Département de Physique Institut de Micro- et Optoélectronique Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

> Travail Pratique de Diplôme Session 97-98

Réalisation et Caractérisation de Guides contenant des Fils Quantiques



Auteur	:
Assistant	•
Professeur	:

Philippe Giaccari Frank Filipowitz Franz Karl Reinhart

<u>Abstract</u>

Le sujet de ce travail de diplôme est la caractérisation électro-optique de filaments quantiques réalisés avec des matériaux semi-conducteurs III-IV et placés dans le centre d'un guide d'onde optique. Ces échantillons sont des diodes p-i-n réalisées par Molecular Beam Epitaxy et par lithographie holographique.

Il a été possible d'étudier pour la première fois l'élément de matrice optique des transitions interbandes des premiers niveaux d'absorption des fils quantiques selon trois directions perpendiculaires du vecteur de polarisation optique. Nous avons mis en évidence l'anisotropie des éléments de la matrice optique par des mesures de photocourant. Les mesures de transmission des modes guidés en fonction de la fréquence optique du mode guidé ont permis de déterminer pour la première fois la valeur du coefficient d'absorption du niveau fondamental des fils. Cette mesure permet d'évaluer le potentiel d'un modulateur contenant des fils quantiques. Nous avons observé un comportement atypique du photocourant et aucun effet Stark confiné n'a pu être mis en évidence lorsqu'un champ électrique est appliqué sur nos structures.

L'interface de recroissance, située au milieu du coeur du guide d'onde, semble modifier fortement le champ électrique local, proche des filaments quantiques. Le faible coefficient d'absorption des fils quantiques, comparé à celui des puits quantiques, la difficulté à appliquer un champ électrique sur ces fils et la plus grande complexité pour fabriquer des fils relativement aux puits, indique le faible potentiel d'un modulateur contenant des fils quantiques au lieu de puits quantiques.

Page I

TABLE DES MATIERES

Chapitre 1 : Introduction

1.1. Présentation du projet	2
1.2. Présentation du rapport	3

Chapitre 2 : Caractérisation des échantillons mesurés

2.1. Présentation des échantillons étudiés	5
2.1.1. Structure des échantillons	5
2.1.2. Fabrication des échantillons	7
2.2. Caractérisation structurelle des échantillons	8
2.2.1. Microscopie SEM et TEM	8
2.2.2. Echantillons CM et PQ	8
2.2.3. Echantillons FILS	9
2.3. Structure de bande et champ électrique interne	12
2.3.1. Remarques	12
2.3.2. Structure de bande à $0V$ et -4V	12
2.3.3. Champ électrique interne	13
2.4. Caractérisation électrique	15
2.4.1. Mesures Courant-Tension (I-V)	15
2.4.2. Caractéristique Capacité-Tension (C-V)	17
2.5. Modes propres du guide d'onde (modèle à cinq couches)	_20
2.5.1. Géométrie du modèle à cinq couches symétriques	20
2.5.2. Définitions et relations importantes	20
2.5.3. Champ électrique et conditions limites pour les modes TE	21
2.5.4. Champs magnétique et conditions limites pour les modes TM	22
2.5.5. Equations caractéristiques pour les modes TE ($\gamma = 0$) et TM ($\gamma = 1$)	22
2.5.6. Relations inverses pour les paramètres du mode lorsque $B_{0,1}$ est connu	23
2.5.7. Paramètres calculés des modes propres	23

2.6. Caractérisation optique des échantillons	26
2.6.1. Pertes par radiation au travers des manteaux	26
2.6.2. Mesures expérimentales des pertes dans le guide	27
2.6.3. Recouvrement optique en intensité	30
2.7. Mesures de photoluminescence	31
2.7.1. Description d'une mesure de photoluminescence	31
2.7.2. Echantillon PQ	31
2.7.3. Echantillons FILS	32

Chapitre 3 :

Présentation des expériences de photocourant et de transmission

3.1. Présentation générale du montage utilisé pour exciter les modes optiques guidés de nos échantillons	35
3.2. Sources de lumière utilisées	36
3.2.1. Source de lumière Blanche couplée à un monochromateur	36
3.2.2. Source Laser	37
3.3. Mesure de photocourant	38
3.4. Mesure de transmission	39
3.5. Discussion sur la photodiode utilisée pour la mesure de transmission_	40
3.5.1. Relation entre la puissance lumineuse à mesurer et la tension mesurée	40
3.5.2. Correction des mesures de transmission dues à la non linéarité P-U	41

de la photodiode

Chapitre 4 : Mesures de Photocourant

4.1. Remarque sur le photocourant	43
4.1.1. Définitions et Hypothèses	43
4.1.2. Photocourant	43
4.2. Echantillon CM #1121	45
4.2.1. Forme générale sans tension appliquée à l'échantillon	45
4.2.2. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon	45
4.2.3. Discussion des résultats pour le photocourant dans l'échantillon CM	46

4.3. Echantillon PQ : #1124	48
4.3.1. Forme générale sans tension appliquée à l'échantillon	48
4.3.2. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon	49
4.3.3. Photocourant dans l'échantillon PQ sans l'effet du GaAs	51
4.3.4. Discussion des résultats pour le photocourant dans l'échantillon PQ	52
4.4. Echantillon FILS : #1115	56
4.4.1. Remarques	56
4.4.2. Forme générale pour une tension appliquée de 0.8V et avec une propagation parallèle aux fils (//)	56
4.4.3. Forme générale pour une tension appliquée de 0.8V et avec une propagation orthogonale aux fils (\perp)	57
4.4.4. Photocourant dans l'échantillon FILS #1115 sans l'effet du GaAs	58
4.4.5. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon	59
4.5. Echantillon FILS : #1136	61
4.5.1. Remarques	61
4.5.2. Forme générale	61

Chapitre 5 :

Mesures de Transmission à 0V et avec une puissance lumineuse de 0.1mW

5.1. Conditions expérimentales	64
5.2. Détermination du coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$	65
5.3. Echantillon CM #1121	66
5.3.1. Forme Générale	66
5.3.2. Dépendance de la direction de propagation	66
5.3.3. Discussion des résultats de transmission dans l'échantillon CM	67
5.4. Echantillon Puits Quantique #1124	69
5.4.1. Forme Générale	69
5.4.2. Influence de la direction de propagation	70
5.4.3. Discussion des résultats de la transmission dans l'échantillon PQ	70
5.5. Echantillon FILS #1115	72
5.5.1. Forme Générale	72
5.5.2. Influence des FILS	73
5.5.3. Influence de la direction de propagation	73

5.6. Echantillon FILS : #1136	75
5.6.1. Forme Générale	75
5.6.2. Transmission parallèle aux fils	76

Chapitre 6 :

Mesures de Transmission en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon et par rapport à la puissance lumineuse entrante dans le guide

6.1. Mesures de transmission en fonction de la tension appliquée sur	78
l'échantillon	
6.1.1. Echantillon CM #1121	78
6.1.2. Echantillon PQ #1124	79
6.1.3. Echantillon FILS #1115 et #1136	81
6.2. Mesures de transmission en fonction de la puissance lumineuse à	83
l'entrée de l'échantillon FILS #1136 à 0V	
6.2.1. Forme générale	83
6.2.2. Détail au seuil du mode TE	84
6.2.3. Discussion des résultats obtenus	86

Chapitre 7:

Discussion des résultats obtenus avec les échantillons FILS

Conclusions

7.1. Niveaux énergétiques dans les fils	<u> </u>
7.1.1.Résultats expérimentaux	89
7.1.2. Discussion	91
7.2. Compréhension de l'allure qualitative des courbes de photocourant	93
à partir des éléments de la matrice optique	
7.2.1. Résultats expérimentaux	93
7.2.2. Estimation des coefficients de la matrice optique pour un fil quantique	94
7.2.3. Discussion	95
7.2.4. Différence d'intensité du photocourant pour les deux transitions avec les trous lourds	96

7.3. Détermination expérimentale du coefficient d'absorption	97
des fils quantiques	
7.3.1. Résultats expérimentaux	97
7.3.2. Evaluation du coefficient d'absorption des fils	97
7.4. Influence du champ électrique appliqué aux échantillons FILS	99
7.4.1. Résultats obtenus	99
7.4.2. Discussion	99
7.5. Influence du réseau sur la transmission des modes guidés	101
7.5.1. Faits expérimentaux	101
7.5.2. Discussion	101
7.6. Conclusions	104

Chapitre 8 : Références, Annexes et Remerciements

8.1. Références	106
8.2. Annexe 1 : Pertes par radiation au travers des manteaux	107
8.2.1. Description du problème	107
8.2.2. Simplification du problème	107
8.2.3. Définition des variables	107
8.2.4. Direction de propagation des photons	108
8.2.5. Hypothèses	108
8.2.6. Calcul du nombre de photons perdus entre z et z+dz	108
8.2.7. Calcul du coefficient $\alpha_{radiation}$	109
8.3. Annexe 2 : Coefficient de réflexion du mode guidé au travers	110
d'un plan d'interface entre le GaAs et le Al _{0.33} Ga _{0.66} As	
8.3.1. Situation	110
8.3.2. Remarque : Equation du champ électrique pour le mode guidé TM non perturbé	110
8.3.3. Coefficients de réflexion et de transmission du champ électrique	111
8.3.4. Evaluation du coefficient de réflexion du mode guidé	111
8.3.5. Listing du programme	113
8.4. Remerciements	115

Chapitre 1 : Introduction

1.1. Présentation du projet	2
1.2. Présentation du rapport	3

1.1. Présentation du projet

Le coefficient d'absorption des filaments quantiques est supposé être très grand dû à la singularité de Van Hove de leur densité d'états jointe. Il a été montré théoriquement que l'effet Stark confiné devrait être plus important pour des fils quantiques que pour un puits quantique. Les fils quantiques sont ainsi de bons candidats pour fabriquer des modulateurs optiques.

Dans ce travail de diplôme, nous avons étudié deux échantillons comportant des fils quantiques en $In_{0.16}Ga_{0.84}As$ placés dans un guide d'onde optique en $Al_xGa_{1-x}As$. Ce travail a consisté à mettre au point une installation permettant de mesurer le photocourant généré par des modes optiques se propageant dans l'échantillon. Un autre montage permet de mesurer la transmission de ces modes guidés.

Afin de mettre en évidence la contribution des filaments quantiques, nous avons étudié deux échantillons plus simples dont la zone active ne contient pas de filaments pour l'un et contient un puits quantique pour l'autre. Sur ces deux échantillons, nous avons observé les effets Franz-Keldysh et Stark confiné, respectivement.

1.2. Présentation du rapport

- Dans le chapitre 2, nous présentons la caractérisation de nos échantillons : leur structure, leur comportement électrique ainsi que les modes propres qui peuvent se propager dans le guide
- Dans le chapitre 3, nous exposons brièvement le montage expérimental mis au point pour les mesures de photocourant et de transmission
- Dans le chapitre 4, nous exposons les résultats obtenus par les mesures de photocourant et expliquons brièvement les effets observés pour les deux échantillons sans fil quantique
- Dans le chapitre 5, nous présentons les mesures de transmission sans tension appliquée, pour une puissance lumineuse fixe. Comme pour le chapitre 4, nous discutons les résultats pour les deux échantillons sans fil quantique
- Dans le chapitre 6, nous présentons et discutons les mesures de transmission lorsque la tension appliquée sur l'échantillon varie ou lorsque la puissance de la lumière guidée varie
- Dans le chapitre 7, nous discutons les résultats obtenus sur les échantillons contenant des fils quantiques
- Le chapitre 8 est réservé à la bibliographie, aux remerciements et aux annexes

Chapitre 2 :

Caractérisation des échantillons mesurés

2.1. Présentation des échantillons étudiés	5
2.1.1. Structure des échantillons	5
2.1.2. Fabrication des échantillons	7
2.2. Caractérisation structurelle des échantillons	8
2.2.1. Microscopie SEM et TEM	8
2.2.2. Echantillons CM et PQ	8
2.2.3. Echantillons FILS	9
2.3. Structure de bande et champ électrique interne	12
2.3.1. Remarques	12
2.3.2. Structure de bande à 0V et -4V	12
2.3.3. Champ électrique interne	13
2.4. Caractérisation électrique	15
2.4.1. Mesures Courant-Tension (I-V)	15
2.4.2. Caractéristique Capacité-Tension (C-V)	17
2.5. Modes propres du guide d'onde (modèle à cinq couches)	20
2.5.1. Géométrie du modèle à cinq couches symétriques	20
2.5.2. Définitions et relations importantes	20
2.5.3. Champ électrique et conditions limites pour les modes TE	21
2.5.4. Champs magnétique et conditions limites pour les modes TM	22
2.5.5. Equations caractéristiques pour les modes TE ($\gamma = 0$) et TM ($\gamma = 1$)	22
2.5.6. Relations inverses pour les paramètres du mode lorsque $B_{0,1}$ est connu	23
2.5.7. Paramètres calculés des modes propres	23
2.6. Caractérisation optique des échantillons	26
2.6.1. Pertes par radiation au travers des manteaux	26
2.6.2. Mesures expérimentales des pertes dans le guide	27
2.6.3. Recouvrement optique en intensité	30
2.7. Mesures de photoluminescence	31
2.7.1. Description d'une mesure de photoluminescence	31
2.7.2. Echantillon PQ	31
2.7.3. Echantillons FILS	32

2.1. Présentation des échantillons étudiés

2.1.1. Structure des échantillons

Nos échantillons sont des guides d'ondes constitués de plusieurs couches de $Al_xGa_{1-x}As$ dont seule la proportion d'aluminium diffère. Au centre de l'échantillon se trouve en général une zone active de très faible épaisseur en $In_xGa_{1-x}As$.

Les quatre parties principales des échantillons :

- Le Manteau est composé de deux couches de 2µm d'épais en Al_{0.15}Ga_{0.85}As dont l'indice de réfraction est faible
- Le **Cœur** est constitué de deux couches de 0.13µm d'épais en GaAs dont l'indice de réfraction est fort
- Le **Super-Réseau** est composé de deux parties de 0.07µm où chaque partie est la superposition de vingt alternances de huit monocouches de GaAs et de quatre monocouches de AlAs; le rôle du super-réseau est d'améliorer le confinement électronique dans la zone active qu'il entoure
- La **Zone Active** est une région de faible épaisseur tout au centre du guide, en In_{0.16}Ga_{0.84}As (6nm pour l'échantillon #1124, seize monocouches pour l'échantillon #1115 et douze monocouches pour l'échantillon #1136)



Schéma 2.1 : Description de la structure des échantillons étudiés

Définition des trois types d'échantillons :

Il y a trois sortes d'échantillons que nous nommons à partir de la partie dont la largeur de la bande interdite est la plus faible. Ce choix repose sur le fait que c'est dans la zone où la bande interdite est la plus étroite que se produiront les transitions optiques qui nous intéressent (transitions les moins énergétiques)

- #1121 : Echantillon le plus simple qui ne comporte pas d'In_{0.16}Ga_{0.84}As; nous appellerons cet échantillon "CM" en référence au fait que le GaAs est un *cristal massif*
- **#1124** : Echantillon dont la zone active est un puits quantique de 6nm de In_{0.16}Ga_{0.84}As; nous appellerons cet échantillon "**PQ**" pour *puits quantique*
- #1115 et #1136 : Echantillons dont la zone active est constituée de fils quantiques en In_{0.16}Ga_{0.84}As disposés parallèlement dans le plan Oxz (l'épaisseur diffère entre les deux échantillons car douze monocouches ont été déposées pour l'échantillon #1136 et seize pour l'échantillon #1115); nous appellerons ces échantillons "FILS"



Schéma 2.2. : Plan de coupe Oxy des trois types d'échantillons étudiés (CM, PQ et FILS)

Remarques :

- Dans le calcul des modes propres du guide (2.3.), nous négligeons la zone active car son épaisseur est trop faible pour avoir un effet significatif
- Du point de vue électro-optique, nous savons que les transitions optiques étudiées se produisent au niveau de la zone active, c'est pourquoi nous calculerons dans la partie 2.6.3. le recouvrement optique entre le mode guidé et la zone active.

Dopage dans les échantillons :

Nos échantillons sont des diodes p-i-n avec une large zone intrinsèque centrée sur la zone active. Le substrat sur lequel se fait la croissance de l'échantillon est dopé n.

• Zone n fort : $N_d = 1 \cdot 10^{20}$ 0.2 μ m

La première et la dernière zone de $0.2\mu m$ (fort dopage) se situent en dehors des manteaux. Nous en tiendrons compte uniquement pour le calcul de la structure de bande des échantillons dans la partie 2.3.

2.1.2. Fabrication des échantillons

Les cinq étapes principales dans le processus de le fabrication des échantillons [1] :

- Nous commençons par déposer sur un substrat un demi-guide formé par un manteau en Al_{0.15}Ga_{0.85}As et un cœur en GaAs; la technologie d'épitaxie utilisée est la MBE (Molecular Beam Epitaxy : épitaxie par jet moléculaire)
- Pour les échantillon FILS, nous gravons sur le demi-guide un réseau non planaire de 330nm de période par lithographe holographique et attaques plasma puis chimique
- Sur le demi-guide (gravé ou non) est déposée la première partie du super-réseau (vingt fois une alternance de huit monocouches de GaAs et de quatre de AlAs)
- Pour les échantillons PQ et FILS, nous déposons la couche active en In_{0.16}Ga_{0.84}As (6nm pour le PQ, douze monocouches pour l'échantillon FILS #1136 et seize pour l'échantillon FILS #1115)
- Finalement, nous déposons le super-réseau, le cœur et le manteau de la partie supérieure

Préparation des échantillons :

Lorsque les échantillons sortent de la chambre de croissance, ils sont amincis puis avant d'être clivés, des contacts ohmiques sont déposés sur les faces n et p.

2.2. Caractérisation structurelle des échantillons

2.2.1. Microscopie SEM et TEM

Pour étudier la qualité de la croissance des échantillons, nous faisons appel à deux techniques de microscopie électronique :

- **SEM** : microscopie électronique à balayage (Scanning Electron Microscopy)
- **TEM** : microscopie électronique en transmission (Transmission Electron Microscopy)

Les photos SEM possèdent une moins bonne résolution que les photos TEM, mais elles sont de qualité suffisante pour une observation grossière. Comme les échantillons CM et PQ ne posent aucun problème de fabrication, nous les étudions à partir de photos SEM. En ce qui concerne les échantillons FILS, la résolution du SEM n'est plus suffisante pour voir le détail du super-réseau et surtout des fils, c'est pourquoi nous analysons ces échantillons à l'aide du TEM.

2.2.2. Echantillons CM et PQ

Les échantillons CM et PQ qui sont planaires ne diffèrent que par la présence d'une couche de 6nm en In_{0.16}Ga_{0.84}As dans l'échantillon PQ.



Photos 2.1 : Photo SEM de l'échantillon CM #1121



Photos 2.2. : Photo SEM de l'échantillon PQ #1124

A partir de ces photos SEM, nous distinguons le super-réseau comme une zone homogène entre les deux parties claires du cœur. La très fine couche du puits quantique est à peine perceptible.

2.2.3. Echantillons FILS

Pour les deux échantillons FILS, nous disposons de plusieurs photos TEM d'une très bonne qualité. Dans les photos 2.3. et 2.4., nous remarquons que les fils ont la forme de "banane". Cette forme est obtenue automatiquement par un phénomène d'autoarrangement des atomes vers le fond du super-réseau [2].



Photo 2.3. : Photo TEM de l'échantillon FILS #1115

Dans la comparaison entre les deux échantillons FILS, nous notons que le réseau de l'échantillon #1115 est plus profond et plus aigu que celui de l'échantillon #1136. Par contre, il est très difficile de distinguer une différence d'épaisseur entre les fils des deux échantillons car le fil en In_{0.16}Ga_{0.84}As est entouré de huit monocouches de GaAs et ces deux matériaux apparaissent en blanc sur les photographies TEM.



Photo 2.4. : Photo TEM de l'échantillon FILS #1136

Pour parvenir à voir le fil, il faut utiliser les négatifs des photos TEM, comme nous l'avons fait pour l'image ci-dessous :



Photo 2.5. : Photo TEM de l'échantillon FILS #1136 avant traitement informatique pour faire ressortir le fil

Nous observons que la transition entre le GaAs et le $In_{0.16}Ga_{0.85}As$ n'est pas abrupte mais prend une à deux monocouches (zone de dégradé dans le centre de la "banane"). Sur l'image du négatif, nous remarquons que le fil apparaît dans une nuance de gris plus claire que la gaine en GaAs. Nous allons utiliser cette petite différence dans la nuance pour faire ressortir clairement le fil à l'aide d'un programme de retouche d'image. Le résultat obtenu est présenté dans les deux photos 2.6. et 2.7.



Photos 2.6. et 2.7. : Photos TEM des échantillons FILS #1115 (2.6.) et #1136 (2.7.) après traitement informatique pour faire ressortir le fil

Lorsque nous superposons la surface des fils des deux échantillons, nous remarquons que le fil de l'échantillon #1115 est plus épais que celui de l'échantillon #1136. Ce résultat est compatible avec la quantité de $In_{0.16}Ga_{0.84}As$ déposée lors de la croissance (douze monocouches dans le cas de l'échantillon #1136 et seize pour l'échantillon #1115).



Schéma 2.3. : Surface des fils des échantillons FILS #1115 (en Bleu) et #1136 (en Rouge)

2.3. Structure de bande et champ électrique interne

2.3.1. Remarques

Pour calculer la structure de bande et le champ électrique dans les échantillons, nous avons utilisé le programme SimWindows de David W. Winston [3], version 1.4.2. Nous avons pris la structure de l'échantillon PQ comme base pour la simulation (avec les dopages présentés en 2.1.1.). Pour connaître la structure de bande de l'échantillon CM, il suffit de négliger la zone active du puits quantique et pour les échantillons FILS, nous admettons qu'en première approximation, la structure de bande est identique à celle trouvée pour l'échantillon PQ.

2.3.2. Structure de bande à 0V et -4V

Structure de bande à l'équilibre :

Nous appelons E_c l'énergie du bas de la bande de conduction, E_v le sommet de la bande de valence et E_f l'énergie de Fermi.



Graphe 2.1. : Structure de bande de l'échantillon PQ à l'équilibre

La zone dans laquelle nous observons une variation des niveaux d'énergie se situe 0,6 à $0,7\mu$ m de part et d'autre du centre du puits quantique. Cette zone correspond à peu près à la zone intrinsèque de l'échantillon.

Structure de bande au centre de l'échantillon pour une tension appliquée de 0V et de -4V :

La zone qui nous intéresse se situe au voisinage du super-réseau et du puits quantique, c'est pourquoi nous présentons à présent la structure de bande pour $0.2\mu m$ autour du puits quantique. Nous appelons E_{fn} et E_{fp} l'énergie des quasi-niveaux de Fermi.



Graphes 2.2. et 2.3. : Structure de bande de l'échantillon PQ simulée par le programme SimWindows pour une tension appliquée entre les bornes de l'échantillon de 0V (graphe de gauche) et de -4V (graphe de droite)

La grande différence de pente pour les niveaux d'énergie entre les deux graphes est due à l'augmentation de la tension en inverse.

2.3.3. Champ électrique interne

Toujours à l'aide du programme SimWindows, nous calculons le champ électrique dans l'échantillon. Nous remarquons dans le graphe 2.4. qu'à 0V le champ électrique à l'intérieur de l'échantillon vaut une dizaine de kV par centimètre, et à -10V il atteint une centaine de kV/cm.



Graphe 2.4. : Champ électrique dans l'échantillon PQ lorsque la tension appliquée est de 0V, 4V et -10V aux bornes de l'échantillon

2.4. Caractérisation électrique

2.4.1. Mesures Courant-Tension (I-V)

Montage expérimental :

La mesure V-I détermine le courant qui traverse l'échantillon en fonction de la tension appliquée à ses bornes. Le montage expérimental utilisé est simple, il fait appel à une source de tension, un voltmètre et un ampèremètre; les différents appareils sont reliés électriquement à l'aide de câbles BNC standards. Nous indiquons ci-après le schéma pour le câblage électrique.



Schéma 2.4. : Schéma électrique pour la mesure Courant-Tension

Remarque :

L'impédance de l'échantillon est très grande lorsque la diode ne conduit pas (ce qui se produit pour des tensions positives supérieures au seuil de conduction) et lorsqu'il n'y a pas d'effet d'avalanche (ce qui se produit pour des tension négatives inférieures au seuil d'avalanche). Dans cette région où l'échantillon possède une très grande impédance (environ -7V à 0.7V), nous mesurons avec notre montage le courant qui traverse le voltmètre car l'impédance constante du voltmètre est inférieure à celle de l'échantillon dans cette zone de tension, et cela se traduit par une droite passant par zéro dont la pente représente l'impédance du voltmètre.

Forme générale :

Nous représentons pour commencer la caractéristique I-V pour des échantillons de surface identique (une longueur d'environ 0.5mm pour une largeur de 5mm). Pour des tensions en inverse, le comportement est identique pour tous les échantillons. Par contre lorsque nous appliquons une tension positive, le seuil de conduction n'est pas le même pour les échantillons CM (ou PQ) que pour les échantillons FILS. Le seuil pour les échantillons FILS est plus grand que pour les échantillons PQ et CM.



Graphe 2.5.: Caractéristique Courant-Tension pour tous les échantillons (CM, PQ, FILS) avec une longueur d'environ 0.5mm et une largeur d'environ 5mm

Dépendance avec la surface de l'échantillon :



Graphe 2.6.: Caractéristique Courant-Tension pour les échantillons CM (#1121) et FILS (#1136) avec deux longueurs différentes (environ 0.5 et 1.5mm) et une largeur identique (5mm)

Pour comparer le comportement du courant traversant la diode lorsque la surface de celle-ci augmente, nous avons superposé les caractéristiques I-V des échantillons CM et FILS (#1136) pour deux longueurs différentes (la largeur est identique dans les deux cas). Nous constatons une détérioration de la caractéristique I-V lorsque l'échantillon est plus long (surface plus grande), c'est-à-dire que pour une tension donnée, il y a plus de courant qui traverse la diode. Néanmoins, cette augmentation du courant est raisonnable (le courant par unité de surface baisse).

2.4.2. Caractéristique Capacité-Tension (C-V)

Mesure C-V:

La mesure de la capacité de l'échantillon en fonction de la tension appliquée aux bornes permet de déterminer le profil des porteurs. Cette mesure ne donne pas les dopages individuels des donneurs (N_D) et des accepteurs (N_A), mais le dopage effectif N_{eff} [4] défini par :

$$N_{eff} = \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D}$$

A partir des mesures C-V, nous allons tirer deux informations : le profil de dopage effectif dans l'échantillon ainsi que l'épaisseur de la zone de déplétion (à l'intérieur de laquelle s'exerce le champ électrique).

Echantillon CM #1121:



Densité effective de charges calculée à partir de la mesure C-V dans l'échantillon CM #1121



Graphe 2.8. :

Largeur de la zone de déplétion calculée à partir de la mesure C-V dans l'échantillon CM #1121

Echantillon FILS #1115 :



Densité effective de charges calculée à partir de la mesure C-V dans l'échantillon FILS #1115



Graphe 2.10. :

Largeur de la zone de déplétion calculée à partir de la mesure C-V dans l'échantillon FILS #1115

Discussion:

Dans les deux échantillons présentés, nous ne détectons aucune anomalie au niveau du profil de dopage effectif. En ce qui concerne l'épaisseur de la zone de déplétion, elle est d'environ 0.9µm pour des tensions appliquées allant jusqu'au-dessus de 0V, ce qui nous assure que la zone active se trouve dans la région où s'exerce le champ électrique.

2.5. Modes propres du guide d'onde (modèle à cinq couches [5])

2.5.1. Géométrie du modèle à cinq couches symétriques

- Soit un guide planaire de cinq couches numérotées de I à V et orientées orthogonalement à la direction Oy
- Les couches des manteaux I et V d'indice n1 sont d'épaisseur semi-infinie
- Les couches de cœur II et IV d'indice n₂ sont d'épaisseur 2w
- La couche III d'indice n₃ est d'épaisseur 2d (dans nos échantillons, cette couche représente le super-réseau)
- Les modes se propagent dans la direction Oz et ils sont invariants par translation dans la direction Ox



Schéma 2.5. : Géométrie du guide à cinq couches symétriques

2.5.2. Définitions et relations importantes

- Nous considèrons une onde monochromatique de pulsation ω se propageant de manière guidée dans la direction Oz; le mode guidé est de polarisation transverse électrique (TE) ou transverse magnétique (TM), symétrique ou anti-symétrique
- Pour chaque matériau j , nous définissons un paramètre k_j qui dépend de l'indice de réfraction du matériau n_j et de la longueur d'onde λ : $k_j = \frac{2 \pi n_j}{\lambda}$

- Nous définissons pour deux matériaux contigus un paramètre Δ : $\Delta_{1,3} = \frac{n_2^2 n_{1,3}^2}{n_2^2}$
- Nous définissons une constante de propagations β et des constantes b , p_1 et p_3 telles que :

$$k_2^2 = \beta^2 + b^2$$
 et $k_{1,3}^2 = \beta^2 - p_{1,3}^2$

• Nous définissons une variable B sans dimension telle que :

$$B = \frac{b}{k_2} \implies \frac{p_{1,3}}{k_2} = \sqrt{\Delta_{1,3} - B^2}$$

• Pour chaque mode, nous définissons un terme de phase ϕ

2.5.3. Champ électrique et conditions limites pour les modes TE

Champ électrique et champ magnétique :

Soit \vec{E} le champ électrique du mode guidé et \vec{H} le champ magnétique et μ_0 la constante de perméabilité magnétique dans le vide. Le champ électrique est transverse dans la direction Ox, c'est pourquoi il ne dépend que d'une seule fonction $A_x(y)$ et d'un terme de phase $e^{i(\omega t - \beta z)}$:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} A_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \quad \text{et} \quad \vec{H} = -\frac{1}{i \ \omega \ \mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{E}$$

Définition de A_x(y) pour les modes TE symétriques

• Couche III : $0 \le |y| \le d$ • Couche IV : $d \le y \le d + 2w$ • Couche V : $d + 2w \le y$ • Couche V : $d + 2w \le y$ $A_x = A_0 \cdot \cos(b_0 (y - d) + \varphi_0)$ $A_x = A_0 \cdot \cos(b_0 2w + \varphi_0) \cdot e^{-p_1^0 (y - d - 2w)}$

Le mode étant symétrique, nous connaissons Ax dans les couches I et II car

$$A_x(-y) = A_x(y)$$

Pour déterminer les constantes, nous imposons un recollement C¹ aux interfaces en y=d et y=d+2w (continuité du champ électrique et sa dérivée).

• En y = d entre les couches III et IV : $p_3^0 \cdot \tanh(p_3^0 d) = -b_0 \cdot \tan(\varphi_0)$

• En y = d + 2w entre les couches IV et V : $p_1^0 = b_0 \cdot \tan(b_0 2w + \varphi_0)$

Modes TE anti-symétriques :

• Couche III : $0 \le |y| \le d$ • Couche IV : $d \le y \le d + 2w$ • Couche IV : $d \le y \le d + 2w$ • Couche V : $d + 2w \le y$

Le mode étant anti-symétrique, nous connaissons Ax dans les couches I et II car

$$A_x(-y) = -A_x(y)$$

Pour déterminer les constantes, nous imposons un recollement C¹ aux interfaces en y=d et y=d+2w (continuité du champ électrique et sa dérivée).

- En y = d entre les couches III et IV : $p_3^1 \cdot \operatorname{coth}(p_3^1 d) = -b_1 \cdot \tan(\varphi_1)$
- En y = d + 2w entre les couches IV et V : $p_1^1 = b_1 \cdot \tan(b_1 2w + \varphi_1)$

2.5.4. Champs magnétique et conditions limites pour les modes TM

Champ magnétique et champ électrique :

$$\vec{H} = \begin{pmatrix} B_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \quad \text{et} \quad \vec{E} = \frac{1}{i \ \omega \ \varepsilon_0} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{1}{i \ \omega \ \varepsilon_0} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \partial \left(B_x \cdot e^{-i\beta z} \right) / \partial z \\ - \partial \left(B_x \cdot e^{-i\beta z} \right) / \partial y \end{pmatrix}$$

Modes symétriques et anti-symétriques :

- Les équations pour B_x sont les mêmes que les équations pour A_x dans le cas TE, avec des constantes B_0 et B_1 au lieu de A_0 et A_1
- Le recollement C¹ se fait à présent pour le champ magnétique et sa dérivée

2.5.5. Equations caractéristiques pour les modes TE ($\gamma = 0$) et TM ($\gamma = 1$)

Variables inconnues :

Il y a cinq variables inconnues par mode : β , ϕ , p_1 , p_3 et B.

Modes symétriques :

$$2 k_2 w B_0 = n \pi + \arctan\left(\frac{\sqrt{\Delta_1 - B_0^2}}{B_0 \cdot (1 - \gamma \Delta_1)}\right) + \arctan\left(\frac{\sqrt{\Delta_3 - B_0^2} \cdot \tanh\left(k_2 d \sqrt{\Delta_3 - B_0^2}\right)}{B_0 \cdot (1 - \gamma \Delta_3)}\right)$$

Modes anti-symétriques :

$$2 k_2 w B_1 = n \pi + \arctan\left(\frac{\sqrt{\Delta_1 - B_1^2}}{B_1 \cdot (1 - \gamma \Delta_1)}\right) + \arctan\left(\frac{\sqrt{\Delta_3 - B_1^2} \cdot \coth\left(k_2 d \sqrt{\Delta_3 - B_1^2}\right)}{B_1 \cdot (1 - \gamma \Delta_3)}\right)$$

Discussion:

A partir des équations caractéristiques que nous avons énoncées ci-dessus, nous pouvons déterminer les solutions pour le paramètre B. Pour résoudre l'équation, nous avons utilisé une résolution graphique qui consiste à chercher l'intersection entre la courbe représentant le membre de droite de l'équation et celle qui représente le membre de gauche. Le facteur $n\pi$ indique que l'équation est valable pour tous les modes propres (où n indique l'ordre du mode). Dans la pratique, nous pouvons négliger ce facteur $n\pi$, car nous montrerons que seul le premier mode symétrique possède une solution pour B.

2.5.6. Relations inverses pour les paramètres du mode lorsque $B_{0,1}$ est connu

$$b = B \cdot k_2 \qquad \qquad \beta = k_2 \sqrt{1 - B^2}$$
$$p_{1,3} = k_2 \sqrt{\Delta_{1,3} - B^2} \qquad \qquad \varphi = \arctan\left(\frac{p_1}{b}\right) - b \cdot 2w$$

2.5.7. Paramètres calculés des modes propres

Paramètres de la structure des échantillons :

- Couches I et V : manteau en Al_{0.15}Ga_{0.85}As d'épaisseur infinie
- Couches II et IV : cœur en GaAs d'une épaisseur de $2w = 0.13 \mu m$
- Couche III : super-réseau en $Al_{0.33}Ga_{0.66}As$ d'une épaisseur de $2d = 0.14 \mu m$

Indices de réfraction utilisés [6] :

Dans la zone intrinsèque qui nous intéresse, le dopage existant est non intentionnel et il est supposé suffisamment faible pour ne pas modifier de manière significative la valeur de l'indice de réfraction, c'est pourquoi nous négligeons les dopages dans la définition des indices de réfraction qui sont donnés dans le tableau 2.1.

λ (nm)	GaAs	Al _{0.15} Ga _{0.85} As	Al _{0.33} Ga _{0.66} As
900	3.54939	3.4612	3.36144
950	3.52086	3.43609	3.33968
1000	3.49709	3.41506	3.32148
1500	3.38286	3.31336	3.23292

Tableau 2.1. :

Indice de réfraction en fonction du matériau et de la longueur d'onde

Paramètres des modes calculés à partir du modèle à cinq couches :

Pour résoudre les équations caractéristiques, nous avons écrit un petit programme qui détermine les valeurs possibles pour le paramètre B. Pour nos guides d'onde, seul le premier mode symétrique TE et le premier mode symétrique TM existent dans la plage allant de 900 à 1500 nm. Nos guides sont donc monomodes et nous donnons dans le tableau 2.2. la valeur des paramètres inconnus du champ électrique dans le cas du mode TE et du champ magnétique dans le cas du mode TM pour des longueurs d'onde de 900, 950, 1000 et 1500nm.

λ	900)nm	950nm		1000nm		1500nm	
Mode	TE	ТМ	TE	ТМ	TE	ТМ	TE	ТМ
b (1/μm)	5.204	5.264	4.850	4.899	4.542	4.583	2.812	2.822
β (1/μm)	24.227	24.214	22.776	22.765	21.498	21.490	13.888	13.886
p ₁ (1/μm)	1.738	1.548	1.507	1.340	1.324	1.175	0.510	0.450
p ₃ (1/μm)	6.019	5.967	5.554	5.511	5.162	5.125	3.082	3.073
-φ	0.4067	0.3967	0.3774	0.3689	0.3522	0.3450	0.2134	0.2114

 Tableau 2.2. :

 Paramètres du mode symétrique fondamental TE et TM dans le modèle à cinq couches

Exemple du mode TE symétrique à 900 nm et 1500 nm

Pour les deux longueurs d'onde 900 et 1500nm, nous avons reporté dans les graphes 2.11. et 2.12. la valeur du champ électrique et de l'intensité du mode TE symétrique. Nous remarquons que pour une longueur d'onde de 900nm le mode est bien mieux confiné que pour une longueur d'onde de 1500nm.





Graphes 2.12. : Champ électrique et Intensité du mode dans la direction Oy pour une longueur d'onde de 1500nm dans le modèle à cinq couches

2.6. Caractérisation optique des échantillons

2.6.1. Pertes par radiation au travers des manteaux (cf. Annexe 1 §8.2.)

Description du problème :

Dans le modèle à cinq couches, nous considérons que les manteaux est d'épaisseur semiinfinie. Or dans la réalité, ils font 2µm d'épais. Le mode n'étant plus aussi bien guidé, il y aura des pertes par radiation au travers des manteaux.

Dans les guides qui nous intéressent, le premier manteau est suivi directement de l'air alors que le second manteau est suivi d'une épaisse couche de GaAs. Pour le manteau en contact avec l'air, les pertes sont négligeables car l'indice de réfraction de l'air est fortement inférieur à celui du manteau en Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Par contre, avec le second manteau, il y aura des pertes par radiation, car son indice de réfraction est inférieur à celui de la couche de GaAs.

Définitions :

- Soit I₀(y,z) l'intensité du mode sans perte calculée à partir du modèle à cinq couches et I(y,z) l'intensité du mode optique avec atténuation
- Soit S(z) une fonction qui représente le nombre de photons dans le mode :

$$S(z) = \int dy \ I(y, z)$$

- Soit y₀ la position de l'interface entre le manteau et le GaAs (l'origine est placée au centre du guide)
- Nous appelons α_{radiation} le coefficient de pertes par radiation tel que l'atténuation du mode guidé puisse être décrite par le terme e^{-α_{radiation}·z}

Calcul du coefficient de pertes par radiation :

Après quelques manipulations décrites dans l'Annexe 8.2. nous trouvons la relation suivante pour le coefficient de perte par radiation :

$$\alpha_{radiation} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_1}\right)^2} \cdot \frac{I(y_0, 0)}{S(0)}$$

Coefficient de pertes par radiation évalué à partir du modèle à cinq couches :

Nous avons calculé à partir du mode trouvé à l'aide du modèle à cinq couches symétriques la valeur de l'intensité du champ électrique en y_0 aux bords du manteau, ainsi

que la valeur initiale du nombre de photons S(0). Il est alors possible d'évaluer à l'aide de la relation ci-dessus le coefficient de pertes par radiation. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 2.3. Dans les longueurs d'onde qui nous intéressent (850 à 1000nm) nous constatons que les pertes par radiation sont faibles.

λ	900)nm	950nm		1000nm		1500nm	
Mode	TE	ТМ	TE	TM	TE	ТМ	TE	TM
$\alpha_{\text{radiation}}$ 1/cm	0.35	0.62	0.74	1.19	1.32	1.97	9.71	10.17

Tableau 2.3. :

Valeurs calculées à partir du modèle à cinq couches des pertes par radiation au travers des manteaux en fonction de la longueur d'onde et de la polarisation

2.6.2. Mesures expérimentales des pertes dans le guide

Nous avons évalué à 1500nm les pertes globales dans les échantillons par deux méthodes différentes. A cette longueur d'onde de 1500nm, nous supposons qu'il n'y a pas d'absorption, ce qui veut dire que les pertes observées sont de type structurel. La première méthode consiste à mesurer l'intensité transmise du mode par rapport à la distance parcourue. La seconde méthode fait appel aux oscillations de Fabry-Perot. Pour les deux méthodes, nous supposons que l'intensité de l'onde à la sortie du guide est donnée par :

 $I = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot L}$

où I_0 est l'intensité du mode à l'entrée du guide, L est la longueur de l'échantillon et α est le coefficient de pertes structurelles dans le guide.

Première méthode :

Nous mesurons l'intensité I pour différentes longueurs. Nous supposons que l'intensité du mode à l'entrée du guide est toujours la même. Dans ce cas nous savons que

$$Ln(I) = -\alpha \cdot L + Ln(I_0)$$

Connaissant I pour au moins deux longueurs différentes, nous pouvons déterminer le coefficient α à partir de la pente de la droite des Ln(I) en fonction de la longueur L.

Remarque sur la première méthode :

Lorsque nous changeons d'échantillon, il est difficile de parvenir à un couplage identique, c'est pourquoi cette méthode demande au moins trois points pour déterminer convenablement le coefficient α .

Seconde méthode [7] :

Nous considérons un faisceau laser focalisé dans un guide plan de longueur L. La lumière est réfléchie à l'intérieur du guide par les deux clivages parallèles de réflectivité R. Nous développons au premier ordre l'équation du champ électrique résultant des interférences

entre les différentes ondes réfléchies. Nous pouvons alors exprimer le coefficient de perte α à partir des interférences de Fabry-Perot, c'est-à-dire à l'aide de l'intensité maximale I₊ et minimale I₋ de ces interférences. Nous obtenons alors la relation :

$$\alpha = -\frac{1}{L} \cdot Ln\left(\frac{\sqrt{3}}{2R} \cdot \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}\right)$$

Résultats expérimentaux pour l'échantillon FILS #1136 :

La forme générale des interférences de Fabry-Perot observée lorsque la lumière se propage parallèlement aux fils est présentée dans le graphe 2.13 pour un échantillon de 415µm de long.



Graphe 2.13 : Interférences de Fabry-Perot dans l'échantillon FILS #1136 de longueur L=415µm

Le laser utilisé pour l'expérience (un Radian Innova modèle Intun 1500) est très précis sur la longueur d'onde d'émission, ce qui fait qu'il est possible de déterminer avec grande précision la longueur de l'échantillon à partir de la relation

$$L = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n \cdot \Delta \lambda}$$

où λ est la longueur d'onde (1.5µm), n est l'indice de réfraction du guide (3.383) et $\Delta\lambda$ est la différence de longueurs d'onde entre deux maxima ou deux minima.

Nous avons utilisé quatre échantillons de longueurs différentes (415, 550, 625, 760 μ m). A partir des interférences de Fabry-Perot obtenues pour chaque échantillon, nous avons mesuré le coefficient de perte α . Les résultats sont contenus dans l'intervalle de 17.8 à 20cm⁻¹.

Avec les mêmes échantillons, nous avons appliqué la première méthode dont le résultat est présenté dans le graphe 2.14.



Graphe 2.14. : Logarithme de la transmission en fonction de la longueur d'onde

Nous calculons à partir de la pente de la droite de régression une valeur du coefficient de perte de 20.5cm⁻¹. Nous remarquons que les deux méthodes convergent vers un résultat identique d'environ 20cm⁻¹ pour cet échantillon FILS.

Résultats expérimentaux pour l'échantillon CM :

Pour l'échantillon CM, nous avons aussi procédé à la prise de mesure avec les deux méthodes. Dans ce cas nous obtenons une valeur pour le coefficient de perte α d'environ 12cm⁻¹.

Remarques :

Dans la partie précédente, nous avons évalué les pertes par radiation au travers des manteaux. Nous avons obtenus pour une longueur d'onde de 1.5µm des valeurs d'environ 10cm⁻¹.

Pour l'échantillon CM, la valeur des pertes mesurées est proche de 12cm⁻¹, ce qui veut dire que les pertes sont principalement des pertes par radiation. Entre 850 et 1000nm les pertes par radiation au travers des manteaux sont voisines à 1cm⁻¹, ce qui nous laisse à penser que pour l'échantillon CM, les pertes structurelles dans le guide seront faibles dans l'intervalle de longueur d'onde qui nous intéresse (850 à 1000nm).

Pour l'échantillon FILS, la valeur des pertes mesurées est d'environ 20cm^{-1.} Aux longueurs d'onde qui nous intéressent, nous ne pourrons pas laisser de côté les pertes structurelles.
2.6.3. Recouvrement optique en intensité

Recouvrement optique avec la zone active :

A partir du modèle à cinq couches et en choisissant une zone active de 6nm d'épaisseur, nous calculons le recouvrement optique entre l'intensité du mode propre du guide et la zone active.

λ	900)nm	950)nm	100	0nm	150	0nm
Mode	TE	TM	TE	TM	TE	TM	TE	ТМ
Recouvr.	0.49%	0.47%	0.47%	0.44%	0.44%	0.41%	0.22%	0.18%

Tableau 2.4. :

Recouvrement optique en intensité entre le mode guidé et la zone active de 6nm d'épaisseur (calcul à partir du modèle du guide d'onde à cinq couches symétriques)

Dans l'intervalle de longueurs d'onde qui nous intéressent (850 à 1000nm), le recouvrement optique pour l'intensité est d'environ 0.45%.

Recouvrement avec les deux parties du cœur :

Le la même manière, nous calculons le recouvrement optique entre l'intensité du mode propre avec les deux parties du cœur du guide.

λ	900)nm	950)nm	100	0nm	150	Onm
Mode	TE	TM	TE	TM	TE	TM	TE	ТМ
Recouvr.	30%	29%	28%	26%	25%	24%	12%	11%

Tableau 2.5. :

Recouvrement optique en intensité entre le mode guidé et les deux parties du coeur (calcul à partir du modèle du guide d'onde à cinq couches symétriques)

Dans l'intervalle de longueurs d'onde qui nous intéressent (850 à 1000nm), le recouvrement optique pour l'intensité est d'environ 27%. Par rapport au recouvrement optique avec la zone active, il y a un facteur cinquante de différence, ce qui veut dire que les processus d'absorption dans le cœur en GaAs seront très forts par rapport à ceux qui se produiront dans la zone active.

2.7. Mesures de photoluminescence

2.7.1. Description d'une mesure de photoluminescence

Les mesures de photoluminescence à température ambiante (300K) et à la température de l'azote liquide (77K) permettent la détermination des énergies de recombinaison électron trou les plus basses.

Dans une mesure de photoluminescence, nous excitons l'échantillon avec un faisceau laser de petite longueur d'onde (dans le vert). Nous détectons ensuite au travers d'un monochromateur la lumière réémise par l'échantillon. Nous obtenons alors l'intensité émise par l'échantillon en fonction de la longueur d'onde. Il y a une différence d'environ 48nm entre un pic à 300K et un pic de même origine détecté à 77K. Expérimentalement, il faut attaquer le manteau supérieur du guide d'onde pour observer les photons émis par la zone active.



Graphe 2.15. : Photoluminescence dans l'échantillon PQ à 77K et à 300K

Résultats :

• A 77 K, il y deux pics à 878 et 822nm et à 300 K, il y a deux pics à 929 et 869nm

2.7.3. Echantillons FILS

Echantillon #1115 :



Graphe 2.16. : Photoluminescence dans l'échantillon FILS #1115 à 77K et à 300K

Echantillon #1136:



Graphe 2.17. : Photoluminescence dans l'échantillon FILS #1136 à 77K et à 300K

Résultats :

- Pour l'échantillon #1115, il y a à 77 K trois pics à 900, 882 et 822nm et à 300 K, il y a deux pics à 955 et 934nm
- Pour l'échantillon #1136, il y a à 77 K deux pics à 888et 870nm et 300 K, il y a trois pics à 939, 920 et 870nm

Chapitre 3 : Présentation des expériences de photocourant et de transmission

3.1. Présentation générale du montage utilisé pour exciter les modes optiques guidés de nos échantillons			
3.2. Sources de lumière utilisées	36		
3.2.1. Source de lumière Blanche couplée à un monochromateur	36		
3.2.2. Source Laser	37		
3.3. Mesure de photocourant	38		
3.4. Mesure de transmission	39		
3.5. Discussion sur la photodiode utilisée pour la mesure de transmission	40		
3.5.1. Relation entre la puissance lumineuse à mesurer et la tension mesurée	40		
3.5.2. Correction des mesures de transmission dues à la non linéarité P-U de la photodiode	41		

3.1. Présentation générale du montage utilisé pour exciter les modes optiques guidés de nos échantillons

Montage expérimental :



Schéma 3.1. : Description générale du montage expérimental

- La source de lumière est décrite dans la partie 3.2.
- Les lentilles de focalisation utilisées sont du modèle UD40 du fabriquant Zeiss
- L'échantillon est fixé sur un porte-échantillon qui peut être orienté librement dans l'espace
- La caméra est du type CCD (*Philips* modèle *LDH 0470/00*) ou du type photomultiplicateur (*Hamamatsu* modèle *C1000*); la caméra permet la visualisation de la transmission des modes guidés en sortie de l'échantillon

Remarques sur le guidage :

Pour bien exciter les modes guidés et non pas les modes impropres dans nos échantillons dont le cœur ne fait que 0.4μ m, la face d'entrée doit être orthogonale au faisceau lumineux entrant et le plan du guide doit être parallèle à la direction de propagation du faisceau.

Nous avons observé que les lentilles possédaient une chromaticité importante dans la zone de longueur d'onde comprise entre 850 et 1000nm. Cela signifie que la focale des lentilles varient avec la longueur d'onde. Cette défocalisation perturbe plus fortement les mesures de transmission que celles de photocourant.

Remarque :

Pour nos mesures de photocourant et de transmission, nous avons disposé de deux bancs optiques qui différaient par la source de lumière utilisée. Ces deux sources sont pilotables en longueur d'onde à l'aide d'un ordinateur.

3.2.1. Source de lumière blanche couplée à un monochromateur

Une première source utilisée est constituée d'une ampoule à filament de tungstène couplée à un monochromateur (Jobin-Yvon modèle HR 250M). Le choix de la polarisation de la lumière se fait à l'aide d'un polariseur placé à la sortie du monochromateur.



Schéma 3.2. : Description de la source de lumière blanche couplée à un monochromateur

Caractéristiques de la source :

La puissance lumineuse obtenue avec cette source à la sortie du polariseur est de l'ordre du nanowatt. La largeur spectrale du rayonnement est fixée par le monochromateur et elle est d'environ 5nm.

3.2.2. Source Laser

Une autre source de lumière utilisée est un laser solide à cristal Ti-Sa, pilotable entre 850 et 1000nm (*Spectra Physics* modèle *3900*). Un laser à gaz à argon est utilisé pour pomper optiquement le cristal Ti-Sa (*Spectra Physics* modèle *2030*). La puissance de sortie du Ti-Sa est stabilisée à 0.02W. Un jeu de trois polariseurs nous permet de choisir la polarisation de notre faisceau et sa puissance. Les parties principales de cette source lumineuse sont représentées sur le schéma 3.3.



Schéma 3.3. : Description de la source de "Laser"

Caractéristiques de la source :

Nous avons utilisé pour nos expérience une plage de puissance pour la lumière d'entrée dans l'échantillon qui varie de 0.1mW à 0.0001mW. La largeur spectrale du laser est de 40GHz d'après le fabriquant (ce qui correspond à une largeur spectrale de 0.1nm). Le faisceau en sortie du laser traverse un isolateur optique de la firme Optics for Reseach (modèle *IO-5-TiS2*). Cet élément optique nous assure que les diverses réflexions (sur les lentilles et sur la face d'entrée de l'échantillon) ne perturbent pas le laser.

3.3. Mesure de photocourant

Montage expérimental :

Les mesures de photocourant consistent à évaluer le courant électrique photogénéré dans nos échantillons. Le photocourant est mesuré à l'aide d'un amplificateur Lock-In (modèle *SR850* du fabriquant *Stanford Research*) relié à un hacheur (à 172Hz) du même fabriquant (modèle *SR540*) placé à la sortie de la source de lumière. Pour appliquer une tension sur l'échantillon, nous utilisons une source d'alimentation *Hewlett Packard* (modèle *3314A*). Le schéma du câblage électrique de la mesure de photocourant est indiqué ci-après :



Schéma 3.4. : Description du montage expérimental pour une mesure de photocourant (dans l'encadré en pointillé)

Remarques :

Nous pouvons mesurer le photocourant de deux façons : soit nous mesurons directement le courant traversant l'échantillon, soit nous mesurons la tension aux bornes d'une résistance que nous plaçons sur le circuit. Nous avons utilisé la mesure directe du courant. Dans cette configuration, le courant total traversant le Lock-In ne doit pas dépasser 1 μ A, ce qui limite la tension que nous pouvons appliquer à l'échantillon (-9V à 0.9V, cf. 2.4.). Nous n'avons pas utilisé la méthode de mesure de la tension aux bornes d'une résistance, car lorsque le courant total traversant la diode dépasse 1 μ A, le bruit généré par ce courant devient supérieur à celui généré par la lumière.

3.4. Mesure de transmission

Montage expérimental :

Dans les expériences de transmission, nous mesurons l'intensité de la lumière ayant traversé l'échantillon. Pour y parvenir, nous relions une photodiode placée en sortie de l'échantillon l'amplificateur Lock-In (le même modèle que celui utilisé dans la mesure de photocourant avec le même hacheur).



Schéma 3.5. : Description de l'appareillage utilisé dans une mesure de transmission

Remarques :

Dans la mesure de photocourant, nous utilisons le Lock-In dans un mode courant. Dans une mesure de transmission, nous utilisons le mode tension, c'est-à-dire que nous mesurons la tension aux bornes de la photodiode. Nous discuterons ce point dans la partie 3.5.

La qualité avec laquelle nous excitons les modes guidés et non pas les modes impropres est importante pour pouvoir évaluer l'atténuation des modes guidés à l'aide de nos mesures de transmission. Ainsi, la source de lumière blanche couplée au monochromateur ne permet pas de focaliser la totalité de lumière dans le guide, ce qui fait que nous observons en plus du mode guidé, des modes impropres dont l'intensité est non négligeable. Pour enlever la composante des modes impropres, nous plaçons une fente à la sortie de l'échantillon avant la photodiode pour ne laisser passer que la lumière guidée. Dans les mesures où nous avons utilisé la source laser, nous n'avons pas utilisé de fente à la sortie, car dans ce cas il est possible d'exciter uniquement les modes guidés.

3.5. Discussion sur la photodiode utilisée pour la mesure de transmission

3.5.1. Relation entre la puissance lumineuse à mesurer et la tension mesurée

Dans cette partie, nous montrons pourquoi il est cohérent de procéder aux mesures de transmission en mesurant la tension aux bornes de la photodiode placée en sortie du guide. Pour les puissances lumineuses mesurées en sortie des guides, la relation entre la tension de la diode et la puissance lumineuse est une relation quadratique et même quasilinéaire dans une large plage de puissance.

Dans nos mesures de transmission, la tension mesurée aux bornes de la photodiode en sortie de l'échantillon n'excède généralement pas 20mV. La caractéristique de la tension aux bornes de la photodiode U en fonction de la puissance P éclairant la photodiode est indiquée sur le graphe 3.1. où nous remarquons que la relation entre P et U est quadratique.



Graphe 3.1. :

Puissance entrant dans la photodiode en fonction de la tension mesurée aux bornes de la photodiode (pour des valeurs inférieures à 20mV) et courbe polynomiale du second ordre correspondante



Graphe 3.2. : Puissance entrant dans la photodiode en fonction de la tension mesurée aux bornes de la photodiode (pour des valeurs inférieures à 10mV) et courbe de régression linéaire correspondante

Pour des tensions mesurées inférieures à 10mV, nous constatons sur le graphe 3.2. que la relation entre U et P est linéaire. L'équation de la droite de régression est donnée par :

$$P = 4.3040 \cdot 10^{-4} U$$

3.5.2. Correction des mesures de transmission dues à la non linéarité P-U de la photodiode

La tension de la photodiode pour la plupart des mesures de transmission est inférieure à 10mV : nous pouvons utilisé la relation linéaire entre la puissance lumineuse et la tension aux bornes de la photodiode. Pour les cas où la tension sur la photodiode est supérieure à 10mV, nous avons corrigé la mesure de transmission à l'aide de la relation quadratique.

Chapitre 4 : Mesures de Photocourant

4.1. Remarque sur le photocourant	43
4.1.1. Définitions et Hypothèses	43
4.1.2. Photocourant	43
4.2. Echantillon CM #1121	45
4.2.1. Forme générale sans tension appliquée à l'échantillon	45
4.2.2. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon	45
4.2.3. Discussion des résultats pour le photocourant dans l'échantillon CM	46
4.3. Echantillon PQ : #1124	48
4.3.1. Forme générale sans tension appliquée à l'échantillon	48
4.3.2. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon	49
4.3.3. Photocourant dans l'échantillon PQ sans l'effet du GaAs	51
4.3.4. Discussion des résultats pour le photocourant dans l'échantillon PQ	52
4.4. Echantillon FILS : #1115	56
4.4.1. Remarques	56
4.4.2. Forme générale pour une tension appliquée de 0.8V et avec une propagation parallèle aux fils (//)	56
4.4.3. Forme générale pour une tension appliquée de 0.8V et avec	57
une propagation orthogonale aux fils (\perp)	
4.4.4. Photocourant dans l'échantillon FILS #1115 sans l'effet du GaAs	58
4.4.5. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon	59
4.5. Echantillon FILS : #1136	61
4.5.1. Remarques	61
152 Forme générale	(1

4.1. Remarque sur le photocourant

Dans cette partie, nous allons montrer sous quelles conditions nous pouvons considérer que le photocourant mesuré est proportionnel à un coefficient d'atténuation que nous noterons $\beta(\lambda)$.

4.1.1. Définitions et hypothèses

Nous définissons un coefficient d'atténuation $\beta(\lambda)$ qui englobe tous les effets de pertes de photons par le mode guidé (par radiation, diffusion et absorption).

Nous appelons $I(z,\lambda)$ l'intensité du flux lumineux en fonction de la longueur d'onde λ et de la distance parcourue dans l'échantillon z, alors la forme de cette fonction est donnée par l'équation suivante :

$$I(z,\lambda) = I_0 \cdot e^{-\beta(\lambda) \cdot z}$$

Le nombre de photons est proportionnel à l'intensité lumineuse. Le nombre de photons perdus par le mode optique guidé est proportionnel à ΔI défini par

$$\Delta I(z,\lambda) = I(0,\lambda) - I(z,\lambda) = I_0 \cdot \left(1 - e^{-eta(\lambda) \cdot z}
ight)$$

De plus, nous supposons qu'il existe une relation linéaire entre le nombre de photons perdus par le mode et le photocourant mesuré (pas d'effets non-linéaires liés à la puissance lumineuse).

4.1.2. Photocourant

Soit $F(\lambda)$ le photocourant généré dans l'échantillon pour une longueur d'onde λ , et L la longueur totale de l'échantillon traversé, alors avec le modèle choisi, nous obtenons la relation suivante :

$$F(\lambda) = C \cdot \left(1 - e^{-\beta(\lambda) \cdot L}\right)$$

où C < 1 est une constante qui tient compte de la probabilité qu'un photon soit absorbé et de la probabilité que ce photon génère du photocourant.

Ce qui nous intéresse dans les mesures de photocourant, c'est la dépendance de celui-ci vis-à-vis de la longueur d'onde, c'est pourquoi nous normalisons le photocourant à l'unité en posant C=1 et nous l'appellerons photocourant normé. Ci-dessous, nous avons représenté le photocourant normé $F(\lambda) = (1 - e^{-\beta(\lambda) \cdot L})$ en fonction des deux paramètres en jeu : la longueur de l'échantillon et le coefficient d'atténuation.



- du coefficient d'atténuation et pour deux longueurs d'échantillon (0.5 et 1.0mm)
- de la longueur de l'échantillon pour un coefficient d'atténuation de 15 cm⁻¹ avec la droite de régression (courbe en trait fin)

Résultats :

Dans nos mesures de photocourant, la longueur des échantillons n'excède pas 0.9mm. En se basant sur le premier graphe, nous constatons que jusqu'à 20cm⁻¹, le comportement du photocourant est presque linéaire vis-à-vis du coefficient d'atténuation $\beta(\lambda)$. Cette affirmation est d'ailleurs confirmée par le second graphe où pour un coefficient d'atténuation de 15cm⁻¹ nous constatons que le photocourant en fonction de la longueur de l'échantillon est proche de la droite de régression indiquée en trait fin.

En conclusion, nous pouvons dire que le photocourant est proportionnel au coefficient d'atténuation si l'échantillon a une longueur inférieure à 1mm et si le coefficient d'atténuation est inférieur à 15cm⁻¹.

4.2. Echantillon CM #1121



4.2.1. Forme générale sans tension appliquée à l'échantillon

Graphe 4.3. :

Photocourant généré dans l'échantillon CM par le mode guidé de polarisation TE et TM lorsqu'une tension de 0V est appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Un photocourant non négligeable apparaît pour des longueurs d'onde inférieures à un seuil de 900nm (identique pour les modes TE et TM)
- Le photocourant augmente de manière linéaire entre 900 et 870nm
- Le photocourant atteint un plateau au-dessous de 870nm

4.2.2. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon

Résultats :

• Lorsque la tension appliquée en inverse augmente, nous constatons dans le graphe 4.4. un décalage vers des longueurs d'ondes plus grandes, donc à des énergies plus basses (phénomène identique en polarisation TE ou TM)



Graphe 4.4. : Photocourant généré dans l'échantillon CM par le mode guidé de polarisation TE et TM en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

4.2.3. Discussion des résultats pour le photocourant dans l'échantillon CM

Remarque :

Dans l'échantillon CM, la zone en GaAs du cœur possède la largeur de bande interdite la plus faible. C'est dans cette région que sont absorbés les photons du mode guidé dans la zone spectrale étudiée. A la température ambiante, la largeur de la bande interdite du GaAs est de 1.42eV [8], ce qui correspond à une longueur d'onde de 870nm.

Effet Franz-Keldysh :

Pour un cristal massif de GaAs parfait à l'intérieur duquel le champ électrique est nul, nous savons que l'absorption des photons n'est possible que pour des photons dont la longueur d'onde est inférieur à 870nm (transitions de la bande de valence à la bande de conduction). Par contre, dans notre échantillon, le cœur en GaAs se trouve dans la zone de déplétion. Dans la partie 2.3.3. nous avons évalué ce champ électrique interne à 10kV/cm pour une tension de 0V appliquée aux bornes de l'échantillon (40kV/cm pour une tension de -4V et 100kV/cm pour une tension de -10V).

La théorie établie par Franz et Keldysh [9] explique la variation d'absorption du GaAs placé dans un champ électrique non nul. Cette théorie nous apprend que le seuil d'absorption se déplace vers des énergies plus faibles lorsque le champ électrique interne augmente.

Dans nos mesures, l'effet Franz-Keldysh explique le déplacement du seuil de photocourant vers des longueurs d'onde plus grandes lorsque le champ électrique interne augmente.

Saturation du photocourant :

Pour des longueurs d'onde inférieures à 870nm, nous avons vu que le photocourant reste constant. Nous expliquons ce comportement par le fait qu'au-dessous de 870nm (la longueur d'onde correspondante à la largeur de la bande interdite), le GaAs absorbe la totalité du mode guidé.

Comportement au seuil :

Le coefficient d'absorption du GaAs est proportionnel à la densité d'état jointe (graphe 4.5.). La densité d'état jointe d'un cristal massif croit lentement à partir de l'énergie de la bande interdite [10], ce qui explique la lente croissance du photocourant au-dessus du seuil.



Graphe 4.5. : Densité d'état jointe d'un cristal massif en fonction de la longueur d'onde

4.3. Echantillon PQ : #1124



4.3.1. Forme générale sans tension appliquée à l'échantillon

Graphe 4.6. : Photocourant généré dans l'échantillon PQ par le mode guidé de polarisation TE et TM lorsqu'une tension de

0V est appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Au-dessous de 900nm, nous retrouvons l'effet du GaAs, c'est-à-dire la montée progressive du photocourant jusqu'à un plateau de saturation vers 870nm
- Au-dessus de 900nm, le photocourant généré par les modes TE et TM n'a pas le même comportement : le photocourant dans le cas de la polarisation TM chute rapidement alors que dans le cas de la polarisation TE, il reste constant avant de chuter vers 950nm

Remarque :

Nous ne nous intéressons pas à l'effet du GaAs, c'est pourquoi nous allons regarder plus en détail la région 900 à 970nm où pour l'échantillon CM nous n'avons rien observé.



Graphe 4.7. :

Photocourant généré dans l'échantillon PQ par le mode guidé de polarisation TE et TM lorsqu'une tension de 0V est appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Le seuil du photocourant généré par le mode TE se situe à 950nm vers 930nm pour le mode TM
- Le photocourant généré par le mode TE atteint un plateau entre 930 et 910nm
- Dans le cas du mode guidé TM, nous pouvons attribuer la faible augmentation du photocourant à un effet du GaAs

4.3.2. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon

Résultats :

- Lorsqu'une tension inverse est appliquée entre les bornes de l'échantillon, le photocourant généré par le mode TE augmente très fortement (facteur 16 entre la tension de 0V et celle de -9.92V), mais la forme du plateau reste; en ce qui concerne le décalage en longueur d'onde, il y a à nouveau un déplacement vers les plus hautes longueurs d'onde
- Pour le mode TM, le photocourant généré se comporte de la même manière que l'échantillon CM étudié auparavant
- Le décalage en longueur d'onde est moins marqué pour le mode TE que pour le mode TM





Graphes 4.8. et 4.9. : Photocourant généré dans l'échantillon PQ par le mode guidé de polarisation TE et TM en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

Remarque :

Nous allons comparer les courbes de photocourant à 0V et à -9.92V générées par le mode TE. Pour cela, nous adaptons l'échelle de la courbe à 0V de telle manière que le plateau de photocourant observé se situe à la même valeur que celui observé à -9.92V.



Graphe 4.10. :

Photocourant généré dans l'échantillon PQ par le mode guidé de polarisation TE lorsqu'une tension de 0V et de -9.92V est appliquée sur l'échantillon (la courbe à 0V est multipliée par un facteur 16)

Résultats :

• Avec les échelles adaptées, nous voyons bien qu'il y a un décalage vers les longueurs d'ondes plus grandes lorsque la tension appliquée sur l'échantillon en inverse augmente, mais ce décalage est faible (environ 5nm)

4.3.3. Photocourant dans l'échantillon PQ sans l'effet du GaAs

Nous avons constaté qu'au dessous de 900nm l'essentiel du photocourant était généré par la zone de GaAs, comme dans l'échantillon CM. Dans cette partie, nous proposons une méthode pour présenter les courbes de photocourant sans la contribution apportée par le GaAs. Pour y parvenir, nous supposons qu'à 850nm, tout le photocourant est généré par le GaAS et qu'il n'y a qu'un facteur d'échelle entre la valeur du photocourant dans l'échantillon CM et celle obtenue dans l'échantillon PQ. Nous utilisons pour commencer ce facteur d'échelle pour superposer sur le même graphe les courbes de photocourant de l'échantillon PQ et CM. La différence de tension appliquée à l'échantillon est suffisamment faible (moins de 0.5V), pour que nous puissions comparer les photocourants générés dans les échantillon PQ et CM.



Graphes 4.11. et 4.12. :

Photocourant généré dans les échantillons PQ et CM par le mode guidé de polarisation TE et TM lorsqu'une tension d'environ -9.5V est appliquée sur l'échantillon

Résultats :

• Avec le mode TM, le photocourant généré est le même dans les deux échantillons PQ et CM; le GaAs est donc à l'origine du photocourant dans cette situation (aucun effet du puits quantique)

• Avec le mode TE, le photocourant généré est très différent entre les échantillon CM et PQ

Remarque :

Pour bien faire ressortir le photocourant qui est généré par autre chose que l'effet du GaAs, nous allons soustraire le photocourant obtenu pour l'échantillon PQ par celui obtenu dans l'échantillon CM :



Graphes 4.13. et 4.14. :

Photocourant généré dans l'échantillon PQ et CM par le mode guidé de polarisation TE lorsqu'une tension de 0V, -3V et -9.92V est appliquée sur l'échantillon (graphe de gauche) et soustraction des photocourant ainsi obtenus entre l'échantillon PQ et CM (graphe de droite)

Résultat :

• Nous constatons que pour une tension inverse plus grande, le plateau du photocourant dû au puits quantique se ressert jusqu'à ressembler à un pic (effet du GaAs, comme nous le verrons dans la discussion)

4.3.4. Discussion des résultats pour le photocourant dans l'échantillon PQ

Remarque :

Ce qui se passe au-dessous de 900nm ne nous intéresse pas dans cette discussion car nous avons déjà vu que le photocourant observé dans cette région résulte de l'absorption des photons du mode guidé par le GaAs du cœur du guide.

Niveaux d'énergie dans un puits quantique :

Pour un puits quantique à parois infinies, nous savons que la position des niveaux d'énergie est donnée par la relation suivante [11] :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 \cdot m^* \cdot L^2} n^2$$

où E_n est la distance en énergie entre le niveau quantifié et le bord de la bande de valence pour les trous lourds ou légers et de la bande de conduction pour les électrons; \hbar est la constante de Planck, m^{*} la masse effective de la particule et L l'épaisseur du puits quantique.

Le puits quantique de notre échantillon ne possède pas des parois de potentiel infinies, ce qui a pour effet de réduire la valeur de E_n trouvées ci-dessus.

Nous savons que la masse effective des trous lourds est plus grande que celle des trous légers, c'est pourquoi le premier niveau énergétique du côté de la bande de valence est celui des trous lourd. Les transitions interbandes les moins énergétiques sont celles entre le premier niveau des électrons et le premier niveau des trous lourds.

Règles de sélections pour les transitions interbandes :

Nous allons baser notre explication sur l'ouvrage de G. Bastard [12], en particulier de la partie qui traite des propriétés optiques des systèmes quasi bi-bimensionnels. Dans l'approximation dipolaire électrique, G. Bastard détermine les règles de sélection pour les transitions interbande à partir de la matrice optique. L'absorption interbande est proportionnelle au carré des éléments de la matrice optique qui sont donnés à une constante près dans le tableau 4.1.

La géométrie du problème est celle utilisée jusqu'à présent où le puits quantique est dans le plan Oxz. Nous considèrons des photons polarisés linéairement dont l'orientation de la polarisation est celle des trois axes Ox, Oy et Oz. Nous notons HH pour trou lourd, LH pour trou léger et E pour électron.

Direction de	Pola	Type de		
propagation	Ox	Oy	Oz	transition
Ox	impossible	0	3/2	
Оу	3/2	impossible	3/2	$\mathrm{HH}_n \mathop{\rightarrow} \mathrm{E}_m$
Oz	3/2	0	impossible	
Ox	impossible	2	1/2	
Оу	1/2	impossible	1/2	$\mathrm{LH}_n \mathop{\rightarrow} \mathrm{E}_m$
Oz	1/2	2	impossible	

Tableau 4.1. :

Eléments de matrice optique au carré pour les transitions interbandes en fonction de la direction de propagation et de la polarisation du photon

Pour nos échantillons, la direction de propagation de l'onde est Oz. La polarisation de l'onde est soit TE (Ox) soit TM (Oy). Nous pouvons alors simplifier le tableau des éléments de matrice au carré.

	TE	TM
$\mathrm{HH}_n \mathop{\rightarrow} \mathrm{E}_m$	3/2	0
$\mathrm{LH}_n { \rightarrow } \mathrm{E}_m$	1/2	2

Tableau 4.2. :

Eléments de matrice optique au carré pour les transitions interbandes en fonction la polarisation du mode

Asymétrie entre le photocourant généré par un mode TE et un mode TM :

Dans les courbes de photocourant que nous avons présentées, nous observons un photocourant non nul entre 900 et 950nm seulement si le mode se propageant dans le guide est un mode TE. D'après les coefficients donnés dans le tableau 4.2., nous pouvons dire qu'il s'agit d'une transition entre trous lourds et électrons, car dans ce cas le coefficient est nul pour le mode TM et non nul pour le mode TE. Dans la mesure de photoluminescence (2.7.2.) nous avions constaté que la transition d'énergie la plus faible se produisait à 929nm, ce qui correspond bien au pic observé en photocourant. A partir de la discussion sur le puits quantique, il est à présent prouvé que nous observons l'absorption par le premier niveau des trous lourds.

Remarque :

Dans les courbes de photocourant, nous ne voyons pas d'autres niveaux énergétiques, car ceux-ci se trouvent à des énergies supérieures à celle du seuil d'absorption du GaAs.

Effets de la tension :

En nous référant à l'article de A.B. Miller et S. Chemla [13], nous savons que lorsque le champ électrique interne augmente, le coefficient d'absorption d'une transition interbande donnée diminue et se déplace vers des énergies plus faibles, c'est l'effet Stark confiné. Dans nos expériences, le photocourant se décale vers les plus grandes longueurs d'onde lorsque le champ électrique interne augmente (tensions en inverse), mais par contre son intensité augmente. L'augmentation de l'intensité du photocourant avec le champ électrique interne indique que le photocourant n'est pas seulement proportionnel à l'absorption, mais qu'il dépend également d'un coefficient de capture qui dépend fortement du champ électrique interne.

Forme du photocourant généré dans le puits quantique :

Au-dessus du seuil, le photocourant augmente rapidement pour atteindre une valeur stationnaire. Pour expliquer ce comportement, nous utilisons les mêmes arguments au sujet de la densité d'état jointe que ceux utilisés pour déterminer la forme du photocourant dans le cas de l'échantillon CM. Dans un puits quantique, la densité d'état jointe (graphe 4.15) est une fonction croissante par rapport à l'énergie et en forme escalier où pour chaque niveau d'énergie il y a une marche. Dans notre expérience, nous

franchissons au seuil du photocourant une de ces marches dans la densité d'états. Dans le graphe où nous avons enlevé l'effet du GaAs, nous avons remarqué que le plateau de photocourant diminuait. Cela s'explique par le fait que le recouvrement du GaAs est cinquante fois supérieur à celui du puits quantique, ce qui veut dire que l'effet de la tension est beaucoup plus fort dans le GaAs que dans le puits, et c'est donc l'absorption dans le GaAs qui devient prépondérant.



Graphe 4.15. : Densité d'état jointe d'un puits quantique en fonction de la longueur d'onde

4.4. Echantillon FILS : #1115

4.4.1. Remarques

Remarque sur la discussion des résultats :

Dans ce paragraphe 4.4. nous présentons les résultats obtenus en photocourant pour l'échantillon FILS #1115. La discussion de ces résultats est reportée au chapitre 7, car à la différence des échantillons CM et PQ, il n'est pas possible d'expliquer ce que nous observons pour les échantillons FILS par des arguments déjà établis.

Remarque sur les premières courbes présentées :

Avec les échantillons CM et PQ, nous avons commencé par une présentation des courbes de photocourant avec une tension appliquée nulle. Avec les échantillons FILS, nous commençons par une courbe obtenue pour une tension appliquée de 0.8V, car au-dessous de cette tension, le photocourant détecté est trop faible.

Remarque sur la direction de propagation dans l'échantillon :

Les fils induisent une rupture de la symétrie dans le plan de la zone active. Pour différentier les cas où le mode se propage dans une direction orthogonale aux fils, nous utiliserons les symboles (\perp) ou (\neg) alors que dans le cas où le mode se propage dans la direction parallèle aux fils, nous utiliseront le symbole (//). Cette notation sera également utilisée avec les échantillons CM et PQ en considérant des directions cristallographiques équivalentes.



Schémas 5.1. 5.2. : Directions de propagation du mode guidé dans les échantillons

4.4.2. Forme générale pour une tension appliquée de 0.8V et avec une propagation parallèle aux fils (//)

Résultats :

• Le photocourant dépend fortement de la polarisation du mode (TE ou TM)

• Dans la zone entre 890 et 990nm, il semble y avoir trois pics en TE et un pic en TM



• L'effet du GaAs n'est visible qu'à partir de 885nm



4.4.3. Forme générale pour une tension appliquée de 0.8V et avec une propagation orthogonale aux fils (\perp)





Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1115 par le mode guidé de polarisation TE et TM se propageant dans la direction (\perp) et avec une tension appliquée de 0.8V sur l'échantillon

Résultat :

• Par rapport à la propagation parallèle, il n'y a pas de différence visible dans le comportement du mode TM, par contre, pour le mode TE, le pic vers 900nm est plus faible que le pic à 935nm alors que nous avons observé l'inverse dans l'autre direction de propagation

4.4.4. Photocourant dans l'échantillon FILS #1115 sans l'effet du GaAs

De la même manière que nous avons éliminé l'effet du GaAs dans dans l'échantillon PQ, nous commençons par comparer les courbes de photocourant pour l'échantillon FILS avec celles obtenues avec l'échantillon CM.

Nous supposons à nouveau que vers 860nm la totalité du photocourant est généré par le GaAs et que la différence de 0.3V sur la tension appliquée aux échantillons est sans influence sur les mesures de photocourant.



Photocourant généré dans les échantillons FILS #1115 et CM par le mode guidé de polarisation TE et TM se propageant dans la direction (/ /) avec une tension appliquée de 0.8V sur l'échantillon

Résultat :

• Comme pour l'échantillon avec un puits quantique, il est possible de distinguer clairement l'effet du GaAs et la contribution de l'effet des fils

Remarque :

Nous pouvons à présent soustraire les photocourants obtenus dans les deux échantillons pour faire ressortir le photocourant généré par les fils.



Graphe 4.19. :

Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1115 par le mode guidé de polarisation TE et TM se propageant dans la direction (//) et (\perp), sans l'effet du GaAs et pour une tension appliquée de 0.8V

Résultats :

- Sans l'effet du GaAs, nous pouvons affirmer que trois transitions sont visibles en photocourant (902, 932 et 954nm) et qu'elles se produisent dans les fils
- Les trois transitions sont visibles dans les deux directions de propagation en polarisation TE, mais le pic à 902nm est plus grand que celui à 932nm dans le cas de la propagation (//), alors que nous observons le comportement inverse dans le cas de la propagation (⊥)
- En polarisation TM, seul le pic à 902nm est visible

4.4.5. Dépendance avec la tension appliquée à l'échantillon

Résultats :

- Le photocourant est fort lorsque nous appliquons une tension directe sur l'échantillon, alors que pour une tension nulle ou négative, le photocourant devient très faible mais néanmoins visible pour de très fortes tensions inverses (comme ici à -9V)
- La position des pics n'est pas modifiée par l'application d'une tension sur l'échantillon (directe ou inverse)



Graphe 4.20. : Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1115 par le mode guidé de polarisation TE se propageant dans la direction (\perp) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

4.5. Echantillon FILS : #1136

4.5.1. Remarques

Le comportement général de cet échantillon est identique à celui de l'échantillon FILS précédent (#1115), c'est pourquoi nous ne présentons que ce qui apporte des éléments nouveaux par rapport à ce qui a été présenté dans la section précédente. Les résultats seront aussi discutés dans le chapitre 7. et nous commencerons à nouveau par des courbes obtenues pour une tension appliquée sur l'échantillon non nulle.

4.5.2. Forme générale



Graphe 4.21 :

Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1136 par le mode guidé de polarisation TE et TM se propageant dans la direction (//) et (\perp), pour une tension appliquée de 0.9V Le photocourant mesuré pour une propagation (\perp) est multiplié par un facteur 1.7

Résultat :

• Le comportement global de cet échantillon est le même que celui de l'autre échantillon comportant des FILS (#1115), mais part contre, la position des pics n'est pas la même



Graphe 4.22. :

Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1136 par le mode guidé de polarisation TE et TM se propageant dans la direction (//) et (\perp), sans l'effet du GaAs et pour une tension appliquée de 0.9V Le photocourant mesuré pour une propagation (\perp) est multiplié par un facteur 1.7

Résultats :

- Nous voyons clairement deux pics en énergie (910 et 936nm) et nous pouvons supposer qu'il existe un troisième pic pour une énergie voisine de 896nm
- Pour le troisième pic observé, nous nous trouvons dans la zone où le GaAs absorbe déjà fortement, ce qui veut dire que la chute observée au-dessous de 890nm n'est probablement pas due au troisième pic des fils mais à l'absorption du GaAs
- Les deux premiers pics sont visibles uniquement avec le mode TE alors que nous nous ne pouvons rien conclure sur le troisième pic, si ce n'est qu'il doit exister avec le mode TM

Chapitre 5 : Mesures de Transmission à 0V et avec une puissance lumineuse de 0.1mW

5.1. Conditions expérimentales	64
5.2. Détermination du coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$	65
5.3. Echantillon CM #1121	66
5.3.1. Forme Générale	66
5.3.2. Dépendance de la direction de propagation	66
5.3.3. Discussion des résultats de transmission dans l'échantillon CM	67
5.4. Echantillon Puits Quantique #1124	69
5.4.1. Forme Générale	69
5.4.2. Influence de la direction de propagation	70
5.4.3. Discussion des résultats de la transmission dans l'échantillon PQ	70
5.5. Echantillon FILS #1115	72
5.5.1. Forme Générale	72
5.5.2. Influence des FILS	73
5.5.3. Influence de la direction de propagation	73
5.6. Echantillon FILS : #1136	75
5.6.1. Forme Générale	75
5.6.2. Transmission parallèle aux fils	76

5.1. Conditions expérimentales

- La source laser Ti-Sa est fixée à une puissance lumineuse de 20mW
- La puissance que nous faisons entrer dans l'échantillon est de 0.1mW à 940nm pour une polarisation de l'onde TM
- L'optimisation du guidage se fait à 940nm en polarisation TM
- Aucune tension n'est appliquée sur l'échantillon (0V)
- Nous mesurons l'intensité du mode transmis au travers de l'échantillon en collectant la totalité de la lumière transmise à la sortie de l'échantillon

5.2. Détermination du coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$

Définitions :

Soit I_o l'intensité du mode guidé à l'entrée du guide et que nous posons indépendante de la longueur d'onde. Soit I(λ) l'intensité de la lumière transmise à la sortie du guide de longueur L. Nous supposons que la relation entre l'intensité à l'entrée I_o et l'intensité transmise I ne dépend que de la longueur de l'échantillon et d'un coefficient d'atténuation global $\beta(\lambda)$ au travers de la relation :

$$I(\lambda, z) = I_0 \cdot e^{-\beta(\lambda) \cdot z}$$

Nous séparons $\beta(\lambda)$ en deux parties, une partie constante α_c qui ne dépend pas de la longueur d'onde λ et une partie dépendante de λ appelé coefficient d'atténuation et noté $\alpha(\lambda)$:

$$\beta(\lambda) = \alpha_c + \alpha(\lambda)$$

Pour des grandes longueurs d'onde, la transmission est maximale et nous supposons que le coefficient d'atténuation global ne varie plus, c'est-à-dire que $\alpha(\lambda)=0$. Nous définissons alors α_c à partir de la valeur maximale de l'intensité transmise I_{max} :

$$I_{\max} = I_0 \cdot e^{-\alpha_c \cdot L} \quad \Longrightarrow \quad \alpha_c = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{I_0}{I_{\max}}\right)$$

Nous obtenons alors une expression simple pour le coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$:

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{I(\lambda)}{I_{\max}}\right)$$

Pour chaque mode TE ou TM et pour chaque direction de propagation (//) ou (¬), la constante α_c est différente.

Remarques :

Le coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$ ne représente pas directement l'atténuation du mode guidé dans l'échantillon, car nous utilisons dans sa définition l'intensité de la lumière transmise à la sortie de l'échantillon. En effet, lorsque le mode guidé commence à être absorbé, il arrive un moment où l'intensité du mode guidé transmis est du même ordre que l'intensité des modes impropres. A ce moment là, le coefficient d'atténuation ne donne plus d'information sur la lumière guidée.

En résumé, dans la plage de longueur d'onde où l'absorption du mode guidé n'est pas trop grand, nous pouvons admettre que $\alpha(\lambda)$ représente l'atténuation du mode guidé, mais lorsque l'absorption du mode guidé est grande, $\alpha(\lambda)$ n'a plus beaucoup de sens physique.
5.3.1. Forme Générale

5.3. Echantillon CM #1121



Graphes 5.1. et 5.2. :

Intensité de la transmission et coefficient d'atténuation dans l'échantillon CM pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//)

Résultats :

- Chute de transmission entre 870 et 900nm
- Transmission du mode TE plus faible que la transmission du mode TM
- Transmission quasi nulle au-dessous de 882nm
- Même valeur de saturation du coefficient d'atténuation dans les deux modes

5.3.2. Dépendance de la direction de propagation

Résultats :

• Même augmentation du coefficient d'atténuation au-dessous du seuil d'absorption du GaAs à 900nm

- Coefficient d'atténuation en propagation (⊥) supérieur à celui obtenu dans la direction (//)
- Croisement des courbes à 940nm et remontée du coefficient au-dessus de 940nm pour la propagation (//)



Graphe 5.3. :

Coefficient d'atténuation dans l'échantillon CM pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) et (\perp)

5.3.3. Discussion des résultats de transmission dans l'échantillon CM

Forme de la courbe de transmission :

Nous avons vu dans la discussion sur le photocourant de l'échantillon CM, que c'est dans la zone de GaAs du cœur qu'ont lieu les processus d'absorption dans la zone spectrale qui nous intéresse. Dans nos mesures de transmission, nous confirmons ce résultat car nous observons une chute de la transmission à partir de 900nm, ce qui correspond au seuil de photocourant observé, ainsi qu'au seuil d'absorption du GaAs dans la partie intrinsèque de la diode non polarisée.

Forme du coefficient d'atténuation :

Le coefficient d'atténuation suit le comportement du photocourant avec un seuil vers 900nm. Lorsque le coefficient d'atténuation atteint vers 880nm la valeur de 30cm⁻¹, nous savons que l'absorption du GaAs est très forte. Nous avons vu dans la partie 5.2. que le coefficient d'atténuation ne concerne de mode guidé que dans la région où l'absorption n'est pas trop importante. Nous pouvons donc dire que l'effet de saturation observé est

dû à la prise en compte de la lumière des modes impropres. Nous savons donc qu'audessous d'une longueur d'onde de 880nm, le coefficient d'atténuation n'a pas de valeur physique.

Influence du couplage :

Le couplage du faisceau laser dans l'échantillon est un paramètre critique. C'est ce que nous constatons dans le graphe 5.3. où les courbes se croisent exactement à la longueur d'onde où nous avons optimisé le guidage (940nm). Si la transmission (et donc le coefficient d'atténuation) n'est pas constante pour des longueurs d'onde supérieures à 900nm, c'est à cause de la chromaticité des lentilles. En effet celles-ci défocalisent le faisceau lorsque la longueur d'onde est différente de 940nm. Cette défocalisation est à l'origine de la détérioration du couplage et donc d'une baisse de l'intensité de la transmission car dans le cas d'un couplage moins bon, les modes impropres sont plus forts.

Le fait que l'intensité de la transmission du mode TE soit inférieure à celle du mode TM s'explique également par le couplage, car l'optimisation du couplage dans la structure est faite pour le mode guidé TM.

5.4. Echantillon Puits Quantique #1124



5.4.1. Forme Générale

Intensité de la transmission et coefficient d'atténuation dans l'échantillon PQ pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//)

Résultats :

- Il y a une très grande asymétrie entre le mode TE et le mode TM puisque la transmission du mode TE chute brutalement aux environs de 945nm alors que la transmission du mode TM ne commence à chuter que vers 910nm
- Le mode TM atteint une transmission presque nulle avant le mode TE
- Nous remarquons aussi l'influence de la défocalisation qui se manifeste par une remontée du coefficient d'atténuation vers les grandes longueurs d'ondes (ou en transmission par une baisse)

5.4.2. Influence de la direction de propagation



Graphe 5.6. :

Coefficient d'atténuation dans l'échantillon PQ pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) et (\bot)

Résultats :

- Au-dessus de 892nm, la direction de propagation n'influence pas du tout le coefficient d'atténuation
- Pour le mode TE, le seuil pour le coefficient d'atténuation est à 942nm; entre 930 et 890nm, ce coefficient reste à peu près constant (il se peut qu'il y ait un pic vers 900nm)
- Pour le mode TM, le seuil d'atténuation est à 914nm et nous observons un plateau entre 894 et 884nm

5.4.3. Discussion des résultats de la transmission dans l'échantillon PQ

Nous avons vu dans la discussion à propos du photocourant dans l'échantillon PQ que l'asymétrie entre les résultats des modes guidés TE et TM est expliquée entre 950 et 910nm par les processus d'absorption par le premier niveau des trous lourds à l'intérieur du puits quantique. Avec notre mesure en transmission, nous retrouvons cette absorption (plateau du coefficient d'atténuation entre 930 et 890nm), mais en plus nous voyons un plateau dans la propagation avec un mode TM. Pour expliquer ce plateau, nous allons réutiliser les arguments des éléments de la matrice optique donnés dans la partie 4.3.4. Nous rappelons ici le résultat que nous avions obtenu, avec une direction de propagation

de l'onde selon Oz et avec une polarisation TE suivant Ox et une polarisation TM suivant Oy.

	TE	TM
$\mathrm{HH}_n \mathop{\rightarrow} \mathrm{E}_m$	3/2	0
$\mathrm{LH}_n { \rightarrow } \mathrm{E}_m$	1/2	2

Tableau 5.1. :

Eléments de matrice optique au carré pour les transitions interbande en fonction la polarisation du mode

Si nous regardons de plus près le plateau en TE, nous remarquons que dans la région où nous observons un plateau dans la polarisation TM (895 à 885nm) la valeur du coefficient d'atténuation est en fait un peu plus grand. Ceci indique que la transition à l'origine de ce plateau provient des trous légers du premier niveau d'énergie, car l'élément de matrice au carré du mode TE est de 1/2 alors que celui pour le mode TM vaut 2.

5.5. Echantillon FILS #1115

Remarque :

Comme pour les mesures de photocourant dans les échantillons FILS, nous ne discuterons pas dans cette partie des résultats obtenus pour cet échantillon. Celle-ci est reportée au chapitre 7.



Intensité de la transmission et coefficient d'atténuation dans l'échantillon FILS #1115 pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//)

Résultat :

- De manière un peu similaire au cas de l'échantillon PQ, il y a une grande asymétrie entre le mode TE et le mode TM puisque la transmission du mode TE chute brutalement aux environs de 965nm alors que la transmission du mode TM ne commence à chuter que vers 945nm
- L'influence des modes impropres est déjà visible dans la mesure du coefficient d'atténuation à partir de 900nm





Graphe 5.9.: Coefficient d'atténuation dans l'échantillon FILS #1115 pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//)

Résultats :

- Pour le mode TE, le seuil pour le coefficient d'atténuation se situe vers 960nm; nous observons un plateau entre 950 et 940nm à 6cm⁻¹ puis une augmentation constante pour des longueurs d'ondes inférieures (avec un changement de pente vers 930nm)
- Pour le mode TM nous n'observons qu'un seuil vers 940nm puis une montée progressive

5.5.3. Influence de la direction de propagation

Résultats pour le mode TM :

- L'allure générale de la courbe du coefficient d'atténuation est la même dans les deux directions de propagation
- Dans la direction perpendiculaire, nous remarquons qu'entre la position du seuil (950nm) et 912nm il y a un coefficient d'atténuation plus grand que dans l'autre direction (avec un changement de courbure vers 940nm)

Résultat pour le mode TE :

• Le coefficient d'atténuation dans la direction de propagation (⊥) orthogonale aux fils (donc au réseau) montre un comportement totalement différent de celui auquel nous nous attendons



Graphes 5.10. et 5.11. : Coefficient d'atténuation dans l'échantillon FILS #1115 dans le mode TM pour une propagation (//) et (\bot) et transmission pour le mode TE

5.6. Echantillon FILS : #1136

Remarques :

Nous ne discuterons pas dans cette partie des résultats obtenus pour cet échantillon (cf. chapitre 7).

La forme des résultats obtenus étant identique à celle de l'échantillon FILS précédent (#1115), nous nous bornons à montrer ce qui est différent, en négligeant le mode TE dans la propagation orthogonale, dont nous avons déjà constaté le comportement inattendu.



5.6.1. Forme Générale

Graphe 5.12. et 5.13. :

Intensité de la transmission et coefficient d'atténuation dans l'échantillon FILS #1136 pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) et (\perp) (seulement TM)

Résultats : différences avec l'échantillon FILS #1115

- Les trois courbes du coefficient d'atténuation sont déplacées vers des longueurs d'ondes plus grandes (ceci se voit particulièrement bien au niveau du plateau du coefficient d'atténuation dû à la transmission des modes impropres)
- Le coefficient d'atténuation du mode TE dans la direction parallèle (//) comporte deux plateaux

Nous distinguons un plateau pour le coefficient d'atténuation du mode TM dans la direction (//) que nous ne voyons presque pas dans l'autre direction de propagation (⊥)



5.6.2. Transmission parallèle aux fils

Coefficient d'atténuation dans l'échantillon FILS #1136 pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//)

Résultats :

- Pour le mode TE, le seuil pour le coefficient d'atténuation se situe vers 946nm; nous observons un premier plateau entre 940 et 928nm à 4.5cm⁻¹ et un second plateau entre 898 et 886 pour une valeur de 24cm⁻¹
- Pour le mode TM, le seuil pour le coefficient d'atténuation se situe à 930nm; nous voyons un plateau entre 890 et 880 à une valeur de 28.5cm⁻¹

Chapitre 6 :

Mesures de Transmission en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon et par rapport à la puissance lumineuse entrante dans le guide

6.1. Mesures de transmission en fonction de la tension appliquée sur		
l'échantillon		
6.1.1. Echantillon CM #1121	78	
6.1.2. Echantillon PQ #1124	79	
6.1.3. Echantillon FILS #1115 et #1136	81	
6.2. Mesures de transmission en fonction de la puissance lumineuse à l'entrée de l'échantillon FILS #1136 à 0V	83	
6.2.1. Forme générale	83	
6.2.2. Détail au seuil du mode TE	84	
6.2.3. Discussion des résultats obtenus	86	

6.1. Mesures de transmission en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

Remarque :

Pour les échantillons CM #1121 et PQ #1124, les mesures de transmission par rapport à la tension ont été faites sur le banc optique avec la source monochromateur (très faible puissance lumineuse). Pour les échantillons FILS #1115 et #1136, les mesures ont été faites sur le second banc optique avec la source laser (grande intensité par rapport à la lumière sortant du monochromateur).



6.1.1. Echantillon CM #1121

Graphes 6.1. et 6.2. :

Intensité de la transmission dans l'échantillon CM pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Lorsque la tension en inverse augmente, le seuil de la chute de transmission se décale vers des longueurs d'ondes plus grandes
- La position de la chute de transmission est la même dans les deux polarisations TE et TM, mais la forme de la chute n'est pas identique dans les deux modes

Discussion:

Nous remarquons une différence de comportement entre les modes guidés TE et TM, ce que nous n'observons pas dans la mesure effectuée avec la source laser (5.3.). Nous pensons que cette différence est à attribuer à la manière de mesurer l'intensité transmise lorsque la source utilisée est le monochromateur (ce qui est notre cas). En effet, l'image sur la face d'entrée de l'échantillon du faisceau utilisé est tellement grande qu'il n'est pas possible de guider uniquement dans le guide d'onde. Ceci explique que l'intensité des modes impropres soit grande et qu'il faille utiliser à la sortie du guide une fente pour discriminer la partie provenant du guide de celle provenant des modes impropres.

L'effet Franz-Keldysh explique le décalage en longueur d'onde observé sur les graphes 6.1. et 6.2.



6.1.2. Echantillon PQ #1124

Graphe 6.3. :

Intensité de la transmission dans l'échantillon PQ pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Le décalage vers le rouge des courbes de transmission du graphe 6.3. en fonction de la tension inverse appliquée est plus faible pour le mode TE que pour le mode TM
- Le comportement vis-à-vis de la tension avec un mode guidé TM semble similaire à celui observé dans l'échantillon CM



Comparaison avec l'échantillon CM dans le cas de la polarisation TM :

Graphe 6.4. : Intensité de la transmission dans l'échantillon PQ et CM pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TM et pour une propagation (/ /) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Nous remarquons qu'à 0V, le seuil d'absorption du GaAs est plus bas en longueur d'onde dans le cas de l'échantillon PQ que pour l'échantillon CM
- Lorsque la tension en inverse augmente, cette différence de comportement s'amenuise

Discussion:

Nous savons que pour les transitions qui ont lieu dans le puits quantique, la dépendance avec le champ électrique interne est décrite par l'effet Stark confiné, comme déjà signalé dans la discussion sur le photocourant dans l'échantillon PQ. Cet effet explique le décalage vers le rouge des courbes de transmission des modes TE en fonction de la tension inverse appliquée. Pour le comportement avec le mode TM, nous avons vu dans le paragraphe 5.4. qu'il y a une transition due aux trous légers qui apparaît vers 900nm. Nous pensons que la variation d'intensité des modes guidés TM représentée sur le graphe 6.2. s'explique par une combinaison des effets dus au cœur en GaAs et de la transition des trous légers observés.

Echantillon #1115 :



Graphe 6.5. :

Intensité de la transmission dans l'échantillon FILS #1115 pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon



Echantillon #1136:

Graphe 6.6. :

Intensité de la transmission dans l'échantillon FILS #1136 pour un mode guidé se propageant dans la polarisation TE et TM et pour une propagation (//) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

Résultats :

- Il n'y a rien de significatif au niveau du décalage en longueur d'onde même si nous observons un très léger décalage vers des énergies plus basses lorsque la tension appliquée en inverse augmente
- Il n'y a pas non plus une différence notable dans l'intensité de la transmission

Discussion:

Pour les échantillons FILS, nous ne pouvons pas tirer de conclusions définitives. Il semble qu'il n'y ait pas d'effet Stark (ou alors très faible). Nous ne parlerons pas de cette mesure dans la discussion finale sur les échantillons FILS. Nous pensons (7.4.) que ce comportement étrange s'explique à partir d'un problème électrique résultant d'impuretés présentes à l'interface de recroissance au-dessus du réseau gravé dans le cœur.

6.2. Mesures de transmission en fonction de la puissance lumineuse à l'entrée de l'échantillon FILS #1136 à 0V

6.2.1. Forme générale



Graphe 6.7. et 6.8. :

Coefficient d'atténuation du mode guidé dans la polarisation TE (graphe de gauche) et TM (graphe de droite) pour une direction de propagation (//) en fonction de la puissance lumineuse entrante dans l'échantillon FILS #1136

Résultats :

- Lorsque la puissance injectée dans l'échantillon augmente, le coefficient d'atténuation diminue globalement sur tout le spectre, ce qui indique un effet de saturation global de l'échantillon (phénomène qui ne serait pas lié uniquement à la zone active des fils)
- La légère modification qualitative des courbes ne semble pas significative
- Lorsque la puissance lumineuse devient faible, la mesure comporte un bruit qui devient important (effet lié à la sensibilité du photo-détecteur)
- Au dessous de 0.1mW de puissance injectée, le coefficient d'atténuation ne varie plus de manière significative

6.2.2. Détail au seuil du mode TE

Nous nous intéressons à la région en longueur d'onde où se situe le premier pic TE (vers 940nm). Dans cette région, nous supposons que le mode TM n'est pas atténué par de l'absorption interbande dans les fils quantiques et que nous sommes loin du seuil d'absorption du GaAs.

Appelons $\alpha_{TM}(\lambda)$ et $\alpha_{TE}(\lambda)$ les coefficients d'atténuation respectifs pour les modes TM et TE. Nous définissons également les intensités $I_{TM}(\lambda,z)$ et $I_{TE}(\lambda,z)$ du mode guidé en fonction de la longueur d'onde λ et de la position dans le guide z. Nous avons deux manières pour déterminer la différence $\Delta \alpha(\lambda)$ entre $\alpha_{TM}(\lambda)$ et $\alpha_{TE}(\lambda)$:

• une méthode directe qui consiste à comparer les transmissions dans les deux modes

$$I_{TM}(\lambda, z) = I_0 \cdot e^{-\alpha_{TM}(\lambda) \cdot z}$$
$$I_{TE}(\lambda, z) = I_0 \cdot e^{-\alpha_{TE}(\lambda) \cdot z}$$
$$\Delta \alpha(\lambda) = \alpha_{TM}(\lambda) - \alpha_{TE}(\lambda) = -\frac{1}{z} \cdot Ln\left(\frac{I_{TM}}{I_{TE}}\right)$$

• une méthode indirecte qui consiste à soustraire directement les coefficients d'atténuation obtenus séparément pour les modes TM et TE (ce sont les coefficients que nous retrouvons dans les deux graphes de la partie précédente)

Remarque :

Il est préférable d'utiliser la méthode directe. En effet, pour déterminer les coefficients d'atténuation individuels des modes TE et TM, nous avons fait l'hypothèse qu'il existe un coefficient d'atténuation constant que nous déterminons à partir de la position où nous avons une transmission maximale. Or la valeur maximale de la transmission n'est pas identique pour les deux modes, ce qui fait que la valeur de la partie constante de chacun des coefficients d'atténuation n'est pas la même.

En utilisant la méthode directe, nous obtenons entre 930 et 950nm le graphe suivant :



Graphe 6.9. :

Différence $\Delta \alpha(\lambda)$ entre le coefficient d'atténuation des modes TM et TE en fonction de la longueur d'onde et de la puissance

Résultats :

- Nous constatons une diminution de $\Delta\alpha(\lambda)$ lorsque la puissance augmente, pour atteindre une valeur de 1cm⁻¹ à 3.78W
- La valeur de $\Delta \alpha(\lambda)$ à faible puissance tend vers une valeur limite de 6.8cm⁻¹

Absorption au pic en fonction de la puissance :

Nous allons utiliser les valeurs de $\Delta\alpha(\lambda)$ au pic (937nm) par rapport à la puissance. Nous représentons ces valeurs dans deux graphes (une fois avec une échelle linéaire en puissance et une fois avec une échelle logarithmique) :

Résultats :

- Pour des puissances inférieures à 0.1mW, nous admettons que la différence entre les coefficients d'atténuation (Δα(λ)) est constante
- Pour des puissances supérieures à 0.1mW, nous remarquons une chute brutale vers des valeurs très faibles (un facteur de six par rapport aux faibles puissances)



Graphes 6.10. et 6.11. :

Différence du coefficient d'atténuation $\Delta \alpha(\lambda)$ entre les modes TM et TE au premier pic du mode TE (937nm) en fonction de la puissance à l'entrée de l'échantillon

6.2.3. Discussion des résultats obtenus

Dans cette mesure de la transmission en fonction de la puissance, nous voulions déterminer un effet de saturation dans l'absorption par les fils. Dans la seconde partie où nous nous sommes concentrés sur la zone du premier pic TE, il est tentant de croire qu'il y a effectivement un effet de saturation du premier niveau d'énergie des fils. Néanmoins, pour parvenir à ce résultat, nous avons dû faire plusieurs hypothèses :

- Il n'y a pas d'absorption par les fils dans le cas du mode TM
- Les autres pertes sont les mêmes dans les deux polarisations
- Il n'y a pas d'influence du GaAs

Malheureusement, il n'est pas possible d'affirmer que toutes les hypothèses sont remplies :

- Rien n'assure que la différence dans le couplage avec le guide entre les deux modes TE et TM demeure identique lorsque nous varions la puissance à l'entrée de l'échantillon
- Comme nous l'avons constaté dans la première partie, il y a aussi un effet de saturation général de l'échantillon qui peut très bien être à l'origine de la saturation dans la région étudiée où le premier niveau des fils absorbe

Bien que cette mesure semble indiquer un effet de saturation de l'absorption dans les fils quantiques, nous ne pouvons l'affirmer. Des mesures complémentaires sont nécessaires afin de confirmer ou non ce premier résultat. Nous ne parlerons plus de cette mesure dans la discussion générale sur les échantillons FILS qui va suivre dans le chapitre 7.

Chapitre 7 : Discussion des résultats obtenus avec les échantillons FILS

Conclusions

7.1. Niveaux énergétiques dans les fils	<u> </u>
7.1.1.Résultats expérimentaux	89
7.1.2. Discussion	91
7.2. Compréhension de l'allure qualitative des courbes de photocourant	93
à partir des éléments de la matrice optique	
7.2.1. Résultats expérimentaux	93
7.2.2. Estimation des coefficients de la matrice optique pour un fil quantique	94
7.2.3. Discussion	95
7.2.4. Différence d'intensité du photocourant pour les deux transitions avec les trous lourds	96
7.3. Détermination expérimentale du coefficient d'absorption des fils quantiques	97
7.3.1. Résultats expérimentaux	97
7.3.2. Evaluation du coefficient d'absorption des fils	97
7.4. Influence du champ électrique appliqué aux échantillons FILS	99
7.4.1. Résultats obtenus	99
7.4.2. Discussion	99
7.5. Influence du réseau sur la transmission des modes guidés	101
7.5.1. Faits expérimentaux	101
7.5.2. Discussion	101
7.6. Conclusions	104

7.1. Niveaux énergétiques dans les fils

Dans cette partie, nous déterminons à partir des mesures de photoluminescence, de photocourant et de transmission, la position des pics d'absorption dus à des transitions optiques dans les fils quantiques. Nous discutons brièvement de la séparation des différents pics.

7.1.1.Résultats expérimentaux

Photoluminescence :



Graphe 7.1. : Photoluminescence à 300K dans les échantillons FILS #1115 et #1136

- Pour l'échantillon #1115, il y a deux pics à 955 et 934nm.
- Pour l'échantillon #1136, il y a trois pics à 939, 920 et 870nm (le pic à 870nm ne nous intéresse pas car il est dû à l'émission du GaAs)

Photocourant :

• Pour l'échantillon #1115, nous voyons trois pics à 954, 932 et 902nm lorsque le mode guidé est en polarisation TE et un seul pic à 902nm pour le cas TM

• Pour l'échantillon #1136, nous voyons trois pics à 936, 910 et 890nm lorsque le mode guidé est en polarisation TE et un seul pic à 890nm pour le cas TM; le troisième pic à 890nm est masqué par l'effet de l'absorption dans le GaAs



Graphes 7.2. et 7.3. : Photocourant généré dans les échantillons FILS #1115 et #1136 par un mode guidé se propageant dans la direction (//) et dans une polarisation TM (graphe de gauche) oou TE (graphe de droite)

Transmission:

Dans les mesures de transmission, nous avons défini un coefficient d'atténuation qui représente l'atténuation de la lumière (guidée ou non) traversant complètement l'échantillon. A partir des mesures de ce coefficient d'atténuation, nous déterminons un seuil pour chaque niveau énergétique visible ainsi que la position à partir de laquelle le coefficient d'atténuation reste constant sur une certaine plage ou change brusquement de courbure.

- Pour l'échantillon #1115, nous observons deux niveaux d'énergie pour une propagation du mode TE : le premier niveau possède un seuil à 960nm et un plateau à partir de 950nm; le second niveau possède un seuil à 940nm et un changement de courbure à partir de 930nm
- Pour l'échantillon #1136, nous observons deux niveaux énergétiques pour une propagation du mode TE, le premier avec un seuil à 946nm et un plateau débutant à 940nm, et le second dont nous ne pouvons que donner la position du départ du plateau (à 898nm); avec un mode polarisé en TM, il est possible de distinguer un niveau d'énergie qui atteint son plateau à 890nm



Graphe 7.4. : Coefficient d'atténuation dans les échantillons FILS #1115 et #1136 pour une propagation (/ /) du mode et pour les deux polarisations TE et TM

7.1.2. Discussion

Comparaison entre les trois mesures :

Pour l'échantillon #1115, les deux pics détectés en photoluminescence se retrouvent dans la mesure de photocourant aux mêmes énergies (à moins de 2nm en longueur d'onde) et dans la mesure de transmission, ils se situent entre l'énergie du seuil et celle du plateau (ou du changement de courbure). Le troisième pic d'énergie détecté dans le mesure de photocourant n'apparaît pas dans les deux autres mesures, ce que nous pouvons facilement expliquer; dans le cas de la mesure de photoluminescence, nous pensons que le temps de vie des deux premiers niveaux est suffisamment court pour que le pompage optique par le laser ne puisse pas remplir complètement ces deux niveaux et que de ce fait, nous ne pouvons pas observer de transitions depuis le troisième niveau dont l'énergie est plus grande. Dans le cas de la mesure de transmission, le troisième pic en énergie est trop proche de l'absorption du GaAs pour que nous puissions le détecter.

Pour l'échantillon #1136, les résultats sont moins nets, car les pics se situent plus proche de l'absorption du GaAs dont l'influence est très grande. Les deux pics observés en photoluminescence se retrouvent également dans la mesure de photocourant, mais avec une moins bonne concordance (jusqu'à 10nm de différence) et seul le premier niveau qui apparaît dans la mesure en transmission est aussi visible dans les deux autres mesures.

Séparation des pics :

Dans la partie 4.3.1., nous avons observé sur la mesure de photocourant de l'échantillon PQ qu'il n'y a qu'un seul niveau énergétique. Nous avons même observé un plateau de plus de 20nm où le photocourant restait constant, ce qui veut dire que le niveau énergétique suivant se situe à une longueur d'onde bien supérieure à 20nm.

Avec les échantillons FILS, nous voyons jusqu'à trois niveaux énergétiques dont la séparation est d'environ 20 à 25nm en longueur d'onde. Par rapport à l'échantillon PQ, ces niveaux sont plus rapprochés. Nous pouvons expliquer ce phénomène à partir du modèle simple d'une barrière de potentiel infinie.

Dans le cas du puits quantique, nous savons que : $E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 \cdot m^* \cdot L^2} n^2$

où E_n est la distance en énergie entre le niveau quantifié et le bord de la bande de valence pour les trous lourds ou légers et de la bande de conduction pour les électrons; \hbar est la constante de Planck, m^{*} la masse effective de la particule et L l'épaisseur du puits quantique.

Pour un fils rectangulaire de largeur L_x et de hauteur L_y, E_n est donné par

$$E_{n,m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 \cdot m^*} \cdot \left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2}\right)$$

En supposant que les masses effectives sont identiques dans le puits et dans le fil, pour une valeur de n fixée, $E_{n,m} > E_n$, ce qui explique que les niveaux énergétiques dans les échantillons FILS sont plus proches que dans l'échantillon PQ.

Déplacement de la position des pics entre les deux échantillons :

Entre le premier pic de l'échantillon #1115 et celui de l'échantillon #1136, il y a une vingtaine de nanomètres de différence (954nm pour l'échantillon #1115 et 936nm pour l'échantillon #1136). Cela veut dire que le premier niveau de l'échantillon #1115 se trouve à une énergie plus basse que celui de l'échantillon #1136. A partir de la relation pour E_n donnée plus haut pour un fil rectangulaire avec des parois de potentiel infinies, nous pouvons dire qu'il faut que L_xL_y soit plus grand dans le cas de l'échantillon #1115, ce qui doit être le cas puisque lors de la croissance de l'échantillon #1115, nous avons déposé seize monocouches d'In_{0.16}Ga_{0.84}As et quatre monocouches en moins pour l'échantillon #1136. Nous pouvons également le vérifier si nous comparons la surface des fils : nous voyons que le fil de l'échantillon #1115 possède une plus grande surface qu'un fil de l'échantillon #1136, comme nous l'avions constaté dans la partie 2.2.3.



Schéma 7.1. : Surface des fils des échantillons FILS #1115 (en Bleu) et #1136 (en Rouge)

7.2. Compréhension de l'allure qualitative des courbes de photocourant à partir des éléments de la matrice optique

7.2.1. Résultats expérimentaux

Nous utilisons dans cette partie les résultats obtenus dans les mesures de photocourant de l'échantillon #1115, car les pics observés sont plus éloignés du seuil d'absorption du GaAs que les pics trouvés pour l'échantillon #1136. Nous avons présenté une méthode dans la partie 4.4.4. pour enlever des courbes de photocourant l'effet de l'absorption du GaAs.



Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1115 par le mode guidé de polarisation TE et TM se propageant dans la direction (//) et (\perp), sans l'effet du GaAs et pour une tension appliquée de 0.8V

- Dans le cas de la propagation TE (//), le pic à 902nm est plus fort que celui observé à 932nm
- Dans le cas de la propagation TE (⊥), c'est le comportement inverse qui est observé puisque le pic à 902nm est moins fort que celui à 932nm
- Dans les deux directions de propagation, nous remarquons que le premier pic à 954nm est moins intense que celui observé à 932nm

7.2.2. Estimation des coefficients de la matrice optique pour un fil quantique

Pour expliquer l'origine des différences indiquées en 7.2.1., nous allons utiliser la même théorie que celle utilisée pour expliquer le comportement du photocourant dans l'échantillon PQ [12].

Nous commençons par rappeler le résultat obtenu dans le cas d'un puits quantique où la géométrie du problème est présentée ci-dessous :



Dans ce cas, les coefficients au carré de la matrice optique sont proportionnels à :

	TE	TM	Tableau 7.1. :
$\mathrm{HH}_n \mathop{\boldsymbol{\rightarrow}} \mathrm{E}_m$	3/2	0	de matrice optique au carré pour les
$LH_n \rightarrow E_m$	1/2	2	transitions interbande en fonction la polarisation du mode

Nous ne pouvons pas appliquer directement la théorie des puits quantiques à nos fils, c'est pourquoi nous allons faire l'hypothèse que les éléments de matrice optique au carré des fils est la combinaison linéaire de ceux que nous obtenons pour deux puits orthogonaux de largeur différente. Il nous faut donc déterminer les coefficient au carré de la matrice optique pour un puits quantique qui se trouve dans un plan Oxy, comme indiqué dans le schéma suivant :



Schéma 7.3. : Description de la géométrie du puits quantique othogonal Dans ce cas, les coefficients au carré de la matrice optique sont différents si la propagation est dans la direction Ox=(//) ou $Oz=(\bot)$:

	TE (//)	TM (//)	TE (⊥)	TM (\perp)
$\mathrm{HH}_n \mathop{\rightarrow} \mathrm{E}_m$	0	3/2	3/2	3/2
$LH_n \rightarrow E_m$	2	1/2	1/2	1/2

Tableau 7.2. :

Coefficients proportionnels aux éléments de matrice optique au carré pour les transitions interbandes en fonction la polarisation du mode dans le cas d'un puits quantique orbtogonal

En appelant M_1 les coefficients au carrés obtenus pour le puits parallèle à Oxz et M_2 ceux obtenus dans l'autre cas, l'élément de matrice au carré M d'un fil sera donné par :

$$M = \cos^2(\varphi) \cdot M_1 + \sin^2(\varphi) \cdot M_2$$

La paramètre ϕ indique l'asymétrie entre la hauteur du fil par rapport à sa largeur

7.2.3. Discussion

Les deux premiers pics ne sont visibles que dans le cas d'un mode TE, c'est pourquoi nous pouvons dire qu'il s'agit de transition avec des trous lourds (comme dans le cas de l'échantillon PQ). Le troisième pic qui se voit pour les deux polarisation TE et TM, est attribué à une transition avec des trous légers.

A partir des coefficients obtenus dans les tableaux 7.1. et 7.2. , nous pouvons expliquer que dans le cas de la propagation (//), le pic obtenu en polarisation TE pour une transition trou lourd est moins fort que celui obtenu pour la transition trou léger. En effet, si nous prenons le cas d'un fil de forme carrée, nous obtenons M=3/2 pour la transition avec les trous lourds et M=5/2 pour le cas avec les trous légers. Dans notre cas, nous savons que nos fils ne sont pas de forme carrée, mais nous pensons que l'asymétrie n'est pas suffisante pour inverser l'intensité de M entre les deux transitions.

De la même manière, nous pouvons expliquer le comportement inverse lorsque la propagation se fait dans la direction (\perp) , car dans le cas, le coefficient M=3 pour la transition trou lourd et 1 pour la transition trou léger (avec un fil carré).

Pour aller un peu plus loin, nous pouvons représenter la fonction M en fonction du paramètre φ entre 0 degré (fil rectangulaire vertical) et 90 degré (fil rectangulaire horizontal). Pour les deux transitions possibles et pour les deux directions de propagation, nous représentons la fonction M dans le graphe 7.6.

Notre fil en forme de "banane" se rapproche du fil rectangulaire horizontal, et nous remarquons que le comportement constaté pour le fil carré reste valable dans ce cas.



Graphe 7.6. : Fonction M pour les transitions interbandes à partir de niveau trou lourd (HH) et trou léger (LH) et dans les deux directions de propagation du mode guidé

7.2.4. Différence d'intensité du photocourant pour les deux transitions avec les trous lourds

Dans l'article de K. Shum [17], l'auteur calcule la densité d'état pour une structure de fils quantiques (graphe 7.7. et 7.8.). Dans le cas de fils très étroits, la densité d'état passe pour chaque énergie possible par une grande valeur qui est constante à chaque fois. Par contre, lorsque la géométrie du fil s'éloigne de celle d'un fil idéal, Shum constate que la densité d'état du premier niveau d'énergie est moins importante que celle du second niveau. Nous pensons que la différence d'intensité observée entre les deux premiers pics est due à cette différence dans la densité d'états jointe des fils quantiques.



Graphe 7.7. et 7.8. :

Densité d'état jointe pour une structure avec un confinement quasi-1D (fil quantique réel) et pour une structure avec un confinement 1D (fil quantique idéal)

7.3. Détermination expérimentale du coefficient d'absorption des fils quantiques

Dans cette partie, nous allons donner une estimation du coefficient d'absorption des fils quantiques au premier pic d'énergie (955nm pour l'échantillon #1115 et 936nm pour l'échantillon #1136). Nous utiliserons les mesures de transmission à 0V dans le cas du mode TE et dans la direction de propagation (//).



Graphes 7.9. et 7.10. :

Transmission (graphe de gauche) et coefficient d'atténuation (graphe de droite) du mode TE se propageant dans la direction (//) dans les échantillons FILS #1115 et #1136

7.3.2. Evaluation du coefficient d'absorption des fils

Recouvrement optique :

Nous avons calculé dans la partie 2.6.3. le recouvrement optique entre la zone active d'un puits quantique de 6nm d'épais à l'aide du modèle du guide d'onde à cinq couches symétriques. Pour une longueur d'onde de 950nm et dans le cas de la polarisation TE, nous avons obtenu un recouvrement optique de 0.47% pour l'intensité.

Pour l'échantillon #1115, la couche active déposée fait 4.5nm et 3.4nm pour l'échantillon #1136. Dans ce cas, le recouvrement optique avec la zone active vaut 0.35% pour l'échantillon #1115 et 0.27% pour l'échantillon #1136.

Coefficient d'atténuation :

Dans le graphe 7.7. nous avons représenté le coefficient d'atténuation autour du premier pic. Nous savons que ce coefficient concerne l'atténuation de toute la lumière qui traverse l'échantillon (modes propres et impropres). Nous faisons l'hypothèse que l'intensité de la transmission du mode propre est très grande par rapport à celle des modes impropres, ainsi le coefficient d'atténuation obtenu au premier pic représente essentiellement l'atténuation due à l'absorption interbande du premier niveau des fils. Nous avons obtenu la valeur de 6cm⁻¹ pour l'échantillon #1115 et de 4.8cm⁻¹ pour l'échantillon #1136.

Coefficient d'absorption des fils :

Connaissant le coefficient d'atténuation $\beta(\lambda)$ et le recouvrement optique $R(\lambda)$, le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ est donné par la relation :

$$\alpha(\lambda) \cong \frac{\beta(\lambda)}{R(\lambda)}$$

Pour l'échantillon #1115, le coefficient d'absorption au premier pic vaut **2220cm**⁻¹ et pour l'échantillon #1136, nous obtenons **1670cm**⁻¹.

7.4. Influence du champ électrique appliqué aux échantillons FILS

7.4.1. Résultats obtenus





Photocourant généré dans l'échantillon FILS #1115 par un mode TE se propageant dans la direction (\bot) en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon

- Dans le premier graphique, nous observons qu'il faut appliquer une tension positive sur l'échantillon pour que le signal de photocourant devienne significatif
- Dans le second graphe, nous avons superposé les courbes de photocourant à 0.9V et à -9V en adaptant les échelles de telle manière que l'intensité du photocourant soit identique à 930nm; dans ce cas nous n'observons aucun décalage en longueur d'onde des pics

7.4.2. Discussion

Pour expliquer ce que nous observons expérimentalement, nous pensons qu'il y a un problème électrique à l'intérieur de l'échantillon dû à la présence involontaire d'oxyde de gallium et de carbone à l'interface de recroissance.

Phénomènes liés à la recroissance sur le réseau :

Pour fabriquer les échantillons FILS, un réseau est gravé sur le GaAs du cœur du guide. Pendant cette étape, le réseau est en contact avec l'air. La surface est alors polluée par des atomes de carbone et de plus, une couche d'oxyde de gallium est volontairement formée. Avant de procéder à la recroissance sur le réseau, l'oxyde de gallium est désorbé par chauffage dans la chambre de croissance. Nous supposons que cette étape n'est malheureusement pas suffisante pour nettoyer complètement l'interface.



Schéma 7.4. : Interface de recroissance (en bleu) sur le réseau gravé dans le cœur au cours de la croissance

Influence de l'interface polluée :

La présence de carbone et d'oxyde de gallium à l'interface de croissance peut être à l'origine d'une barrière de potentiel. De plus à cause de cette couche non désirée, le champ électrique interne n'est plus invariant par translation orthogonale aux fils, ce qui peut induire de fortes variations de ce champ interne à l'intérieur d'un fil.

Discussion du comportement du photocourant observé :

Pour une tension appliquée sur l'échantillon de 0V, nous observons aux énergies correspondantes aux pics d'absorption dans les fils que le photocourant généré est très faible, ce qui semble valider l'hypothèse que l'interface de recroissance joue le rôle d'une barrière de potentiel. Celle-ci doit être suffisamment grande pour empêcher les paires électrons-trous générées de traverser la diode.

En augmentant la tension à une valeur de 0.9V, le signal de photocourant devient grand, ce qui indique que le champ électrique appliqué diminue l'effet de la barrière de potentiel suffisamment pour qu'un nombre non négligeable d'électrons et de trous lourds puissent sortir de la diode. Dans le cas où nous appliquons une tension de -9V sur l'échantillon, nous observons un faible photocourant, mais supérieur à celui observé pour une tension de 0V.

Nous avons observé que les pics ne se déplacent pas lorsque la tension appliquée sur l'échantillon passe de 0.9V à -9V, alors que nous savons qu'il doit y avoir un effet Stark confiné [16], [17], [18]. Nous en déduisons que le champ électrique interne au niveau des fils ne change pas ou peu entre les deux valeurs de tension appliquées sur l'échantillon.

7.5. Influence du réseau sur la transmission des modes guidés

Nous allons montrer dans cette partie que le comportement atypique de la transmission pour un mode guidé TE se propageant orthogonalement aux fils résulte d'un effet de découplage par le réseau.

7.5.1. Faits expérimentaux





Intensité de la transmission au travers de l'échantillon FILS #1136 des modes TM (graphe de gauche) et TE (graphe de droite) se propageant dans la direction (//) et (\perp)

- Le comportement de la transmission du mode TM est identique dans les deux directions de propagation
- Le comportement auquel nous nous attendons dans le cas d'un mode TE est celui qui est présenté dans le cas du mode TE se propageant dans la direction (//)

7.5.2. Discussion

Seul le mode TE se propageant dans la direction (\perp) montre un comportement différent. Pour l'expliquer, nous devons considérer la structure de l'échantillon FILS :


Schéma 7.5. : Plan de coupe Oxy du cœur et du super-réseau de l'échantillon FILS

Lorsque le mode se propage dans la direction (//), la direction est parallèle à Oz. Par contre, lorsque le mode se propage dans la direction (\perp), la direction est parallèle à Ox, ce qui fait que le mode interagit avec le réseau gravé dans le cœur.

Interaction avec le réseau :

Mathématiquement, la description de la diffraction d'une onde optique par un réseau diélectrique est la même que celle des rayons X par les cristaux. De façon analogue à C.Kittel [15], l'équation de Bragg détermine les réflexions possibles par le réseau et les intensités relatives des diverses réflexions est donnée par le carré du facteur de forme de la structure.

Afin de comprendre la différence de comportement des ondes guidées TE ou TM, nous avons évalué le carré du facteur de structure en calculant le coefficient de réflexion du mode guidé par un plan infini incliné dans le plan Oxy avec le même angle que les arrêtes du réseau dans l'échantillon.



Schéma 7.6. : Géométrie du problème de la transmission du mode guidé au travers d'un plan incliné

Ce calcul est donné en annexe (8.3). L'angle utilisé dans le calcul est déterminé à partir des photos TEM de l'échantillon #1115 pour lequel le réseau est bien marqué; cet angle vaut environ 47°. Lorsque nous calculons l'angle de Brewster entre le cœur en GaAs et le

super-réseau, nous obtenons une valeur proche de 47° pour des longueurs d'ondes voisines de 950nm.

Coefficient de réflexion :

Lorsque nous calculons dans le détail le coefficient de réflexion, nous obtenons pour le mode TE une valeur de $4.1 \cdot 10^{-3}$ et pour le mode TM une valeur de $1.3 \cdot 10^{-4}$. La réflexion du mode TM est trente fois plus faible que celle du mode TE. Ceci nous explique le comportement atypique du mode TE dans la direction de propagation (\perp).

7.6. Conclusions

Les mesures de photocourant réalisées sur des échantillons contenant des fils quantiques nous ont permis de mettre en évidence trois niveaux énergétiques d'absorption dont deux correspondent à des transitions interbandes à partir de niveaux trous lourds et un correspond à une transition interbande à partir d'un niveau trou léger. Les mesures de photoluminescence indiquent les transitions interbandes depuis les niveaux fondamentaux et ceux-ci correspondent à ceux mesurés en photocourant. L'anisotropie des éléments de la matrice optique des fils quantiques a aussi été mise en évidence à l'aide des mesures de photocourant. Les mesures de transmission nous ont permis d'évaluer le coefficient d'abosorption des fils pour le niveau fondamental (transition entre le niveau fondamental des trous lourd et le niveau fondamental des électrons). Cette mesure, qui n'a jamais été rapportée jusqu'à présent, donne un coefficient d'absorption des fils quantiques de l'ordre de 1700 à 2000 cm-1.

Les mesures de transmission nous ont aussi permis de mettre en évidence un découplage de notre lumière guidée par le réseau. Ce découplage n'apparaît que pour le mode TE. Cette différence de comportement entre les modes TE et TM s'explique par la dépendance du coefficient de réflexion d'une onde plane sur une interface en fonction de sa polarisation si l'angle est proche de celui de Brewster.

Une différence de 60 meV entre les niveaux fondamentaux des fils de deux épaisseurs différentes est observée sur toutes les mesures (photocourant, photoluminescence, transmission).

Nous n'avons pas observé d'effet Stark confiné en modifiant la tension appliquée aux bornes de nos échantillons contenant des fils quantiques. Le comportement du photocourant est atypique: il faut appliquer une tension positive pour observer un signal de photocourant. Ces deux éléments indiquent un problème électrique à l'intérieur de l'échantillon. Nous pensons qu'il est dû à la pollution de l'interface entre le réseau et le super-réseau lors de la gravure du réseau faite à l'air libre.

Un résultat préliminaire encourangeant semble indiquer un effet de saturation des fils quantiques par raport à la puissance lumineuse incidente.

Chapitre 8 : Références, Annexes et Remerciements

8.1. Références	106
8.2. Annexe 1 : Pertes par radiation au travers des manteaux	107
8.2.1. Description du problème	107
8.2.2. Simplification du problème	107
8.2.3. Définition des variables	107
8.2.4. Direction de propagation des photons	108
8.2.5. Hypothèses	108
8.2.6. Calcul du nombre de photons perdus entre z et z+dz	108
8.2.7. Calcul du coefficient $\alpha_{radiation}$	109
8.3. Annexe 2 : Coefficient de réflexion du mode guidé au travers	110
d'un plan d'interface entre le GaAs et le Al _{0.33} Ga _{0.66} As	
8.3.1. Situation	110
8.3.2. Remarque : Equation du champ électrique pour le mode guidé TM non perturbé	110
8.3.3. Coefficients de réflexion et de transmission du champ électrique	111
8.3.4. Evaluation du coefficient de réflexion du mode guidé	111
8.3.5. Listing du programme	113
8.4. Remerciements	115

8.1. Références

- [1] U. Marti, M. Proctor, D. Martin, F. Morier-Genoud, B. Senior et F.K. Reinhart, Microelectr.Eng., 13, 391-394 (1991)
- [2] P-H. Jouneau, F. Bobard, U. Marti, J. Robadey, F. Filipowitz, D. Martin, F. Morier-Genoud, P.C. Silva, Y. Magnenat, F.K. Reinhart, Inst. Phys. Conf. Ser. No 146, 371-374 (1995)
- [3] SimWindows, ver. 1.4.2., David W. Winston, Dept. of Computer and Electrical Engr., University of Colorado
- [4] B. Tschirner, F. Morier-Genoud, D. Martin, F.K. Reinhart, J.Appl.Phys., 79 (9), 7005 (1996)
- [5] E. Hecht et A. Zajac : Optics, Addison-Wesley Pub. Co.
- [6] T. Takagi, Jap. J. Appl. Phys. 21, L167 (1982)
- [7] Jérôme Faist, Etude théorique et expérimentale de la modulation de phase dans les doubles hétérostructures GaAs/Al_xGa_{1-x}As, EPFL (1989), p.83 et 84
- [8] Properties of Gallium Arsenide, Dataviews, series, No 2, INSPEC
- [9] H.Shen, Fred H. Pollak, Phys. review B, vol. 42, number 11, 7097 (1990)
- [10] [14] K. Shum, J.Appl.Phys, 69 (9), 6484 (1991)
- [11] G. Bastard, E. Mendez, L. Chang, L. Esaki, Phys. review B, vol. 28, number 6, 3241 (1983)
- [12] G. Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, Halsted Press
- [13] D. Miller, D. Chemla, Appl.Phys.Lett., 50 (13), 842 (1987)
- [15] Kittel, Physique du solide, Wiley
- [16] C. Juang, C. Chang, Appl.Phys.Lett., 58 (14), 1527 (1991)
- [17] K. Ravikumar, T. Kikugawa, Appl.Phy.Lett., 58 (10), 1015 (1991)
- [18] K. Ravikumar, T. Kikugawa, Electronics Letters, vol.26, No.14, 1012 (1990)

8.2. Annexe 1 : Pertes par radiation au travers des manteaux

8.2.1. Description du problème

Dans le modèle à cinq couches, nous avons déterminé les paramètres des modes (propagation dans la direction Oz et variation de l'indice de réfraction dans la direction Oy). Dans la réalité, les manteaux ne sont pas d'épaisseur infinie. Si le champ électrique n'est pas nul aux bords de ces manteaux, il peut y avoir des pertes par radiation. Dans cette annexe, nous donnons une approximation de ces pertes.

Dans les guides qui nous intéressent, le premier manteau est suivi directement de l'air alors que le second manteau est suivi d'une épaisse couche de GaAs. Pour le manteau en contact avec l'air, les pertes sont négligeables car l'indice de réfraction de l'air est très inférieur à celui du manteau en Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Par contre, avec le second manteau, il y aura des pertes par radiation, car son indice de réfraction est inférieur à celui de la couche de GaAs.

8.2.2. Simplification du problème

Nous supposons qu'il n'y a pas de pertes du côté où le manteau est en contact avec l'air et que tout ce qui traverse l'interface entre le manteau et la couche de GaAs est perdu (un photon entrant dans le GaAs est considéré comme ne revenant plus dans le guide).

Nous faisons l'hypothèse que les paramètres du mode trouvés dans le modèle à cinq couches sont corrects, mais qu'il faut modifier la constante A_x (ou B_x pour les modes TM) par un facteur de décroissance $e^{-\alpha_{radiation}\cdot z}$ qui tient compte des pertes par radiation. Par cette hypothèse, l'allure du mode demeure inchangée.

8.2.3. Définition des variables

Nous appellons $I_0(y,z)$ l'intensité du mode sans perte calculée à partir du modèle à cinq couches et I(y,z) l'intensité du mode optique avec atténuation.

Nous définissons une fonction S(z) qui représente le nombre de photons dans le mode :

$$S(z) = \int dy \ I(y, z)$$

Nous appellons y_0 la position de l'interface entre le manteau et le GaAs (avec une origine au centre du guide).

Le facteur de décroissance est posé comme $e^{-\alpha_{radiation} \cdot z}$ alors :

$$I(y,z) = e^{-\alpha_{radiation} \cdot z} \cdot I(y,0) \implies S(z) = e^{-\alpha_{radiation} \cdot z} \cdot S(0)$$

8.2.4. Direction de propagation des photons

Le mode se propage dans la direction Oz avec une constante de propagation β . Nous considérons que dans les différentes couches, l'onde est la superposition de deux ondes se propageant dans la direction de \vec{k} , où \vec{k} est défini de la même manière que pour le modèle du guide d'onde à cinq couches. \vec{k} se décompose en deux parties : une partie longitudinale $k_{//}$ unique dans la direction de β et une partie transverse k_{\perp} (deux possibilités) dans la direction Oy.

Nous calculons les deux directions possibles de \vec{k} à partir des relations utilisées dans le modèle à cinq couches :

$$k_2^2 = \beta^2 + b^2$$
 et $k_{1,3}^2 = \beta^2 + (ip_{1,3})^2$

Nous savons que les $p_{1,3}$ et b sont beaucoup plus petits que les k_i et β .

Dans le cœur, l'angle entre \vec{k}_2 et $\vec{\beta}$ est donné par : $\arcsin\left(\frac{b}{k_2}\right) \cong \frac{b}{k_2}$ Dans les manteau, l'angle entre \vec{k}_1 et $\vec{\beta}$ est donné par : $\arcsin\left(\frac{p_1}{k_1}\right) \cong \frac{p_1}{k_2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_1}\right)^2}$

8.2.5. Hypothèses

- Les directions de propagation des photons du mode sont données par les deux directions de \vec{k}
- Les photons qui arrivent à l'interface entre le manteau et la couche de GaAs sont perdus (pas de réflexion possible)
- Aucun photon de la couche de GaAs ne peut revenir dans le guide
- L'intégrale de l'intensité du mode optique S(z) est proportionnelle au nombre de photons dans le mode
- Une moitié des photons se propage dans une des direction transversales et l'autre moitié dans l'autre direction transversale opposée
- L'intensité du champ est constante au voisinage de l'interface entre le manteau et le GaAs

8.2.6. Calcul du nombre de photons perdus entre z et z+dz

Le mouvement d'un photons étant rectiligne entre deux réflexions, son vecteur vitesse est proportionnel à sa direction de propagation \vec{k} . Si le photon progresse d'une distance dz dans la direction Oz, la distance dy parcourue dans la direction Oy sera donnée par :

$$dy = \frac{k_{\perp}}{k_{\prime\prime\prime}} \cdot dz$$

Lorsque le mode progresse de z à z+dz, les photons du mode susceptibles de traverser l'interface entre le manteau et le GaAs en y_0 sont les photons situés à une distance maximale dy de y_0 .

Le nombre de photons situés entre yo-dy et y est donné par :

$$I(y_0, z) \cdot dy = I(y_0, z) \cdot \frac{k_\perp}{k_{//}} \cdot dz$$

D'après nos hypothèses, nous savons que la moitié seulement de ces photons se dirige vers l'interface, l'autre moitié se dirigeant vers l'intérieur du guide, alors le nombre de

photons perdus entre z et z+dz est donné par : $\frac{1}{2} \cdot I(y_0, z) \cdot \frac{k_{\perp}}{k_{\perp}} \cdot dz$

8.2.7. Calcul du coefficient $\alpha_{radiation}$

Rappel des relations de départ :

$$I(y,z) = e^{-\alpha_{radiation} \cdot z} \cdot I(y,0)$$
 et $S(z) = e^{-\alpha_{radiation} \cdot z} \cdot S(0)$

Nous connaissons à présent le nombre de photons dS que nous perdons entre z et z+dz:

$$dS = S(z+dz) - S(z) = -\frac{1}{2} \cdot I(y_0, z) \cdot \frac{k_\perp}{k_{\prime\prime}} \cdot dz$$

A partir des trois relations ci-dessus, nous dérivons deux autres relations :

$$\frac{dS}{dz} = -\frac{1}{2} \cdot I_0 \cdot \frac{k_{\perp}}{k_{\prime\prime}} \cdot e^{-\alpha_{radiation} \cdot z} \quad \text{et} \quad \frac{dS}{dz} = -\alpha_{radiation} \cdot S_0 \cdot e^{-\alpha_{radiation} \cdot z}$$

Nous trouvons alors une relation pour le coefficient $\alpha_{radiation}$:

$$\alpha_{radiation} = \frac{1}{2} \cdot \frac{k_{\perp}}{k_{\perp}} \cdot \frac{I(y_0, 0)}{S(0)}$$

Nous savons que l'angle entre \vec{k} et la direction de propagation est approximativement $\sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_1}\right)^2}$, alors nous pouvons donner $\alpha_{radiation}$ à partir de k_1 et β :

$$\alpha_{radiation} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_1}\right)^2} \cdot \frac{I(y_0, 0)}{S(0)}$$

8.3. Annexe 2 : Coefficient de réflexion du mode guidé au travers d'un plan d'interface entre le GaAs et le Al_{0.33}Ga_{0.66}As

8.3.1. Situation

Nous considèrons le premier mode symétrique TE ou TM dont nous avons calculé les paramètres avec un modèle à cinq couches symétriques. Nous allons nous intéresser à la transmission de ce mode au travers d'un plan parallèle à Oz incliné par rapport à la direction de propagation Oz. Ce calcul permet d'évaluer l'effet de l'introduction du réseau à l'intérieur du guide pour les modes guidés TE et TM. L'angle d'incidence α_i est donné par l'angle complémentaire à celui de l'inclinaison du plan considéré. L'angle de transmission α_t est déterminé à partir de l'équation de Snell-Descartes :

$$n_1 \cdot \sin(\alpha_i) = n_2 \cdot \sin(\alpha_i)$$



Schéma 8.1. : Géométrie du problème de la transmission du mode guidé au travers d'un plan incliné

8.3.2. Remarque : Equation du champ électrique pour le mode guidé TM non perturbé

Le champ magnétique possède la même forme que le champ électrique dans le cas du mode TE, mais le champ électrique n'est pas complètement transverse à cause de la relation suivante :

$$\vec{E} = \frac{1}{i \ \omega \ \varepsilon_0} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{1}{i \ \omega \ \varepsilon_0} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \partial \left(B_x \cdot e^{-i\beta z} \right) / \partial z \\ - \partial \left(B_x \cdot e^{-i\beta z} \right) / \partial y \end{pmatrix}$$

Comme $\beta >> b$, p₁ et p₃, nous pouvons négliger la composante longitudinale du champ électrique, ce qui fait que le champ électrique est donné par :

$$\vec{E} = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0} \cdot \begin{pmatrix} 0\\ A_y\\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i(\omega t - \beta z)}$$

où A_y est défini de la même manière que B_x , dont la forme est à un facteur constant près celle de A_x pour le cas TE.

8.3.3. Coefficients de réflexion et de transmission du champ électrique

Mode TE:
$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos(\alpha_i) - n_2 \cos(\alpha_i)}{n_1 \cos(\alpha_i) + n_2 \cos(\alpha_i)}$$
 et $t_{TE} = 1 + r_{TE}$

Mode TM:
$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos(\alpha_i) - n_1 \cos(\alpha_i)}{n_2 \cos(\alpha_i) + n_1 \cos(\alpha_i)}$$
 et $t_{TM} = 1 - r_{TM}$

8.3.4. Evaluation du coefficient de réflexion du mode guidé

Pour évaluer le coefficient de réflexion du mode guidé, nous utilisons un petit programme écrit sous MatLab (8.3.5.) par M. Frank Filipowitz. Dans une première étape, nous entrons le champ électrique transverse du mode guidé dont les paramètres ont été calculés à partir du modèle à 5 couches symétriques (graphe 8.1.) puis nous calculons la transformée de Fourier de cette fonction (8.2.). Pour le calcul, nous limitons le domaine des k_v .



Graphes 8.1. et 8.2. : Champ électrique E(y) du mode guidé et sa transformée de Fourier $E(k_y)$

Nous entrons ensuite l'angle correspondant pour chaque k_y (8.3. et 8.4.) pour les deux polarisations.



Angle correspondant pour ky donné et pour les modes TE et TM

Nous calculons ensuite la valeur du coefficient de réflexion propre à chaque k_y dans les deux polarisations (8.5. et 8.6.).



Graphes 8.5. et 8.6. : Coefficient de réflexion calculé pour chaque k_y dans les deux modes TE et TM

Nous calculons ensuite un coefficient de réflexion pondéré pour les deux modes à l'aide de la formule suivante

$$r_{pond\acute{e}r\acute{e}} = \frac{\int dk_y r^2(k_y) \cdot E^2(k_y)}{\int dk_y E^2(k_y)}$$

où $r(k_y)$ est le coefficient de réflexion trouvé pour k_y et $E(k_y)$ est l'intensité de la transformée de Fourier du champ électrique.

Avec les paramètres entrés nous obtenons les valeurs suivantes :

- Pour le mode TE, rpondéré vaut 4.1.10-3
- Pour le mode Tm, rpondéré vaut 1.3·10⁻⁴

8.3.5. Listing du programme

hold off;clear

% An M-File to evaluate the reflection of TE/TM guided wave onto a planar interface;

% NOMS
% Ao:Amplitude du champ électrique
% n1:indice effectif avant l'interface
% n2:indice effectif après l'interface
% phi : parametre du mode
% d: demi largeur de la couche 2 ou 4
% underni largeur de la couche 3
% v.defili laigeur de la couche 5 % entre entre de la couche 1 ou 5
// p1. atténuation dans la couche 1 ou 5
76 p.5. attenuation dans la couche 5
% b: parametre du mode
[%] beta: cste de propagation du mode
% gama: angle entre l'horizontale (// interfaces du guide et l'interface dielectrique)
% Structure du prg:
% 1: DEFINITIONS GENERALES
% 2: DEFINITION DU Mode
% 3: Transformée de Fourier du mode: Ax(y) -> Gx(Ky)
% Conventions a Cohen-T
% 4: Reconstruction de mode optique ^ partir de sa transformée de Fourier
% 5: Restriction de Ky de -4 a 4
% 6: Angle d'incidence, rel a la normale de l'interface, en fonction de Ky
% 7: Coefficient de reflexion en fonction de Ky
% 8: Coefficient de reflexion pondéré
% 9: Reconstruction de mode optique ^ partir de sa transformée de Fourier
% (mais Restriction aKy entre -4 et 4)
%10: Graphes
1
%
% 1: DEFINITIONS GENERALES
%
hold off;clear;
$A_0=1$:
-)
n1=3.5494:
n1=3.5494; n2=3.3614:
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07:
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=.0.3967;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; $c_{1=1}=5.49;$
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; o2=5.067.
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264.
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; $= 422 \pm 1(20)$
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43^* pi/180;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43^* pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax;
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax; EXPaller = exp(-i*y'*Ky);
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax; EXPaller = exp(-i*y'*Ky); %
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Max; EXPaller = exp(-i*y'*Ky); %
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax; EXPaller = exp(-i*y'*Ky); %
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax; EXPaller = exp(-i*y*Ky); %
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax; EXPaller = $\exp(-i*y'*Ky)$; % % (2: DEFINITION DU Mode % (c f DipI TM me DE Philippe
n1=3.5494; n2=3.3614; d=0.07; w=0.065; phi=-0.3967; p1=1.548; p3=5.967; b=5.264; beta=24.124; gama = 43*pi/180; ymin=-10;ymax=10;deltay=0.1; y = ymin:deltay:ymax; Kymin=-20;Kymax=20;deltaKy=0.1; Ky = Kymin:deltaKy:Kymax; EXPaller = $\exp(-i*y'*Ky)$; % % 2: DEFINITION DU Mode % % cf Dipl TM me DE Philippe for i=1:length(y)

if $(y(i) \ge (d)) & (y(i) \le (d+2^*w))$ Ax(i) = Ao*cos(b*(y(i)-d)+phi);end if (y(i) > (d+2*w))Ax(i) = Ao*cos(2*b*w+phi)*exp(-p1*(y(i)-d-2*w));end end % 3: Transformée de Fourier du mode: Ax(y) -> Gx(Ky) % Conventions a Cohen-T % Gx = sqrt(1/(2*pi))*Ax*EXPaller*deltay; % % 4: Reconstruction de mode optique ^ partir de sa transformée de Fourier % Bx = sqrt(1/(2*pi))*Gx*(EXPaller')*deltaKy;% % 5: Restriction de Ky de -4 a 4 % $J=(abs(Ky) \le 4);$ % % 6: Angle d'incidence, rel a la normale de l'interface, en fonction de Ky % angleincident = pi-pi/2-gama-atan(Ky(J)/beta); angletransmis = asin((sin(angleincident))*n1/n2); % % 7: Coefficient de reflexion en fonction de Ky % $\label{eq:RTE} RTE = abs((n1*cos(angleincident) - n2*cos(angletransmis)) \ ./ \ (n1*cos(angleincident) + n2*cos(angletransmis))).^2;$ $RTM = abs((n2*cos(angleincident) - n1*cos(angletransmis))) . / (n2*cos(angleincident) + n1*cos(angletransmis))).^{2};$ % % 8: Coefficient de reflexion pondéré % $RpondereTE = (sum(RTE.*abs(Gx(J)).^2)) ./ (sum(abs(Gx(J)).^2))$ $RpondereTM = (sum(RTM.*abs(Gx(J)).^2))./(sum(abs(Gx(J)).^2))$ % % 10: Graphes %_

%Boucle pour dessiner le puits:

Titre = ['Re(-)/Im(--) Mode optique Ax(y)'];

plot(y,real(Ax),'g-',y,imag(Ax),'r--');title(Titre);xlabel('y');ylabel('Ax');pause;hold off

Titre = ['Re(-)/Im(--) Transformée de Fourier du mode optique Gx(Ky)'];

plot(Ky,real(Gx),'g-',Ky,imag(Gx),'r--');title(Titre);xlabel('Ky');ylabel('Gx');pause;hold off

Titre = ['Re(-)/Im(--) Reconstruction du mode optique depuis Gx(Ky)'];

plot(y,real(Bx),'g-',y,imag(Bx),'r--');title('Titre);xlabel('y');ylabel('Bx');pause;hold off

Titre = ['Re(-)/Im(--) Angle incident rel a la normale de l"interface,plage restreinte en Ky'];

plot(Ky(J), real(angleincident*180/pi), 'g-', Ky(J), imag(angleincident*180/pi), 'r--'); title(Titre); xlabel('Ky'); ylabel('degres'); pause; hold off the state of the stat

Titre = ['Re(-)/Im(--) Angle transmis rel a la normale de l"interface, plage restreinte en Ky'];

plot(Ky(J), real(angletransmis*180/pi), 'g-', Ky(J), imag(angletransmis*180/pi), 'r--'); itile(Titre); xlabel('Ky'); ylabel('degres'); pause; hold off for the state of the

Titre = ['Re(-)/Im(--) Coefficient de reflexion TE,plage restreinte en Ky'];

plot(Ky(J),real(RTE),'g-',Ky(J),imag(RTE),'r--');title(Titre);xlabel('Ky');ylabel('degres');pause;hold off

Titre = ['Re(-)/Im(--) Coefficient de reflexion TM,plage restreinte en Ky'];

%_____FIN

plot(Ky(J),real(RTM),'g-',Ky(J),imag(RTM),'r--');title(Titre);xlabel('Ky');ylabel('degres');pause;hold off

8.4. Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement M. le professeur F.K Reinhart et M. Frank Filipowitz pour leurs conseils et leur soutien.

Je remercie également les autres membres du groupe : M. Denis Martin Mme. Cécile Gourgon Mme. Yrène Magnenat M. Jacques Robadey M. Sacha Kireev M. Nguen Hong Ky

Pour les photos TEM, je remercie Mme. Fabienne Bobart du CIME/EPFL