qui permet l'observation des excitations électroniques dans les semi-conducteurs lorsque l'onde incidente ou diffusée est en forte résonance avec une transition à une particule, le couplage en $|\mathbf{A}|^2$ n'offrant qu'une diffusion négligeable.

D - Règles de sélection : cas des ondes planes

Si nous imposons aux champ incident et diffusé d'être des ondes planes polarisées linéairement les potentiels vecteurs s'écrivent :

$$(3.22) \quad \vec{E}^i = \vec{e}_i \cdot E^i e^{i\vec{k}_i^\perp \cdot \vec{r}_\perp + ik_i y}$$

où \mathbf{e}_i est un vecteur unitaire E^i est une constante complexe de module 1, \mathbf{k}_i^\perp est la composante non-conservée du vecteur d'onde. En négligeant le vecteur la lumière devant celui de l'électron ($k_i \ll k$ et $k_s \ll k$) dans l'expression (3.21) et négligeant ω devant ω_s , nous obtenons l'expression suivante pour γ :

(3.23)

$$\begin{aligned}
 \gamma_{n'\sigma'n\sigma}(k) &= \delta_{nn'}(\vec{e}_i \cdot \vec{e}_s) \cdot \delta_{\sigma\sigma'} \\
 &+ \frac{mP^2}{3} \left\{ 3 \cdot A_{nn'}(3, k) \cdot (\vec{e}_i \cdot \vec{e}_s)_{x,y} + 3 \cdot A_{nn'}(5, k) \cdot (\vec{e}_i \cdot \vec{e}_s)_z + [1 \cdot A_{nn'}(5, k) + 2 \cdot A_{nn'}(7, k)] \cdot (\vec{e}_i \cdot \vec{e}_s) \right\} \cdot \delta_{\sigma\sigma'} \\
 &+ i \frac{mP^2}{3} \hbar \omega_i \left\{ 3 \cdot B_{nn'}(3, k) \cdot (\vec{e}_i \times \vec{e}_s)_z - 1 \cdot B_{nn'}(5, k) \cdot (\vec{e}_i \times \vec{e}_s)_z - 2 \cdot B_{nn'}(7, k) \cdot (\vec{e}_i \times \vec{e}_s)_z \right\} \cdot \Sigma_{\sigma\sigma'}^z \delta_{\sigma\sigma'} \\
 &+ i \frac{mP^2}{3} \hbar \omega_i \left\{ 2 \cdot B_{nn'}(5, k) - 2 \cdot B_{nn'}(7, k) \right\} \cdot \left\{ (\vec{e}_i \times \vec{e}_s)_x \cdot \Sigma_{\sigma\sigma'}^x + (\vec{e}_i \times \vec{e}_s)_y \cdot \Sigma_{\sigma\sigma'}^y \right\}
 \end{aligned}$$

où les composantes du vecteur Σ sont les celles des matrices de Pauli. A et B sont donnés par :

(3.24)

$$\begin{aligned}
 A_{nn'}(v, k) &= \sum_{l_v} \langle n' | l_v \rangle \langle l_v | n \rangle \frac{E_g(n, l, v, k)}{E_g(n, l, v, k)^2 - (\hbar \omega_i)^2} \quad \text{avec} \quad E_g(n, l, v, k) = E_{n\sigma k} - E_{lvk} \\
 B_{nn'}(v, k) &= \sum_{l_v} \frac{\langle n' | l_v \rangle \langle l_v | n \rangle}{E_g(n, l, v, k)^2 - (\hbar \omega_i)^2}
 \end{aligned}$$

Hormis la configuration (3^{ième} terme de γ) où le plan contenant les deux vecteurs \mathbf{e}_i et \mathbf{e}_s est perpendiculaire à z (incidence normale à l'échantillon et rétrodiffusion), le calcul montre qu'un couplage conservant le spin s'effectue en polarisation parallèle (1^{er} terme de γ), alors qu'un couplage retournant le spin est réalisé en polarisation perpendiculaire²³. Les plasmons

²³ Si nous supposons que les états de trou-lourds et de trou-légers sont dégénérés, c'est à dire que pour un entier l donné : $E_{l3k} = E_{l5k}$. (le potentiel de confinement lève cette dégénérescence à cause des masses effectives différentes entre ces deux bandes), nous obtenons une expression simplifiée de γ , semblable à celle obtenue par Hamilton & Mc Worther :

$$\gamma_{n'\sigma'n\sigma}(k) = A(n, n', k)(\vec{e}_i \cdot \vec{e}_s) \delta_{\sigma\sigma'} + iB(n, n', k)(\vec{e}_i \times \vec{e}_s) \cdot \vec{\Sigma}_{\sigma\sigma'}$$

avec :

$$\begin{aligned}
 A(n, n', k) &= \delta_{nn'} + \frac{mP^2}{3} \{ 3 \cdot A_{nn'}(3, k) + 1 \cdot A_{nn'}(5, k) + 2 \cdot A_{nn'}(7, k) \} \\
 B(n, n', k) &= \frac{mP^2}{3} \hbar \omega_i \{ 2 \cdot B_{nn'}(5, k) - 2 \cdot B_{nn'}(7, k) \}
 \end{aligned}$$

Hormis la configuration où le plan contenant les deux vecteurs \mathbf{e}_i et \mathbf{e}_s est perpendiculaire à z (incidence normale à l'échantillon et rétrodiffusion), le calcul précédent montre qu'un couplage qui conserve le spin n'est permis que par des composantes parallèles, alors que pour retourner le spin il faut des composantes perpendiculaires.

sont donc visible en polarisation parallèle et les fluctuations de spin en polarisation perpendiculaire. Les polarisations n'ont aucune conséquence sur d'éventuelles règles de sélection concernant la symétrie des modes : l'expression de $A_{nn'}$ montre qu'il est toujours possible de coupler des états de parité quelconques indépendamment des polarisations. Il en est de même pour $B_{nn'}$. **Tous les plasmons sont visibles en polarisation parallèle, et toutes les fluctuations de densité de spin en polarisation perpendiculaire. Concernant les SPE, elles sont visibles dans les deux configurations** puisque le spectre SPE contient des excitations avec ou sans retournement du spin²⁴. Ces conclusions montrent que le potentiel de confinement n'apporte pas de modification aux règles de sélection établies pour un gaz 3D [Hamilton, 69] lorsque le gaz est couplé à la lumière par des ondes planes. Ceci est en accord avec les résultats de Pinczuk [Goni, 91] obtenus sur des fils quantiques confinés par gravure superficielle. Le champ du laser incident est faiblement modifié par la géométrie de l'échantillon et les règles de sélection précédentes s'appliquent.

E - Règles de sélection dans les fils gravés

Dans la partie B, nous avons montré que la surface de l'échantillon modifie considérablement le champ électromagnétique local. Celui-ci admet des symétries qui dépendent de la polarisation du laser incident. Dans cette partie, nous tirons les conséquences de cette structuration du champ sur les règles de sélection Raman. Nous allons faire une approximation supplémentaire. Le champ local calculé dans la partie précédente supposait les conditions aux limites suivantes :

- dans la partie (I) : présence d'un champ incident non-nul et d'un champ réfléchi.
- dans la partie (III) : présence d'un champ transmis uniquement

Ces conditions conviennent parfaitement à la situation du champ incident où la source du rayonnement est à l'extérieur de l'échantillon, mais il n'en est rien en ce qui concerne le champ diffusé. Le champ local diffusé se déduirait des conditions aux limites suivantes :

- Une distribution de dipôles située dans le plan du gaz d'électrons (qu'on pourrait définir comme celle de la densité induite d'un mode plasmon) rayonne dans la partie (II). Il

²⁴ Si le splitting de spin de la bande conduction est négligeable, ce qui est le cas de nos échantillons à faible densité d'électrons, les SPE avec ou sans retournement de spin sont dégénérées.

faudrait alors s'interroger sur la cohérence des émissions provenant de fils quantiques différents.

- Ce rayonnement donne naissance à des champ transmis dans les partie (I) et (III)

Dans cette partie nous nous intéressons à définir de nouvelles règles de sélection induites par la symétrie des champs locaux. Ces symétries proviennent des conditions aux limites à l'interface (I)-(II) imposées par le champ source. Elles sont donc identiques pour le champ local diffusé. C'est à dire si nous récoltons une polarisation H du champ diffusé, nous pouvons affirmer qu'elle provient d'un champ local qui a les mêmes symétries que le champ local créé par une polarisation H du champ incident.

a - Règles de sélection des plasmons

α – Plan de diffusion²⁵ parallèle à l'axe du fil

Nos champs incident et diffusé sont en incidence parallèle. Il est important de rappeler (voir chapitre précédent) que les plasmons symétriques (antisymétriques) sont des mélanges de transition entre deux états à une particule de même parité (de parité opposée). D'autre part si un plasmon est peuplé par un état $|n\sigma=\downarrow k\rangle$ il est aussi peuplé par l'état de spin opposé $|n\sigma=\uparrow k\rangle$. L'opérateur de couplage (3.20) entre l'état final et initial a donc pour chaque triplet (n, n', k) , deux contributions : une provenant de $\sigma=\sigma'=\downarrow$, une autre de $\sigma=\sigma'=\uparrow$. Il peut donc s'écrire :

$$(3.25) \quad \begin{aligned} H_{pl} &= \sum_{nkn'} \rho_{n'n}(k, q) a_{n'k+q}^+ a_{nk} \\ \rho_{n'n}(k, q) &= \gamma_{n'\uparrow n\uparrow}(k, q) + \gamma_{n'\downarrow n\downarrow}(k, q) \end{aligned}$$

Intéressons nous au terme de couplage provenant de H_I . Celui-ci s'écrit :

$$(3.26) \quad 2\langle n' | \sum_{\alpha=x,y,z} E_{\alpha}^i E_{\alpha}^s(x, z) | n \rangle$$

La Figure 3.7 montre qu'une composante isolée du champ (par exemple E_x) voit sa parité changer lorsque la polarisation de l'onde extérieure (partie (I)) passe de V à H (ou l'inverse). Dans une expérience HV (ou VH), les états $|n\rangle$ et $|n'\rangle$ doivent être couplés dans (3.26) par un opérateur impair en x. Seuls les transitions antisymétriques ont des éléments de matrice non-nuls. Le contraire s'applique dans une observation (HH ou VV). Si cette opérateur était le seul

²⁵ Plan contenant les deux vecteurs \mathbf{k}_i et \mathbf{k}_s .

responsable de l'effet Raman, nous pourrions conclure que les plasmons symétriques sont visibles en polarisation HH ou VV alors que les plasmons antisymétriques sont visibles en polarisation (HV ou VH). Cette règle de sélection existe parce que l'opérateur précédent ne couple les états $|n\rangle$ et $|n'\rangle$ qu'avec des produits du type $E_x^i E_x^s$. Qu'en est-il des termes résonants de γ ? Isolons les termes de (3.21) ayant ω_s au dénominateur. Toutes les conclusion seront valables pour les termes avec ω_i .

$$\begin{aligned}
 \rho_{n'n}(k, q) = & \frac{1}{m} \sum_{lv} \frac{\sum_{\alpha} \langle n' | E_{\alpha}^i | l \rangle \langle u_l | p_{\alpha} | v \rangle \sum_{\beta} \langle l | E_{\beta}^s | n \rangle \langle v | p_{\beta} | u_l \rangle}{E_{n\sigma k} - E_{lvk-k_s} - \hbar \omega_s} \\
 & + \frac{1}{m} \sum_{lv} \frac{\sum_{\alpha} \langle n' | E_{\alpha}^i | l \rangle \langle u_2 | p_{\alpha} | v \rangle \sum_{\beta} \langle l | E_{\beta}^s | n \rangle \langle v | p_{\beta} | u_2 \rangle}{E_{n\sigma k} - E_{lvk-k_s} - \hbar \omega_s} \\
 & + \text{termes identiques avec } \omega_i \\
 & + \text{couplage } H_1
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

La difficulté provient de la présence de plusieurs couplages possibles entre deux fonctions de Bloch : par exemple u_1 et u_3 sont couplées par p_x et p_y . Dans ce cas la somme sur les composantes n'imposent à priori aucune règle de sélection sur la symétrie des modes. Ce problème intervient pour les couples (u_1, u_3) , (u_1, u_6) , (u_1, u_8) , (u_2, u_4) , (u_2, u_5) , (u_2, u_7) . Tous ces cas ont des numérateurs qui peuvent se mettre sous la forme (voir Tableau 2) :

$$\begin{aligned}
 & \left(a_j \langle n' | E_x^i | l \rangle + i b_j \langle n' | E_y^i | l \rangle \right) \left(a_j \langle l | E_x^s | n \rangle - i b_j \langle l | E_y^s | n \rangle \right) \\
 & a_j = \langle u_{j=1,2} | p_x | v \rangle \quad \text{et } b_j = \pm a_j
 \end{aligned}
 \tag{3.28}$$

Si nous isolons les parties Réelle et Imaginaire de la quantité précédente :

$$\begin{aligned}
 \text{Re} &= a_j^2 \langle n' | E_x^i | l \rangle \langle l | E_x^s | n \rangle + b_j^2 \langle n' | E_y^i | l \rangle \langle l | E_y^s | n \rangle \\
 \text{Im} &= -a_j b_j \langle n' | E_x^i | l \rangle \langle l | E_y^s | n \rangle + a_j b_j \langle n' | E_y^i | l \rangle \langle l | E_x^s | n \rangle
 \end{aligned}
 \tag{3.29}$$

Remarquons que lorsque nous passons de $j=1$ à $j=2$, l'une ou l'autre (mais pas les deux en même temps) des quantités a_j et b_j est changée en son opposé. La partie Réelle est donc

conservé alors que la partie imaginaire devient opposée²⁶. Pour un indice l fixé et une bande v fixé, la sommation sur u_l et u_2 dans (3.27) fait disparaître la partie imaginaire. Nous sommes ramenés au cas du couplage H_l où la partie Réelle conserve (inverse) la parité des états $|n\rangle$ et $|n'\rangle$ si nous observons en polarisation HH (HV) ou VV (VH). Cette démonstration n'a nécessité aucune approximation autre que celles nécessaires à obtenir l'expression (3.21) de γ .

En conclusion, lorsque le plan de diffusion est parallèle à l'axe du fil quantique, les plasmons symétriques sont visibles en polarisation HH ou VV alors que les plasmons antisymétriques se voient en polarisation HV ou VH.

β – Plan de diffusion perpendiculaire à l'axe du fil

Nos champs incident et diffusé sont incidence perpendiculaire. Le calcul précédent reste valable, mais les composantes des champs n'ont dans ce cas d'incidence, aucune symétrie. Lorsque les polarisations sont croisées (VH ou HV), un des deux champ est TE, l'autre est TM, si bien que si E_x^i n'est pas nul, E_x^s est nul (ou inversement). Il est de même pour les deux autres composantes. Les produits invoqués dans l'équation (3.29) (partie Réelle) sont toujours nuls : **aucun couplage avec les plasmons n'est donc possible en polarisation croisée**. En polarisation parallèle (HH ou VV), les produits ne sont pas nuls, mais les composantes du champ n'ayant aucune symétrie, aucune règle de sélection sur la parité des modes n'existe : **tous les plasmons (symétriques et antisymétriques) sont visibles en polarisation parallèle**.

χ – Incidence normale et rétrodiffusion

Dans nos conventions, il y a deux manières de définir l'incidence normale :

- incidence parallèle et angle θ nul : une onde H possède un champ E_x .
- incidence perpendiculaire et angle θ nul : une onde H possède un champ E_y .

Nous choisissons la deuxième. Les conclusions obtenues pourront facilement être transposées à l'incidence normale en incidence parallèle en échangeant H et V.

²⁶ Nous montrons également que le terme $(\vec{e}_i \times \vec{e}_s)_z \cdot \sum_{\sigma\sigma'} \delta_{\sigma\sigma'}$ du développement **Erreur! Source du renvoi introuvable.**) provient des parties imaginaires des éléments de couplage qui conservent le spin. Ce terme bien qu'il conserve le spin ne peut se coupler aux plasmons pour la raison invoquée précédemment : un plasmon possède autant de spin up que de spin down et $\sum_{\uparrow\uparrow}^z = -\sum_{\downarrow\downarrow}^z$ donc sa contribution totale au couplage des plasmons est nulle. Ce terme se couple aux fluctuations de spin [Abstreiter, 84]

En polarisation croisée (HV ou VH), les champs incident et diffusé sont orthogonaux, aucun couplage n'est possible. L'incidence normale conserve la parité des modes électromagnétique donc **seuls les plasmons symétriques sont visibles en polarisation parallèle**.

δ – Règles de sélection des plasmons

Le tableau suivant synthétise la discussion précédente :

Polarisation	Diffusion parallèle	Diffusion perpendiculaire	Incidence normale et rétrodiffusion
HH ou VV	Symétriques	Tous	Symétriques
HV ou VH	Antisymétriques	Aucun	Aucun

b - Ondes de densité de spin

Dans l'opérateur de couplage (3.20) on distingue trois contributions qui peuvent exciter les fluctuations de spin. Elles se déduisent des règles de sélection montrées pour les ondes planes. Chaque composante des matrices de Pauli se couple aux ondes de densité de spin [Abstreiter, 84]. On déduit l'opérateur effectif de couplage pour chacune de ces composantes :

$$\begin{aligned}
 \Sigma^z &\Rightarrow H_{spin}^z = \sum_{nkn'} \gamma_{n'\uparrow n\uparrow}(k, q) a_{n'\uparrow k+q}^+ a_{n\uparrow k} - \sum_{nkn'} \gamma_{n'\downarrow n\downarrow}(k, q) a_{n'\downarrow k+q}^+ a_{n\downarrow k} \\
 (3.30) \quad \Sigma^x &\Rightarrow H_{spin}^x = \sum_{nkn'} \gamma_{n'\uparrow n\downarrow}(k, q) a_{n'\uparrow k+q}^+ a_{n\downarrow k} + \sum_{nkn'} \gamma_{n'\downarrow n\uparrow}(k, q) a_{n'\downarrow k+q}^+ a_{n\uparrow k} \\
 \Sigma^y &\Rightarrow H_{spin}^y = \sum_{nkn'} \gamma_{n'\uparrow n\downarrow}(k, q) a_{n'\uparrow k+q}^+ a_{n\downarrow k} - \sum_{nkn'} \gamma_{n'\downarrow n\uparrow}(k, q) a_{n'\downarrow k+q}^+ a_{n\uparrow k}
 \end{aligned}$$

Pour chaque composante et pour chaque triplet (n, n', k) , il faut donc considérer les quantités :

$$\begin{aligned}
 s_{n'n}^z(k, q) &= \gamma_{n'\uparrow n\uparrow}(k, q) - \gamma_{n'\downarrow n\downarrow}(k, q) \\
 (3.31) \quad s_{n'n}^x(k, q) &= \gamma_{n'\uparrow n\downarrow}(k, q) + \gamma_{n'\downarrow n\uparrow}(k, q) \\
 s_{n'n}^y(k, q) &= \gamma_{n'\uparrow n\downarrow}(k, q) - \gamma_{n'\downarrow n\uparrow}(k, q)
 \end{aligned}$$

α – Couplage Σ^z

Nous procédons de la même manière, que pour les plasmons, dans la quantité s^z , nous regroupons, pour chaque dénominateur, les bandes de valence dégénérées. Nous obtenons une

expression identique à (3.29), mais ici la partie réelle disparaît et la partie imaginaire reste. Tous les numérateurs²⁷ contiennent des quantités proportionnelles à :

$$(3.32) \quad \langle n' | E_x^i | l \rangle \langle l | E_y^s | n \rangle - \langle n' | E_y^i | l \rangle \langle l | E_x^s | n \rangle$$

Le couplage s^z fait intervenir les composantes x et y des champs. Si celles-ci ont même (différente) parité, les ondes excitées seront symétriques (antisymétriques).

β – Couplage Σ^x

Tous les numérateurs contiennent des quantités proportionnelles à :

$$(3.33) \quad \langle n' | E_z^i | l \rangle \langle l | E_y^s | n \rangle - \langle n' | E_y^i | l \rangle \langle l | E_z^s | n \rangle$$

Le couplage s^x fait intervenir les composantes z et y des champs.

χ – Couplage Σ^y

Tous les numérateurs contiennent des quantités proportionnelles à :

$$(3.34) \quad \langle n' | E_z^i | l \rangle \langle l | E_x^s | n \rangle - \langle n' | E_x^i | l \rangle \langle l | E_z^s | n \rangle$$

Le couplage s^y fait intervenir les composantes x et z des champs.

²⁷ L'expression est donnée pour les dénominateurs en ω , il faut échanger i et s pour les dénominateurs en ω .

δ – Règles de sélection des fluctuations de spin

1- Plan de diffusion parallèle

Polarisation	Ch. incident	Ch. diffusé	$\Sigma^x (yz)$	$\Sigma^y (xz)$	$\Sigma^z (xy)$	Total
HH	x : impair	x : impair	Sym.	Antisym.	Antisym.	Toutes
	y : pair	y : pair				
	z : pair	z : pair				
VV	x : pair	x : pair	Sym.	Antisym.	Antisym.	Toutes
	y : impair	y : impair				
	z : impair	z : impair				
HV	x : impair	x : pair	Antisym.	Sym.	Antisym.	Toutes
	y : pair	y : impair				
	z : pair	z : impair				
VH	x : pair	x : impair	Antisym.	Sym.	Antisym.	Toutes
	y : impair	y : pair				
	z : impair	z : pair				

2- Plan de diffusion perpendiculaire

Polarisation	Ch. incident	Ch. diffusé	$\Sigma^x (yz)$	$\Sigma^y (xz)$	$\Sigma^z (xy)$	Total
HH	x	x	-	Toutes	-	Toutes
	-	-				
	z	z				
VV	-	-	-	-	-	-
	y	y				
	-	-				
HV	x	-	Toutes	-	Toutes	Toutes
	-	y				
	z	-				
VH	-	x	Toutes	-	Toutes	Toutes
	y	-				
	-	z				

3- Incidence normale et rétrodiffusion

Polarisation	Champ incident	Champ diffusé	$\Sigma^x (yz)$	$\Sigma^y (xz)$	$\Sigma^z (xy)$	Total
HH	x : pair	x : pair	-	Antisym.	-	Antisym.
	-	-				
	z : impair	z : impair				
VV	-	-	-	-	-	-
	y : pair	y : pair				
	-	-				
HV	x : pair	-	Antisym.	-	Sym.	Toutes
	-	y : pair				
	z : impair	-				
VH	-	x : pair	Antisym.	-	Sym.	Toutes
	y : pair	-				
	-	z : impair				

c - Règles de sélection SPE

Si on néglige le splitting de spin de la bande de conduction du GaAs, les SPE qui conservent et retournent le spin sont dégénérées. Nous les verrons aussi bien par les couplages qui conservent ou retournent le spin.

Diffusion	Polarisation	ρ	s^x	s^y	s^z	Total
Parallèle	HH	Sym.	Sym.	Antisym.	Antisym.	Toutes
	VV	Sym.	Sym.	Antisym.	Antisym.	Toutes
	HV ou VH	Antisym.	Antisym.	Sym.	Antisym.	Toutes
Perp.	HH	Toutes	-	Toutes	-	Toutes
	VV	Toutes	-	-	-	Toutes
	HV ou VH	-	Toutes		Toutes	Toutes
Normale	HH	Sym.	-	Antisym.	-	Toutes
	VV	Sym.	-	-	-	Sym.
	HV ou VH	-	Antisym.	-	Antisym.	Antisym.

Tableau 3 Synthèse des règles de sélection de tous les couplages possibles (ρ , s^x , s^y , s^z). Les plasmons sont excités uniquement par ρ , les fluctuations de spin par s^x , s^y , ou s^z et les SPE par tous.

d - Comment distinguer les excitations

La détermination de la nature des excitations d'un gaz d'électrons dans une géométrie ne modifiant pas le champ local est aisée, comme le montre les conclusions de la partie D. Nous montrons cependant que malgré la complexité du champ local dans les fils gravés, il est possible de séparer les excitations. L'analyse du Tableau 3 montre :

- En diffusion parallèle, une excitation qui n'apparaît que dans l'une ou l'autre des polarisations croisée et parallèle est un plasmon, symétrique (antisymétrique) si il est vu en parallèle (croisée). Une excitation visible dans les deux polarisations peut être une SPE ou bien une fluctuation de spin. Dans cette géométrie de diffusion, les règles de sélection

permettent d'identifier les plasmons, mais ne permettent pas de séparer les SPE des fluctuations de spin.

- En diffusion perpendiculaire, une excitation visible en HH et VV et qui disparaît en HV et VH est un plasmon. Une excitation visible en HH, VV, HV et VH est une SPE. Une excitation visible en HH, HV et VH et qui disparaît en VV est une fluctuation de spin. Les règles de sélection en diffusion perpendiculaire permettent donc de séparer complètement toutes les excitations.
- En diffusion normale, les règles d'identification sont les mêmes qu'en diffusion perpendiculaire. Seuls les plasmons symétriques et les ondes de spin antisymétriques sont vues. Il est possible de distinguer la symétrie des SPE : : VV montre les SPE symétriques, HV et VH les antisymétriques et HH les montre toutes.

Les diffusions perpendiculaire ou normale permettent donc de séparer toutes les excitations, alors que la diffusion parallèle permet de séparer uniquement les plasmons.

Il est cependant possible de passer continûment d'une diffusion parallèle à une diffusion perpendiculaire en tournant l'échantillon par rapport à l'axe z. Ceci permettrait de séparer, par continuité, les SPE des fluctuations de spin observées en diffusion parallèle.

F - Démarche pour un calcul des intensités Raman

Dans ce paragraphe nous montrons qu'il est possible de calculer les intensités de diffusion Raman en tenant compte de la structuration du champ local. Nous nous intéresserons uniquement aux intensités des plasmons. Un calcul rigoureux des intensités de diffusion Raman, sauf dans le cas simple du gaz d'électrons dans le vide [Klein, 75], nécessite la connaissance des états à N-corps $|I\rangle$ et $|F\rangle$. Si seul le couplage H_1 était présent dans la section efficace de diffusion, il serait alors possible de s'affranchir des états exact de l'Hamiltonien à N-corps. On montrerait alors :

(3.35)

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_s}{\omega_i} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{4\epsilon_s}{e^2} \sum_n \left| \int \vec{E}^i \cdot \vec{E}^s(x, z) \phi_n^\sigma(x, z) dx dz \right|^2 \frac{1}{V_{nn}(q)} \text{Im} \left(- \left| \epsilon^{-1}(q, \omega) \right|_{nn} \right)$$

où $V_{nn}(q)$, $|\epsilon^{-1}(q, \omega)|_{nn}$, sont les intégrales de couplage coulombien et la matrice constante diélectrique inverse définies en et . Cette expression de la section efficace n'a supposé aucune approximation supplémentaire à la règle d'or de Fermi et celles qui ont permis d'établir la constante diélectrique au paragraphe . Cette formule n'est que la généralisation à

un gaz uni-dimensionnel de celle bien connue dans un gaz 3D [Klein, 75]. Il suffit ensuite de prendre une expression approchée de la constante diélectrique, son expression RPA, de calculer la matrice inverse et d'en extraire les termes diagonaux.

La difficulté provient donc des termes en H_2 de la section efficace. Il est cependant possible, moyennant quelques approximations supplémentaires de leur donner une forme semblable au terme en H_1 . Pour cela, nous négligeons dans les dénominateurs de (3.27) toutes les énergies apportées par le confinement devant celles des bandes de Kane. Ces dénominateurs ne dépendent donc plus de n ni de k , k_i , k_s . Nous négligeons aussi la différence entre ω_i et ω_s . La relation de fermeture sur les états $|l\rangle$ de chacune des bandes de valence élimine toutes les fonctions enveloppes des états virtuels. La sommation sur les bandes de valence fait apparaître exactement tous les facteurs résonnants déjà calculé au paragraphe D, (équations (3.23) et (3.24)), qui viennent se mettre en facteur. L'expression de la section efficace devient :

(3.36)

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_s}{\omega_i} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{4\epsilon_s}{e^2} |\Phi(\omega_i)|^2 \sum_n \left| \int \vec{E}^i \cdot \vec{E}^s(x, z) \phi_n^\sigma(x, z) dx dz \right|^2 \frac{1}{V_{mn}(q)} \text{Im} \left(-\left| \epsilon^{-1}(q, \omega) \right|_{mn} \right)$$

avec

$$\Phi(\omega_i) = 2 \left\{ 1 + \frac{mP^2}{3} \left(\frac{3 \cdot E_0}{E_0^2 - (\hbar\omega_i)^2} + \frac{E_0}{E_0^2 - (\hbar\omega_i)^2} + \frac{2 \cdot (E_0 + \Delta_0)}{(E_0 + \Delta_0)^2 - (\hbar\omega_i)^2} \right) \right\}$$

Chapitre Quatre

Diffusion Raman des excitations collectives des fils dopés

A - Dispositif expérimental

a - Description du montage

L'étude de la diffusion de Raman électronique se fait à très basse température (inférieures à 4°K) afin de minimiser l'agitation thermique des électrons, leur interaction avec les phonons qui élargissent les raies de résonance et affaiblissent le signal de diffusion. Pour atteindre ces températures, nous avons utilisé un cryostat à bain d'Hélium pompé. L'échantillon baigne dans l'Hélium liquide qui est à l'équilibre à une température de 4.2°K. Un pompage primaire sur le bain fait transiter l'hélium dans son régime de superfluidité, la température devient inférieure à 2°K. L'état superfluide de l'Hélium est indispensable pour une utilisation en optique de ce type de cryostat où l'Hélium au contact des parois du cryostat est en ébullition constante et perturbe fortement la propagation du faisceau laser. Celui-ci est obtenu par pompage, à l'aide d'un laser Argon en mode multi-raies, d'un laser à colorant. Le laser de pompe est un laser Spectra-physics. La puissance de pompe varie entre 8 et 11 Watts suivant l'utilisation. Le laser à colorant est un cohérent CR590. Le colorant utilisé est de la pyridine 2 qui nous permet de couvrir une gamme spectrale s'étalant de 680 nm (14700 cm^{-1}) à 780 nm (12820 cm^{-1}). La puissance accessible varie de 100 mW à 400 mW sur la largeur de la gamme spectrale. Un moteur pas à pas contrôlé par un boîtier de commande numérique détermine la position du filtre de Lyot placé dans la cavité du laser à colorant permettant de sélectionner facilement la longueur d'onde du laser. Celle-ci est mesurée directement sur le spectromètre calibré par des raies d'émission bien connues de gaz tel que le mercure. Le faisceau Laser, avant d'être dirigé sur l'échantillon est mis en forme par la succession d'un périscope qui agrandit la taille de spot, d'une lame demi-onde (LD1, voir Figure 4.1) contrôlant la polarisation incidente, d'un diaphragme de filtrage spatial du spot, d'une lentille cylindrique et d'une lentille de focalisation. Le rôle de la lentille cylindrique est d'allonger fortement le spot dans la direction correspondant à l'ouverture de la fente de collection du pré-monochromateur, maximisant ainsi la fraction de la surface du spot utilisée pour la mesure du

signal. Le spot possède donc une forme ellipsoïdale sur l'échantillon, son grand axe mesure entre 100 et 150 μm , son petit axe est inférieur à 50 μm .

La collection du faisceau diffusé se fait à l'aide d'un ensemble de quatre lentilles de diamètre 40mm. Les deux premières permettent d'obtenir une image de l'échantillon au niveau de la lame demi-onde LD2. Cette image est utile pour effectuer un pré-réglage de la distance focale entre les lentilles de collection et le plan de l'échantillon lors d'une illumination à l'aide d'une lampe blanche. Une fois la distance focale de collection déterminée, il devient possible de régler la focalisation du spot incident sur l'échantillon à l'aide de la lentille de focalisation et de l'image formée sur la caméra CCD se trouvant à l'intérieur du pré-monochromateur. Le réglage est affiné à l'aide de cette image, en utilisant la diffusion élastique du faisceau sur les défauts de la surface de l'échantillon.

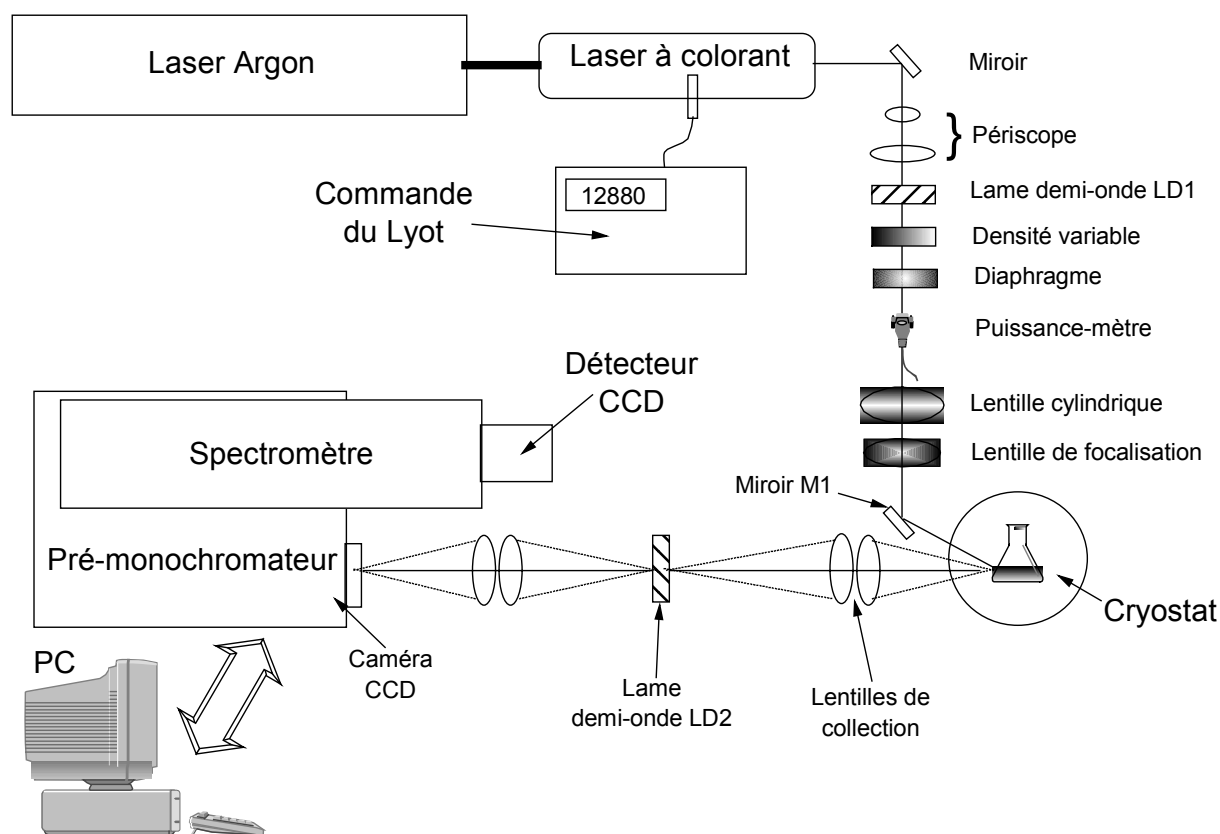


Figure 4.1 Description du dispositif expérimental

La lumière diffusée est analysée par un triple monochromateur Dilor en montage soustractif. C'est à dire que les deux premiers monochromateurs sont montés en inverse : le premier disperse la lumière, le faisceau contenant l'ensemble dispersé des longueurs d'onde passe à

travers une fente de largeur réglable. Cette fente agit dans l'espace de Fourier et réalise un filtre passe-bande de largeur variable. L'ensemble du faisceau dispersé et filtré est concentré par le deuxième monochromateur avant d'être dirigé vers le troisième monochromateur (appelé spectromètre) qui effectue la dispersion finale du faisceau. L'ensemble des deux premiers monochromateurs (appelé pré-monochromateur) isole donc une fenêtre spectrale avec un taux de réjection excellent. (c'est à dire que toutes les fréquences extérieures à la fenêtre sont rejetées et ne seront pas analysées par le spectromètre). Cette qualité est indispensable pour le Raman électronique de semiconducteur où les raies de diffusion Raman ont des intensités bien inférieures à celle de la raie de diffusion Rayleigh du laser tout en ayant des énergies proches de cette dernière. Le faisceau est en dernière étape envoyée sur le détecteur CCD multi-canal, refroidi par Azote liquide. Une carte numérique de commande et d'acquisition et un logiciel fourni par Dilor permet le traitement des spectres et la commande des pré-monochromateur et spectromètre.

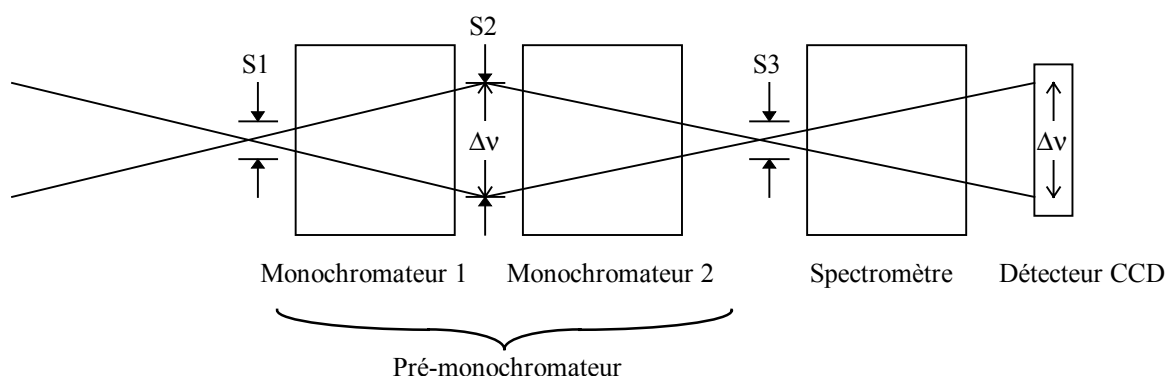


Figure 4.2 Schéma de principe du triple monochromateur en montage soustractif. L'ensemble des longueurs d'ondes qui seront analysées par le spectromètre est déterminé par la largeur de la fente S2 qui fixe la largeur de la bande passante et la position du monochromateur 1 qui fixe son centre. Il est nécessaire de faire concorder les positions du spectromètre et du monochromateur 1 afin d'obtenir un signal sur le détecteur. La résolution est donnée par les largeurs des fentes S1 et S3, égales toutes deux à $150\mu\text{m}$.

En modes soustractif, la résolution est inférieure à 2 cm^{-1} (0.25 meV) pour une largeur de fente d'entrée de $150\mu\text{m}$ et une longueur d'onde centrale de 780 nm . Celle-ci peut être améliorée en mode additif où les trois monochromateurs dispersent le faisceau chacun leur tour. Cependant ce mode de fonctionnement possède un taux de réjection médiocre et devient inutilisable pour nos expériences.

Pour une puissance d'excitation (mesurée juste avant focalisation sur l'échantillon) de l'ordre de 20 mW (soit une densité de 100 W.cm^{-2}), les temps d'intégration nécessaires pour l'obtention d'un spectre Raman s'étalent de 30 secondes à 1 heure et sont majoritairement de 4 minutes. Un spectre de photoluminescence avec une excitation de $20 \mu\text{W}$ (densité de 100 mW.cm^{-2}) nécessite une durée inférieure à 1 seconde.

b - Sélection du vecteur d'onde Raman

Comme le montre la Figure 4.1, le plan de diffusion est parallèle au plan du montage expérimental (plan horizontal). L'échantillon est monté de telle manière dans le cryostat que sa surface est dans un plan perpendiculaire au plan de diffusion. Le support de l'échantillon fixé à la canne verticale du cryostat qu'il est possible de tourner sur son axe perpendiculaire au plan de diffusion, possède une plaque tournante sur laquelle l'échantillon est collé avec de la laque d'argent. Un mécanisme intérieur à la canne nous permet de contrôler l'angle de rotation de cette plaque dans un plan perpendiculaire au plan de diffusion, c'est à dire par rapport à un axe contenu dans le plan de diffusion. Ce dispositif nous donne donc deux degrés de liberté pour contrôler le vecteur d'onde transféré au gaz d'électron, c'est à dire la projection sur l'axe du fil quantique du vecteur $\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$. Nous utilisons une géométrie de quasi-retrodiffusion, c'est à dire que la direction de diffusion détectée est quasiment identique à la direction de l'onde incidente. La première est fixée par l'axe des lentilles de collection, la deuxième par le miroir de focalisation (miroir M1). Leur position par rapport au repère lié à l'échantillon sont repérées (voir Figure 4.3) par les angles α , φ et θ . La composante du vecteur d'onde conservée dans le processus Raman est donnée par :

$$(4.1) \quad q = 2 \cdot |\vec{k}_i| \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \cdot \cos \frac{\alpha}{2}$$

En tournant l'angle d'incidence par rapport à l'axe du fil²⁸ (angle φ) il est donc possible de déterminer le caractère unidimensionnel des excitations observées. En effet une excitation unidimensionnelle dépend uniquement de la projection du vecteur d'onde sur l'axe du fil, alors qu'une excitation bi-dimensionnelle dépend de la projection du vecteur d'onde sur le plan du gaz d'électrons.

²⁸ En pratique, cela se fait en utilisant la plaque tournante montée sur le support de l'échantillon, c'est à dire en tournant l'échantillon dans le plan perpendiculaire au plan de diffusion.

La géométrie de quasi-retrodiffusion permet de transférer le vecteur d'onde maximum obtenu pour une longueur d'onde donnée ($\theta=\pi/2$ et $\varphi=0$). Elle est aussi indispensable pour recueillir un signal Raman électronique de nos échantillons. En effet celui-ci ne s'obtient qu'en forte résonance avec des transitions réelles du gaz d'électrons. Par construction ces transitions sont à des énergies supérieures au gap de la couche tampon et du substrat constitués de GaAs. Un signal de diffusion en transmission serait donc très affaibli par l'absorption de la couche tampon et des 300 μm de substrat²⁹. Cependant l'étude en incidence normale est rendue très difficile par la réflexion trop importante du laser. L'angle α vaut 6° , si bien qu'en pratique nous égalons son cosinus à 1.

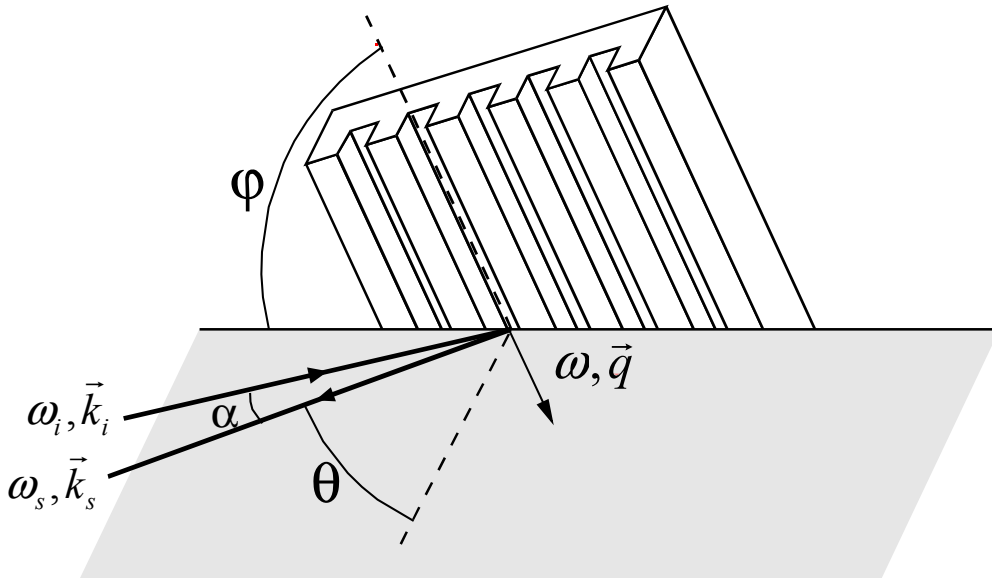


Figure 4.3 Géométrie de quasi-rétrodiffusion ($\alpha < 1$). Le vecteur d'onde transféré est contrôlé par les angles de rotation φ et θ .

La gamme de vecteur d'onde accessible pour les longueurs d'ondes utilisées (780 nm) s'étend de 0 à $16 \mu\text{m}^{-1}$:

$$(4.2) \quad 0 \leq q \leq 16 \mu\text{m}^{-1}$$

²⁹ On pourrait se soustraire à l'obligation de faire propager le faisceau à travers le substrat en réalisant un échantillon contenant un miroir de Bragg entre la barrière arrière du puits quantique et la couche tampon.

En pratique nous parcourons cette gamme par mesure successive en incidence parallèle et perpendiculaire (voir chapitre précédent). En incidence parallèle ($\varphi=0$), nous obtenons un signal suffisant pour θ variant de 30° ($q \approx 8 \mu\text{m}^{-1}$) à 80° . L'incidence perpendiculaire nous donne les spectres pour $q=0$ avec un signal suffisant pour des angles θ variant de 30° à 80° . La mesure des dispersions pour des valeurs de q comprises entre 0 et $8 \mu\text{m}^{-1}$, peut être réalisée en se plaçant à $\theta=45^\circ$ et en faisant varier φ de $\pi/2$ à 0. Les règles de sélection établies en incidence parallèle sont brisées dès que $\varphi \neq 0$.

c - Sélection des polarisations

Notre laser à colorant possède naturellement une polarisation verticale, c'est à dire, dans la définition du chapitre précédent, une polarisation V. La lame demi-onde LD1 permet de tourner la polarisation pour obtenir une polarisation H. Concernant la détection, le spectromètre est naturellement polarisant dans la direction H (polarisation dans le plan de diffusion), si bien qu'il faut tourner la polarisation de l'onde détectée avec la lame demi-onde LD2 pour analyser la diffusion dans la polarisation V. Le taux de réjection en polarisation du spectromètre et la qualité des lames demi-onde étaient suffisants pour définir les polarisations des ondes incidente et diffusée. Cependant, dans certain cas, cette sélection a été améliorée en plaçant un polariseur (de type glan thompson) juste après la lame LD1 (élimination d'une éventuelle composante elliptique produit par la lame) et un autre juste avant la lame LD2 (sélection d'un canal de polarisation avant que celui-ci soit tourné par la lame).

B - Description des échantillons

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus sur deux échantillons. Des résultats identiques ont été observés sur d'autres échantillons contenant des fils gravés. Ces deux échantillons ont été fabriqués à partir de puits quantique à modulation de dopage ayant exactement les mêmes paramètres nominaux, mais ayant été épitaxiés séparément en MBE, si bien qu'il existe à priori des petites différences sur les largeurs des puits, barrière et les concentrations de dopant. Le premier est nommé le JB08, le second M206. Après épitaxie, un petit morceau de l'échantillon est prélevé et caractérisé par effet Hall avant que tout processus technologique ne soit poursuivi. Le tableau suivant résume les mesures Hall à température ambiante, à 4°K après une descente en température adiabatique et à 4°K après 20 secondes d'illumination.

		Mobilité $\mu (10^5 . \text{cm}^2 . \text{V}^{-1} . \text{s}^{-1})$	Densité $n_{2D} (10^{11} . \text{cm}^{-2})$	Temps de collision ³⁰ $\tau (\text{ps})$	Vecteur de Fermi ³¹ $k_f (\mu\text{m}^{-1})$
JB08	300°K	0.056	4.7	0.21	172
	4°K	2.08	3.4	7.9	146
	4°K	7.53	5.7	29	189
	20 s illum.				
M206	300°K	0.032	14.8	0.12	305
	4°K	4.6	4.2	17.5	162
	4°K	6.0	5.8	23	191
	20 s illum.				

Tableau 4 Mesures de la densité et de la mobilité du gaz d'électrons non traité par effet Hall à différentes températures.

La densité mesurée diminue fortement lorsque la température passe de 300°K à 4°K. Il peut se produire, à l'ambiante, une conduction superficielle donnée par des électrons localisés en surface ou bien sur leur atome donneur. La mobilité mesurée à l'ambiante reflète la mobilité réduite des électrons dans la barrière ainsi que l'interaction avec les phonons optiques. Celle-ci est éliminée à basse température, les électrons sont, soit mobiles dans le puits, soit piégés sur leur atome de Silicium et la mobilité des porteurs se trouvent augmenté d'un facteur 100.

Un morceau de chacune de ces plaques a subi le processus technologique décrit au chapitre Un pour donner les échantillons contenant les réseaux de fils quantiques. Un réseau de fil s'étend sur un pavé carré de côté égal à 150 μm . Chaque réseau contient des fils quantiques parallèles de largeur identique périodiquement espacés (en général de trois fois la largeur du fil, soit des périodes de l'ordre du μm). Sur chaque échantillon, nous avons pris soin de

$$^{30} \mu = \frac{e\tau}{m^*}$$

$$^{31} k_f = \sqrt{2\pi n_{2D}}$$

dessiner un pavé non structuré en fils quantiques appelé pavé 2D. Ce pavé nous donne la référence du gaz d'électrons bi-dimensionnel.

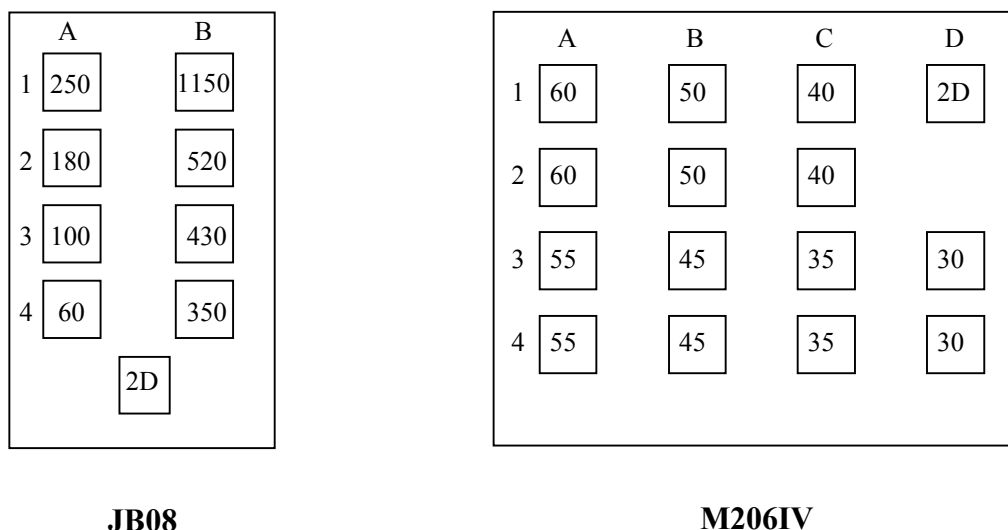


Figure 4.4 Disposition des réseaux de fils quantiques sur chacun des échantillons. Pour le JB08, les nombres indiquent la largeur des fils en nanomètre mesurée au MEB après désoxydation partielle des réseaux. Pour le M206IV, les nombres sont ceux des largeurs nominales des fils (largeur codée corrigée de l'épaisseur d'oxyde)

Le JB08 a, dans le temps, précédé le M206. Ce dernier a pour but d'explorer les limites de la technologie, c'est à dire essayer d'atteindre le gaz d'électrons unidimensionnel confiné dans un fil de largeur la plus petite possible. C'est pourquoi il contient des réseaux de fils dont la largeur programmée s'étend de 600 Å à 300 Å avec des écarts de 50 Å. Ces faibles écarts nous permettront d'avoir un échantillonnage précis et donc une détermination précise de la largeur ultime des fils. Certains réseaux de fils, comme l'illustre la photo suivante, ont été partiellement désoxydés afin de mesurer la largeur nominale définie par la fabrication.

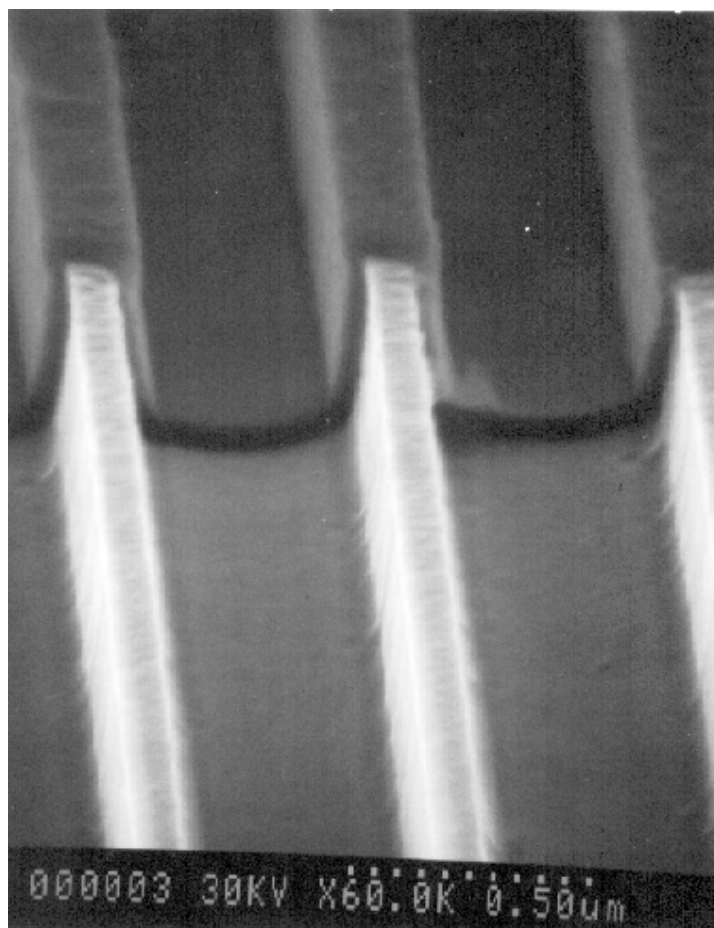


Figure 4.5 Photographie d'une image obtenue par microscopie à balayage électronique du réseau de fils de 100 nm de l'échantillon JB08. On distingue nettement la couche d'oxyde (couche foncée) et le cœur non-oxydé des fils (en clair sur la photo)

Les tableaux suivants donnent les largeurs mesurées à l'aide d'un microscope à balayage électronique.

	A1	A2	A3	A4	B1	B2	B3	B4
Largeur prévue (nm)	220	170	120	60	920	520	420	320
Mesure MEB								
Largeur nominale w_{nom} (nm)	250	180	100	60	1150	520	430	350
Ecart (%)	14	6	-17	0	25	0	2	9

Tableau 5 Largeurs des fils de l'échantillon JB08 : la largeur prévue est la largeur codée lors de l'étape de masquage électronique corrigée de l'épaisseur d'oxyde standard (40 nm par surface latérale), la mesure MEB est la largeur mesurée par microscope électronique à balayage sur la partie désoxydée.

	A1	A4	B1	B4	C1	C4	D4
Largeur prévue (nm)	60	55	50	45	40	35	30
Mesure MEB Largeur nominale w_{nom} (nm)	-	45±5	-	35±5	-	35±5	-

Tableau 6 Largeurs des fils de l'échantillon M206IV.

La précision des mesures pour les petites tailles inférieures à 60 nm n'est pas suffisante. Les barres d'erreur se recouvrent, cependant la comparaison des photos montre clairement un rétrécissement progressif de la largeur réelle des fils lorsque la largeur codée est réduite. Nous pouvons donc affirmer que les écarts codés de 5 nm sont significatifs.

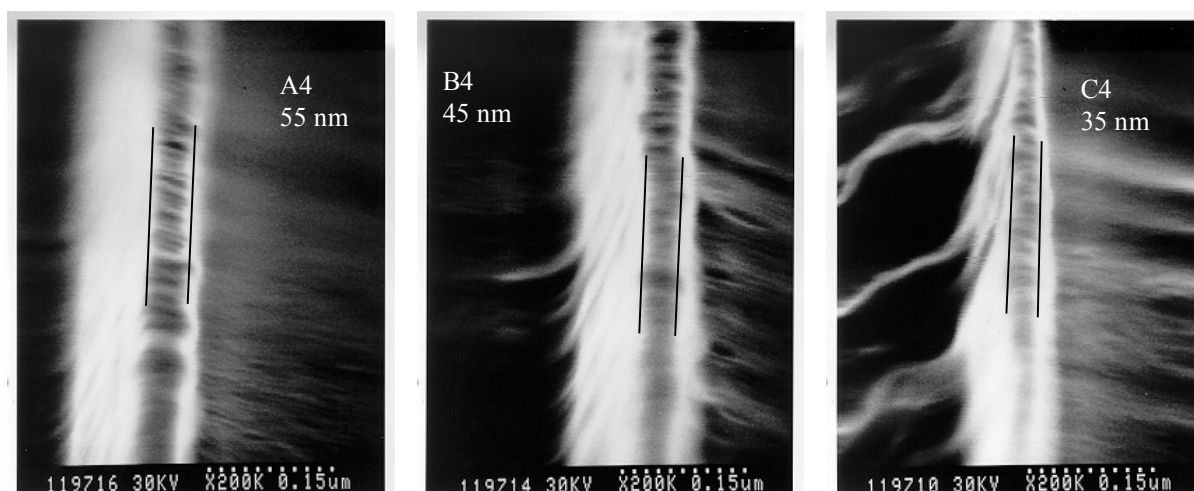


Figure 4.6 Photographies d'images obtenues par un microscope électronique à balayage sur les fils partiellement désoxydés de l'échantillon M206IV.

Nous garderons donc comme valeurs nominales pour les fils du M206IV, les largeurs définies par codage, c'est à dire les largeurs lithographiées corrigées de l'épaisseur d'oxyde.

C - Caractérisation du gaz 2D

Les pavés 2D des échantillons précédents ont été observés par spectroscopie Raman et en photoluminescence. Cela nous permet d'avoir une mesure in situ de la densité du gaz 2D, exactement dans les mêmes conditions d'illumination et de température que les fils quantiques, ainsi que sur une zone de l'échantillon proche de celle des fils afin d'éviter toute

variation des paramètres du gaz d'électrons dues à une éventuelle inhomogénéité de la plaque initiale. La photoluminescence détermine la position du niveau fondamental ainsi que celle de la deuxième sous-bande du puits quantique. Il est possible d'extraire le niveau de Fermi de la raie principale de luminescence. Cependant cette mesure est précise uniquement aux très faibles densité d'illumination ($< 0.1 \text{ W.cm}^{-2}$). En effet l'illumination apporte une densité importante de porteurs non-thermalisés, le gaz d'électrons devient en déséquilibre thermique avec le réseau ionique et sa température s'accroît. La coupure de la raie de luminescence du gaz s'élargit et la mesure du niveau de Fermi devient imprécise. Le signal de diffusion Raman par les excitations électroniques n'est observable, compte tenu de la sensibilité de nos détecteurs, qu'avec de forte densité d'excitation (100 W.cm^{-2}). Il est donc d'un grand intérêt de disposer d'une mesure de la densité du gaz dans ces conditions d'illumination. La dispersion du plasmon 2D, visible en spectroscopie Raman, ajustée avec la solution donnée par le modèle hydrodynamique, fournit la densité d'électrons. Mais cette mesure n'est pas directe car le modèle hydrodynamique comporte un certain nombre d'approximations (description classique, mouvement en z des électrons négligé, pas d'effet de charges images). Les SPE intra-bande du puits quantique dispersent comme $v_f q$ aux petits³² vecteurs d'onde, où v_f est la vitesse de Fermi. Cette dispersion a pu être mesurée sur le gaz 2D et donne une mesure directe de v_f , donc de la densité d'électrons³³.

a - Photoluminescence du puits quantique à modulation de dopage

La meilleure manière d'obtenir le spectre de photoluminescence d'un puits quantique à modulation de dopage est de placer la longueur d'onde de l'excitation au dessus de la bande interdite de la barrière³⁴. Les électrons photocréés dans la barrière supérieure relaxent par effet tunnel dans le puits, les trous suivent le champ électrique de l'hétérojonction pour être confinés à l'interface inférieure du puits quantique où ils se recombineront³⁵ avec un électron du gaz. L'onde étant absorbée dans les 2000 Å de barrière entourant le puits quantique, la

³² Petits devant $k_f \approx 100 \mu\text{m}^{-1}$.

³³ A la précision de mesure de la masse effective au niveau de Fermi près

³⁴ Avec une raie verte du laser Argon par exemple.

³⁵ On comprend le rôle de l'interface inférieure du puits pour les expériences d'optique. Une simple hétérojonction sans barrière inférieure ne stopperait pas les trous dans le puits qui continueraient à descendre le potentiel jusque dans le substrat. Le taux de recombinaison avec les électrons du gaz serait extrêmement réduit du fait de l'éloignement des trous et des électrons.

contribution des paires électron-trou dans la couche tampon ou bien le substrat qui donnent des raies de luminescence à des énergies comparables à celles du puits quantique, est faible et ne gêne pas l'interprétation des spectres. Cependant les électrons photocréés dans la barrière supérieure transitent dans le puits avec un temps tunnel dépendant de la hauteur de barrière donc la densité d'électrons dans le puits, temps qui est beaucoup plus long que le temps de relaxation des trous. Ce mécanisme décrit pour la première fois par Chaves [1986] permet de contrôler optiquement la densité d'électrons libres du puits qui varie dans un rapport un pour six environ [Delalande, 86][Orgonasi, 87][Richards, 90] lorsque la densité d'illumination varie de 0.1 W/cm^2 à 10 W/cm^2 .

Nous voulons déterminer la densité d'électrons dans les mêmes conditions d'excitation que celles nécessaires à la diffusion Raman. La longueur d'onde du laser doit donc être bien en dessous du gap de la barrière, elle pénètre jusqu'au substrat et les raies du GaAs massif viennent se superposer à celles du puits. Les figures suivantes montrent les spectres de photoluminescence obtenus sur les gaz 2D des échantillons JB08 et M206IV. Dans chacun des spectres, la raie principale est associée à la recombinaison E_1H_1 du puits quantique. Les densités dans ces puits sont telles que l'exciton associé à cette transition est instable [Kleinman, 85][Schmitt-Rink, 86]. Dans les puits dopés, cette raie s'étend jusqu'au niveau de Fermi. Son extension s'explique par une forte localisation des trous dans l'espace réel à cause de la présence du potentiel coulombien désordonné des atomes donneurs. Les trous photocréés viennent donc se placer dans ces états localisés situés près du sommet de la bande de valence. La recombinaison des électrons sur ces états localisés se fait sans conservation du vecteur d'onde et on observe un renforcement de la luminescence jusqu'au niveau de Fermi [Skolnick, 87]. Le grossissement de la partie haute énergie de cette raie montre la coupure de la luminescence qui indique la position du niveau de Fermi. Pour trouver la densité du gaz [Peric, 93], il suffit en première approximation³⁶ de multiplier l'écart entre le niveau de Fermi et l'énergie de la raie E_1H_1 par la densité d'états d'un puits bi-dimensionnel :

$$(4.3) \quad \rho_{2D} = 0.276 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ meV}^{-1}$$

La partie grossie des spectres montre une structure au dessus de la coupure du niveau de Fermi. Cette raie est associée à la luminescence d'électrons chauds de la deuxième sous-bande

³⁶ Calculée pour une bande parabolique de masse effective $m^* = 0.067m_0$.

du puits quantique. Elle correspond l'exciton associé à la transition E_2H_1 qui est permis par les règles de sélection interbande du fait de l'asymétrie du potentiel du puits.

Les autres structures du spectre proviennent de la luminescence du substrat. L'exciton fondamental du GaAs (1516 meV) est masquée par la raie principale du puits. L'épaule du

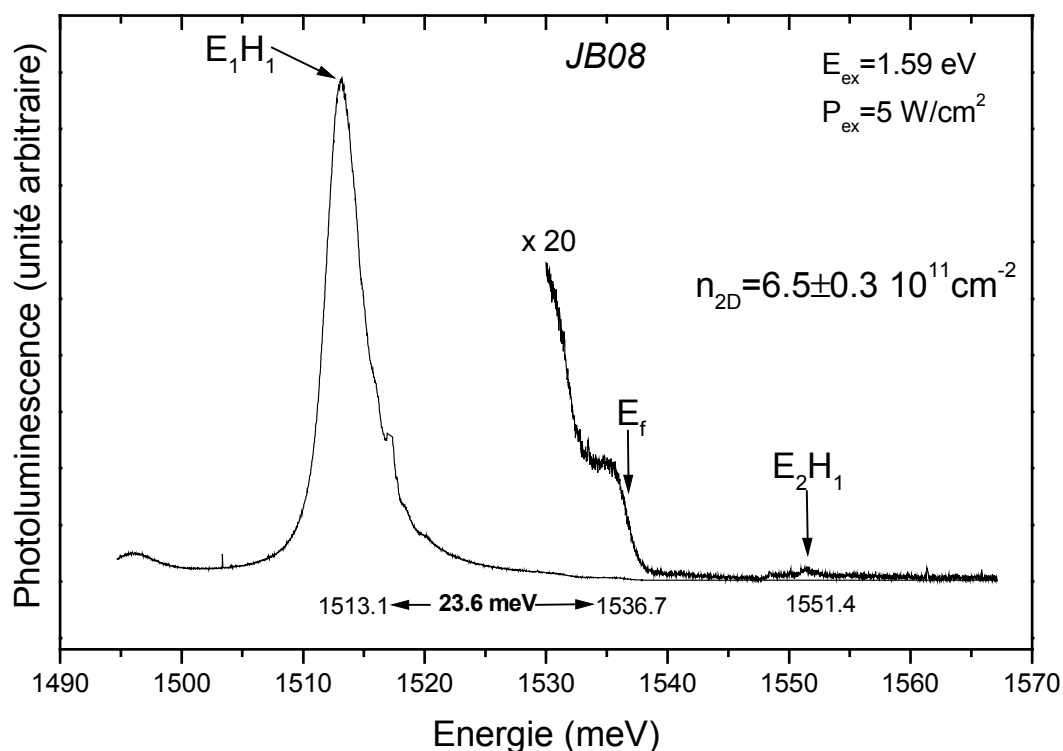


Figure 4.7 Spectre de photoluminescence du gaz bi-dimensionnel de l'échantillon JB08

flanc haute énergie de la raie E_1H_1 de l'échantillon JB08 signale toutefois sa présence. Elle est totalement masquée dans l'échantillon M206IV. La bosse vers 1520 meV est l'exciton $n=2$ du GaAs massif. Les autres structures sont des recombinaisons sur des niveaux d'impuretés du GaAs. Il est à noter que le gap fondamental du puits, malgré le confinement, est pratiquement superposé avec l'exciton du GaAs. Ceci provient de deux effets :

- la renormalisation de la bande interdite due aux effets à N-corps qui diminue le gap effectif si la densité d'électrons augmente [Kleinman, 85].
- l'effet Stark dû à la séparation spatiale des trous et des électrons, respectivement confinés à aux interfaces inférieure et supérieure du puits quantique. La réduction du gap est d'autant plus grande que le puits est large et que la densité d'électrons provenant des atomes

donneurs est grande. Le présence d'une densité de trous diminue la courbure de bande et augmente donc le gap. Mais aux intensités usuelles, la densité de trous est quasi-nulle car leur recombinaison avec les électrons est très efficace.

La raie E_1H_1 de l'échantillon M206IV est plus haute de 3 meV que celle de l'échantillon JB08. L'écart entre les densités d'électrons mesurées ($0.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) est insuffisant³⁷ pour expliquer une différence de 3 meV. Cet écart provient donc de l'effet Stark et il semblerait que le puits de l'échantillon M206IV soit plus étroit. Ceci est confirmé par la transition E_2H_1 du M206IV qui se trouve à une énergie bien plus haute (écart 19 meV environ) que celle du JB08. La différence de décalage (3 meV contre 19 meV) montre la sensibilité accrue du niveau E_2 à la largeur du puits quantique alors que le niveau E_1 est surtout sensible au potentiel de confinement du au champ électrique des donneurs.

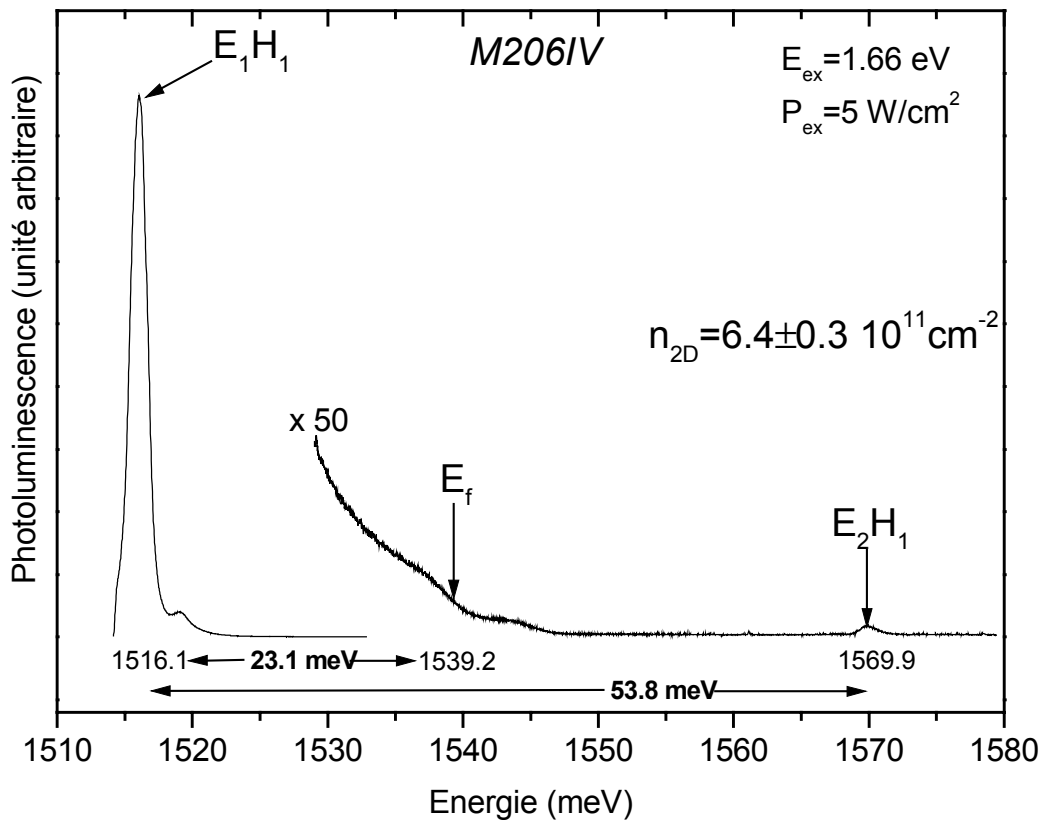


Figure 4.8 Spectre de photoluminescence du gaz bi-dimensionnel de l'échantillon M206IV.

³⁷ La renormalisation calculée varie comme $(n_{2D})^{1/3}$ et dépend de la largeur du puits. Pour un puits comme le notre, elle augmente de 5 meV lorsque la densité passe de 2 à $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [Orgonasi, 87].

Bien que ces deux échantillons aient été épitaxiés séparément, il est notable que les gaz d'électrons aient des densités identiques.

b - Dispersion des SPE intra-bande

La dispersion des SPE intra-bande associées à la première sous-bande du puits quantique permet de mesurer la vitesse de Fermi des électrons. Sa raie caractéristique présente une intensité maximum³⁸ à une énergie qui disperse comme :

$$(4.4) \quad \omega_{\max}(\text{cm}^{-1}) = v_f q = 0.727 \cdot \sqrt{n_{2D}(10^{11} \text{ cm}^{-2})} \cdot q(\mu \text{ m}^{-1})$$

La Figure 4.9 montre les spectres Raman obtenus en polarisation parallèle (HH) pour différents vecteurs d'onde. L'énergie du laser est proche de la transition E_2H_1 (1.57 eV). Le zéro de l'axe des énergies correspond à l'énergie du laser (raie sur la gauche des spectres). Un photon détecté avec un écart Raman positif est un photon dont l'énergie est inférieure à celle du laser (diffusion Stokes). Tous les spectres Raman montrés dans ce mémoire adopteront cette convention. Les spectres montrent une coupure à droite du laser qui correspond à la réjection du prémonochromateur.

La dispersion des SPE a été mesurée sur les deux échantillons JB08 et M206IV et nous présentons celle du M206IV uniquement. La mesure de la densité d'électrons est en excellent accord avec celle obtenue par photoluminescence. Elle est de $6.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour le JB08 et de $6.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour le M206IV.

³⁸ Ceci est une approximation qui néglige le splitting de spin de la bande de conduction. En polarisation parallèle (HH ou VV), les SPE conservant le spin sont permises. On observe donc la raie associée aux transitions de la sous-bande de spin up vers elle-même superposée à la raie associée à la sous-bande de spin down vers elle-même. On doit définir un vecteur de Fermi pour chacune des sous bandes up et down. L'énergie du maximum de la raie up (down) disperse en $v_f q$ où v_f est la vitesse de Fermi de la sous-bande up (down). Dans nos échantillons de faible densité où le splitting est petit, les deux maxima ne sont pas résolus dans la raie des SPE, on peut donc définir une vitesse de Fermi moyenne [Jusserand, 92, 95].

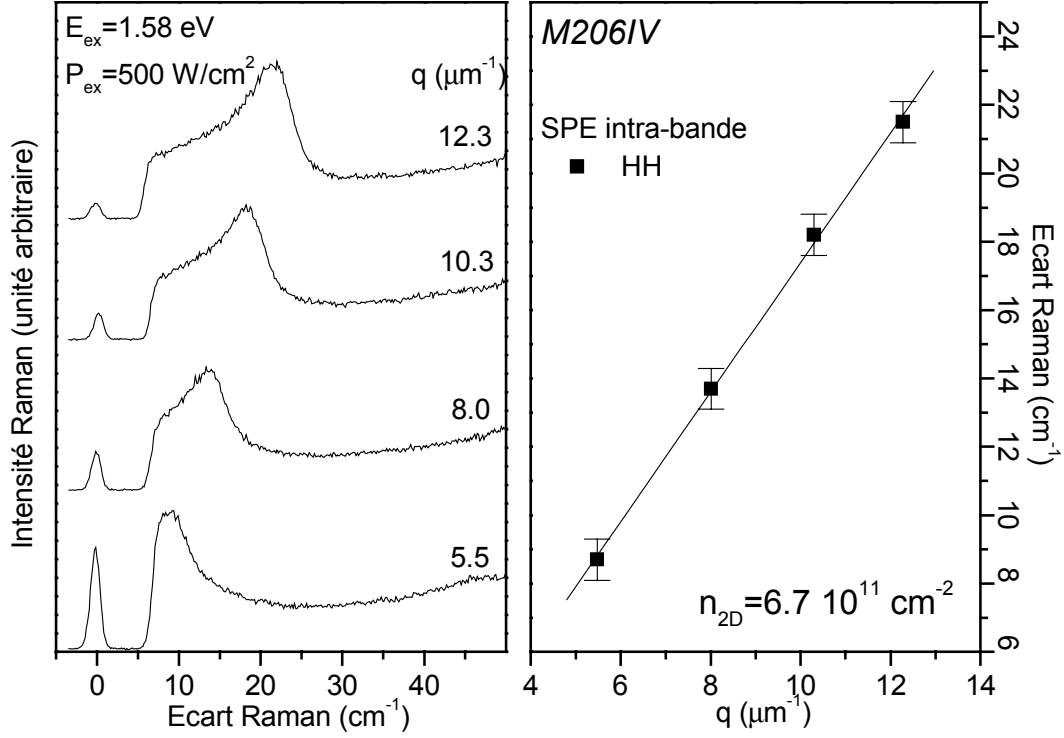


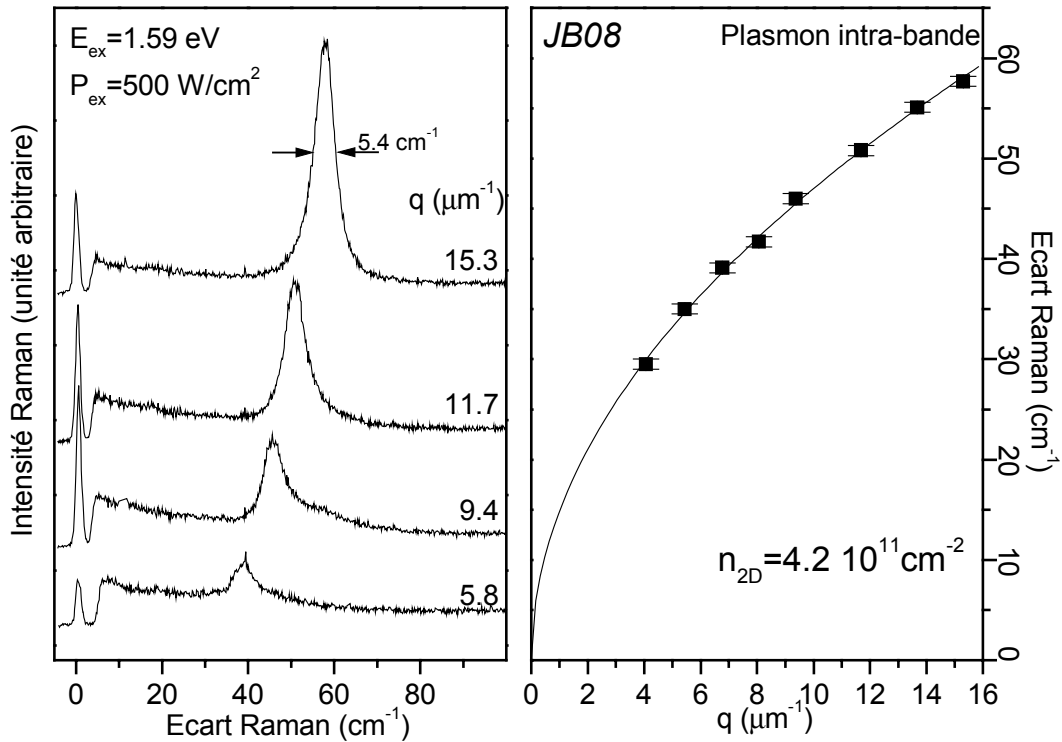
Figure 4.9 A gauche, spectres Raman obtenus en polarisation parallèle (HH) sur le gaz bi-dimensionnel de l'échantillon M206IV pour différents vecteurs d'onde. Les spectres montrent la raie des SPE intra-bande associées à la première sous-bande du puits quantique. La visibilité des SPE est favorisée lorsque l'énergie du laser est proche de la transition E_2H_1 . A droite, extraction de la densité d'électrons par ajustement de la dispersion du maximum de la raie avec la formule (4.4).

c - Dispersion du plasmon intra-bande

Les plasmons sont visibles lorsque le photon incident ou bien le photon diffusé est en forte résonance avec une transition entre états à une particule. Contrairement au SPE, la transition E_2H_1 ne donne pas de signal de diffusion Raman associé aux plasmons. Le laser doit être en forte résonance avec une transition d'énergie supérieure du puits quantique. Une énergie du laser supérieure de 40 meV à l'énergie de la transition E_2H_1 a permis l'acquisition des spectres de la Figure 4.10. Une fine raie associée au plasmon 2D disperse avec le vecteur d'onde. Son intensité croît fortement lorsqu'elle rentre en résonance avec la transition dont la position est indiquée par la bosse centrée vers 50 cm^{-1} . La largeur à mi-hauteur de la raie plasmon est constante sur l'ensemble des spectres et vaut 5.4 cm^{-1} . En supposant qu'il s'agit d'un élargissement homogène de la raie, nous déduisons un temps de vie du plasmon $\tau_{pl} = 1 \text{ ps}$. Das Sarma [1996] a montré que dans la RPA, un temps de collision élastique des électrons τ_{el}

élargit la raie plasmon de la quantité $\gamma = \frac{\hbar}{\tau_{el}}$. C'est à dire que l'élargissement homogène des états électroniques individuels est le même³⁹ que celui de l'état collectif plasmon. Nous déduisons donc dans cette approximation un temps de collision des électrons $\tau_{el}=1$ ps. Cette valeur est en désaccord avec le temps déduit de la mesure de mobilité par effet Hall après illumination de l'échantillon $\tau_{\mu}=29$ ps. Un rapport de 4 :1 entre τ_{μ} et τ_{el} a déjà été mesuré et expliqué [Fasol, 87] en constatant que la mobilité mesure la projection sur l'axe du champ électrique du changement de vecteur d'onde de l'électron dans un processus de collision. Si bien que seules les collisions entraînant une rotation importante du vecteur d'onde contribuent à la mobilité. Alors que dans un processus Raman, toutes les collisions contribuent à l'élargissement. Fasol a mesuré τ_{μ} et τ_{el} dans les mêmes conditions d'illumination. La différence importante entre ses mesures et la notre peut donc s'expliquer par le changement des conditions d'illumination entre la mesure Hall (mesure faite après 20 s d'illumination) et la mesure Raman (Forte illumination permanente).

L'ajustement de la dispersion de la raie plasmon avec la formule [] nous donne la densité d'électrons du gaz.



³⁹ Cette conséquence provient directement de l'approximation RPA qui postule que les oscillations de charge

Figure 4.10 *A gauche, spectres de diffusion Raman obtenus en polarisation parallèle pour différents vecteurs d'onde sur le gaz 2D de l'échantillon JB08. Les spectres montrent une raie fine qui disperse. La bosse centrée sur 50 cm^{-1} est une raie de luminescence du puits indiquant la position d'une transition entre sous-bande. L'énergie du laser est supérieure de 40 meV à l'énergie de la transition E_2H_1 . A droite, extraction de la densité d'électrons à l'aide d'un ajustement de la dispersion de la raie plasmon avec la formule [].*

Cette valeur est inférieure à celle déduite de la luminescence ($6.5 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$). La contribution qui, sans doute a la part la plus importante dans l'écart, provient des charges images qui ont été négligées. Mais il a été montré théoriquement [Jain, 85] et expérimentalement [Richards, 93] que la prise en compte de ces effets conduiraient à une densité d'électrons encore plus faible. Celui-ci pourrait provenir des effets de non-parabollicités. Nous avons, en effet, utilisé la masse effective en centre de zone du GaAs pour calculer nos fréquences plasmons. L'utilisation de la masse effective au niveau de Fermi, dont la valeur est supérieure de 4% à celle en centre de zone, n'explique pas non plus l'écart de 35% entre les deux valeurs de densité. Nous concluons que compte tenu des approximations faites dans la mesure de la densité à partir de la dispersion des SPE [Richards, 96] et dans le modèle hydrodynamique, nous déterminons une densité du gaz bi-dimensionnel de $5 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$ à 20% près.

Aucun plasmon n'a pu être observé dans le gaz 2D du M206IV. Cependant cela n'atteste pas d'une mauvaise qualité du gaz d'électrons ; les propriétés du tenseur de couplage Raman sont encore mal connues. Il est toutefois constaté expérimentalement que la diffusion Raman sur les excitations électroniques se produit plus facilement dans un puits large que dans un puits étroit. Nous avons déjà pressenti que le M206IV possédait un puits plus étroit que celui du JB08. Peut être est-ce là une des raisons qui nous empêchent d'observer le plasmon dans cet échantillon.

D - Diffusion Raman des fils quantiques gravés : règles de sélection

a - Conditions expérimentales

Intéressons nous maintenant aux réseaux de fils présents sur l'échantillon JB08. L'obtention d'un spectre Raman commence par la recherche du signal, c'est à dire trouver l'énergie du Laser telle que le photon diffusé soit en résonance avec une transition du puits quantique. De plus n'importe quelle transition n'est pas favorable à l'obtention d'un signal Raman

d'un gaz d'électrons sont celles d'un gaz d'électrons indépendants soumis à un potentiel coulombien moyen.

électronique. Une fois un signal obtenu, il est nécessaire de caractériser sa nature : une raie qui reste à énergie fixe lorsqu'on déplace le laser est une raie de luminescence. Une raie qui suit le laser peut être de la luminescence chaude si elle le suit avec un décalage non-constant ou bien une raie Raman si elle suit le laser avec un décalage constant.

Tous les spectres Raman présentés ici ont été obtenus avec une énergie du laser proche d'une transition dont l'énergie est supérieure de 40 meV à l'énergie de la transition E_2H_1 . Une densité d'excitation de 500 W/cm^2 a été nécessaire pour obtenir un signal détectable en des temps d'intégration convenable (4 minutes). La puissance du laser a été gardée constante pour tous les spectres.

b - Règles de sélection

Nous avons commencé par observer les fils les plus larges de l'échantillon. La Figure 4.11 montre un ensemble de spectres Raman obtenus sur le réseau de fils de 430 nm de large de l'échantillon JB08 en diffusion parallèle et en polarisation parallèle (HH). Ces spectres montrent un ensemble de raies arbitrairement indexées par 0, 2, 4, ... qui dispersent avec le vecteur d'onde. Il a été montré [Dahl, 94] que l'énergie de ces raies dépend de manière univoque de la projection du vecteur d'onde sur l'axe du fil, prouvant le caractère unidimensionnel de ces excitations. En diffusion parallèle, lorsque les polarisations deviennent perpendiculaires (VH), la totalité de ces raies disparaissent pour laisser place à un autre ensemble de raies indexées par 1, 3, 5 ... qui présentent également une dispersion avec le vecteur d'onde.

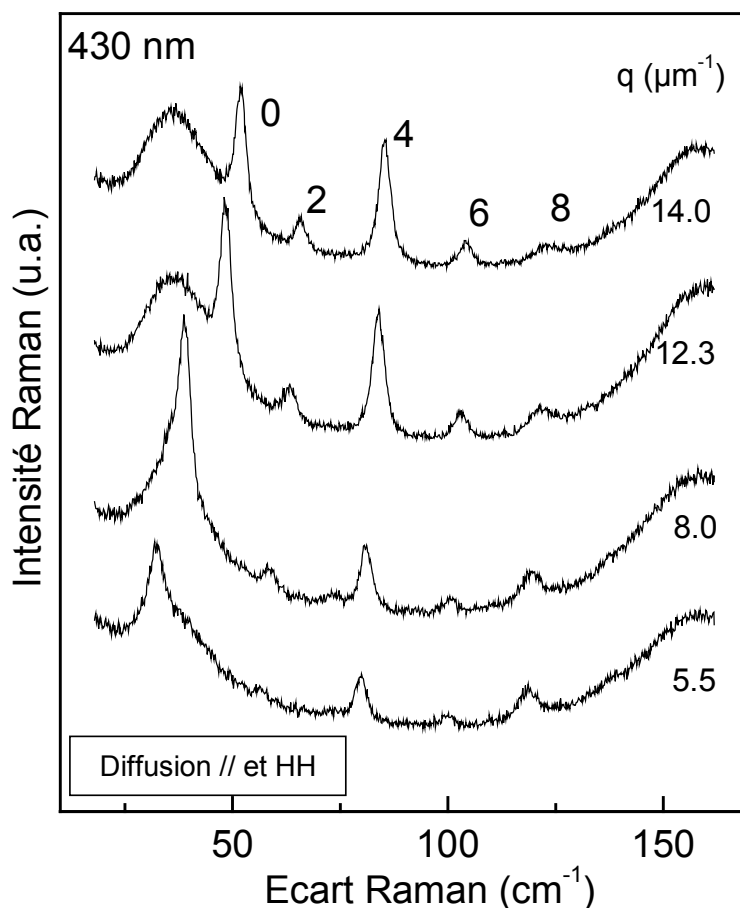


Figure 4.11 spectres de diffusion Raman obtenus sur les fils de 430 nm de large en diffusion parallèle et polarisation parallèle (HH) pour différents vecteur d'onde. Les raies sont numérotées arbitrairement par 0, 2, 4 ... La bosse autour de 30 cm^{-1} est une transition inter-sousbande

La Figure 4.12 montre des spectres obtenus en diffusion perpendiculaire. Lorsque les polarisations sont parallèles (HH), un ensemble de raies indexées par a, b, c ... est visible. L'énergie de ces raies ne dépend pas de l'angle d'incidence du laser. En effet la projection du vecteur d'onde sur l'axe du fil est nulle quelque soit l'angle d'incidence. Toutes ces raies disparaissent lorsque les polarisations deviennent perpendiculaires (VH).

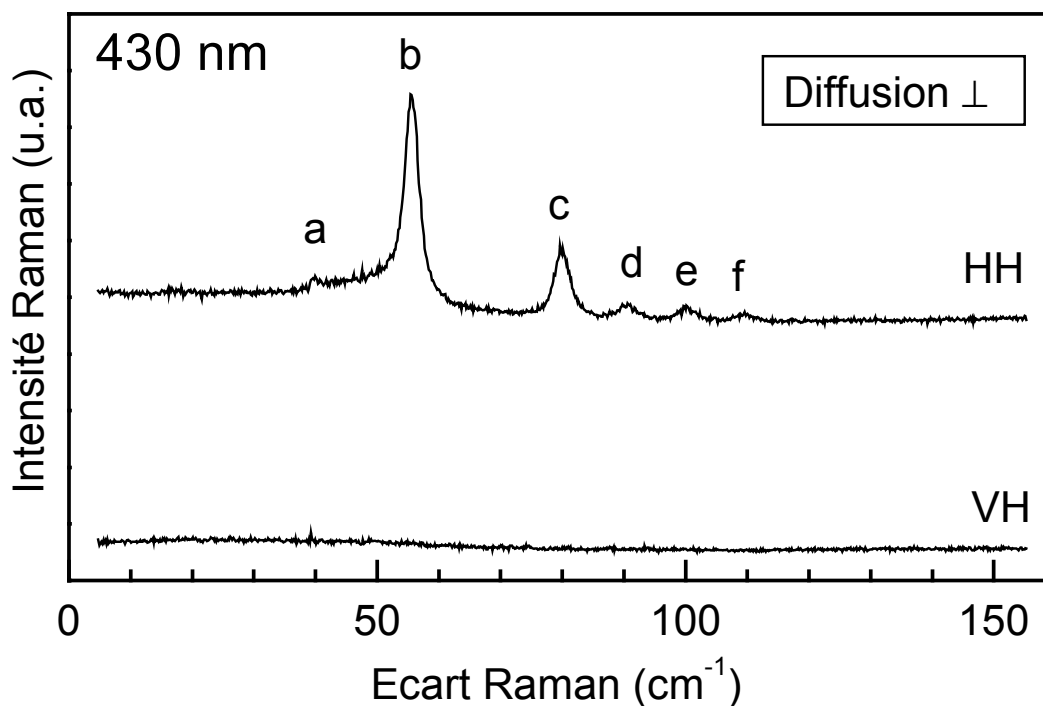


Figure 4.12 Spectres Raman obtenus sur le fils de 430 nm en diffusion perpendiculaire. Un ensemble de raies est visible en polarisation HH, elles disparaissent toutes en polarisation VH.

La Figure 4.13 regroupe, en fonction du vecteur d'onde, les énergies de toutes les raies observées dans les différentes configurations précédentes. Il est clair que chaque raie observée en diffusion perpendiculaire peut être associée par continuité à une raie obtenue en diffusion parallèle. Ainsi la raie *a* est associée à la raie 1 et la raie *f* à la raie 8. Les raies se correspondant sont donc associées à une même excitation du gaz d'électrons. Nous renumérotions les raies obtenues en diffusion perpendiculaire avec le numéro qui leur correspond en diffusion parallèle.

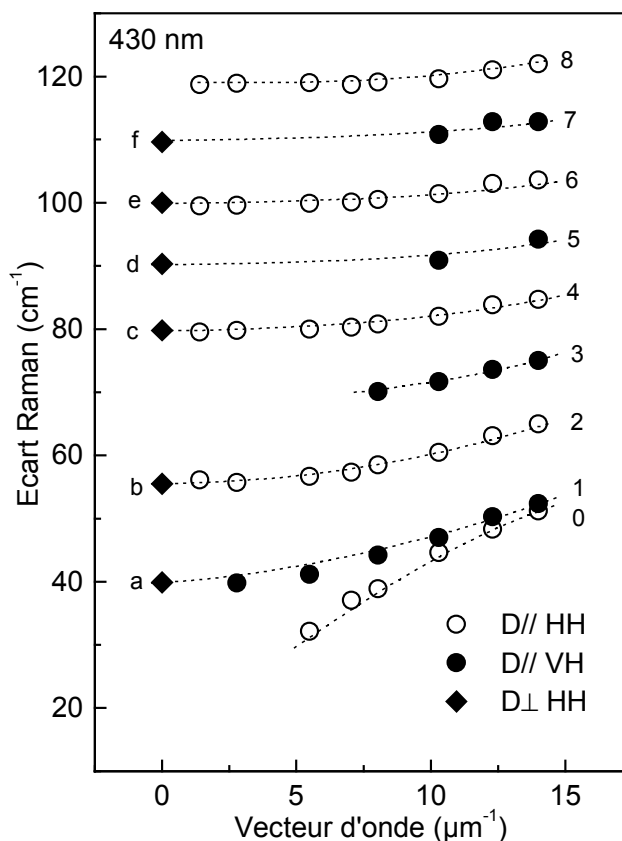


Figure 4.13 Regroupement des dispersions des raies obtenues en diffusion parallèle, polarisation HH (cercles vides), polarisation VH (cercles pleins) et diffusion perpendiculaire (losanges). Les lignes en pointillées sont un guide.

La Figure 4.14 synthétise les règles de sélection des excitations précédentes. Seules les excitations numérotées pair (impair) sont visibles en diffusion parallèle polarisation HH (VH). Elles sont toutes visibles (invisibles) en diffusion perpendiculaire lorsque les polarisations sont parallèles (perpendiculaires). Comme le démontrent les résultats du chapitre précédent, parmi les trois types d'excitations du gaz d'électrons, seuls les plasmons vérifient ces règles de sélection. Et nous avons vérifié que les mêmes règles subsistaient pour les polarisations symétriques des précédentes (VV et HV). Les raies numérotées 0, 2, 4 ... (1, 3, 5 ...) sont donc les plasmons symétriques (antisymétriques). La raie numéro 3 n'apparaît pas dans le spectre en diffusion perpendiculaire, nous verrons dans le paragraphe (D-0) la raison de sa disparition. Toutes les raies ont le même élargissement de 3 cm^{-1} qui de manière surprenante est significativement inférieur à celui de la raie plasmon du gaz bi-dimensionnel. Nous discuterons de la valeur de cet élargissement dans le paragraphe (D-d).

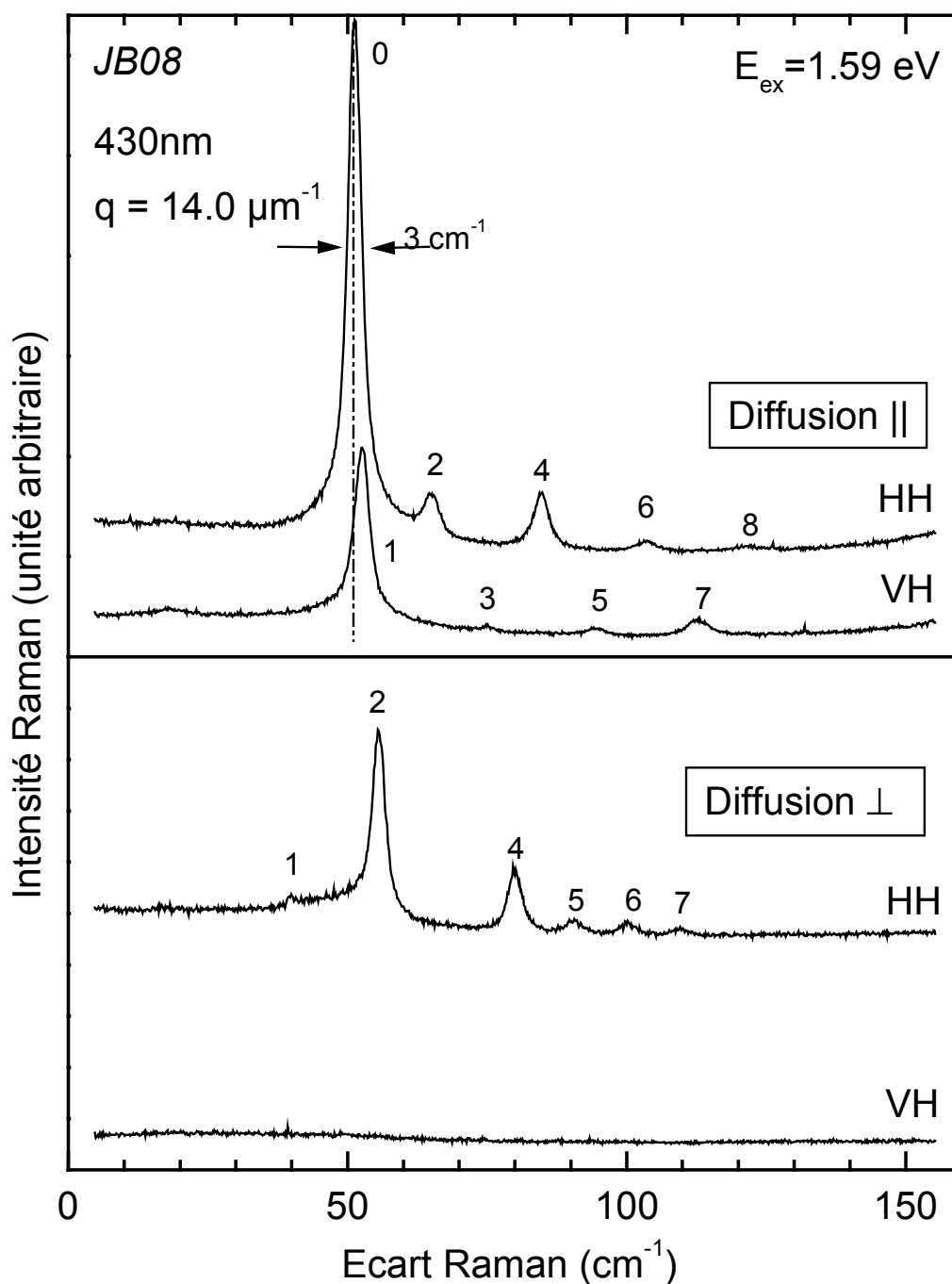


Figure 4.14 Spectres de diffusion Raman obtenus sur le réseau de fils de largeur 430 nm de l'échantillon JB08, dans quatre configurations différentes (haut) en diffusion parallèle (DL), les polarisations étant parallèles (HH) ou perpendiculaires (VH) et (bas) en diffusion perpendiculaire (DP), dans ces mêmes polarisations. Un ensemble de raies arbitrairement indexées par 0, 2, 4, ... sont visibles en DL polarisation HH. Toutes ces raies disparaissent sur le spectre en DL, VH pour laisser apparaître un autre ensemble de raies arbitrairement indexées par 1, 3, 5 Toutes ces raies sont visibles en DP, HH et invisibles en DP, VH.

Les excitations observées dans tous les réseaux de fils de l'échantillon JB08 vérifiaient également ces règles de sélection.

E - Fils de largeur supérieure à 60 nm

Nous avons mesurée les dispersions des plasmons sur l'ensemble des réseaux de fils de l'échantillon JB08. Pour chaque réseau, la mesure en diffusion parallèle permet d'identifier la symétrie des modes, la mesure en diffusion perpendiculaire nous donne les énergies des plasmons en $q=0 \mu\text{m}^{-1}$. Pour la gamme de puissance d'excitation utilisée (de 50 à 500 W/cm^2), aucune variation de la position des raies n'a été constatée. Les spectres ont tous été obtenus avec des puissance de 500 W/cm^2 .

a - Spectres de diffusion Raman

Les dispersions ont été mesurées sur tous les réseaux de fils. Nous présentons les spectres expérimentaux uniquement sur les fils de 100 et 60 nm de large. Les spectres des fils de 350, 250 et 180 nm n'ayant que peu de différences qualitatives avec ceux, déjà présentés, des fils de 430 nm.

La Figure 4.15 montre les spectres des fils de 100 nm. Seules trois raies ont pu être mesurées. La raison principale⁴⁰ est l'écart croissant entre la position de la transition électronique avec laquelle les raies sont résonantes. Cette transition est la bosse située autour de 30 cm^{-1} visible sur les spectres. Les spectres en D//, HH montrent clairement la dispersion du plasmon de plus basse énergie (raie numérotée 0). La largeur de sa raie conserve la valeur de 3.1 cm^{-1} , déjà mesurée sur les fils de 430 nm. Les autres raies plasmons ont une dispersion non mesurable. Leur élargissement est supérieure à celui de la raie 0 et croît significativement avec le numéro de la raie. L'élargissement des raies reste constant sur tous les spectres couvrant la gamme de vecteurs d'ondes accessibles à l'expérience. Comme le montre l'ensemble des spectres en D//, l'intensité de chacune des raies croît avec le vecteur d'onde. L'intensité de la raie 0 a une croissance supérieure car sa dispersion la rapproche de la transition avec laquelle elle devient de plus en plus fortement résonante.

⁴⁰ Le facteur de Bose-Einstein présent dans la section efficace de diffusion Raman provoque une décroissance de l'intensité d'une raie diffusée lorsqu'elle s'écarte du laser.

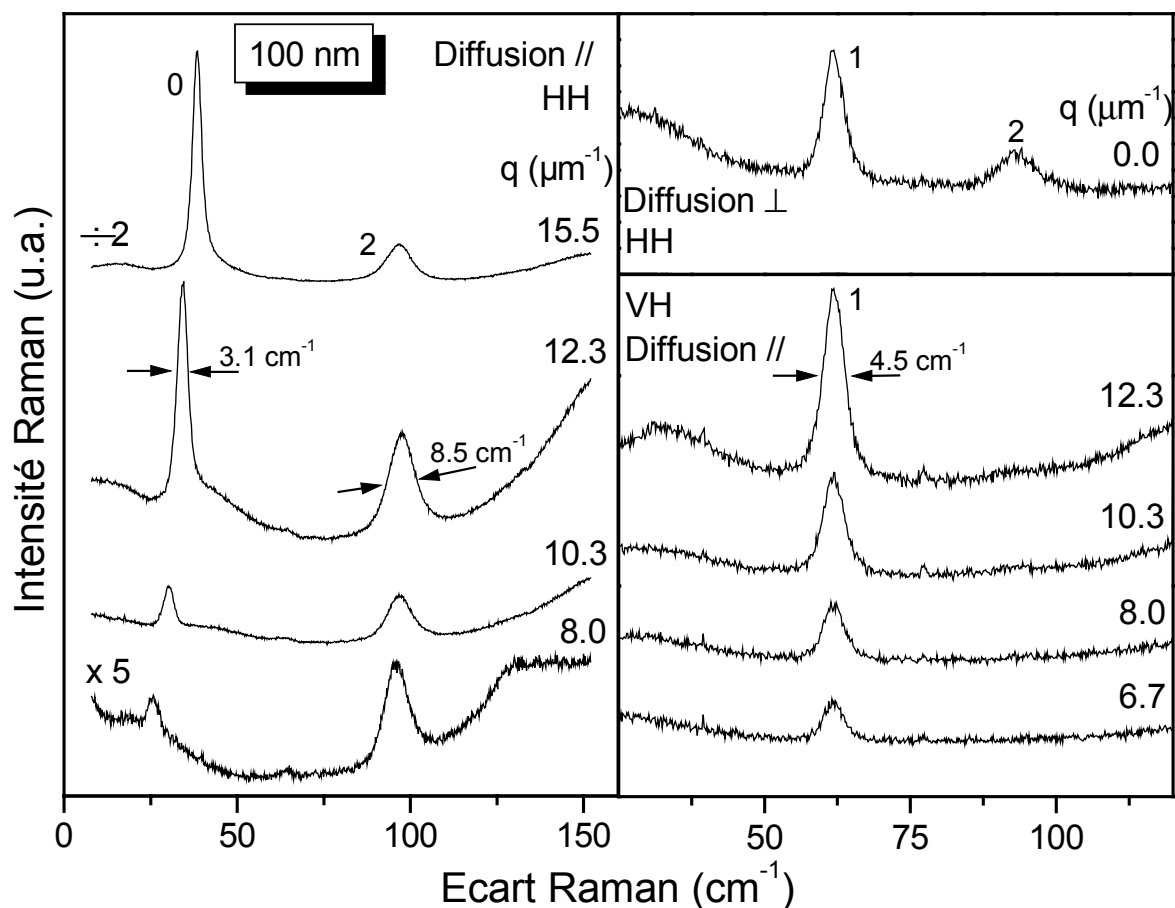


Figure 4.15 Spectres Raman obtenus sur les réseau de fils de 100 nm de large pour différentes configurations : à gauche, diffusion et polarisations parallèles, en bas à droite, diffusion parallèle et polarisations perpendiculaires, en haut à droite, diffusion perpendiculaire et polarisations parallèles.

La Figure 4.16 présente les spectres Raman des fils de 60 nm. Les spectres en D//, HH montre les raies 0 et 2. La raie 0 a toujours une dispersion importante et son énergie à vecteur d'onde fixé est plus faible que celle du fil 100 nm. Sa largeur à mi-hauteur est supérieure à celle du fil 100 nm (3.5 cm^{-1}) et reste constante sur la dispersion mesurée. La raie 2 ne présente aucune dispersion. Sa largeur est considérablement plus grande que celle du fil 100 nm et, contrairement à toutes les autres raies, augmente significativement avec le vecteur d'onde. Ainsi elle évolue continûment de 25 cm^{-1} à 34 cm^{-1} lorsque q parcourt les valeurs de 0 à $12.3 \text{ } \mu\text{m}^{-1}$. La bosse vers 60 cm^{-1} sur les spectres en D//, HH suit exactement le laser lorsque celui-ci se déplace. C'est un reliquat de la raie 1 du à un mauvais alignement entre le plan de diffusion et l'axe du fil (l'angle φ n'est pas tout à fait nul). La figure montre également l'absence de dispersion de cette raie. Il est remarquable que la raie 0 ait, contrairement à

toutes les autres raies, un élargissement négligeable lorsque la largeur des fils est réduite. Nous discuterons de ce point ultérieurement.

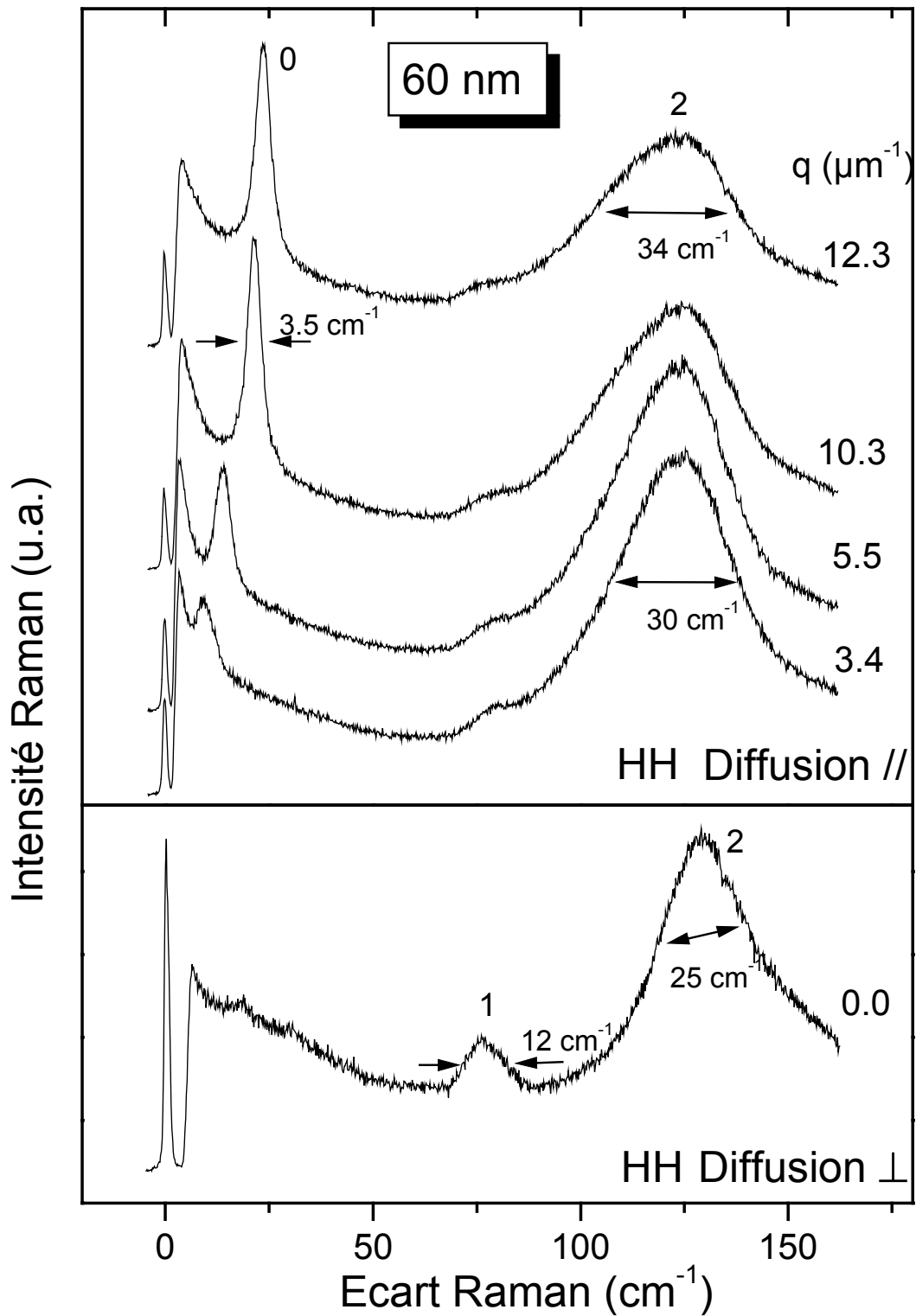


Figure 4.16 Spectres Raman obtenus sur le réseau de fils de 60 nm de large. En haut diffusion et polarisations parallèles, en bas diffusion perpendiculaire et polarisations parallèles

b - Analyse des dispersions expérimentales

Nos excitations étant des plasmons, nous savons qu'il est possible d'extraire de leur dispersion des informations sur le gaz d'électrons, telles que la densité d'électrons, la largeur du fil et d'autres informations sur le potentiel de confinement.

Il a été montré que le modèle classique du gaz d'électrons bi-dimensionnel confiné (formule (2.62)) ne décrivait pas le comportement de la dispersion expérimentale des plasmons d'un fil quantique de largeur inférieure à 500 nm [Dahl, 94].

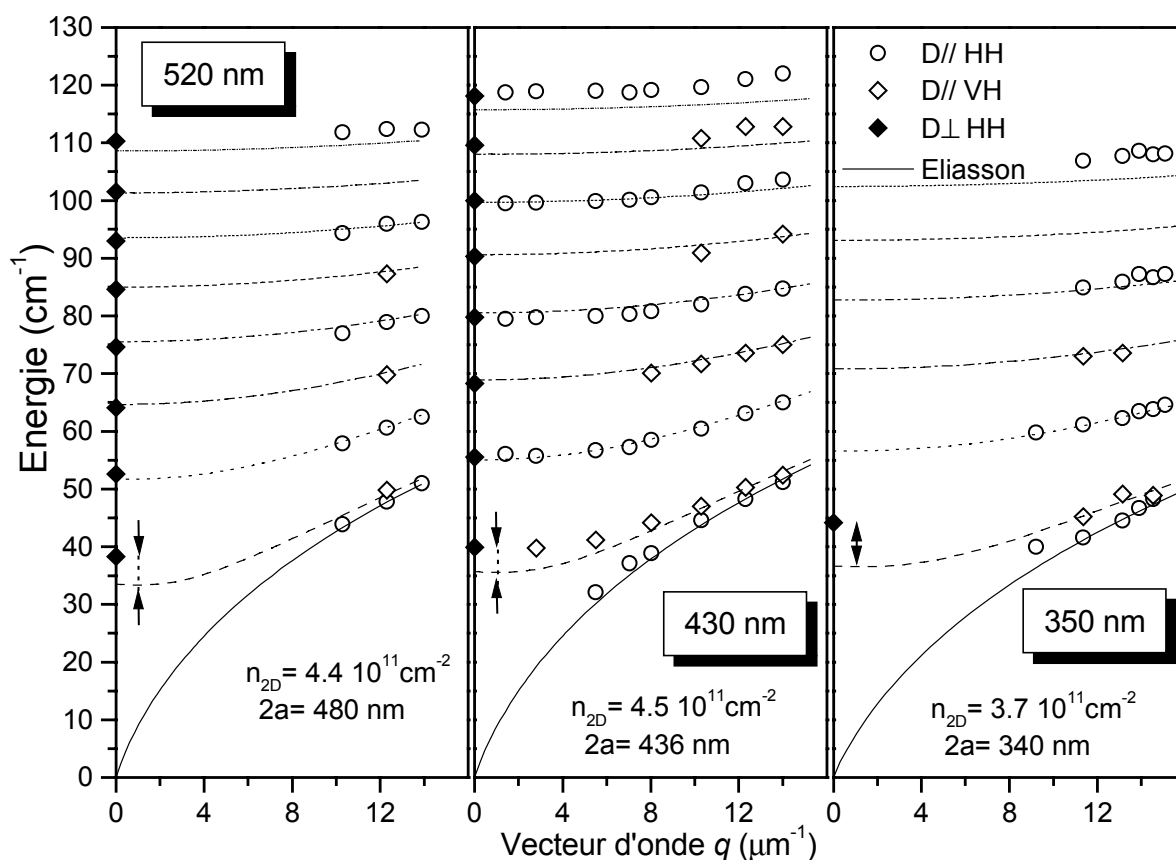


Figure 4.17 Ajustement des dispersions expérimentales avec le modèle hydrodynamique d'Eliasson. Les paramètres ajustables sont la densité 2D du gaz et la largeur de la distribution d'électrons, le profil de celle-ci étant supposé abrupt. Les cercles ouverts (losanges ouverts, losanges fermés) sont les points expérimentaux obtenus en diffusion et polarisations parallèles (diffusion parallèle et polarisations perpendiculaires, diffusion perpendiculaire et polarisations parallèles). Les flèches pointent un désaccord important entre l'énergie mesurée et celle calculée.

Notre approche est donc d'utiliser le modèle hydrodynamique d'Eliasson exposé au chapitre Deux. Ce modèle suppose que le gaz d'électrons est confiné dans un milieu de constante

diélectrique homogène que nous prendrons égale à celle du GaAs. La densité d'équilibre des électrons possède un profil abrupt transversalement au fil. Un ajustement des dispersions expérimentales avec la formule (2.61) nous donne les paramètres principaux du gaz d'électrons : sa densité et la largeur électrique du fil. Il est important de préciser que les électrons peuvent être confinés sur une largeur plus petite que la largeur nominale du fil. En effet il existe des défauts sur les surfaces latérales du fil qui piègent les électrons et bloque le niveau de Fermi à une énergie inférieure au minimum de la bande de conduction. Il en résulte une longueur de déplétion latérale, zone dans laquelle il n'existe aucun électron libre. La largeur électrique du gaz est par définition la largeur sur laquelle s'étend la distribution d'électrons, celle-ci est donc inférieure à la largeur nominale du fil. Plus proches sont les deux valeurs, meilleure est la qualité des surfaces latérales.

La Figure 4.17 montre le meilleur ajustement pour chacun des fils 520, 430 et 350 nm. Les dispersions du modèle hydrodynamique reproduisent remarquablement bien les dispersions expérimentales. La comparaison permet d'identifier de manière univoque les raies plasmons précédemment numérotées 0, 2, 4 ... (D//, HH) et 1, 3, 5 ... (D//, VH) avec les modes $\omega_n(q)$ respectivement symétriques et antisymétriques du modèle d'Eliasson. A l'exception du mode ω_l dont l'énergie présente en centre de zone un écart important avec la valeur théorique, les modes jusqu'à des indices élevées sont très bien décrits : pour le 430 nm, les écarts se font sentir pour les modes supérieurs au 8^{ième}.

La Figure 4.18 montre le meilleur ajustement pour chacune des dispersions des fils de 250, 180, 100 et 60 nm. L'accord entre le modèle et les mesures reste très bon. Le mode ω_l de ces fils plus étroits est en bien meilleur accord avec sa valeur théorique. L'énergie du mode ω_l décroît progressivement avec la largeur, signe de la réduction du nombre d'électrons dans le fil. En effet si on considère que la densité d'atomes donneurs ionisés est au maximum celle mesurée pour le gaz 2D, c'est à dire $(n_{2D})_0 = 5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La densité linéique d'électrons dans un fil de largeur nominale w_{nom} est au maximum $(n_{1D})_0 = (n_{2D})_0 \times w_{nom}$. Celle-ci diminue lorsque le fil devient plus étroit. A l'exception du fil de 430 nm, toutes les largeurs des distributions extraites sont réalistes et reste inférieures à la largeur nominale du fil. Le fil de 430 nm est le seul ayant une largeur de distribution légèrement supérieure à la largeur nominale. L'ajustement ayant été réalisé sur un grand nombre de modes, sa précision n'est pas à mettre en doute devant celle des autres ajustements. Cependant l'écart de 6 nm est dans la barre d'erreur de la mesure MEB. La densité 2D diminue progressivement lorsque la largeur du fil est réduite.

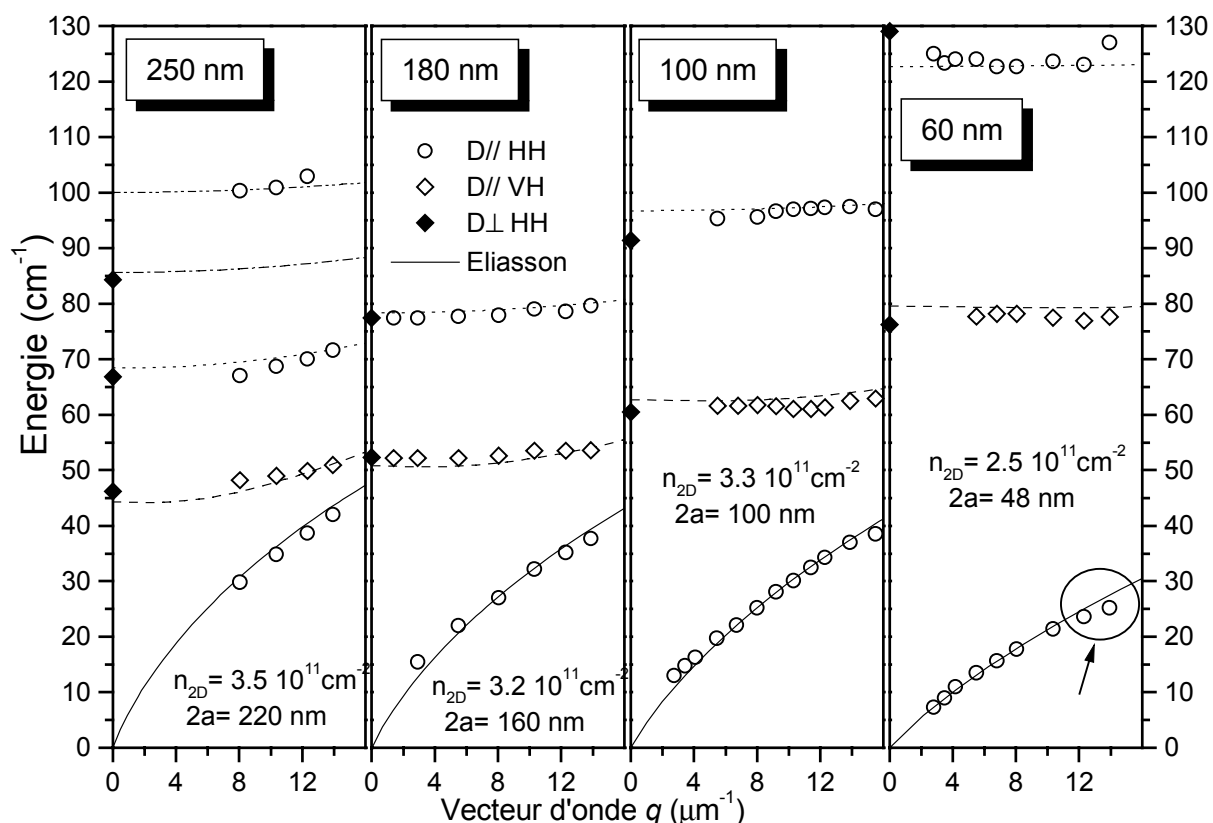


Figure 4.18 Ajustement des dispersions expérimentales avec le modèle hydrodynamique d'Eliasson. Les paramètres ajustables sont la densité 2D du gaz et la largeur de la distribution d'électrons, le profil de celle-ci étant supposé abrupt. Les cercles ouverts (losanges ouverts, losanges fermés) sont les points expérimentaux obtenus en diffusion et polarisations parallèles (diffusion parallèle et polarisations perpendiculaires, diffusion perpendiculaire et polarisations parallèles). Le cercle dans pointe une zone de désaccord entre la dispersion expérimentale du fil de 60 nm et la dispersion théorique.

Le Tableau 7 synthétise les mesures extraites des dispersions. Il montre clairement la diminution de la densité linéique d'électrons lorsque le fil rétrécit. L'écart au nombre initial d'électrons prend l'une ou l'autre des deux valeurs de 2 et $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ suivant le fil considéré. Nous verrons dans le chapitre suivant que cet écart peut être interprété par une densité d'électrons piégés sur les surfaces latérales du fil.

Largeur nominale w_{nom} (nm)	Largeur distribution $2a$ (nm)	Densité 2D n_{2D} (10^{11}cm^{-2})	Densité linéique n_{1D} (10^6cm^{-1})	Ecart $(n_{1D})_0 - n_{1D}$ (10^6cm^{-1})
520	480	4.4	21.0	4.9
430	436	4.5	19.7	1.8
350	340	3.7	12.5	4.9
250	220	3.5	7.7	4.8
180	160	3.2	4.8	4
100	100	3.3	3.3	1.7
60	48	2.5	1.2	1.8

Tableau 7 Synthèse des mesures extraites de l'ajustement des dispersions.

Pour conclure, nous constatons que les dispersions du modèle hydrodynamique sont en excellent accord avec les dispersions expérimentales. Deux écarts subsistent cependant :

- la description du mode ω_l en centre de zone pour les fils de largeur supérieure à 350 nm
- la dispersion expérimentale du mode ω_0 du fil de 60 nm présente une courbure différente du calcul pour les grands vecteurs d'onde (zone pointée par le cercle sur la Figure 4.18).

On pourrait penser que ces écarts sont liés au caractère particulier de ces modes.

Nous verrons en effet dans le chapitre suivant que la valeur en $q=0$ du mode ω_l doit dans certaines conditions satisfaire le théorème de Kohn [1961].

Concernant les écarts de la dispersion aux grands vecteurs d'onde du mode ω_0 , nous pensons qu'ils pourraient être liés au caractère interface de ce mode. En effet, supposons que le profil de la densité ne soit pas abrupte, ceci serait particulièrement vrai dans les fils de petites tailles où la déplétion est importante. Les modes d'interfaces ont la particularité de se localiser près des interfaces lorsque la longueur d'onde du plasmon diminue (lorsque $qa \gg 1$). Ils sont alors sensibles à la valeur locale de la densité d'équilibre qui pour un profil non-abrupt (un profil mou) tend vers zéro à l'interface. L'énergie du mode aux grands vecteur d'onde doit donc être plus faible que celle obtenue avec un profil abrupt. Cependant notre gamme de vecteur d'onde ne nous permet pas d'atteindre, pour le fil de 60 nm, des valeurs de qa supérieures à 0.5, ce qui est insuffisant pour se trouver dans un régime de localisation aux interfaces des modes

d'interface. Ces considérations amènent la question suivante, est-il possible d'obtenir à travers les dispersions, des informations sur le profil d'équilibre de la densité ?

c - Profil de la densité d'équilibre

Le propriété des plasmons d'interface de sonder la densité locale d'équilibre a déjà utilisée pour mesurer la courbure du profil d'équilibre. Ces expériences réalisées sous champ magnétique intense mesurent la dispersion du magnéto-plasmon de bord d'un disque qui à fort champ dépend du profil de la densité [Dahl, 95]. Dans une approche classique, la courbure du profil est en relation avec la longueur de déplétion [Chklovskii, 92]. Cela a donc permis à Dahl de mesurer les longueurs de déplétion des disques.

Nous avons calculer les dispersions des plasmons en utilisant le modèle d'Eliassons mais en supposant que le profil d'équilibre de la densité était de la forme :

$$(4.5) \quad n_{eq}(x) = n_{2D} \left(1 + \frac{1}{2p}\right) \left(1 - \left(\frac{x}{a}\right)^{2p}\right)$$

où p est un entier qui définit la forme du profil. Lorsque p passe de 1 à l'infini le profil évolue d'un profil parabolique vers un profil abrupt. Le facteur $\left(1 + \frac{1}{2p}\right)$ implique que tous les profils ont la même densité linéique d'électrons $n_{1D} = n_{2D} \times 2a$. De la même manière que pour le calcul d'Eliasson, les dispersions des plasmons peuvent s'écrire sous la forme :

$$(4.6) \quad \omega_n^p(q) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_s m^*}} \cdot \sqrt{\frac{n_{2D}}{a}} \cdot f_n^p(qa)$$

La Figure 4.19 montre les dispersions des plasmons calculées dans ces profils d'équilibre « mous ». Il est tout à fait remarquable que la dispersion de mode $n=0$ ne dépende que très faiblement du profil d'équilibre pour des vecteurs d'onde tels que $qa \ll 1$. Dans cette zone, celle-ci ne dépend que de la densité linéique d'électrons n_{1D} et suit la loi universelle $n_{1D}^{\frac{1}{2}} \cdot qa |\ln(qa)|^{\frac{1}{2}}$ retrouvée par la RPA [Das Sarma, 85] et par une diagonalisation exacte de l'Hamiltonien du liquide de Luttinger [Schulz, 93]. Ce mode dépend donc faiblement du potentiel de confinement. Aux grands vecteurs d'onde la dispersion du mode 0 adopte une courbure d'autant plus négative que le profil est mou, c'est à dire que la densité locale d'électrons à l'interface est en moyenne plus faible. On retrouve le caractère interface du mode 0, qui se localise progressivement à l'interface et sent donc une densité d'électrons moyenne intégrée sur la largeur d'extension du mode, de plus en plus faible lorsque le profil

se ramollit. Comme le montre la partie (b), le mode 1 vérifie également cette propriété. Contrairement aux modes d'interface, les autres modes (modes confinés) dépendent d'autant plus sensiblement de la raideur du profil que n est élevé.

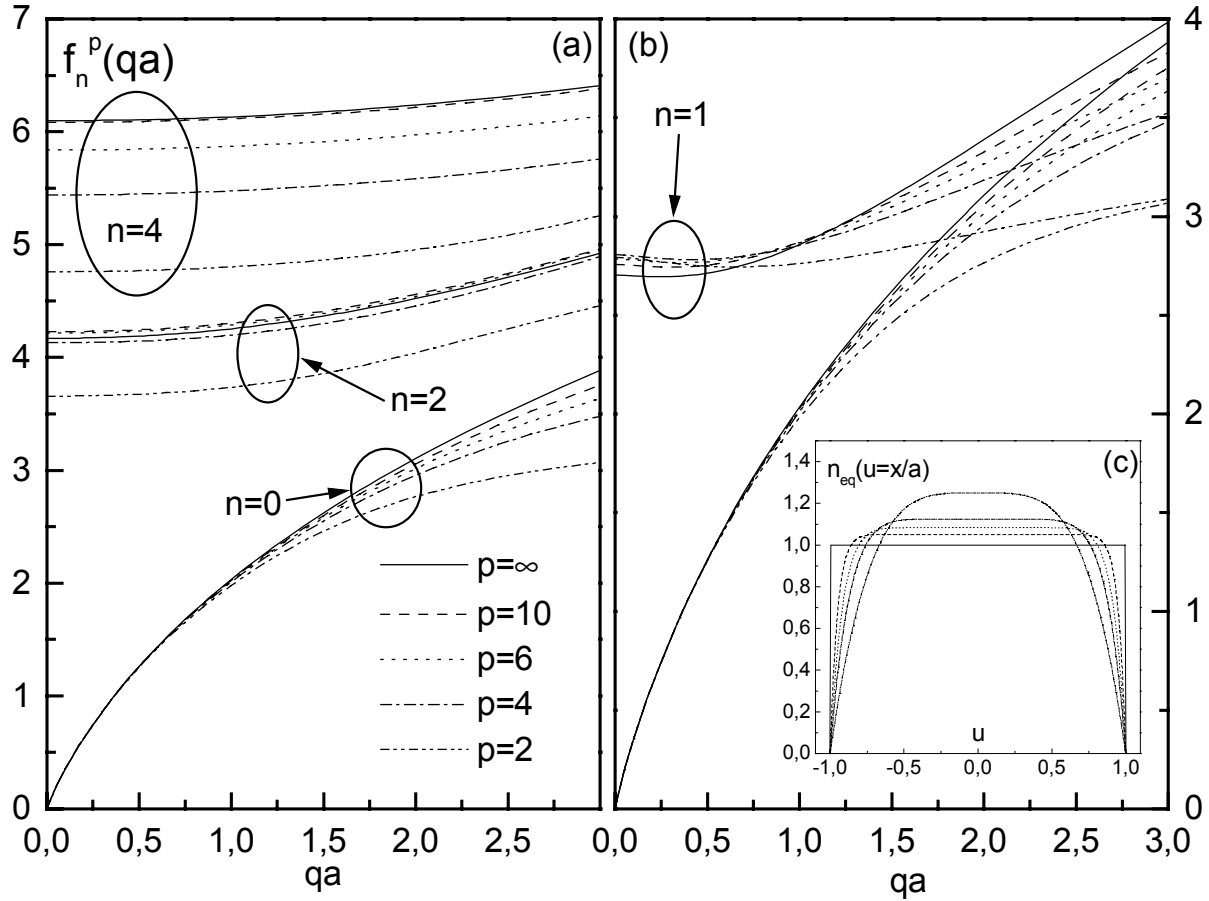


Figure 4.19 (a) : dispersion des plasmons dans un profil mou. Par souci de lisibilité de la figure, seuls les modes symétriques sont montrés. (b) : dispersion des modes d'interface 0 et 1 les mêmes profils mous. (c) : profils correspondant aux différentes valeurs de p utilisées.

Notre gamme de vecteur d'ondes accessibles à l'expérience n'est pas suffisante pour se placer dans la zone où les modes d'interfaces sont sensibles au profil de la densité. Cependant nous montrons qu'il est possible de déduire la raideur du profil à l'aide des dispersions des modes confinés. Cette détermination sera d'autant plus précise que le nombre de modes mesurés est grand. Elle a pu être réalisée sans équivoque jusqu'aux fils de largeur 250 nm. La Figure 4.20 montre le meilleur ajustement pour chacun des profils $p=4, 6, 10, \infty$, pour les fils de 430 nm et 250 nm. Seuls les profils $p>10$ reproduisent les dispersions de tous les modes observés (à l'exception de mode $n=1$) expérimentalement. Ceci démontre le caractère abrupt du profil de

la densité d'équilibre pour tous les fils de largeur supérieur à 250 nm. Nous verrons au chapitre ce que cela signifie du point de vue des interfaces du fil. Concernant le mode $n=1$, nous constatons que sa dispersion en centre de zone ($q=0$) est mieux décrite par un profil mou ($p=4$) que par un profil abrupt ($p>10$). Nous pensons que l'introduction d'un profil de forme plus compliquée que celle proposée par l'équation (4.5) pourrait décrire l'ensemble des dispersions des modes d'interface et des modes confinés, par exemple un profil au bord abrupt ayant une légère bosse au centre.

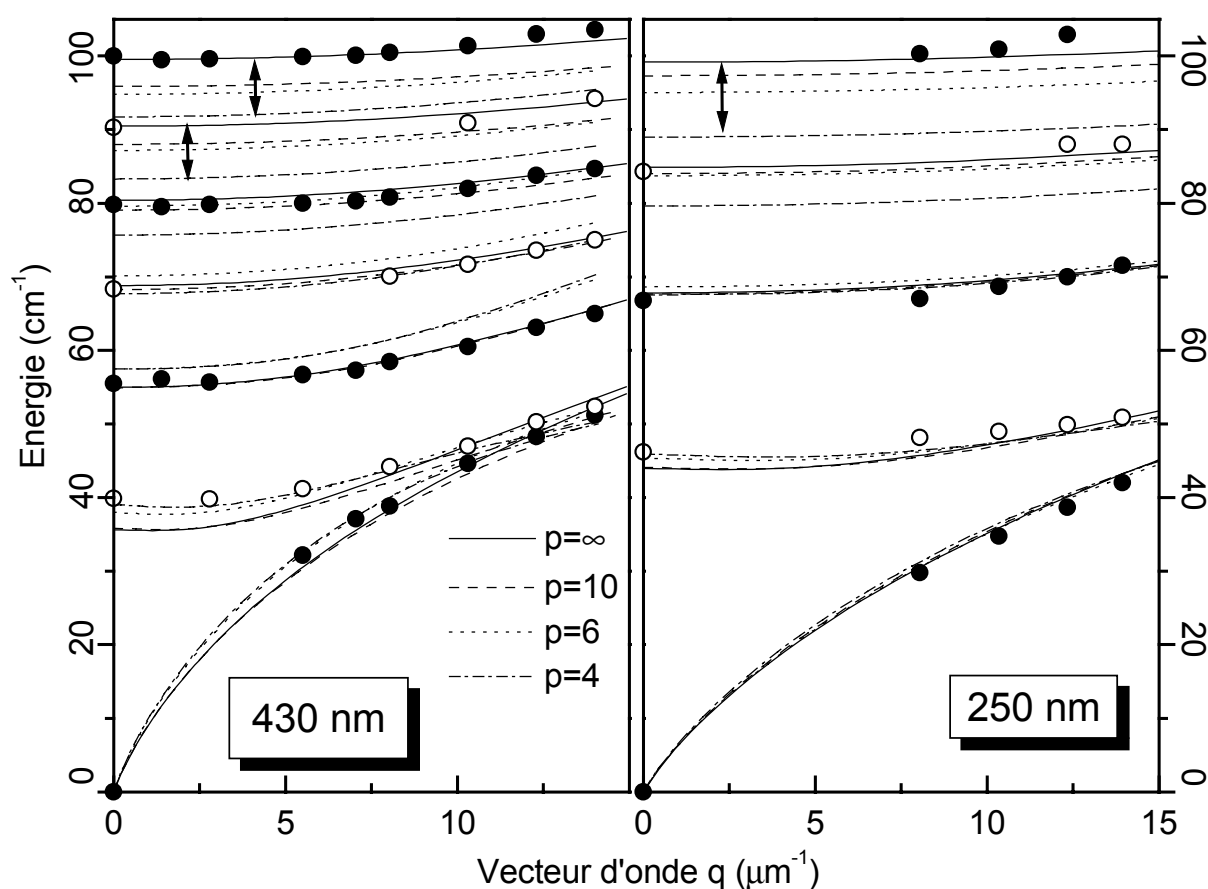


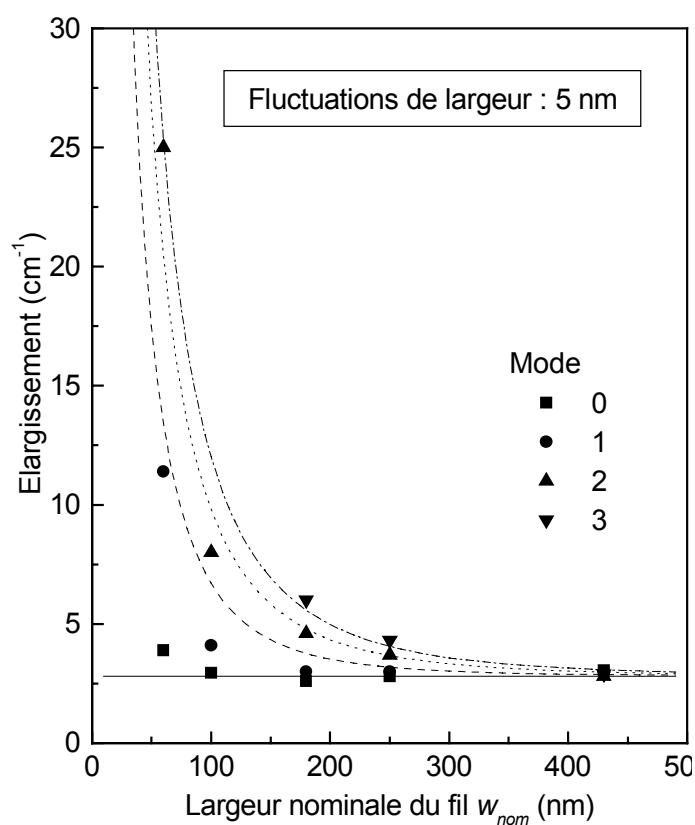
Figure 4.20 Meilleur ajustement des dispersions expérimentales avec les dispersions des plasmons dans des profils mous de la densité d'équilibre, à gauche, pour le fil de 430 nm, à droite, pour celui de 250 nm.

d - Fluctuations de potentiel

Nous avons mesuré les largeurs des raies plasmons pour les modes qui ont été observés jusque dans le fil de 60 nm. Leur évolution en fonction de la largeur du fil est résumée dans la Figure 4.21. La mesure des élargissement pour les modes $n>0$ a été prise sur les spectres en diffusion

perpendiculaire ($q=0 \mu\text{m}^{-1}$). Pour le mode $n=0$, celui-ci n'a pas d'élargissement supplémentaire lorsque q augmente, la largeur de sa raie a donc été mesurée pour $q=12.3 \mu\text{m}^{-1}$.

Nous pensons que l'élargissement des raies est dû principalement aux fluctuations de la largeur des fils quantiques inhérentes à la technologie utilisée pour les fabriquer. Nous décidons de faire le calcul suivant : à l'aide du modèle d'Eliasson (en utilisant un profil abrupt puisque nous savons désormais que c'est le seul à reproduire nos mesures), nous calculons l'énergie des modes en $q=0 \mu\text{m}^{-1}$ pour la largeur électrique ajustée précédemment augmentée de $\pm l_x$. Nous comparons pour chaque mode la différence d'énergie entre les deux calculs précédents avec l'élargissement mesuré. La Figure 4.21 montre que l'accord quantitatif est réalisé pour $l_x=5 \text{ nm}$. Cette mesure de l'amplitude des fluctuations de largeur est en accord avec celle déjà déduite sur des fils réalisés avec exactement la même technologie, mais à l'aide d'une autre observation expérimentale⁴¹ [Birotheau, 93].



⁴¹ Elargissement des raies de luminescence

Figure 4.21 Recherche de l'amplitude des fluctuations de largeur des fils cohérente avec l'élargissement des raies expérimentales.

Contrairement aux autres, le mode 0 garde un élargissement constant ($3.1\text{-}3.5\text{ cm}^{-1}$). Sa faculté de ne dépendre que faiblement du potentiel le rend également peu sensible aux fluctuations de largeur qu'on peut nommer aussi fluctuations de potentiel. Cette qualité devient plus clair lorsqu'on argumente qu'il est un mode intrabande invoquant principalement des transitions de la première sous-bande 1D vers elle-même. Une fluctuation de la largeur du potentiel provoque également un élargissement de cette sous-bande, par exemple pour un puits rectangulaire infini de largeur nominale 60 nm ayant des fluctuations de largeur de 5 nm d'amplitude:

$\Delta E_0 (\text{cm}^{-1})$	$\Delta E_1 (\text{cm}^{-1})$	$\Delta E_2 (\text{cm}^{-1})$
2.0	8.4	18.9

Ces élargissement sont tous inférieurs au dixième de cm^{-1} pour un fil de 430 nm. L'élargissement de 3.1 cm^{-1} du plasmon $n=0$ observé pour tous les fils de largeur supérieure à 100 nm ne provient donc pas des fluctuations de largeur, son origine est donc un élargissement homogène provenant de l'interaction du plasmon avec tous les potentiels d'impuretés présents dans l'échantillon. Dans le fil de 60 nm, l'élargissement inhomogène devient du même ordre de grandeur que l'élargissement homogène et on observe une légère augmentation de la largeur de raie (3.5 contre 3.1 cm^{-1}). Aux températures proches du zéro absolu, La contribution majeure aux potentiels perturbateurs provient du plan des atomes donneurs ionisés. Nous sommes toutefois surpris que l'élargissement homogène de 3.1 cm^{-1} mesuré dans les fils soit significativement inférieur à celui mesuré dans le gaz 2D (5.5 cm^{-1}). Serait-ce la manifestation tant attendue de réduction de l'espace des phases lors du passage d'un système 2D à un système 1D ? Si c'était le cas, celle-ci serait déjà opérante sur un fil de 430 nm (ayant 20 à 25 sous-bandes occupées) et devrait être encore plus manifeste dans le fil de 60 nm (ayant 2 à 3 sous-bandes occupées). Il n'en est rien, la largeur de raie chute brutalement de 5.5 à 3.1 cm^{-1} dès la présence du confinement latéral et reste constante jusqu'au fil de 60 nm. Plusieurs hypothèses difficilement séparables se présentent alors :

- L'élargissement dû aux fluctuations de potentiel compense exactement l'éventuel rétrécissement de la raie du à la réduction de l'espace des phases
- C'est l'effet des pièges présents sur les surfaces latérales du fil qui capturent un certain nombre d'électrons de la barrière initialement en équilibre sur leur atome donneur. Il faut

en effet considérer que le potentiel perturbateur interagissant avec le plasmon contient tous les écarts au potentiel coulombien crée par la couche d'atomes donneurs ionisés supposée être celle d'une distribution continue et uniforme de charges positives. Un électron qui reste sur son atome donneur est donc une perturbation de ce potentiel⁴², qui va contribuer aux collisions subies par le plasmon. Un de ces électrons non-ionisés se retrouvant piégé sur une interface, supprime cette perturbation et allonge le temps de collision. Cet effet est présent dès que la distance entre les flancs de gravure est plus petite que la longueur de cohérence du plasmon, c'est à dire dès qu'un confinement du plasmon est observé.

e - Analyse microscopique du fil de 60 nm

Le fil de 60 nm est le seul possédant un mode dont l'élargissement est croissant avec le vecteur d'onde. L'élargissement en $q=0\mu\text{m}^{-1}$ nous donne la valeur directe de l'élargissement inhomogène du aux fluctuations de largeur. Une interaction supplémentaire élargit et atténue l'intensité de la raie du plasmon lorsque celui-ci acquiert un vecteur d'onde. Une des origines possibles de cet interaction est bien connue sous le nom d'amortissement de Landau. Le plasmon « rentre » dans le spectre des excitations à une particule et s'amortit en émettant des paires du continuum. Cet amortissement serait la trace d'un spectre de SPE, bien qu'invisible dans nos spectres. De plus ce fil possède certainement un nombre réduit de sous-bandes occupées, justifiant la comparaison avec un calcul RPA. Nous ne connaissons pas la forme exacte du potentiel de confinement des électrons, mais nous allons faire l'hypothèse suivante :

- dans la RPA, l'énergie du plasmon est donnée au premier ordre par la position relatives des sous-bandes et leur occupation respective (ce qui pour une densité donnée d'électrons est la même chose)
- la forme des fonctions d'onde de l'électron intervient au second ordre dans les éléments de matrice de couplage entre sous-bandes 1D.

Nous décidons de ne garder comme paramètre pertinent de l'ajustement avec le modèle hydrodynamique, la seule densité linéique n_{1D} , le jeu de valeurs prises par les autres (n_{2D} et a) étant dépendants du modèle. Pour cette valeur de n_{1D} , nous cherchons un jeu de paramètres (n_{2D} et a) dont les dispersions calculées avec le modèle RPA quantique (Chapitre deux, paragraphe H) s'ajustent avec nos dispersions expérimentales. La Figure 4.22 montre le meilleur ajustement. Il n'a pas été possible d'ajuster la dispersion de tous les modes avec le

⁴² Alors qu'au contraire pour un électron individuel, il supprime une impureté diffusante.

calcul qui suppose un potentiel de confinement latéral rectangulaire infini. Ceci prouve que notre potentiel a une forme différente. Cependant nous avons pu trouver un jeu de paramètres décrivant bien la dispersion des modes symétriques et un jeu pour le mode antisymétrique. Il est possible d'utiliser une telle manipulation dans le cadre de notre hypothèse qui suppose que la forme des fonctions d'onde n'intervient qu'au second ordre dans le calcul des énergies. L'idée est donc de trouver la position des transitions entre sous-bandes de telle manière qu'elle soient compatibles avec les dispersions expérimentales. Le calcul montre que la raie 2 des spectres correspond au mode ω_{02} . Sa dispersion est compatible avec une transition $E_2-E_0=12$ meV. Concernant la raie numérotée 1, elle correspond au mode $\omega_{\delta n=1}$ de la RPA. Sa position est compatible avec une transition $E_2-E_1=4.8$ meV. L'écart entre le niveau 2 et 1 obtenu avec le jeu de paramètre des modes symétriques est supérieur, montrant que nous avons été obligé de rapprocher le niveau 1 du niveau 2 pour rendre compte de la dispersion de la raie 1. Nous en déduisons que le potentiel doit se rétrécir à sa base. Les deux jeux montrent que le fil ne possède que deux sous-bandes 1D occupées.

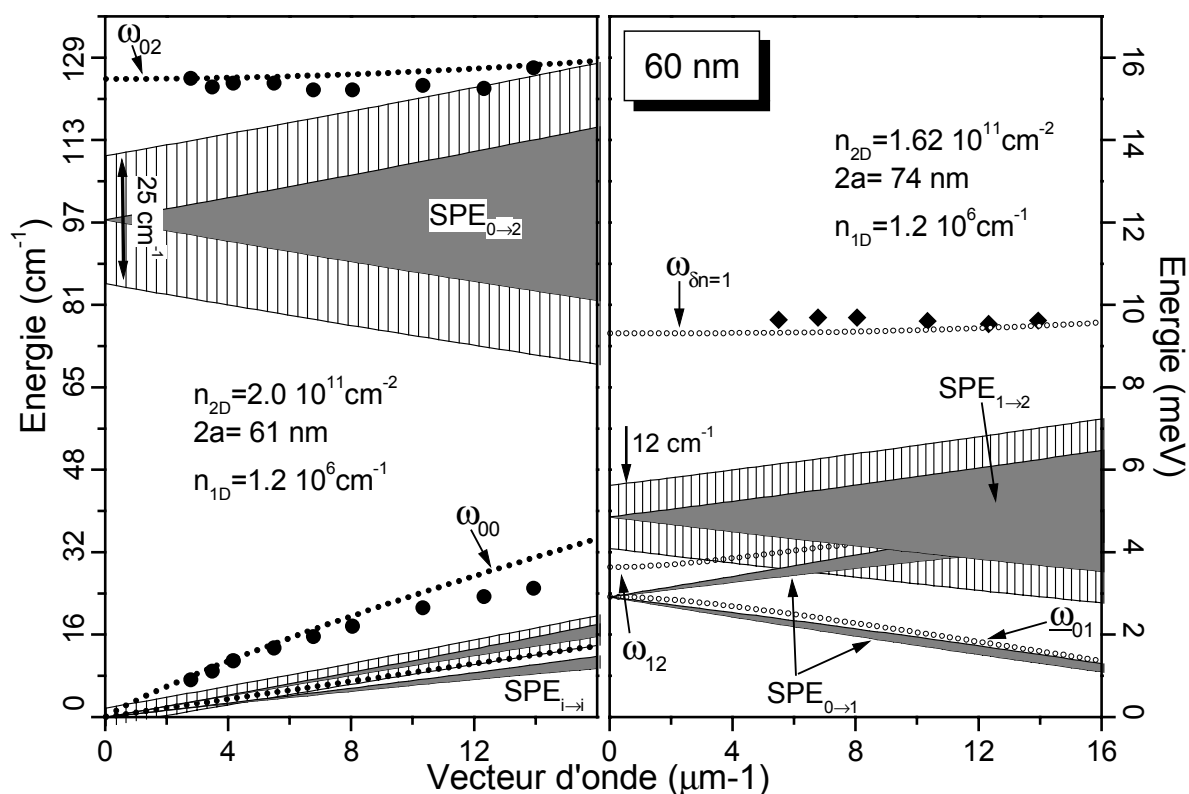


Figure 4.22 Ajustement des dispersions expérimentales du fil de 60 nm (cercles et losanges pleins) avec les dispersion calculées avec le modèle RPA quantique. Les zone grises sont les spectres des SPE. Les modes et les

SPE symétriques (antisymétriques) sont à gauche (droite). Un élargissement (zone aux rayures verticales) déduit des spectres en $q=0\mu\text{m}^{-1}$ a été rajouté sur les spectres SPE.

Nous avons rajouté sur la figure un élargissement inhomogène dont la valeur a été prise sur les spectres en $q=0\mu\text{m}^{-1}$. L'élargissement de la raie 2 a été placé sur les transitions SPE_{02} dont ce mode est majoritairement « peuplé ». Nous voyons que le mode ω_{02} rentre en forte résonance avec le spectre des SPE_{02} , expliquant son amortissement de Landau observé. L'élargissement de la raie 1 dont le mode correspondant est un couplage de toutes les transition $\text{SPE}_{\delta n=1}$ devrait être réparti sur les transitions SPE dont le mode est issu. Nous avons envisagé le pire cas ou celui-ci est totalement placé sur les SPE_{12} , montrant que même en tenant compte de l'élargissement inhomogène, le mode associé à la raie 1 ne rentre pas en collision avec les SPE ce qui est conforme à l'expérience. Les modes ω_{12} et ω_{01} , ainsi que l'intra-bande ω_{11} , trop proches des SPE ne sont pas observés. La dispersion « aux grands vecteurs d'onde » de la raie 0 présente toujours un écart important avec celle, théorique, du mode ω_{00} .

f - Disparition de modes

La Figure 4.23 montre un ensemble de spectres obtenus sur le fil de 430nm de large en diffusion perpendiculaire. L'angle d'incidence par rapport à la normale de l'échantillon a été varié de 15° à 75° . La figure montre que certaines raies disparaissent pour des valeurs particulières de l'angle d'incidence. Ainsi le mode 3 disparaît pour un angle de 60° (indiqué par les flèches), le mode 4 pour 25° , le mode 5 pour une valeur comprise entre 45° et 60° ou bien entre 60° et 75° , le mode 6 pour 15° et le mode 7 pour 40° . Nous pensons que cet effet est du aux intégrales de recouvrement entre le profil du champ électromagnétique et les fonctions d'ondes des états à une particule constituant le mode en question, ou dans un langage à N-corps, le recouvrement du champ électromagnétique et de la fluctuation de densité de charge du plasmon [Jain, 85], qui s'annule (diminue fortement) pour certaines valeurs de l'angle d'incidence. Nous savons en effet que le profil transversale du champ électromagnétique évolue fortement avec l'angle. Faute de temps et bien que tous les outils aient été mis en place pour le démontrer (calcul du champ électromagnétique, calcul de la section efficace), nous n'avons pu faire l'analyse quantitative de cet effet.

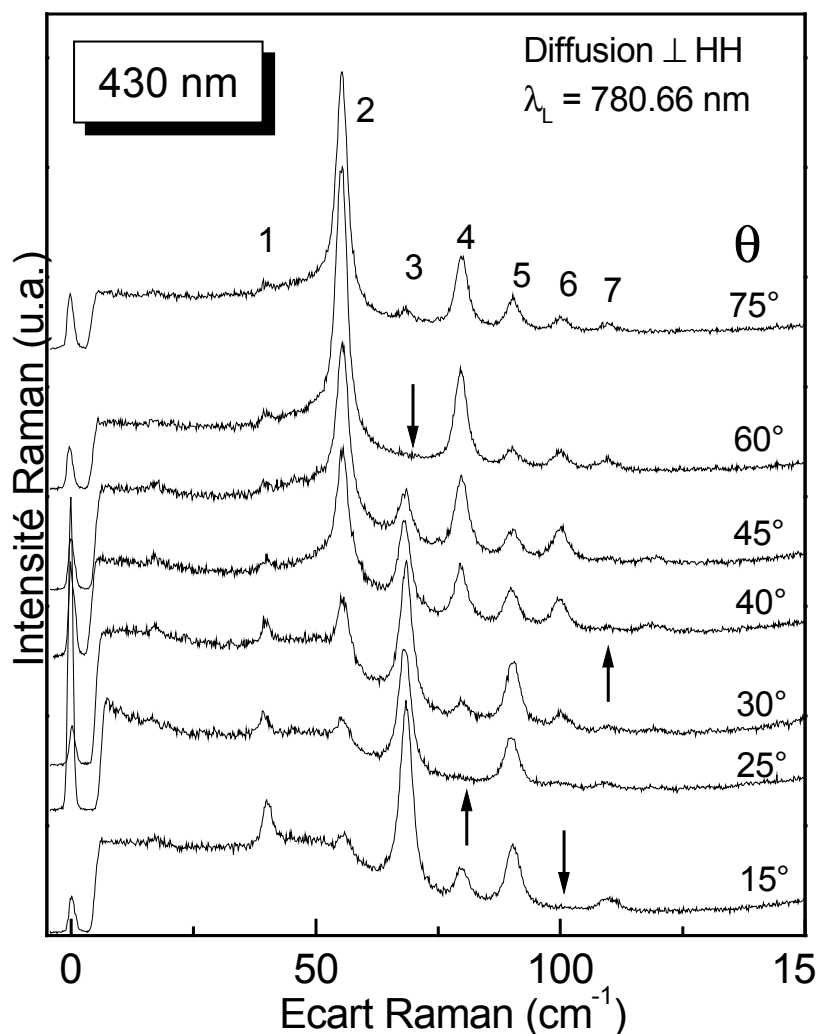


Figure 4.23 Spectres obtenus sur le fil de 430 nm de large en diffusion perpendiculaire et polarisations parallèles pour différents angles d'incidence par rapport à la normale de l'échantillon..

F - Fils plus étroits : premières observations

a - Observations expérimentales

Intéressons nous maintenant à l'échantillon M206IV. Bien que le plasmon du gaz bi-dimensionnel n'ait pas été observé, les plasmons uni-dimensionnels ont pu l'être. Le fil de 60 nm donne des résultats qualitativement similaires avec celui de l'échantillon JB08. 2 plasmons symétriques (mode d'Eliasson $n=0$ et $n=2$) sont observés en diffusion et polarisations parallèles et un plasmon antisymétrique (mode $n=1$) est visible en polarisations perpendiculaires. La Figure 4.24 montre la dispersion de la raie associée au plasmon intra-bande. Celle-ci s'élargit et s'amortit avec une largeur qui évolue de 4 cm^{-1} à 12 cm^{-1} , lorsque q

passe de $4 \mu\text{m}^{-1}$ à $16 \mu\text{m}^{-1}$. Les modes $n=1$ et $n=2$ ne dispersent pas et ont des largeurs du même ordre de grandeur que les largeurs respectives mesurées dans le fil 60 nm de l'échantillon JB08.

Pour les fils de 55, 50 et 45 nm une raie observée uniquement en polarisations parallèles et associée au plasmon intra-bande disperse avec le vecteur d'onde. Son énergie à vecteur d'onde fixé est de plus en plus proche du laser et elle s'élargit lorsque la taille du fil est réduite. Pour les fils de 50 et 45 nm, l'élargissement de la raie est tel qu'il est difficile d'en extraire une dispersion, cependant, nous observons clairement son émergence de la queue de luminescence chaude provoquée par le laser. Un plasmon antisymétrique associé au mode $n=1$ est observé en polarisations perpendiculaires dans les trois fils de 55, 50 et 45 nm.

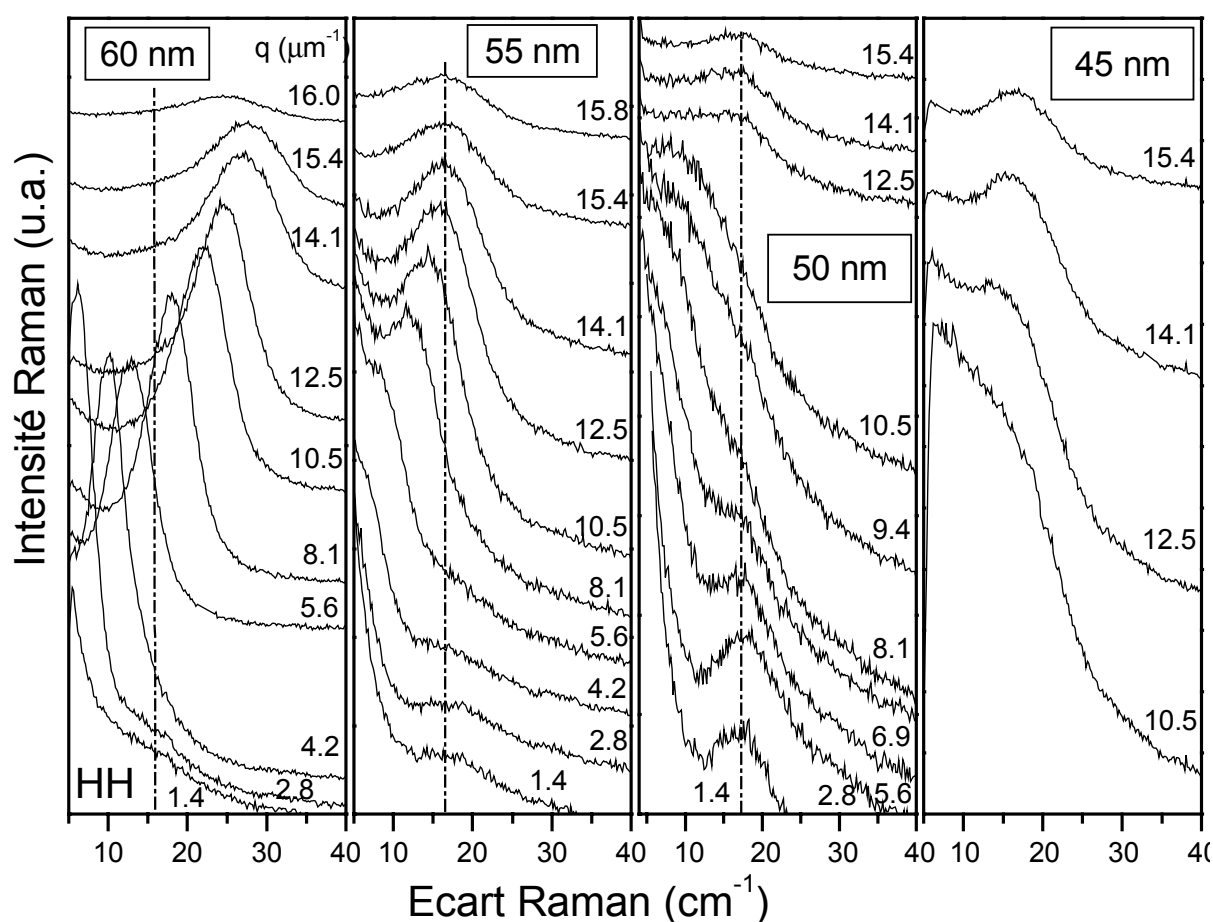


Figure 4.24 Spectres Raman obtenus sur les fils de 60, 55, 50 et 45 nm de l'échantillon M206IV, en diffusion et polarisations parallèles. Seule la dispersion du plasmon intra-bande est montrée. Une raie non-dispersive dont l'énergie est située vers 16 cm^{-1} est visible sur les spectres des fils 60, 55 et 50. Elle est masquée par le plasmon pour le fil de 45 nm..

Le fait nouveau dans ces fils est la présence d'une raie non-dispersive à basse énergie (autour de 15 cm^{-1}) qui n'apparaît qu'en polarisations parallèles. Cette raie est clairement visible pour les petits vecteurs d'onde sur les fils de 55, 50 nm. On devine sa présence sur les spectres du fil de 60 nm (pointée par l'axe vertical en pointillé mixte). Pour les tailles en dessous de 45 nm, aucun plasmon intra-bande n'a pu être mesuré et seule la raie non-dispersive persiste. Il semble que le plasmon intra-bande soit plus ou moins fortement couplé à cette excitation comme en témoigne les observations suivantes :

- Dans le fil de 60 nm, la raie du plasmon intra-bande traverse dans sa dispersion la position de cette raie non-dispersive. Toutefois son élargissement augmente avec q lors de sa dispersion.
- Dans les fils de 55 et 50 nm, la plasmon intra-bande disperse tant que son énergie est inférieure à celle de la raie non-dispersive, la dispersion s'aplatit lorsque la plasmon atteint la raie.

La

Figure 4.25 montre l'évolution de la position de la raie avec la taille des fils. Celle-ci est relativement constante tant que la largeur reste supérieure à 40 nm, pour les tailles en dessous, elle se décale faiblement vers les hautes énergies lorsque le fil se rétrécit. Son élargissement (difficilement mesurable) reste qualitativement constant sur tous les fils.

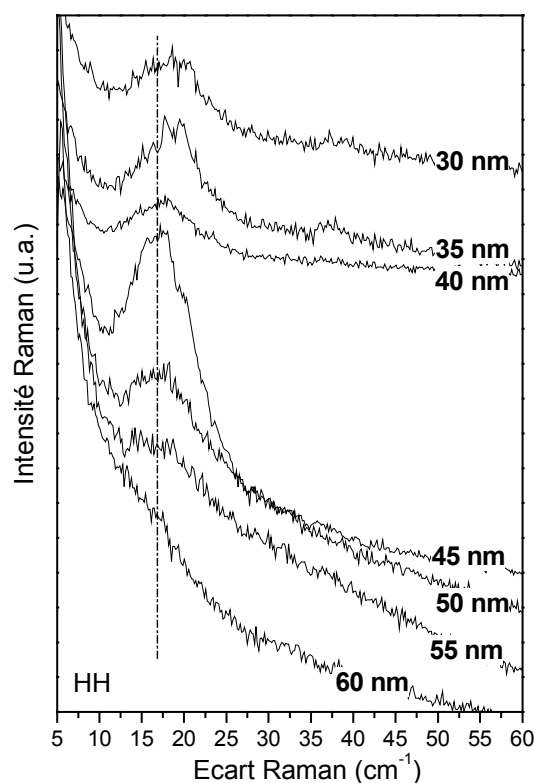


Figure 4.25 Spectres Raman montrant l'évolution de la position de la raie non-dispersive en fonction de la largeur du fil.

b - Interprétation

Notre interprétation est la suivante : cette raie ne peut être associée ni à des SPE (car elle disparaît en polarisation croisée et son énergie ($15\text{-}16\text{ cm}^{-1}$) est trop faible pour les tailles de fils en présence) ni à une fluctuation de spin (car elle disparaît en polarisation croisée). Elle ne peut être un mode plasmon de même nature que tous les autres plasmons que nous avons observés. Car si c'était le cas, elle serait un plasmon symétrique (car elle est observable uniquement en polarisation parallèle) et elle serait donc fortement couplée au plasmon intra-bande du fil de 60 nm. La dispersion de ce dernier ne pourrait croiser la raie. Elle pourrait être un phonon longitudinal acoustique confiné par le potentiel du fil. Ceux-ci sont couplés aux plasmons par leur champ longitudinal commun [Wendler, 91]. Supposons que tel en soit le cas, supposons que l'interface oxide/GaAs réalise un confinement parfait pour les phonons, la vitesse du son dans le GaAs étant de 4.7 km/s , l'énergie des phonons confinés serait de 2 cm^{-1} pour fil de 40 nm de large. Ce calcul supposant un confinement parfait livre donc une valeur maximum de l'énergie. Cette raie n'est donc pas un phonon.

Nous proposons alors les deux explications suivantes :

- Elle est issue d'un niveau d'impureté présent sur les surfaces latérales du fil quantique. Elle s'apparenterait à une excitation à une particule mais faisant intervenir des transitions entre états d'impuretés. Nous verrons dans le chapitre suivant que la population d'électrons sur

ces états d'impuretés devient en effet comparable à celle du gaz d'électrons pour les fils dont la taille est inférieure à 60 nm. Ceci expliquerait que cette excitation n'ait pas été visible dans les fils plus larges ou la population d'électrons piégés est bien inférieure à celle du gaz. Un état d'impureté est fortement localisé sur la surface latérale et son énergie dépend donc faiblement du potentiel de confinement du fil en accord avec l'observation expérimentale.

- Elle correspond à un plasmon localisé longitudinalement (dans la direction du fil). En effet la taille de ces fils devient comparable à la distance moyenne entre atomes donneurs ionisés (18 nm pour une densité de $3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$) et il n'est plus possible d'ignorer leur nature discrète, alors qu'ils étaient jusqu'ici modélisés par une densité de charge continue et uniforme. Leurs positions aléatoires dans leur plan de dopage créent des fluctuations dans leur potentiel coulombien visible par les électrons. La Figure 4.26 montre le potentiel de ces impuretés calculé pour des fils de 60 nm et 30 nm de large. Elle montre que la longueur caractéristique des fluctuations longitudinales du potentiel (L_{fluct}) diminue lorsque la taille du fil est réduite (On imagine que pour des tailles telles qu'il n'y ait plus qu'une seule impureté dans la largeur, cette longueur de fluctuation tend vers la distance inter-impureté de 18 nm). Ce calcul n'a pas tenu compte de l'écrantage du potentiel par les électrons. On s'attend à ce que celui-ci diminue fortement les amplitudes des fluctuations du potentiel, c'est pourquoi nous ne commenterons pas les amplitudes calculées par ce modèle simpliste. Qu'en est-il de la longueur caractéristique des fluctuations ? Il a été montré [Nixon, 90] que l'écrantage atténue fortement les fluctuations à courte distance, mais n'efface pas celle à longue distance. Notre déduction de la longueur de fluctuation sans tenir compte de l'écrantage est donc pertinente. Les amplitudes des fluctuations du potentiel sont susceptibles de localiser les plasmons. Un certain nombre de modes confinés apparaissent dans chacun des puits de potentiel de longueur L_{fluct} . Un ordre de grandeur de leur énergie se calcule en appliquant des conditions aux limites stationnaires sur le vecteur d'onde de plasmon : ils ont l'énergie $\omega_0(q_c = \pi/L_{fluct})$ où $\omega_0(q)$ est la dispersion du plasmon intra-bande.

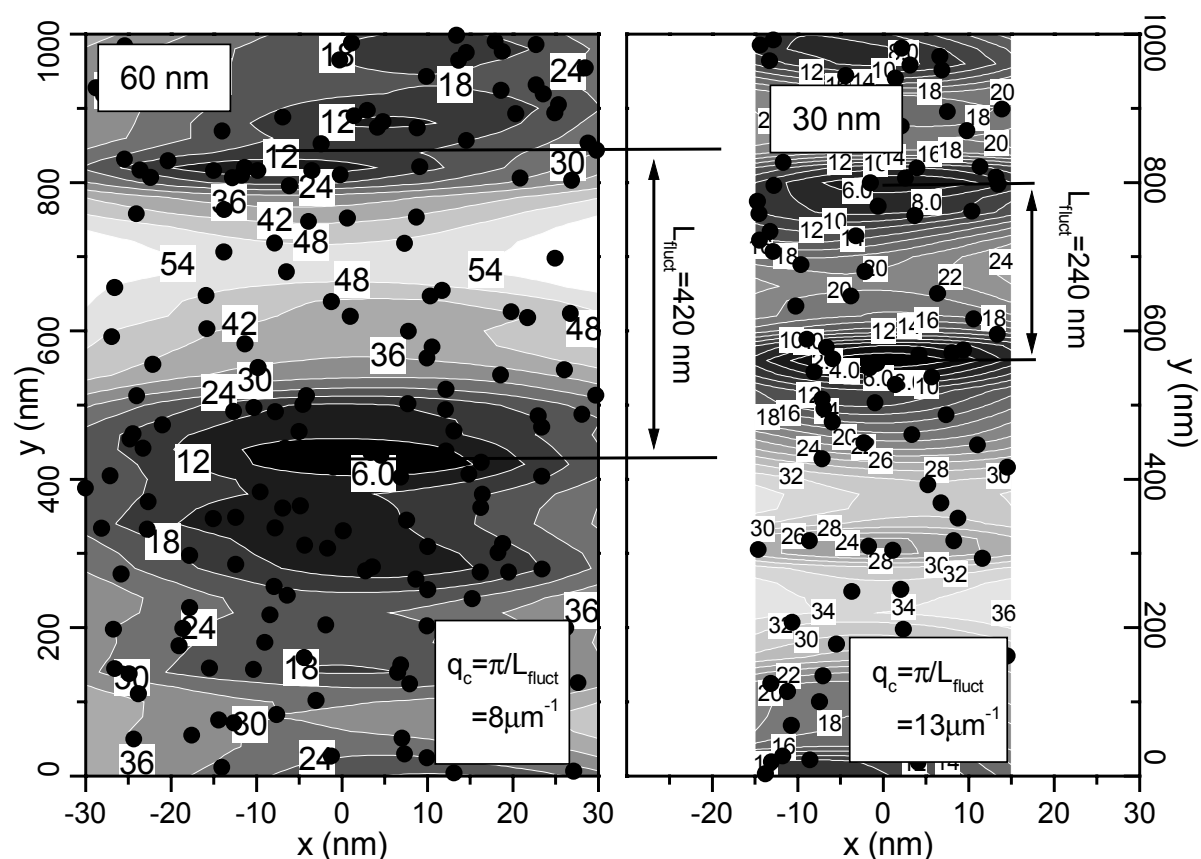


Figure 4.26 Calcul du potentiel crée par les impuretés ionisées (points noirs) dans des fils de 60 nm (gauche) et 30 nm (droite). Les contours sont les courbes isopotentielles, leur valeur est donnée en meV. Des niveaux de couleurs variant du noir (minimum) au blanc (maximum) ont été utilisés pour faciliter la lecture. Les impuretés ont été réparties aléatoirement dans un espace de longueur $1 \mu m$ et de largeur celle du fil. Pour éviter les effets de bord, l'espace a été périodisé 200 fois dans la direction y . Une densité de $3 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ a été supposée avec un espacement de 20 nm. On a introduit un potentiel répulsif entre impureté pour rendre leur répartition plus réaliste. La longueur caractéristique des fluctuation longitudinales du potentiel est mesurée (L_{fluct}) il lui correspond un vecteur d'onde de confinement (q_c).

La Figure 4.27 montre les dispersion des plamsons intra-bande mesurées dans les fils de 60, 55 et 50 nm. Elle montre également les énergies des plasmons localisés observés dans les fils de 55, 50, 40 et 30 nm. Pour les fils de 55 et 50 nm, où le plasmon dispersif et le plasmon localisé coexistent, il est possible de déduire le vecteur d'onde de confinement (q_c) du mode localisé. Nous voyons que les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles données par le calcul du potentiel. L'énergie de confinement longitudinale croissante est compensée en partie par la diminution du nombre d'électrons lorsque la largeur du fil est réduite. Ceci explique la faible variation de l'énergie du plasmon confiné avec la taille du fil.

L'hypothèse de la coexistence d'un Plasmon localisé et d'un plasmon dispersif dans les fils de 60, 55, 50 et 45 nm paraît donc raisonnable.

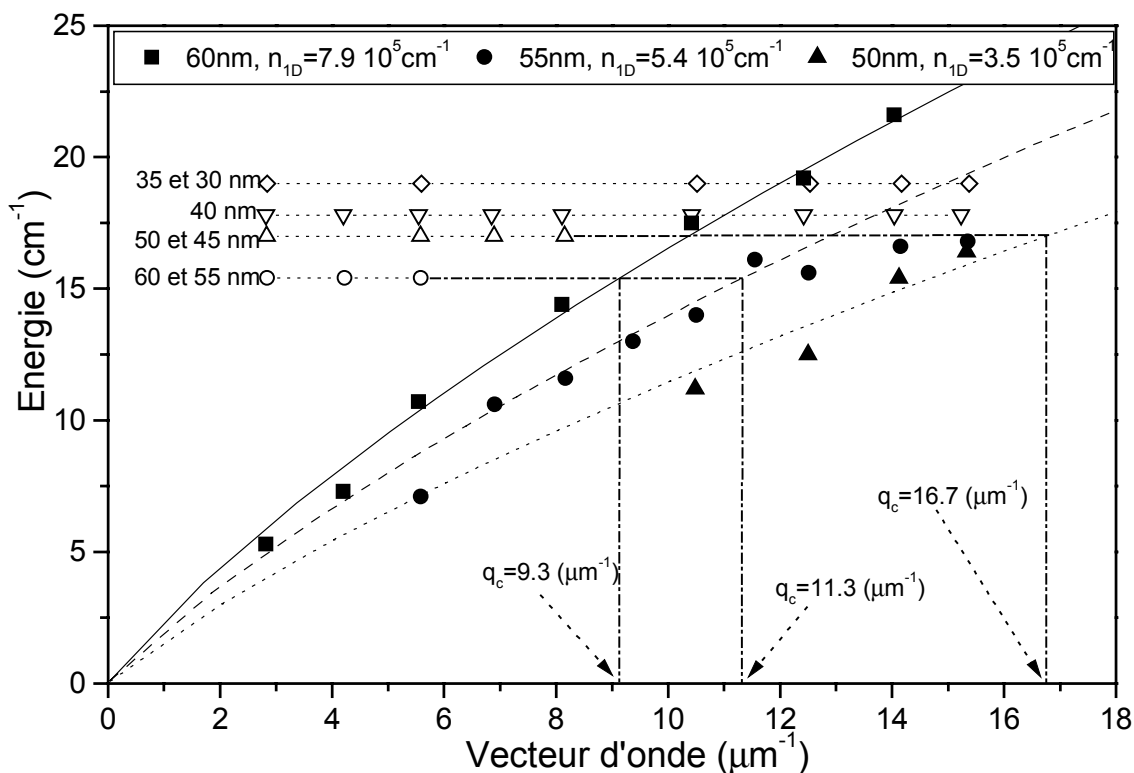


Figure 4.27 Ajustement de la dispersion des plasmons (symboles pleins) avec le modèle d'Eliasson et évolution de la position de la raie non dispersive (symboles vides)

c - Analyse des dispersions des fils 60 et 55 nm

La Figure 4.27 montre les dispersion expérimentales des fils de 60 et 55 nm. Un ajustement avec le modèle d'Eliasson nous permet d'extraire la densité linéique du gaz d'électrons que nous gardons comme dans le paragraphe (E-e) comme seul paramètre pertinent. Dans ces deux fils, la plasmon intra-bande et le plasmon antisymétrique $n=1$ ont pu être mesurés avec une bonne précision contrairement au plasmon $n=2$. Nous utilisons ces mesures pour trouver la largeur du potentiel équivalent en ajustant les dispersions avec le modèle RPA. La Figure 4.28 montre les résultats. Il en découle que le fil de 60 nm possède deux sous-bandes occupées et que le fil de 55 nm n'en possède qu'une. Les fils de 50 et 45 nm, ayant moins d'électrons n'auront alors qu'une seule sous-bande peuplée. Cela démontre que la limite quantique pour laquelle le fil ne possède qu'une seule sous-bande occupée est atteinte sur cet

échantillon pour les tailles de fils inférieures à 55 nm. Un plasmon dispersif est observé jusqu'à 45 nm, largeur en dessous de laquelle, il n'y a que des excitations localisées.

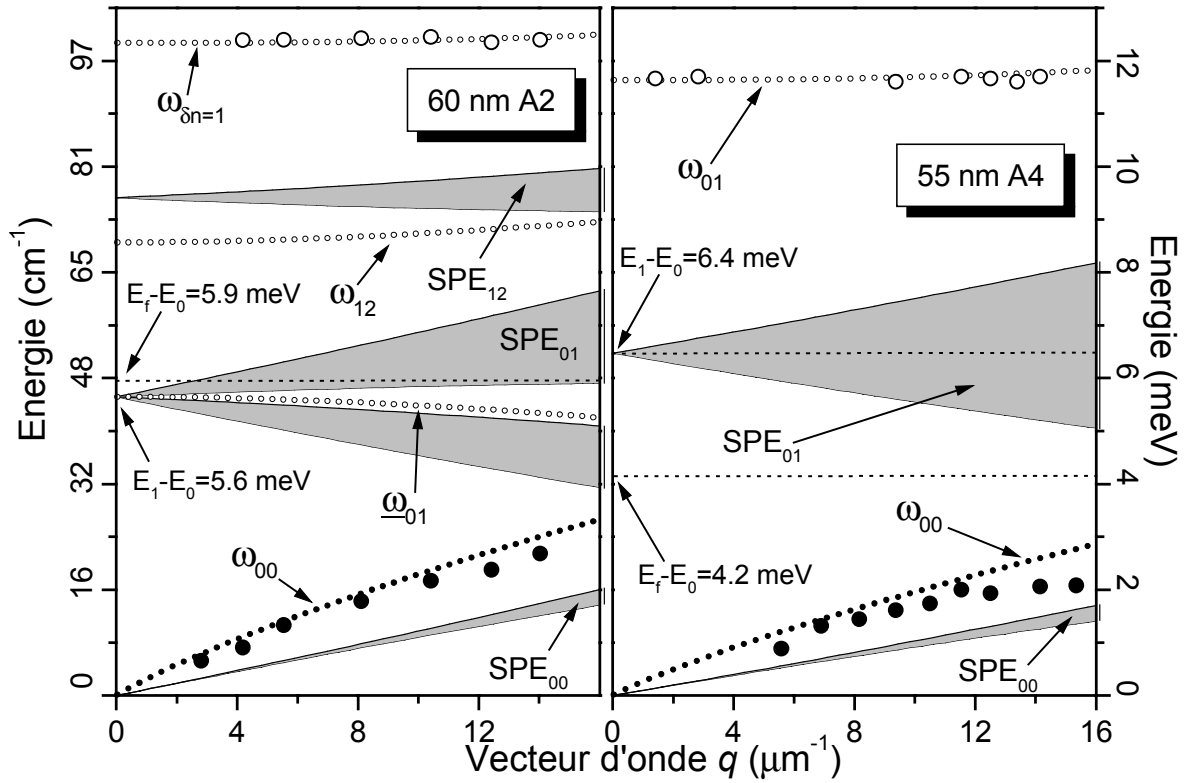


Figure 4.28 Ajustement avec le modèle RPA des dispersions du plasmon intra-bande et du plasmon antisymétrique pour les fils de 60 nm ($2a=55$ nm, $n_{2D}=1.45$, 2 sous-bandes occupées) et 55 nm. ($2a=51$ nm, $n_{2D}=1.07$, 1 sous-bande occupée).

G - Conclusion

Nous avons observé par diffusion inélastique de la lumière les excitations d'un gaz d'électrons quasi-unidimensionnel. Celles-ci sont clairement identifiées à l'aide des règles de sélection que nous avons établies théoriquement dans le chapitre précédent dont nous apportons de fait la preuve expérimentale. Les excitations sont des plasmons quasi-unidimensionnel. Nous n'observons ni de SPE, ni de fluctuations de densité de spin dans les mêmes conditions expérimentales. Nous avons pu mesurer les dispersions des plasmons sur un ensemble de fils dont la largeur s'étend de 1 μ m à 45 nm. Au dessous de 45 nm, aucun plasmon dispersif n'a pu être mesuré, nous mesurons tout de même des excitations de nature électronique qui semble être localisées. Ce travail constitue à notre connaissance, la première mesure claire par

diffusion Raman de la dispersion des plasmons quasi-unidimensionnel sur des fils quantiques obtenus par gravure profonde. Il constitue également l'unique observation des plasmons dans des fils gravés profonds de dimension aussi réduite que 45 nm. Un ajustement systématique de la dispersion des plasmons avec un modèle hydrodynamique pour les largeurs supérieures à 60nm démontre la validité de ce modèle et montre que nous contrôlons la distribution latérale des électrons du gaz par la largeur nominale des fils. Pour les largeurs inférieures, l'ajustement avec un modèle RPA a permis d'extraire le nombre de sous-bande occupées par le gaz d'électrons. Nous montrons qu'il est possible avec cette technologie d'atteindre la limite quantique avant que le désordre ne gouverne les excitations du gaz d'électrons.

Chapitre Cinq

Analyse du potentiel de confinement

LATERAL ELECTRON CONFINEMENT IN NARROW DEEP ETCHED WIRES

Florent PEREZ¹, Sylvie ZANIER², Sophie HAMEAU², Bernard JUSSERAND¹,

Yves GULDNER², and Bernard ETIENNE³

1 - France Telecom/CNET/Laboratoire de Bagneux, B.P.107, 92225 Bagneux Cedex, France

2 – Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Normale Supérieure,

24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

3 - CNRS/L2M, B.P.107, 92225 Bagneux Cedex, France

ABSTRACT

Narrow dry deep etched GaAs/GaAlAs quantum wires with modulation doping are investigated by electronic Raman scattering (RS) and far infrared magnetotransmission (FIR). Laterally confined plasmon and magnetoplasmon dispersions and intensities lead to the determination of the confinement potential and the free and trapped electron densities. Free electrons are observed down to a critical width w_c , significantly smaller under strong illumination (RS, $w_c=50$ nm) than in dark conditions (FIR, $w_c=130$ nm). The induced changes of the external confining potential and lateral electron distribution are analysed in terms of a semiclassical electrostatic approach.

Advances in the microfabrication techniques of semiconductors have given access to devices with one-dimensional (1D) confinement of electrons [1]. Among the different techniques to achieve the lateral confinement, deep reactive ion etching (RIE) provides the greatest flexibility to realize arbitrary geometries. However, it suffers from the limitations in the lowest size easily realizable and from the presence of a high density of etching defects created on the lateral sidewalls of the quantum well. These defects are likely to capture the mobile carriers from the wire and depletion length of the order of 500nm have been reported [2], preventing the realization of well-controlled quasi-one-dimensional electron gas (1DEG). We have shown previously from the observation by electronic Raman scattering of narrow lines related to the laterally confined plasmons that an electrochemical oxidation after the RIE process leads to high quality 1DEGs with lateral size below 100nm [3,4]. In this work, we report on a quantitative comparison of Raman scattering (RS) and far infrared (FIR) determinations of the plasmon excitations. In RS we deduce the abrupt lateral distribution of free electrons and the critical width where their density vanishes from the dispersion along the wire axis of several laterally confined plasmons. In FIR we deduce the nearly parabolic shape of the external confinement potential and a significantly larger critical width from the position and the intensity of the single magnetoplasmon resonance. All experimental data are analysed in terms of a semiclassical electrostatic approach.

Starting from a 18nm thick modulation doped GaAs/GaAlAs single quantum well with a two-dimensional density $n_s = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ and a mobility of $7.0 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ at 4K, the quantum wires have been prepared by reactive ion etching with a etch depth of 300nm, much deeper than the quantum well, located at 150nm below the surface. The patterns have been defined by standard electronic nano-lithography techniques. The damaged part of the lateral surfaces of the wires have been passivated by anodic oxidation [5]. This additional process results in the formation of an isotropic oxide layer with a thickness of 40nm. The oxidation reduces by 80nm the lateral size of the active region and limits the electron trapping in the damaged part. The nominal wire width w is then defined as the etched width, measured by SEM micrography, corrected from the oxide thickness.

Arrays of quantum wires of width $30\text{nm} < w < 520\text{nm}$ have been investigated at 2K by Raman spectroscopy. Quasi-backscattering experiments have been performed with an incident laser energy ($\sim 1.59\text{eV}$) in strong resonance with interband transitions associated to the second conduction subband of the GaAs single quantum well and an incident power density between 1 and 10W/mm^2 . Several laterally confined plasmon modes, labelled p , are observed with frequencies independent of the incident power. The corresponding dispersions along the wire axis are shown in Fig.1a. The plasmon wavevector transferred to the 1DEG along the wire axis is varied according to the following relation : $q = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin\theta_i + \sin\theta_s)\cos\varphi$, where λ is the incident wavelength, θ_i and θ_s the incidence angle of the incoming and scattered light, respectively, and φ the angle between the plane of incidence and the wire axis. In the classical description of the plasmon dispersion in wires[6], the electron gas is confined in an infinitely thin sheet along the growth axis z , while an abrupt equilibrium density with a steplike profile is assumed along the x direction, perpendicular to the wire axis y . In a semi-classical approach, however, the curvature of the equilibrium density profile near a surface is connected with the depletion length of the electron gas [7]. This property has already been used [8] to determine the depletion length of two-dimensional electron-disk, using edge magneto-plasmon dispersion. Side depletion lengths $\approx 500\text{nm}$ have been measured in deep etched heterostructures, in agreement with the results of transport measurements in quantum wires [2]. In this work, we intend to go beyond the simplified description [6] and to extract from the plasmon dispersion the lateral density distribution, which is related to the lateral depletion length. We compare our experimental results to the theoretical dispersions calculated in the frame of the hydrodynamic model, assuming several different smooth profiles of the equilibrium density n_0 , defined by the electrical parameters (the 2D electron density n_s and the electrical width w_{el}) and by an integer form parameter n :

$$n_0(x) = n_s \left(1 + \frac{1}{2n}\right) \left[1 - \left(\frac{2x}{w_{el}}\right)^{2n}\right]$$

When n grows from unity to infinity, the profile evolves from a parabolic-one to a steplike-one. Apart mode $p=0$, whose dispersion is independent of n for $qw_{el} \ll 1$, the mode dispersion depends

more and more on the form parameter as p increases. Fig. 1a shows the best fit of the experimental dispersions using different n -profile and adjusting w_{el} for each n . For wire width above 200nm, only dispersions calculated using $n>10$ well reproduce the experimental data. We thereby demonstrate the nearly abrupt character of the density profile.

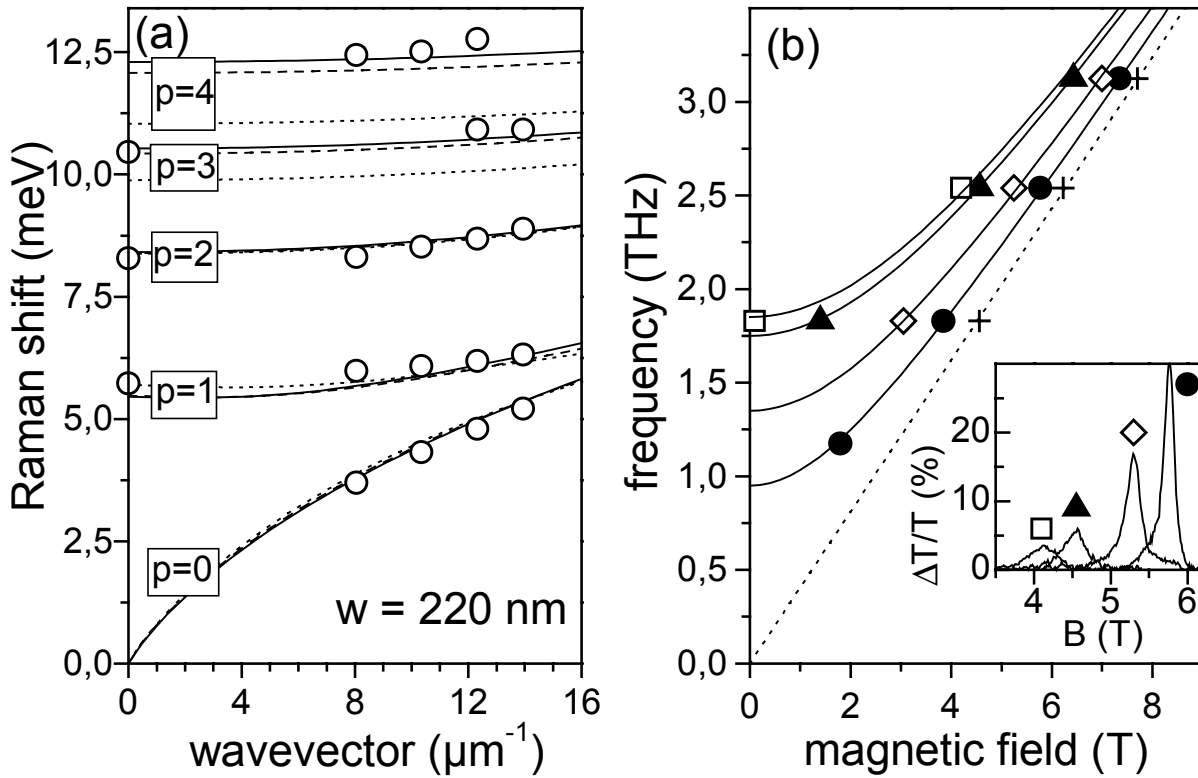


Fig.1a: Plasmon dispersions determined by RS experiments (open circles) compared with calculated dispersions using $n=4$ (dotted lines), $n=10$ (dashed lines) and $n=\infty$ (solid lines). p labels the different confined plasmons. **Fig.1b:** Magnetic field dispersion of the FIR plasmon resonance (experiments: symbols, theory: solid lines) for various wire arrays: $w=1050\text{nm}$ (full circles), 450nm (diamonds), 210nm (triangles), 180nm (open squares). The corresponding resonance transmission intensities at 2540GHz are shown in the inset. The crosses and the dashed line represents the experimental and calculated cyclotron resonance of the original 2DEG.

For thinner wires, we do not observe confined plasmons with sufficiently high indices to obtain an accurate determination of the profile abruptness. However, we have been able to

observe dispersive plasmons ($p=0$) for wire width down to 45nm, and thanks to the weak sensitivity of this dispersion to the exact profile, we have deduced the corresponding linear density n_l which is shown in Fig.2 as a function of the nominal width w (open circles). The one-dimensional density n_l varies quasi-linearly with w and is well described by the expression $n_s(w-w_c)$. Surface states on the etched sidewalls must be taken into account to understand this dependence. w_c is the critical width, below which the free electron density vanishes. The trapped electron density $n_s w_c$ is therefore found to be independent of the wire width. The linear fit to the data extrapolates for vanishing n_l to $40 < w_c < 80$ nm. As we systematically observe free electrons in 50nm thick wires, a critical width of 50nm is more likely, corresponding to a total trapped electron density of $2.5 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$.

In order to estimate the effects induced by the strong illumination used in the Raman experiments, arrays of quantum wires of width $180\text{nm} < w < 1050\text{nm}$ have been investigated at 2K by FIR transmission experiments in perpendicular magnetic field B , using a molecular laser in the spectral range $\lambda=96\text{-}300\mu\text{m}$. A persistent electron population is evidenced in all arrays after a few seconds illumination with a red LED. The magnetotransmission spectra show a single resonance which corresponds to the first confined plasmon mode ($p=1$). The absence of any other features in the transmission spectra (for instance interaction with Bernstein modes [9]) suggests the existence of a nearly parabolic external confinement potential of eigenfrequency ω_{ext} . In such an external potential, the resonance frequency in a quantum wire is independent of the electron-electron interaction and is given by $\omega = \sqrt{\omega_{ext}^2 + \omega_c^2}$ where ω_c is the cyclotron frequency [10,11]. The magnetic field dispersions are plotted in Fig.1b for several arrays and are well described by the above equation (solid lines) leading to the accurate determination of ω_{ext} . Moreover, the relative change in transmission $\Delta T/T$ decreases when w is reduced, as illustrated in the inset of Fig.1b. In the framework of a Drude formalism, the resonance integrated intensity at high frequency ($\omega > 2500\text{GHz}$), where ω approaches ω_c , is proportional to n_l/d , where d is the array period [12]. The linear density n_l deduced from the resonance intensity is shown in Fig.2 as a function of w . n_l is found to vary linearly with w , extrapolating to zero at $w_c=130\text{nm}$. This dependence is

consistent with the expression $n_I = n_s(w - w_c)$ previously derived and with a trapped electron linear density $n_s w_c = 6.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$.

The critical width, lateral electron distribution and confinement potential of the 1DEGs obtained from the analysis of the experiment data under different illuminations, can be related to the wire geometry using a simple electrostatic model (see the inset in Fig.3), taking into account the main contributions to the external potential acting on the 2DEG: 1) the oxide-semiconductor interface potential, taken as an infinite potential step on each side of the wire, 2) the potential due to ionized remote donors, modeled as a constant two dimensional density distributed in the doping layer, 3) the surface potential due to trapped electrons, modeled as a constant two dimensional density distributed at the lateral oxide-semiconductor interfaces. The mobile electrons are distributed within the wire according to the total potential which is the sum of the external potentials and of the electron-electron potential. As $w > 40 \text{ nm}$, we have neglected the electron 1D-quantization and described the mobile electrons within the Thomas-Fermi approximation.

Assuming that the surface states pin the Fermi-level at a position δ below the conduction band-edge on each side of the wire, we have determined the distribution of the available electrons between the surface traps and the free electron gas. As illustrated in Fig.2, the free electron density n_I , calculated for different values of δ varies quasi-linearly with w . The assumption of a δ value independent of w correctly describe the experimental results. Contrary to the usual description (Fermi-level at "mid-gap", $\delta = 750 \text{ meV}$, consistent with a large critical width), the measured densities correspond to $\delta < 100 \text{ meV}$ in RS data, while they are close to $\delta = 200 \text{ meV}$ in FIR experiments. We show in the inset of Fig.2 the corresponding variations of the free electron density profile as a function of δ for a 420 nm wire. For $\delta = 100 \text{ meV}$, the density distribution is clearly abrupt, in excellent agreement with the density profile deduced from the RS plasmon dispersion.

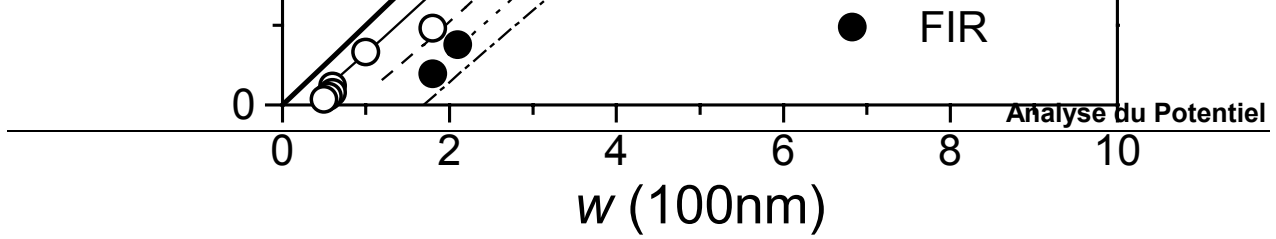


Fig.2: 1D electron density n_1 determined from RS data (open circles) and FIR data (full circles) compared to the variations $n_1(w)$ calculated for various Fermi level energy δ . The bold solid line gives the total number of electrons in the wire. The inset shows the density profile $n_0(x)$ calculated for $w=420\text{nm}$ with the same values of δ .

Moreover, Fig.3 presents a comparison between the RS and FIR electron excitations deduced from the experiments. The FIR resonance energy at $B=0$ and the $p=1$ RS peak energy at $q=0$ are shown for the various investigated samples (symbols in Fig.3). The Raman data systematically lie below the FIR values, evidencing the influence of the strong illumination used in RS experiments onto the electron gas. Using the electrostatic model described in the inset of Fig.3, the external potential is computed as a function of w . A simple way to take into account the image charge effects is to introduce an effective dielectric constant $\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_{GaAs} + 1}{2}$ [13], where ϵ_{GaAs} is the GaAs dielectric constant. For all w , a nearly parabolic potential is obtained and ω_{ext} can be deduced from its curvature. The calculated dependence $\omega_{ext}(w)$ using the previously deduced charge densities on the sidewalls, $2.5 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$ for RS conditions and $6.5 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$ for FIR experiments, is shown in Fig.3 by the dashed and solid lines respectively. The good agreement with the FIR data shows that the external potential is indeed quasi-parabolic in the wire region where free electrons are confined. Under strong illumination (RS), the calculated curvature of the external potential decreases due to the reduction of the trapped electron density. This partially explains the difference between the FIR and RS frequencies. Nevertheless, the larger experimental difference cannot be accounted by our model. As free electrons occupy a wider region in RS than in FIR conditions, this difference might reflect the sensitivity of the free electrons to the deviations from a pure parabolic potential, which are stronger close to the sidewalls.

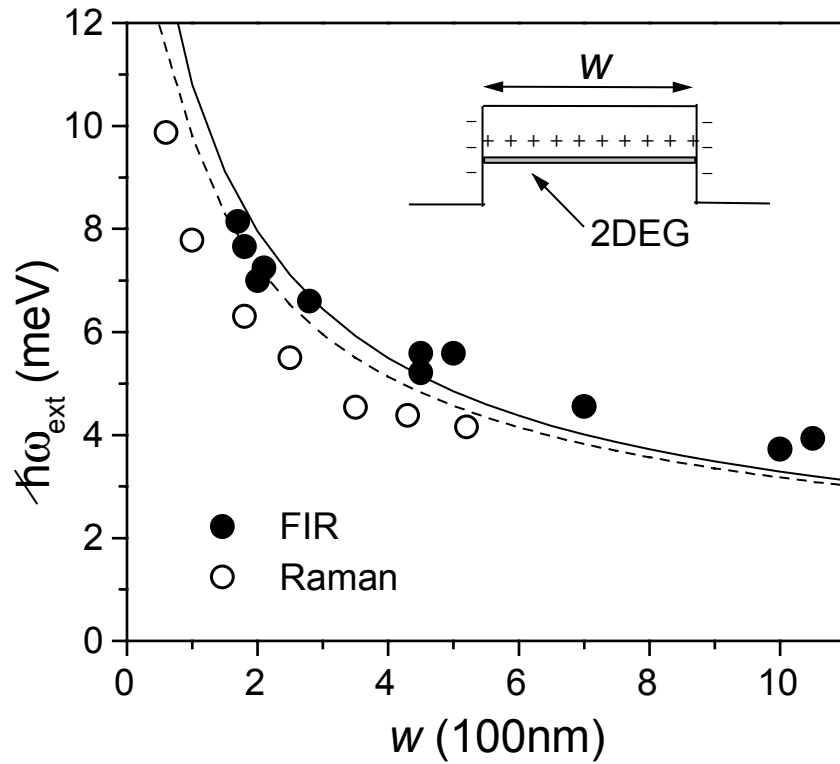


Fig.3: FIR resonance position at $B=0$ and $p=1$ RS peak energy at $q=0$ for the various investigated samples (symbols). The dashed and solid lines are the dependence $\omega_{\text{ext}}(w)$ calculated using a trapped electron density of $2.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ and $6.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ respectively. The wire model used in the calculations is shown in the inset.

To conclude, we have observed plasmon resonance signal for wire width down to 45nm by Raman Spectroscopy and down to 180nm by FIR transmission. We have deduced the critical width and the corresponding external potential in dry deep etched quantum wires under different illumination conditions. This analysis leads to critical widths (RS : 50nm, FIR : 130nm) significantly smaller than previously reported. This result is attributed to both illumination effect and technological improvement: strong illumination induces a partial transfer of the electrons trapped at the lateral surfaces to free electron gas, and the presence of oxide interface also allows a significant reduction of the depletion length. Finally, this study demonstrates the ability of

Raman Spectroscopy and FIR magnetotransmission experiment to accurately determine the lateral electron distribution in nanostructures.

REFERENCES

- [1] For a review, see the Proceedings of the Seventh International Conference on Modulated Semiconductor Structures, *Solid State Electronics* **40**, 1-824 (1996)
- [2] K. K. Choi, D. C. Tsui and K. Alavi, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 110 (1987)
- [3] C. Dahl, B. Jusserand and B. Etienne, *Solid-State Electron.* **40**, 261 (1996)
- [4] F. Perez, B. Jusserand, C. Dahl, M. Filoche, L. Ferlazzo-Manin and B. Etienne, *Phys. Rev. B* **54**, R11098 (1996)
- [5] J. Y. Marzin, A. Izrael and L. Birotheau, *Solid State Electronics* **37**, 1091 (1994)
- [6] G. Eliasson, J.W. Wu, P. Hawrylak and J.J. Quinn, *Solid State Commun.* **60**, 41 (1986)
- [7] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992)
- [8] C. Dahl, S. Manus, J. P. Kotthaus, H. Nickel and W. Schlapp, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2271 (1995)
- [9] V. Gudmundsson, A. Brataas, P. Grambow, B. Meurer, T. Kurth and D. Heitmann, *Phys. Rev. B* **51**, 17744 (1995)
- [10] L. Brey, N. F. Johnson and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **40**, 10647 (1989)
- [11] Q. P. Li, K. Karrai, S. K. Yip, S. Das Sarma and H. D. Drew, *Phys. Rev. B* **43**, 5151 (1991)
- [12] B. A. Wilson, S. J. Allen and D. C. Tsui, *Phys. Rev. B* **24**, 5887 (1981)
- [13] S. P. Riege, T. Kurth, F. Runkel, D. Heitmann and K. Eberl, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 111 (1997)

Chapitre Six

Repliement et confinement de plasmons : les fils modulés

FOLDED AND CONFINED ONE-DIMENSIONAL PLASMONS
IN MODULATED WIRES

Florent Perez, Bernard Jusserand, Claus Dahl* and Marcel Filoche

France Télécom/CNET/Paris B, Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue Henri Ravera, 92220
Bagneux, France

Laurence Ferlazzo-Manin and Bernard Etienne

Laboratoire de Microstructures et Microélectronique, CNRS, 196 Avenue Henri Ravera, 92220
Bagneux, France

ABSTRACT

We demonstrate theoretically and experimentally that one-dimensional plasmons confined in doped wires are either extended or longitudinally confined when the lateral width of the wires is periodically modulated. Theoretical dispersion curves, calculated within a classical frame, well reproduce the experimental dispersion deduced from Raman scattering on deep etched modulated wires. Zone-edge gap openings, increasing with the modulation amplitude, are exhibited. We show that deep etching allows a good control of complex geometries and provides quasi-abrupt boundary conditions.

Advances in the microfabrication techniques of semiconductors [1] have given access to devices with one-dimensional (1D) confinement of electrons. Unique electrical properties have been predicted such as high electron mobility[2]. Quantized conductances[3] and improved transconductance in field effect transistors[4] have been reported. The plasmon dispersion is a very sensitive probe for important physical parameters of these devices such as the electron density distribution and the electrostatic confinement potential. A classical description of the plasmon dispersion in wires has been proposed by Eliasson and coworkers [5]. It applies when the lateral size is such that single electron quantization is negligible ($>30\text{nm}$ typically). The predicted dispersions have been successfully tested recently [6,7] on deep etched wires studied by Raman scattering. Experimental plasmon frequencies for other fundamental geometries such as circular dots[8] and rings[9] could likewise be explained within the classical models [10,11]. For more complicated lateral confinement geometries, the long-range character of the electron-electron interaction renders the numerical problem increasingly difficult. From the experimental side, the fabrication of such devices on a nanometer scale necessitates innovative steps in semiconductor process technology. The spectroscopy of such systems is thus very useful to further analyse the physics of the low-dimensionnal electron-gas, in particular to understand the influence of lateral boundaries on its electronic and optical properties, and to contribute to the assessment of their ultimate dimensions.

In this communication, we present an experimental and theoretical determination of the plasmon dispersion in wires with a strong periodic modulation of the lateral size along the wire axis. We describe a numerical solution for the plasmon dispersion in laterally confined 2D electron systems. Its predictions are in excellent agreement with the experimental dispersion, which we have measured by Raman scattering on deep etched modulation doped GaAs quantum wells. We demonstrate the appearance of both extended and confined 1D plasmons and analyse the criteria for the existence of these two behaviors. The dispersion of extended 1D plasmons displays energy gaps at zone center and zone edge, reflecting the longitudinal modulation. The energies of confined 1D plasmons are significantly modified due to the long range character of the Coulomb interaction.

We have fabricated modulated wires by deep reactive ion etching of a GaAs/GaAlAs modulation doped single quantum well, followed by an anodic oxydation to passivate the damaged part on the lateral surfaces of the wires [12]. The initial sample and the process are identical to the one already described in Ref.6 for the fabrication of unmodulated wires. We have realized arrays of 160 parallel, $160\mu\text{m}$ -long periodically modulated wires. The period of the array ($1\mu\text{m}$) prevents any significant electrostatic coupling between the wires. Three different arrays have been realized in order to investigate both a change in the modulation amplitude at fixed period (sample A and B) and a change in the modulation period with close modulation amplitude (sample A and C). Fig 1. shows a scanning electron microscopy photograph (SEM) which illustrates the good definition of the modulated profile. We give in Table 1 for each sample the nominal parameters a, b, c, d according to the definitions shown in Fig.1. An accurate determination of these parameters from the SEM micrograph is difficult due to the complexity of the profile. The oxydation rate, which appears to be highly isotropic, has been previously calibrated on unmodulated wires. We have thus determined a, b, c, d according to the method developed in Ref.6 for unmodulated wires : the coded width, corrected from the oxyde thickness (48 nm on each surface).

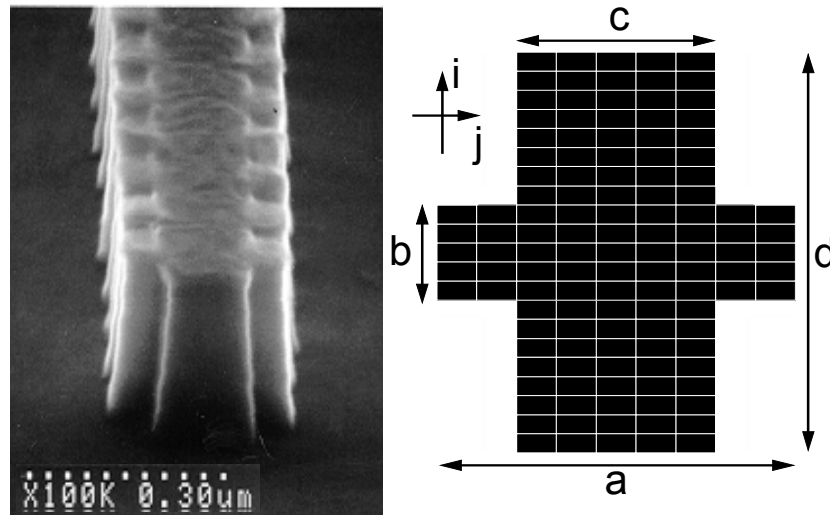


Fig.1 (left) SEM micrograph of sample A, (right) schematic representation of the discretization grid and definition of the model parameters within the unit cell.

Dimensions (nm)	A		B		C	
	nominal	electrical	nominal	electrical	nominal	electrical
d	250	250	250	250	300	300
a	184	172	184	160	200	200
c	84	96	44	50	100	127
b	34	50	34	50	90	90
density (10^{11} cm^{-2})	-	5.9	-	5.3	-	4

Table 1 Comparison between the nominal parameters of the three different samples studied in this work, and the one deduced from the fit of the plasmon dispersions to our classical model.

Raman quasi-backscattering experiments have been performed in pumped liquid Helium with an incident laser energy ($\sim 1.59 \text{ eV}$) in strong resonance with interband transitions associated to the second conduction subband of the GaAs single quantum well. The plasmon wavevector along the wire is varied either by tilting the angle of incidence along the wire axis or by rotating the sample around the normal to the sample surface, according to the following relation:

$$q = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \theta_i + \cos \theta_s) \cos \varphi$$

where λ is the incident wavelength, θ_i and θ_s the incidence angle of the incoming and scattered light respectively and φ the angle between the plane of incidence and the wire axis. When $\varphi=0$, the parity with respect to wire axis is preserved, and even (respectively odd) plasmons are observed in parallel and perpendicular polarization respectively[13]. For non vanishing φ , all the modes are activated in both polarizations. These selection rules remain valid in the modulated wires due to the symmetry of the modulation. Polarized Raman spectra, obtained on sample A and C with $\varphi=0$, are compared in Fig.2 with the spectra obtained on a 100nm-wide unmodulated wire in the same conditions[6]. In the presence of the modulation, the lowest energy even plasmon, allowed in this configuration, split into two components. The wavevector, where this splitting is minimum increases with decreasing longitudinal period and is given by $q=\pi/d$. From

Raman experiments in other configurations, we find that the mode with the second lowest energy (the lowest-energy odd mode) displays almost no dispersion. We attribute both observations to the effect of the periodic modulation of the lateral width.

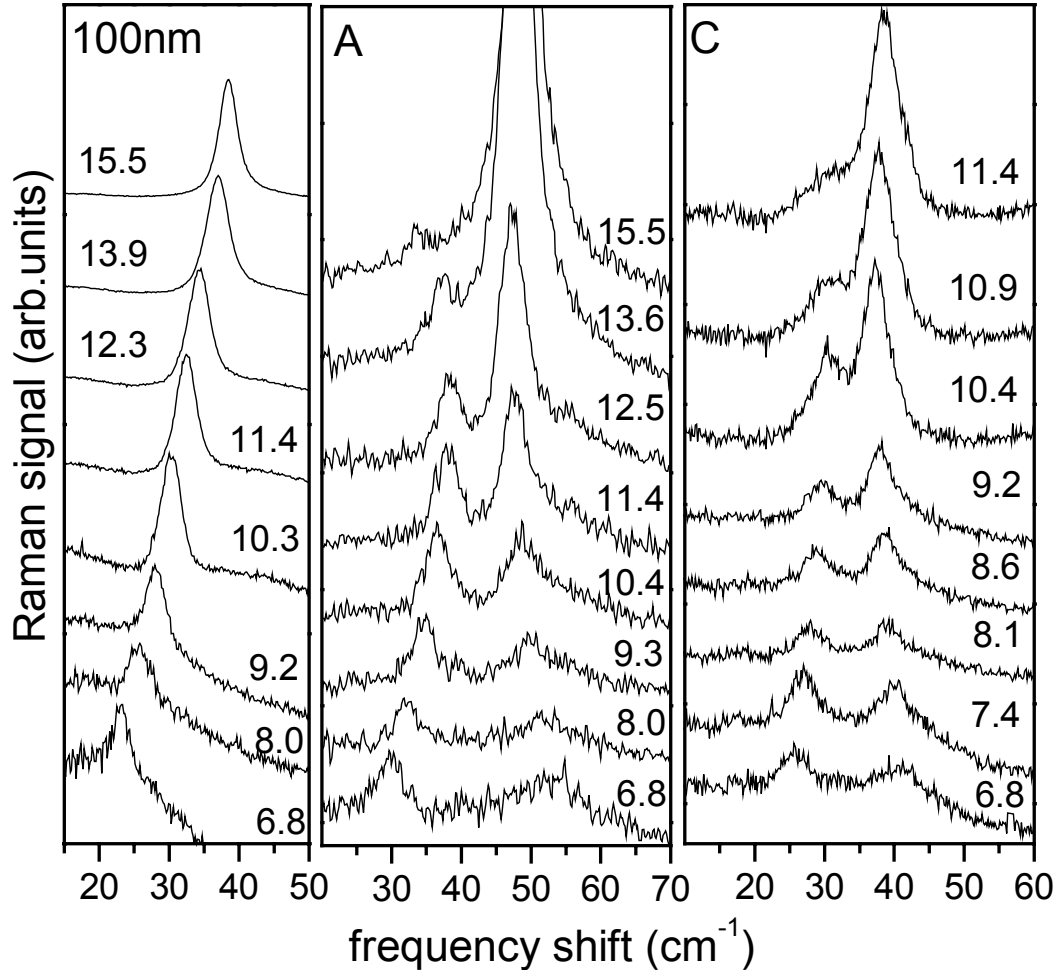


Fig.2 Raman spectra obtained in parallel polarization on sample A, sample C and a 100nm wide unmodulated wire, for different values of the wavevector along the wire axis. This parameter is given in μm^{-1} for each spectrum in the figure.

In order to model these experimental results, we have linearized the plasmon equations in the classical approximation[5]. The electron density fluctuation $n_1(x,y)$ at frequency ω and the associated fluctuation $\phi_1(x,y,z)$ of the electrostatic potential must satisfy the two following equations:

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = \frac{e}{\epsilon} n_1 \delta(z), \quad (3D \text{ Poisson equation})$$

and

$$\omega^2 n_1 = \frac{e}{m^*} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(n_0 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(n_0 \frac{\partial \phi_1}{\partial y} \right) \right] \quad (2D \text{ conservation equation})$$

where $n_0(x,y)$ is the equilibrium density distribution in the system. The electrons are assumed to be perfectly confined in the $z=0$ plane. The dielectric constant ϵ and the effective mass m^* are supposed to be constant over the whole system. Upon elimination of n_1 between both equations, one finds:

$$\omega^2 \phi_1(\vec{r}, z=0) = -\frac{e^2}{\epsilon m^*} \iint \frac{d^2 \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{\nabla} \cdot (n_0(\vec{r}') \vec{\nabla} \phi_1(\vec{r}', z=0)) \quad (1)$$

The roots ω of this integro-differential equation are the plasmon oscillations of the electron system. In absence of lateral confinement, n_0 becomes a constant and ϕ_1 can be Fourier transformed in two dimensions. The integral in Equ.1 can be performed analytically and one recovers the usual 2D plasmon dispersion. When lateral confinement is introduced, numerical solutions of this eigenvalue equation must be considered, in particular because Eq.1 is strongly non local with slowly decreasing long range interactions. We have assumed abrupt boundary conditions : the equilibrium density n_0 is taken as a constant within the wires and vanishes outside. We have used a finite differences technique to determine the plasmon dispersion in periodically modulated wires and projected the integro-differential equation 1 over a basis of local functions constant on each rectangle ij of the grid as schematically in Fig.1. The geometrical parameters of the model are shown in the figure and the resulting discrete set of linear equations writes:

$$\omega^2 \varphi_{ij} = -\frac{e^2 n_0}{\epsilon m^*} \sum_{k,l} C(q, i-k, j-l) \left[(2\varphi_{kl} - \varphi_{k+1l} - \varphi_{k-1l}) \frac{1}{\delta_b^2} + (2\varphi_{kl} - \varphi_{kl+1} - \varphi_{kl-1}) \frac{1}{\delta_a^2} \right] \quad (2)$$

where δ_a and δ_b are the lateral sizes of the unit rectangle.

The first factor $C(q, i-k, j-l)$ of each term is the effective Coulomb interaction between site ij and site kl plus all other sites equivalent to kl by a periodic translation nd along the wire. q is the Bloch wavevector along this direction. This factor writes:

$$C(q, m, p) = \sum_n e^{iqnd} \int_{-\delta_a/2}^{\delta_a/2} \int_{-\delta_b/2}^{\delta_b/2} \frac{dxdy}{\sqrt{(x - m\delta_a)^2 + (y - p\delta_b - nd)^2}}$$

where the integral can be analytically determined.

The second factor results from the projection of $\vec{\nabla} \cdot (n_0 \vec{\nabla} \phi)$ on the local functions. The expression given in equation 2 is valid for any internal point of the lattice where n_0 is constant. For boundary points, n_0 is vanishing on one side of the points (two sides for a corner point). In this case, only the internal part of the discretized second derivative is retained and the corresponding term writes: $\phi_i - \phi_{i\pm 1}$ instead of $2\phi_i - \phi_{i+1} - \phi_{i-1}$, where i is a line or column index and only $i+1$ or $i-1$ is considered, depending on the location of the point on the boundary.

The above theory quantitatively reproduces the dispersion of the three lowest branches on all three samples investigated. This is illustrated in Fig.3b and 3c where we show the results for sample A and B. In fig.3a, we show for comparison the dispersion of the lowest even ($n=0$) and the lowest odd ($n=1$) modes in unmodulated wires with widths of 60, 100 and 180nm, which approximately correspond to the different widths entering the geometry of the modulated wires. Owing to the simplification of the unit cell with respect to the real one, we expect to obtain the best description for the lowest plasmon branches which are mostly sensitive to the lowest Fourier components of the profile. Indeed, we have obtained an excellent fit of the dispersion curves, using model parameters (see Table 1) close to the nominal ones. The modes in the the modulated

wires are labelled with two indices n/m the first of which corresponds to the lateral confinement perpendicular to the wire axis, and the second is connected to umklapp processes due to the longitudinal modulation. The gap opening at zone edge, due to the anti-crossing between mode $0/0$ and $0/-1$, strongly increases when the modulation is deepened. On the other hand, the relative positions of mode $0/-1$ and $1/0$, as well as their dispersion, are very sensitive to the exact width of the wide part of the wire, in which mode $1/0$ is confined (see below). As shown in Table 1, we have slightly adjusted a, b and c with respect to the nominal values in order to improve the agreement with experiment. These variations are attributed to uncertainties in the oxydation depth with respect to its determination on unmodulated wires, and to the simplification of the model geometry with respect to the real profiles. A solution of the plasmon dispersion in confined electron systems with arbitrary geometries, based on finite elements technique, using a triangular mesh, is presently under development. Results for realistic profiles will be presented elsewhere.

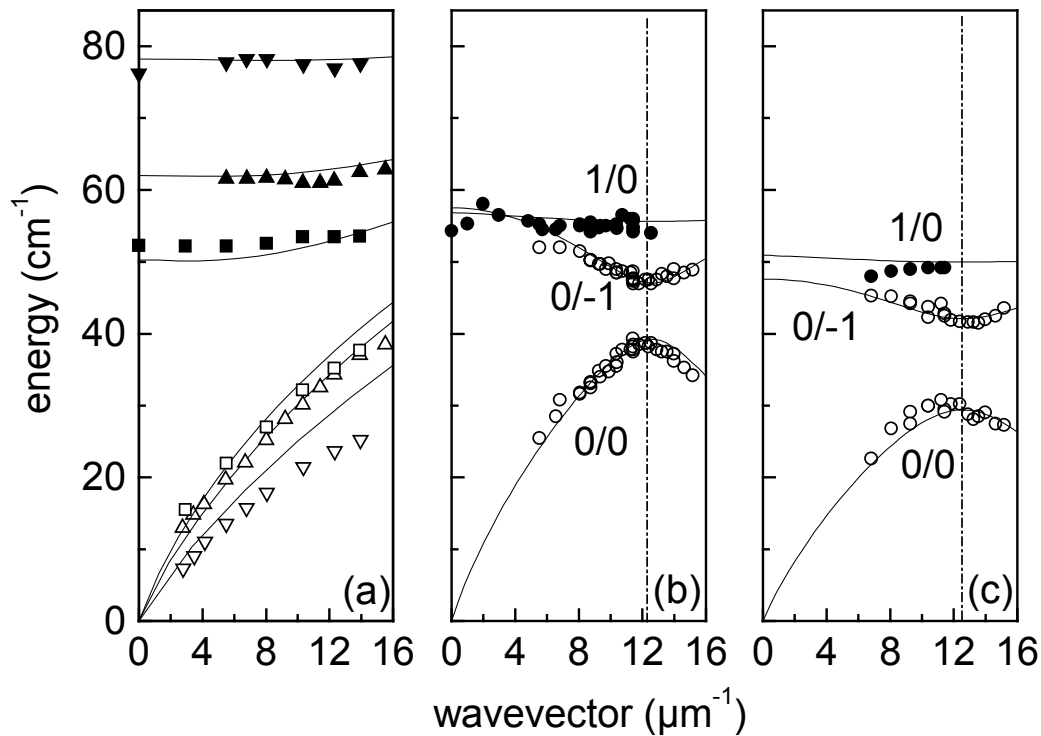


Fig.3 Comparison between experimental and theoretical plasmon dispersions along the wire axis for mode 0 (open symbols) and mode 1 (closed symbols) in a) three unmodulated wires with different widths: 60 (down triangles), 100 (up triangles) and 180nm (squares) and in two different modulated wires: b) sample A and c) sample B.

In order to better understand the impact of the lateral modulation on the plasmon dispersion curves, we will now discuss the calculated electrostatic potential associated to the observed branches. They are shown in Fig.4 at the longitudinal zone edge for branch $n/m=0/0$ and $1/0$ in the unit cells corresponding to sample A and B. The potential associated to mode $0/0$ is fully delocalized within the whole unit cell. We attribute this property to the overlap between the energy bands of mode $n=0$ in the unmodulated wires with lateral widths a and c respectively. The corresponding dispersion curve displays a folding behavior with gap openings at zone center and zone edge. On the contrary mode $1/0$ is confined in the widest part of the unit cell. The lowest energy of the odd plasmon $n=1$ indeed is smaller in the wide constituting wire than in the narrow one. As plasmon 1 is not coupled to plasmon 0 at the same energy, due to their opposite parities, an energy range appears where no allowed modes are available in the narrow section. Plasmon confinement thus takes place. Mode $1/0$ exhibits this behavior in the two considered samples. The corresponding dispersions are very flat.

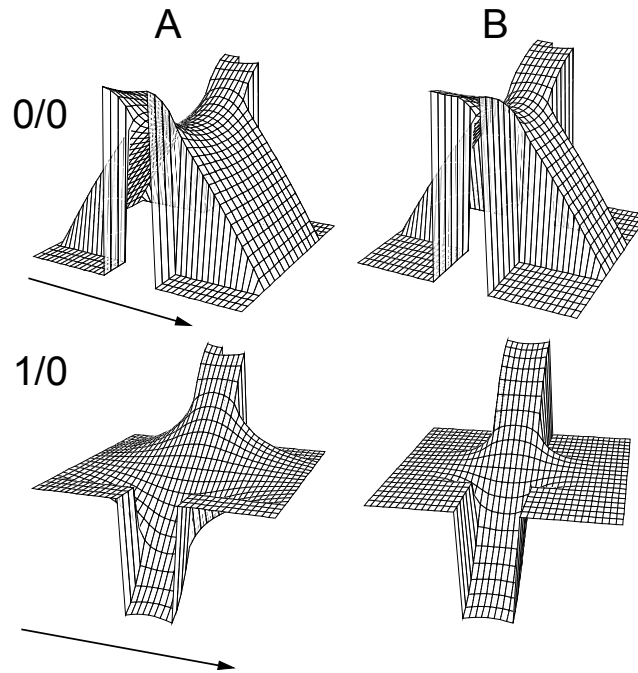


Fig.4 *Fluctuations of the electrostatic potential associated with the folded plasmon mode $0/0$ and the confined one $1/0$, calculated at zone edge for sample A and B respectively. The arrows indicate the wire axis.*

The existence of higher confined plasmons associated to branch 1 depends on the ratio of lateral sizes a and c . Moreover, the analysis of higher branches becomes more intricate because of the strong interbranch coupling, for instance between modes 0 and 2, due to the longitudinal modulation.

The coexistence of folded and confined excitations has been previously discussed for other collective excitations such as for instance phonons in superlattices[14]. There, however, the modulation of the sound velocity, leading to the folding effect is limited in amplitude. The modulation of the lateral width which is employed here can be arbitrary large. It should also allow the continuous transition towards confined plasmons in boxes to be studied. Moreover, the long-range character of the Coulomb interaction introduces some specific behavior in the quantitative description of the energies of the modulated plasmons. For instance, in some cases, the energy of the confined mode 1/0 is not increasing but decreasing when the width of the constriction is reduced though this reduction induces an increasing confinement as can be seen in Fig.4. The energy of mode 1/0 can be even smaller than the one of mode 1 in the wire without constriction. This behavior indeed is in contradiction with the usual trend for excitations with increasing dispersion curves, that a stronger confinement induces increasing energy. We have understood that this behavior results from the associated reduction of the average number of "neighbors" interacting with any site inside the wide part. This implies a significant decrease of the total Coulomb force on the site and thereby, of the plasmon energies. This effect overcompensates the increase due to the confinement. The same explanation applies to the decrease of the energy of the lowest 1D plasmon ($n=0$) in unmodulated wires, contrary to the higher ones ($n \geq 1$), when the lateral width is reduced[6].

In conclusion, we have reported in this communication a quantitative determination of plasmons in doped wires, the lateral width of which is periodically modulated. The results presented here demonstrate the coexistence of longitudinally confined and extended plasmons in 1D systems with modulated boundary conditions. Within a classical frame, we have well reproduced the experimental dispersions, including gap openings at zone-edge, deduced from Raman scattering on deep etched wires. The excellent ability of our theoretical approach, assuming a constant equilibrium density over the whole wire, to reproduce the dispersion of electronic excitations in unmodulated[6] and strongly modulated wires suggests that nearly abrupt boundary conditions apply to oxydized GaAs lateral surfaces, at least at low temperature under illumination. The latter and the observation of large gaps in one-dimensional plasmon dispersion show that our deep RIE process is a suitable method to define complex geometries at a very low scale (10nm) while preserving the high quality of the initial 2D electron gas. This offers a powerfull tool to investigate new physical problems in low dimensional systems with almost arbitrary geometries, for instance the continuous transition from quantum wires to quantum boxes.

* present address: Siemens AG, Semiconductor Division , Otto-Hahn-Ring 6, 81739 Munich, Germany

REFERENCES

- 1 For a review, see the Proceedings of the sixth International Conference on Modulated Semiconductor Structures, Solid State Electronics 37, 523-1344 (1994) and of the seventh one, Solid State Electronics (in press).
- 2 H. Sakaki, Jpn. J. Appl. Phys. 19, L735 (1980).
- 3 D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie and G.A.C. Jones, J. Phys. C21, L209 (1988); B.J.van Wees, H.van Houten, C.W.J.Beenaker, J.G.Williamson, L.P.Kouwenhoven, D.van der Marel and C.T.Foxon, Phys.Rev.Lett.60, 848 (1988).
- 4 S.Bollaert, P.Legris, E.Delos, A.Cappy, P.Debray and J.Blanchet, IEEE Electron. Dev. 41, 1716 (1994).
- 5 G. Eliasson, J.W. Wu, P. Hawrylak and J.J. Quinn, Solid State Commun. 60, 41 (1986).
- 6 C.Dahl, B.Jusserand and B.Etienne, to appear in Solid State Electronics
- 7 T. Egeler, G. Abstreiter, G. Weimann, T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow and W.Schlapp, Phys. Rev. Lett. **65**, 1804 (1990).
- 8 S. J. Allen, Jr. , H.L. Störmer and J.C. Hwang., Phys. Rev. B 28 , 4875 (1983)
- 9 C. Dahl, J.P. Kotthaus, H. Nickel and W. Schlapp, Phys. Rev. B 48, 15480 (1993)
- 10 A. L. Fetter, Phys. Rev. B 33 , 5221 (1986)
- 11 H.L. Cui, V. Fessatidis, O. Kühn, Superlattices Microstruct. 17, 173 (1995)
- 12 J. Y. Marzin, A. Izrael and L. Birotheau, Solid State Electronics 37, 1091 (1994)
- 13 C. Dahl, B. Jusserand and B. Etienne, Phys. Rev. B 51, 17211 (1995).
- 14 B. Jusserand and M. Cardona, in Light Scattering in Solids V, edited by M. Cardona and G. Güntherodt (Springer, Berlin, 1989)

Conclusion générale

Nous avons étudiés des fils quantiques dopés de semi-conducteurs gravés par spectroscopie de diffusion Raman. Nous avons observés les excitations du gaz d'électrons. Celles-ci présentent des règles de sélection différentes de celles établies pour les systèmes bi-dimensionnels. Nous avons montré théoriquement qu'elles proviennent de la modification de la structure du champ électromagnétique local provoquée par la géométrie particulière des fils gravés. Pour cela nous avons dû calculer le champ local et l'introduire dans la section efficace de diffusion Raman pour en déduire les règles de sélection de toutes les excitations. Cela a permis de déterminer sans équivoque la nature des excitations qui sont des plasmons. Aucune excitations à une particule ni fluctuations de densité de spin n'a été observées. Nous avons étudié l'évolution continue des dispersions de ces plasmons lorsque la largeur du fil est réduite de $1\mu\text{m}$ à 30 nm. Jusqu'à 60 nm, celles-ci sont en très bon accord avec les résultats d'un modèle hydrodynamique. Au dessous de 60 nm, la comparaison avec un modèle RPA s'impose. Le plasmon intra-bande dispersif est observé jusqu'à 45 nm, largeur en dessous de laquelle les spectres Raman sont dominés par des excitations localisées qui nécessitent une analyse ultérieure pour en déterminer clairement leur nature. Nous montrons à l'aide du modèle RPA que nous avons atteint la limite quantique pour un fil de largeur 55 nm. Une gamme étroite de fils dont les largeurs sont comprises entre 55 nm à 45 nm permet donc l'étude de gaz strictement unidimensionnel.

Nous avons cherché à déterminer la contribution de la forte illumination dans les conclusions précédentes. Nous avons utilisé pour cela la spectroscopie de magnéto-transmission infra-rouge qui ne modifie pas les conditions d'équilibre du gaz d'électrons. Une largeur critique de 130 nm a été extraite, en dessous de laquelle nous n'avons plus aucun signe de la présence d'électrons libres. La comparaison des mesures Raman et infra-rouge a permis l'établissement et la validation d'un modèle microscopique du potentiel de confinement présent dans les fils. Enfin nous avons fabriqués des échantillons de géométries plus complexes. L'observation et l'analyse par diffusion Raman des plasmons dans ces fils a montré que nous pouvions contrôler la géométrie du potentiel confinant les électrons et a mis en évidence des effets nouveaux tels que le repliement et le confinement de plasmons unidimensionnels.

Suggestions de travaux futurs

Certains résultats présentés dans ce travail méritent plus ample analyse. Il s'agirait donc tout d'abord de continuer les travail sur les fils gravés.

- L'analyse du mode plasmon $n=1$ doit être affinée. Son énergie présente en effet un écart important avec la valeur théorique du modèle d'Eliasson. Cet écart pourrait s'expliquer par une forme de profil de densité plus complexe que celle utilisée.
- Les fils de 55, 50 et 45 nm montrent des structures complexes dans leur spectre qui méritent analyse.
- Concernant la modélisation, les intensités Raman restent à calculer pour vérifier les résultats montrés au chapitre quatre. Le chapitre cinq montre que notre potentiel est réaliste, l'étape suivante serait de réaliser un calcul Schrödinger Poisson avec ce potentiel pour calculer les états dans les fils inférieurs à 60 nm et en déduire les dispersions des plasmons à l'aide du calcul RPA.
- Il serait extrêmement intéressant de faire varier la densité d'électrons dans un fil de largeur donnée. La technique de Chaves [1985] consistant à pomper, à l'aide d'un deuxième laser, l'échantillon à une énergie supérieure au gap de la barrière permet de contrôler et d'abaisser la densité du gaz de 50 à 70%. Cette technique peut à priori être appliquée aux fils quantiques. Cela nous permettrait d'obtenir des gaz strictement 1D dans des fils plus large où les fluctuations de potentiel sont raisonnables (comme le fil de 60 nm qui n'a que deux sous-bandes peuplées). Une étude de l'évolution continue des modes plasmons en fonction de la densité serait intéressante et pourrait faire apparaître des modes prévus par la RPA invisibles sur nos échantillons. Enfin, dans le chapitre cinq, nous expliquons l'écart entre la fréquence du mode ($n=1$) mesurée par Raman et celle donnée par la courbure du potentiel, par la présence de non-parabolicités. Si nous diminuons la densité, la distribution d'électrons sera confinée dans un espace plus petit au centre du fil et sera donc moins sensible aux non-parabolicités. Peut-être que cet écart serait alors comblé. La démonstration du théorème de Kohn [Brey, 89] prévoit que dans un potentiel parabolique, les excitations sont équidistantes de la fréquence caractéristique du potentiel. La technique Raman permet de mesurer un grand nombre de modes et nous constatons qu'ils ne sont pas équidistants. Est-ce du à la présence des non-

parabolicités du potentiel. Si nous diminuons la densité d'électrons, ces modes deviendront-ils équidistants ?

Enfin la plupart des conclusions (à l'exception de celles sur les règles de sélection qui sont spécifiques aux échantillons ayant une géométrie qui modifie le champ local) sont valables sur n'importe quel type de fils quantiques. L'extension naturelle de ce travail serait de regarder les plasmons dans des fils obtenus par d'autres techniques telles que les surfaces vicinales ou bien les fils quantiques en T. Pour ces derniers, cela nécessite la réalisation d'une expérience de micro-Raman (en cours).

Références

- Abstreiter, 79 G. Abstreiter, K. Ploog, Phys. Rev. Lett., **42**, 1308 (1979)
- Abstreiter, 84 G. Abstreiter, « Light Scattering in Solids IV », Eds M. Cardona and G. Güntherodt, p. 5, Springer Verlag, Berlin (1984)
- Allen, 77 S. J. Allen, D. C. Tsui, R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. , **38**, 980 (1977)
- Ando, 82 T. Ando, B. Fowler, F. Stern, Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982)
- Bastard G. Bastard, « Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures », p.71, Monographies de physique (1992)
- Bastard, 81 G. Bastard, Phys. Rev. B **24**, 5693 (1981)
- Beenaker, 91 C.W. Beenaker et H. van Houten, Solid State Physics (Academic Press) **44**, 1 (1991)
- Ben-Daniel, 66 D. J. Ben-Daniel and C. B. Duke, Phys. Rev. **152**, 683 (1966)
- Berggren, 88 K.F. Berggren, G. Roos, H. van Houten, Phys. Rev. B **37**, 10118 (1988)
- Biese, 96 G. Biese et al., Surf. Sci. **361/362**, 797 (1996)
- Biese, 96b G. Biese et al., Phys. Rev. B **53**, 9565 (1996)
- Bloch, 33 Bloch, ZS. F. Phys. **81**, 363 (1933)
- Bloch, 34 Bloch, Helv. Phys. Acta **7**, 385 (1934)
- Bockelmann, 91 U. Bockelmann, Europhysics Lett. **16**, 601 (1991)
- Bohm, 49 D. Bohm, Gross, Phys. Rev. **75**, 1851 (1949)
- Bohm, 53 D. Bohm, D. Pines, Phys. Rev. **92**, 609 (1953)
- Born & Wolf M. Born, E. Wolf, « Principles of optics », Pergamon Press (1986)
- Brey, 89 L. Brey, N.F. Johnson, B.I. Halperin, Phys. Rev. B **40**, 10647 (1989)
- Burstein, 78 E. Burstein et al., « Resonance inelastic light scattering by charged carriers at semiconductor surfaces », Physics of semiconductors (1978) ed. B.L.H. Wilson, London
- Calmels, 95a L. Calmels, A. Gold, Phys. Rev. B **51**, 8426 (1995)
- Calmels, 95b L. Calmels, A. Gold, Phys. Rev. B **52**, 10841 (1995)
- Chang, . A.M. Chang, L.N. Pfeiffer, K.W. West, à paraître dans Phys. Rev. Lett.

- Chaves, 86 A.S. Chaves et al., Surf. Sci. **170**, 618 (1986)
- Chklovskii, 92 D.B. Chklovskii et al., Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992)
- Choi, 87 K. Choi, D.C. Tsui, K. Alavi, Appl. Phys. Lett. **50**, 110 (1987)
- Dahl, 94 C. Dahl, B. Jusserand, A. Izrael, J.M. Gerard, L. Ferlazzo, B. Etienne, Superlatt. and Microstruct. **15**, 441 (1994)
- Dahl, 95 C. Dahl et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 2271 (1995)
- Das Sarma, 85 S. Das Sarma, Wu-yan Lai, Phys. Rev. B **32**, 1401 (1985)
- Das Sarma, 96 S. Das Sarma, E. H. Wang, Phys. Rev. B **54**, 1936 (1996)
- Delalande, 86 C. Delalande et al., Solid State Commun. **59**, 613 (1986)
- Demel, 88 T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog, Phys. Rev. B **38**, 12732 (1988)
- Dingle, 78 R. Dingle et al., Appl Phys. Lett. **33**, 665 (1978)
- Egeler, 88 T. Egeler et al., Superlatt. and Microstruct. **5**, 123 (1988)
- Egeler, 90 T. Egeler et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1804 (1990)
- Ehrenreich, 59 H. Ehrenreich, M. H. Cohen, Phys. Rev. **115**, 787 (1959)
- Eliasson, 86a G. Eliasson, P. Hawrylak, J. W. Wu, J. J. Quinn, Sol. Stat. Commun. **60**, 3 (1986)
- Eliasson, 86b G. Eliasson, J. W. Wu, P. Hawrylak, J. J. Quinn, Sol. Stat. Commun., **60**, 41 (1986)
- Esaki, 69 L. Esaki, R. Tsu, Internal report RC 2418, IBM Research, march 26 (1969)
- Etienne, 95 B. Etienne et al., J. of Cryst. Growth **150**, 336 (1995)
- Fasol, 86 G. Fasol et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 2517 (1986)
- Fasol, 87 G. Fasol et al., Phys. Rev. B **36**, 1565 (1987)
- Fetter, 85 A. L. Fetter, Phys. Rev. B **32**, 7676 (1985)
- Gaines, 88 J.M. Gaines et al., J. Vac. Sci. Technol. **B6**, 1378 (1988)
- Gold, 96 A. Gold, L. Calmels, Solid State Comm. **100**, 137 (1996)
- Goni, 91 A. R. Goni et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3298 (1991)
- Goss Levi, 96 B. Goss Levi, Physics Today, sept. 96, 19 (1996)
- Grambow, 89 P. Grambow et al., Microelectronic Engineering **9**, 357 (1989)
- Grambow, 90 P. Grambow et al., Microelectronic Engineering **11**, 47 (1990)

- | | |
|---------------|--|
| Grimes, 76 | C. C. Grimes, G. Adams, Phys. Rev. Lett., 36 , 145 (1976) |
| Hamilton, 69 | D. C. Hamilton and A. L. McWorther, « Light Scattering Spectra of Solids », p.309, ed. By G. B. Wright, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1969) |
| Hansen, 87 | W. Hansen et al., Phys. Rev. Lett. 58 , 2586 (1987) |
| Haupt, 91 | R. Haupt, L. Wendler, R. Pechstedt, Phys. Rev. B 44 , 13635 (1991) |
| Heitmann, 76 | D. Heitmann, H. Raether, Surf. Sci., 59 , 17 (1976) |
| Heitmann, 90 | D. Heitmann, Electronic properties of multilayers, and low-dimensional semiconductor structures, Nato ASI Series B : Physics, 231 , Editors : J.M. Chamberlain, L. Eaves, J.C. Portal, New York, Plenum Press, p.151. |
| Heitmann, 91 | D. Heitmann, Physics of nanostructures, proceedings of th 32th Scottish Universities Summer School, ed. J.H. Davies et A.R. Long (1991) |
| Izrael, 90 | A. Izrael et al., Microelectronic Engineering 11 , 39 (1990) |
| Jain, 85 | J. K. Jain, P. B. Allen, Phys. Rev. B 32 , 997 (1985) |
| Jérôme, 82 | D. Jérôme, H.J. Schulz, Adv. Phys. 31 , 299 (1982) |
| Jha, 69 | S. S. Jha, Nuevo Cimento 58B , 331 (1969) |
| Jusserand, 90 | B. Jusserand et al., Surf. Sci. 229 , 394 (1990) |
| Jusserand, 92 | B. Jusserand, D. Richards, H. Peric, B. Etienne, Phys. Rev. Lett. 69 , 848 (1992) |
| Jusserand, 95 | B. Jusserand et al., Phys. Rev. B 51 , 4707 (1995) |
| Kane, 57 | E. O. Kane, J. Phys. Chem.Sol. 1 , 249 (1957) |
| Kapon, 92 | E. Kapon et al., Surf. Sci. 267 , 593 (1992) |
| Kapon, 95 | E. Kapon et al., QELS (1995) |
| Khol, 89 | M. Kohl, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 63 , 2124 (1989) |
| Klein, 75 | M. V. Klein, « Light Scattering in Solids » Ed. M. Cardona, p. 147, Springer Verlag, Berlin (1975) |
| Kleinman, 85 | D. A. Kleinman, Phys. Rev. B 32 , 3766 (1985) |
| Kleinman, 85 | D. A. Kleinman, R. C. Miller, Phys. Rev. B 32 , 2266 (1985) |
| Klitzing, 86 | K. von Klitzing, Rev of Modern Phys. 58 , 519 (1986) |
| Kohn, 61 | W. Kohn, Phys. Rev 123 , 1242 (1961) |

- | | |
|---------------|---|
| Landau, 57 | L. Landau, Sov. Phys. JETP, 3 , 920 (1957) |
| Laux, 86 | S. E. Laux, F. Stern, Appl. Phys. Lett. 49 , 91 (1986) |
| Li, 89 | Q. Li, S. Das Sarma, Phys. Rev. B 40 , 5860 (1989) |
| Li, 91 | Q. P. Li, S. Das Sarma, Phys. Rev. B 43 , 11768 (1991) |
| Lindhard, 54 | J. Lindhard, Kgl Dasnke Videnskab. Selskab, Mat.-fys Medd., 28 , 8 (1954) |
| Luttinger, 63 | J. M. Luttinger, J. Math. Phys. 15 , 609 (1963) |
| Martinet, 96 | E. Martinet, à paraître dans Superlatt. Microstruct. 22 (1997) |
| Milliken, 96 | F.P. Milliken, C.P. Umbach, R.A. Webb, Solid State Commun. 97 , 309 (1996) |
| Mills, 88 | D. L. Mills, Light Scattering in Solids V, Springer Verlag, ed. M. Cardona et G. Güntherodt, p.19 (1988) |
| Mooradian, 66 | A. Mooradian, G. B. Wright, Phys. Rev. Lett 16 , 999 (1966) |
| Mendoza, 91 | B. S. Mendoza, W. L. Schaich, Phys. Rev. B 43 , 6590 (1991) |
| Morff, 95 | R. H. Morff, J. Opt. Soc. Am. 12 , 1043 (1995) |
| Nozières, 66 | P. Nozières, D. Pines, « Theory of quantum liquids », Benjamin, 1966, vol. 1 |
| Nixon, 90 | J. A. Nixon, J. H. Davies, Phys. Rev. B 41 , 7929 (1990) |
| Olego, 82 | D. Olego et al., Phys. Rev. B 52 , 7867 (1982) |
| Orgonasi, 87 | J. Orgonasi et al., Superlatt. and Microstruct. 3 , 25 (1987) |
| Peric, 93 | H. Peric, Thèse de doctorat (1993) |
| Petit, 97 | F. Petit et al. Présenté à « Eighth Conference on Modulated Semiconductor Structures », Santa Barbara, juillet 1997. A paraître dans Physica E. |
| Petroff, 84 | P.M. Petroff et al., Appl. Phys. Lett. 45 , 620 (1984) |
| Pilozzi, 96 | L. Pilozzi, R. Del Sole, Phys. Rev. B 54 , 10751 (1996) |
| Pinczuk, 79 | A. Pinczuk et al., Solid. State Commun., 32 , 1031 (1979) |
| Pinczuk, 86 | A. Pinczuk et al., Phys. Rev. Lett. 56 , 2092 (1986) |
| Pinczuk, 88 | A. Pinczuk, G. Abstreiter, « Light Scattering in Solids V », Eds. M. Cardona and G. Güntherodt, p. 153, Springer Verlag, Berlin (1988) |
| Pinczuk, 89 | A. Pinczuk et al., Phys. Rev. Lett. 63 , 1633 (1989) |
| Pines, 63 | D. Pines, « Elementary excitations in solids », Addison-Wesley Publishing Company, (1963) |

- Raether, 77 H. Raether, Physics of thin films, **9**, New York, Academic Press, p. 145
- Richards, 90 D. Richards, G. Fasol, K. Ploog, Appl. Phys. Lett. **57**, 1099 (1990)
- Richards, 93 D. Richards, B. Jusserand, H. Peric, B. Etienne, Phys. Rev. B **47**, 16028 (1993)
- Richards, 96 D. Richards, B. Jusserand, G. Allan, H. Peric, B. Etienne, Solid-state Elec. **40**, 127 (1996)
- Riege, 97 S.P. Riege et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 111 (1997)
- Sakaki, 80 H. Sakaki, Jap. J. Appl Phys. **19**, L735 (1980)
- Schmeller, 94 A. Schmeller et al., Phys. Rev. B **49**, 14778 (1994)
- Schmitt-Rink, 86 S. Schmitt-Rink, Phys. Rev. B **33**, 1183 (1986)
- Schulz, 93 H. J. Schulz, Phys. Rev. Lett. **71**, 1864 (1993)
- Skocpol, 82 J.W. Skocpol et al. Phys. Rev. Lett. **49**, 951 (1982)
- Skolnick, 87 M. S. Skolnick, Phys. Rev. Lett. **58**, 2130 (1987)
- Steinbach, 96 C. Steinbach et al., Phys. Rev. B **54**, R14281 (1996)
- Stern, 67 F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967)
- Störmer, 80 H.L. Störmer, « Proceedings of the ninth Int.Conf. Physics of Semiconductors », Kyoto 1980, J. Phys. Soc. Japan **49**, suppA, 1013 (1980)
- Strenz, 94 R. Strenz et al., Semicond. Sci. Technol.**9**, 399 (1994)
- Takagaki, 90 Y. Takagaki et al., Semi. Sci. Technol. **5**, 635 (1990)
- Tarucha, 95 S. Tarucha, T. Honda, T. Saku, Solid. StateComm. **94**, 413 (1995)
- Theis, 80 T. N. Theis, Surf. Sci., **98**, 515 (1980)
- Thornton, 86 T.J. Thornton, Phys. Rev. Lett. **56**, 1198 (1986)
- Tomanaga, 50 Tomanaga, Progr. Theor. Phys. **5**, 544 (1950)
- Warren, 86 A.C. Warren, D.A. Antoniadis, H.I. Smith, Phys. Rev. Lett. **56**, 1858 (1986)
- Wei-ming Que, 88 Wei-ming Que, G. Kirczenow, Phys. Rev. B **37**, 7153 (1988)
- Wei-ming Que, 89 Wei-ming Que, G. Kirczenow, Phys. Rev. B **39**, 5998 (1989)
- Weiming Que, 91 Weiming Que, Phys. Rev. B **43**, 7127 (1991)
- Weiner, 89 J. S. Weiner et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1641 (1989)

- | | |
|--------------|--|
| Wendler, 91 | L. Wendler, R. Haupt, R. Pechstedt, Phys. Rev. B 43 , 14669 (1991) |
| Wendler, 94 | L. Wendler, V. G. Grigoryan, Phys. Rev. B 49 , 14531 (1994) |
| Wendler, 95 | L. Wendler, R. Haupt, Phys. Rev. B 52 , 9031 (1995) |
| Wixforth, 93 | A. Wixforth, Habilitation thesis, voir D. Heitmann « Atomic-like spectroscopy of low-dimensionnal electron systems » dans « Confined Electrons and Photons », p.318, Eds E. Bustein and C. Weisbuch, Plenum Press, New York (1995) |
| Wolff, 66 | P. A. Wolff, Phys. Rev. Lett. 16 , 225 (1966) |
| Zettler, 89 | T. Zettler et al., Phys. Rev. B 39 , 3931 (1989) |
| Zheng, 86 | Z.H. Zheng et al., Phys. Rev. B 34 , 5635 (1986) |

