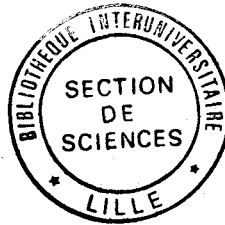


50376
1988
191



50376
1988
191

T H E S E

N° d'ordre 286

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE-FLANDRES-ARTOIS

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

Par

Franck MALLECOT

ETUDE DES PHENOMENES DE PROPAGATION DANS DES STRUCTURES DE
GUIDAGE A BASE DE GaAs, GaAlAs, GaInAs.
APPLICATION A LA REALISATION DE PHOTOCONDUCTEURS INTEGRES
MONOLITHIQUEMENT A UN GUIDE OPTIQUE.

Soutenu le 24 novembre 1988 devant la commission d'examen

Membres du Jury :	Mrs E. CONSTANT	Président
	D. DECOSTER	Directeur de Thèse
	Mme M. RAZEGHI	Rapporteur
	Mrs G. SALMER	Rapporteur
	J. BENOIT	Examineur
	A. CARENCO	Examineur

* S O M M A I R E *

- CHAPITRE I -

I - CONSTANTE DIELECTRIQUE D'UN MATERIAU :

I/1 - GENERALITES

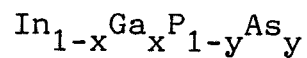
I/2 - METHODES UTILISEES POUR DETERMINER LA
CONSTANTE DIELECTRIQUE D'UN MATERIAU

I/3 - APPLICATION A QUELQUES MATERIAUX SEMI-
CONDUCTEURS :

I/3/a - Cas d'un composé binaire : le GaAs

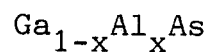
I/3/b - Cas de composés ternaires et
quaternaires :

I/3/b/1 - Indice de réfraction du



I/3/b/2 - Coefficient d'absorption
du $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$

I/3/b/3 - Indice de réfraction du



II - INFLUENCE DES PORTEURS LIBRES SUR L'INDICE DE REFRACTION DES SEMICONDUCTEURS :

II/1 - ETUDE GENERALE

II/2 - VARIATION DE L'INDICE DU GaAs AVEC LE DOPAGE

III - GUIDES D'ONDES OPTIQUES INTEGRES :

III/1 - GENERALITES

III/2 - GUIDE EN HOMOJONCTION - CAS DU GaAs

III/3 - STRUCTURE DE GUIDAGE SUR HETEROJONCTION :

III/3/a - Hétérojonction GaAs/GaAlAs/GaAs

III/3/b - Hétérojonction GaInAsP/InP

IV - RAPPELS SUR LES PRINCIPES DE LA PHOTODETECTION :

IV/1 - GENERALITES

IV/2 - LES PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS :

IV/2/a - La photodiode PIN

IV/2/b - La photodiode à avalanche

IV/2/c - La photodiode SCHOTTKY

IV/2/d - Le photoconducteur

IV/3 - ASSOCIATION D'UN PHOTOCONDUCTEUR ET D'UN
GUIDE OPTIQUE - ASPECT DETECTION :

IV/3/a - Produit gain-bande passante

IV/3/b - Evaluation de la puissance
minimale détectable pour une
tête de réception associant un
photoconducteur et un transistor
à effet de champ :

IV/3/b/1 - Etude du bruit associé
à la tête de réception

IV/3/b/2 - Etude du bruit associé
à un fonctionnement
digital

IV/3/b/3 - Calcul de la puissance
minimale détectable

IV/3/b/4 - Influence de la dis-
tance interélectrodes
sur la sensibilité de
la tête de réception

V - STRUCTURES D'ETUDE PROPOSEES :

V/1 - IDEE DE BASE

V/2 - MATERIAUX UTILISES

V/3 - STRUCTURES RETENUES

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- CHAPITRE II -

I - ETUDE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE
DANS UN GUIDE D'ONDES PLAN COMPOSE :

I/1 - POSITION DU PROBLEME

I/2 - RESOLUTION COMPLETE DES EQUATIONS DE MAXWELL
DANS LE CAS D'UN GUIDE D'ONDES COMPOSE A
SAUT D'INDICE :

I/2/a - Généralités

I/2/b - Résolution dans le cas transverse
électrique (T.E) en supposant
 $n_1 > n_2$:

I/2/b/1 - Equation caractéristique
des grands modes

I/2/b/2 - Equation caractéristique
des modes superficiels

II - APPLICATION A UNE STRUCTURE DE GUIDAGE EN
HOMOJONCTION REALISEE SUR GaAs :

II/1 - POSITION DU PROBLEME

II/2 - EQUATION CARACTERISTIQUE DES MODES GUIDES

II/3 - DIAGRAMME DE DISPERSION POUR UNE STRUCTURE
DE GUIDAGE EN HOMOJONCTION

II/4 - EPAISSEUR DE COUPURE

II/5 - INFLUENCE DU DOPAGE DE LA STRUCTURE SUR
L'ÉPAISSEUR DE COUPURE

II/6 - PROFIL DES MODES GUIDES

II/7 - FACTEUR DE CONFINEMENT

II/8 - ÉTUDE DES PERTES À LA PROPAGATION :

II/8/a - Généralités

II/8/b - Pertes engendrées par les
irrégularités des interfaces

II/8/c - Pertes par absorption :

II/8/c/1 - Coefficient d'absorption
intrabande

II/8/c/2 - Pertes liées à la
présence de porteurs
libres

III - ÉTUDE DE STRUCTURES DE GUIDAGE EN HÉTÉROJONCTION
RÉALISÉES SUR GaAs :

III/1 - GÉNÉRALITÉS

III/2 - PRÉSENTATION DU GUIDE PLAN EN
HÉTÉROJONCTION

III/3 - MÉTHODES D'ANALYSE :

III/3/a - Analyse fondée sur la théorie
du couplage par le prisme

III/3/b - Détermination de la constante de propagation complexe β^* , par la résolution de l'équation des modes relative à une hétérostructure du type GaAs/GaAlAs/GaAs

III/4 - APPLICATION AUX STRUCTURES DE GUIDAGE EN HETEROJONCTION :

III/4/a - Approche à l'aide de la théorie du couplage par le prisme

III/4/b - Détermination de l'épaisseur de coupure dans l'approximation du guide d'ondes simple

III/4/c - Détermination de la constante de propagation complexe β^*

III/4/d - Courbes de dispersion

III/4/e - Facteur de confinement

IV - STRUCTURES DE GUIDAGE BIDIMENSIONNELLES :

IV/1 - GENERALITES

IV/2 - METHODE D'ANALYSE UTILISEE :

IV/2/a - Méthode des indices effectifs :

IV/2/a/1 - Présentation de la méthode

IV/2/a/2 - Limites de cette
méthode

IV/2/a/3 - Interprétation du
guidage bidimensionnel
dans le cas du guide
en arête et du guide
chargé par un ruban

IV/3 - APPLICATION A QUELQUES STRUCTURES DE
GUIDAGE REALISEES SUR GaAs :

IV/3/a - Structure de guidage bidimen-
sionnelle réalisée à partir
d'une homojonction :

IV/3/a/1 - Influence de la
hauteur de l'arête
sur le contraste
d'indice effectif

IV/3/a/2 - Courbes de dispersion

IV/3/a/3 - Profil du mode guidé
facteur de confinement

IV/3/b - Structure de guidage bidimen-
sionnelle réalisée à partir
d'une hétérojonction :

IV/3/b/1 - Influence de la
hauteur de l'arête
sur le contraste
d'indice effectif

IV/3/b/2 - Courbes de dispersion

IV/3/b/3 - Profil du mode guidé
facteur de confinement

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- CHAPITRE III -

I - ETUDE DE LA ZONE ACTIVE DU COMPOSANT :

I/1 - POSITION DU PROBLEME

I/2 - METHODES D'ANALYSE :

I/2/a - Généralités

I/2/b - Méthodes utilisées :

I/2/b/1 - Résolution de l'équation
caractéristique des grands
modes du guide d'ondes
composé dans le plan
complexe

I/2/b/2 - Expression analytique du
profil des modes guidés
dans le cas T.E

I/3 - INFLUENCE DE LA COUCHE ABSORBANTE SUR LES
PROPRIETES DE PROPAGATION DU GUIDE D'ONDES
COMPOSE :

I/3/a - Position du problème

I/3/b - Cas du guide d'ondes composé à indices réels : $K_i = 0$, $i = 1$ à 4

I/3/b/1 - Courbes de dispersion

I/3/b/2 - Profil des modes guidés - répartition du champ E_y pour les modes du type T.E

I/3/c - Cas du guide d'ondes composé à indices complexes :

I/3/c/1 - Influence du coefficient d'extinction de la couche absorbante sur le profil du champ électrique

I/3/c/2 - Equation des modes limite

I/3/c/3 - Influence de l'épaisseur de la couche absorbante sur la constante de propagation β^* des modes guidés

I/4 - INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE PROFONDE SUR LE COEFFICIENT D'ATTÉNUATION DES MODES GUIDÉS

I/5 - INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE SUR LES PROPRIÉTÉS DE PROPAGATION DU GUIDE D'ONDES COMPOSÉ

I/6 - INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN ALUMINIUM
SUR LE COEFFICIENT D'ATTENUATION DES MODES
SE PROPAGEANT DANS LA STRUCTURE REALISEE
A PARTIR DE L'HETEROJONCTION GaAs/GaAlAs

II - ETUDE DU COUPLAGE ENTRE LA ZONE PASSIVE ET LA
ZONE ACTIVE DE NOTRE COMPOSANT :

II/1 - INTRODUCTION

II/2 - METHODE D'ANALYSE UTILISEE

II/3 - DETERMINATION DU COEFFICIENT DE COUPLAGE
DES STRUCTURES REALISEES

II/4 - CRITIQUE DE LA METHODE

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- CHAPITRE IV -

I - PROCESSUS TECHNOLOGIQUES :

I/1 - LES EPITAXIES UTILISEES

I/2 - REALISATION DES MASQUES

I/3 - ASPECTS TECHNOLOGIQUES DE LA REALISATION
DE COMPOSANTS PASSIFS :

I/3/a - La photolithographie

I/3/b - La gravure

I/3/c - Guides en arête

I/4 - ASPECT TECHNOLOGIQUE DE LA REALISATION
D'UN PHOTODETECTEUR INTEGRE A UN GUIDE
OPTIQUE :

I/4/a - Réalisation technologique d'un
photoconducteur intégré à un guide
plan :

I/4/a/1 - Réalisation du méso

I/4/a/2 - Dépôt des contacts
ohmiques

I/4/a/3 - Réalisation des plots
d'épaississement

I/4/a/4 - Contrôle sous pointes

I/4/a/5 - Aspect du composant
terminé

I/4/b - Réalisation technologique d'un
photodétecteur intégré à un guide
en arête :

I/4/b/1 - Description générale des
composants

I/4/b/2 - Réalisation du premier
méso

I/4/b/3 - Réalisation du deuxième
méso

I/4/b/4 - Dépôt des contacts
ohmiques

I/4/b/5 - Dépôt des plots d'épais-
sissement

I/5 - AMINCISSEMENT DU SUBSTRAT

II - ETUDE EXPERIMENTALE :

II/1 - METHODE DE COUPLAGE UTILISEE

II/2 - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PROPRIETES
CARACTERISTIQUES DES STRUCTURES REALISEES

II/3 - TECHNIQUES DE CARACTERISATION :

II/3/a - Caractérisation optique

II/3/b - Caractérisation électrique

II/4 - BANC DE CARACTERISATION OPTIQUE

II/5 - CARACTERISATION DES GUIDES OPTIQUES :

II/5/a - Méthode d'analyse du champ
proche

II/5/b - Caractérisation des guides en
arête réalisés à partir de
l'homojonction GaAs n^-/n^+

II/5/c - Caractérisation des guides
réalisés à partir de l'hétéro-
jonction GaAs/Ga_{0,9}Al_{0,1}As :

II/5/c/1 - Vérification du
caractère monomode

II/5/c/2 - Influence de la
largeur de l'arête

II/5/d - Mesures des pertes en transmis-
sion

II/5/e - Mesure du coefficient d'absorp-
tion lié à la présence de matériau
photodétecteur

II/6 - CARACTERISATION DE PHOTOCONDUCTEURS
INTEGRES A DES GUIDES OPTIQUES :

II/6/a - Cas d'un photoconducteur intégré
à un guide plan :

II/6/a/1 - Généralités

II/6/a/2 - Influence du couplage
faisceau laser-guide
d'ondes plan, sur le
photocourant détecté

II/6/a/3 - Caractérisation
statique

II/6/b - Photoconducteur intégré à un
guide en arête :

II/6/b/1 - Composant réalisé à
partir de l'homojunc-
tion GaAs n^-/n^+ :

II/6/b/1/a - Influence du
couplage

II/6/b/1/b - Caractérisation
statique

II/6/b/1/c - Réponse impulsion-
nelle

II/6/b/1/d - Mesures de bruit

II/6/b/2 - Composant réalisé à partir de
l'hétérojonction GaAs/GaAlAs :

II/6/b/2/a - Influence du
couplage

II/6/b/2/b - Caractérisation
statique

II/6/b/2/c - Réponse impulsion-
nelle

II/6/b/2/d - Mesures de bruit

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

INTRODUCTION

Depuis l'apparition du laser, dont les propriétés de directivité, de cohérence et de monochromaticité sont bien connues, un intérêt croissant a été porté aux possibilités de communication par voie optique. En fait, il fallut attendre les années 70, avec l'apparition de fibres optiques à faibles pertes, pour voir vraiment se développer ce nouveau domaine de recherches qui fut bientôt suivi d'applications. En même temps qu'apparaissaient des moyens de transmissions à faibles pertes (20 db/km à l'époque) et des sources miniatures (lasers semi-conducteurs fonctionnant en continu) des articles théoriques, bientôt suivis par des vérifications expérimentales, montrèrent qu'il était possible de réaliser des éléments optiques en couches minces. Cette nouvelle génération de composants fut suggérée en 1969 par des chercheurs de BELL TELEPHONE [1]. Les technologies utilisées furent celles des couches minces et des circuits électroniques intégrés, conférant tout naturellement le nom "d'optique intégrée" à ce nouveau domaine de recherche.

Un grand nombre de composants, discrets, actifs ou passifs, a déjà été réalisé en utilisant ces techniques : lasers, guides, détecteurs, modulateurs, commutateurs, polariseurs, bistables optiques... [2]. L'association de ces différents éléments, afin de réaliser des circuits intégrés optiques plus complexes, peut s'effectuer soit en intégration hybride, soit en intégration monolithique. Si la solution hybride permet de choisir le meilleur composant pour chaque fonction, elle introduit le problème délicat de la connexion des différents composants qui risque de devenir insurmontable dans le cas de circuits complexes. Par contre, l'intégration monolithique, même si elle nécessite de réaliser tous les composants sur un même substrat, s'affranchit des contraintes de connectique et semble être la solution la plus viable à long terme. Dans cette voie, les matériaux III.V, tels que le GaAs et l'InP, offrent toutes les propriétés requises à la

fabrication de circuits intégrés optiques : émission de lumière, détection, guidage, effet électrooptique, ainsi que des propriétés électriques des plus intéressantes en électronique rapide [3].

Dans ce contexte, l'intégration d'un photodétecteur et d'un guide optique, semble être un facteur important pour le développement de circuits intégrés optiques complexes [4], que ce soit pour contrôler la puissance d'émission d'un laser, pour effectuer un traitement logique de signaux en utilisant la bistabilité optique [5] ou pour recueillir un signal ayant subi une modulation, un démultiplexage en longueur d'onde [6]. Dans tous les cas, l'intégration du détecteur permet de minimiser les pertes d'insertion, les problèmes d'alignement et de connection et donc, d'améliorer la fiabilité du dispositif.

D'un point de vue photodétection proprement dite, l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique semble être une solution séduisante pour améliorer les performances des détecteurs utilisés en régime de hautes fréquences [4]. Compte-tenu de l'expérience acquise au sein de notre équipe dans le domaine de la photodétection [7] et plus récemment, dans la conception de composants optiques discrets sur matériaux III.V [8], il nous a paru tout naturel d'étudier l'intégration monolithique de ces deux éléments de l'optoélectronique et de l'optique intégrée.

Notre travail a consisté essentiellement à définir l'influence des paramètres optiques et géométriques (indices de réfraction, épaisseurs des couches...) sur les propriétés de propagation d'une onde lumineuse au sein de notre dispositif afin d'en optimiser les performances. Notre choix s'est porté sur l'intégration monolithique d'un photoconducteur en GaInAs avec un guide optique, puisque ce matériau offre la possibilité de détecter aux grandes longueurs d'ondes, $1,3 \mu\text{m}$ - $1,55 \mu\text{m}$, pour lesquelles les fibres optiques présentent peu d'absorption et de dispersion. En outre, le photoconducteur présente une

structure qui a l'avantage de pouvoir être réalisée simplement en technologie planar.

Les guides optiques que nous avons retenus ont été conçus à partir d'un substrat de GaAs qui peut faciliter la réalisation de transistors à effet de champ. En effet, la microélectronique sur GaAs étant plus développée que celle sur InP, et les choix technologiques du laboratoire étant prioritairement ceux de la filière GaAs, il nous a paru intéressant de retenir cet axe d'étude. En outre, le substrat GaAs permet, comme le substrat InP, de réaliser des structures de guidage en homo et hétérojonction aux longueurs d'ondes considérées. L'utilisation d'une hétérojonction, en réalisant une isolation optique entre la couche guidante et le substrat, laisse la possibilité de concevoir une intégration monolithique de composants optiques et électroniques.

Le début du premier chapitre est consacré aux propriétés de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique. Nous rappelons les propriétés optiques des matériaux semi-conducteurs III.V qui ont été à la base de nos réalisations technologiques : GaAs, GaAlAs, GaInAs. Après avoir mis en évidence l'influence de la concentration en porteurs libres sur l'indice de réfraction, nous présentons les deux structures de guidage à partir desquelles nous élaborerons nos composants : structure en homojonction GaAs n^-/n^+ et en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs. La deuxième partie de ce chapitre effectue un rappel des caractéristiques essentielles des principaux photodétecteurs, en précisant l'intérêt de l'intégration de ce type de composant avec un guide optique dans la perspective d'un fonctionnement hautes fréquences. Enfin, nous présentons les structures que nous nous proposons d'étudier et de réaliser.

Dans le deuxième chapitre nous effectuons la résolution des équations de MAXWELL dans le cas d'un guide d'ondes quatre couches (ou guide d'ondes composé). L'étude des

propriétés de propagation des guides en homojonction et hétérojonction est ensuite effectuée à partir du formalisme du guide d'ondes quatre couches, en considérant la première de ces structures comme un cas particulier (guide d'ondes trois couches) et la deuxième en supposant que la couche d'isolation optique en GaAlAs joue le rôle de couche profonde. Cette étude nous conduit à la définition des paramètres optiques et géométriques des deux structures de guides d'ondes passifs qui seront à la base de nos réalisations technologiques. L'objectif, dans les deux cas, a été d'obtenir une propagation monomode et de minimiser les pertes à la propagation. Enfin, les propriétés de propagation d'une onde lumineuse soumise à un guidage bidimensionnel, sont abordées au moyen de la méthode des indices effectifs. A l'issue de ce chapitre nous définissons les caractéristiques des guides en arête qui seront intégrés au photoconducteur.

L'objet du troisième chapitre est d'étudier la zone active de nos composants (guides d'ondes passifs, définis au précédent chapitre, recouverts de la couche photodéetectrice). Afin de déterminer la proportion d'énergie lumineuse, véhiculée par le mode guidé, qui sera absorbée par la couche photodéetectrice, l'équation caractéristique du guide d'ondes composé est résolue, dans le plan complexe, en tenant compte de l'indice complexe des différentes couches. L'influence des différents paramètres optiques et géométriques sur les propriétés de propagation d'une telle structure est alors examinée : épaisseur de la couche photodéetectrice, épaisseur de la couche guidante, valeur de l'indice complexe de la couche absorbante, contraste d'indices couche guidante/substrat (ou couche d'isolation optique)... Enfin, nous abordons l'étude du couplage à la jonction entre la zone passive (guide d'ondes trois couches) et la zone active (guide d'ondes quatre couches) de nos composants.

Dans le quatrième chapitre nous présentons les procédés technologiques que nous avons mis en oeuvre pour réaliser nos dispositifs (détecteur intégré au guide optique, mais également guides optiques passifs), en précisant les difficultés spécifiques à ce type de composants. Puis nous donnons les principaux résultats expérimentaux obtenus par leur caractérisation optique : caractère monomode, perte en transmission des guides passifs en homojonction et en hétérojonction, proportion d'énergie lumineuse absorbée par la couche photodéetectrice... Enfin, nous abordons la caractérisation électrique du photoconducteur : mesures de photocourant, de gain, réponse impulsionnelle, mesures de bruit... Une validation des modélisations développées aux chapitres II et III sera également effectuée, grâce à une comparaison avec un certain nombre de nos résultats expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- [1] : S.E. MILLER, Ball.Syst.Tech.Journal, vol 48, p 2059 (1969)
- [2] : - P. BROSSON ; B. FERNIER ; D. LECLERC ; J. BENOIT : IEEE J.Q.E, vol 21, n° 6 (1985)
- M. RAZEGHI ; R. BLONDEAU ; J.C. BOULAY ; B. DE CREMOUX ; J.P. DUCHEMIN : Int.Symp.GaAs and related compounds - BIARRITZ (1984)
 - M. RAZEGHI ; R. BLONDEAU ; M. KRAKOWSKI ; J.C. BOULEY ; M. PAPUCHON ; B. DE CREMOUX and J.P. DUCHEMIN : IEEE.QE, vol 21, n° 6 (1985)
 - M. RAZEGHI ; B. DE CREMOUX and J.P. DUCHEMIN : Journal of Crystal Growth (68), p 389 (1984)
 - D. DELACOURT ; M. PAPUCHON ; M.A.DI FORTE-POISSON ; M. RAZEGHI : Elect.LeH., vol 23, n° 9 (1987)
 - J.P. POCHOLLE ; J.P. HIRTZ ; E. BARBIER ; M.N. CHARASSE J. RAFFY ; M. PAPUCHON : 9ème Journée Nationale d'Optique Guidée (1988)
 - R. BOURBIN ; A. ENARD ; R. BLONDEAU ; D. RONDI ; M. RAZEGHI ; M. PAPUCHON : 9ème Journée Nationale d'Optique Guidée (1988)
 - A. CARENCO and L. MENIGAUX : J.A.P, vol 51, p 1325 (1980)
 - A. CARENCO : Integrated Optical Circuit Engineering III, p 67 (1986)
 - A. CARENCO and L. MENIGAUX : A.P.L, vol 40, n° 8 (1982)

- L. MENIGAUX ; P. SANSONETTI ; D. REMIENS ; R. AZOULAY ;
A. CARENCO : 9ème Journée Nationale d'Optique Guidée
(1988)
 - S.T. FORREST : Proceeding of the IEEE, vol 75, n° 11
(1987)
 - INOVE H and all : J.L.T3, p 1270 (1985)
 - E. KAPON and R. BAHT : Appl.Phys.Lett., vol 50, p 1628
(1987)
 - U. KOREN and all : Appl.Phys.Lett., vol 49, p 1602 (1986)
 - "Integrated Optics" edited by T. TAMIR (1979)
- [3] : - A. CARENCO : Integrated and Guided-Wave Optics
Technical Digest, p 14 (WDD1) (1986)
- M. PAPUCHON : p 877 (IP 12) ESSDERC (1987)
BOLOGNE - ITALIE
- [4] : - G.E. STILLMAN ; C.M. WOLFE and I. MELNGAILIS : Appl.
Phys.Lett., vol 25, n° 1 (1974)
- J.E. BOWERS ; C.A. BURRUS : Elect.Lett., vol 22, n° 17
(1986)
 - S. CHANDRASEKHAR ; J.C. CAMPBELL ; A.G. DENTAI ;
C.H. JOYNER ; G.J. QUA and W.W. SNELL : IEEE EDL, vol 8,
n° 11 (1987)
 - H. TEMKIN ; A. ANTREASYAN ; N.A. OLSON ; T.P. PEASALL
and J.C. BEAN : Appl.Phys.Lett., vol 49, n° 13 (1986)

- C. BORNHOLDT ; W. DOLDISSEN ; F. FIEDLER ; R. KAISER ;
W. KOWALSKY : Elect.Lett., vol 23, n° 1 (1987)
- P. CINGUINO ; F. GENOVA ; L. RIGO ; C. CACCIATORE and
A. STANO : Appl.Phys.Lett., vol 50, n° 21 (1987)
- M.C. AMANN : Elect.Lett., vol 23, n° 17 (1987)
- M. ERMAN ; P. JARRY ; R. GAMONAL ; J.L. GENTNER ;
P. STEPHAN and C. GUEDON : Journal of Lightwave
Technologie, vol 6, n° 3 (1988)
- [5] : A. CARENCO and L. MENIGAUX : Appl.Phys.Lett., vol 37,
n° 10 (1980)
- [6] : A. LARSSOW ; P.A. ANDREKSON ; P. ANDERSSON ; S.T. ENG ;
J. SALZMAN and A. YARIV : Appl.Phys.Lett., vol 49, n° 5
(1986)
- [7] : - J.P. VILCOT ; D. DECOSTER ; R. RACZY : Elect.Lett,
vol 20, n° 7 (1984)
- H. VERRIELE ; S. MARICOT ; M. CONSTANT ; J. RAMDANI ;
D. DECOSTER : Elect.Lett., vol 21, n° 19 (1985)
- M. RAZEGHI ; J. RAMDANI ; H. VERRIELE ; D. DECOSTER ;
M. CONSTANT and J. VANBREMEERSCH : Appl.Phys.Lett.,
vol 49, n° 4 (1986)
- D. DECOSTER ; J.P. VILCOT ; M. CONSTANT ; J. RAMDANI ;
H. VERRIELE and J. VANBREMEERSCH : Elect.Lett., vol 22,
n° 4 (1986)
- [8] : - D. REMIENS ; F. MALLECOT ; J.P. VILCOT et D. DECOSTER :
revue Phys.Appl., vol 22 (1987)
- D. REMIENS : Thèse de 3ème cycle - Lille (1986)

CHAPITRE I

Compte-tenu de la dualité ondes optiques guidées - photodétection, il nous paraît intéressant d'introduire dans ce chapitre les principes de base de ces deux domaines.

Dans la première partie, nous rappelons la définition des constantes optiques d'un milieu diélectrique : indice de réfraction et coefficient d'extinction. Nous présentons ensuite les méthodes de détermination, ainsi que les valeurs de ces paramètres pour les composés III.V que nous avons utilisés lors de notre étude : GaAs, GaAlAs et GaInAsP. L'influence des porteurs libres sur l'indice de réfraction d'un semi-conducteur est également abordée, ce qui nous permet, après avoir donné la définition d'un guide d'ondes plan en optique intégrée, de définir les structures de guidage en homo et hétérojonction que nous avons réalisées.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée aux principes de base de la photodétection. Nous rappelons les caractéristiques essentielles des principaux photodétecteurs en insistant tout particulièrement sur le photoconducteur, composant que nous avons retenu pour effectuer nos intégrations monolithiques car il présente l'avantage d'être le détecteur le plus simple à réaliser d'un point de vue technologique. L'intérêt de l'intégration monolithique d'un guide optique et d'un photodétecteur, afin d'améliorer les performances en hautes fréquences de ce dernier, apparaît également dans cette partie. Enfin, nous présentons les dispositifs qui ont fait l'objet de ce travail.

I - CONSTANTE DIELECTRIQUE D'UN MATERIAU :

I/1 - GENERALITES :

Dans sa formulation la plus générale, une configuration électromagnétique, dans un milieu, est décrite par les quatre équations de MAXWELL :

$$(1) \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3) \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$$

$$(2) \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4) \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

Dans notre étude, nous supposons être en présence d'un milieu non magnétique, linéaire, dans lequel se propage une onde électromagnétique de pulsation ω , décrite par un terme $\exp(j\omega t)$. Nous supposons, de plus, le milieu électriquement neutre ($\rho = 0$), homogène et isotrope ($\epsilon = \text{cte}$).

Dans ces conditions, les équations de MAXWELL peuvent se mettre sous la forme :

$$(5) \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = j\omega\mu_0\vec{H}$$

$$(6) \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega\epsilon^*\epsilon_0\vec{E}$$

$$(7) \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

où ϵ^* est une constante complexe vérifiant la relation :

$$(8) \vec{J} + j\omega\vec{D} = j\omega\epsilon_0\epsilon^*\vec{E}$$

ϵ^* se décompose en parties réelles et imaginaires $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ où ϵ' est la constante diélectrique relative du matériau et ($\omega\epsilon_0\epsilon''$) un terme de conductivité caractérisant les pertes dans le matériau. Dans la suite, ϵ^* sera appelée la constante diélectrique relative complexe.

Les équations (5), (6), (7) nous permettent d'obtenir l'équation de D'ALEMBERT :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\omega^2 \epsilon^*}{c^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (9)$$

dont les solutions sont des ondes planes de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[j (\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$$

avec $k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon^*}{c^2}$

ϵ^* est liée aux constantes optiques du milieu par :

$$\epsilon^* = \epsilon' - j \epsilon'' = (n - jK)^2 \quad (10)$$

où n et K représentent respectivement l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction du milieu. La quantité $n - jK$ est appelée indice complexe du milieu.

L'équation (10) peut également se mettre sous la forme :

$$\epsilon' = n^2 - K^2$$

$$\epsilon'' = 2nK$$

Cas particuliers :

- Milieu parfaitement transparent : $K = 0$

$$\epsilon = \epsilon' = n^2 > 0$$

La constante diélectrique est réelle et positive.

- Milieu faiblement absorbant : $K \ll n$

$$\epsilon' \approx n^2 > 0 \quad ; \quad \epsilon'' = 2nK \quad ; \quad \epsilon'' \ll \epsilon'$$

- Milieu fortement absorbant : $K \gg n$ et $n \approx 0$

$$\epsilon' \approx -K^2 < 0 \quad ; \quad \epsilon'' \approx 0$$

La constante diélectrique est alors réelle et négative ; c'est le cas de certains métaux aux fréquences optiques tels que l'or, l'aluminium, l'argent ...

D'une façon générale, le coefficient d'absorption en énergie α d'un milieu est défini en fonction du coefficient d'extinction K par la relation :

$$\alpha = \frac{2\omega K}{C}$$

I/2 - METHODES UTILISEES POUR DETERMINER LA CONSTANTE DIELECTRIQUE D'UN MATERIAU :

Comme nous venons de le montrer, les propriétés de propagation d'un milieu sont fortement liées à la valeur de ϵ^* . De nombreux travaux ont déjà été publiés à ce sujet sur les composés III.V, aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental.

Dans ce paragraphe, nous nous limiterons à citer les principales méthodes utilisées, que nous illustrerons à l'aide de cas particuliers que nous rencontrerons dans la suite de notre étude. Nous pouvons distinguer :

- Les méthodes de mesures expérimentales : par ellipsométrie, par la méthode du prisme ou encore, par la mesure du coefficient de réflexion sous incidence de BREWSTER.

- Les méthodes théoriques : tel que le modèle de l'oscillateur harmonique effectif unidimensionnel développé par WEMPLE et DI DOMENICO [1,2,3] qui permet d'obtenir l'indice de réfraction pour une grande variété de matériaux covalents, ioniques et amorphes. Un autre modèle très souvent utilisé est fondé sur les relations de dispersion de KRAMERS-KRONIG.

Cependant, la détermination de l'indice de réfraction à partir de ces relations nécessite la connaissance de la valeur du

coefficient d'absorption sur toute l'étendue du spectre d'énergie E, comme le montre la relation [4] :

$$n(E) - 1 = \frac{kc}{\pi} \int_0^{\infty} \alpha(E') (E'^2 - E^2)^{-1} dE' \quad (11)$$

I/3 - APPLICATION A QUELQUES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS :

I/3/a - Cas d'un composé binaire : le GaAs

Nous présentons, figures (1) et (2), l'évolution de l'indice de réfraction en fonction de l'énergie des photons incidents pour des échantillons de GaAs dopé n ou p. Ces valeurs ont été obtenues à partir de mesures de double réflexion [4] et sont en bon accord avec celles publiées, d'une part, par EDEN [4] issues d'une analyse des relations de dispersion de KRAMERS-KRONIG à partir des données de PHILIPP et EHRENREICH [6] et, d'autre part, par MARPLE qui les a obtenues par la méthode du prisme. De même, la figure (3), montre la bonne convergence des résultats de MARPLE [5] et de AFROMOWITZ [2] dont les résultats sont issus de la méthode de l'oscillateur harmonique effectif unidimensionnel.

I/3/b - Cas de composés ternaires et quaternaires :

L'apparition des lasers semiconducteurs a suscité le développement d'un grand nombre d'études sur les composés ternaires et quaternaires, aussi bien d'un point de vue expérimental [7,8,9], que théorique, en essayant d'adapter à ces composés les lois utilisées pour les composés binaires [2, 10,11].

I/3/b/1 - Indice de réfraction du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$:

Nous présentons, figures (4) et (5), l'évolution de l'indice de réfraction du quaternaire $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ adapté sur InP en fonction de la longueur d'onde des photons incidents

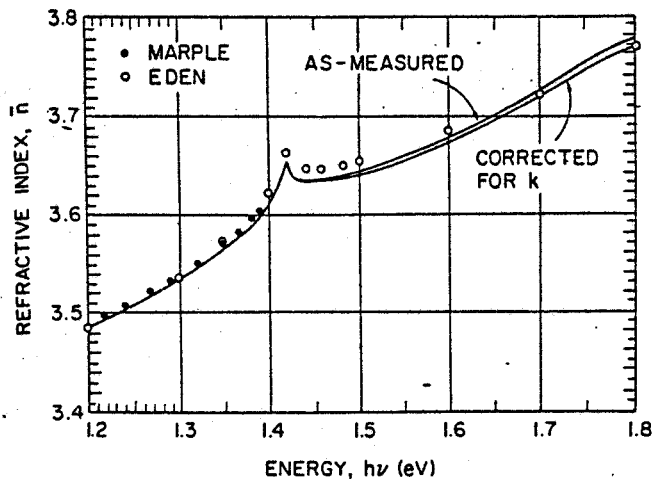


Figure (1) : indice de réfraction du GaAs de type n ($N_D = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) obtenu à $T = 297 \text{ K}$ par MARPLE [5] à partir de la méthode du prisme, par EDEN à partir des relations de KRAMERS-KRONIG et par SELL en effectuant des mesures de double réflexion (trait continu) [4]

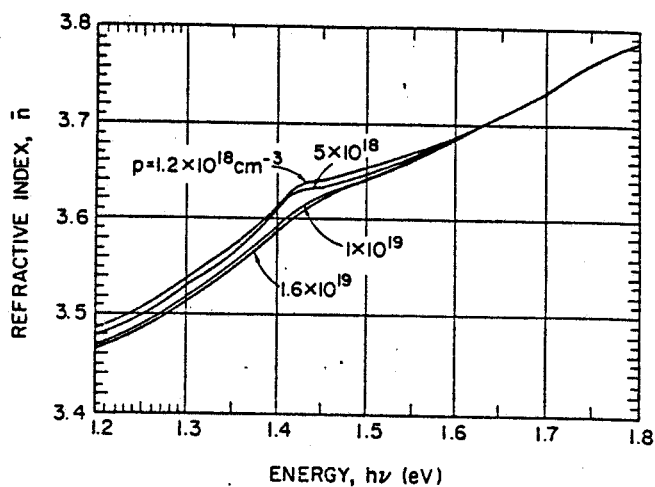


Figure (2) : indice de réfraction du GaAs de type P obtenu à 297 K par double réflexion (SELL [4])

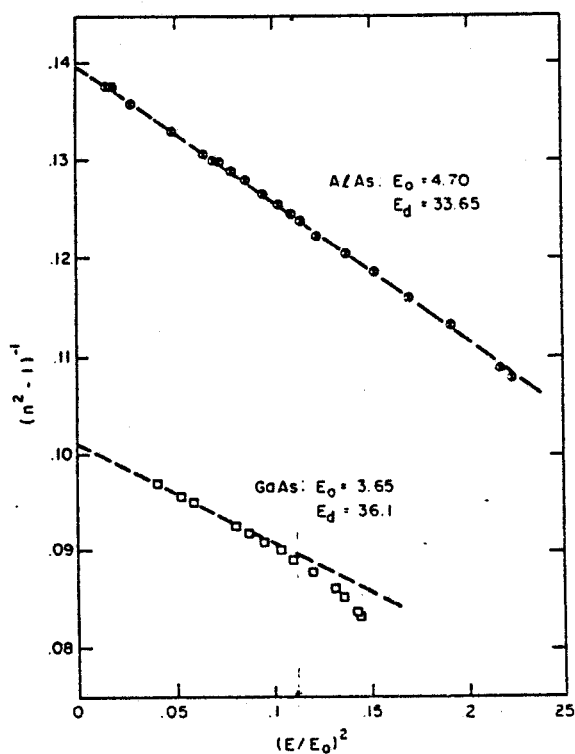


Figure (3) : indice de réfraction du GaAs et de AlAs. Comparaison entre les résultats issus de la méthode de l'oscillateur effectif unidimensionnel (pointillés) [2] et des résultats expérimentaux de MARPLE [5] pour le GaAs (points)

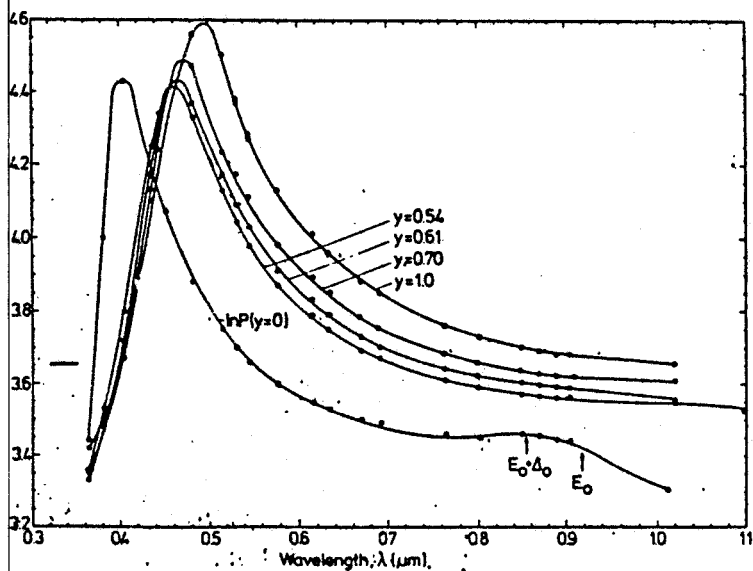


Figure (4) : évolution de l'indice de réfraction du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ en fonction de la longueur d'onde. Ces résultats ont été déterminés par ellipsométrie [11]

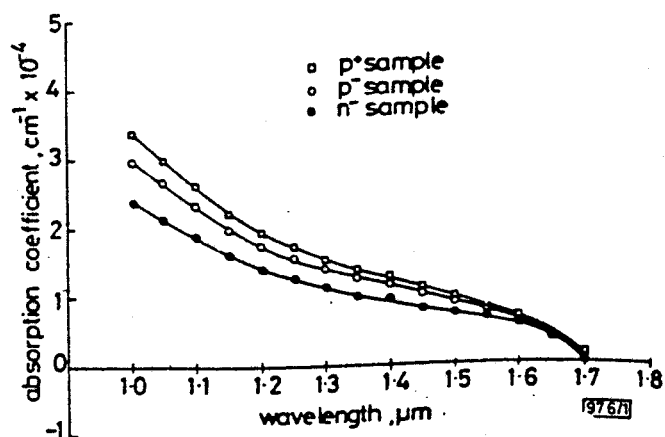


Figure (6) : évolution du coefficient d'absorption du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ en fonction de la longueur d'onde pour des échantillons de type n ou p [27]

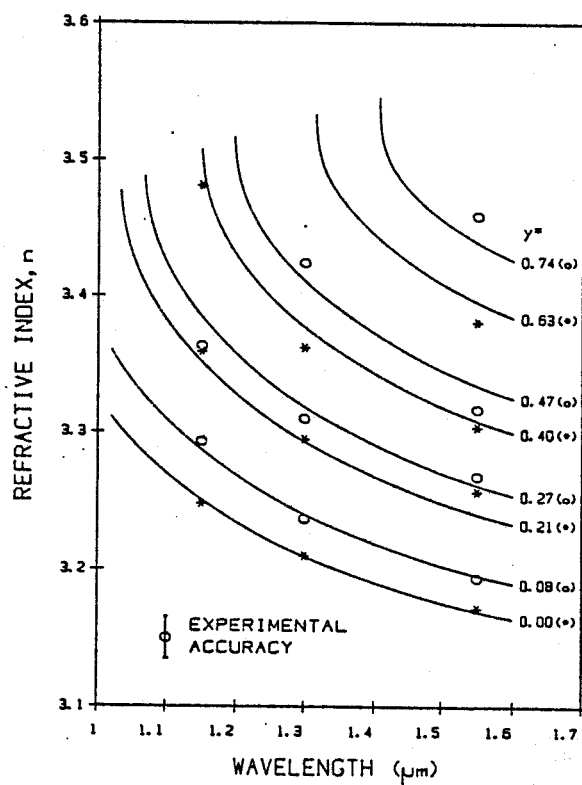


Figure (5) : indice de réfraction du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ en fonction de la longueur d'onde. Les points expérimentaux sont déterminés par mesure du coefficient de réflexion sous incidence de BREWSTER. Les courbes en trait plein sont issues du modèle de l'oscillateur effectif [9]

et ce, pour différentes concentrations en phosphore [11,9]. Les résultats de la figure (4) ont été obtenus par ellipsométrie sur des couches de type n réalisées par épitaxie en phase liquide, pour des longueurs d'ondes comprises entre $0,4 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$. La figure (5), quant à elle, couvre le domaine spectral $1 \mu\text{m} - 1,6 \mu\text{m}$ et montre un bon accord entre les valeurs expérimentales que BROBERG et LINDGREN [9] ont déduit d'une mesure du coefficient de réflexion sous incidence de BREWSTER et les résultats théoriques qu'ils ont obtenus à partir du modèle de l'oscillateur harmonique effectif unidimensionnel.

Il est intéressant de remarquer que, pour tous ces matériaux accordés en maille, l'indice de réfraction est une fonction décroissante du taux de phosphore pour les longueurs d'ondes supérieures à $0,5 \mu\text{m}$. Nous reviendrons ultérieurement sur cette propriété qui permet d'obtenir des structures de guidage.

I/3/b/2 - Coefficient d'absorption du $\text{Ga}_{0,43}\text{In}_{0,57}\text{As}$:

Le détecteur que nous nous proposons d'intégrer au guide est réalisé en $\text{Ga}_{0,43}\text{In}_{0,57}\text{As}$. La connaissance du coefficient d'absorption de ce composé nous intéresse donc tout particulièrement, que ce soit sous l'aspect photodétection ou d'un point de vue propagation. Comme nous le verrons dans les prochains chapitres, la propagation de l'onde électromagnétique est fortement conditionnée par cette grandeur. La figure (6) montre l'évolution du coefficient d'absorption du $\text{Ga}_{0,43}\text{In}_{0,57}\text{As}$ en fonction de la longueur d'onde, pour des couches dopées n ou p. Les points expérimentaux ont été obtenus en effectuant des mesures de coefficients de réflexion et de transmission sur des échantillons réalisés par épitaxie en phase liquide [27].

I/3/b/3 - Indice de réfraction du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$:

De nombreux travaux ont également été réalisés sur le ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ qui permet, quant à lui, de réaliser des

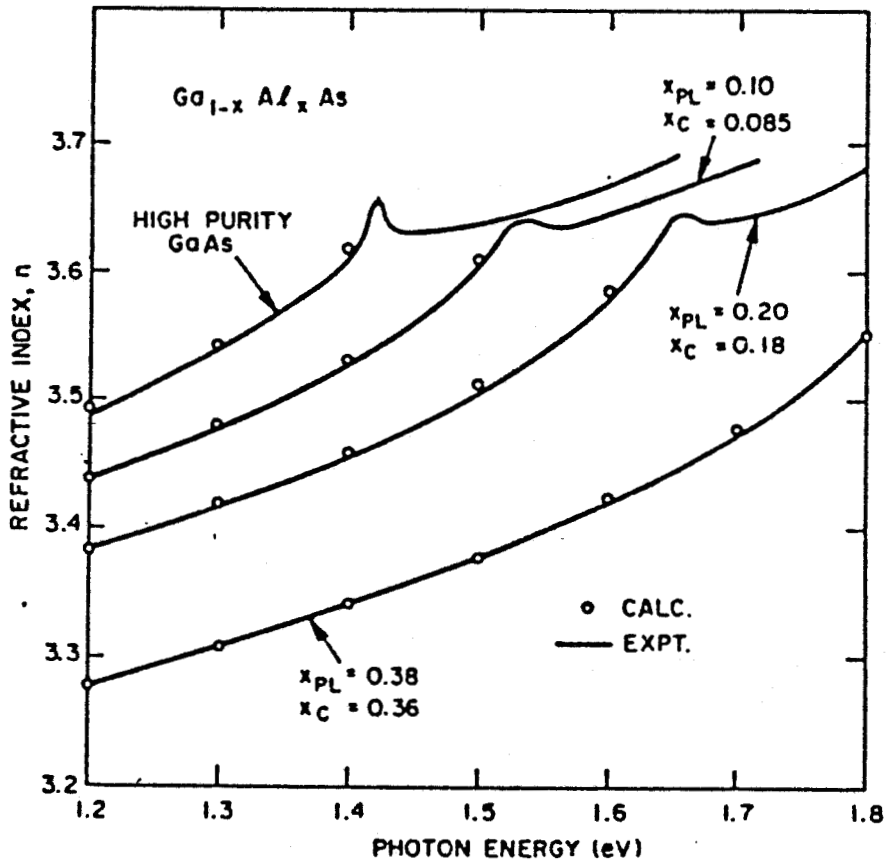


Figure (7) : variation de l'indice de réfraction du $Ga_{1-x}Al_xAs$ en fonction de l'énergie des photons incidents, pour différentes valeurs en aluminium obtenues expérimentalement (x_{PL}) et théoriquement (x_C) [2]

sources lumineuses émettant à 0,8 μm . La figure (7) met en évidence l'écart qui existe entre l'indice de réfraction du GaAs intrinsèque et celui du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ pour différentes concentrations en aluminium. Notons que les valeurs calculées par AFROMOWITZ [2], à partir du modèle proposé par WEMPLE et DI DOMENICO [1], montrent un bon accord avec les courbes expérimentales obtenues par CASEY, SELL et PANISH [12].

Comme précédemment, nous pouvons remarquer une variation de l'indice de réfraction en fonction de la concentration en aluminium. Dans le domaine des longueurs d'ondes comprises entre 1 μm et 1,15 μm , la variation d'indice est donnée approximativement par la relation [13] :

$$n_{\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}} - n_{\text{GaAs}} = - 0,4 x \quad (12)$$

où x représente la concentration en aluminium.

Après avoir présenté les variations de l'indice de réfraction en fonction de la composition atomique de quelques composés III.V, nous allons, dans le paragraphe suivant, montrer son évolution en fonction de la concentration en porteurs libres.

II - INFLUENCE DES PORTEURS LIBRES SUR L'INDICE DE REFRACTION DES SEMICONDUCTEURS :

II/1 - ETUDE GENERALE :

L'influence des porteurs libres (électrons dans la bande de conduction, trous dans la bande de valence) sur l'indice de réfraction d'un matériau a déjà fait l'objet de nombreuses études [14,15].

Dans le cas d'un semiconducteur soumis à une radiation monochromatique de pulsation ω située dans le domaine de transparence du matériau, la variation de l'indice de réfraction due à la présence de porteurs libres, est donnée par la relation [13] :

$$\Delta n = - \frac{1}{2} \frac{N_i e^2}{n_L m_i^* \omega^2 \epsilon_0} \quad (13)$$

où n_L représente l'indice de réfraction du semiconducteur intrinsèque, N_i la concentration en porteurs libres (électrons ou trous) et m_i^* leur masse effective.

$$\text{ou encore : } \Delta n = - \frac{1}{8} \frac{N_i e^2 \lambda^2}{n_L m_i^* \epsilon_0 \pi^2 C^2} \quad (14)$$

λ représente la longueur d'onde de l'onde lumineuse dans le vide et C , la vitesse de la lumière dans le vide.

La relation (14) montre une forte dépendance de la variation de l'indice en fonction de la longueur d'onde, proportionnellement au carré de celle-ci, une évolution linéaire en fonction de la concentration en porteurs libres et inversement proportionnelle à la masse effective de ces derniers.

Dans le paragraphe suivant, nous nous proposons d'illustrer l'influence de ces différents paramètres en étudiant le cas du GaAs, matériau avec lequel nous avons

réalisé des structures de guidage en homojonction.

II/2 - VARIATION DE L'INDICE DU GaAs AVEC LE DOPAGE :

Nos réalisations technologiques étant effectuées à partir d'un substrat de GaAs, nous nous sommes tout particulièrement intéressés à ce matériau. La figure (8) représente l'évolution de l'indice de réfraction du GaAs en fonction de la concentration en porteurs libres. Nous nous sommes volontairement placés à des longueurs d'ondes de 1,06 μm et 1,3 μm , qui correspondent aux radiations que nous avons utilisées pour caractériser nos dispositifs. Dans ces conditions, les variations d'indice peuvent être approchées par les relations de STERN, qui a pris en compte l'influence des trous "légers" et "lourds" [16].

$$\begin{aligned}\Delta n_t &= - \frac{1,8 \cdot 10^{-21} N_A}{n_L E^2} \\ \Delta n_e &= - \frac{9,6 \cdot 10^{-21} N_D}{n_L E^2}\end{aligned}\quad (15)$$

où E représente l'énergie d'un photon exprimé en eV.

N_A et N_D , exprimés en Cm^{-3} , représentent la concentration en porteurs libres, N_A pour les trous, N_D pour les électrons.

Soit pour $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$

$$\begin{aligned}\Delta n_t &= - 3,8 \cdot 10^{-22} N_A (\text{Cm}^{-3}) \\ \Delta n_e &= - 2,0 \cdot 10^{-21} N_D (\text{Cm}^{-3})\end{aligned}$$

et pour $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$:

$$\begin{aligned}\Delta n_t &= - 5,8 \cdot 10^{-22} N_A (\text{Cm}^{-3}) \\ \Delta n_e &= - 3,1 \cdot 10^{-21} N_D (\text{Cm}^{-3})\end{aligned}$$

Les valeurs de l'indice de réfraction n_L du matériau intrinsèque ont été obtenues par extrapolation des résultats expérimentaux de MARPLE [5] de l'évolution de l'indice en fonction de la longueur d'onde soit :

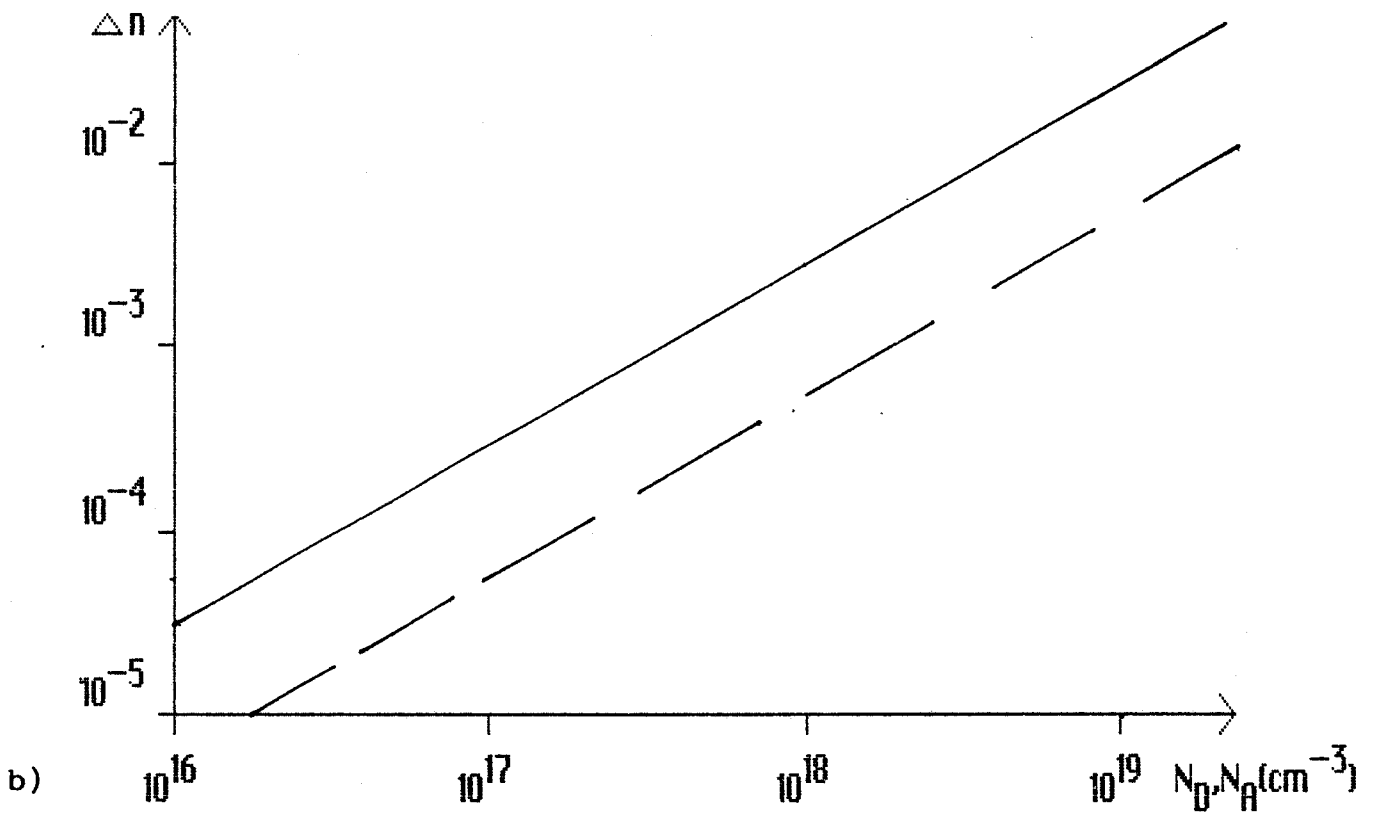
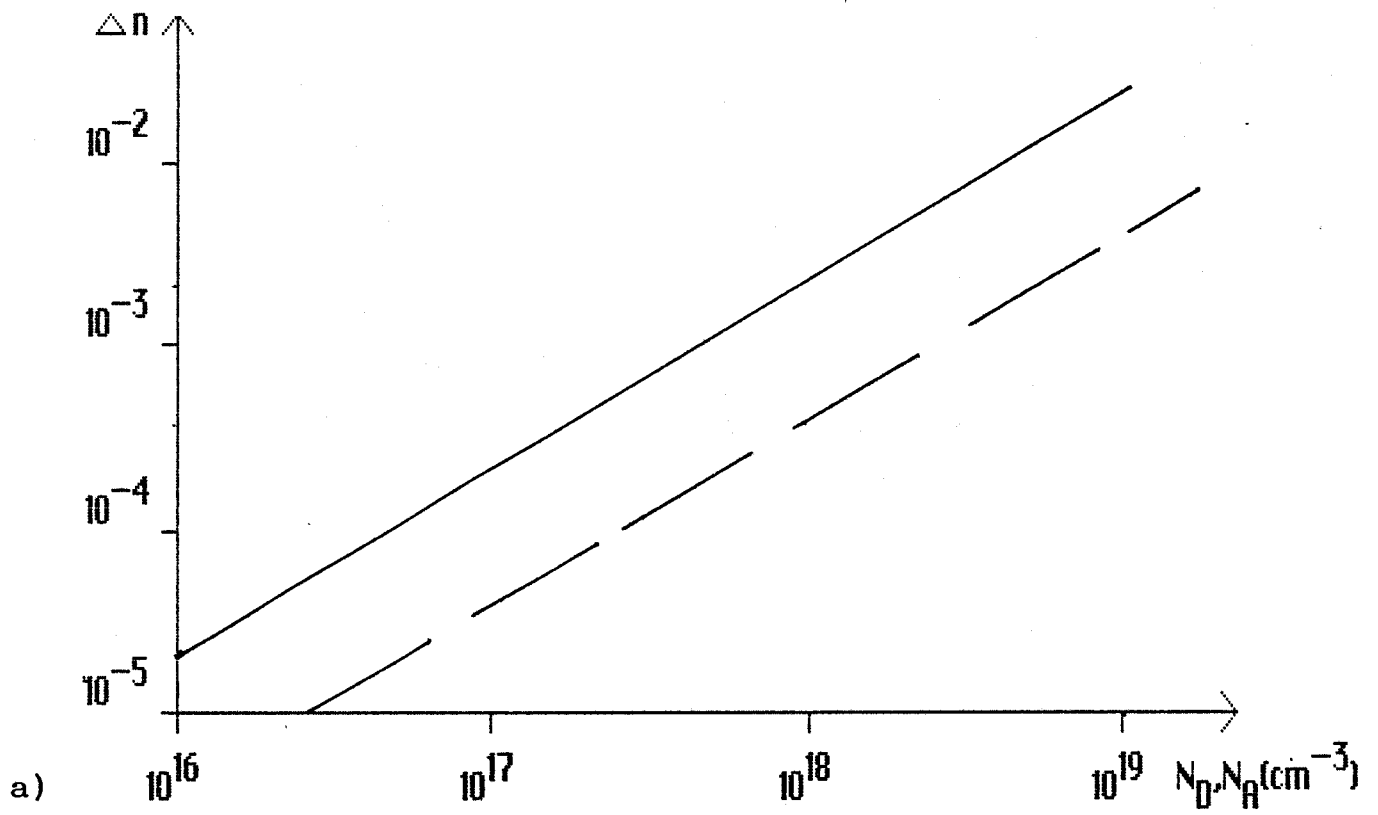


Figure (8) : évolution de l'indice de réfraction du GaAs avec la concentration en porteurs libres

- traits continus : contribution des électrons

- traits pointillés : contribution des trous

a) $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$

b) $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

$$n_L = 3,49 \quad \text{pour } \lambda = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$$

$$n_L = 3,384 \quad \text{pour } \lambda = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$$

Pour une concentration identique en porteurs libres, nous pouvons remarquer que le rapport $\frac{\Delta n_e}{\Delta n_t}$ est de l'ordre de 5,3 [16], ce qui est directement lié, comme le montre la relation (14), au rapport des masses effectives des électrons et des trous. Ce résultat signifie que si l'on veut obtenir une forte variation d'indice, on a tout intérêt à utiliser un dopage de type N.

Nous venons de présenter, dans ce paragraphe, l'effet des porteurs libres sur l'indice de réfraction du GaAs. L'un des objectifs de notre travail est de mettre à profit cette propriété afin de définir une structure de guidage optique en homojonction. Cependant, il faut remarquer que, même en utilisant un dopage de type N, la diminution d'indice par rapport à une couche intrinsèque est extrêmement faible, de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ pour une concentration de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à la longueur d'onde de $1,06 \text{ } \mu\text{m}$.

Nous venons de mettre en évidence la possibilité de faire varier l'indice de réfraction d'un semiconducteur, soit en modifiant sa composition atomique, c'est le cas, par exemple, du GaAlAs et du GaInAsP, soit en modifiant sa concentration en porteurs libres. Nous allons dans le paragraphe suivant, en définissant les caractéristiques d'un guide d'ondes optiques, montrer tout l'intérêt de ces propriétés en optique intégrée.

III - GUIDES D'ONDES OPTIQUES INTEGRES :

III/1 - GENERALITES :

Le guide d'ondes optiques intégré, élément de base de l'optique intégrée, est en général constitué d'un milieu diélectrique transparent, d'indice de réfraction n_1 entouré de milieux diélectriques transparents d'indices de réfraction plus faibles. Un exemple d'une telle structure est donné sur la figure (9). Par la suite, nous considérerons que la structure est invariante par translation le long de l'axe OZ, qui est la direction de propagation et que tous les milieux sont isotropes.

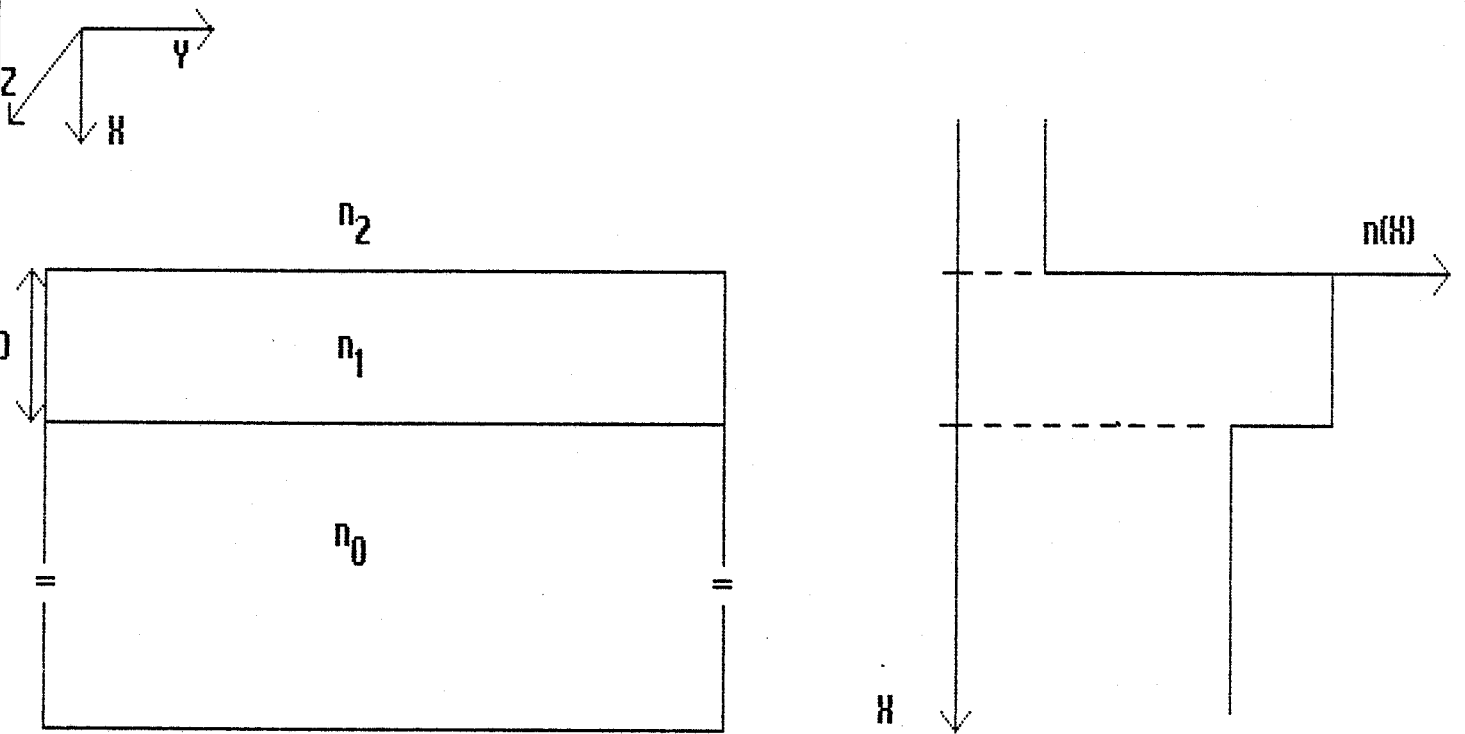
Nous appellerons guide d'onde simple, une structure de guidage composée de trois diélectriques, comme nous venons de le décrire, qui seront :

- Le diélectrique d'indice n_0 , généralement constitué par le substrat.
- Le diélectrique d'indice n_1 , réalisé par épitaxie sur le substrat, qui constitue la couche guidante.
- Le diélectrique d'indice n_2 qui est en général l'air ($n_2 = 1$)

Tel que nous venons de le décrire, les trois indices de réfraction vérifient la relation : $n_1 > \text{Sup}(n_0, n_2)$

Une onde optique peut alors être piégée dans le milieu d'indice n_1 par réflexion totale aux interfaces air/diélectrique 1, diélectrique 1/diélectrique 2 et se propager parallèlement à celles-ci.

Nous avons mis en évidence deux façons d'obtenir une variation de l'indice de réfraction :



$$n_1 > n_0 \text{ et } n_1 > n_2$$

Figure (9) : guide d'ondes simple (guide d'ondes trois couches), ainsi que le profil d'indice de réfraction correspondant

- La première, nécessite de faire croître sur le substrat une couche épitaxiée de composition atomique différente tout en conservant d'excellentes qualités cristallines (bon accord de maille, procédés de croissance compatibles...).

- La seconde, obtenue par une variation de la concentration volumique en porteurs libres, n'entraîne aucune restriction sur le choix du matériau. Il est donc possible d'obtenir un guide d'onde optique avec tout semiconducteur pourvu que celui-ci soit transparent à la longueur d'onde d'utilisation λ_0 ($\lambda_0 > \lambda_c$) avec $\lambda_c = \frac{1,24}{E_g}$, où E_g est exprimé en électron-volts et λ_c en microns.

III/2 - GUIDE EN HOMOJONCTION - CAS DU GaAs :

Comme nous venons de le voir, la façon sans doute la plus simple de réaliser un guide plan sur semiconducteur est de créer un contraste de concentration en porteurs libres entre la couche guidante et le substrat.

La masse effective des électrons étant environ 5 fois plus faible que celle des trous dans le GaAs, il est préférable de travailler avec un substrat de type N. Si n_1 et n_0 sont respectivement l'indice de réfraction de la couche guidante et du substrat, ils sont reliés par l'expression (16) déduite de (14) :

$$n_0^2 = n_1^2 - \frac{\Delta N_D e^2}{m_e^* \epsilon_0 \omega^2} \quad (16)$$

où ΔN_D représente la différence de concentration en porteurs libres entre le substrat et la couche guidante.

Plusieurs méthodes ont déjà été utilisées afin d'obtenir de telles structures de guidage parmi lesquelles nous citerons :

- La diffusion d'un élément accepteur sur un substrat de type N :

Cette méthode a pour effet de créer une jonction P - N au sein de laquelle l'absence de porteurs libres engendre une augmentation de l'indice de réfraction. Du côté du substrat, l'indice de réfraction diminue proportionnellement au profil de diffusion de l'élément accepteur, alors que du côté de type P, il diminue environ 5 fois moins vite, ceci étant dû au rapport des masses effectives des électrons et des trous dans le GaAs [17].

- Par implantation de protons :

L'implantation de protons a pour effet de créer des défauts dans le réseau cristallin qui piègent les porteurs libres. La zone implantée, dont la profondeur dépend de l'énergie des ions utilisés, voit son indice de réfraction augmenter par diminution de la concentration en porteurs libres. Afin de diminuer les pertes optiques causées par les défauts cristallins, il est souhaitable d'effectuer un recuit dont la durée et la température dépendent, en outre, de la densité et de l'énergie des protons utilisés [18].

- Par épitaxie :

Cette méthode qui est la plus utilisée, consiste à déposer sur un substrat GaAs dopé de type N (de l'ordre de quelques 10^{18} /cm³) une couche épitaxiée non intentionnellement dopée (de l'ordre de quelques 10^{14} /cm³). Nous obtenons ainsi une structure de guidage plane dite à "saut d'indice". Les techniques utilisées afin de réaliser ces guides sont celles habituellement rencontrées en microélectronique, pour lesquelles il est possible d'obtenir des couches de grande qualité cristalline, ayant un dopage homogène et dont il est facile de maîtriser les épaisseurs. A titre d'exemple, nous pouvons citer l'épitaxie par jet moléculaire [19], l'épitaxie en phase liquide [20], l'épitaxie en phase vapeur [21] et

l'épitaxie en phase vapeur à basse pression par le procédé des organométalliques (L.P.M.O.C.V.D) [22].

Les guides optiques en homojonction que nous avons conçus durant notre étude ont été réalisés par épitaxie par jet moléculaire. Malgré la simplicité de conception de ces guides plans, il ne faut pas oublier qu'ils n'offrent qu'un faible contraste d'indice, de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ entre un substrat de type N dopé à $2 \cdot 10^{18} / \text{Cm}^3$ et une couche épitaxiée non intentionnellement dopée à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$; si une augmentation du dopage du substrat se traduit par une augmentation du contraste d'indice, il engendre pour une structure monomode des pertes dues aux porteurs libres, qui deviennent vite prohibitives ($16,7 \text{ db/Cm}$ pour le mode TE₀ à la limite d'apparition du mode d'ordre supérieur avec un dopage de $10^{19} / \text{Cm}^3$ à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$). La nécessité d'obtenir des structures de guidage à fort contraste d'indice et à faibles pertes, passe donc par la conception d'hétérostructures pour lesquelles le contraste d'indice et la concentration en porteurs libres sont deux grandeurs indépendantes.

III/3 - STRUCTURES DE GUIDAGE SUR HETEROJONCTION :

III/3/a - Hétérojonction GaAs/GaAlAs/GaAs :

Une telle structure de guidage est représentée figure (10). Elle est obtenue en intercalant une couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ entre la couche guidante et le substrat en GaAs. Dans le domaine des longueurs d'ondes $1 \mu\text{m} - 1,15 \mu\text{m}$ la variation d'indice est donnée approximativement par la relation (12). Ainsi, pour une concentration en aluminium de 10 %, la variation d'indice entre le GaAs et le $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$ est de $\Delta n = 4 \cdot 10^{-2}$, soit environ 10 fois plus que dans le cas d'homojonctions sur GaAs. Il en résulte un meilleur confinement de l'onde dans la couche guidante qui, non intentionnellement dopée, n'induit que de faibles pertes dues aux porteurs libres.

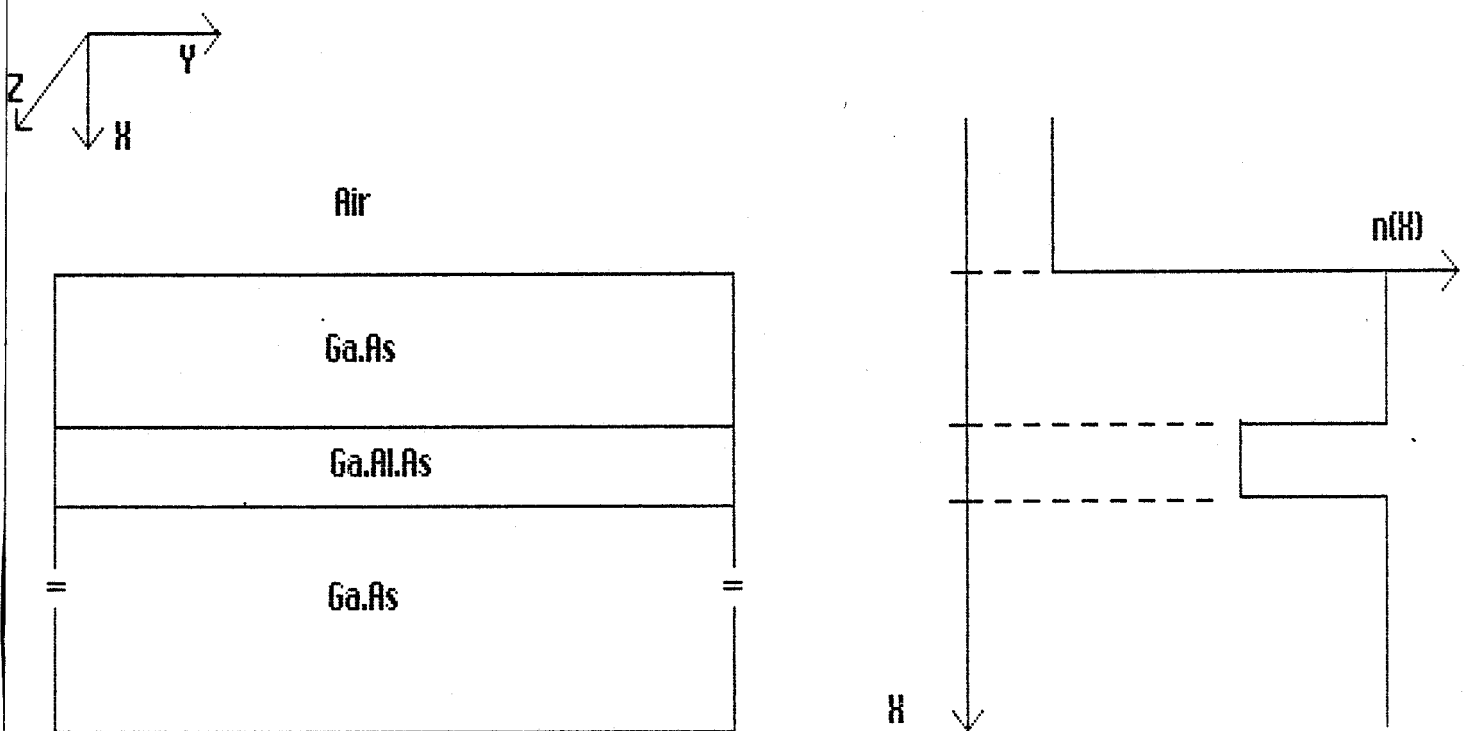


Figure (10) : structure de guidage en simple hétérojonction, ainsi que le profil d'indice de réfraction correspondant

Notons à ce sujet, que des atténuations à la propagation de seulement 0,15 db/Cm ont déjà été mesurées à la longueur d'onde de 1,52 μm [52]. Ce contraste d'indice important confère au $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, vis-à-vis du GaAs, des propriétés "d'isolant optique" intéressantes qui ont déjà été largement utilisées en optique intégrée [23]. A titre d'exemple, pour un taux en aluminium de 10 %, une épaisseur de couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ de quelques longueurs d'ondes est suffisante pour éviter, en quasi-totalité, les pertes par radiation dans le substrat. Cette propriété qui sera développée ultérieurement, nous a permis d'envisager une structure permettant l'intégration monolithique de composants optiques et électroniques, à savoir un photodétecteur associé à un guide optique et à un transistor à effet de champ.

Cet alliage possède également l'avantage d'être en excellent accord de maille avec le GaAs, quel que soit le pourcentage en aluminium. L'interface GaAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est donc quasiment dépourvue de défauts de désadaptation de réseau (dislocations, contraintes, modification locale de l'indice) qui pourraient engendrer des pertes par dispersion.

III/3/b - Hétérojonction GaInAsP/InP :

Nous avons présenté figure (11) dans le cas d'un matériau adapté sur InP, la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'énergie des photons incidents pour différentes concentrations en arsenic [10].

Rappelons que le $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ est en accord de maille avec l'InP pour $0 < y < 1$ dès que x et y vérifient la relation $x = 0,46 y$ [24]. Il est intéressant de noter que l'indice de réfraction de ce quaternaire augmente avec le taux en arsenic ; ainsi, son épitaxie sur un substrat d'InP permet d'obtenir un guide plan tel que nous l'avons défini précédemment.

A ce sujet, de nombreux travaux ont déjà été publiés, aussi bien dans le cadre de composants discrets, lasers, guides optiques, pour lesquels les pertes atteignent des valeurs très

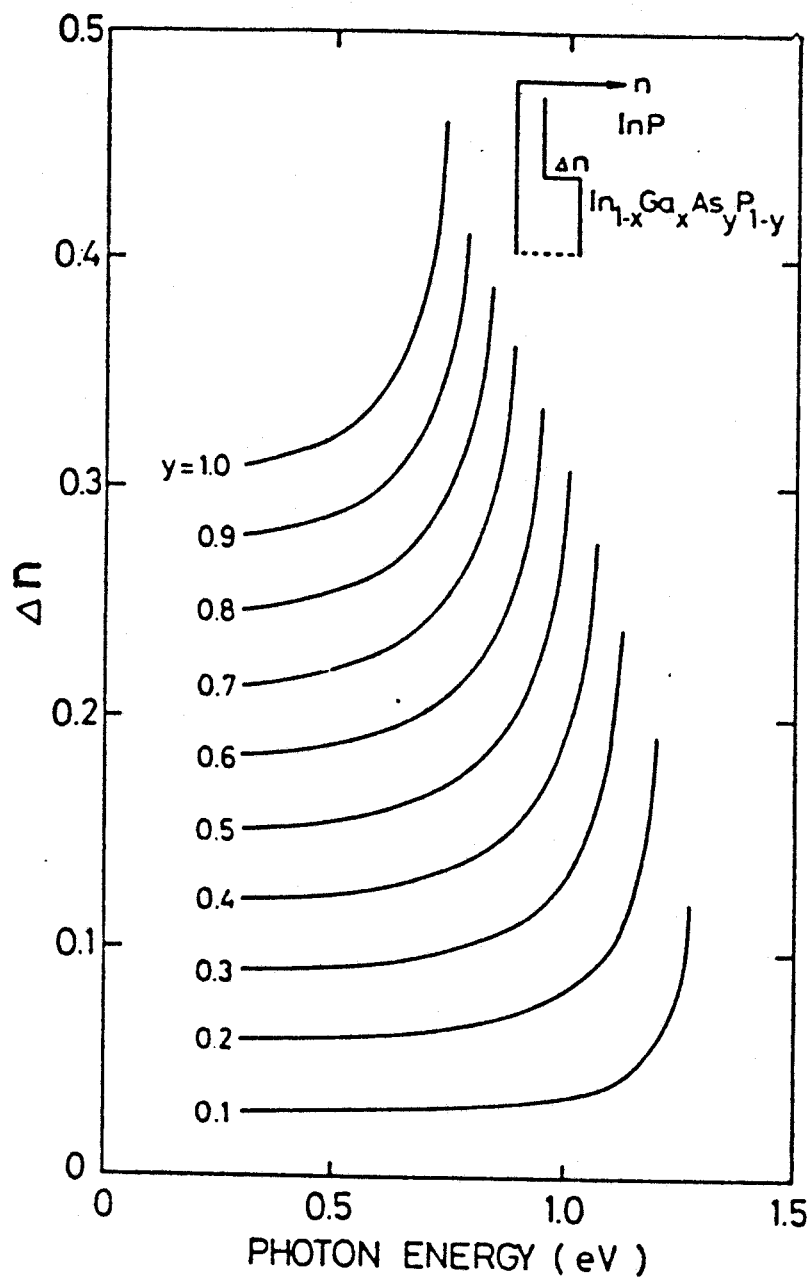


Figure (11) : contraste d'indice de réfraction entre l'InP et le $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction de l'énergie des photons incidents [10]

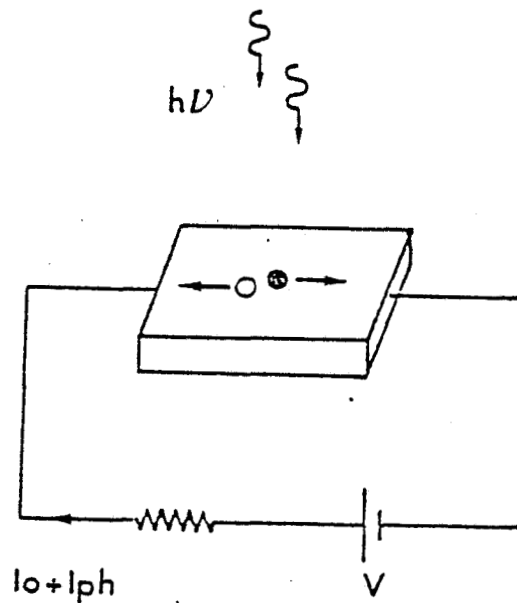
prometteuses, notamment grâce à la maîtrise de procédés d'épitaxie performants, telle que la méthode aux organométalliques [25, 26] qui a déjà permis de réaliser des structures de guidage monomode présentant des pertes en transmission de 0,4 db/Cm à la longueur d'onde de 1,5 μm , que dans le domaine de l'intégration monolithique. Citons à titre d'exemple, l'intégration d'une source laser et d'un guide optique à réflecteur de BRAGG (D B R) [54].

Après avoir effectué ces quelques rappels sur l'optique intégrée, nous allons consacrer la fin de ce chapitre à l'aspect photodétection de notre composant.

IV - RAPPELS SUR LE PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION :

IV/1 - GENERALITES :

Sous l'effet d'une radiation monochromatique pénétrant dans un barreau de semiconducteur, il y a apparition d'un électron et d'un trou respectivement dans la bande de conduction et la bande de valence si l'énergie du photon incident est supérieure à celle de la bande interdite. De plus, s'il règne au sein du matériau un champ électrique suffisant pour récolter les charges photocréées avant qu'elles ne se recombinent, il y a naissance d'un photocourant qui peut être recueilli dans un circuit extérieur figure (12).



I_0 : courant d'obscurité

I_{ph} : photocourant

Figure (12)

Il est donc aisé d'établir la relation que l'énergie du photon incident et l'énergie de bande interdite du semiconducteur considéré doivent vérifier pour qu'il y ait photodétection :

$$h\nu \geq E_g \quad (17)$$

$$\text{ou encore } \frac{hc}{\lambda} \geq E_g \quad (18)$$

E_g : énergie de bande interdite du semiconducteur

h : constante de PLANCK

ν : fréquence de la radiation incidente

c : vitesse de la lumière dans le vide

Il apparaît alors intéressant de définir la longueur d'onde de coupure, λ_c , d'un semiconducteur comme étant la longueur d'onde associée à la radiation lumineuse ayant l'énergie minimale qui permette la photodétection.

$$\text{Soit } \lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (19)$$

$$\text{ou encore } \lambda_c = \frac{1,24}{E_g} \quad (20)$$

avec λ_c et E_g exprimés respectivement en μm et en eV

La longueur d'onde de coupure de quelques matériaux semiconducteurs, obtenue à 300 K, est donnée dans le tableau A.

Semi-conducteur	Si	Ge	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInAs	GaInAs ^P
E_g (eV)	1,12	0,66	1,42	0,36	1,35	2,26	1,70	0,75	0,75-1,35
λ_c (μm)	1,11	1,88	0,87	3,44	0,92	0,55	0,73	1,65	0,92-1,65

Tableau A (3) (29) 31)

La génération de paires électrons-trous provoque une décroissance exponentielle du flux lumineux incident au fur et à mesure de sa progression dans le matériau selon la loi :

$$P = P_0 e^{-\alpha x} \quad (21)$$

avec α : coefficient d'absorption

P_0 : puissance lumineuse pénétrant dans le matériau

- Ce processus d'absorption est caractérisé par le coefficient d'absorption α étroitement lié à l'énergie du photon incident comme le montre la figure (13).

- La profondeur de pénétration, définie comme l'inverse du coefficient d'absorption, correspond à l'épaisseur de matériau semiconducteur nécessaire pour apporter une atténuation du flux lumineux incident d'environ 63 %.

- Nous pouvons remarquer, figure (13), que cette profondeur de pénétration peut devenir très faible lorsque l'énergie des photons augmente. Ainsi, si les mécanismes de recombinaison en surface sont rapides, comme c'est le cas dans les jonctions P-N en GaAs [28], la photosensibilité décroît rapidement.

- Pour un matériau semiconducteur, il existe donc une bande spectrale de photodétection limitée pour les grandes longueurs d'ondes par la bande interdite du matériau et pour les faibles longueurs d'ondes par la vitesse de recombinaison en surface.

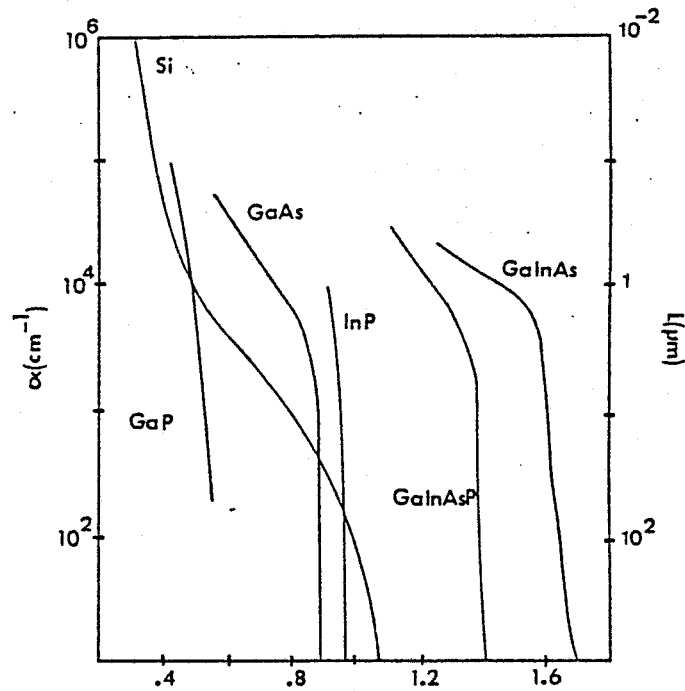


Figure (13)

Coefficient d'absorption α et profondeur de pénétration $1/\alpha$ en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux semiconducteurs [29]

Après ces quelques rappels sur la photodétection, nous nous proposons de décrire brièvement le fonctionnement et les performances obtenues par les photodétecteurs les plus usuels.

Notons que parmi les photodétecteurs existants, les trois les plus couramment rencontrés sont : la photodiode PIN, la photodiode à avalanche et le photoconducteur [30]. Les principales caractéristiques demandées pour ces photodétecteurs peuvent être énoncées en trois points :

- Etre très sensible et le moins bruyant possible dans une large bande passante aux signaux optiques pour une longueur d'onde donnée.
- Etre fiable.
- Pouvoir être produit avec un faible coût de fabrication.

Nous allons dans la suite de ce paragraphe, rappeler brièvement les principales caractéristiques de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche, de la photodiode SCHOTTKY et du photoconducteur.

IV/2 - LES PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS :

IV/2/a - La photodiode PIN :

La photodiode PIN est issue de la photodiode à jonction P-N dont nous rappelons en quelques lignes le principe de fonctionnement.

Au niveau de la jonction P-N, il y a création d'une zone déserte de largeur W , au sein de laquelle règne un champ électrique E . En photodétection, le composant est polarisé en inverse. Si la paire électron-trou est générée dans la zone de déplétion, elle est dissociée et participe au photocourant. Si elle est créée hors de la zone déplétée, mais à moins d'une longueur de diffusion, elle pourra l'atteindre et participera aussi au photocourant.

Nous pouvons déjà noter deux facteurs qui limitent la rapidité en temps de réponse du photodétecteur :

- Le phénomène de diffusion des porteurs qui est relativement lent, d'où l'intérêt d'augmenter la largeur de la zone déplétée afin de diminuer le taux de porteurs photocréés dans la zone de diffusion.

- Le temps de transit des porteurs dans la zone déplétée qui incite à travailler en régime de saturation de vitesse avec une zone déplétée la plus fine possible.

Ces deux facteurs constituent le temps de réponse intrinsèque de la photodiode car ils ne dépendent ni de la surface du composant, ni du circuit dans lequel ce dernier est utilisé.

Un troisième facteur intervient : il s'agit de la

capacité de jonction du composant qui introduit une constante de temps RC (R étant la résistance de charge) limitant la bande passante.

Par ailleurs, il est intéressant de traduire le rendement global de conversion de la puissance lumineuse en courant électrique par une grandeur caractéristique que nous appellerons coefficient de réponse et qui est définie par la relation :

$$R = \frac{I_{ph}}{P_L} \text{ (A/W)} \quad (22)$$

où I_{ph} est le photocourant et P_L la puissance lumineuse incidente.

Le rendement quantique, quant à lui, est défini par le rapport du nombre de paires électron-trou générées par photon incident et est déterminé par la relation :

$$\eta = \frac{I_{ph}}{P_L} \cdot \frac{h\nu}{q} \quad (23)$$

ν : fréquence de l'onde incidente

h : constante de PLANCK

q : charge d'un électron

La jonction empêchant la réinjection des porteurs, le rendement quantique est toujours inférieur à l'unité, une expression approchée en est :

$$\eta = (1 - r) (1 - e^{-\alpha W}) \quad (24)$$

r : coefficient de réflexion de FRESNEL

α : coefficient d'absorption du matériau

W : épaisseur de la zone déserte

Comme le montre la relation (24), l'optimisation de η nécessite de prendre une épaisseur de zone déserte supérieure à

la profondeur de pénétration du flux lumineux considéré. Bien que ce résultat soit obtenu au détriment du temps de transit des porteurs, il ne diminue pas forcément la rapidité du dispositif puisqu'il entraîne une diminution de la capacité de la photodiode. En effet, si la jonction est assimilée à un condensateur plan, la capacité de la diode est donnée par l'expression :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{W} \quad (25)$$

S : surface de la jonction

ϵ_0 : permittivité du vide

ϵ_r : permittivité relative du matériau

Ces quelques rappels de base énoncés dans le cas d'une jonction, nous ont permis de mettre en évidence la dualité rendement quantique - temps de réponse qui apparaît lors de l'étude de chaque photodétecteur.

Une façon d'améliorer les performances de la photodiode à jonction P-N est d'insérer entre les zones N et P, une zone I quasiment intrinsèque, figure (14 a), afin d'augmenter l'épaisseur de la zone de charge d'espace sans modifier la tension de polarisation [31]. Cette façon de procéder conduit à la photodiode PIN qui est l'un des photodétecteurs les plus couramment utilisés dans les systèmes de communication optiques à grandes longueurs d'ondes [30].

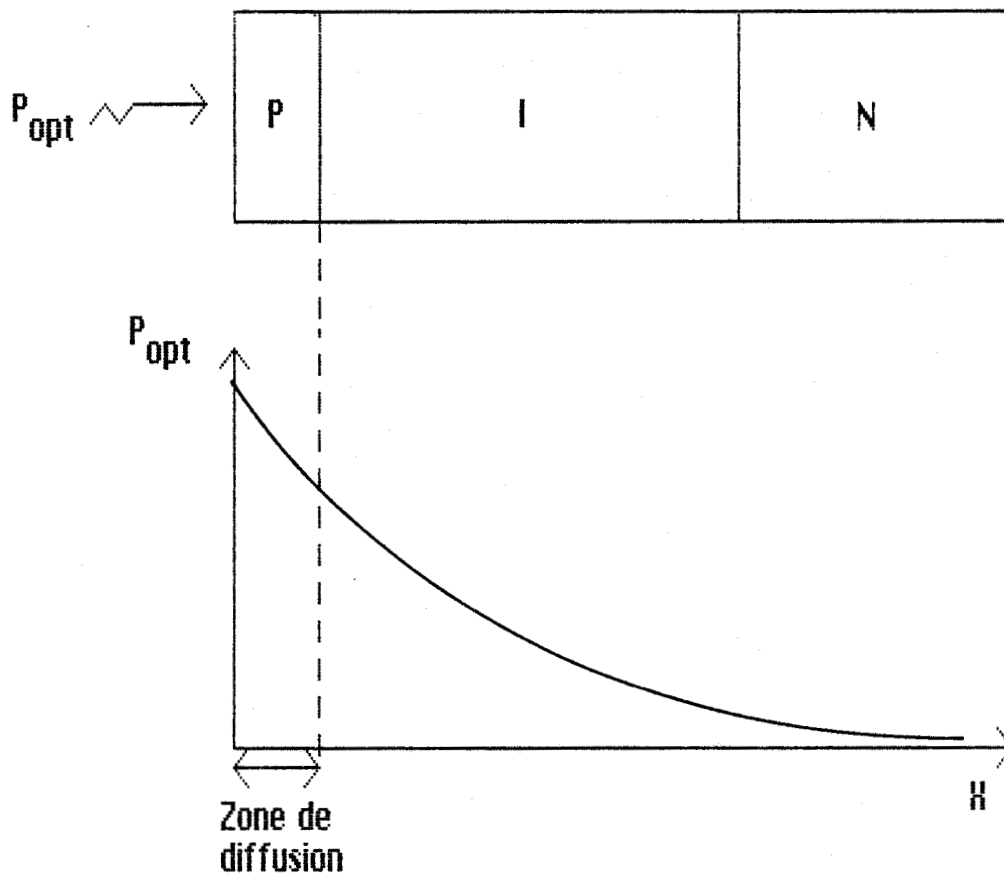


Figure (14-a) : photodiode PIN, ainsi que l'évolution de la puissance lumineuse au sein de ce composant lorsqu'il est éclairé par-dessus

En fonctionnement, la photodiode est soumise à une tension inverse suffisante pour appauvrir en porteurs libres la totalité de la zone intrinsèque, grande devant la profondeur de pénétration de l'onde considérée, ce qui conduit à un rendement quantique proche de l'unité et à une fréquence de coupure $F_c = 1/2 \pi RC$ élevée en choisissant judicieusement l'épaisseur de la zone I et la surface de la photodiode. De plus, puisque pour les détecteurs GaInAsP/InP utilisés à des longueurs d'ondes de $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$, le substrat est transparent à l'onde lumineuse utilisée, il est possible d'éclairer la jonction par la face arrière pour réduire à la fois les pertes hors de la zone I, et le phénomène de diffusion de porteurs qui se produit dans la zone P^+ (figure 14 b). Notons que l'on peut également utiliser une fenêtre en InP pour réaliser la zone P^+ [53].

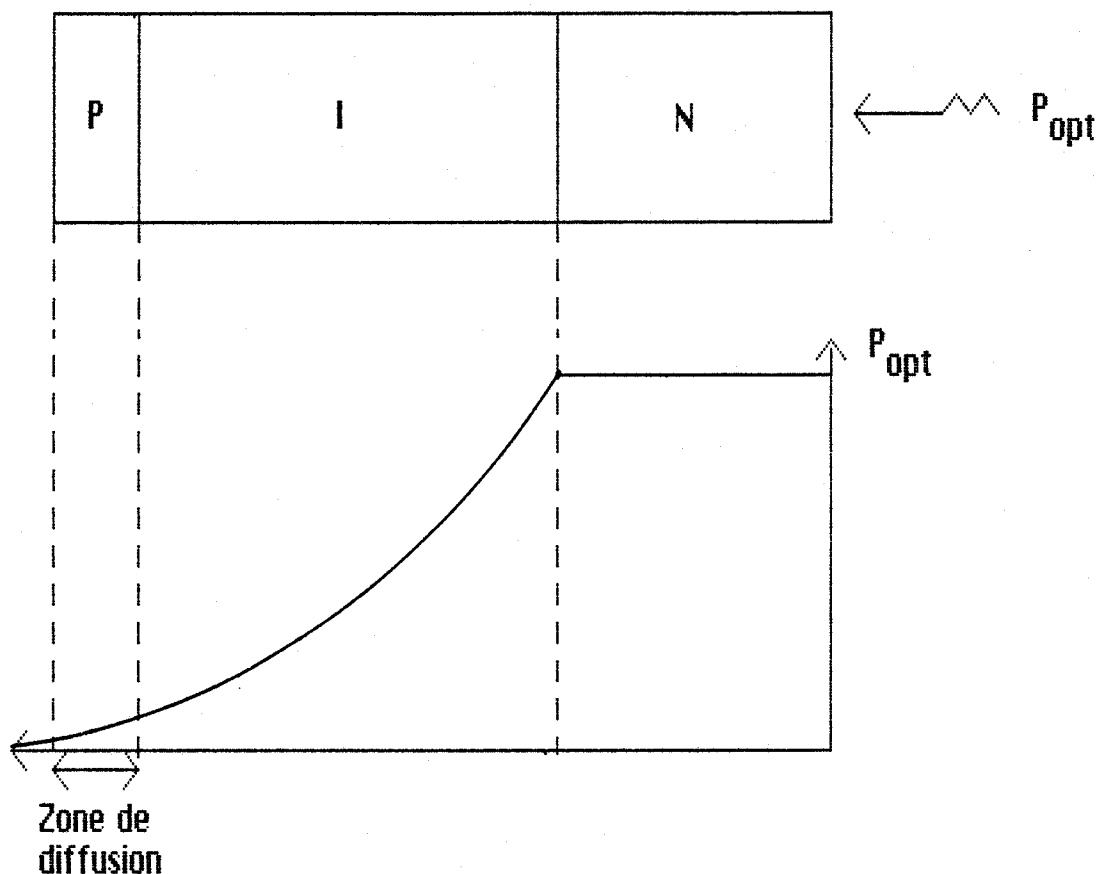


Figure (14-b) : photodiode PIN, ainsi que l'évolution de la puissance lumineuse pour une photodiode GaInAs/InP éclairée par le substrat

Si la capacité de la photodiode est suffisamment faible, la rapidité de la photodiode sera limitée par le temps de transit des porteurs dans la zone déplétée. Dans la mesure où la zone de transit est constituée d'un matériau intrinsèque (grande mobilité), la photodiode PIN est un composant très rapide.

Après avoir effectué ces quelques rappels sur le fonctionnement de ce composant, nous nous proposons, dans la suite de ce paragraphe, d'étudier les différents bruits qui lui sont associés.

Deux types de bruits interviennent dans le fonctionnement de la photodiode PIN [31] :

- Un bruit dû aux fluctuations statistiques de la génération des porteurs. Dans l'hypothèse d'un processus Poissonnien, en considérant le courant d'obscurité et le photocourant, le courant quadratique moyen est donné par l'expression classique d'un bruit de grenaille :

$$\langle I_s^2 \rangle = 2 q (I_{ph} + I_{obs}) B \quad (27)$$

I_{ph} : photocourant

I_{obs} : courant d'obscurité

B : bande passante effective du photodétecteur

- Un bruit thermique dû à la résistance équivalente de la photodiode, il est donné par la relation :

$$\langle I_{th}^2 \rangle = \frac{4kTB}{R_{eq}}$$

k : constante de BOLTZMANN

T : température de l'échantillon

R_{eq} : résistance équivalente de la photodiode

IV/2/b - La photodiode à avalanche :

L'une des façons d'améliorer les performances de la photodiode PIN est d'insérer une zone de transit des porteurs où règne, en régime de fonctionnement, un champ électrique suffisant pour engendrer un phénomène d'avalanche qui confère au dispositif un gain interne [31]. C'est la photodiode à avalanche. Le photocourant est alors donné par l'expression :

$$I_{ph} = \langle M \rangle \frac{ng}{hv} \cdot P_L \quad (29)$$

où $\langle M \rangle$ représente le gain moyen interne ou facteur de multiplication de la photodiode à avalanche.

Cependant, chaque ionisation est un évènement aléatoire, ce qui entraîne des fluctuations du gain instantané m

et se traduit par une augmentation du bruit interne du photodétecteur caractérisé par le facteur d'excès de bruit $F(M)$

$$F(M) = \frac{\langle m^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \quad (30)$$

Le bruit de grenaille est alors donné par l'expression :

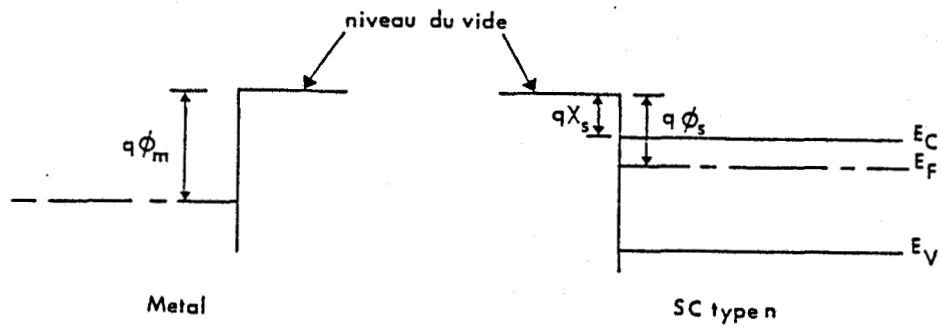
$$\langle I_s^2 \rangle = 2q (I_{ph} + I_{obs}) M^2 \cdot F(M) \cdot B \quad (31)$$

Contrairement à la photodiode PIN, la photodiode à avalanche possède un gain interne, mais elle est caractérisée par un niveau de bruit plus élevé. Afin de diminuer le caractère aléatoire du phénomène d'avalanche, il est préférable de travailler avec des semiconducteurs ayant des taux d'ionisation pour les électrons et les trous aussi différents que possible et d'initier le phénomène d'avalanche avec les porteurs ayant le plus fort taux d'ionisation. C'est le cas des photodiodes au silicium où le taux d'ionisation des électrons est 40 à 50 fois plus élevé que celui des trous [30].

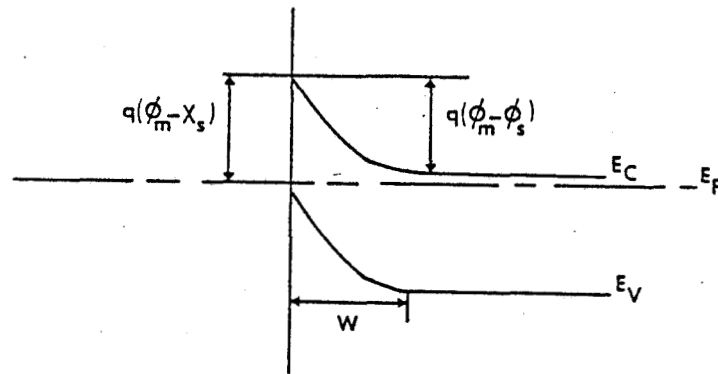
D'autre part, le phénomène d'avalanche, qui n'est pas instantané, a pour effet d'augmenter le temps de réponse du photodétecteur, et ce d'autant plus que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont voisins.

IV/2/c - La photodiode SCHOTTKY :

La photodiode SCHOTTKY est un photodétecteur dont le principe de fonctionnement est similaire à celui de la photodiode PIN. La zone déplétée est obtenue en déposant sur un semiconducteur de type N un métal approprié afin de réaliser une jonction métal-semiconducteur. Le diagramme de bande de la jonction, dans le cas du GaAs de type N, est donné figure (15) :



-a-



-b-

Figure (15) : diagramme de bande d'énergie d'un contact métal-semiconducteur avec $\phi_m > \phi_s$

-a- : avant contact

-b- : après contact à l'équilibre thermique

La barrière de potentiel, développée entre le métal et le semiconducteur, permet une utilisation en jonction photodétective. Afin d'obtenir un bon rendement de conversion, il est nécessaire d'utiliser ces dispositifs à des longueurs d'ondes ayant des profondeurs de pénétration inférieures à la zone déserte.

De nombreux travaux ont déjà été réalisés sur ces dispositifs, notamment à 0,8 μ m, longueur d'onde à laquelle le GaAs est bien adapté pour la photodétection et pour lequel il est facile d'obtenir de bons contacts SCHOTTKY [35,36].

D'une manière générale, des résultats très prometteurs ont été obtenus en ce qui concerne la rapidité de ces différents composants. C'est ainsi qu'il a été annoncé pour une photodiode PIN, une fréquence de coupure de 58 GHz [43], et même de 100 GHz [37] pour une photodiode SCHOTTKY réalisée sur GaAs travaillant respectivement à des longueurs d'ondes de 1,3 μm et 0,8 μm . Ces temps de réponse très rapides ont été obtenus en diminuant l'épaisseur de la zone déplétée afin de minimiser le temps de transit des porteurs, ce qui a eu pour conséquence de réduire le rendement quantique de ces détecteurs : 46 % à 1,3 μm pour la photodiode PIN en GaInAs et seulement 5 % pour la photodiode SCHOTTKY en GaAs. Il en résulte des produits rendement quantique x bande passante respectivement de 27 GHz et 5 GHz.

Nous pouvons noter que pour les photodiodes de faible surface, où la limitation en bande passante n'est pas due à la capacité de jonction, la limite du produit rendement quantique x bande passante ($\eta \times f_{3\text{db}}$) est donnée approximativement par l'expression [36,42].

$$\eta \times f_{3\text{db}} = 0,45 \alpha V_s \quad (32)$$

α : coefficient d'absorption du matériau

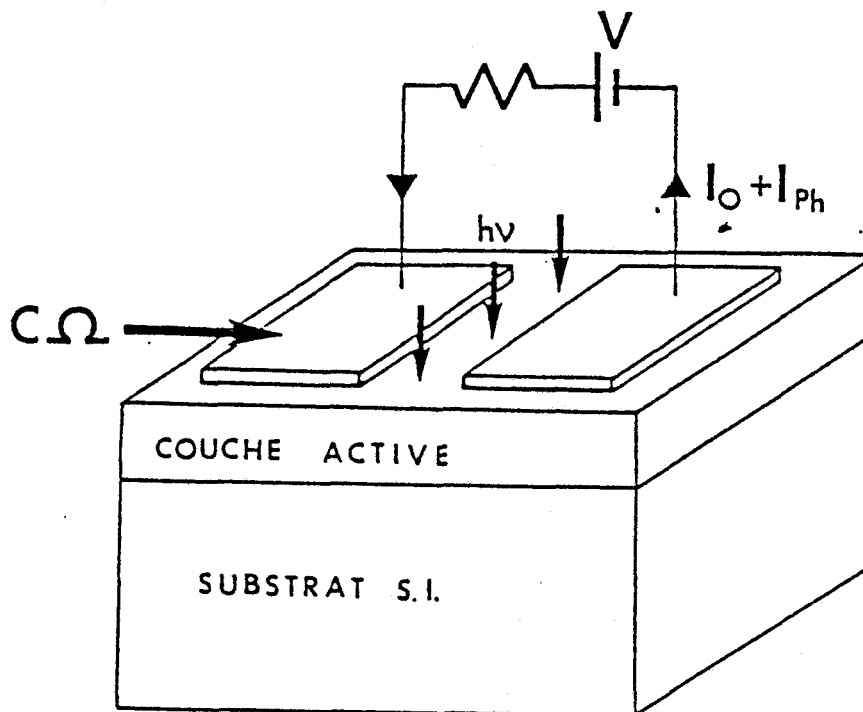
V_s : vitesse de saturation des porteurs

Nous obtenons ainsi, respectivement pour des photodétecteurs en GaAs et GaInAs travaillant à des longueurs d'ondes de 0,8 μm et 1,3 μm , des limites en produit rendement quantique x bande passante de 63 GHz et 38 GHz. Cette limitation provient du fait que les porteurs sont collectés suivant un axe parallèle au faisceau incident. En conséquence, la diminution du temps de transit ne peut être effectuée qu'au détriment du rendement quantique. Cette limitation disparaît pour une photodiode intégrée à un guide optique car, dans ce

cas, l'absorption de l'onde lumineuse et la collecte des porteurs n'interviennent plus dans la même direction. Cette configuration pourrait donc s'avérer prometteuse pour les applications hautes fréquences [42,44,51].

IV/2/d - Le photoconducteur :

La structure de base d'un photoconducteur est constituée d'une couche active épitaxiée sur laquelle deux contacts ohmiques sont déposés, figure (16).



Photocourant I_{ph} délivré aux bornes d'un photoconducteur en structure planar.

Figure (16)

Sous l'effet du champ électrique appliqué, les porteurs photocréés sont dissociés et collectés à chacun des contacts ohmiques. Il y a alors apparition d'un photocourant dans le circuit extérieur. Lorsqu'un électron est collecté par l'un des contacts, un autre est réémis par le second contact tant qu'il n'y a pas eu recombinaison. Dans ce cas, la durée de vie de la paire électron-trou n'est plus donnée par le temps de transit, mais est régie par les mécanismes de piégeage intrinsèques au matériau. Le gain, représentant le nombre de charges collectées dans le circuit extérieur par photon incident, peut être, pour une telle structure, notablement supérieur à l'unité et s'exprime par :

$$G_0 = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (33)$$

avec τ_v : durée de vie de paire électron-trou
 τ_t : temps de transit des porteurs

Le gain dépend donc du matériau semiconducteur utilisé par :

- La mobilité des porteurs qui agit directement sur le temps de transit τ_t .

- La nature des pièges (interface, surface, volume) qui régit la durée de vie τ_v .

Nous pouvons déjà remarquer qu'une durée de vie élevée des paires électron-trou se traduit, bien évidemment, par un gain élevé, mais également par un photocourant persistant après l'excitation lumineuse. En d'autres termes, s'il est possible d'améliorer les performances en gain d'un photoconducteur, ce sera aux dépens de sa bande passante ; réciproquement, l'augmentation de la bande passante d'un tel dispositif ne peut être obtenue qu'au détriment de son gain. Comme nous le verrons ultérieurement, le produit gain x bande passante, défini pour une structure et un matériau donnés,

traduit parfaitement cette dualité physique.

Lorsque le photoconducteur est soumis à un signal optique modulé sinusoidalement, le photocourant est lui aussi modulé, le gain dynamique à la fréquence f est alors donné par [29] :

$$G(f) = \frac{G_0}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_V^2)^{1/2}} \quad (34 \text{ a})$$

dans l'hypothèse d'un mécanisme de recombinaison obéissant à une loi de POISSON dont la constante de temps est la durée de vie τ_V des paires électron-trou.

La réponse à une impulsion lumineuse est alors caractérisée par une décroissance exponentielle ; cette réponse impulsionnelle et le gain dynamique étant transformées de FOURIER l'un de l'autre :

$$I_{ph}(t) = \frac{q}{\tau_t} N_e \exp(-t/\tau_V) \quad (35)$$

N_e : quantité de paires électron-trou créées par l'impulsion lumineuse à l'instant $t = 0$

q : charge de l'électron

Les deux principales sources de bruit que l'on rencontre lors de l'étude d'un photoconducteur sont :

- Le bruit thermique :

Il est dû aux fluctuations thermiques de la résistance d'obscurité du canal et est donné par la relation classique :

$$\langle I_{th}^2 \rangle = \frac{4 k T B}{R_{obs}} \quad (36)$$

R_{obs} : résistance d'obscurité du photoconducteur

k : constante de BOLTZMANN

T : température de l'échantillon

- Le bruit de génération-recombinaison :

Il est dû à l'aspect aléatoire du phénomène de recombinaison. Dans le cas d'une statistique de POISSON, il a pour expression :

$$\langle I_g^2 \rangle = \frac{4 q I_{ph} \cdot G \cdot B}{(1 + \omega^2 \tau_v^2)^{1/2}} \quad (37)$$

où I_{ph} est le photocourant en régime d'éclairement continu.

Après ces quelques rappels sur la photodétection, nous allons aborder l'aspect intégration d'un guide optique et d'un photoconducteur.

IV/3 - ASSOCIATION D'UN PHOTOCONDUCTEUR ET D'UN GUIDE OPTIQUE :
ASPECT DETECTION :

Ces photodétecteurs ont déjà été largement étudiés au C.H.S. par l'équipe optoélectrique, que ce soit sur GaAs pour travailler à la longueur d'onde de 0,8 μm ou sur GaInAs afin de détecter aux grandes longueurs d'ondes de 1,3 μm et 1,5 μm . Ces études ont été effectuées aussi bien sur les composants discrets [40 et 41] que sur leurs intégrations monolithiques avec des transistors à effet de champ [36,38,39].

Il nous a semblé que l'intégration monolithique d'un guide optique et d'un photodétecteur pouvait être une solution fort séduisante pour améliorer les performances des photodétecteurs.

- Pour les photodiodes, comme nous l'avons signalé précédemment, l'injection du flux lumineux, par l'intermédiaire d'un guide, permet de lever la limitation imposée au produit rendement quantique x bande passante [42, 51].

- Dans le cas d'un photoconducteur, cette méthode pourrait permettre de réduire la distance interélectrodes des structures interdigitées, sans pour autant pénaliser l'efficacité quantique du composant par les pertes entraînées par les électrodes métalliques. Nous allons, dans ce paragraphe, étudier l'influence de la distance interélectrodes d , sur deux grandeurs caractéristiques du photodétecteur : le produit gain - bande passante et la puissance minimale détectable lors de son utilisation comme tête de réception.

IV/3/a - Produit gain - bande passante :

L'intérêt de réduire la distance interélectrodes pour un photoconducteur apparaît immédiatement si nous exprimons le produit gain - bande passante en partant de la relation (34) :

$$G_0 \times B = \frac{1}{2\pi \tau_t} \quad (38)$$

Le produit gain \times bande passante peut donc se mettre sous la forme :

$$G_0 \times B \neq \frac{v_s}{2\pi d} \quad (39)$$

lorsque le champ électrique appliqué est suffisant pour que les porteurs photocréés soient en régime de saturation de vitesse, où v_s est la vitesse de saturation des porteurs dans le matériau considéré et d la distance interélectrodes.

Une diminution de d se traduit par une augmentation du produit gain \times bande passante. Pour un matériau donné, le gain à la fréquence f sera donc d'autant plus élevé que d sera faible. Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer l'influence de ce paramètre sur la sensibilité d'une tête de réception.

IV/3/b - Evaluation de la puissance minimale détectable pour une tête de réception associant un photoconducteur et un transistor à effet de champ :

Nous nous proposons d'exprimer, à partir des travaux effectués par FORREST [45], la puissance optique minimale requise par une tête de réception afin d'assurer une transmission numérique, à un débit B, tout en respectant un taux d'erreur maximum donné. La tête optique que nous considérons, est constituée d'un photoconducteur associé à un transistor à effet de champ selon un montage classique en source commune, figure (18 a).

Ce type d'intégration monolithique a déjà fait l'objet d'études dans notre laboratoire, que ce soit pour associer un transistor à effet de champ et un photoconducteur sur GaAs [38] ou un transistor à effet de champ sur GaAs et un photoconducteur sur GaInAs [39]. La figure (18 b) présente un schéma électrique qui fait ressortir les différentes sources de bruit du dispositif.

IV/3/b/1 - Etude du bruit associé à la tête de réception :

Aux bruits propres du photoconducteur, le bruit thermique et le bruit de génération-recombinaison, il convient d'ajouter les bruits apportés par l'élément amplificateur. Si nous négligeons les bruits occasionnés par les résistances de la grille et de la source du transistor, nous avons :

- Le bruit de canal :

$$d \langle I_{nd}^2 \rangle = \frac{4 k T \Gamma}{g_m} (2 \pi C_{gs})^2 f^2 df \quad (40)$$

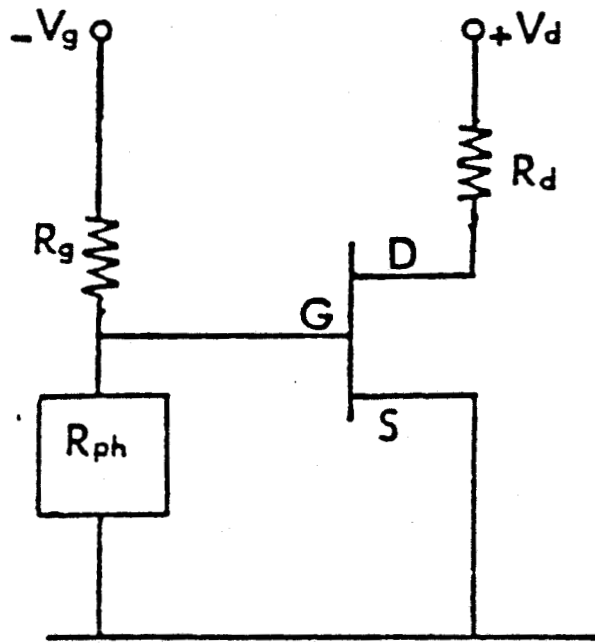


Figure (18-a) : association d'un transistor à effet de champ et d'un photoconducteur selon un montage en source commune

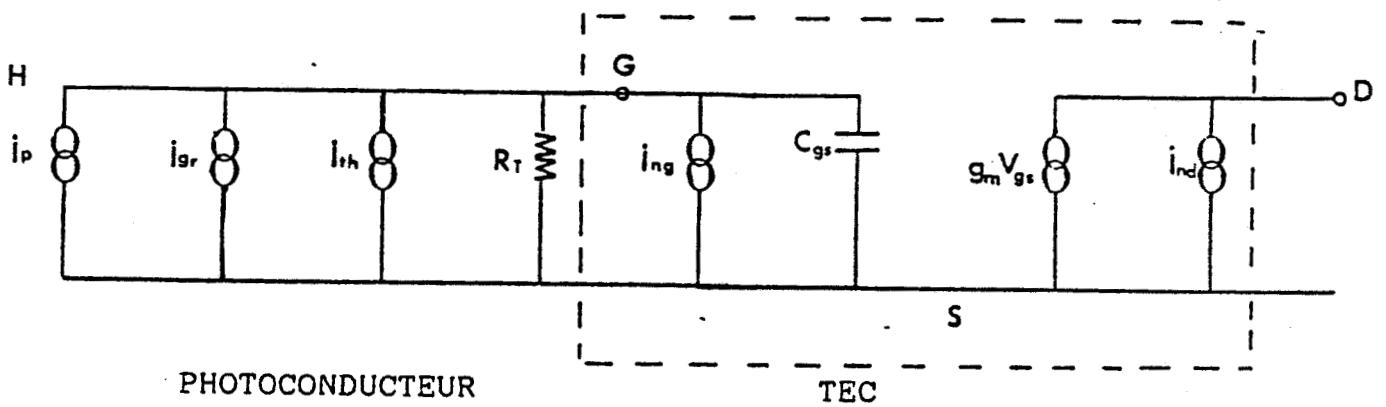


Figure (18-b) : schéma électrique équivalent faisant ressortir les principales sources de bruit

où g_m est la transconductance du T.E.C et Γ un paramètre dépendant de la longueur et de la tension de la grille de ce dernier.

- Le bruit associé à la grille du transistor :

$$d\langle I_{ng}^2 \rangle = 2q I_g df \quad (41)$$

Ce terme représente le bruit de grenaille dû au courant de fuite (I_g) traversant le contact SCHOTTKY de la grille.

Remarque : Dans le cas où la grille est constituée d'un contact SCHOTTKY de bonne qualité, le bruit dû au courant I_g peut être négligé.

En dessous d'une certaine fréquence f_c , le bruit en $1/f$ ne peut plus être négligé. f_c est la fréquence pour laquelle ce type de bruit est égal au bruit du canal.

Son expression classique, en tenant compte à la fois du bruit en $1/f$ du photoconducteur et du transistor à effet de champ, est donnée par la relation :

$$d\langle I_f^2 \rangle = \frac{8k T \Gamma}{g_m} (2 \pi C_{gs})^2 f_c f df \quad (42)$$

où nous avons supposé que les deux contributions étaient identiques.

Dans ce cas, la densité spectrale de bruit à l'entrée est :

$$\frac{d\langle I_x^2 \rangle}{df} = \frac{d\langle I_{th}^2 \rangle}{df} + \frac{d\langle I_g^2 \rangle}{df} + \frac{d\langle I_{nd}^2 \rangle}{df} + \frac{d\langle I_{ng}^2 \rangle}{df} + \frac{d\langle I_f^2 \rangle}{df} \quad (43)$$

IV/3/b/2 : Etude du bruit associé à un fonctionnement digital :

Nous avons évalué dans le paragraphe précédent, la densité spectrale de bruit relative à la tête de réception. Cependant, dans un fonctionnement numérique, l'effet d'interférences entre symboles peut être une source d'erreur pour la décision sur l'état binaire du signal détecté. Cette grandeur en terme d'intensité de bruit a pour expression [45] :

$$\frac{d\langle I_{isi}^2 \rangle}{df} = \frac{4 q G}{1 + (2\pi f \tau_V)^2} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} I_{ph}(t - mT) \quad (44)$$

où T est la durée d'un bit et m un entier relatif qui représente les instants d'échantillonnage ou de décision.

Le calcul du bruit en sortie de la tête de réception, pour une bande passante B, nécessite de connaître la fonction de transfert du système $H_T(f)$ qui est définie par :

$$H_T(f) = \frac{H_s(f)}{H_e(f)} \quad [45]$$

où $H_s(f)$ est la transformée de FOURIER du signal en sortie $h_s(t)$

et $H_e(f)$ celle de la réponse impulsionnelle du photodétecteur $h_e(t)$

En général, on impose une forme particulière, mais tout à fait réaliste, à $h_s(t)$. Dans notre cas, nous supposons qu'elle est de la forme "raised cosinus" selon la terminologie anglosaxonne. Sa représentation temporelle est donnée figure(19a); son expression, ainsi que sa transformée de FOURIER sont explicitées en annexe (I).

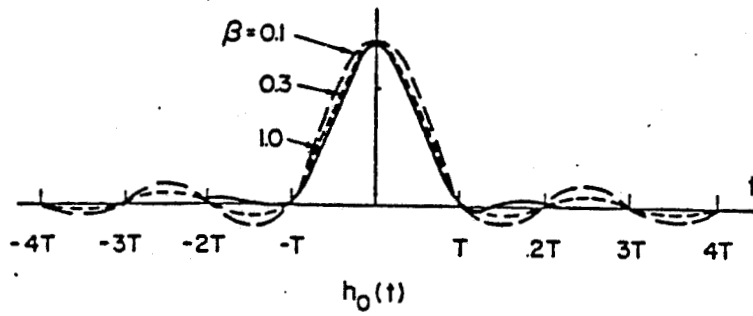


Figure (19-a) : évolution de la fonction $h_s(t)$ [45]

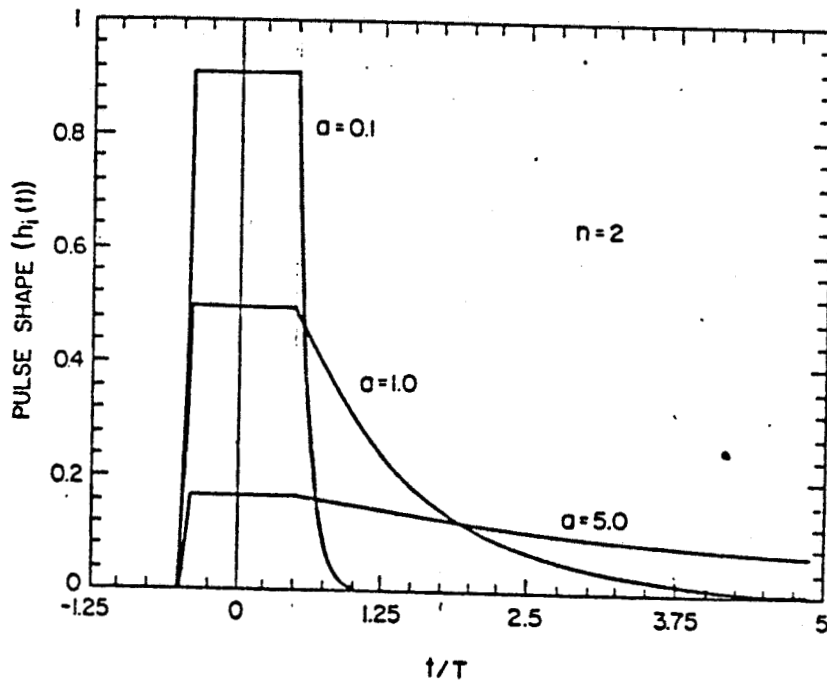


Figure (19-b) : réponse d'un photoconducteur à un bit de durée T [45]

La réponse d'un photoconducteur à une impulsion lumineuse est caractérisée par un temps de montée très court correspondant au temps de transit des porteurs entre les électrodes, suivi d'une décroissance exponentielle due à la recombinaison des porteurs photocréés. La réponse à un bit de durée T peut donc être donnée par l'une des courbes de la famille représentée figure (19 b) - [45].

Le bruit total en sortie du récepteur est alors donné par l'expression [45] :

$$\langle I_n^2 \rangle = \frac{4 k T}{R_{obs}} I_2 B + 4 q I_{ph} G I_1 B + 2 q I_g I_2 B + \frac{4 k T \Gamma(2\pi C_{gs})^2}{gm} [B^3 I_3 + 2 f_c I_g B^2] + 4q I_{ph} G [\Sigma_1 - I_1]. B \quad (46)$$

$$\langle I_n^2 \rangle = \langle I_x^2 \rangle + 4 q I_{ph} G B \Sigma_1 \quad (47)$$

où I_1 , I_2 , I_3 , f_c et Σ_1 sont des intégrales de transfert dont les expressions littérales sont données en annexe (I). Nous pouvons noter que les valeurs de ces paramètres ne dépendent que des fonctions $h_e(t)$ et $h_s(t)$.

IV/3/b/3 - Calcul de la puissance minimale détectable :

Dans ce paragraphe, nous allons déterminer la puissance optique minimale requise pour assurer une transmission numérique à un débit B tout en respectant un taux d'erreur maximum donné.

Si le niveau de décision de la valeur binaire du signal est noté D, nous pouvons définir le paramètre Q par la relation :

$$Q = \frac{D - i}{\langle i_n^2 \rangle^{1/2}} \quad (48)$$

où i est le signal reçu lors de la transmission soit d'un état "0", soit d'un état "1". Si, de plus, nous supposons que le niveau du signal détecté à la sortie du photodétecteur

suit une statistique Gaussienne, on peut montrer [46] que pour un taux d'erreur de 10^{-9} la valeur de Q est égale à 6. Pour une liaison téléphonique, un taux d'erreur de 10^{-9} est en général admis [47].

A l'aide de la relation (48) et en considérant un taux de modulation de 100 %, c'est-à-dire que la puissance lumineuse incidente est nulle lorsque l'élément binaire "0" est émis, nous obtenons l'expression de la puissance minimale détectable :

$$\eta \bar{P} = Q \left(\frac{hc}{\lambda} \right) \frac{1}{G} \left[\langle i_x^2 \rangle + 16 q^2 Q^2 G^2 \Sigma_1 (\Sigma_1 - I_1) B^2 \right]^{1/2} + 2 \left(\frac{hc}{\lambda} \right) Q^2 [2 \Sigma_1 - I_1] B \quad (49)$$

où nous avons supposé que les probabilités d'obtenir les états "0" ou "1" étaient égales.

IV/3/b/4 - Influence de la distance interélectrodes sur la sensibilité de la tête de réception :

A l'aide de l'approche théorique que nous venons de rappeler, qui est issue des travaux de FORREST, nous avons tracé, figure (20), la sensibilité d'une tête de réception associant un photoconducteur sur GaInAs et un transistor à effet de champ sur GaAs et ce, pour différentes distances interélectrodes d. Les caractéristiques du T.E.C considéré sont regroupées ci-dessous :

- Couche active : épaisseur : $0,2 \mu\text{m}$; dopage : $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$
- Grille du transistor : longueur $1 \mu\text{m}$; largeur $300 \mu\text{m}$
- $g_m = 20 \text{ mS}$, $C_{GS} = 0,25 \text{ pF}$ à $V_{GS} = -2 \text{ V}$ et $V_{DS} = 3 \text{ V}$

La diminution de la distance interélectrodes d a deux effets :

- D'une part, elle entraîne une chute de la résistance d'obscurité du détecteur, ce qui se traduit par une augmentation du bruit thermique. L'évolution est inversement

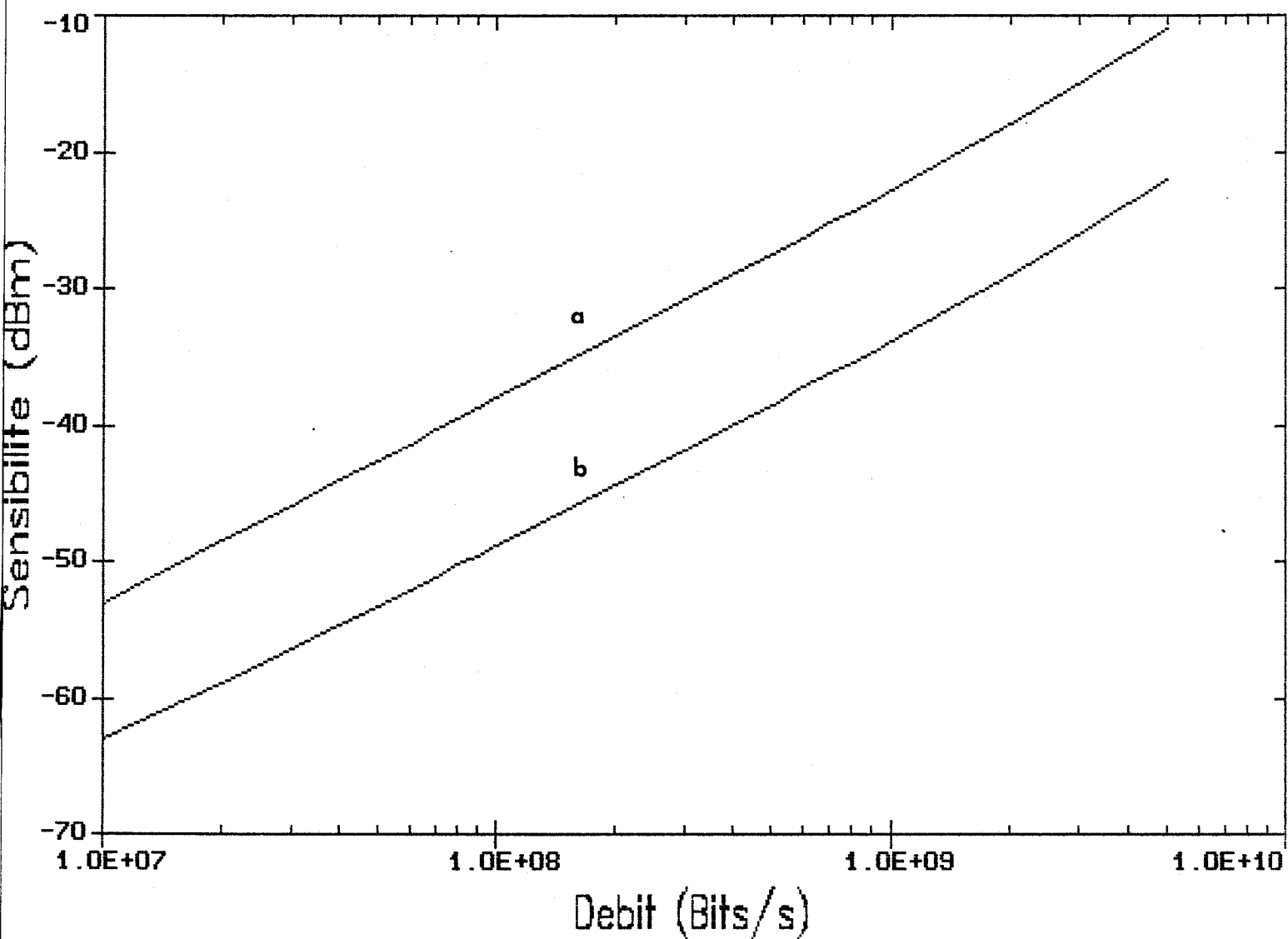


Figure (20) : sensibilité d'un photoconducteur en GaInAs associé à un transistor à effet de champ. Les caractéristiques du photoconducteur sont :

- épaisseur de la couche active $0,5 \mu\text{m}$
- longueur des électrodes $100 \mu\text{m}$
- dopage de la couche active $N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$
- la distance interélectrode est de a) $20 \mu\text{m}$; b) $2 \mu\text{m}$

proportionnelle à d (cf. relation 36).

- D'autre part, elle induit une augmentation du gain du détecteur qui est également inversement proportionnel à d (cf. relation 39).

L'exposant de chacune de ces contributions dans l'expression de la puissance minimale détectable étant respectivement $1/2$ et 1 , il en résulte une augmentation de la sensibilité du dispositif lorsque la distance interélectrodes est diminuée. Les figures (20a) et (20b) illustrent ce phénomène, ainsi pour un débit de 1 Gbits/S la sensibilité de la tête de détection de distance interélectrode de $2 \mu\text{m}$ est de -33 dbm , alors qu'elle n'est que de -22 dbm si la distance interélectrode passe à $20 \mu\text{m}$, soit une diminution de 11 dbm , pour un taux d'erreur de 10^{-9} .

Ces résultats mettent en évidence la possibilité d'améliorer la sensibilité des photoconducteurs en réalisant des structures interdigitées afin de diminuer la distance interélectrode. Cependant, cette modification de la structure du détecteur s'accompagne d'une diminution du rendement de conversion causée par le dépôt des électrodes métalliques sur la surface sensible du composant. Une solution élégante afin de s'affranchir de cet inconvénient semble être d'éclairer le détecteur sous les électrodes par l'intermédiaire d'un guide optique. Nous nous proposons donc, dans la suite de ce travail, d'étudier cette possibilité.

V - STRUCTURES D'ETUDE PROPOSEES :

V/1 - IDEE DE BASE :

L'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique peut être obtenue de différentes façons [48,49,50]. Compte-tenu des moyens technologiques mis à notre disposition, il nous a semblé que la solution la plus simple était de déposer un matériau absorbant directement sur la structure de guidage. Le dispositif est alors constitué d'un guide optique proprement dit qui permet de véhiculer le mode guidé jusqu'à la zone où le photodétecteur est déposé (voir figure 21). L'indice de réfraction de ce dernier étant supérieur à celui du guide optique (voir paragraphe I/3), l'onde électromagnétique peut y être fortement couplée.

V/2 - MATERIAUX UTILISES :

- Nous avons choisi de réaliser le photodétecteur en $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ car ce composé ternaire permet de détecter aux grandes longueurs d'ondes $1,3\ \mu\text{m} - 1,55\ \mu\text{m}$.

- La maturité de la microélectronique sur GaAs étant pour le moment plus développée que celle sur InP, nous avons préféré réaliser nos dispositifs sur un substrat GaAs. Ce choix nous a paru judicieux dans la perspective de l'intégration de transistors à effet de champ de type MESFET.

V/3 - STRUCTURES RETENUES :

L'une des structures de base de l'optique intégrée réalisée sur semiconducteur est constituée d'une homojonction n^-/n^+ ; il nous a paru intéressant, dans un premier temps, d'associer le photodétecteur à cette structure de guidage (voir

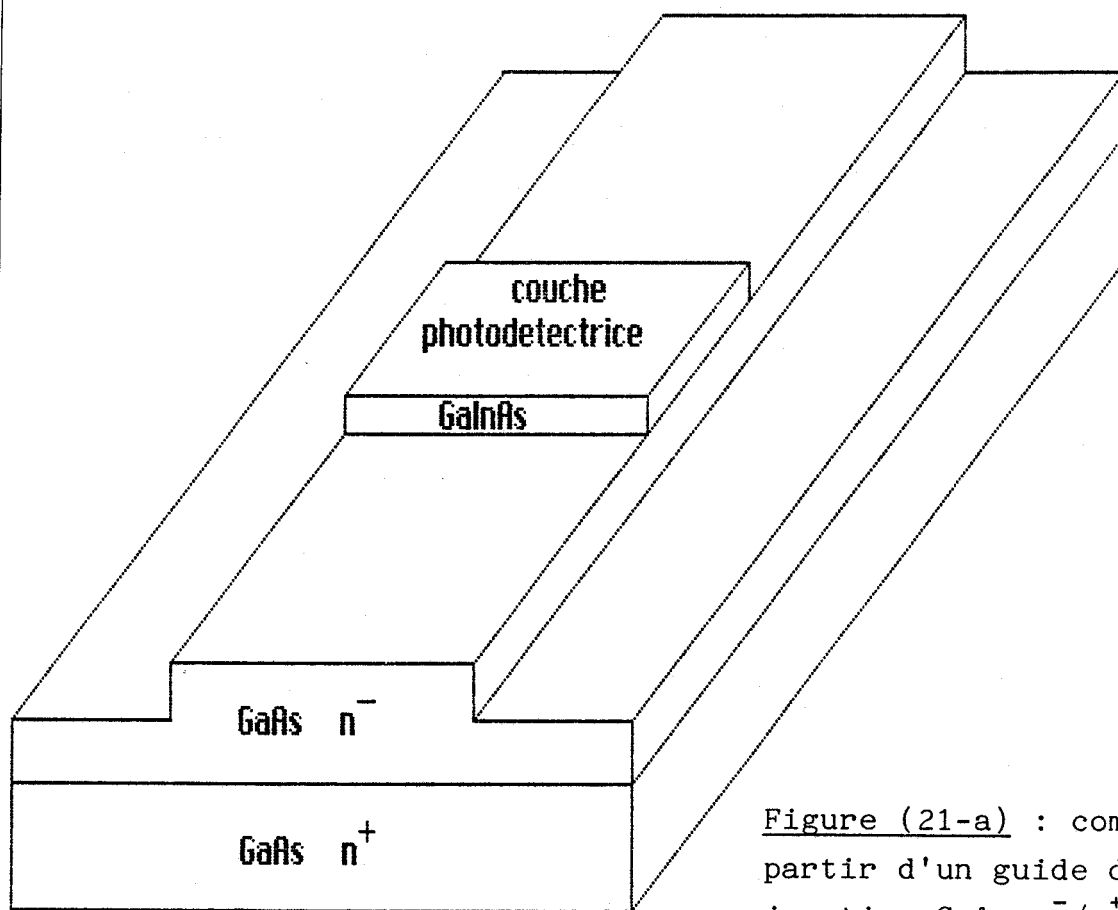


Figure (21-a) : composant réalisé à partir d'un guide d'ondes en homojonction GaAs n⁻/n⁺

Figure (21-b) : composant réalisé à partir d'un guide d'ondes en simple hétérojonction

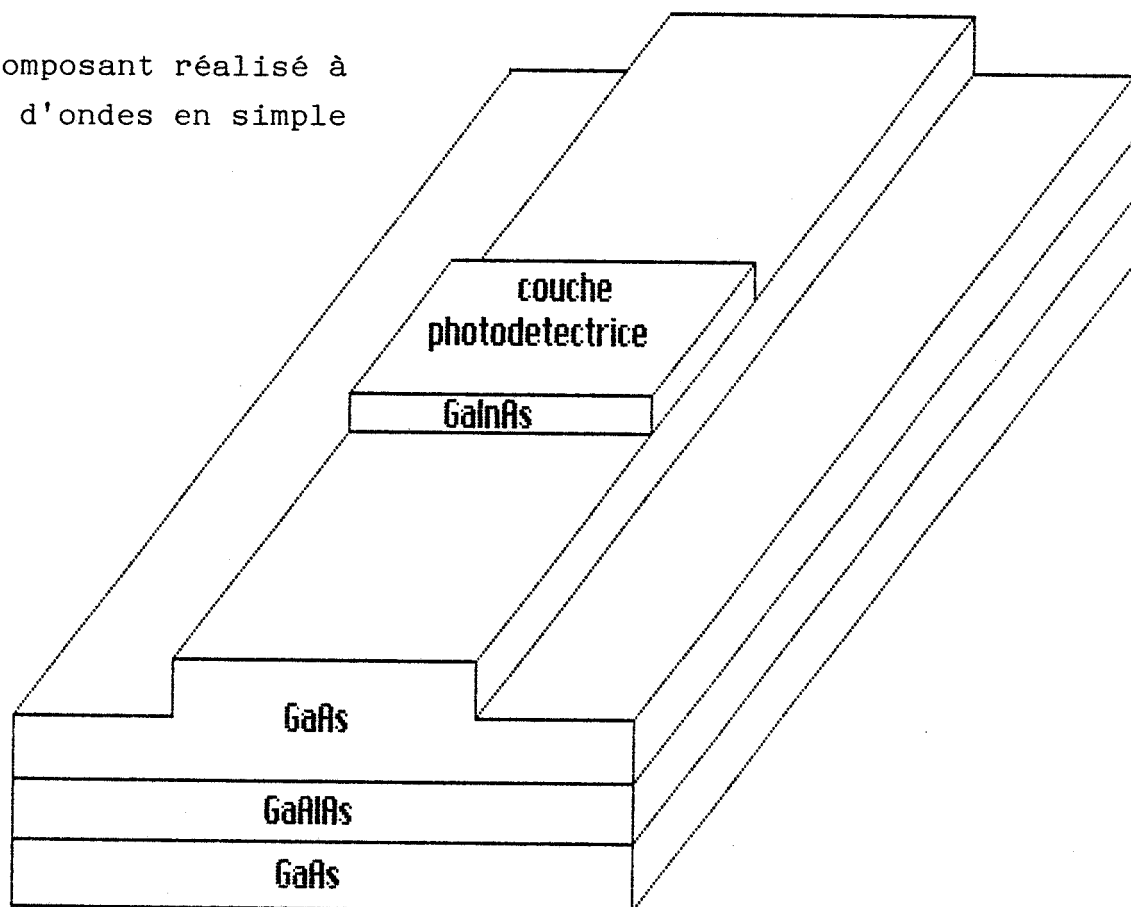


figure 21 a). Cependant, cette option rend difficile la réalisation de MESFET AsGa, c'est pourquoi nous avons jugé opportun de prévoir une intégration détecteur - guide optique sur un substrat semi-isolant. Dans ces conditions, le confinement de la lumière peut se concevoir en insérant une couche de GaAlAs entre la couche guidante et le substrat de GaAs, conduisant ainsi à la structure présentée figure (21b). Ce sont ces deux types de structures que nous étudierons par la suite.

Du point de vue photodétecteur, les travaux antérieurs déjà effectués au laboratoire sur des photodétecteurs réalisés sur hétéromatériaux GaInAs/GaAs (39), nous permettent de prévoir assez bien les performances du détecteur proprement dit. L'un des principaux problèmes qu'il nous faut résoudre est donc le couplage entre le guide optique et la couche absorbante. Nous développerons cet aspect en commençant dans le chapitre II par l'étude des propriétés de propagation de ces structures guidantes sans couche photodétective, puis en poursuivant dans le chapitre III par l'étude de la propagation dans les dispositifs présentés figures (21 a) et (21 b).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] : WEMPLE and DIDOMENICO : Physical Review, vol 3, n° 4 (1971)
- [2] : M.A. AFROMOWITZ : Solid State Comm. vol 15, p 59-63 (1974)
- [3] : T.P. PEARSALL : "GaInAsP Alloy Semiconductors" - A. WILEY Interscience Publication, p 362 (1982)
- [4] : SELL and all : J.A.P. vol 45, n° 6 (1974)
- [5] : D.T.F. MARPLE : J.A.P. vol 35, p 1241 (1964)
- [6] : H.R. PHILIPP and H. EHRENREICH : Phys.Rev. vol 129, n° 4 (1963)
- [7] : D.A. HUMPHREYS and all : Elect.Lett. vol 21, n° 25/26 (1985)
- [8] : P. CHANDRA ; L.A. COLDREN ; K.E. STREGE : Elect.Lett. vol 17, n° 1 (1981)
- [9] : B. BROBERG and S. LINDGREN : J.A.P. vol 55, n° 9 (1984)
- [10] : SADAO ADACHI : J.A.P. vol 53, n° 8 (1982)
- [11] : H. BURKHARD ; H.W. DINGES and E. KUPAL : J.P.A. vol 53, n° 1 (1982)
- [12] : H.C. CASEY ; D.D. SELL ; M. PANISH : A.P.L. vol 24, n° 63 (1974)
- [13] : V. EVTUHOV ; A. YARIV : IEEE - MTT, vol 23 (1975)
- [14] : H.Y. FAN ; M. BECKER : Semiconducting materiels - Butterworth Scientific Publications Ltd (1951)

- [15] : H.A. LORENTZ : "Theory of Electrons and its Applications to the phenomene of Light and Radiant Heat" (N.Y. 1906)
- [16] : F. STERN : Physical Review, vol 133, A 1653 (1964)
- [17] : E. GARMIRE ; D.F. LOVELACE and G.H.B. THOMPSON : Appl. Opt. vol 15, n° 6 (1976)
- [18] : E. GARMIRE ; H. STOLL ; A. YARIV : A.P.L. vol 21 (1972)
- [19] : A. CARENCO ; L. MENIGAUX ; F. ALEXANDRE ; M. ABDALLA ; A. BRENAC : A.P.L. vol 34, n° 11 (1979)
- [20] : F.K. REINHART ; R.A. LOGAN ; T.P. LEE : A.P.L. vol 46, n° 6 (1974)
- [21] : M. ERMAN ; J.L. GENTNER ; P. JARRY ; C. GUEDON ; P. STEPHEN ; R. GAMONAL and C. GRAVER : in Proc. 4th Eur. Conf. Integ. Opt (1987)
- [22] : Y. BOURBIN ; E. ENARD ; R. BLONDEAU ; M. RAZEGHI ; M. PAPUCHON : 8ème Journée Nationale d'Optique Guidée - Montpellier (1987)
- [23] : - A. CARENCO ; P. SANSONETTI ; L. MENIGAUX ; J. BRANDON and M. RONDOT : in Techn. Dig. - Seventh Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics (Opt. Soci. Ame. - Washington - D.C, 1984)
- MICHAEL.W.AUSTIN : J.L.T. vol 2, n° 5 (1984)
- [24] : NAORY : A.P.L. vol 33 (1978)
- [25] : Y. BOURBIN ; A. ENARD ; R. BLONDEAU ; D. RONDI ; M. RAZEGHI ; M. PAPUCHON : 9ème Journée Nationale d'Optique Guidée (1988)

- [26] : M.C. ILROY ; RODGERS ; SINGH ; SPURDENS ; HENNING :
Elect.Lett. vol 23, n° 13 (1987)
- [27] : D.A. HUMPHREYS and all : Elect.Lett. vol 21 (1985)
- [28] : J.J. CLAIR : "Point 80 en Optoélectronique - Fibres,
Composants, Visualisation" - Coordinateur, technique et
documentation
- [29] : S.M. SZE : "Physics of Semiconductor Devices" - J. WILEY
and Sons - 2nd Edition (1981)
- [30] : STEPHEN. R. FORREST : IEEE - Spectrum (1986)
- [31] : A. COZANNET ; J. FLEURET ; M. MAITRE ; M. ROUSSEAU :
"Optique et Télécommunications : Transmission et Traite-
ment Optique de l'Information" - Eyrolles (1981)
- [32] : J.E. BOWERS and all : Elect.Lett. vol 22, n° 12 (1986)
- [33] : R.S. TUCKEI and all : Elect.Lett. vol 22, n° 17 (1986)
- [34] : D. LIPPENS : Thèse d'état - Lille (1984)
- [35] : H. BAUVELT : A.P.L. vol 45, n° 3 (1984)
- [36] : H. VERRIELE : Thèse de l'université - Lille (1987)
- [37] : S.Y. WANG and D.M. BLOOM : Elect.Lett. vol 19, p 554
(1983)
- [38] : J.P. VILCOT : Thèse de 3ème cycle - Lille (1984)
- [39] : J. RAMDANI : Thèse de l'université - Lille (1987)
- [40] : A. BOYODI : Thèse de docteur-ingénieur - Lille (1987)

- [41] : F. MALLECOT : D.E.A. - Lille (1984)
- [42] : J.E. BOWERS : Elect.Lett. vol 22, n° 17 (1986)
- [43] : J.E. BOWERS : Ibid, vol 22, p 633-635 (1986)
- [44] : C. GUEDON : Thèse de doctorat de l'université de Paris VI (1987)
- [45] : STEPHEN.R.FORREST : J.L.T.3, n° 2 (1985)
- [46] : R.G. SMITH and S.D. PERSONNICK : "Receiver Design for Fiber Communication Systemes" Semiconductor Devices - H. KRESSEL, Ed. N.Y (1979)
- [47] : MASSON : "Télécommunications Optiques" - Rev. Tech. Thomson C.S.F. (1982)
- [48] : J.T. BOYD and C.L. CHEN : App.Opt. vol 15, n° 6 (1976)
- [49] : G.E. STILLMAN ; C.M. WOLFE and I. MELNGAILIS : A.P.L. vol 25, n° 1 (1974)
- [50] : R. TROMMER : Elect.Lett. vol 21, n° 9 (1985)
- [51] : M. ERMANN ; P. JARRY ; R. GAMONAL ; J.L. GENTNER ; P. STEPHAN and C. GUEDON : J.L.T. vol 6, n° 3 (1988)
- [52] : E. KAPON and R. BHAT : A.P.L. vol 50, n° 23 (1987)
- [53] : P. POULAIN ; M. RAZEGHI ; K KAZMIERSKI ; R. BLONDEAU ; P. PHILIPPE : Elect.Lett. vol 21, n° 10 (1985)
- [54] : Y. ABE : Elect.Lett. vol 17, n° 25, p 945 (1981)

CHAPITRE II

Dans ce chapitre nous développons le formalisme du guide d'ondes quatre couches, car il nous permettra, non seulement d'étudier les propriétés de propagation des structures de guides d'ondes passifs qui sont à la base de nos réalisations, mais également d'analyser, dans le prochain chapitre, l'influence des paramètres optiques et géométriques sur les caractéristiques des modes guidés dans la zone active de nos composants (guide d'ondes passif recouvert de la couche photodéetectrice).

Dans un premier temps, nous rappelons, à partir de la résolution des équations de MAXWELL, les caractéristiques des différentes familles de modes susceptibles de se propager dans une telle structure de guidage (modes d'air, modes de substrat, grands modes, modes superficiels ou profonds). Nous appliquons ensuite ce formalisme aux guides en homojonction GaAs n^-/n^+ , en considérant ces structures trois couches comme des cas particuliers du guide d'ondes quatre couches, et aux structures en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs en supposant que la couche d'isolation optique en GaAlAs joue le rôle de la couche profonde. L'influence des différents paramètres optiques et géométriques sur les caractéristiques des modes guidés propres à ces deux types de structures (épaisseur de coupure, profil de mode, pertes en transmission...) sera traitée.

L'étude du guidage bidimensionnel sera abordée au moyen de la méthode des indices effectifs. A l'issue de ce chapitre, nous définirons les paramètres optiques et géométriques des deux structures de guides en arête qui seront à la base de la réalisation de nos dispositifs.

I - ETUDE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE DANS UN GUIDE D'ONDES
PLAN COMPOSE :

I/1 - POSITION DU PROBLEME :

Dans la suite de notre étude, nous appellerons guide d'ondes composé, la superposition des quatre diélectriques suivants (voir figure I-1) :

- un diélectrique de permittivité relative ϵ_3 qui constitue le substrat,

- une couche mince de permittivité relative ϵ_2 et d'épaisseur D qui constitue la couche profonde du guide,

- une deuxième couche mince de permittivité relative ϵ_1 et d'épaisseur A que nous appellerons couche superficielle ou superstrat,

- un diélectrique de permittivité relative ϵ_4 qui est en général l'air.

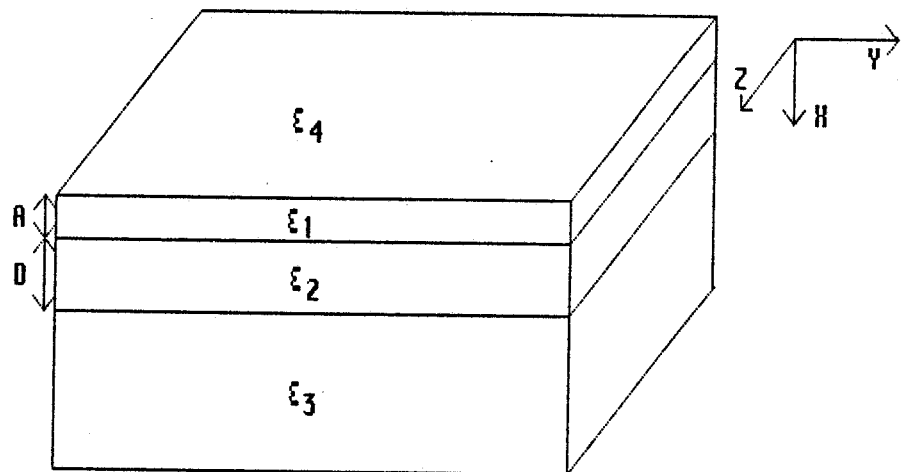


Figure (I-1) : Schéma du guide d'ondes composé

Nous supposerons, comme dans le premier chapitre que le milieu est électriquement neutre ($\rho = 0$), homogène et isotrope (ϵ est un scalaire), non magnétique, et que l'onde guidée n'est ni atténuée, ni amplifiée. L'indice de réfraction est alors défini par : $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$; $i = 1,2,3,4$.

Pour déterminer les caractéristiques des ondes électromagnétiques qui peuvent se propager dans une telle structure, nous rechercherons les champs qui, d'une part, vérifient les équations de MAXWELL dans chacun des milieux, et d'autre part, conduisent à un flux d'énergie dans la direction OZ.

Les dépendances en temps et en Z seront alors prises sous la forme $\exp[j(\omega t - \beta z)]$, l'onde se propageant dans la direction des Z positifs, β étant la constante de propagation suivant l'axe OZ et ω la pulsation de l'onde : $\omega = 2\pi/\lambda_0$ (C et λ_0 étant respectivement la vitesse et la longueur d'onde de la lumière dans le vide).

De plus, dans le cas que nous étudions, la structure est invariante suivant l'axe OY ($\partial/\partial y = 0$) ; cette condition, introduite dans les équations de MAXWELL, permet de montrer qu'il existe deux familles distinctes de solutions :

- L'une pour laquelle le vecteur champ électrique est porté par l'axe OY : cas transverse électrique (T.E).

- L'autre pour laquelle le vecteur champ magnétique est porté par l'axe OY : cas transverse magnétique (T.M).

I/2 - RESOLUTION COMPLETE DES EQUATIONS DE MAXWELL DANS LE CAS D'UN GUIDE D'ONDES COMPOSE A SAUT D'INDICE :

I/2/a - Généralités :

La résolution complète des équations de MAXWELL, dans le cas d'un guide plan, nécessite de connaître l'évolution de

l'indice de réfraction dans les différentes couches étudiées (voir annexe II). Dans le cas où la valeur de l'indice de réfraction est variable suivant l'axe OX dans les différentes couches, seuls quelques profils peuvent être traités analytiquement (évolution linéaire, exponentielle, gaussienne ...). Citons à titre d'exemple, les références [1,2]. Pour les guides que nous avons étudiés, en homojonction et hétérojonction, nous pouvons considérer que nous sommes en présence de structures à "saut d'indice". Dans ce cas, le profil d'indice de réfraction, donné figure I-2, est considéré constant dans chaque couche et présente une discontinuité à chaque interface.

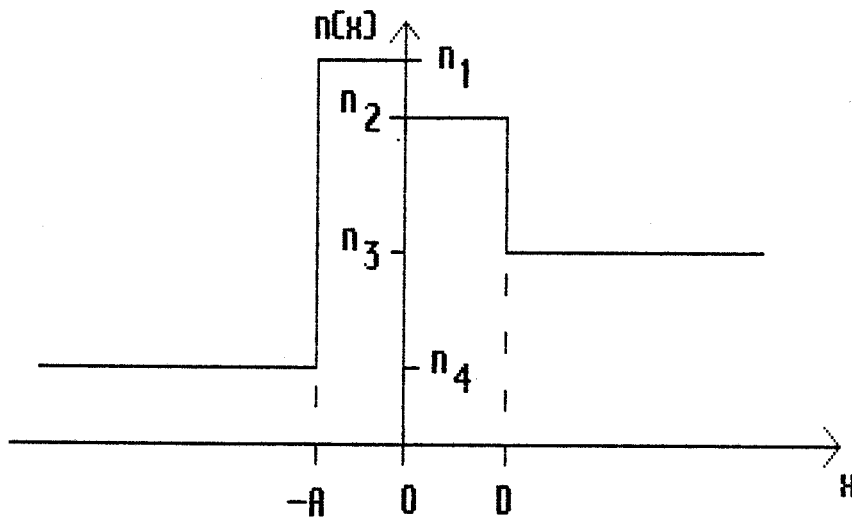


Figure (I-2) : Profil d'indice de réfraction du guide composé dans le cas où n_1 est supérieur à n_2

I/2/b - Résolution dans le cas transverse électrique (T.E) (*)
en supposant $n_1 > n_2$:

La résolution des équations de MAXWELL appliquée au guide plan diélectrique est bien connue [6,12,13,14] ; nous nous proposons cependant de la rappeler brièvement.

Dans ce cas, la seule composante non nulle du champ électrique est $E_y(x,z,t)$, elle peut se mettre sous la forme :

$$E_y(x,z,t) = E_y(x) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (1)$$

et vérifie l'équation différentielle (voir annexe II) :

$$\frac{\partial^2 E_y(x,z,t)}{\partial x^2} + [n_i^2(x)k_0^2 - \beta^2] E_y(x,z,t) = 0 \quad (2)$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et $i = 1,2,3$ ou 4

Les composantes non nulles $H_x(x,z,t)$ et $H_z(x,z,t)$ du champ magnétique se déduisent du champ électrique grâce aux relations (équation (7) annexe II) :

$$- H_x(x,z,t) = - \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y(x,z,t) \quad (3)$$

$$- H_z(x,z,t) = \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y(x,z,t)}{\partial x} \quad (4)$$

$$- H_y(x,z,t) = 0$$

Dans ces conditions, la fonction $E_y(x)$ s'écrit en toute généralité pour chacun des quatre milieux :

$$E_{y_i}(x) = A_i \exp(j h_i x) + B_i \exp(- j h_i x) ; i = 1,2,3 \text{ ou } 4 \quad (6)$$

$$\text{avec } h_i^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (7)$$

(*) Remarque : L'étude de la polarisation transverse magnétique se traite de façon identique à celle de type T.E et sera, pour cette raison, développée en annexe III.

Nous supposerons, ce qui est en général le cas, $n_4 < n_3$, n_4 représentant souvent l'indice de réfraction de l'air. Il en résulte que n_1 , n_2 et n_3 vérifient les deux inégalités suivantes :

$$n_1 > n_3 \quad \text{et} \quad n_2 > n_3$$

Nous voyons sur le graphique représenté figure I-3 que nous pouvons distinguer quatre types de modes en fonction de la valeur de la constante de propagation normalisée, ou indice effectif β/k_0 (*) par rapport aux différents indices de réfraction.

- Si $0 < \beta/k_0 < n_4$, nous avons affaire à un mode d'air, h_i est réel dans les quatre milieux considérés, la fonction $E_y(x)$ est périodique, l'onde n'est alors confinée dans aucun des diélectriques. Ce type de mode est dégénéré car, pour chaque valeur de la constante de propagation il est possible de définir un mode d'air symétrique et un mode d'air antisymétrique.

- Si $n_4 < \beta/k_0 < n_3$, c'est le domaine des modes de substrat ; h_4 est imaginaire pur ; en prenant $A_4 = 0$, la fonction $E_y(x)$ décroît exponentiellement dans le milieu d'indice n_4 ; par contre, elle est toujours périodique dans les trois autres milieux.

(*) **Remarque** : L'indice effectif, β/k_0 , est une quantité que nous rencontrerons souvent par la suite ; elle représente le rapport de la vitesse de l'onde lumineuse dans le vide sur la vitesse de propagation de l'onde dans le guide.

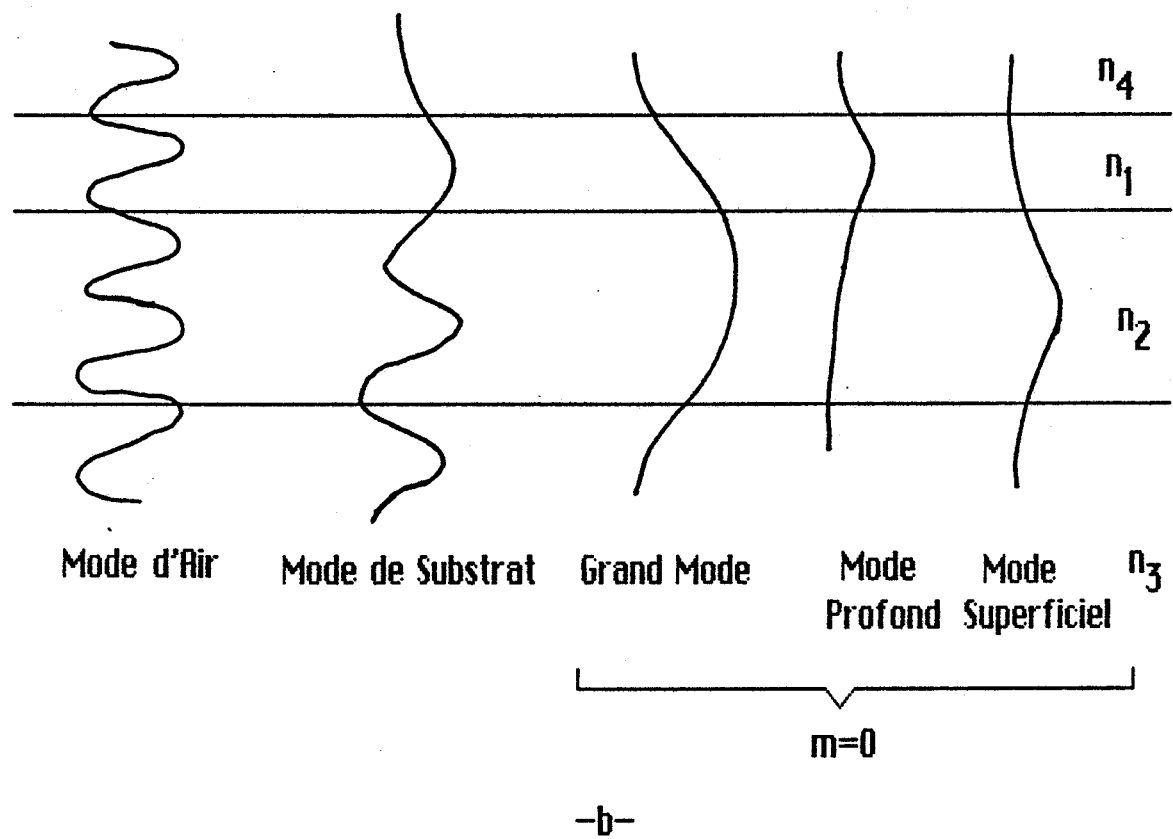
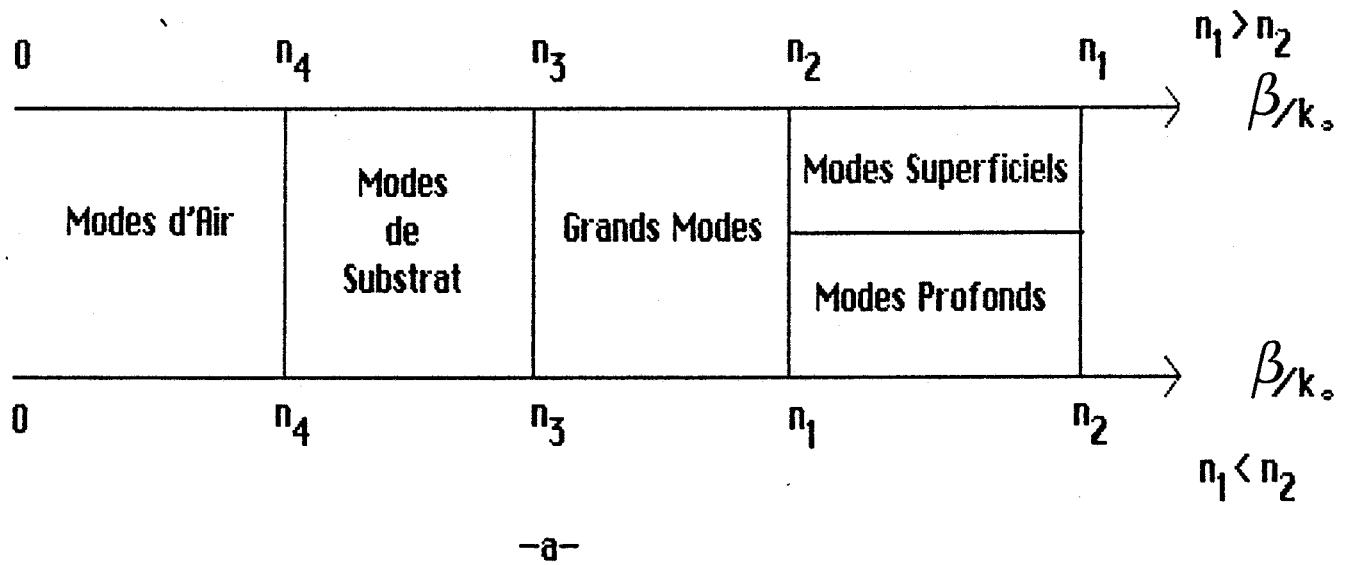


Figure (I-3) : a) classification des différentes familles d'un guide d'ondes composé

b) allure de la fonction $E_y(x)$

- Si $n_3 < \beta/k_0 < n_2$, nous sommes en présence des grands modes, caractérisés par le fait que la fonction $E_y(x)$ décroît exponentiellement à l'extérieur des deux couches minces et que l'énergie électromagnétique est confinée dans celles-ci. Les constantes de propagation de ces modes doivent vérifier une équation caractéristique dite équation des grands modes qui définit, pour une structure de guide donnée, une suite discrète et finie de solutions. Nous l'étudierons plus en détail dans le prochain paragraphe.

- Si $n_2 < \beta/k_0 < n_1$, dans cet intervalle se situent les modes superficiels dont les constantes de propagation doivent également vérifier une équation des modes que nous étudierons en détail ultérieurement. Pour ce type de modes, l'énergie est confinée dans la couche mince superficielle et la fonction $E_y(x)$ décroît exponentiellement à l'extérieur de celle-ci.

Dans le cas où $n_2 > n_1$, il suffit de permuter les indices 1 et 2 dans les relations précédentes. Les modes superficiels devenant des modes profonds puisqu'alors la quasi totalité de l'énergie est confinée dans la couche profonde du guide.

La figure (3 b) représente l'allure de la fonction $E_y(x)$ pour les différents types de modes mis en évidence précédemment. Les grands modes et les modes superficiels (ou profonds) sont, bien évidemment, les deux familles de modes qui offrent le plus d'intérêt en optique guidée ; nous nous proposons donc de les étudier plus en détail.

I/2/b/1 : Equation caractéristique des grands modes :

Telle que nous l'avons définie précédemment, la fonction $E_y(x)$ représentative des grands modes a un comportement oscillatoire dans les deux couches minces et décroît exponentiellement dans les couches externes. De plus, afin de satisfaire la condition de continuité de la composante

tangentielle du vecteur champ électrique, cette fonction doit être continue à chaque interface. Elle peut donc être mise sous la forme :

$$\begin{aligned}
 & \left(\begin{array}{l} Q \exp[h_4(x + A)] \\ \end{array} \right. \quad x \leq -A \\
 & \left. \begin{array}{l} Q \cos[h_1(x + A)] + P \sin[h_1(x + A)] \\ \end{array} \right) \quad -A \leq x \leq 0 \\
 (8) \quad E_y(x) = & \left(\begin{array}{l} [Q \cos(h_1 A) + P \sin(h_1 A)] \cdot \frac{\cos(h_2 x + C)}{\cos(C)} \\ \end{array} \right) \quad 0 \leq x \leq D \\
 & \left(\begin{array}{l} [Q \cos(h_1 A) + P \sin(h_1 A)] \cdot \frac{\cos(h_2 D + C)}{\cos(C)} \cdot \exp h_3(D-x) \\ \end{array} \right) \quad x \geq D
 \end{aligned}$$

où P et Q sont des constantes

$$\begin{aligned}
 \text{et } \left(\begin{array}{l} h_j^2 = n_j^2 k_0^2 - \beta^2 \\ h_j^2 = \beta^2 - n_j^2 k_0^2 \end{array} \right. & \quad \begin{array}{l} \text{pour } j = 1 \text{ ou } 2 \\ \text{pour } j = 3 \text{ ou } 4 \end{array} \quad (9)
 \end{aligned}$$

L'origine du repère a été pris à l'interface diélectrique 1/diélectrique 2 (voir figure I-2).

L'expression analytique des composantes non nulles du champ magnétique se déduit de celle du champ électrique (8) à l'aide des relations (3) et (4). La condition de continuité de la composante tangentielle du vecteur champ magnétique à chaque interface nous permet d'écrire les trois équations :

- En $x = -A$:

$$h_4 Q = h_1 P \quad (10)$$

- En $x = 0$:

$$h_1 [-Q \sin(h_1 A) + P \cos(h_1 A)] = -h_2 \operatorname{tg}(C) \cdot [Q \cos(h_1 A) + P \sin(h_1 A)] \quad (11)$$

- En $x = D$:

$$h_2 \sin(h_2 D + C) = h_3 \cos(h_2 D + C) \quad (12)$$

La résolution de ce système, en éliminant P et Q à l'aide des

relations (10) et (11) et en déterminant C grâce à l'équation (12), nous conduit à l'équation caractéristique des grands modes d'un guide composé :

$$Ah_1 = \varphi_{14} + \varphi_{123} + m_1\pi \quad (13)$$

où : - m_1 est un entier positif ou nul

$$- \varphi_{14} = \text{arc tg}(h_4/h_1) \quad (14)$$

$$- \varphi_{123} = \text{arc tg} \left[\frac{h_2}{h_1} \text{tg}(\varphi_{23} - Dh_2) \right] \quad (15)$$

$$\text{avec } \varphi_{23} = \text{arc tg}(h_3/h_2) \quad (16)$$

L'équation (13) peut également se mettre sous la forme :

$$Dh_2 = \varphi_{23} + \varphi_{124} + m_2\pi \quad (17)$$

où : - m_2 est un entier positif ou nul

$$- \varphi_{124} = \text{arc tg} \left[\frac{h_1}{h_2} \text{tg}(\varphi_{14} - Ah_1) \right] \quad (18)$$

L'étude de ces équations met en évidence que pour une structure de guide donnée, il existe une suite discrète et finie de grands modes de propagation, chacun d'eux étant repéré par le couple d'entiers (m_1, m_2) [15,16,19].

L'analyse de la répartition du champ électrique $E_{y_{m_1, m_2}}(x)$, m associé à un grand mode (m_1, m_2) montre que le nombre de zéros, m , de celui-ci sur l'axe OX est tel que :

$$m = m_1 + m_2 \text{ si } (Ah_1 - \varphi_{14} - m_1\pi)(Dh_2 - \varphi_{23} - m_2\pi) < 0 \quad (19)$$

$$\text{et } m = m_1 + m_2 + 1 \text{ si } (Ah_1 - \varphi_{14} - m_1\pi)(Dh_2 - \varphi_{23} - m_2\pi) > 0 \quad (20)$$

Les équations (13) et (17) sont transcendantes en β , si bien que la recherche de la constante de propagation d'un

grand mode (m_1, m_2) d'un guide composé donné, se fait à l'aide d'une méthode itérative.

La relation (10) étant vérifiée, l'expression analytique du champ électrique $E_y(x)$ s'exprime en fonction d'un seul paramètre de normalisation Q :

$$\begin{aligned}
 E_y(x) = & \begin{cases} (Q \exp[h_4(x + A)] & x \leq -A \\ (\\ (21) &) Q \left[\cos h_1(x + A) \right] + \frac{h_4}{h_1} \sin[h_1(x + A)] & -A \leq x \leq 0 \\ (\\ E_y(x) = &) Q \left[\cos(h_1 A) + \frac{h_4}{h_1} \sin(h_1 A) \right] \frac{\cos(h_2 x + C)}{\cos(C)} & 0 \leq x \leq D \\ (\\ &) Q \left[\cos(h_1 A) + \frac{h_4}{h_1} \sin(h_1 A) \right] \frac{\cos(h_2 D + C)}{\cos(C)} \exp[h_3(D-x)] & x \gg D \end{cases} \\
 & \text{avec } C = \arctg \left(\frac{h_3}{h_2} \right) - Dh_2 \quad (22)
 \end{aligned}$$

Une démarche similaire conduit aux composantes $H_x(x)$ et $H_z(x)$ du vecteur champ magnétique qui s'expriment en fonction de la même constante Q .

La détermination de ce paramètre peut être obtenue :

- Soit en normalisant la valeur du champ électrique E_y . La condition s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_y E_y^* dx = 1 \quad (23)$$

- Soit en normalisant le flux d'énergie transportée par unité de longueur dans la direction OY :

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} R (\vec{E} \wedge \vec{H}^*)_z dx = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y|^2 dx = 1 \quad (24)$$

I/2/b/2 - Equation caractéristique des modes superficiels :

Nous nous proposons dans ce paragraphe, en suivant un raisonnement analogue au cas des grands modes, de déterminer l'équation caractéristique des modes superficiels.

La fonction $Ey(x)$ conserve toutes les caractéristiques de la fonction représentative des grands modes, sauf dans la couche profonde où elle décroît exponentiellement. Sa représentation analytique peut être mise sous la forme :

$$(25) \quad Ey(x) = \begin{cases} Q \exp[h_4(x + A)] & x \leq -A \\ Q \cos[h_1(x + A)] + P \sin[h_1(x + A)] & -A \leq x \leq 0 \\ [Q \cos(h_1 A) + P \sin(h_1 A)] \frac{\text{ch}(h_2^j x + c)}{\text{ch}(c)} & 0 \leq x \leq D \\ [Q \cos(h_1 A) + P \sin(h_1 A)] \frac{\text{ch}(h_2^j D + c)}{\text{ch}(c)} \exp[h_3 (D - x)] & x \gg D \end{cases}$$

où P et Q sont deux constantes ; h_2^j étant, quant à lui, défini par la relation :

$$h_2^{j^2} = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (26)$$

En écrivant la continuité de la composante tangentielle du vecteur champ magnétique à chaque interface, nous obtenons, comme précédemment, l'équation caractéristique des modes superficiels :

$$Ah_1 = \varphi_{14} + \varphi_{123}^j + m_1 \pi \quad (27)$$

avec : - m_1 : entier positif ou nul

$$- \varphi_{14} = \text{arc tg}(h_4/h_1) \quad (28)$$

$$- \varphi_{123}^j = \text{arc tg} \frac{h_2^j h_3 + h_2^j \text{th}(Dh_2^j)}{h_1 h_2^j + h_3 \text{th}(Dh_2^j)} \quad (29)$$

L'équation (27) transcendante en β définit, pour un guide composé donné, une suite discrète et finie de modes superficiels qui sont repérés, cette fois-ci, par un seul entier m_1 . Ce dernier représente aussi le nombre de zéros de la fonction $Ey_{m_1}(x)$ sur l'axe OX.

Lorsque la constante de propagation normalisée β/k_0 tend vers n_2 , nous pouvons remarquer que h_2 et h_2^j tendent vers zéro (relations (9) et (26)). Dans ce cas limite, en effectuant un développement limité des équations (13) et (27), il est possible de montrer que l'on obtient deux équations de modes qui sont identiques ; nous pouvons en déduire que les courbes de dispersion, $\beta/k_0 = f(A)$, sont continues en n_2 . Cette propriété sera illustrée ultérieurement.

La condition de continuité de la composante tangentielle du vecteur champ magnétique, en $x = 0$, permet d'écrire l'expression analytique de la fonction $Ey(x)$ sous la forme :

$$(30) \quad Ey(x) = \begin{cases} Q \exp[h_4(x + A)] & x \leq -A \\ Q \left[\cos[h_1(x + A)] + \frac{h_4}{h_1} \sin[h_1(x + A)] \right] & -A \leq x \leq 0 \\ Q \left[\cos(h_1 A) + \frac{h_4}{h_1} \sin(h_1 A) \right] \frac{\text{ch}(h_2^j x + c)}{\text{ch}(c)} & 0 \leq x \leq D \\ Q \left[\cos(h_1 A) + \frac{h_4}{h_1} \sin(h_1 A) \right] \frac{\text{ch}(h_2^j D + c)}{\text{ch}(c)} \exp[h_3(D-x)] & x \geq D \end{cases}$$

où Q , paramètre de normalisation, peut être déduit des relations (23) ou (24). L'expression de la constante c est obtenue par la condition de continuité en $x = D$:

$$c = -h_2^j D - \text{th}(h_3/h_2^j) \quad (31)$$

Les composantes non nulles du vecteur champ magnétique se déduisent alors de $Ey(x)$ (30) par application des relations (3) et (4).

Dans le cas où $n_2 > n_1$ les modes superficiels deviennent des modes profonds. L'étude de ces modes s'effectue de façon identique (voir paragraphe I/2/b).

Notons que l'expression analytique des champs électriques et magnétiques, ainsi que l'équation caractéristique des modes superficiels peuvent être déduites des relations obtenues dans le cadre de l'étude des grands modes en remplaçant h_2 par jh_2 ($j = \sqrt{-1}$).

Nous venons dans ce paragraphe de mettre en évidence les différents modes de propagation spécifiques au guide composé tel que nous l'avons défini, ce sont :

- Les modes guidés qui forment un ensemble fini et discret de modes de propagation. Ils peuvent être classés en deux familles distinctes : les grands modes et les modes superficiels (ou modes profonds si $n_1 < n_2$). A chacune de ces familles correspond une équation caractéristique qui définit les constantes de propagation des différents modes susceptibles de se propager dans cette structure.

- Les modes d'air et de substrat qui forment un ensemble continu de modes de propagation.

Rappelons que les fonctions $E_{y_{m_1, m_2}}(x)$, et $E_{y_{\beta}}(x)$ peuvent être choisies de telle sorte qu'elles vérifient les relations d'orthonormalisation suivantes :

$$\frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{y_{\beta}}(x) E_{y_{\beta}}^*(x) dx = \delta(h_3 - h'_3) \quad (32)$$

Pour les modes du continu

$$\text{et } \frac{\beta_{m_1, m_2}}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{y_{m_1, m_2}}(x) E_{y_{m'_1, m'_2}}^*(x) dx = \delta((m_1, m_2)(m'_1, m'_2)) \quad (33)$$

Pour les modes guidés.

Tout champ électromagnétique existant dans ce guide d'ondes pourra se décomposer sur la base des modes propres que nous venons d'étudier de la façon suivante :

$$E_y(x,z) = \sum_{(m_1, m_2)} C_{m_1, m_2} E_{y_{m_1, m_2}}(x) e^{i\beta_{m_1, m_2} z} e^{\pm \frac{n_3 k_0}{-n_3 k_0(\beta)} \beta z} \quad (34)$$

où C_{m_1, m_2} et $C(\beta)$ sont les amplitudes respectives des modes propres dans la décomposition du champ et où le signe \int inclut éventuellement la somme sur les modes symétriques et antisymétriques.

Nous nous proposons dans le prochain paragraphe de considérer le guide plan trois couches, ou guide simple, comme un cas particulier du guide composé afin d'effectuer l'étude d'un guide plan constitué d'une homojonction sur GaAs, puisque cette structure a été à la base d'une de nos réalisations.

II - APPLICATION A UNE STRUCTURE DE GUIDAGE EN HOMOJONCTION REALISEE SUR GaAs :

II/1 - POSITION DU PROBLEME :

Nous allons appliquer le formalisme que nous venons d'introduire au cas d'un guide trois couches, afin d'étudier les propriétés caractéristiques de propagation d'un guide plan constitué d'une homojonction n^-/n^+ réalisée en GaAs (voir figure II-1) : épaisseur de coupure, profil de mode, diagramme de dispersion...

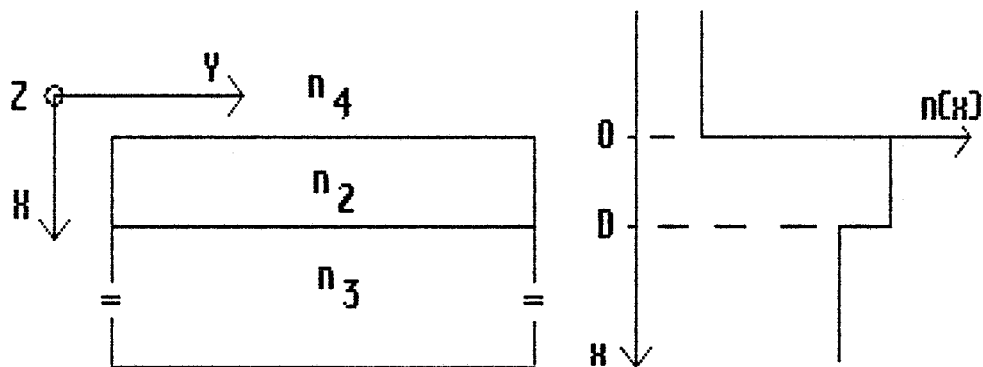


Figure (II-1) : Schéma et profil d'indice de réfraction du guide d'ondes simple

La structure de guide d'onde simple que nous étudions est formée d'un diélectrique d'indice de réfraction n_2 , d'épaisseur D , entouré par deux diélectriques d'épaisseurs considérées comme infinies, d'indices de réfraction n_3 et n_4 , vérifiant les deux inégalités :

$$n_4 < n_3 \quad \text{et} \quad n_3 < n_2$$

Cette structure peut être considérée comme un cas particulier du guide composé pour lequel $A = 0$. La valeur de β/k_0 par rapport aux indices de réfraction détermine cette fois-ci trois familles de modes :

- Si $0 < \beta/k_0 < n_4$: nous sommes en présence des modes d'air.

- Si $n_4 < \beta/k_0 < n_3$: nous sommes en présence des modes de substrat.

Ces deux familles de modes forment comme précédemment un ensemble continu de mode de propagation.

- Si $n_3 < \beta/k_0 < n_2$: ce sont les modes guidés de la structure ; ils forment un ensemble fini et discret de modes de propagation.

Nous nous intéresserons par la suite tout particulièrement à cette dernière famille de modes qui offre le plus d'intérêt en optique intégrée.

II/2 - EQUATION CARACTERISTIQUE DES MODES GUIDES :

Elle s'obtient en suivant une démarche tout à fait analogue à celle effectuée dans le cas des modes guidés du guide composé et peut être déduite, par exemple, de l'équation caractéristique des grands modes (17) en faisant tendre A vers zéro, soit :

$$Dh_2 = \varphi_{23} + \varphi_{24} + m\pi \quad (35)$$

où - m est un entier positif ou nul

$$\begin{aligned} - \varphi_{23} &= \arctg \left[\eta_{23} \frac{h_3}{h_2} \right] & h_2^2 &= k_0^2 n_2^2 - \beta^2 \\ - \varphi_{24} &= \arctg \left[\eta_{24} \frac{h_4}{h_2} \right] & h_j^2 &= \beta^2 - k_0^2 n_j^2 \quad j = 3, 4 \end{aligned}$$

avec $\left(\begin{array}{l} \eta_{2j} = \frac{n_2^2}{n_j^2} \\ \eta_{2j} = 1 \end{array} \right)$ pour un mode TM
) et $\eta_{2j} = 1$ pour un mode TE

La relation de dispersion (35) s'interprète aisément, puisque dans le cas du guide d'onde simple, on peut représenter un mode m de propagation par un rayon lumineux qui

se propage par réflexion totale à chaque interface [4,5], comme le montre la figure II-2.

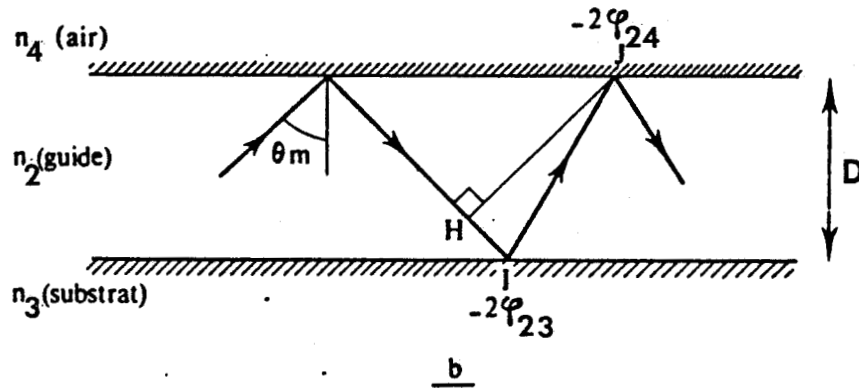


Figure (II-2) : Représentation d'un mode guidé par la méthode des rayons

A chaque mode m du guide correspond alors un angle θ_m . Si $-2\varphi_{23}$ et $-2\varphi_{24}$ sont les déphasages subis par les rayons lumineux lors des réflexions totales substrat-guide et guide-air, souvent appelés déphasages de GOOS-HAENCHEN [3], l'équation des modes (35) s'obtient en imposant aux points I et J d'être en phase. En effet, cette condition s'écrit :

$$k_0 [HIJ] - 2\varphi_{23} - 2\varphi_{24} = 2m\pi$$

$$\text{soit } Dh_2 - \varphi_{23} - \varphi_{24} = m\pi \quad (36)$$

Nous retrouvons bien, par cette méthode, l'équation des modes (35). On peut montrer que dans le cas du guide d'onde simple, la représentation de la propagation d'un mode m du guide par des rayons optiques est correcte. De nombreux auteurs ont déjà utilisé cette approche pour effectuer l'étude complète du guide trois couches [4,5,6].

Toutefois, nous pouvons noter que cette méthode ne permet pas de traiter en totalité des structures plus complexes tel que le guide composé. Même si elle reste correcte dans le cas des modes profonds et superficiels, sa représentation dans le cas des grands modes devient inexacte.

II/3 - DIAGRAMME DE DISPERSION POUR UNE STRUCTURE DE GUIDAGE EN HOMOJONCTION :

L'équation de dispersion (35) est transcendante en β , si bien que la recherche de la constante de propagation d'un mode m , en TE ou TM, d'un guide simple donné, se fait par une méthode itérative.

Il est intéressant de représenter, pour une structure donnée, l'ensemble des solutions de (35) sous la forme d'une famille de courbes $D = f(\beta/k_0)$ pour $m = 0, 1, 2, \dots, M$ où β et k_0 représentent respectivement la constante de propagation du mode guidé et la constante de propagation libre dans l'air.

Les figures II-3-a,b,c, donnent l'allure générale de ces courbes de dispersion pour différentes valeurs de dopage du substrat : $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{19} cm^{-3} , à la longueur d'onde de $1,06 \text{ } \mu\text{m}$, qui correspond à l'une des radiations monochromatiques que nous avons utilisées pour caractériser nos échantillons. Les valeurs des indices de réfraction ont été déduites des résultats de MARPLE donnés dans le chapitre I.

Le tracé de ces graphiques permet de mettre en évidence trois propriétés bien connues de ces structures de guidage :

- Pour une structure donnée, la constante de propagation du mode TE est supérieure à celle du mode TM de même ordre. Ceci

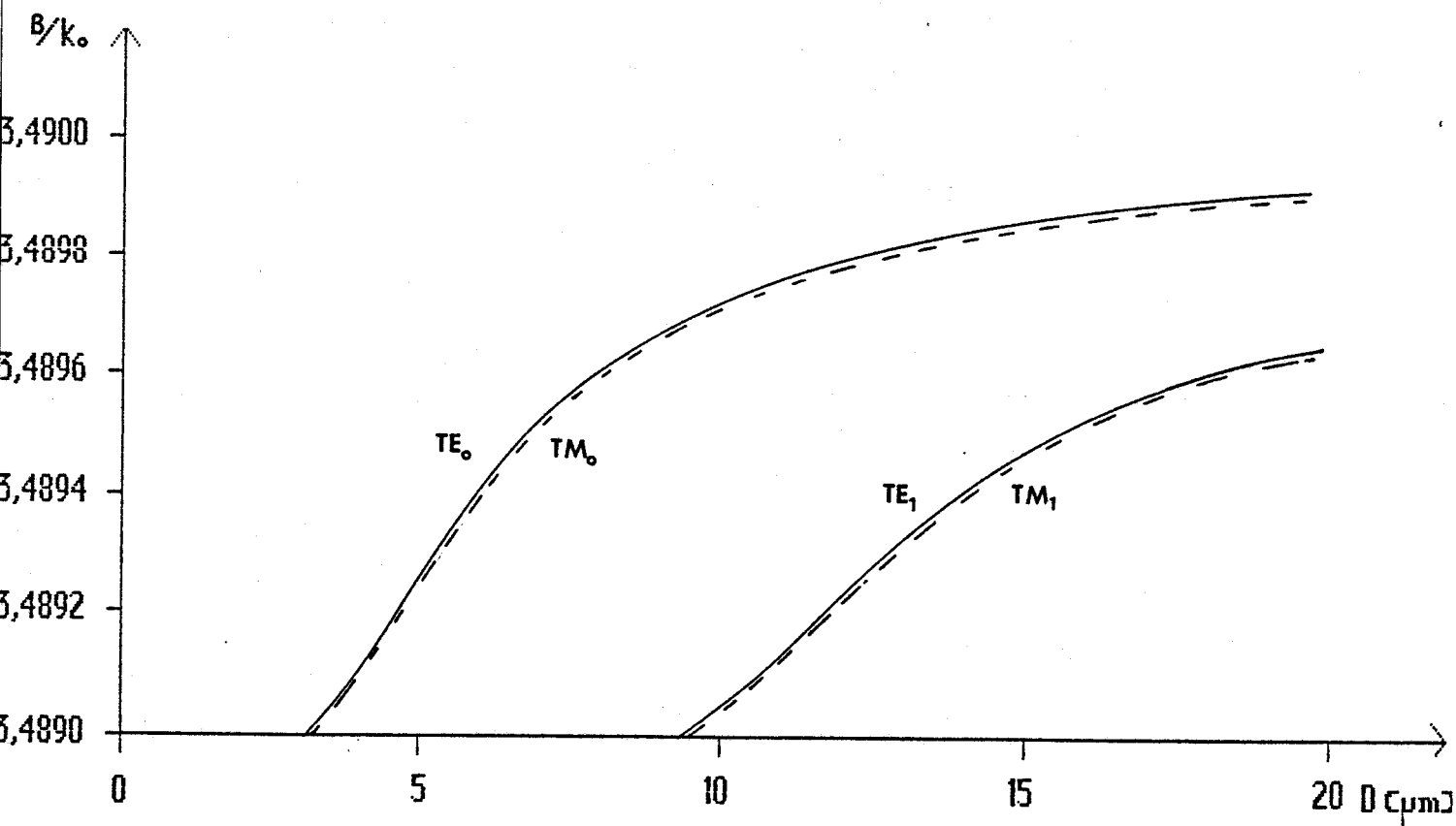


Figure (II-3-a) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f(D)$;
 $N_2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; $N_3 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$;
 $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$

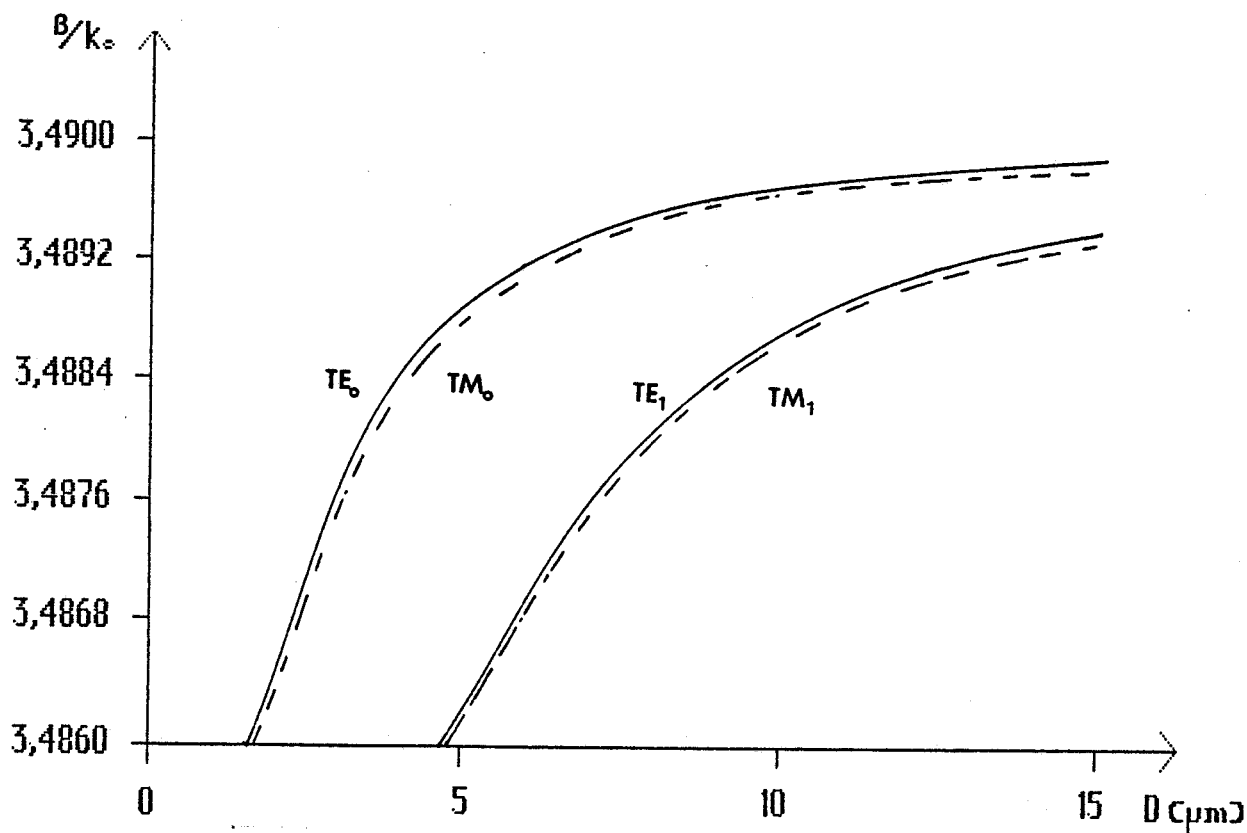


Figure (II-3-b) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f(D)$;
 $N_2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; $N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$;
 $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$

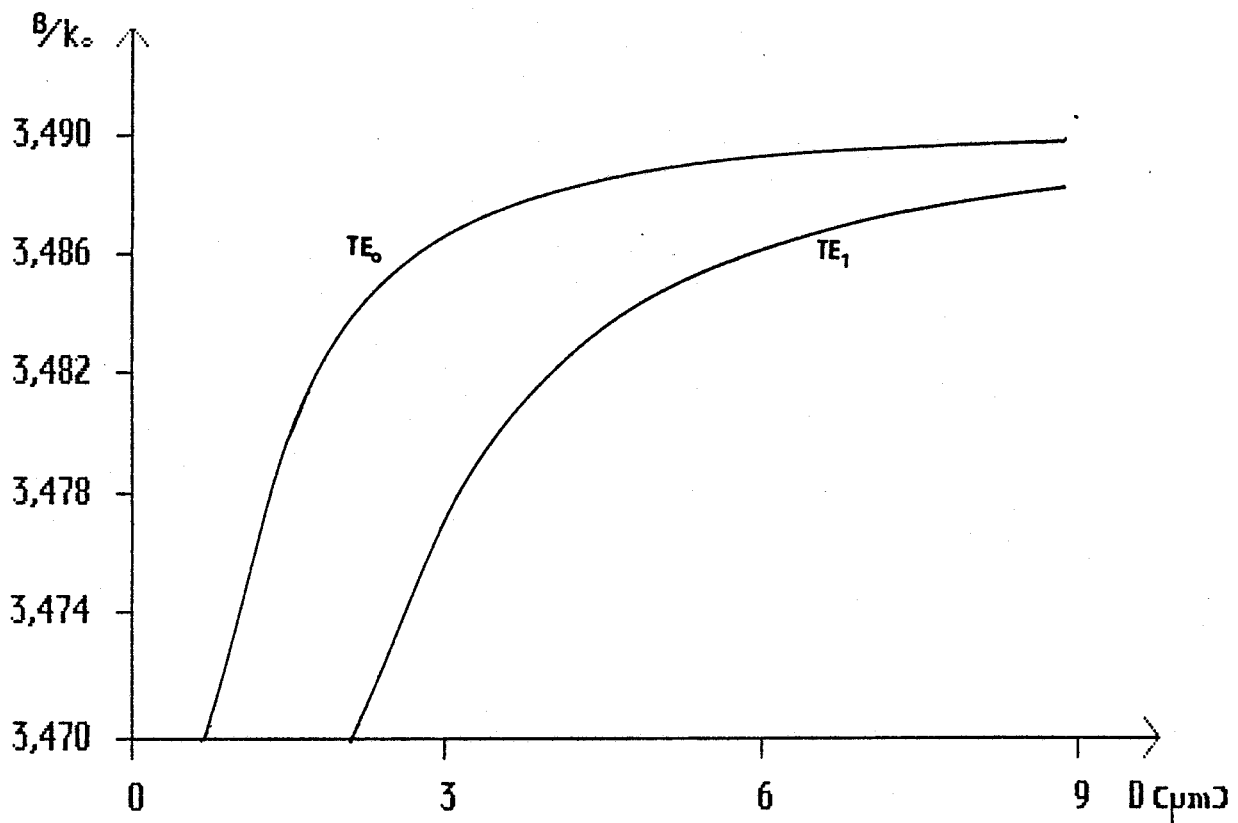


Figure (II-3-c) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f/D$;
 $N_2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; $N_3 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$;
 $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$

$N_3 (\text{cm}^{-3})$	$D_{c_0} (\mu\text{m})$	$D_{c_1} (\mu\text{m})$
$5 \cdot 10^{17}$	3,12	9,46
$2 \cdot 10^{18}$	1,54	4,71
10^{19}	0,66	2,08

Tableau (II-4) : épaisseur de coupure des modes TE_0 et TE_1
pour différentes concentrations en porteurs
libres du substrat ; $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$

est dû au fait que les coefficients $\eta_{2,i}$ ($i = 3,4$) de l'équation (35) sont supérieurs à l'unité.

- L'influence du dopage sur les propriétés de propagation.
- L'existence d'une épaisseur de coupure en dessous de laquelle aucun mode guidé ne peut se propager.

II/4 - EPAISSEUR DE COUPURE :

L'épaisseur de coupure d'un mode m , est l'épaisseur minimale requise pour assurer sa propagation dans une structure donnée. L'équation caractéristique des modes guidés (35) peut s'écrire sous la forme :

$$D_m = D_{23} + D_{24} + mD_2 \quad (37)$$

$$\text{avec } \left(\begin{array}{l} D_{23} = \varphi_{23}/h_2 \\ D_{24} = \varphi_{24}/h_2 \\ \text{et } D_2 = \pi/h_2 \end{array} \right)$$

L'épaisseur, nécessaire pour permettre au mode fondamental de se propager avec une constante de propagation β/k_0 , est égale à $D_{23} + D_{24}$, et le mode d'ordre m atteindra cette constante de propagation si l'épaisseur du guide est augmentée de mD_2 .

L'épaisseur de coupure est obtenue en donnant à β/k_0 , la plus petite valeur possible compatible avec les conditions de guidage, soit $\beta/k_0 = n_3$; nous en déduisons :

$$D_{cm} = \frac{1}{k_0 \sqrt{n_2^2 - n_3^2}} \left[m\pi + \arctg \left(\eta_{24} \frac{\sqrt{n_3^2 - n_4^2}}{\sqrt{n_2^2 - n_3^2}} \right) \right] \quad (38)$$

$$\text{avec } \left(\begin{array}{l} \eta_{24} = 1 \quad \text{pour un mode TE} \\ \eta_{24} = n_2^2/n_4^2 \quad \text{pour un mode TM} \end{array} \right)$$

Dans le cas où $m = 0$, nous en déduisons l'épaisseur de coupure du guide, en deçà de laquelle aucun mode ne peut se propager. Si de plus la structure est symétrique ($n_3 = n_4$), l'épaisseur de coupure tend vers zéro que ce soit en TE ou en TM. Ce résultat est important, puisqu'il exprime le fait qu'il y aura toujours propagation du mode fondamental, même si l'épaisseur du guide est infinitésimale.

Nous avons reporté dans le tableau II-4, les épaisseurs de coupure D_{c_0} et D_{c_1} , limites de la propagation monomode, obtenues pour une onde de polarisation TE se propageant dans les structures suivantes : dopage du substrat : $N_3 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; 10^{19} cm^{-3} , couche guidante non intentionnellement dopée, $N_2 \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et ce à la longueur d'onde de $1,06 \text{ }\mu\text{m}$.

Nous venons de montrer, à travers ces quelques remarques, l'influence, pour un profil d'indice de réfraction donné, de l'épaisseur de la couche guidante sur les propriétés de propagation de ces structures. Le profil d'indice de réfraction étant directement lié à la concentration en porteurs libres des différentes couches, nous nous proposons dans le prochain paragraphe d'exprimer la notion d'épaisseur de coupure en fonction du dopage de la structure.

II/5 - INFLUENCE DU DOPAGE DE LA STRUCTURE SUR L'ÉPAISSEUR DE COUPURE :

Afin de simplifier l'écriture de nos relations, nous considérons, dans ce paragraphe, être en présence de modes de propagation de type TE ; le cas des modes TM se traite de façon identique. Pour que le mode d'ordre m puisse se propager dans la structure, l'épaisseur de la couche guidante doit vérifier l'inégalité :

$$D \gg D_{cm}$$

Dans le cas d'homojonctions, la variation d'indice due aux porteurs libres est très faible puisque Δn est de l'ordre de quelques 10^{-3} (voir chapitre I). Nous pouvons donc écrire $n_2 = n_3 + \Delta n$ avec $\Delta n \ll 1$. Cette remarque permet d'effectuer un développement limité de l'équation (38) au premier ordre qui conduit à l'inégalité [8] :

$$\Delta n \geq \frac{(m + 1/2)^2}{2 n_3} \left(\frac{\lambda_0}{2D} \right)^2 \quad (39)$$

La relation (14) du chapitre I, qui donne la variation de l'indice de réfraction en fonction de la concentration en porteurs libres, associée à (39), conduit à la condition de coupure en termes de dopage :

$$(N_D)_c = \frac{C^2 \epsilon_0 m^* \pi^2}{e^2 D^2} (m + 1/2)^2 \quad (40)$$

où nous avons négligé la concentration en porteurs libres de la couche guidante devant celle du substrat ($N_D \gg N_2$).

La relation (40) exprime la concentration minimale en porteurs libres que le substrat doit avoir afin de permettre la propagation du mode d'ordre m . Nous pouvons noter qu'une augmentation du dopage se traduit par une apparition échelonnée des modes supérieurs si l'épaisseur du guide est conservée constante. Si l'on désire maintenir un caractère monomode à la propagation, l'épaisseur doit être diminuée (dépendance en $1/D^2$). Enfin, nous pouvons remarquer, compte tenu des hypothèses que nous avons considérées (développement limité du premier ordre), que la relation (40) est indépendante de la longueur d'onde considérée. Cette propriété résulte du fait que la variation de l'indice de réfraction due aux porteurs libres est proportionnelle à λ_0^2 , ce qui annihile la dépendance en λ_0^2 de la relation (39). La réalisation d'une telle structure de guidage, en se plaçant au-dessus de l'épaisseur de coupure, permettra donc la propagation des radiations sur toute une plage de longueurs d'ondes. Cette indépendance de l'épaisseur de coupure vis-à-vis de la longueur d'onde s'observe en comparant

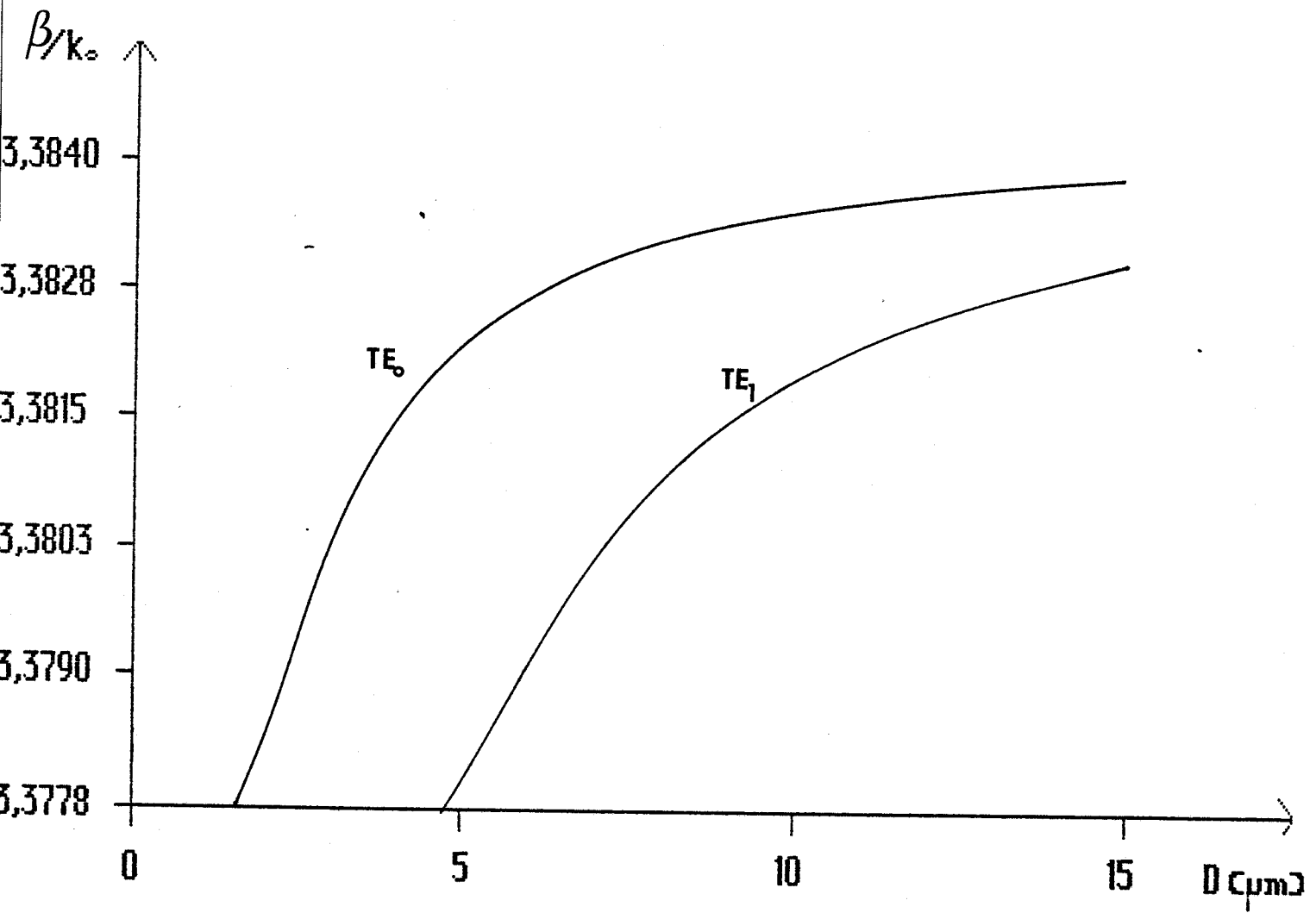


Figure (II-5) : diagramme de dispersion $\beta/k_0 = f(D)$, obtenu à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$; $N_2 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$; $N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$

le diagramme de dispersion obtenu pour la longueur d'onde de 1,3 μm (voir figure II-5), à celui représenté à la longueur d'onde de 1,06 μm (voir figure II-3-b).

Nous venons de mettre en évidence que l'épaisseur D doit appartenir à un intervalle bien défini ($D_{c_0} < D < D_{c_1}$) pour que la propagation soit monomode. Nous nous proposons, dans les prochains paragraphes, d'étudier l'influence de la valeur de D au sein de cet intervalle sur les caractéristiques de l'onde guidée.

II/6 - PROFIL DES MODES GUIDES :

Dans le cas d'un guide d'onde simple, la répartition du champ électrique pour les modes TE peut s'exprimer, en prenant l'origine du repère à l'interface air-couche guidante, sous la forme :

$$(41) \quad E_y(x) = \begin{cases} (Q \exp (h_4 x) & x < 0 \\ (Q \left[\cos(h_2 x) + \frac{h_4}{h_2} \sin (h_2 x) \right] & 0 < x < D \\ (Q \left[\cos(h_2 D) + \frac{h_4}{h_2} \sin (h_2 D) \right] \exp[h_3(D-x)] & x \geq D \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \text{avec} - h_2^2 &= n_2^2 k_0^2 - \beta^2 \\ - h_i^2 &= \beta^2 - n_i^2 k_0^2 \quad \text{pour } i = 3, 4 \end{aligned}$$

Le paramètre Q peut être déduit de l'expression (24) en normalisant l'expression du champ électrique E_y en fonction de l'énergie véhiculée par le mode [5] :

$$Q^2 = \frac{2 \omega \mu_0}{\beta} \frac{P}{\left(\frac{h_2^2 + h_4^2}{2 h_2^2} \right) \left(D + \frac{1}{h_4} + \frac{1}{h_3} \right)} \quad (42)$$

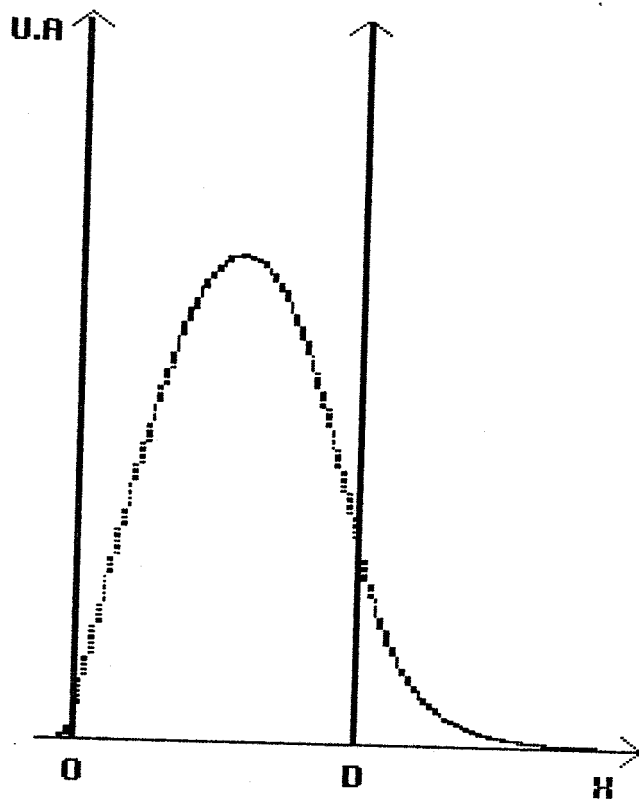
A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure II-6 le profil du mode fondamental dans le cas de deux guides de même épaisseur, ayant des couches guidantes de même dopage (de

l'ordre de 10^{14} cm^{-3}), mais de dopage de substrat différent : $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{19} cm^{-3} . Un substrat surdopé a pour effet, en augmentant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat, de réduire la partie évanescente de l'onde qui se trouve dans cette couche. Le mode est alors repoussé vers l'air, ce qui améliore son confinement dans la couche guidante. Nous avons également représenté, sur la figure II-6, le profil du mode fondamental pour une épaisseur de guide plus importante. Il en résulte une augmentation de la constante de propagation (voir figure II-3) qui se traduit par une diminution des parties évanescentes et par un étalement plus important du mode dans la couche guidante. Une épaisseur plus importante de guide a donc également pour effet d'améliorer la qualité du confinement du mode dans le guide. La répartition du champ magnétique H_y , pour les modes TM, s'obtient en effectuant une approche analogue en tenant compte des coefficients η_{23} et η_{24} . Son évolution, similaire à celle des modes TE, vérifie également les remarques que nous venons d'énoncer. Nous avons mis en évidence sur quelques exemples, l'influence des caractéristiques du guide, épaisseur et contraste d'indices de réfraction, sur le confinement du mode guidé. Nous nous proposons dans le paragraphe suivant d'en effectuer une étude plus détaillée en introduisant la notion de facteur de confinement.

II/7 - FACTEUR DE CONFINEMENT :

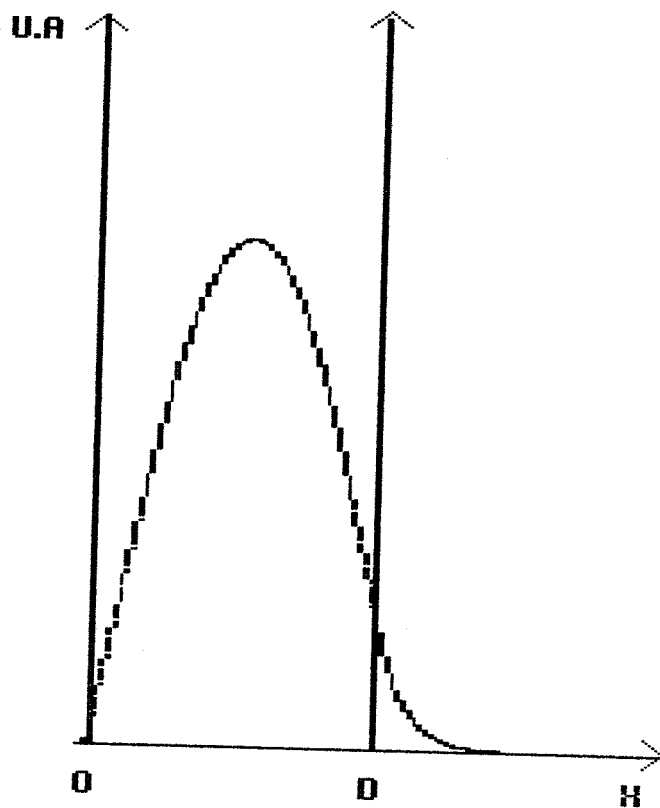
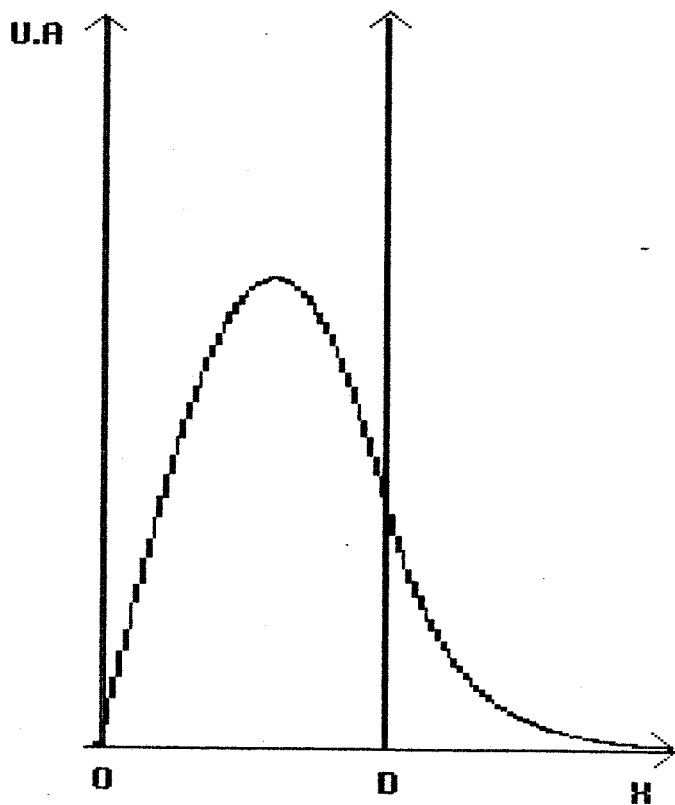
Le facteur de confinement est défini par le rapport de la puissance lumineuse véhiculée à l'intérieur de la couche guidante sur la puissance totale véhiculée par le mode. Il traduit l'existence des ondes évanescentes qui se propagent de part et d'autre du guide.

La puissance lumineuse transportée par unité de longueur dans la direction OY, est donnée par le flux du vecteur de POYNTING et a pour expression [5] :



a) $N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $D = 3 \text{ } \mu\text{m}$

b) $N_3 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $D = 3 \text{ } \mu\text{m}$



c) $N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $D = 5 \text{ } \mu\text{m}$

d) $N_3 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $D = 5 \text{ } \mu\text{m}$

Figure (II-6) : profil du mode TE_0 ; $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} R (E \wedge H^*)_z dx \quad (43)$$

Soit pour un mode TE :

$$P = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |Ey(x)|^2 dx \quad (44)$$

En toute généralité, l'expression analytique du facteur de confinement est donnée par :

$$\Gamma = \frac{\int_0^D |Ey(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |Ey(x)|^2 dx} \quad (45)$$

Par définition Γ vérifie l'inégalité $0 < \Gamma < 1$.

Dans le cas d'un guide d'ondes simple, l'expression analytique de Γ peut se mettre sous la forme [5] :

$$\Gamma = \frac{D + \frac{h_3}{h_2^2 + h_3^2} + \frac{h_4}{h_2^2 + h_4^2}}{D + \frac{1}{h_3} + \frac{1}{h_4}} \quad (46)$$

A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure II-7, pour le mode TE₀, l'évolution du facteur de confinement en fonction de l'épaisseur de la couche guidante, pour trois valeurs de dopage du substrat, et ce à la longueur d'onde de 1,06 μm. Nous pouvons noter que, pour un dopage donné, le facteur de confinement augmente avec l'épaisseur du guide. Ainsi pour un dopage du substrat de 2 10¹⁸ cm⁻³, si pour une épaisseur de 2 μm 49 % de l'énergie est confinée dans le guide, cette valeur atteint 94 % pour l'épaisseur de coupure du mode d'ordre supérieur. Un substrat surdopé a également pour effet d'améliorer la qualité du confinement qui passe de 5 % à 98 % respectivement pour des dopages de 5 10¹⁷ cm⁻³ et 10¹⁹ cm⁻³, l'épaisseur du guide étant de 3,2 μm. Cette évolution est directement liée à un meilleur contraste d'indice de réfraction couche guidante/substrat.

Dans le début de cette étude nous nous sommes efforcés de mettre en évidence l'influence des paramètres optiques et géométriques sur les propriétés de propagation d'un guide plan réalisé sur arséniure de gallium. Ainsi nous avons mis en évidence qu'une propagation monomode TE₀ (TM₀) nécessitait

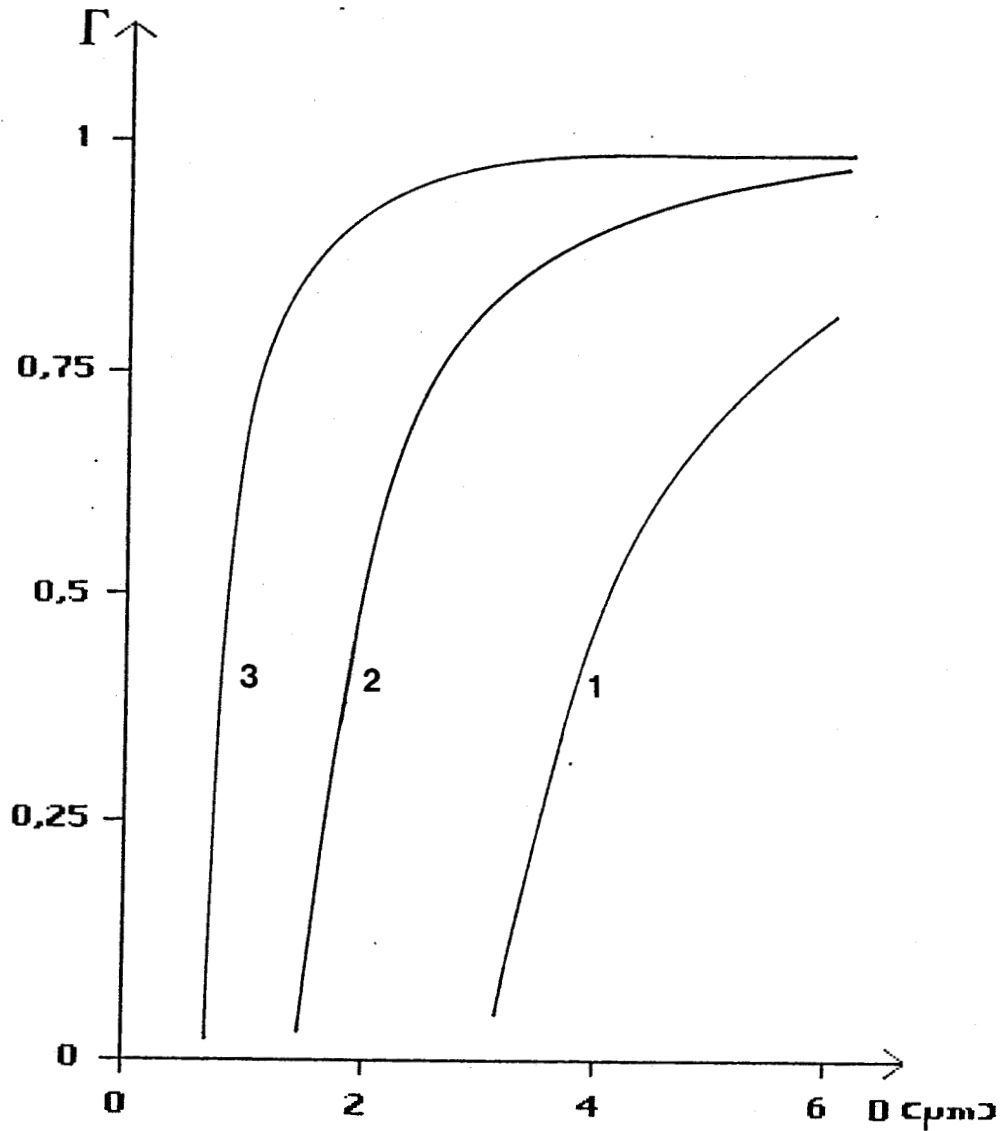


Figure (II-7) : évolution du facteur de confinement, pour le mode TE_0 , en fonction de l'épaisseur de la couche guidante pour différentes concentrations en porteurs libres du substrat ;

$$\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$$

$$1) N_3 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$2) N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$3) N_3 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

une épaisseur de guide comprise entre D_{c_0} et D_{c_1} , ces deux paramètres étant directement liés à la concentration en porteurs libres du substrat (la couche guidante est non intentionnellement dopée $N_D \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). D'autre part, les résultats obtenus sur le facteur de confinement nous incitent à nous placer à l'épaisseur de guide maximale compatible avec une propagation monomode. Cependant, lors de cette approche, nous n'avons pas abordé la notion de pertes en transmission, c'est ce que nous nous proposons d'effectuer dans le prochain paragraphe.

II/8 - ETUDE DES PERTES A LA PROPAGATION :

II/8/a - Généralités :

Afin d'être crédible, tout moyen utilisé pour transmettre un signal doit présenter peu de pertes à la propagation. Dans ce domaine, les guides optiques réalisés sur semiconducteur ont fait l'objet de nombreux travaux.

- La caractérisation de nouvelles structures, hétérostructures, guides à rubans enterrés, a permis d'observer des résultats tout à fait prometteurs en grande partie dus à la maîtrise de procédés d'épitaxie performants, M.B.E [50], L.P.M.O.C.V.D [51], V.P.E [52]. Ces techniques permettent non seulement d'obtenir des couches de très haute qualité cristalline présentant des pertes par diffusion dues aux défauts (dislocations, impuretés...) extrêmement faibles, mais également des interfaces d'excellente qualité qui permettent de minimiser les pertes par radiation.

- Des études ont été effectuées sur les pertes dues à la présence de défauts cristallins [18], dislocations, contraintes internes... Toutefois, le développement des méthodes d'épitaxie a permis de rendre leurs contributions négligeables devant les deux principales causes de pertes observées en optique intégrée : les pertes engendrées par les irrégularités

des interfaces et les pertes dues à la présence de porteurs libres, notamment pour les structures en homojonction.

Nous allons dans la suite de ce paragraphe développer plus particulièrement l'influence de ces deux dernières contributions.

II/8/b - Pertes engendrées par les irrégularités des interfaces :

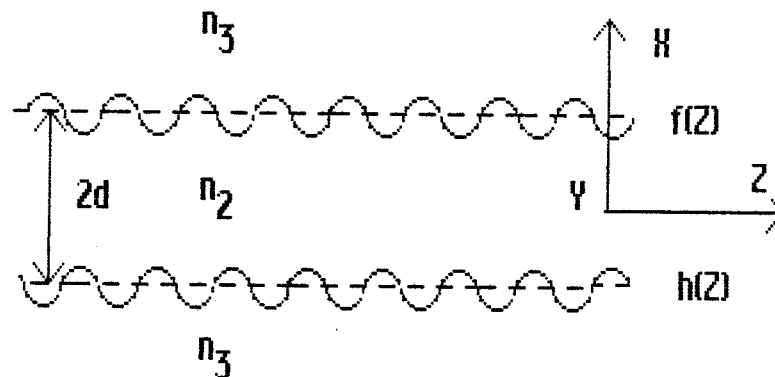
Nous nous proposons de rappeler brièvement, comment MARCUSE [53], à l'aide d'une étude fondée sur la théorie des perturbations, a évalué l'influence des imperfections d'interfaces sur les pertes par radiation d'un mode guidé. En effet, les irrégularités de parois peuvent se traduire mathématiquement par une variation locale de l'indice de réfraction. Nous supposons être en présence d'un guide plan d'épaisseur $2d$, invariant selon OY ($\partial/\partial y = 0$), supportant un mode guidé de type transverse électrique. La composante tangentielle du champ électrique vérifie alors l'équation différentielle (équation 12, annexe II) :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (n_0^2(x,z) + \Delta n^2(x,z))k_0^2 E_y = 0 \quad (47)$$

où $\Delta n^2(x,z)$ tient compte de la rugosité des interfaces.

Nous avons rappelé, dans le premier paragraphe, que tout champ électromagnétique existant dans un guide parfait peut se décomposer sur la base des modes propres. Localement, il en est de même pour la structure affectée d'irrégularités d'interface, si nous considérons que les amplitudes des différents modes sont des fonctions de z ; appelons-les $C_m(z)$ pour les modes guidés et $C(\beta, z)$ pour les modes du continu. Il est alors possible de résoudre la relation (47) à partir de la théorie des modes couplés. L'étude détaillée, effectuée par MARCUSE [53] a mis ainsi en évidence l'influence de la rugosité d'interface sur le couplage entre les différents modes de la structure. Cette approche permet d'effectuer une estimation théorique des

pertes par radiation si l'on considère qu'elles résultent du couplage entre les modes guidés et les modes du continu pour lesquels l'énergie n'est plus confinée dans la couche guidante. Nous allons présenter plus précisément les résultats qui ont été obtenus dans le cas où les variations de l'épaisseur du guide autour d'une valeur moyenne $2d$ peuvent être décrites par une fonction sinusoïdale (voir figure II-8) (*).



Nous avons représenté en pointillés une structure de guidage plane idéale d'épaisseur $2d$, les fonctions $h(z)$ et $f(z)$ tiennent compte des variations d'épaisseur du guide réel par rapport à sa valeur moyenne $2d$. Dans notre cas, variation sinusoïdale de l'épaisseur, les fonctions $f(z)$ et $h(z)$ peuvent être exprimées sous la forme :

$$\begin{aligned} f(z) - d &= a \sin(\theta_z) \\ h(z) + d &= -a \sin(\theta_z) \end{aligned}$$

Figure (II-8) : Représentation d'un guide ayant des irrégularités d'interfaces

(*) Notons que des imperfections d'interfaces réparties de façon aléatoire peuvent être traitées en effectuant une étude statistique à partir de ce modèle [17].

Les pertes causées par l'irrégularité d'interface sont alors données par l'expression [53] :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{L a^2 (2\pi)^4 \cdot (n_2^2 - n_3^2)^2 \cdot \cos^2(d \cdot h_2)}{\lambda^4 \beta_0 (2d + 2/h_3)} \cdot \frac{P \cos^2 Td}{P^2 \cos^2 Td + T^2 \sin^2 Td} \quad (48)$$

où nous avons considéré $a/L \ll 1$

L représente la distance d'interaction entre l'onde guidée et les irrégularités d'interfaces.

$2a$ représente l'amplitude de la fluctuation de l'épaisseur du guide par rapport à sa valeur moyenne.

n_2 et n_3 sont respectivement les indices de réfraction de la couche guidante et des deux diélectriques entourant celle-ci.

h_2 et h_3 sont respectivement les constantes de propagation transversales du mode guidé dans les milieux (2) et (3).

T et P sont respectivement les constantes de propagation transversales du mode du continu dans les milieux (2) et (3).

Nous pouvons constater que le couplage entre un mode guidé et les modes du continu est une fonction linéaire de L , caractéristique que l'on rencontre dans tout phénomène faisant intervenir des pertes. Ce résultat se distingue du couplage entre modes guidés, pour lequel le transfert d'énergie est proportionnel à L^2 [53].

D'autre part, cette relation met en évidence l'influence des différents paramètres de la structure sur les pertes par radiation, à savoir :

- Une forte dépendance de l'état de surface, proportionnellement au carré de a .
- Une diminution des pertes lorsque la longueur d'onde utilisée augmente.

Nous en déduisons donc que la qualité des interfaces devra être d'autant meilleure que la longueur d'onde utilisée sera petite.

L'influence du contraste d'indice est traduit explicitement par le facteur $(n_2^2 - n_3^2)^2$, mais également de façon implicite par le terme $2d + 2/h_3$ qui représente l'épaisseur effective du guide. Ainsi, pour une épaisseur de guide donnée, une augmentation du contraste d'indice a pour effet d'augmenter les pertes par radiation. Par contre, ces dernières sont réduites si l'on choisit une épaisseur de guide plus importante.

Si nous appliquons cette remarque aux structures que nous avons réalisées, il apparaît que c'est principalement l'interface air/GaAs, pour laquelle le contraste d'indice est le plus grand, qui est la source principale des pertes par radiation. Si leur contribution a pu être minimisée par la mise au point de procédés d'épitaxie performants, il n'en a pas été de même pour les pertes par absorption dues aux porteurs libres inhérentes aux structures de guidage en homojonction. C'est ce que nous allons étudier dans le prochain paragraphe.

II/8/c - Pertes par absorption :

Dans ce domaine, il convient de distinguer deux processus différents : l'absorption interbande et l'absorption intrabande. Nous allons plus particulièrement étudier le second phénomène, le premier ayant déjà été traité lors des rappels effectués sur la photodétection et ayant lieu pour les longueurs d'ondes inférieures à la longueur d'onde de coupure λ_c (chapitre I - paragraphe IV/1). Rappelons que dans le cadre de l'étude des structures de guidage sur semiconducteur nous nous plaçons dans le domaine de transparence du matériau ($\lambda > \lambda_c$).

Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre I, un milieu présentant des pertes est caractérisé par un indice complexe $n^* = n - jK$ où K , coefficient d'extinction du matériau

est relié au coefficient d'absorption en volume par l'égalité $\alpha_v = 2 \omega K/C$. La résolution de l'équation des modes (35) dans le plan complexe permet alors d'obtenir les solutions sous la forme $\beta^* = \beta' + j \beta''$, où β' est la constante de propagation du mode guidé, et β'' relié à la constante d'atténuation du mode guidé par la relation $\alpha = -2\beta''$ ($\beta'' < 0$) [20,21], traduit les pertes subies lors de la propagation le long de l'axe OZ. Toutefois, avant d'effectuer cette étude, il nous est nécessaire de connaître avec précision la valeur du coefficient d'extinction en fonction de la concentration en porteurs libres. Nous nous proposons dans le prochain paragraphe de définir son expression.

II/8/c/1 - Coefficient d'absorption intrabande :

L'absorption intrabande se produit lorsqu'un photon cède son énergie à un électron de la bande de conduction ou à un trou de la bande de valence. Ce phénomène se traduit au niveau des caractéristiques optiques par une constante diélectrique complexe ϵ^* . Le coefficient d'absorption en volume du matériau α_v est alors donné par l'expression [22] :

$$\alpha_v = \frac{k_0 \operatorname{Im} \epsilon^*}{[\operatorname{Re} \epsilon^*]^{1/2}} \quad (49)$$

L'expression de $\operatorname{Im} \epsilon^*$ peut être obtenue en étudiant l'évolution d'une distribution de charges libres (électrons ou trous) soumise à une onde électromagnétique de pulsation ω [23]. Dans le cas d'un semiconducteur de type N, sa valeur est donnée par la relation [22] :

$$\operatorname{Im} \epsilon^* = \frac{N_D e^2}{m^* \epsilon_0 \omega \tau} \cdot \frac{1}{\omega^2 + 1/\tau^2} \quad (50)$$

où $1/\tau$ représente un coefficient d'amortissement ; il est relié à la mobilité des porteurs par la relation :

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

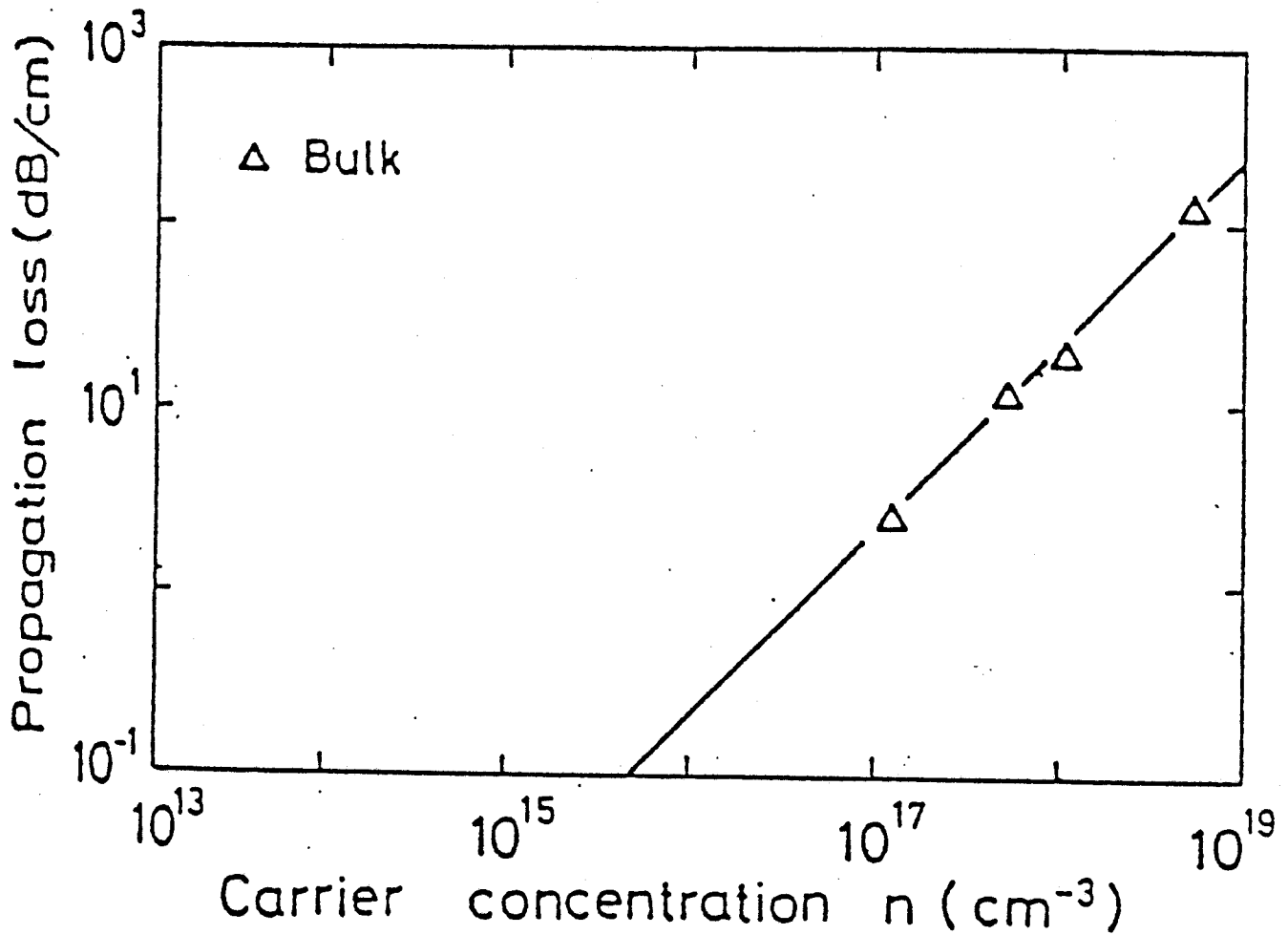


Figure (II-9) : pertes par absorption en volume en fonction du dopage du semiconducteur (GaAs de type n) ; $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ [25]

Le coefficient d'absorption en volume α_V dû à la présence d'électrons dans la bande de conduction s'exprime alors sous la forme :

$$\alpha_V = \frac{\lambda^2 \ell^3}{4\pi^2 C^3 \epsilon_0 n_0} \cdot \frac{N_D}{m_e^{*2} \mu_e} \quad (51)$$

où nous avons supposé $\omega\tau \gg 1$, cette hypothèse étant vérifiée aux fréquences optiques auxquelles nous travaillons. Nous avons également pris en compte le fait que nous sommes en présence d'un matériau faiblement absorbant en considérant que $\text{Re}(\epsilon^*) \approx n_0^2$ (voir chapitre I - paragraphe I/1).

Notons la forte dépendance du coefficient d'absorption vis-à-vis de la longueur d'onde, proportionnelle au carré de celle-ci.

Nous présentons, figure (II-9), l'évolution des pertes par absorption subies par une onde libre se propageant dans un barreau de GaAs, en fonction de son dopage de type n, mesurées à la longueur d'onde de 1,3 μm [25]. Si, pour un dopage de l'ordre de $7 \cdot 10^{15} / \text{cm}^3$, les pertes occasionnées par les porteurs libres sont relativement faibles, voisines de 0,1 db/cm, elles deviennent prohibitives, supérieures à 100 db/cm, pour un dopage atteignant $10^{19} / \text{cm}^3$. Ces quelques constatations mettent en évidence tout l'intérêt d'étudier, pour les structures de guidage en homojonction, l'influence des porteurs libres du substrat sur les pertes à la propagation.

II/8/c/2 - Pertes liées à la présence de porteurs libres :

II/8/c/2/a - Résolution de l'équation des modes dans le plan complexe :

La détermination rigoureuse des pertes engendrées par la présence d'un milieu absorbant passe par la résolution de l'équation des modes (35) dans le plan complexe. De ce point de vue, l'étude des structures trois couches a déjà fait l'objet

de différents travaux [20,21]. Rappelons que l'expression de l'équation des modes est donnée par :

$$Dh_2 = \varphi_{23} + \varphi_{24} + m\pi \quad (52)$$

où m représente l'ordre du mode

$$\text{et } \left\{ \begin{array}{l} \varphi_{23} = \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_3}{h_2} \right) \end{array} \right. \quad (53)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{24} = \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_4}{h_2} \right) \end{array} \right. \quad (54)$$

Afin de simplifier l'écriture des relations nous avons supposé être en présence d'un mode de type TE, le cas d'un mode type TM se traitant de façon tout à fait analogue.

La présence d'indices complexes $n_i^* = n_i - jK_i$; $i = 2,3,4$, se traduit par l'apparition de constantes de propagation longitudinale et transversales complexes que nous noterons respectivement : $\beta^* = \beta' + j\beta''$ et $h_i^* = h_i' + jh_i''$. L'équation des modes (52) peut être séparée en partie réelle et partie imaginaire, elle prend alors la forme d'un système de deux équations transcendantes en β^* qui peut s'écrire [26] :

$$\left(\begin{array}{l} 2h_2'D = \varphi_{23} + \varphi_{23}' + \varphi_{24} + \varphi_{24}' + 2m\pi \end{array} \right. \quad (55a)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{et} \\ 4h_2''D = \text{Ln} \left[\frac{[(h_2' + h_3'')^2 + (h_3' - h_3'')^2][(h_2' + h_4'')^2 + (h_4' - h_2'')^2]}{[(h_2' - h_3'')^2 + (h_3' + h_2'')^2][(h_2' - h_4'')^2 + (h_4' + h_2'')^2]} \right] \end{array} \right) \quad (55b)$$

$$\text{où } \left(\begin{array}{l} \varphi_{23} = \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_3' + h_2''}{h_2' - h_3''} \right) ; \quad \varphi_{23}' = \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_3' - h_2''}{h_2' + h_3''} \right) \end{array} \right) \quad (55c)$$

$$\left(\begin{array}{l} \varphi_{24} = \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_4' + h_2''}{h_2' - h_4''} \right) ; \quad \varphi_{24}' = \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_4' - h_2''}{h_2' + h_4''} \right) \end{array} \right) \quad (55d)$$

Un calcul détaillé aboutissant à ce système est donné en annexe IV.

Les coefficients h_i' et h_i'' étant quant à eux définis par les relations :

$$h_2^{*2} = (h_2' + jh_2'')^2 = (n_2 - jK_2)^2 k_0^2 - (\beta' + j\beta'')^2$$

$$h_i^{*2} = (h_i' + jh_i'')^2 = (\beta' + j\beta'')^2 - (n_i - jK_i)^2 k_0^2 ; \quad i = 3,4$$

Notons que dans le cas d'une structure sans perte le système d'équations se réduit à l'équation des modes (52).

Le système d'équations étant transcendant en β^* , la recherche mathématique des couples de solutions (β', β'') a nécessité la mise au point d'un programme utilisant une méthode itérative fondée sur le modèle de NEWTON-RAPHSON [30,34] (voir annexe V). Nous nous proposons de présenter les résultats obtenus pour des structures de guidage en homojonction réalisées sur GaAs.

II/8/c/2/b - Application aux structures en homojonction réalisées sur GaAs :

Nos premiers dispositifs ont été réalisés sur un substrat de type N afin de bénéficier du meilleur contraste d'indice que procurent les électrons par rapport aux trous. C'est la raison pour laquelle nous présentons plus particulièrement les résultats obtenus pour ce type de substrat. Comme nous l'avons montré précédemment, un choix judicieux des paramètres optiques et géométriques permet d'obtenir un facteur de confinement supérieur à 0,94 (paragraphe II/7). Dans ces conditions, l'obtention de guides à faibles pertes nécessite, d'après la relation (51), une couche guidante la plus faiblement dopée possible. C'est pourquoi dans la suite de notre étude nous la considérerons non intentionnellement dopée, ayant un dopage résiduel de l'ordre de 10^{14} /cm³. Notons que cette condition de faible dopage va dans le sens de la réalisation d'une structure de guidage à fort contraste d'indice. A titre indicatif, une onde libre se propageant dans un barreau de GaAs ayant un dopage de type N de 10^{14} /cm³, subit une absorption liée à la présence de porteurs libres de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ db/cm à la longueur d'onde de 1,06 μ m [22]. Comme nous le verrons ultérieurement cette contribution est négligeable par rapport aux pertes engendrées par le substrat.

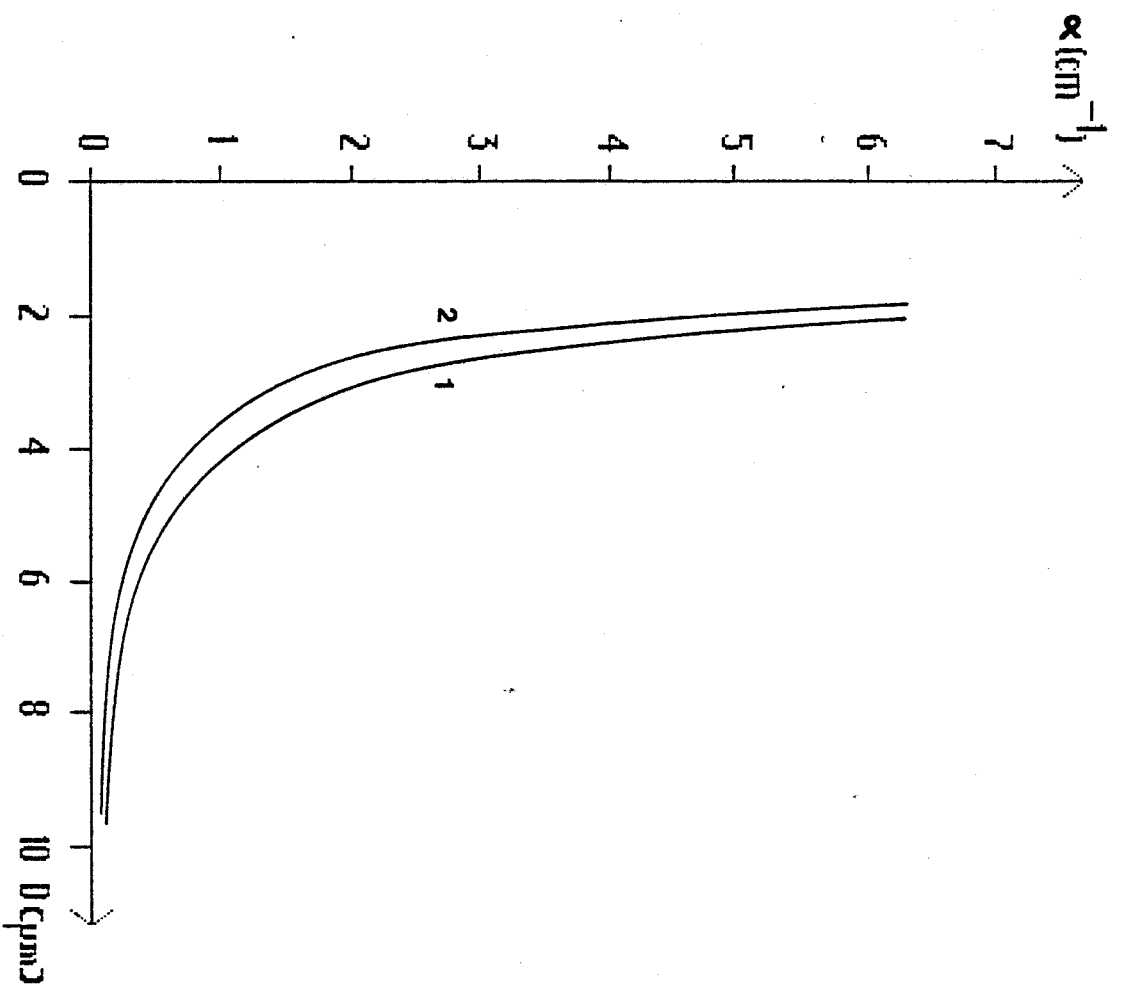


Figure (II-10) : évolution du coefficient d'atténuation du mode TE_0 en fonction de l'épaisseur de la couche guidante - $N_2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; $N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 1) $\lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$; 2) $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$

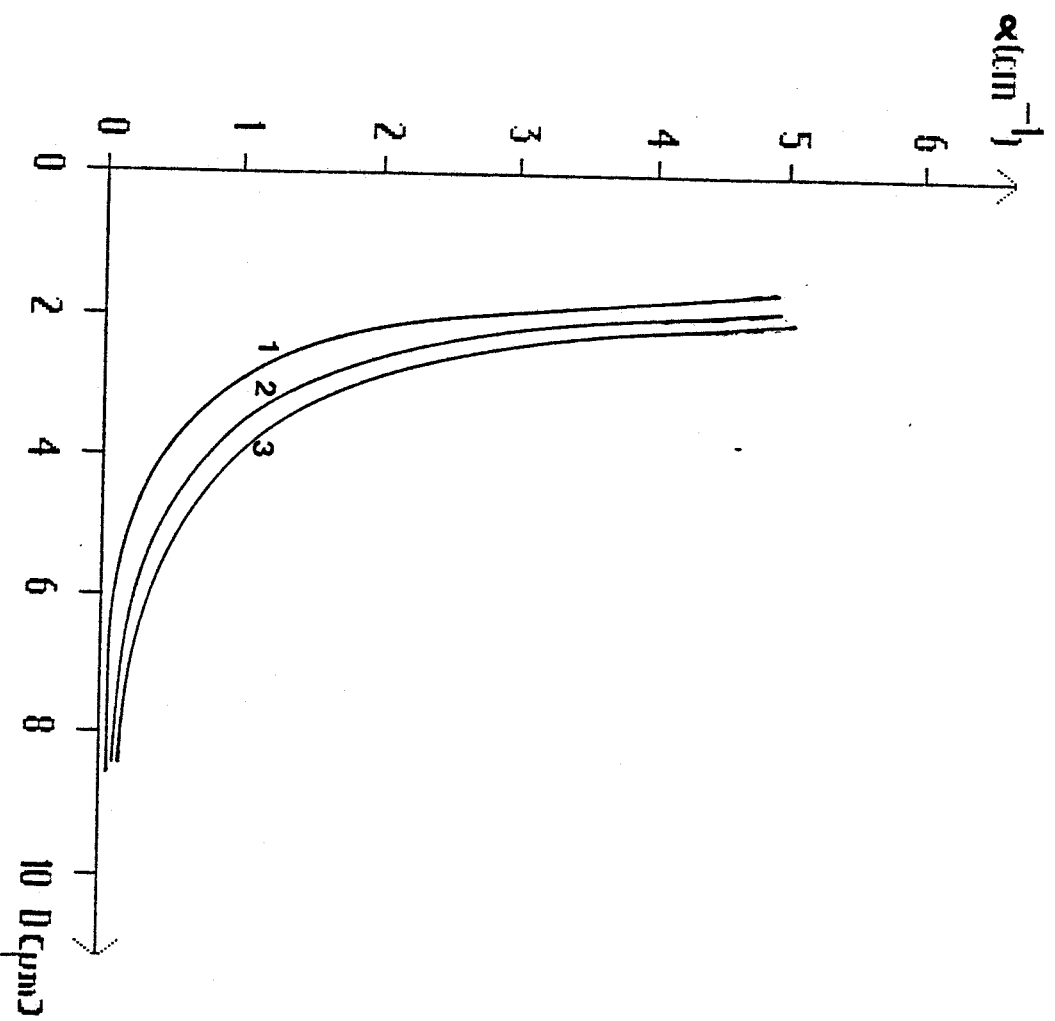


Figure (II-11) : évolution du coefficient d'atténuation du mode TE_0 en fonction de l'épaisseur de la couche guidante pour différentes concentrations en porteurs libres du substrat - $N_2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; $\lambda_0 = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$
 1) $N_3 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; 2) $N_3 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; 3) $N_3 = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Compte-tenu de ces remarques, nous avons étudié l'influence de l'épaisseur du guide D pour un substrat dopé à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; cette valeur correspondant au dopage des premiers dispositifs que nous avons réalisés. La figure (II-10) regroupe les résultats obtenus pour le mode TE_0 aux longueurs d'ondes de $1,06 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$. Nous pouvons observer, comme le laissait présager la relation (51), des pertes plus importantes, pour une structure donnée, à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$ qu'à $1,06 \mu\text{m}$. Pour une épaisseur de $6 \mu\text{m}$ elles sont respectivement de $1,1 \text{ db/cm}$ et $1,6 \text{ db/cm}$ pour les longueurs d'ondes de $1,06 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$. Nous pouvons également remarquer qu'une augmentation de l'épaisseur de la couche guidante s'accompagne d'une diminution des pertes. C'est la conséquence directe d'un meilleur confinement de l'onde dans la couche guidante qui est faiblement dopée (voir paragraphe II/6). Si l'atténuation est relativement faible en prenant une épaisseur importante, de l'ordre de $0,4 \text{ db/cm}$ pour $D = 10 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$ une diminution de cette épaisseur afin d'obtenir une propagation monomode entraîne une élévation non négligeable des pertes, qui atteignent environ $3,4 \text{ db/cm}$ pour $D = D_{c_1} = 4,6 \mu\text{m}$. Elles peuvent même devenir prohibitives, de l'ordre de $27,6 \text{ db/cm}$ pour $D = 2 \mu\text{m}$, si l'épaisseur est proche de la coupure du mode fondamental. Ce dernier résultat est directement lié à une forte pénétration de l'onde dans le substrat. Nous pouvons déduire de cette analyse que les pertes liées aux porteurs libres seront minimales pour un guide monomode lorsque son épaisseur atteint D_{c_1} , épaisseur de coupure du mode d'ordre supérieur. En fait, cette conclusion revient à optimiser le facteur de confinement afin que le maximum d'énergie soit véhiculée dans la couche la moins absorbante.

Etudions maintenant, l'influence de la concentration en porteurs libres du substrat puisque ce paramètre conditionne également la répartition de l'énergie dans les différentes couches du guide. L'évolution des pertes subies par le mode TE_0 à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ est représentée sur la figure (II-11) en fonction de l'épaisseur du guide et ce pour

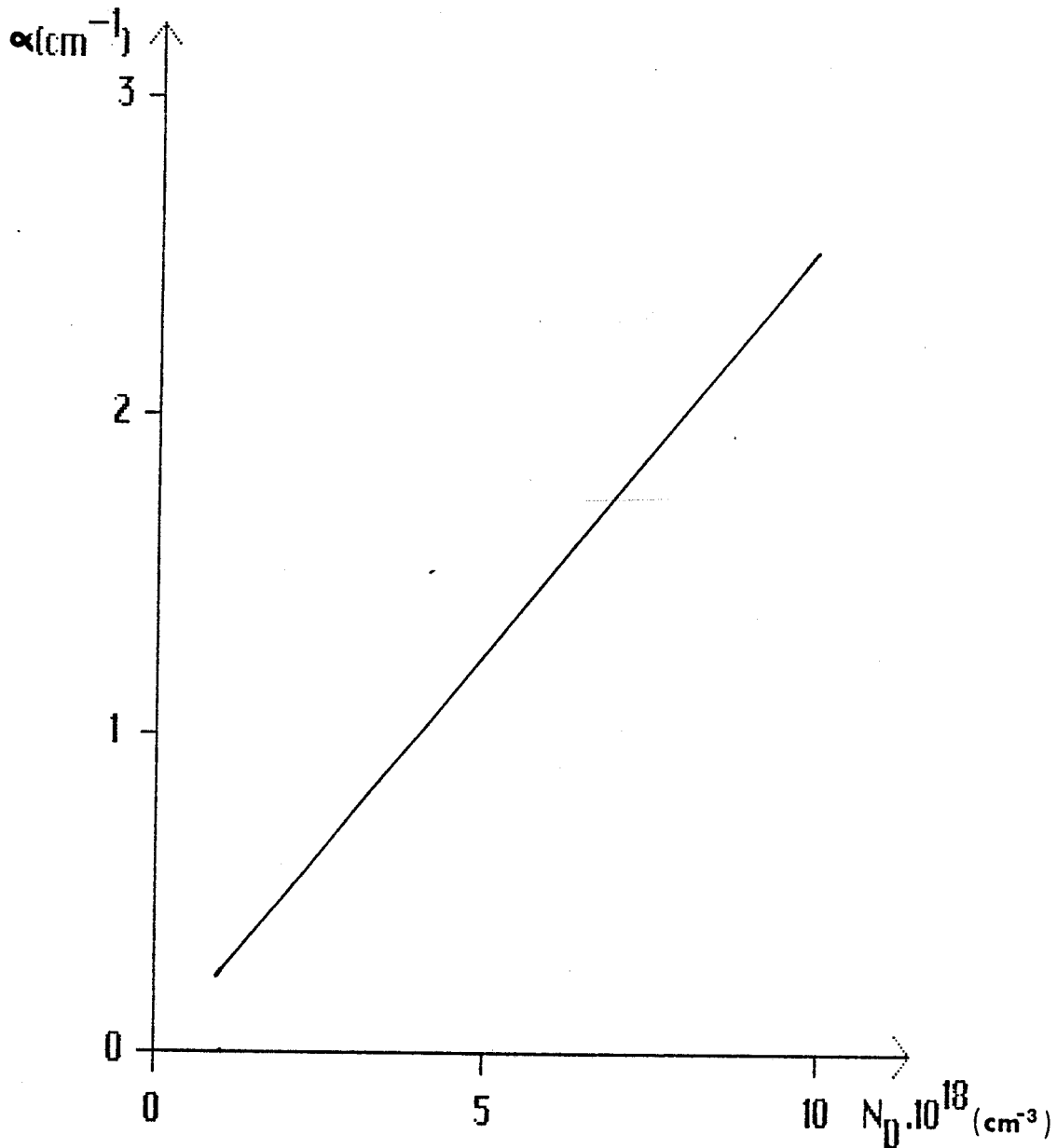


Figure (II-12) : évolution du coefficient d'atténuation
du mode TE₀ en fonction de la concentration
en porteurs libres du substrat en prenant une
épaisseur de couche guidante égale à D_{c1}
 $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

différentes valeurs de dopage. Il apparaît que pour une épaisseur fixée D , les pertes sont d'autant plus faibles que le dopage est élevé et ceci malgré une augmentation du coefficient d'absorption en volume α_V du substrat, car l'amélioration du contraste d'indice se traduit par une forte répulsion du mode vers la couche guidante. Cependant, pour assurer le caractère monomode de la propagation, tout en minimisant les pertes du mode guidé liées à la présence des porteurs libres du substrat, il est souhaitable de se placer à l'épaisseur de coupure D_{c_1} du mode TE_1 . C'est pourquoi nous avons représenté sur la figure (II-12) l'absorption correspondant à l'épaisseur D_{c_1} en fonction de la concentration en porteurs libres du substrat. Dans ces conditions, le facteur de confinement (voir chapitre II - paragraphe II/7) est quasiment constant, voisin de 0,94. Nous observons alors une évolution linéaire des pertes en fonction du dopage du substrat, directement liée à l'expression du coefficient d'absorption en volume (α_N , voir chapitre II - paragraphe II/8/c/1). Si pour un dopage de $5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ les pertes liées aux porteurs libres sont de l'ordre de 0,54 db/cm pour une épaisseur de couche guidante $D_{c_1} = 9,47 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$, elles atteignent 10,8 db/cm pour un dopage de $10^{19} / \text{cm}^3$ avec $D_{c_1} = 2,08 \mu\text{m}$.

Ces résultats pourraient nous inciter, afin d'obtenir une structure de guidage monomode à faibles pertes, à choisir une épaisseur de guide légèrement inférieure à D_{c_1} et un substrat faiblement dopé. Toutefois, lors de notre analyse nous avons considéré le guide optique comme un élément passif. L'intérêt de l'optique intégrée réside dans la possibilité de réaliser l'intégration de composants actifs tels que des modulateurs [7], des commutateurs [9] des bistables [10]. Dans tous les cas, l'effet souhaité est produit par l'interaction d'un phénomène extérieur sur l'onde guidée (effet électrooptique, magnétooptique, acousto-optique...). Il apparaît alors immédiatement que les performances de tels dispositifs seront d'autant meilleures que le profil du mode guidé sera peu étalé.

Compte-tenu de cette analyse, il nous a paru souhaitable de choisir une structure de guidage ayant les caractéristiques suivantes :

- Dopage du substrat : quelques $10^{18}/\text{cm}^3$.
- Dopage de la couche guidante : non intentionnellement dopée de l'ordre de $10^{14}/\text{cm}^3$.
- Epaisseur de la couche guidante : 3,5 - 4 μm .

Celles-ci correspondent à un compromis guide actif - guide passif. Ainsi, pour un dopage du substrat de $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ et une épaisseur de guide de 3,5 μm , les pertes liées à la présence d'électrons libres sont de l'ordre de 4,5 db/cm.

Cette analyse a fait apparaître très clairement les limites de ces structures de guidage en homojonction pour lesquelles la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la concentration en porteurs libres ne permet pas d'obtenir à la fois un fort contraste d'indice et de faibles valeurs de pertes à la propagation. Cette dualité n'intervient plus dans le cadre de structures de guidage utilisant une hétérojonction puisque, dans ce cas, la variation de l'indice de réfraction est obtenue en modifiant la constitution atomique des matériaux (voir chapitre I - paragraphe III/3). On peut donc réaliser, en employant des semiconducteurs non intentionnellement dopés, des dispositifs beaucoup plus performants [11].

III - ETUDE DE STRUCTURES DE GUIDAGE EN HETEROJONCTION REALISEES SUR GaAs :

III/1 - GENERALITES :

Outre l'intérêt, offert par ce type de structure, de permettre la réalisation de guides d'ondes présentant des pertes à la propagation bien inférieures à leurs homologues en homojonction, (des pertes aussi prometteuses que 0,15 db/cm ont récemment été observées à la longueur d'onde de 1,52 μm [28]), leur utilisation, dans le cadre de composants actifs, a été accompagnée d'une amélioration notable des performances de ces derniers. Ce résultat est la conséquence d'un confinement du mode guidé dans une couche plus fine ; il en résulte une efficacité accrue des dispositifs tout en réduisant les tensions de commande nécessaires à leur fonctionnement.

III/2 - PRESENTATION DU GUIDE PLAN EN HETEROJONCTION :

La structure de guidage que nous nous proposons d'étudier est représentée, ainsi que son profil d'indice de réfraction, figure (III-1). Elle est constituée de quatre diélectriques :

- Le substrat d'indice de réfraction n_3 est de l'arséniure de gallium.
- Une première couche épitaxiée en $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ d'indice de réfraction n_2 , d'épaisseur D , joue le rôle d'isolant optique.
- Une seconde couche épitaxiée en GaAs d'indice de réfraction n_1 , d'épaisseur A forme la couche guidante proprement dite.
- Le quatrième diélectrique, d'indice de réfraction n_4 est l'air.

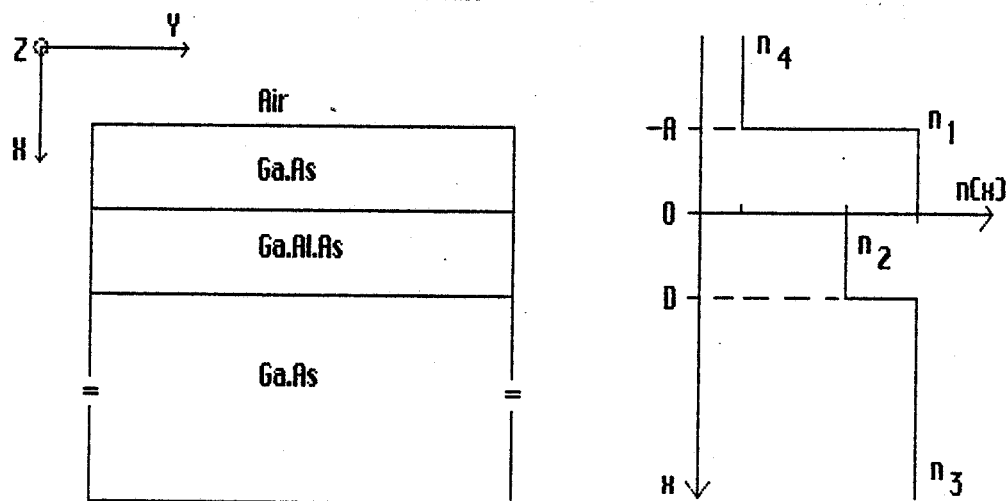


Figure (III-1) : Guide plan en hétérojonction

Notons que toutes ces couches ont un dopage résiduel de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} afin de minimiser les pertes liées aux porteurs libres. Dans ces conditions, les permittivités relatives des différentes couches peuvent être considérées comme réelles. Compte-tenu de ces remarques, les indices de réfractions vérifient les relations :

$$n_4 = 1 ; n_1 = n_3 ; n_2 > n_4 ; n_1 > n_2$$

Nous retrouvons ici une structure de guidage qui s'apparente fortement au guide composé tel que nous l'avons défini au début de ce chapitre. Toutefois, il convient de remarquer que, cette fois, l'indice de réfraction du substrat a la même valeur que celui de la couche guidante (voir figure III-1). Dans ces conditions, l'évolution du champ électrique pour un mode de type TE (magnétique pour un mode de type TM) est en tout point identique à celle que nous avons décrite dans le cas des modes superficiels du guide quatre couches (voir paragraphe I/2/b), hormis dans le substrat où l'onde perd son caractère évanescent pour devenir radiative [36]. C'est la conséquence directe d'un indice effectif, $n_e = \beta/k_0$, inférieur à l'indice de réfraction du substrat. Dans ces conditions, on ne

peut plus, en toute rigueur, parler de modes guidés confinés dans la couche guidante, mais plus exactement de modes guidés à pertes radiatives dans le substrat [30,35]. Cependant, nous verrons dans la suite de notre étude que ces pertes peuvent être rendues négligeables en choisissant judicieusement les paramètres optiques et géométriques de ces structures de guidage.

III/3 - METHODES D'ANALYSE :

De nombreuses approches ont déjà été effectuées à ce sujet. Citons, parmi celles-ci, le modèle développé par STUTIUS et STEIFER [29]. La constante de propagation du mode est dans ce cas définie sous la forme :

$$\beta = \beta_{\infty} + \delta\beta$$

β_{∞} correspond à la constante de propagation lorsque D tend vers l'infini. Elle est déterminée en utilisant le formalisme du guide trois couches. La quatrième couche est alors considérée comme une perturbation qui induit une variation $\delta\beta$ de la constante de propagation [29,30].

Dans le cadre de notre étude, nous nous proposons de présenter plus particulièrement la méthode rigoureuse fondée sur la résolution de l'équation des modes dans le plan complexe, mais également le modèle proposé par TIEN et ULRICH [31] qui découle de la théorie du couplage par le prisme. Il nous a paru intéressant de traiter également cette dernière analyse, car elle permet d'effectuer une estimation rapide des caractéristiques de la structure.

III/3/a - Analyse fondée sur la théorie du couplage par le prisme :

Par souci de simplicité nous supposons être en présence d'une onde de type TE, le cas TM se traitant de façon analogue. Considérons la structure schématisée figure (III-2).

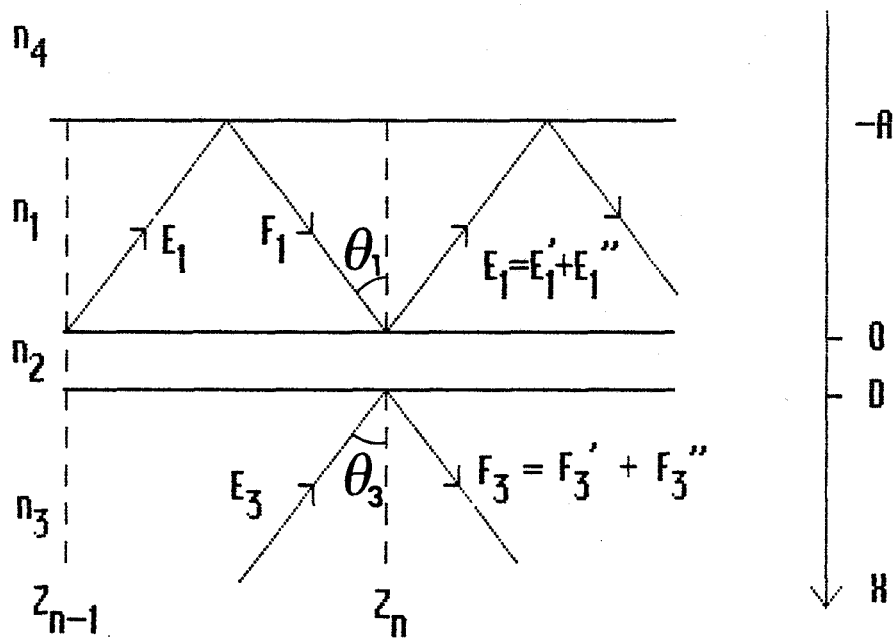


Figure (III-2) : Couplage par prisme, illustrée par la méthode des rayons [31]

Soit θ_3 l'angle d'incidence de l'onde plane à l'interface diélectrique (2) - diélectrique (3) (rappelons que n_3 est supérieur à n_2). Si θ_3 est plus grand que l'angle limite de réflexion totale, il existe dans le milieu 2 un champ évanescent ayant pour constante de propagation $\beta = n_3 k_0 \sin \theta_3$. Ce champ évanescent interagit avec le guide pour exciter dans celui-ci le mode de propagation d'ordre m . L'apport d'énergie du dispositif coupleur, pour être constructif, doit se faire en phase avec l'onde guidée, il faut donc que $n_3 k_0 \sin \theta_3$ soit égal à la constante de propagation β_m du mode m du guide que l'on désire exciter ; il en résulte la relation :

$$\beta_m = n_3 k_0 \sin \theta_3$$

Si cette condition est remplie, le champ électromagnétique incident et le mode m du guide sont couplés et les transferts d'énergie de l'un à l'autre sont possibles.

Notre démarche consiste dans un premier temps à définir l'équation analytique qui régit ce transfert d'énergie en

considérant que le prisme est constitué par le substrat. TIEN et ULRICH ont montré en effectuant une analyse fondée sur le concept des rayons optiques que l'équation des modes guidés relative à la structure (III-1) prend la forme [31] :

$$Ah_1 - \phi_{14} - \phi'_{12} = m\pi \quad (67-a)$$

$$\text{avec } \phi_{14} = \arctg(h_4/h_1)$$

En considérant $\exp(Dh_2) \gg 1$, ce qui correspond au cas des structures à faibles pertes que nous désirons étudier, ϕ'_{12} peut être exprimé par la relation :

$$\phi'_{12} = \phi_{12} + e^{-2h_2^j D} \sin 2\phi_{12} \cos 2\phi_{23} \quad (67-b)$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } - \phi_{23} &= \arctg(h_2^j/h_3^j) & ; & \quad \phi_{12} = \arctg(h_2^j/h_1) \\ - h_1 &= \sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta^2} & ; & \quad h_3^j = \sqrt{(k_0 n_3)^2 - \beta^2} \\ - h_2^j &= \sqrt{\beta^2 - (k_0 n_2)^2} & ; & \quad h_4 = \sqrt{\beta^2 - (k_0 n_4)^2} \end{aligned}$$

Notons que si D tend vers l'infini, $\phi'_{12} \approx \phi_{12}$, l'équation (67-a) est alors identique à l'équation des modes obtenus pour le guide d'ondes simple.

La figure (III-2) représente les différentes ondes, ici schématisées par des rayons, qui contribuent au transfert d'énergie. Leur amplitude est notée sous la forme d'un des paramètres E_i , E'_i , F_i , F'_i . L'onde plane incidente que l'on désire coupler, E_3 , est partiellement réfléchiée à l'interface $x = D$, en une onde F_3^j et partiellement transmise dans la couche guidante en une onde E_1^j . L'onde F_1 subit un processus analogue à l'interface $x = 0$, pour donner naissance à une onde réfléchiée E_1 et une onde transmise F_3 .

La constante de propagation des modes devant vérifier la relation (67-a), il est possible d'obtenir l'équation de transfert d'énergie en effectuant une analyse fondée sur les différents coefficients de réflexion et de transmission de ces

ondes qui interfèrent de façon constructive, soit :

$$(E_1)_{Z_n} - (E_1)_{Z_{n-1}} = T (E_3)_{Z_n} + (1 - r) (E_1)_{Z_{n-1}} \quad (68)$$

La distance, entre deux réflexions successives se produisant à Z_{n-1} et Z_n , est égale à $2 A \operatorname{tg} \theta_1$. Si sa valeur est suffisamment faible, nous pouvons écrire la relation (68) sous la forme d'une équation différentielle [31] :

$$\frac{d(E_1(Z))}{dZ} = \frac{1}{2A \operatorname{tg} \theta_1} \cdot [T(E_3) - (1 - r) E_1(Z)] \quad (69)$$

Dans le cas de notre structure, nous considérons que le mode guidé est présent dans la couche guidante, qu'il subit des pertes par radiation dans le substrat, et qu'aucun apport d'énergie n'est effectué par couplage à travers la couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. L'équation (69) se réduit à l'expression :

$$\frac{d E_1(Z)}{dZ} = \frac{-(1 - r)}{2 A \operatorname{tg} \theta_1} E_1 (Z) \quad (70-a)$$

où r , coefficient de réflexion en amplitude, est défini par la relation :

$$r = [1 - 4 \exp(-2 h_2^j D) \cdot \sin 2 \phi_{12} \cdot \cos 2 \phi_{23}]^{1/2} \quad (70-b)$$

Les pertes par radiation à travers le substrat se traduisent donc par une décroissance exponentielle de l'amplitude du champ électromagnétique confiné dans la couche guidante et présentent une forte dépendance vis-à-vis de l'épaisseur de la couche d'isolation optique D .

Cette approche, qui a l'avantage d'offrir une résolution mathématique simple puisqu'elle fait intervenir une équation transcendante réelle, permet d'effectuer une estimation rapide des caractéristiques de ces structures en hétérojonction. Malgré sa simplicité, elle met en évidence l'influence de l'épaisseur de la couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ sur les pertes subies par radiation ainsi que sur la constante de

propagation du mode par l'introduction du terme $\Phi'_{12} - \Phi_{12}$ dans l'équation (67-a).

Après cette première approche, nous allons dans le prochain paragraphe analyser les propriétés de propagation de ces structures de guidage en effectuant la résolution de l'équation des modes dans le plan complexe. Cette étude, qui est la plus rigoureuse, nous permettra d'une part d'affiner nos résultats et d'autre part, de confronter, dans le cas de nos structures, les résultats issus de la méthode proposée par TIEN et ULRICH [31] à ceux issus de la méthode rigoureuse.

III/3/b - Détermination de la constante de propagation β^* par la résolution de l'équation des modes dans le plan complexe :

III/3/b/1 - Position du problème :

Les modes guidés relatifs à la structure schématisée figure (III-1), présentent des pertes par radiation à travers la couche d'isolation optique [32,5]. Ils sont alors caractérisés par une constante de propagation complexe β^* , dont la partie imaginaire traduit les pertes subies lors de la propagation le long de l'axe OZ. La détermination de β^* s'effectue en résolvant dans le plan complexe l'équation des modes caractéristique de cette structure [30,33]. Nous nous proposons d'appliquer cette méthode au cas de la structure en hétérojonction.

III/3/b/2 - Détermination et résolution de l'équation des modes relative à une hétérostructure du type GaAs/GaAlAs/GaAs:

Nous recherchons les solutions conduisant à une constante de propagation β' qui vérifie la relation : $n_2 < \beta'/k < n_1$ afin que le mode guidé soit confiné dans la couche d'incide de réfraction n_1 . Compte-tenu de cette remarque, du profil d'indice de réfraction et des propriétés que l'onde électromagnétique guidée doit vérifier (voir paragraphe I/2/b), l'évolution du champ électrique peut être donné en toute

Afin de résoudre l'équation (15) par la méthode de NEWTON-RAPHSON [30,34], il est nécessaire de la séparer en partie réelle et imaginaire ce qui conduit au système de deux équations transcendantes en β', β'' :

$$\begin{cases} 2 \operatorname{Im} \{ \ln \left[\frac{[(h_1' + h_4'')^2 + (h_4' - h_1'')^2]}{[(h_1' - h_4'')^2 + (h_4' + h_1'')^2]} \right] \} = \varphi_{14} + \varphi_{14}' + \varphi_{123} + \varphi_{123}' + 2 m_1 \pi \\ 4 \operatorname{Re} \{ \ln \left[\frac{[(h_1' + h_4'')^2 + (h_4' - h_1'')^2]}{[(h_1' - h_4'')^2 + (h_4' + h_1'')^2]} \right] \frac{[(S' + T'')^2 + (T' - S'')^2]}{[(S' - T'')^2 + (T' + S'')^2]} \} = 0 \end{cases} \quad (72)$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } - S' &= h_1' + h_4'' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H & S'' &= h_4'' - h_1' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H \\ - T' &= h_2' \operatorname{tg} E - h_2'' \operatorname{th} H & T'' &= h_2' \operatorname{th} H + h_2'' \operatorname{tg} E \end{aligned}$$

$$\begin{cases} E = 1/2 \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{h_3' + h_2''}{h_2' - h_3''} \right) + 1/2 \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{h_3' - h_2''}{h_2' + h_3''} \right) - D h_2' \\ H = 1/4 m \left[\frac{(h_2' + h_3'')^2 + (h_3' - h_2'')^2}{(h_2' - h_3'')^2 + (h_3' + h_2'')^2} \right] - D h_2' \end{cases}$$

$$\begin{aligned} - \varphi_{14} &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{h_4' + h_1''}{h_1' - h_4''} \right) & \varphi_{14}' &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{h_4' - h_1''}{h_1' + h_4''} \right) \\ - \varphi_{123} &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{T' + S''}{S' - T''} \right) & \varphi_{123}' &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{T' - S''}{S' + T''} \right) \end{aligned}$$

Un calcul détaillé aboutissant à ce système est donné en annexe IV.

Nous allons dans la suite de notre étude utiliser les deux modèles que nous venons de présenter afin de déterminer les propriétés de propagation des structures de guidage en hétérojonctions GaAs/GaAlAs/GaAs que nous avons réalisées dans le cadre de notre travail.

III/4 - APPLICATION AUX STRUCTURES DE GUIDAGE EN HETEROJONCTION :

Compte-tenu de la facilité d'exploitation du modèle fondé sur les travaux de TIEN et ULRICH [31], nous nous proposons de l'utiliser dans un premier temps afin de définir les paramètres optiques et géométriques les mieux adaptés à notre cas, puis nous affinerons ces résultats en résolvant l'équation des modes (72) dans le plan complexe, ce qui nous permettra, en outre, d'effectuer une comparaison entre ces deux modèles.

III/4/a - Approche à l'aide de la théorie du couplage par le prisme :

Rappelons que tous les résultats énoncés dans le cadre de cette étude sont relatifs à la structure décrite au paragraphe III/2, figure (III-1), pour laquelle nous ne considérons que le mode fondamental TE_0 . La figure (III-5) montre l'évolution des pertes subies par radiation dans le substrat, à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$, en fonction de l'épaisseur D de la couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, pour une épaisseur de couche guidante A égale à $1,5 \mu\text{m}$ et pour des concentrations en aluminium de 5 %, 10 % et 20 %. L'indice de réfraction du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ a été calculé à partir de celui du GaAs à l'aide de la relation (12) du chapitre I. Nous pouvons noter que l'épaisseur de la couche d'isolation optique est d'autant plus faible, pour atteindre une valeur donnée des pertes par radiation, que le pourcentage en aluminium est élevé. C'est la conséquence directe d'un meilleur contraste d'indice couche guidante - couche d'isolation optique qui a pour effet de réduire la partie évanescente de l'onde dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$; l'interaction mode guidé - substrat est ainsi réduite. A titre d'exemple, si, pour des pertes de $0,1 \text{ db/cm}$, une épaisseur de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ d'environ $1,3 \mu\text{m}$ suffit lorsque $x = 20 \%$, elle passe à $2 \mu\text{m}$ pour $x = 10 \%$ et atteint une valeur de l'ordre de $3,3 \mu\text{m}$ pour $x = 5 \%$. De même, si l'épaisseur de la couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est imposée, il est nécessaire de choisir judicieusement la

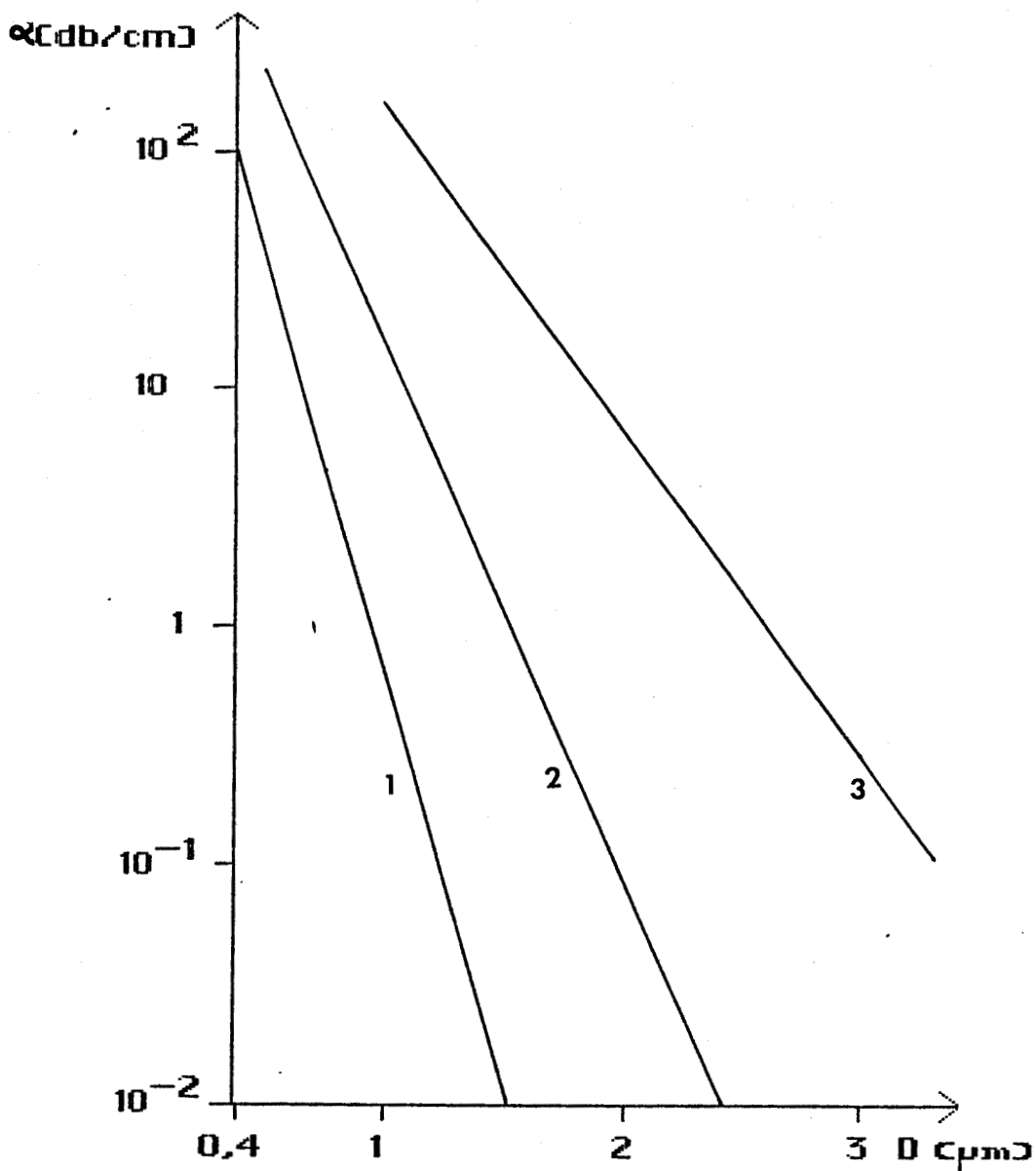


Figure (III-5) : pertes radiatives à travers la couche d'isolation optique en GaAlAs, pour différentes concentrations en aluminium, en fonction de l'épaisseur D de la couche de GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$. L'épaisseur A de la couche guidante est égale à $1,5 \mu\text{m}$. 1) $x = 0,2$
 2) $x = 0,1$
 3) $x = 0,05$

concentration en aluminium. Pour $D = 1,5 \mu\text{m}$, les pertes par radiation dans le substrat peuvent être considérées comme négligeables, de l'ordre de 10^{-2} db/cm, si $x = 20 \%$, par contre elles deviennent prohibitives, voisines de 100 db/cm pour $x = 5 \%$.

En raisonnant sur le contraste d'indices de réfraction couche guidante - couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, nous avons implicitement mis en évidence l'influence du confinement du mode sur ces pertes radiatives. Or nous avons rappelé dans notre étude sur le guide trois couches, que ce facteur est également lié à l'épaisseur de la couche guidante. C'est pourquoi nous avons représenté sur la figure (III-6), l'évolution des pertes radiatives dans le substrat en fonction de l'épaisseur de la couche guidante à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ pour une épaisseur de couche d'isolation optique D , de $2 \mu\text{m}$. Ces résultats sont donnés pour des concentrations en aluminium de 10 % et 20 %. Comme nous l'avons présumé, une diminution de l'épaisseur A du guide s'accompagne d'une augmentation des pertes qui peuvent atteindre des valeurs incompatibles avec la conception de guides d'ondes passifs telle que nous l'avons envisagée jusqu'à présent. Notons que cette propriété peut s'avérer, par ailleurs, extrêmement intéressante pour effectuer un couplage par onde évanescente dans des structures multicouches. Ce procédé est largement utilisé, par exemple, pour réaliser l'intégration monolithique de lasers et de guides optiques [37,38]. L'idée d'utiliser ce phénomène pour effectuer une modulation d'amplitude a également été émise [30]. L'examen de la figure (III-6) montre qu'il est possible de rendre la contribution de ces pertes négligeable en prenant une épaisseur de couche guidante suffisante. On obtient environ 0,1 db/cm pour des épaisseurs de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, D , égales à $0,7 \mu\text{m}$ et $1,5 \mu\text{m}$ respectivement si x vaut 20 % et 10 %.

Cette approche a mis en évidence la possibilité de rendre les pertes par radiation dans le substrat, et donc β'' , négligeables pour ce type de structure en hétérojonction en choisissant judicieusement les paramètres optiques et

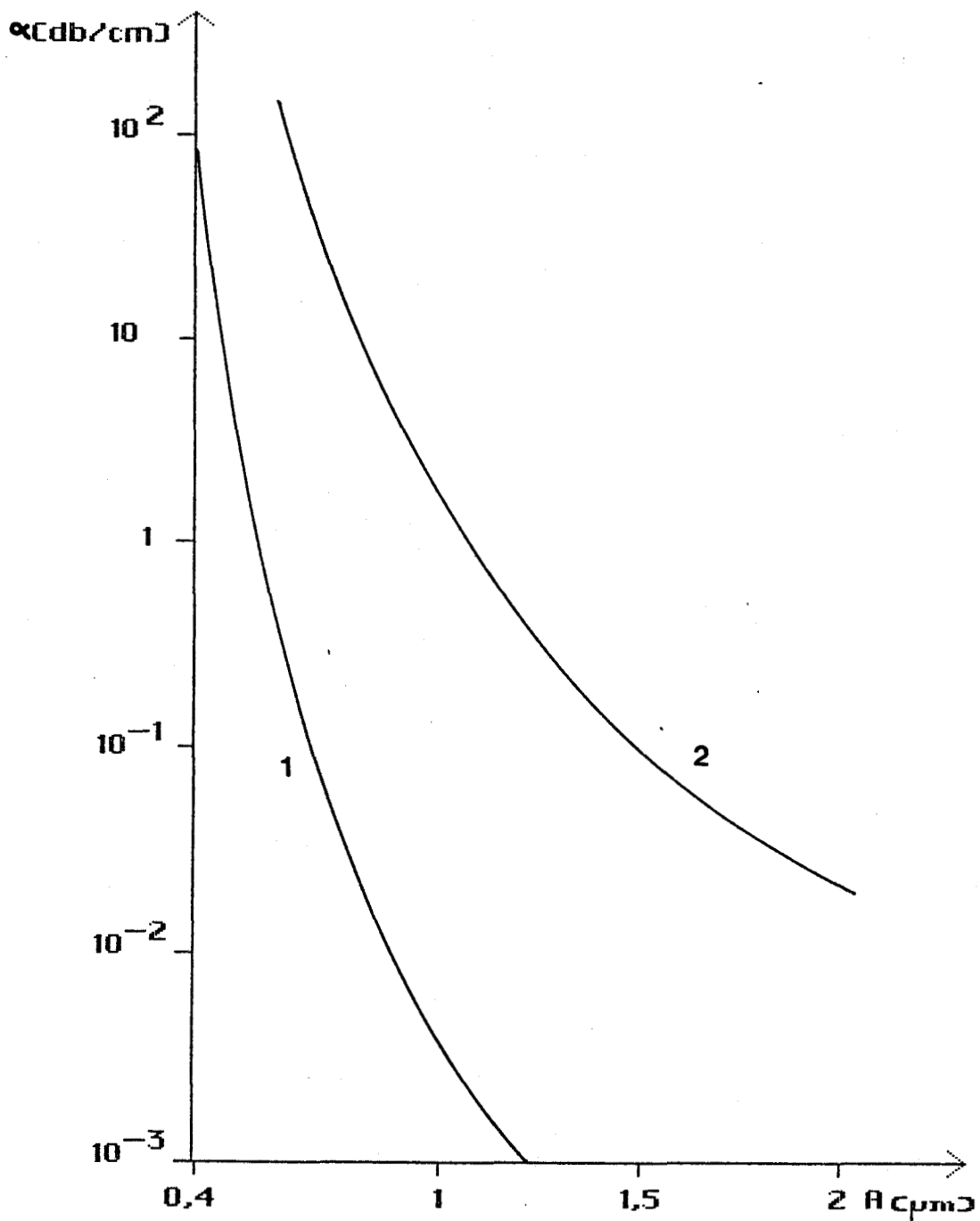


Figure (III-6) : pertes radiatives à travers la couche d'isolation optique en GaAlAs, pour différentes concentrations en aluminium, en fonction de l'épaisseur A de la couche guidante ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$. L'épaisseur D de la couche d'isolation optique est égale à $2 \mu\text{m}$; mode TE.

1) $x = 0,2$

2) $x = 0,1$

géométriques. Dans ces conditions, il est possible de traiter, en première approximation, l'étude de ces structures en considérant que l'épaisseur de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ vue par le mode est infinie, et donc en utilisant le formalisme du guide trois couches [8]. C'est ce que nous nous proposons d'effectuer afin de déterminer l'épaisseur de coupure des différents modes de la structure air/GaAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

III/4/b - Détermination de l'épaisseur de coupure dans l'approximation du guide d'ondes simple :

Compte-tenu des remarques effectuées précédemment, nous avons calculé les épaisseurs de la couche guidante compatibles avec une propagation monomode à l'aide de la relation (49). Le tableau (III-A) présente les résultats obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ pour une onde de type TE en fonction de la concentration en aluminium.

% en aluminium	5	10	20
Epaisseurs de coupure			
A_{c_0} (μm)	0,66	0,45	0,31
A_{c_1} (μm)	2,08	1,46	1,02

Tableau (III-A) : Epaisseurs de coupure des modes TE_0 et TE_1 pour différentes concentrations en aluminium à $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

Les relations (12) et (50), respectivement des chapitres I et II, nous conduisent à la double inégalité que la concentration en aluminium x , doit vérifier pour assurer une propagation monomode :

$$0,022 \left(\frac{\lambda_0}{A} \right)^2 < x < 0,07 \left(\frac{\lambda_0}{A} \right)^2 \quad (73)$$

où A est l'épaisseur de la couche guidante.

Contrairement aux structures en homojonction nous constatons une forte dépendance de l'épaisseur de coupure vis-à-vis de la longueur d'onde, car, dans le domaine de longueurs d'ondes où nous travaillons, la variation d'indice de réfraction due à la concentration en aluminium peut être considérée comme indépendante de λ_0 . [8]. Afin d'illustrer ce résultat, nous avons reporté dans le tableau (III-B) les valeurs obtenues à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$.

% en aluminium Epaisseurs de coupure	5	10	20
A_{c_0} (μm)	0,82	0,56	0,38
A_{c_1} (μm)	2,59	1,81	1,27

Tableau (III-B): Epaisseurs de coupure des modes TE_0 et TE_1 pour différentes concentrations en aluminium à $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

Nous pouvons d'ores et déjà effectuer plusieurs remarques :

- L'obtention d'une structure ayant le minimum de pertes, pour D et x fixés, nécessite de se placer juste en dessous de A_{C_1} , afin d'optimiser le facteur de confinement tout en conservant un caractère monomode à la structure. Notons que dans ces conditions, malgré un facteur de confinement quasiment identique (de l'ordre de 0,95), en prenant une même épaisseur de $Ga_{1-x}Al_xAs$, les pertes sont plus importantes pour $x = 10\%$ que pour $x = 20\%$. Ce résultat est directement lié à une plus grande profondeur de pénétration du mode dans la couche de $Ga_{1-x}Al_xAs$ lorsque x diminue, ce qui se traduit par une plus forte interaction entre l'interface substrat - couche d'isolation optique et l'onde guidée [36].

- Un fort pourcentage en aluminium est bénéfique à une bonne isolation du mode, vis-à-vis du substrat, par contre, si l'on veut que le guide optique conserve son caractère monomode, son épaisseur A doit être diminuée.

- D'autre part, la structure retenue doit être compatible avec l'épitaxie par jets moléculaires, technique utilisée dans notre laboratoire. De plus, elle ne doit pas nécessiter un temps de réalisation trop important. C'est pourquoi un taux d'aluminium de 5 % n'a pas été retenu. Si un taux d'aluminium élevé, de l'ordre de 20 %, peut sembler fort séduisant d'un point de vue technologique, il impose, pour une propagation monomode, une épaisseur de couche guidante relativement faible, inférieure à 1 μm pour $\lambda = 1,06 \mu m$. La caractérisation des dispositifs telle que nous l'effectuons (couplage de l'onde lumineuse par l'intermédiaire d'un objectif de microscope) peut s'avérer alors extrêmement délicate et entraîner des pertes de couplage importantes.

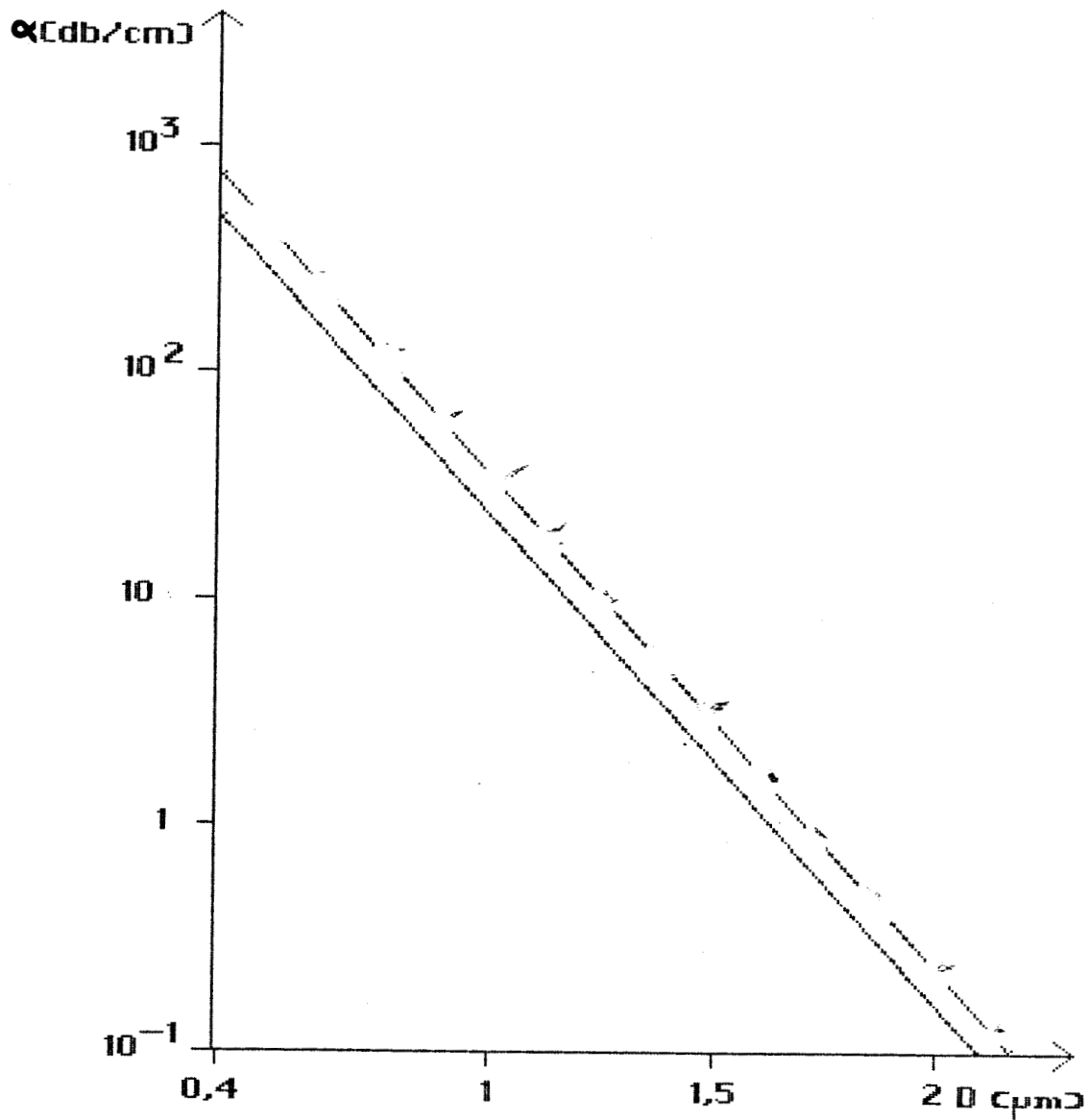


Figure (III-7) : pertes radiatives à travers la couche d'isolation optique en GaAlAs en fonction de l'épaisseur D de celle-ci.

Epaisseur de la couche guidante $A = 1,3 \mu\text{m}$

Concentration en aluminium $x = 0,1$

$\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; mode TE_0 .

Compte-tenu de ces observations il nous a semblé que la structure de guidage la mieux adaptée à notre réalisation était la suivante :

- Epaisseur de couche guidante $A = 1,3 \mu\text{m}$
- Epaisseur de la couche d'isolation optique $D = 2 \mu\text{m}$
- Pourcentage en aluminium $x = 10 \%$

Toutes ces couches, non intentionnellement dopées, sont réalisées sur un substrat GaAs semi-isolant afin d'être compatible avec une structure permettant une intégration monolithique avec des transistors à effet de champ.

Nous allons dans le prochain paragraphe à l'aide du second modèle que nous avons développé déterminer avec précision les pertes par radiation de cette structure.

III/4/c - Détermination de la constante de propagation complexe β^* :

La détermination rigoureuse de la constante de propagation des modes, qui dans le cas de structures de guidage en hétérojonction du type GaAs/GaAlAs/GaAs subissent des pertes par radiation dans le substrat, passe par la résolution de l'équation des modes dans le plan complexe [30]. Nous avons tracé l'évolution des pertes relatives à la structure que nous venons de définir au paragraphe précédent en fonction de l'épaisseur de la couche d'isolation optique D . Nous pouvons observer sur la figure (III-7) un bon accord entre les résultats issus du modèle proposé par TIEN et ULRICH (courbe en pointillé) et ceux calculés à partir de l'équation des modes (courbe en trait plein) qui justifie la démarche que nous venons d'effectuer. Pour une épaisseur D , de $2 \mu\text{m}$, qui correspond à notre structure, les pertes obtenues par cette deuxième méthode sont d'environ $0,17 \text{ db/cm}$ et atteignent même des valeurs théoriques de 10^{-3} db/cm pour $D = 3 \mu\text{m}$. Dans ces conditions β''/k devient négligeable et β'/k tend vers la valeur

limite obtenue lorsque D devient infini. Le formalisme du guide d'ondes simple peut alors être appliqué pour l'étude de ces structures.

Nous allons dans la suite de notre travail tirer profit du concept de guide composé dans le cas des modes profonds, afin d'étudier plus en détail les caractéristiques de ces structures en hétérojonction, du type GaAs/GaAlAs en posant $A = 0$ (voir figure III-3), mais également saisir cette opportunité pour rappeler quelques caractéristiques des guides d'ondes en double hétérojonctions, du type GaAlAs/GaAs/GaAlAs, en prenant $A \neq 0$.

III/4/d - Courbes de dispersion :

La structure de base à partir de laquelle nous allons raisonner est schématisée, ainsi que son profil d'indice de réfraction, figure (III-3).

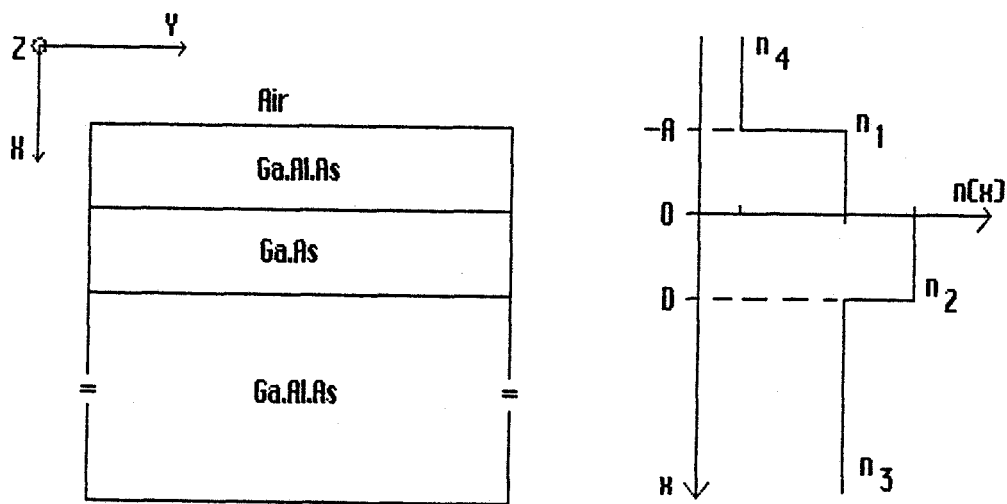


Figure (III-3) : Structure de guidage en simple hétérojonction, $A = 0$, et double hétérojonction, $A \neq 0$, ainsi que le profil d'indice de réfraction correspondant

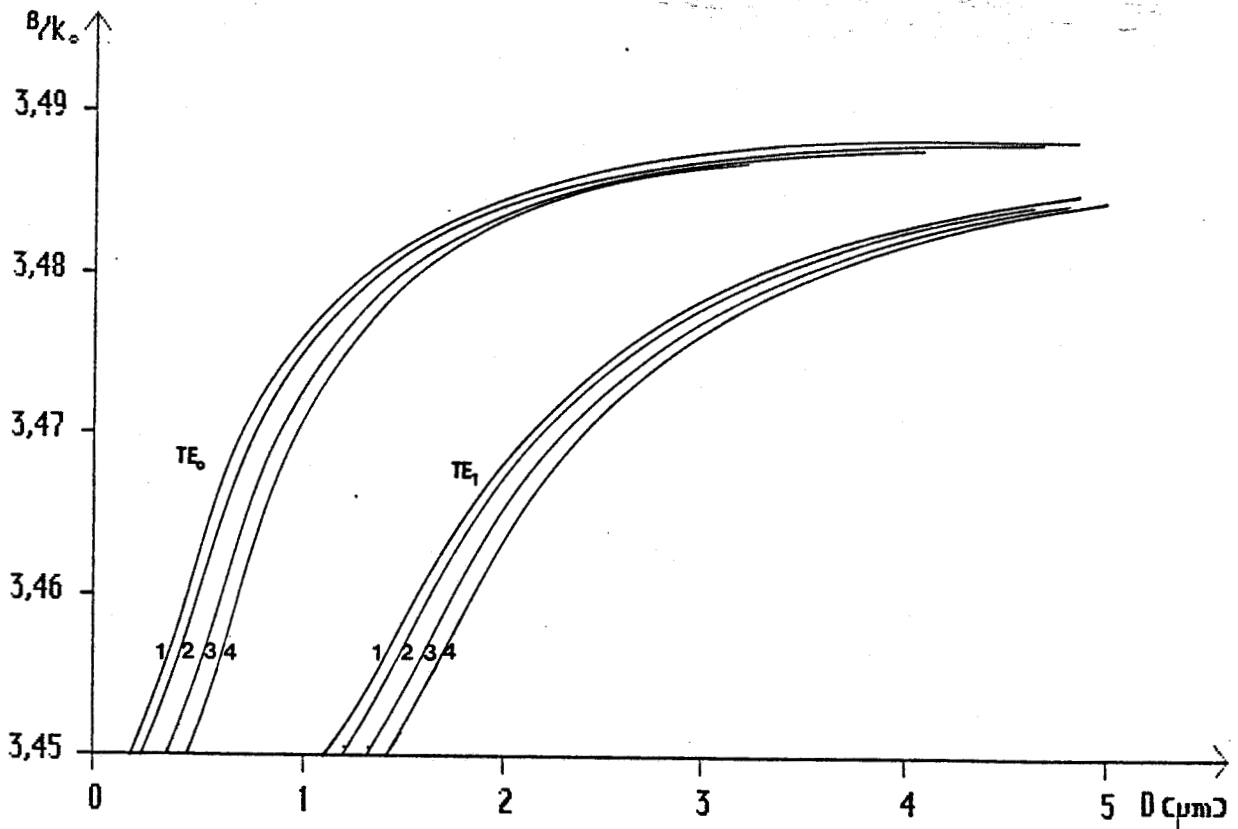


Figure (III-8) : évolution de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche guidante D , pour différentes épaisseurs de la couche superficielle en GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; concentration en aluminium $x = 0,1$. 1) $A=0,5 \mu\text{m}$. 2) $A=0,3 \mu\text{m}$. 3) $A=0,1 \mu\text{m}$. 4) $A=0 \mu\text{m}$

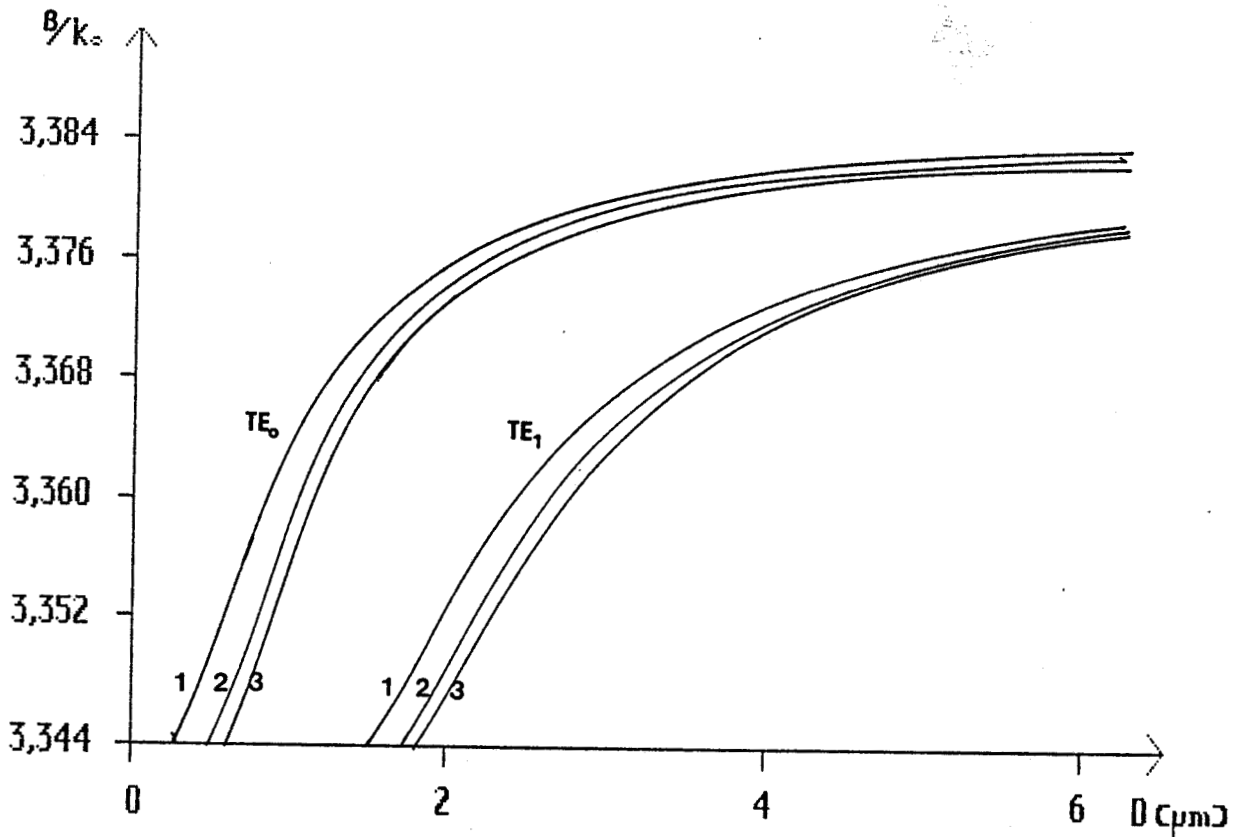


Figure (III-9) : évolution de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche guidante D , pour différentes épaisseurs de la couche superficielle en GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$; concentration en aluminium $x = 0,1$. 1) $A = 0,5 \mu\text{m}$; 2) $A = 0,1 \mu\text{m}$; 3) $A = 0 \mu\text{m}$

L'évolution de l'indice effectif $n_e = \beta/k_0$, en fonction de la couche guidante D est représentée sur la figure (III-8) pour la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ dans le cas d'une onde de type transverse électrique. Ces résultats ont été obtenus par la résolution de l'équation des modes (27) du paragraphe I/2/b/2, appliquée au cas des modes profonds. Mis à part les observations que nous avons déjà effectuées lors de l'étude du guide en homojonction il convient de remarquer l'influence du plus fort contraste d'indices de réfraction qui se traduit, notamment, par une diminution de l'épaisseur de coupure des différents modes de la structure.

Notons également dans ce domaine que si A tend vers l'infini, nous sommes en présence d'un guide d'ondes plan symétrique pour lequel la notion d'épaisseur de coupure relative au mode fondamental perd toute signification (voir paragraphe II/4), ce qui explique la position des courbes les unes par rapport aux autres en fonction de A .

D'autre part, les courbes obtenues pour différentes valeurs de A mettent en évidence que l'indice de réfraction, "vu" par l'onde guidée, est d'autant plus grand que A augmente. L'intérêt de cette propriété sera illustré lors de l'étude des structures de guidage bidimensionnelles.

La figure (III-9), qui représente l'évolution des courbes de dispersion obtenues pour $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$, montre la dépendance de l'épaisseur de coupure de ces structures en hétérojonction vis-à-vis de la longueur d'onde, alors qu'elle était quasiment inexistante pour celles en homojonction (voir paragraphe II/5).

Après avoir rappelé ces quelques résultats, nous allons dans le paragraphe suivant calculer le facteur de confinement relatif à ces structures.

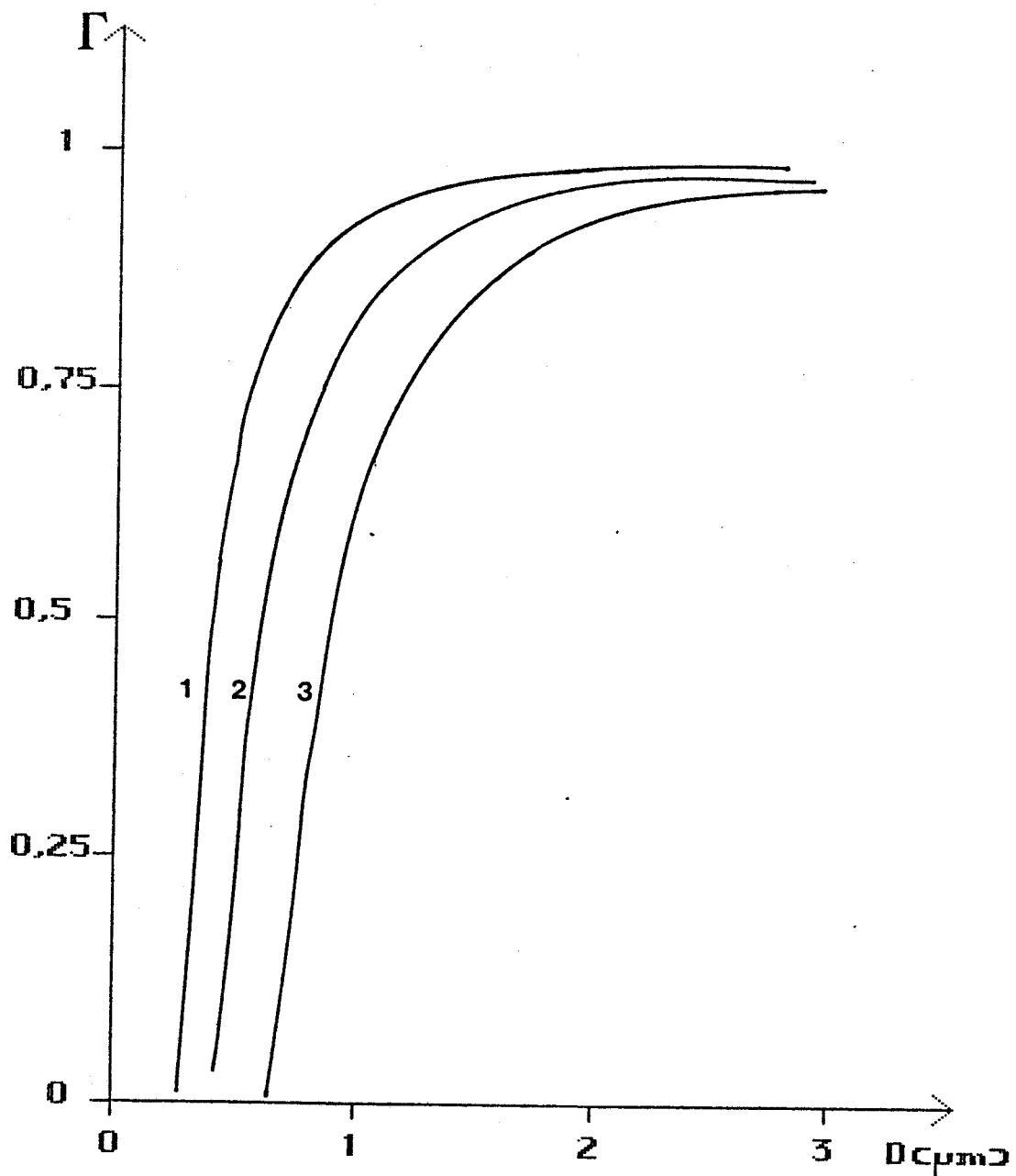


Figure (III-10) : facteur de confinement, pour le mode TE_0 , en fonction de l'épaisseur de la couche guidante dans le cas d'une simple hétérojonction ($A = 0$) ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

Concentration en aluminium : 1) $x = 0,2$
 2) $x = 0,1$
 3) $x = 0,05$

III/4/e - Facteur de confinement :

Nous avons tracé, figure (III-10), le facteur de confinement, dans le cas de l'hétérojonction ($A = 0$), en fonction de l'épaisseur de la couche guidante à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ et pour différentes concentrations en aluminium. L'influence bénéfique d'un fort contraste d'indices de réfraction apparaît immédiatement sur ces courbes. Ainsi l'épaisseur de la couche guidante peut passer de $1,7 \mu\text{m}$ à $0,8 \mu\text{m}$ tout en conservant un facteur de confinement de $0,90$ si la concentration en aluminium est respectivement de 5% et 20% . Rappelons que pour la structure en homojonction que nous avons définie précédemment, une épaisseur de $3,5 \mu\text{m}$ est nécessaire pour atteindre le même résultat.

L'étude que nous venons d'effectuer sur les guides d'ondes plans pouvant être réalisés dans la filière GaAs, nous a permis de mettre en évidence les principales propriétés de propagation de ces guides. Bien que les structures en homojonction aient l'avantage d'être plus simples, leur conception fondée sur la variation d'indice de réfraction liée à la présence de porteurs libres impose des limites que l'on ne rencontre pas chez leurs homologues en hétérojonction. Ainsi ces derniers permettent d'obtenir non seulement des guides passifs à faibles pertes, mais offrent également la possibilité de réaliser des dispositifs ayant des couches guidantes plus fines, ce qui améliore l'efficacité des composants actifs [40].

D'autre part, un choix judicieux des paramètres optiques et géométriques peut conduire à un couplage par onde évanescente entre différents éléments optiques [38], ou au contraire à isoler totalement le mode guide [33] du substrat. Cette dernière configuration peut s'avérer fort prometteuse dans le cadre de l'intégration monolithique de composants optiques et électroniques.

Cependant, ces structures de guidage planes n'assurent le confinement de l'onde électromagnétique que selon une seule direction, ce qui limite considérablement leur utilisation. La conception de composants plus élaborés, ainsi que leur intégration monolithique nécessitent l'emploi de structures offrant un confinement bidimensionnel de l'onde lumineuse. Nous nous proposons, dans la fin de ce chapitre, d'aborder les caractéristiques de ces nouvelles structures.

IV - STRUCTURES DE GUIDAGE BIDIMENSIONNELLES :

IV/1 - GENERALITES :

Dans la perspective de réaliser des composants et des circuits intégrés optiques, il est indispensable d'obtenir un confinement bidimensionnel de la lumière. C'est pourquoi de nombreuses structures permettant un guidage bidimensionnel ont été proposées. Parmi celles le plus couramment utilisées sur semiconducteur nous pouvons citer :

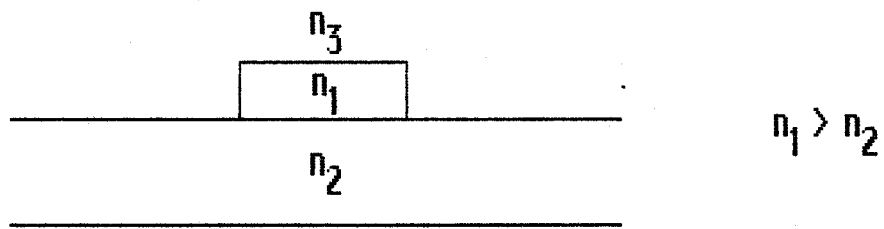
- Le guide surélevé, figure (IV-1-a), qui offre un fort contraste d'indice latéral et donc un bon confinement de l'onde dans cette direction, mais qui nécessite des parois extrêmement lisses pour ne pas entraîner de pertes par radiation trop importantes.

- Le guide à ruban enterré, figure (IV-1-b), qui est moins sujet aux rugosités de paroi car le contraste d'indice de réfraction latéral est moins important ; mais cela se traduit par un confinement latéral de moins bonne qualité.

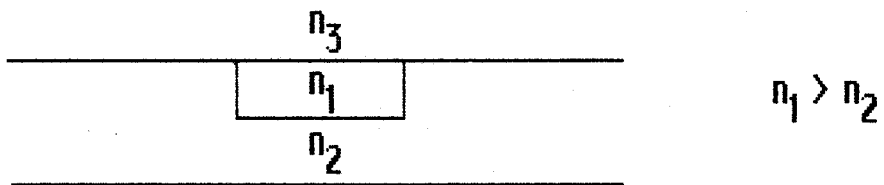
- Le guide chargé par un ruban, figure (IV-1-c), d'indice de réfraction inférieur à celui de la couche guidante qui présente l'avantage de s'affranchir du problème des rugosités des parois latérales.

- Le guide en arête, figure (IV-1-d), qui offre un compromis entre les structures a) et c) tout en ne nécessitant pas la croissance d'une couche supérieure.

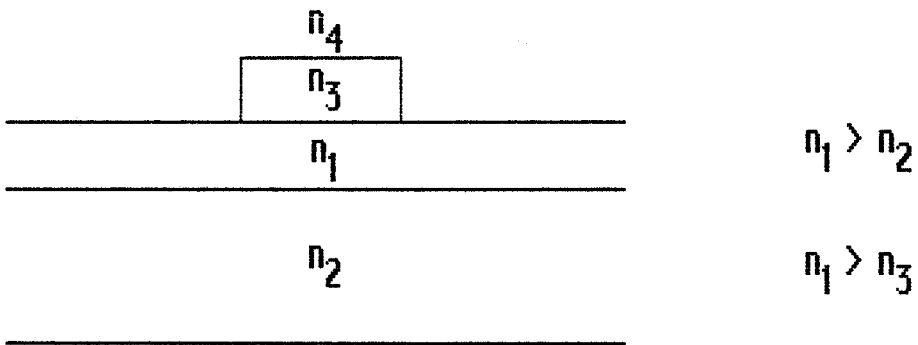
D'une façon générale le confinement de l'onde dans la direction OY est assuré pour les structures a) et b) par une discontinuité de l'indice de réfraction due à des matériaux différents, alors que dans les cas e) et d) il résulte de la variation de l'épaisseur du guide suivant cette direction. Nous développerons, par la suite, plus particulièrement l'étude du



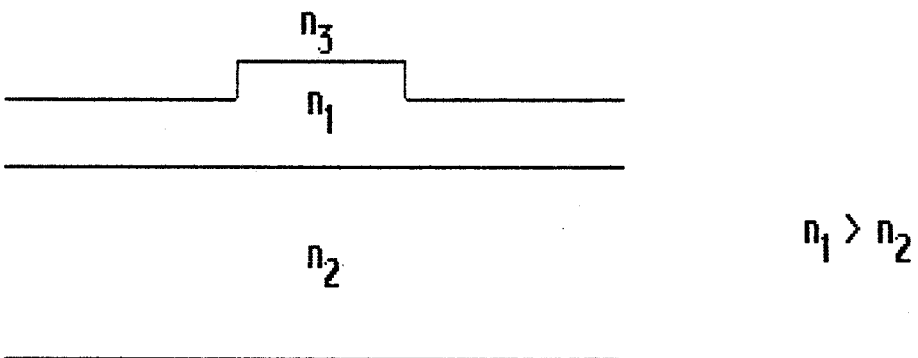
a) guide rectangulaire ou surélevé



b) guide enterré



c) guide chargé par un ruban



d) guide en arête

Figure (IV-1) : présentation de quelques structures de guidage bidimensionnel

guide en arête, puisque c'est cette structure que nous avons choisie de réaliser. Nous rappellerons également quelques propriétés des guides chargés par un ruban dans le cadre de nos réalisations en hétérojonction.

IV/2 - METHODE D'ANALYSE UTILISEE :

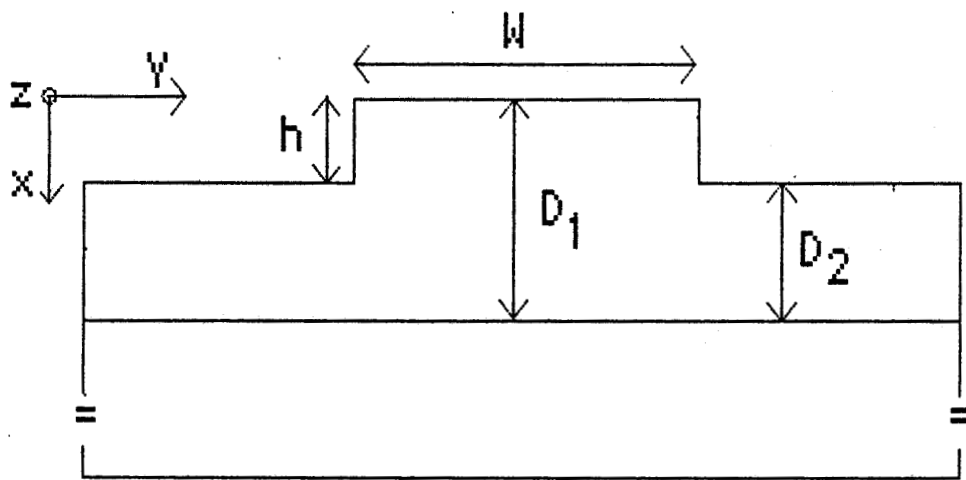
Comparativement aux structures planes que nous venons d'étudier, la résolution du problème de propagation lié à ces nouvelles structures devient beaucoup plus compliquée. En général, il n'existe pas de solutions exactes et on doit avoir recours à des méthodes approchées telles que celle décrite par MARCATILI [41] et qui a servi de base au modèle développé par KNOX et TOULEOS [42], connu sous le nom de : méthode des indices effectifs.

Citons également, parmi les nombreuses approches qui ont été proposées [43,44,45], la méthode du faisceau propagé (B.P.M) [46] fondée sur l'analyse scalaire des équations de MAXWELL simplifiées en faisant usage de l'approximation de faible guidage, ainsi que la méthode du développement des champs en harmonique circulaire, établie par GOELL [47].

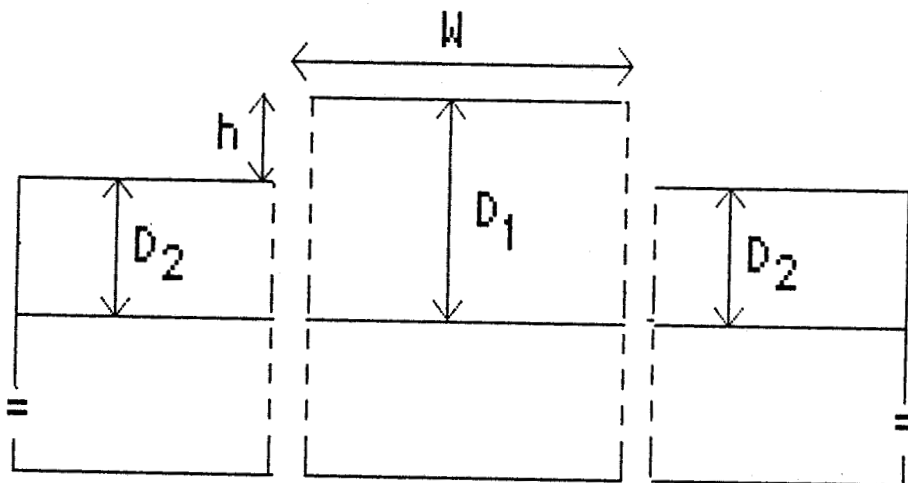
IV/2/a - Méthode des indices effectifs :

IV/2/a/1 - Présentation de la méthode :

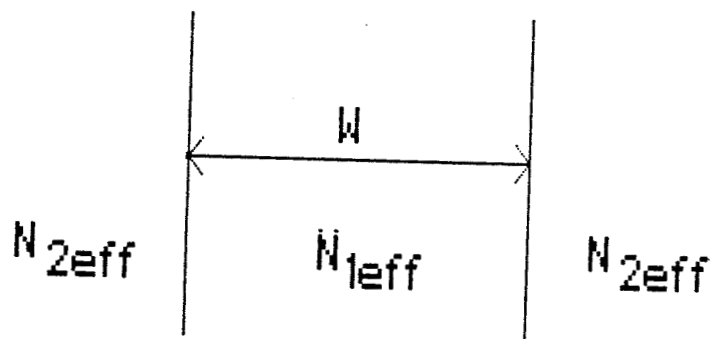
Notre choix s'est porté sur cette méthode car elle permet d'accéder rapidement à la constante de propagation du mode guidé en effectuant une approche analytique simple. Le modèle proposé consiste, dans un premier temps, à considérer deux guides plans infinis suivant la direction OY d'épaisseur D_1 et D_2 , ces deux valeurs correspondant respectivement aux épaisseurs de notre structure sous l'arête et de part et d'autre de celle-ci (voir figure IV-2). Dans le cas d'une onde de type TE, la résolution de l'équation des modes correspondant



a)



b)



c)

Figure (IV-2) : a) Analyse du guidage bidimensionnel d'un guide en arête par la méthode des indices effectifs.

b) Détermination des constantes de propagation β_1 et β_2 des deux guides plans supposés infinis dans la direction OY.

c) Guide d'onde plan équivalent obtenu à partir de b). Détermination de la constante de propagation β de ce guide supposé infini dans la direction OX.

permet de définir les indices effectifs $N_{1\text{eff}}$ et $N_{2\text{eff}}$ de l'onde qui se propage dans ces deux structures. Dans un deuxième temps, on construit un guide plan fictif, constitué d'un milieu d'indice de réfraction $N_{1\text{eff}}$, d'épaisseur W qui correspond à la largeur du guide en arête, entouré de deux milieux infinis d'indice de réfraction $N_{2\text{eff}}$. La résolution de l'équation des modes correspondant cette fois-ci à un mode de type TM, conduit à la détermination de la constante de propagation de la structure à guidage bidimensionnel (voir figure IV-2). Ce formalisme permet ainsi de traiter cette étude en se ramenant au concept du guide d'ondes plan. Toutefois, l'utilisation rationnelle de cette méthode nécessite d'en connaître les limites, c'est ce que nous verrons dans le prochain paragraphe.

IV/2/a/2 - Limites de cette méthode :

La nécessité de définir des indices effectifs de part et d'autre de l'arête, ne permet pas d'envisager l'utilisation de cette méthode si D_2 est inférieur à l'épaisseur de coupure du guide plan. Outre cette contrainte, la validité de cette méthode impose d'être en condition de faible guidage [42], ce qui se traduit par une restriction au niveau des paramètres géométriques du guide, à savoir : le rapport W/h doit être supérieur à deux afin de satisfaire la condition d'aplatissement minimale.

Remarque : Les modes qui se propagent dans les structures bidimensionnelles sont, en toute rigueur, des modes hybrides. Cependant, compte-tenu des conditions de faibles guidages requises par la méthode des indices effectifs, il est possible de les considérer comme quasi TE ou quasi TM [41].

Nous allons dans le prochain paragraphe, à l'aide de ce formalisme, donner une interprétation du guidage latéral qui apparaît dans le cas du guide en arête et du guide chargé par un ruban.

IV/2/a/3 - Interprétation du guidage bidimensionnel dans le cas du guide en arête et du guide chargé par un ruban :

Compte-tenu des résultats obtenus lors de l'étude des guides plans, il apparaît clairement que l'indice de réfraction "vu" par le mode guidé prendra une valeur plus importante pour le guide en arête dans la partie la plus épaisse de celui-ci (voir figure IV/1/d). Il en est de même pour le guide chargé par un ruban dans la zone où la couche superficielle est la plus épaisse. Ainsi, le guidage latéral peut s'interpréter par réflexions totales de l'onde électromagnétique aux interfaces I/II.

Nous nous proposons de consacrer la fin de ce chapitre à définir, à partir des structures de guidage planes que nous avons retenues précédemment, les paramètres géométriques W et h qui leur assureront des propriétés de propagation monomode.

IV/3 - APPLICATION A QUELQUES STRUCTURES DE GUIDAGE REALISEES SUR GaAs :

IV/3/a - Structure de guidage bidimensionnelle réalisée à partir d'une homojonction :

Nous allons dans ce paragraphe étudier les propriétés de propagation des guides en arête qu'il est possible de réaliser à partir de la structure plane en homojonction que nous avons définie au paragraphe II/8/c/2/b. Rappelons que les dopages du substrat et de la couche guidante sont respectivement de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de 10^{14} cm^{-3} alors que l'épaisseur de cette dernière $D = 3,5 \text{ } \mu\text{m}$ a été choisie afin de conférer à ce guide plan une propagation monomode dans la direction OX.

La structure étant ainsi définie, pour conférer des propriétés de propagation monomode au guide en arête que nous

désirons obtenir, il apparaît que les deux seuls paramètres sur lesquels nous pouvons encore agir sont la hauteur h et la largeur W de son arête (voir figure IV-2-bis).

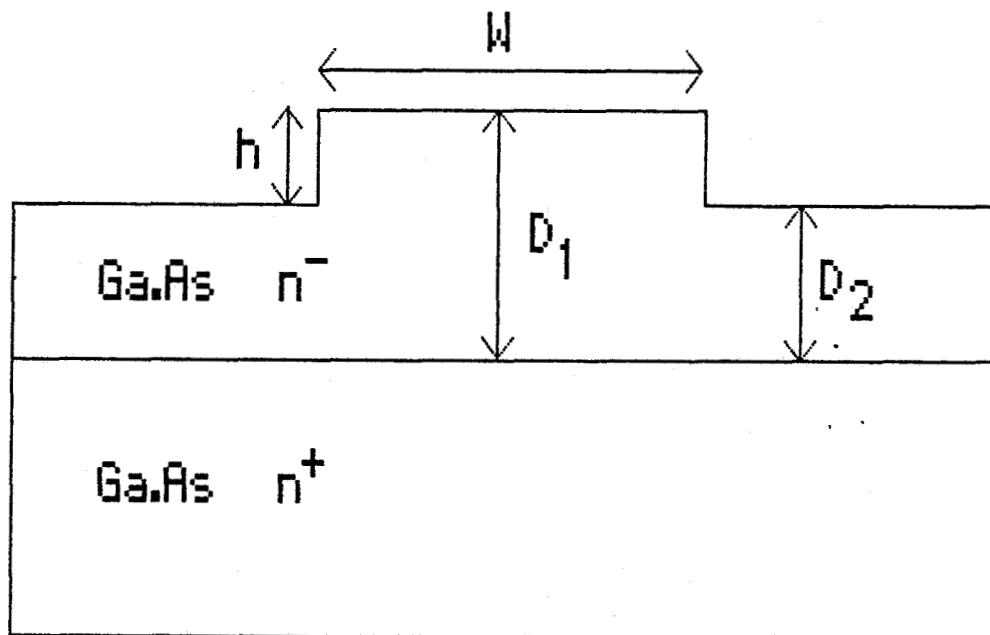


Figure (IV-2-bis): Guide en arête réalisé à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ définie au paragraphe I/8/c/2/b

Nous allons dans un premier temps étudier l'influence de la hauteur de l'arête sur le contraste d'indice latéral du guide.

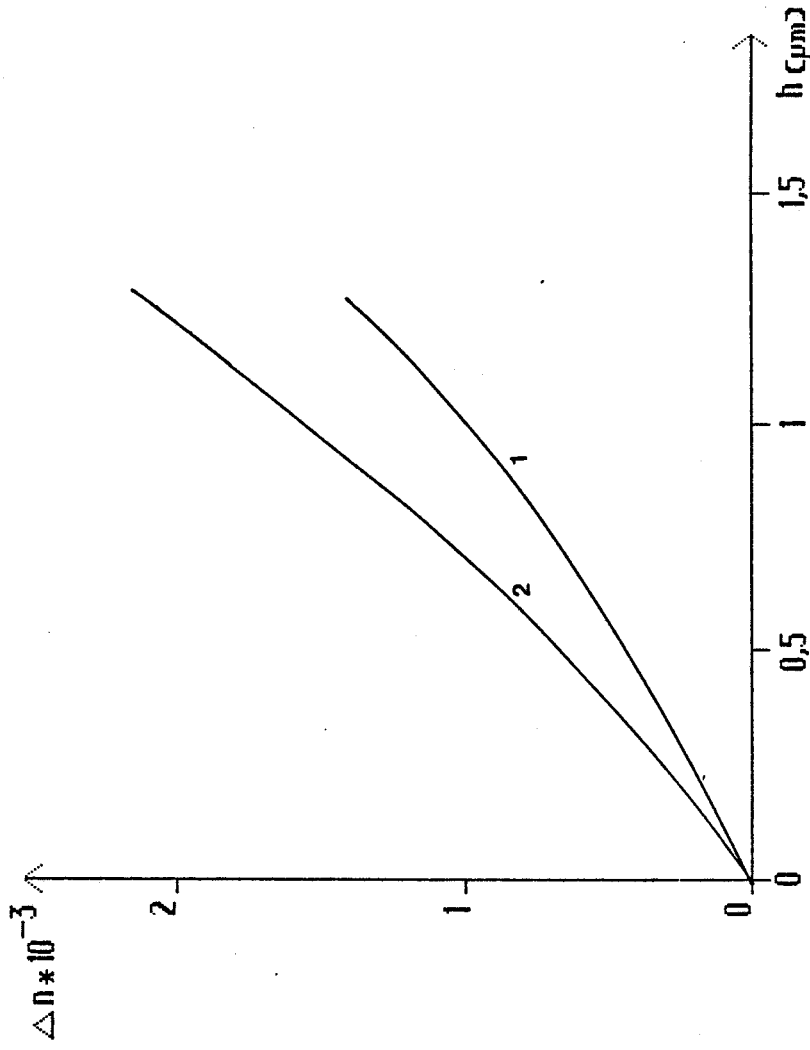


Figure (IV-4) : contraste d'indices effectifs en fonction de la hauteur de l'arête, pour deux longueurs d'ondes différentes. 1) $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$
2) $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

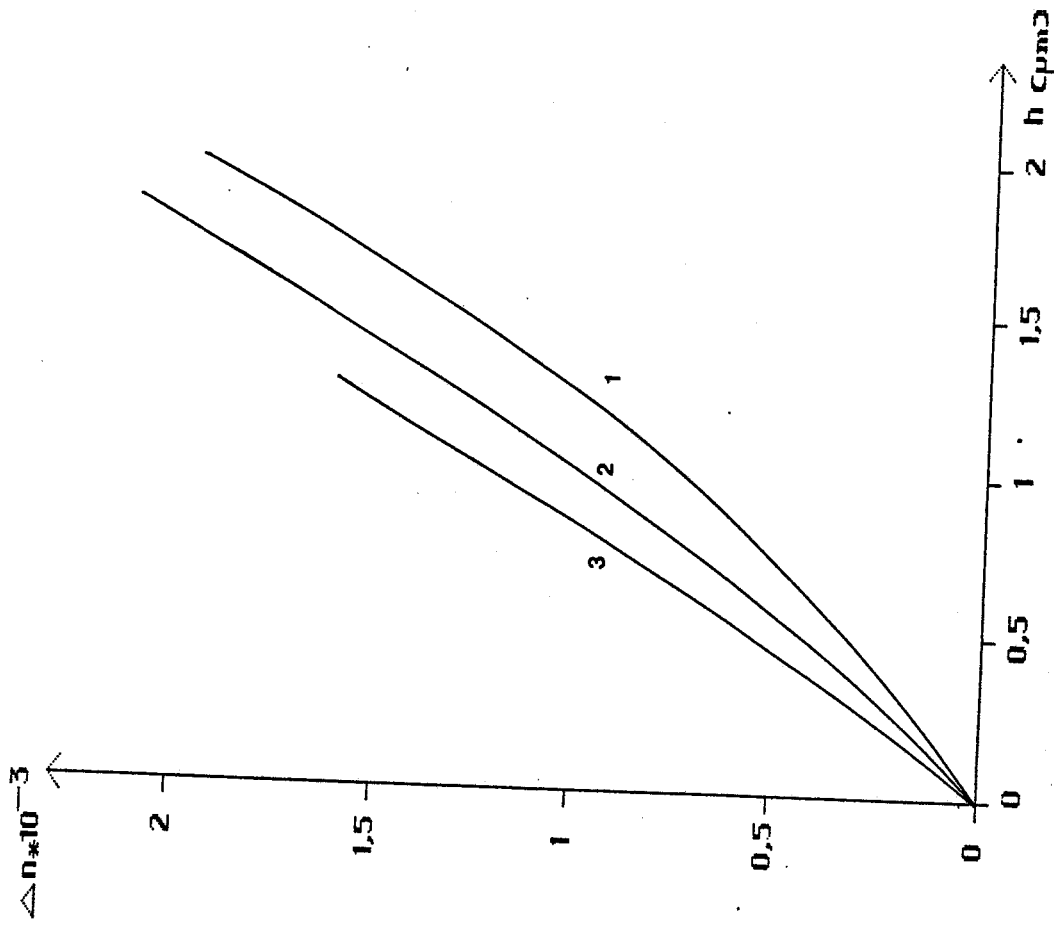


Figure (IV-3) : contraste d'indices effectifs en fonction de la hauteur d'arête h pour trois épaisseurs différentes de la couche guidante sous l'arête
1) $D = 4 \mu\text{m}$; 2) $D = 3,5 \mu\text{m}$; 3) $D = 3 \mu\text{m}$. $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

IV/3/a/1-Influence de la hauteur de l'arête sur le contraste d'indice effectif :

L'épaisseur de notre guide en arête a été fixée par l'étude du guide plan ; cependant, nous pouvons noter que sa valeur influe sur le contraste de l'indice effectif. En effet, si nous nous référons aux diagrammes de dispersion $\beta/k_0 = f(D)$, que nous avons tracés figures (II-3-a, b et c), nous pouvons observer que la pente des tangentes à ces courbes définie par $\Delta n_{\text{eff}} / \Delta D$ est d'autant plus grande que D est faible, à l'exception des valeurs de D proches de la coupure.

Afin d'illustrer ce phénomène, nous avons tracé figure (IV-3) l'amplitude du contraste d'indices Δn , en fonction de la hauteur d'arête h pour trois valeurs de D_I (D_I , étant l'épaisseur du guide sous l'arête) à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Ainsi, si pour la structure que nous désirons réaliser, $D_I = 3,5 \mu\text{m}$, la variation d'indice effectif est de l'ordre de 10^{-3} lorsque h vaut un micron, elle passe respectivement à des valeurs de $7,6 \cdot 10^{-4}$ et $1,25 \cdot 10^{-3}$ pour des épaisseurs D_I de $4 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$. Examinons maintenant l'influence de la longueur d'onde. Dans ce but, la figure (IV-4) montre l'évolution du contraste d'indice effectif obtenu aux longueurs d'ondes de $1,06 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$. Nous pouvons constater que, dans ce domaine de longueurs d'ondes, la variation de l'indice effectif en fonction de la hauteur de l'arête est d'autant plus élevée que la longueur d'onde est grande. Cette propriété est principalement due à la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la longueur d'onde (proportionnelle à λ^2 , voir chapitre I - paragraphe II/1). Cela se traduit par un contraste d'indice couche guidante - substrat plus important lorsque la longueur d'onde augmente : respectivement $6,2 \cdot 10^{-3}$ et $4 \cdot 10^{-3}$ aux longueurs d'ondes de $1,3 \mu\text{m}$ et $1,06 \mu\text{m}$ pour la structure que nous considérons. Une variation de l'épaisseur du guide plan s'accompagne alors d'une variation d'autant plus importante de l'indice effectif que la longueur d'onde considérée est grande. Les courbes de dispersion des figures (II-3-b et II-5) du paragraphe II/3

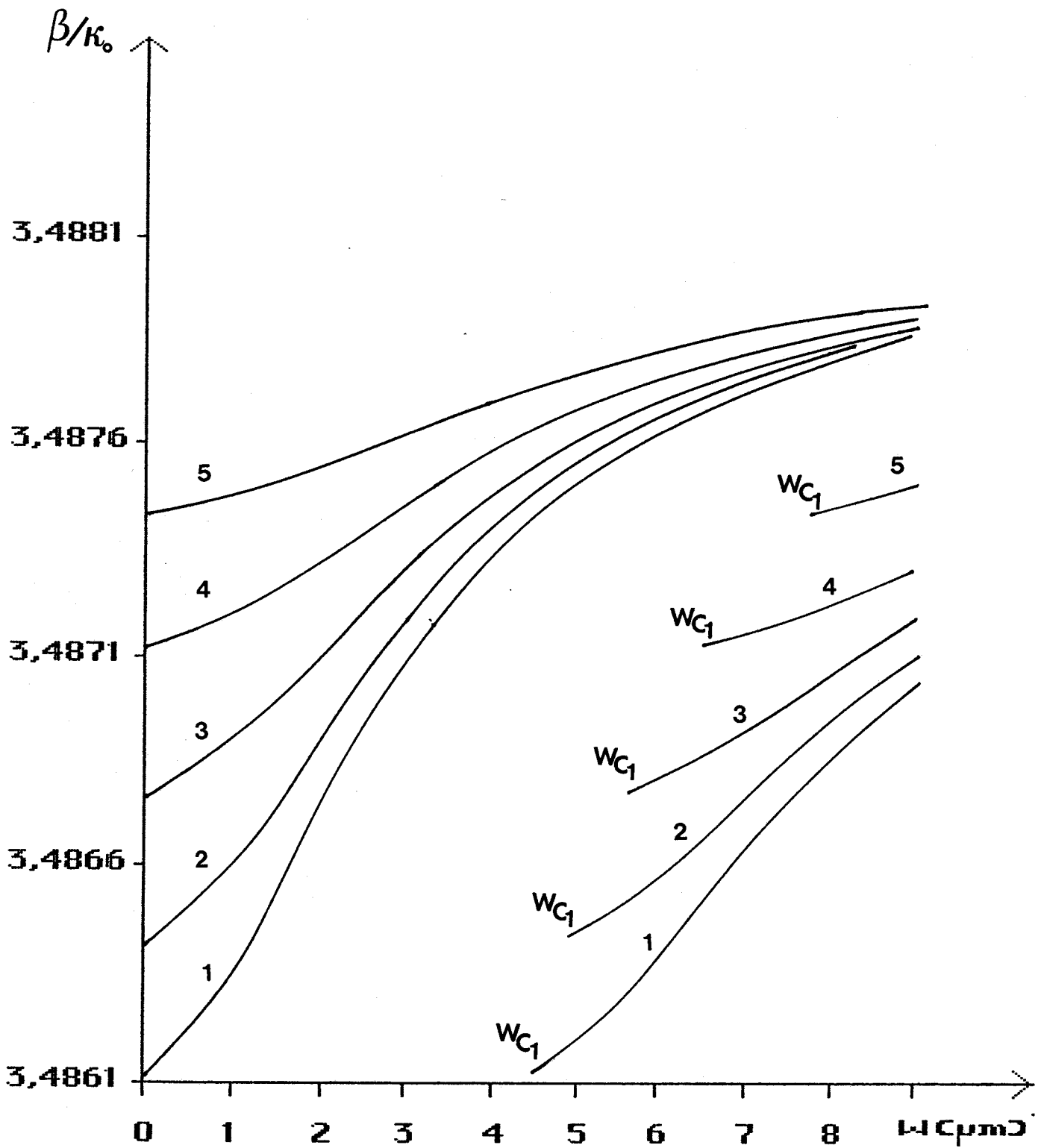


Figure (IV-5) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f(W)$ pour une onde de type TE. $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; $D = 3,5 \mu\text{m}$

- | | | |
|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| 1) $h = 1,75 \mu\text{m}$ | 3) $h = 1,25 \mu\text{m}$ | 5) $h = 0,75 \mu\text{m}$ |
| 2) $h = 1,5 \mu\text{m}$ | 4) $h = 1 \mu\text{m}$ | |

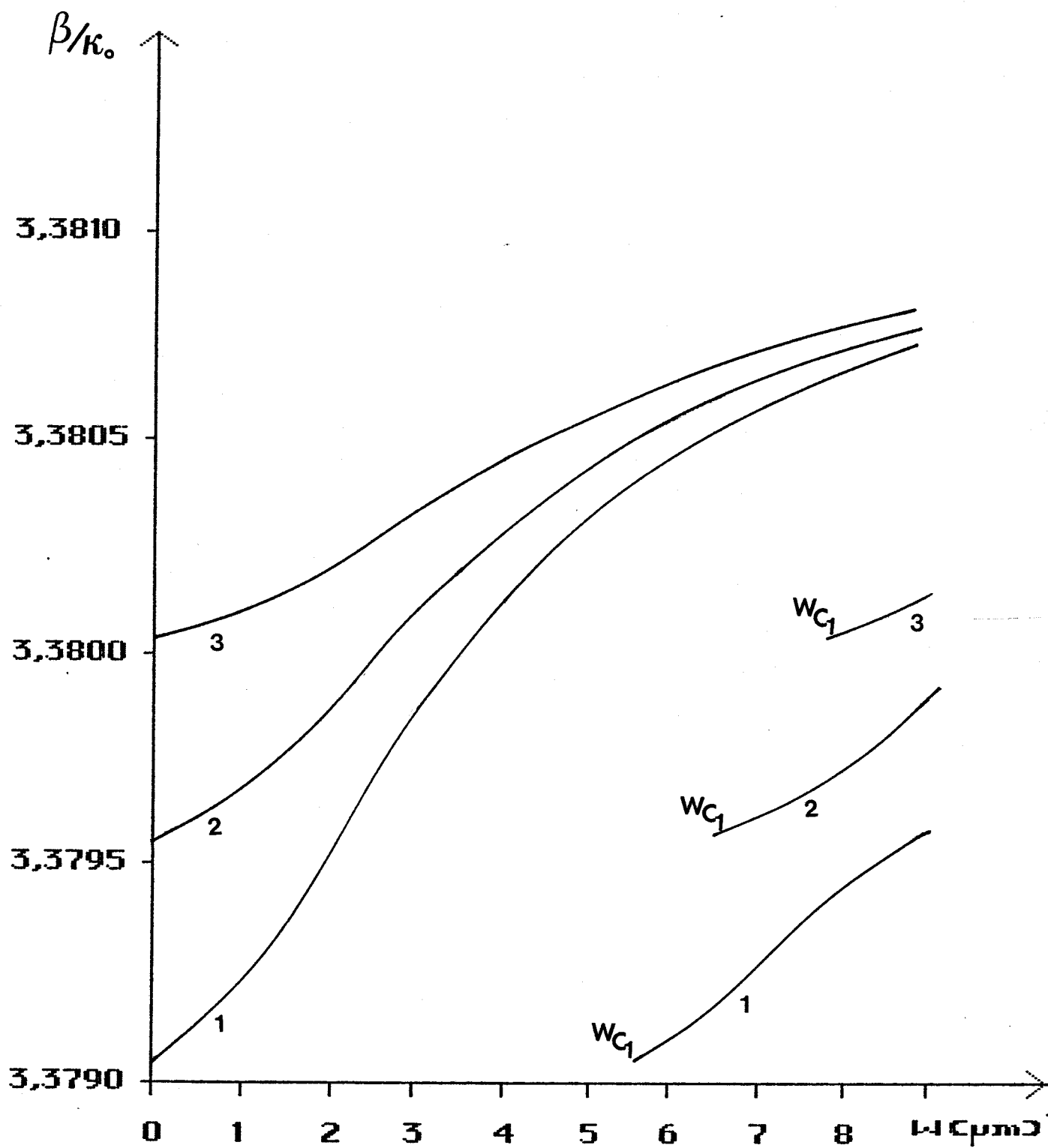


Figure (IV-6) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f(W)$ pour une onde de type TE.

$\lambda_0 = 1,3 \mu m$; $D = 3,5 \mu m$

1) $h = 1,25 \mu m$

2) $h = 1 \mu m$

3) $h = 0,75 \mu m$

illustrent ce phénomène. La détermination de l'indice effectif, effectuée par une méthode itérative pour les guides plans d'épaisseur D_I et $D_{II} = D_I - h$, va nous permettre d'accéder dans le prochain paragraphe à la constante de propagation des modes guidés susceptibles de se propager dans la structure de guide en arête représentée figure (IV-2-bis).

IV/3/a/2 - Courbes de dispersion :

La détermination de la constante de propagation des modes guidés par la méthode des indices effectifs revient, comme nous l'avons rappelé précédemment, à déterminer la constante de propagation des modes guidés du guide plan fictif, symétrique, d'épaisseur W et d'indices de réfraction $N_{I\text{eff}}$ et $N_{II\text{eff}}$ (voir figure IV-2-c). Cette étude s'effectue donc de façon tout à fait analogue à celle que nous avons réalisée dans le cas du guide d'ondes simple au paragraphe II/2. Cependant, notons que si l'onde électromagnétique considérée est de type quasi TE, il convient d'utiliser pour ce guide plan fictif l'équation (46) relative aux modes TM.

Les courbes de dispersion $W = f(\beta/k_0)$ obtenues à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ sont tracées figure (IV-5) pour différentes hauteurs d'arêtes. Nous pouvons d'ores et déjà observer qu'il n'apparaît aucune épaisseur de coupure pour le mode fondamental, car nous raisonnons à partir d'un guide plan symétrique. Par ailleurs, l'épaisseur de coupure W_{c1} correspondant à la largeur d'arête à partir de laquelle la propagation perd son caractère monomode selon OY, est d'autant plus petite que la hauteur de l'arête est élevée. Ce résultat correspond à un contraste d'indice effectif plus important. L'influence de la longueur d'onde sur les propriétés de propagation de cette structure de guidage bidimensionnelle est illustrée en comparant les courbes de dispersion obtenues à $1,3 \mu\text{m}$, figure(IV-6), à celles obtenues à $1,06 \mu\text{m}$, figure(IV-5). Il apparaît que pour des structures identiques, les épaisseurs de coupure du mode $TE_{0,1}$ (le premier indice est relatif à la

direction OX, le deuxième à la direction OY) sont du même ordre de grandeur à ces deux longueurs d'ondes. L'augmentation du contraste d'indice effectif latéral obtenue à $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ (voir paragraphe IV/3/a/1) est compensée par l'augmentation de longueur d'onde de la radiation considérée. A titre d'exemple pour $h = 1$ micron, si $\Delta n = 1,56 \cdot 10^{-3}$ à $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ et $\Delta n = 1,01 \cdot 10^{-3}$ à $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$, les épaisseurs de coupure respectives du mode TE_{01} sont $W_{c_1} = 6,32 \mu\text{m}$ et $W_{c_1} = 6,30 \mu\text{m}$. Autrement dit, dans les limites de la méthode utilisée, les caractéristiques géométriques nécessaires pour obtenir une propagation monomode sont quasiment identiques à ces deux longueurs d'ondes.

Si une augmentation du contraste d'indice effectif peut faciliter le couplage de l'énergie lumineuse par la face clivée du guide, il n'en résulte pas moins qu'il est alors nécessaire de diminuer la largeur W de l'arête pour conserver des propriétés de propagation monomode. De plus, la réalisation de notre composant doit être compatible avec les procédés technologiques mis à notre disposition et notamment avec le procédé de photolithographie qui impose des limites aux paramètres géométriques des dispositifs. Les essais que nous avons effectués ont mis en évidence qu'il était peu concevable d'obtenir, avec cette technique, des guides optiques ayant des parois de bonne qualité pour des longueurs de plusieurs millimètres, si la largeur de ceux-ci était inférieure à $5,5 - 6 \mu\text{m}$ (problèmes de diffraction lors de l'insolation, révélation délicate...). L'utilisation du masqueur électronique qui, lors de nos réalisations, commençait à être en service mais pour d'autres dispositifs, devrait permettre de s'affranchir de ces limites.

Compte-tenu de ces remarques, il apparaît que les paramètres géométriques de l'arête les mieux adaptés à notre structure sont : une largeur W de $5,5 - 6 \mu\text{m}$ et une hauteur h de $1 - 1,2 \mu\text{m}$. Rappelons que l'épaisseur du guide sous l'arête est de $3,5 \mu\text{m}$ et que les dopages respectifs de la couche guidante et du substrat sont de $10^{14}/\text{cm}^3$ et de $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$.

IV/3/a/3 - Profil du mode guidé - Facteur de confinement :

Le profil latéral du mode a été calculé à partir des expressions analytiques obtenues dans le cadre du guide d'ondes plan (voir paragraphe II/6) pour lesquelles les constantes de propagation transversales ont été calculées à partir de l'équation des modes relative à une onde de type TM. Nous avons reporté sur la figure (IV-7-a), le profil du mode dans les directions OX et OY, ainsi qu'une représentation dans le plan (OXY) de la répartition de la puissance lumineuse se propageant dans la direction OZ. Il apparaît une forte dissymétrie du mode par rapport au plan (YOZ), due à la forte différence d'indice de réfraction entre l'air et le substrat, alors que la symétrie de la structure par rapport au plan (XOZ) se retrouve bien évidemment au niveau du profil de mode latéral. Notons également un moindre confinement de l'onde lumineuse dans la direction OY, illustré par la figure (IV-7-b), lié à un faible contraste d'indice effectif latéral.

IV/3/b - Structure de guidage bidimensionnelle réalisée à partir d'une hétérojonction :

Nous nous proposons dans cette partie de déterminer, comme précédemment, les paramètres géométriques W et h qui assureront des propriétés de propagation monomode au guide en arête que nous allons réaliser à partir du guide d'ondes plan, en simple hétérojonction, défini au paragraphe III/4. Afin de donner également quelques résultats relatifs aux guides en double hétérojonction, nous effectuerons cette analyse en utilisant le concept du guide quatre couches appliqué à la structure représentée figure (IV-8). Nous supposons donc être en présence de modes profonds pour lesquels l'épaisseur de la couche d'isolation optique en GaAlAs peut être considérée comme semi-infinie. Le cas du guide d'ondes en simple hétérojonction est obtenu en prenant A égal à zéro.

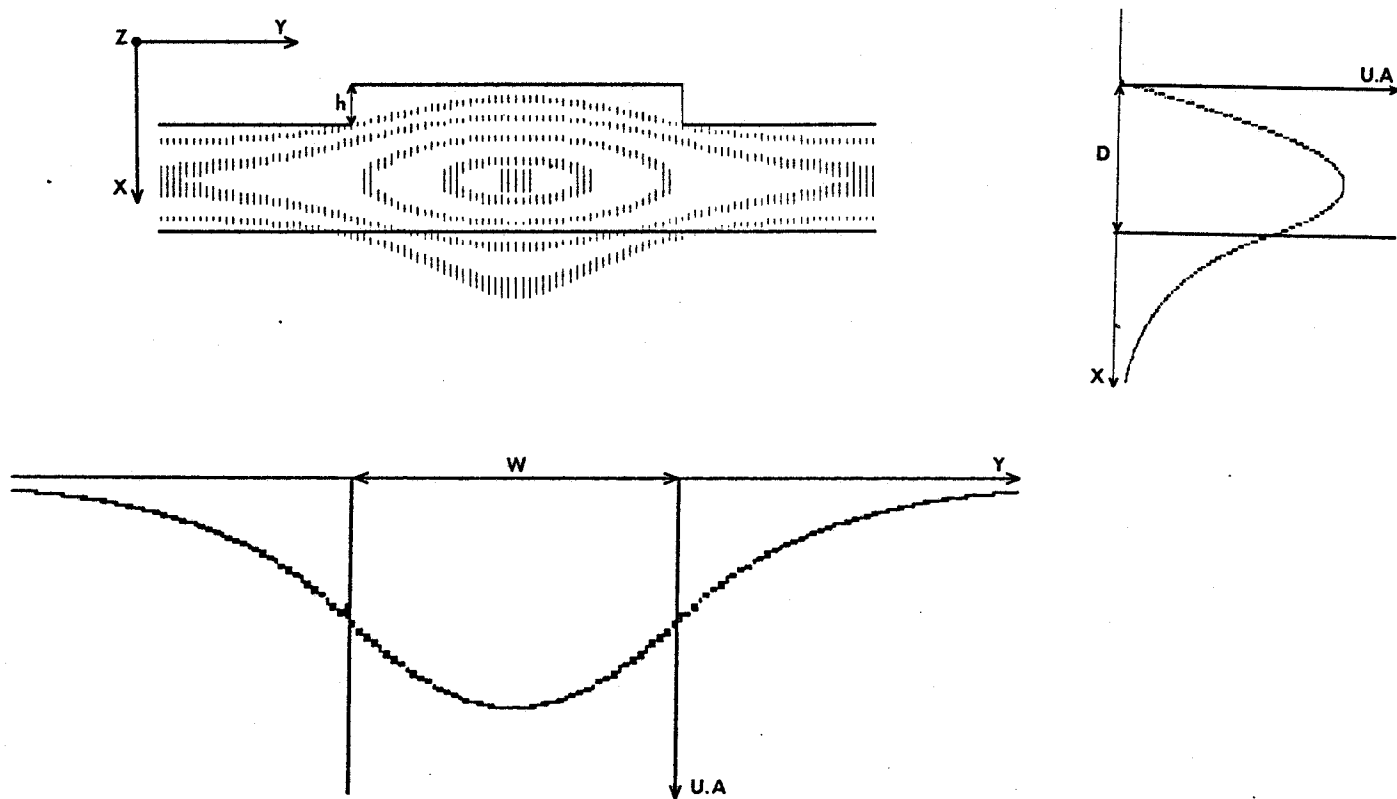


Figure (IV-7-a) : profils de mode latéral et transversal, ainsi qu'une représentation de la répartition de la puissance lumineuse véhiculée suivant OZ pour $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; $W = 6 \mu\text{m}$; $h = 1 \mu\text{m}$; $D = 3,5 \mu\text{m}$

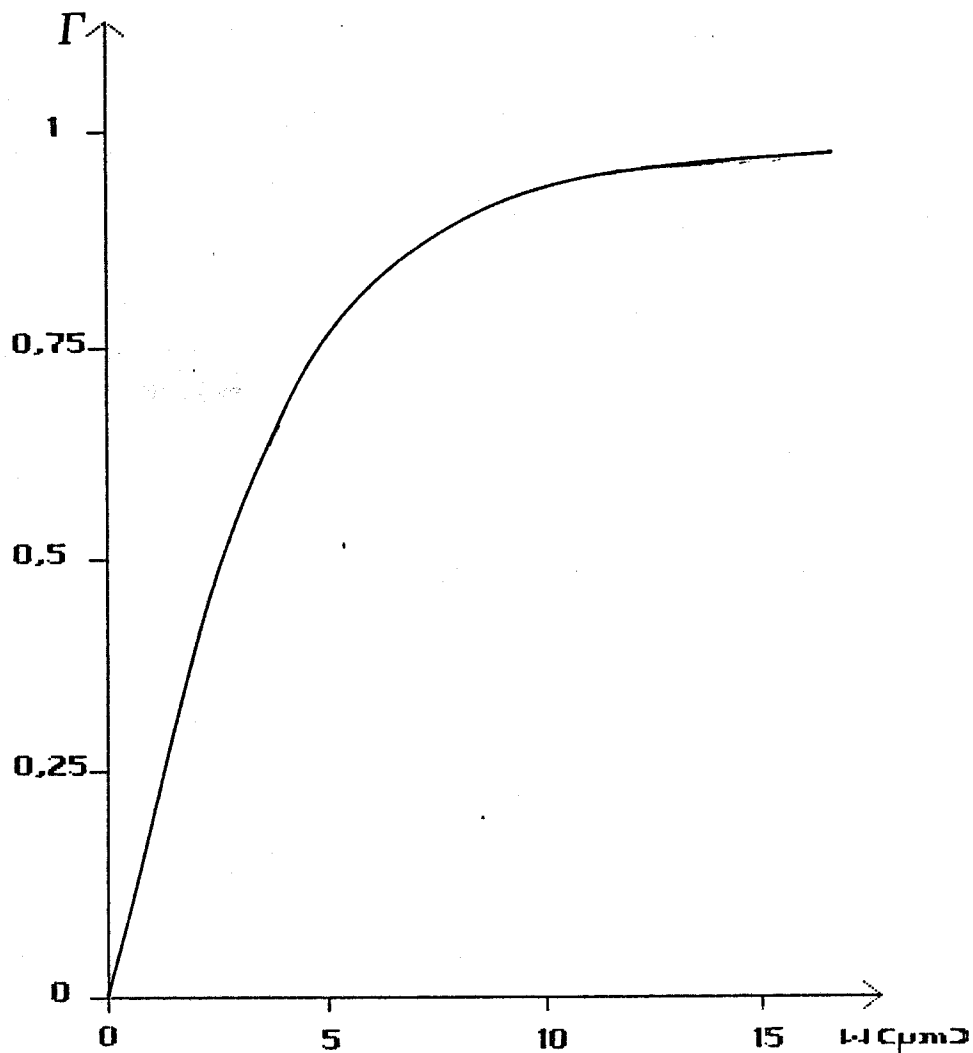


Figure (IV-7-b) : évolution du facteur de confinement, dans la direction OY, en fonction de la largeur de l'arête. $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

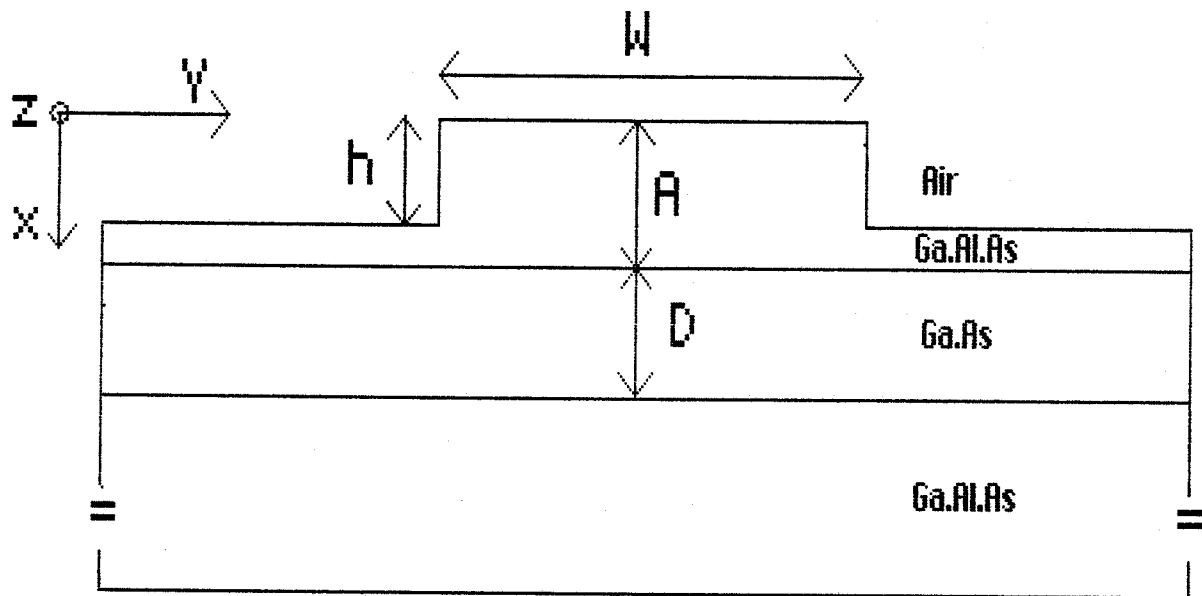


Figure (IV-8) : schématisation d'un guide d'onde en double hétérojonction

IV/3/b/1 - Influence de la hauteur de l'arête sur le contraste d'indice effectif :

L'évolution du contraste d'indice effectif est représentée figure (IV-10) pour plusieurs épaisseurs de couche superficielle de $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$: $A = 0 ; 0,1 ; 0,2 \mu\text{m}$, à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Il est intéressant de noter que l'on obtient des valeurs beaucoup plus importantes, à hauteur d'arête identique, que pour leurs homologues en homojonction. C'est la conséquence d'une plus forte amplitude du contraste d'indice de réfraction couche guidante/couche de GaAlAs qui se traduit par une variation plus prononcée des courbes de dispersion $\beta/k_0 = f(D)$ (voir paragraphe III/4/d). A titre d'exemple, pour $A = 0$ et $h = 0,1 \mu\text{m}$ le contraste d'indice effectif atteint une valeur de l'ordre de $1,9 \cdot 10^{-3}$. Ce résultat est important d'un point de vue technologique car il est

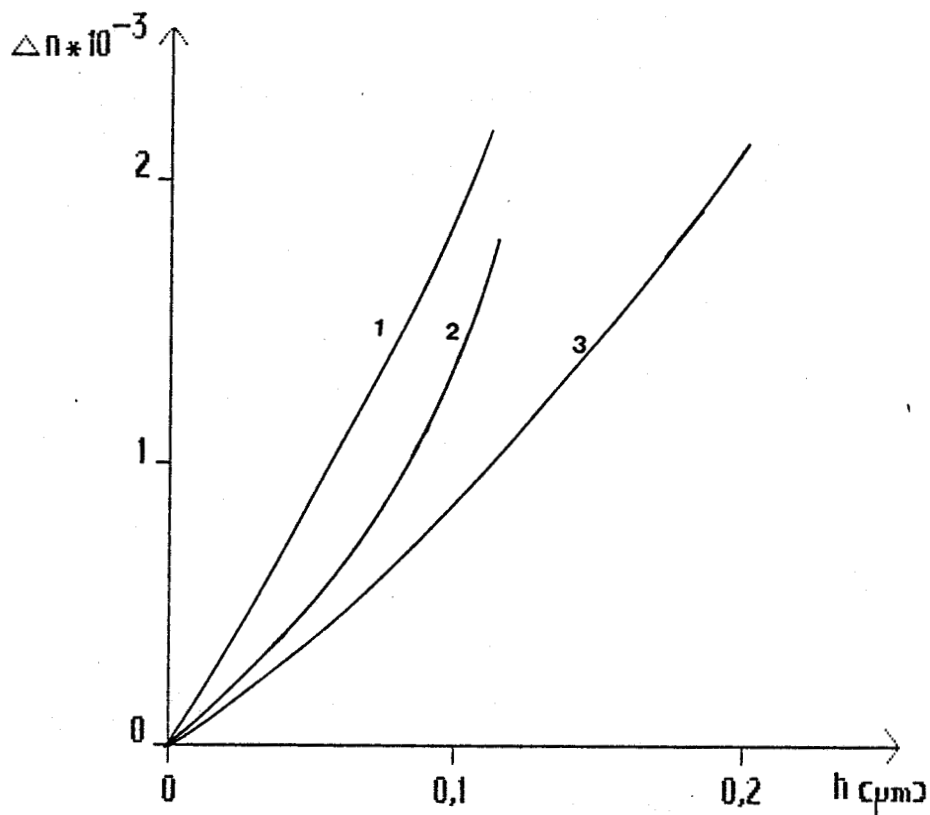


Figure (IV-10) : évolution du contraste d'indice effectif en fonction de la hauteur d'arête pour plusieurs épaisseurs de couche superficielle de GaAlAs ($x = 0,1$)
 1) $A = 0 \mu\text{m}$; 2) $A = 0,1 \mu\text{m}$; 3) $A = 0,2 \mu\text{m}$
 $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; $D = 1,3 \mu\text{m}$

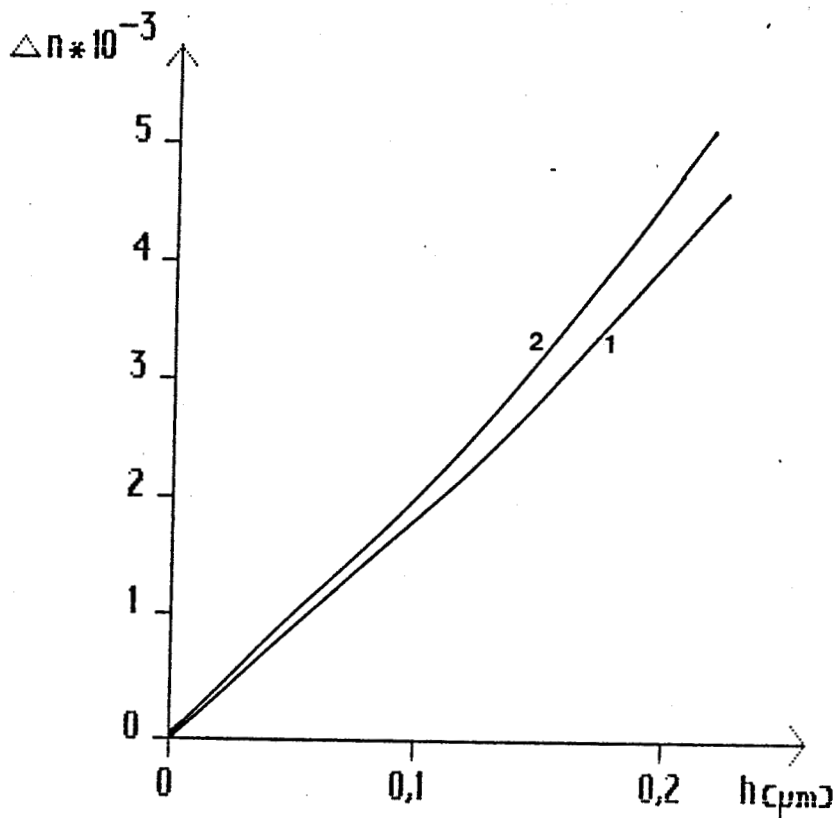


Figure (IV-11) : évolution du contraste d'indice effectif en fonction de la hauteur d'arête, dans le cas de la simple hétérojonction ($A = 0$), pour deux longueurs d'ondes différentes
 1) $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; 2) $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ - $D = 1,3 \mu\text{m}$; $x = 0,1$

d'autant plus facile d'obtenir des parois comportant un minimum d'irrégularités que la hauteur de celles-ci est faible. Ainsi, on peut espérer diminuer les pertes par dispersion dues aux rugosités de parois [6].

Les courbes relatives aux couches superficielles de GaAlAs de $0,1 \mu\text{m}$ et $0,2 \mu\text{m}$ mettent en évidence la possibilité de créer une variation d'indice effectif suffisante pour assurer un guidage bidimensionnel sans pour autant que les parois de l'arête n'atteignent la couche guidante ($h \leq A$). Le mode guidé n'est alors plus directement sollicité par la rugosité des parois de l'arête ce qui conduit ainsi à de faibles pertes à la propagation [48]. Hormis cette remarque, ces structures en double hétérojonction n'ayant fait l'objet d'aucune réalisation dans le cadre de notre étude, nous ne développerons pas plus en détail leurs propriétés [49]. Contrairement aux structures en homojonction, le contraste d'indice de réfraction couche guidante - couche d'isolation optique étant quasiment indépendant de la longueur d'onde [22], les courbes de dispersion obtenues à $1,06 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$ suivent des variations très voisines ; cela se traduit par des valeurs de contraste d'indice effectif très proches pour ces deux radiations comparativement aux structures précédentes. Ce phénomène est illustré par la figure (IV-11) où les courbes ont été tracées pour $A = 0$ (simple hétérojonction). A titre d'exemple, si l'on se fixe une hauteur d'arête telle que $\Delta n = 10^{-3}$ à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ pour les deux structures, homojonction et hétérojonction, à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$, on note une variation du contraste d'indice effectif d'environ 10 % pour la structure en hétérojonction et de 56 % pour celle en homojonction. L'influence de ce résultat sur les propriétés de propagation des guides en arête apparaîtra dans le prochain paragraphe.

IV/3/b/2 - Courbes de dispersion :

La détermination de la constante de propagation du mode guidé s'effectue en suivant une démarche analogue à celle utilisée dans le cas des structures en homojonction. Les figures (IV-12) et (IV-13) représentent l'évolution des courbes de dispersion, relatives à la structure en simple hétérojonction que nous avons retenue pour notre seconde réalisation, respectivement aux longueurs d'ondes de $1,06 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$. Outre les remarques qui ont déjà été mentionnées pour le cas précédent, absence d'épaisseur de coupure latérale W_{c1} pour le mode fondamental, variation de celle du mode d'ordre supérieur W_{c1} , avec l'amplitude du contraste d'indice effectif, il convient de noter cette fois-ci une dépendance significative de l'épaisseur de coupure W_{c1} , vis-à-vis de la longueur d'onde. Ainsi pour une hauteur d'arête h égale à $0,1 \mu\text{m}$, sa valeur est respectivement de l'ordre de $W_{c1} = 4,64 \mu\text{m}$ et $W_{c1} = 5,60 \mu\text{m}$ aux longueurs d'ondes de $1,06 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$. C'est la conséquence d'un contraste d'indice effectif du même ordre de grandeur (voir paragraphe IV/3/b/1) pour des valeurs de longueurs d'ondes dans le vide λ_0 différentes. Il nous faut donc considérer la condition la plus restrictive pour assurer une propagation monomode à ces deux longueurs d'ondes. Compte-tenu des contraintes technologiques précédemment énoncées, il nous a semblé que les paramètres géométriques les mieux adaptés à la réalisation de notre dispositif étaient : $W = 5,5 - 6 \mu\text{m}$; $h = 600 - 800 \text{ \AA}$. Rappelons que l'épaisseur du guide sous l'arête est de $1,3 \mu\text{m}$, que les couches utilisées sont non intentionnellement dopées, en GaAs pour la couche guidante et en $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$ pour la couche d'isolation optique d'épaisseur $2 \mu\text{m}$.

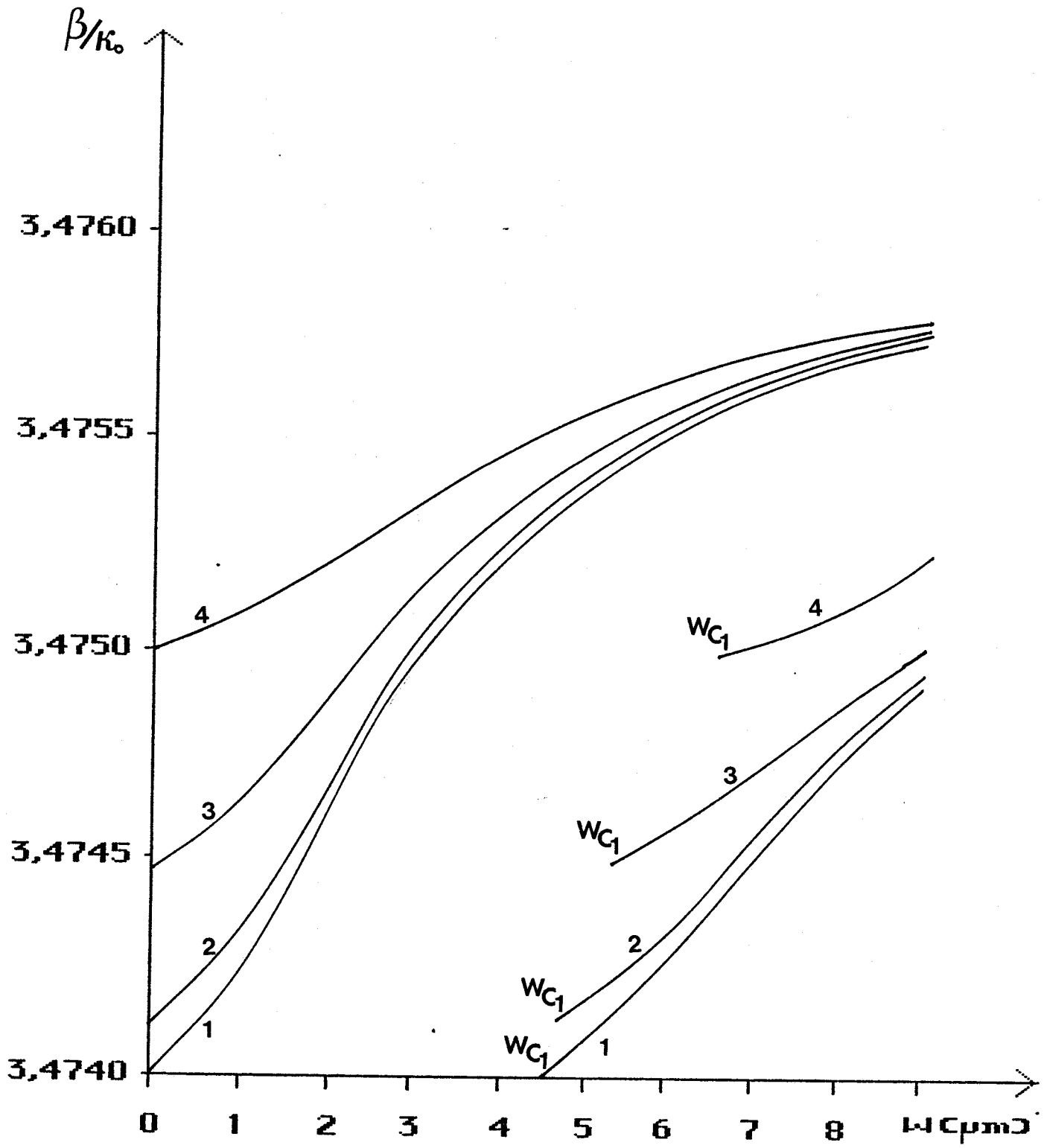


Figure (IV-12) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f(W)$ pour une onde de type TE

$\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; $D = 1,3 \mu\text{m}$

1) $h = 0,12 \mu\text{m}$; 3) $h = 0,06 \mu\text{m}$

2) $h = 0,1 \mu\text{m}$; 4) $h = 0,08 \mu\text{m}$

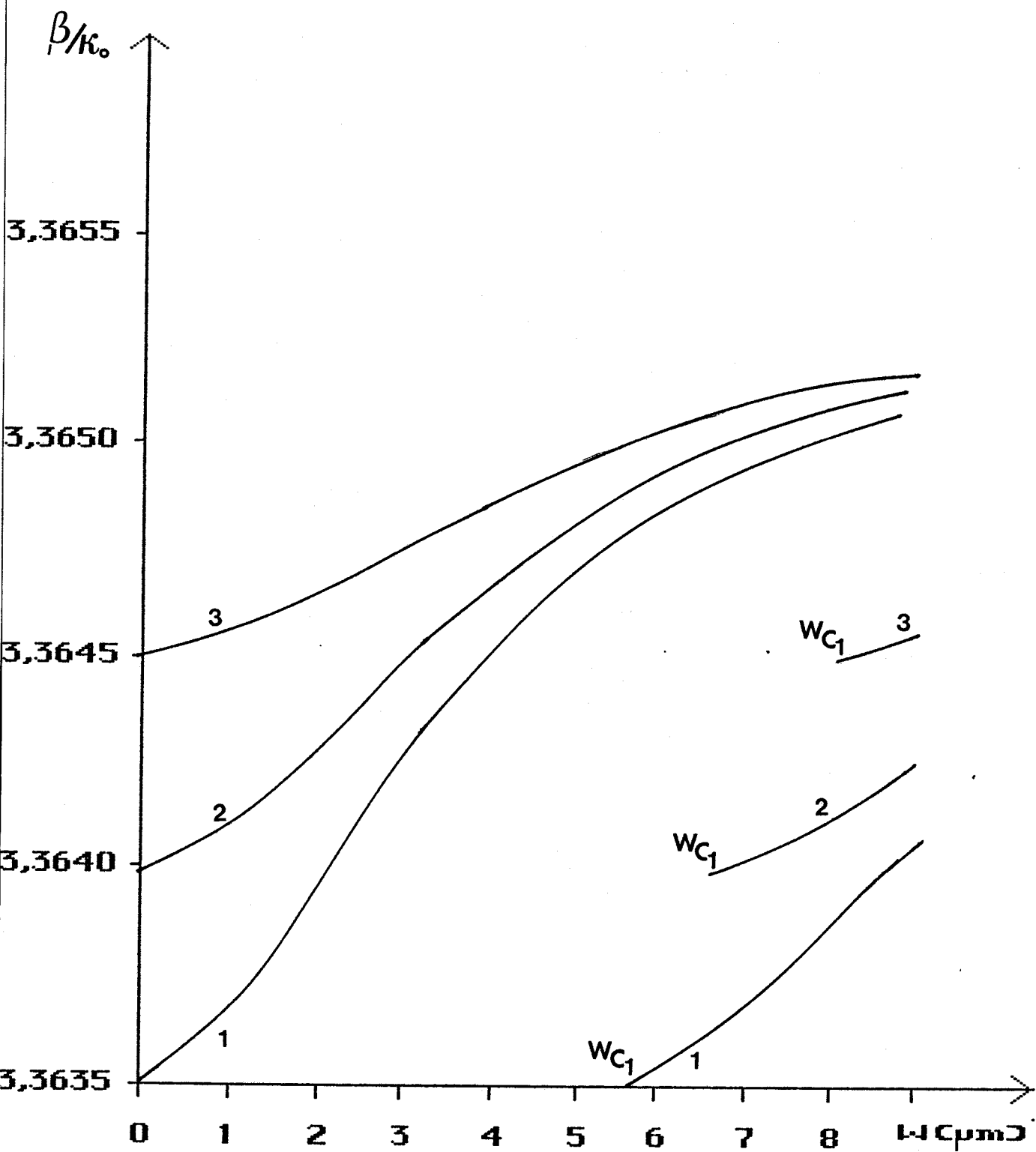


Figure (IV-13) : courbe de dispersion $\beta/k_0 = f(W)$
 pour une onde de type TE
 $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$; $D = 1,3 \mu\text{m}$
 1) $h = 0,1 \mu\text{m}$
 2) $h = 0,08 \mu\text{m}$
 3) $h = 0,06 \mu\text{m}$

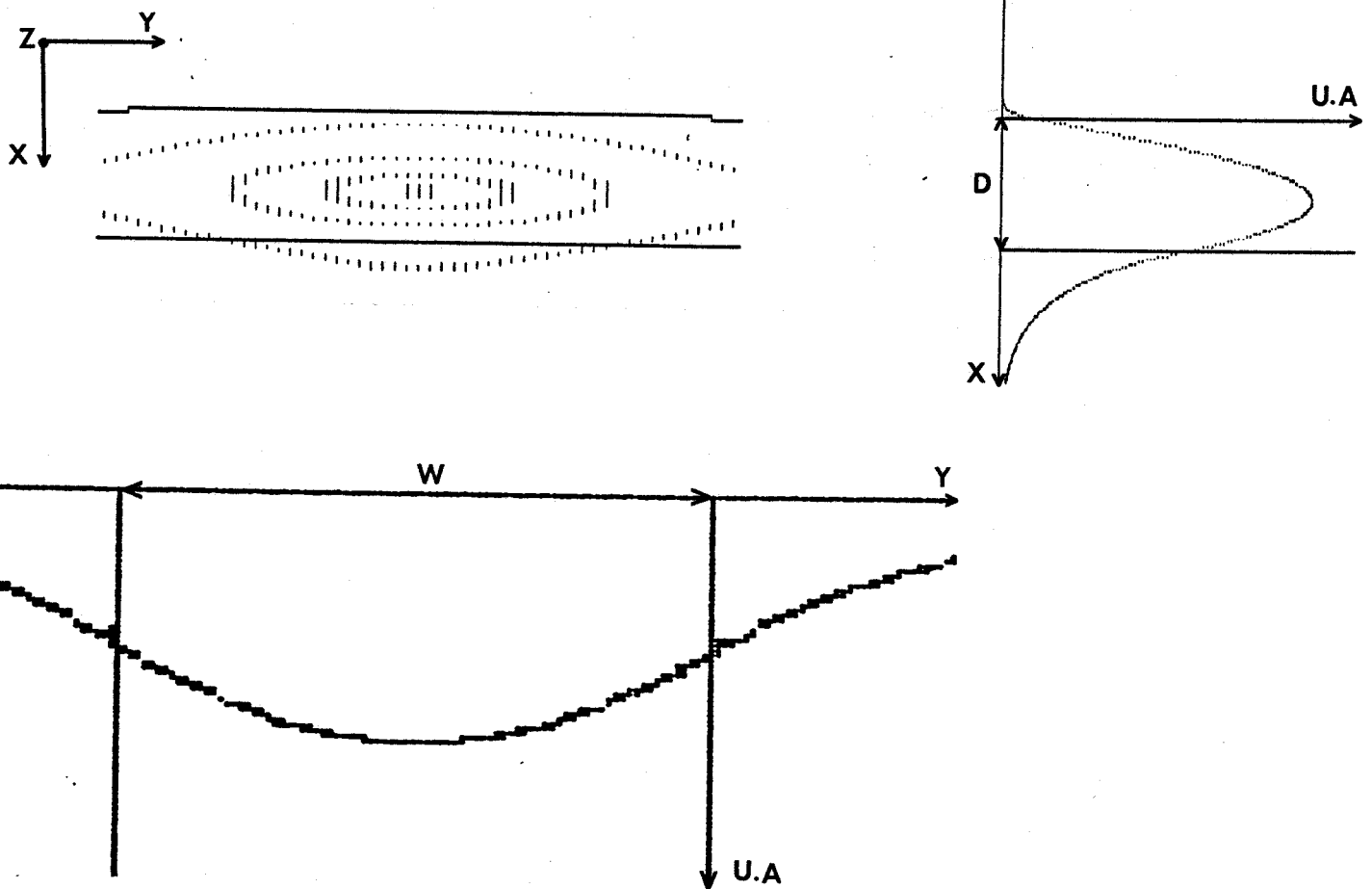


Figure (IV-14) : Profils de mode latéral et transversal ainsi qu'une représentation de la répartition de la puissance lumineuse véhiculée suivant OZ pour $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; $W = 6 \mu\text{m}$; $h = 600 \text{ \AA}$; $D = 1,3 \mu\text{m}$

IV/3/b/3 - Profil du mode guidé - Facteur de confinement :

Nous avons reporté sur la figure (IV-14) les profils du mode obtenus à $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$ dans les directions OX et OY ainsi qu'une représentation de la répartition de la puissance lumineuse se propageant dans la direction OZ. La figure (IV-15), quant à elle, montre l'évolution du facteur de confinement latéral en fonction de la largeur de l'arête W , pour $h = 600 \text{ \AA}$ et illustre la dépendance de celui-ci vis-à-vis de la longueur d'onde de la radiation utilisée.

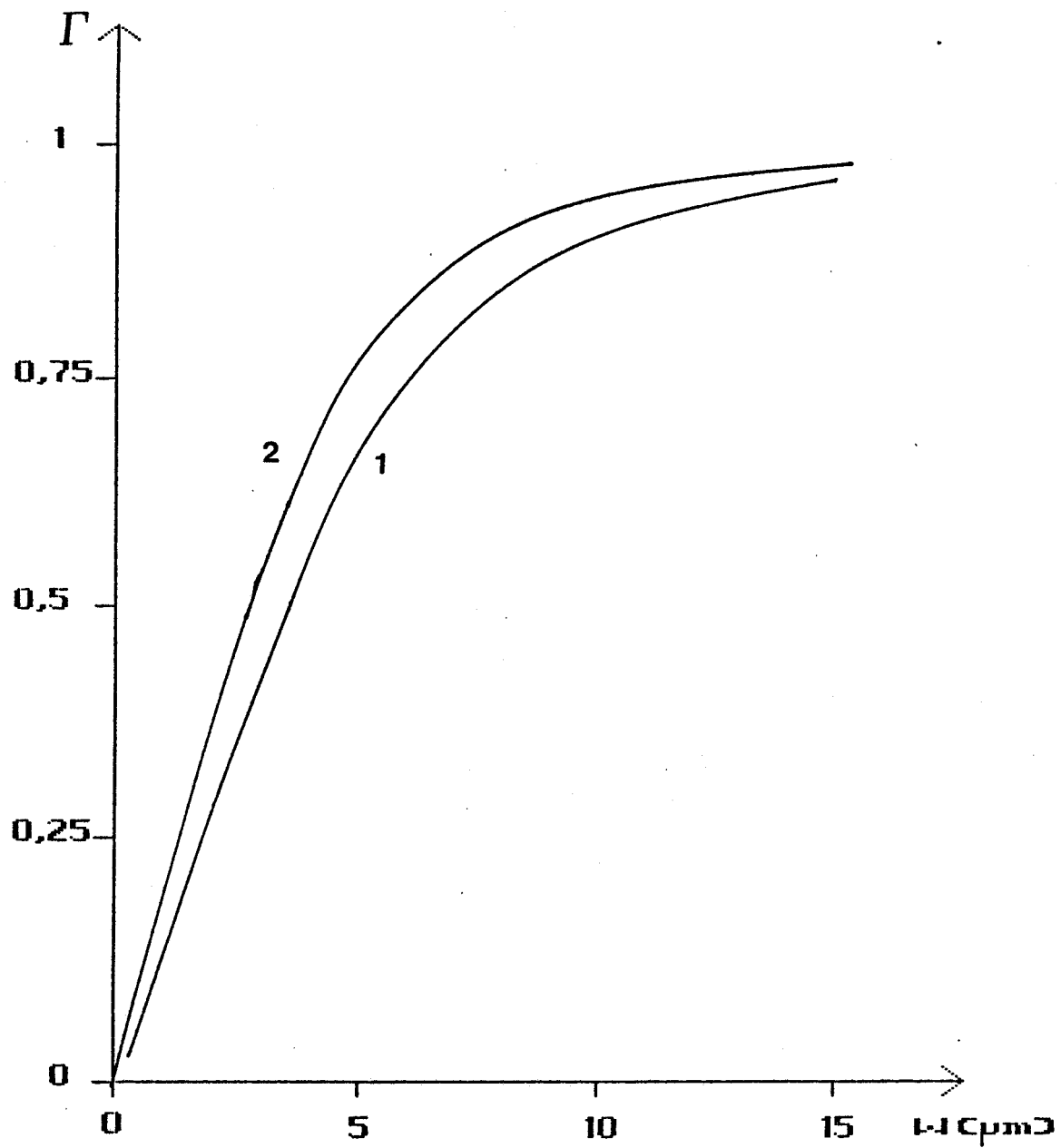


Figure (IV-15) : évolution du facteur de confinement latéral en fonction de la largeur de l'arête

$h = 600 \text{ \AA}$; $D = 1,3 \mu\text{m}$

1) $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

2) $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

Dans ce chapitre nous avons étudié, à partir de la résolution des équations de MAXWELL, les propriétés de propagation des modes guidés susceptibles de se propager dans des guides d'ondes constitués de trois ou quatre couches diélectriques. Ainsi, il nous a été possible d'analyser l'influence des paramètres optiques et géométriques sur les propriétés de propagation de structures guidantes réalisées en homojonction GaAs n^- / n^+ et en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs. Outre la détermination des paramètres optiques et géométriques qui confèrent à ces structures un caractère monomode, nous avons étudié les pertes à la propagation de ces guides d'ondes optiques. Les calculs effectués ont mis en évidence d'une part, l'influence de la concentration en porteurs libres du substrat sur les pertes inhérentes aux structures en homojonction et d'autre part, ont montré l'intérêt de choisir judicieusement, dans le cas de structures en hétérojonction, l'épaisseur et la concentration en aluminium de la couche d'isolation optique en GaAlAs, afin de minimiser les pertes des modes guidés. Enfin, l'étude du guidage bidimensionnel d'une onde lumineuse nous a conduit à définir les structures de guide en arête, en homojonction et simple hétérojonction, qui seront à la base de nos réalisations technologiques. Rappelons que ce choix résulte d'un compromis entre propagation monomode, pertes en transmission et faisabilité technologique.

Après cette première étape, nous nous proposons, dans le prochain chapitre, d'étudier les propriétés de propagation de ces structures lorsque celles-ci sont recouvertes de la couche photodéetectrice en GaInAs.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] : H. KOGELNIK : "Integrated Optics", N.Y (1979)
- [2] : W.W. RIGROD and all : J.O.S.A., vol 65, n° 1 (1975)
- [3] : P.K. TIEN : A.O, vol 10, n° 11 (1971)
- [4] : H. KOGELNIK : M.T.T., vol 23, n° 1 (1975)
- [5] : M.J. ADAMS : "Introduction to Optical Waveguides" - John WILLEY and Sons (1981)
- [6] : D. MARCUSE : "Theory of Dielectric Optical Waveguides" - A.P (1974)
- [7] : M. PAPUCHON : "Modulateurs Electrooptiques de Lumière Guidée" - Revue Technique Thomson C.S.F, vol 6, n°4 (1974)
- [8] : GARMIRE : "Intregated Optics" N.Y (1979)
- [9] : A. CARENCO ; L. MENIGAUX and N.T. LINH : Appl.Phys.Lett., vol 40, n° 8 (1982)
- [10] : A. CARENCO and L. MENIGAUX : Appl.Phys.Lett., vol 37, n° 10 (1980)
- [11] : A. CARENCO : Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics - ATLANTA, GEORGIA (1986)
- [12] : N.S. KAPANY ; J.J. BURKE : "Optical Waveguides" - Academic Press (1972)
- [13] : D.W. HEWAK and J.W.Y. LIT : Appl.Opt., vol 26, n° 5, p 833 (1987)

- [14] : G.E. SMITH : IEEE, QE, May (1968)
- [15] : M.J. SUN and M.W. MULLER : Appl.Opt., vol 16, n° 4 (1977)
- [16] : A. JACQUES et A.M. ROY : Revue Technique Thomson - C.S.F
vol 8, n° 4 (1974)
- [17] : H.E. ROWE ; M.D. WATER : B.S.T.J., vol 41, n° 3 (1962)
- [18] : H.G. UNGER : "Planar Optical Waveguides and Fibres" -
Oxford - Clarendon Press N.Y
- [19] : P.K. TIEN ; R.J. MARTIN ; G. SMOLINSKY : Appl.Opt.,
vol 12, n° 8 (1973)
- [20] : A. RESINGER : A.O., vol 12, n° 5 (1973)
- [21] : KAMINOW ; MAMMEL ; WEBER : Appl.Opt., vol 13, n° 2 (1974)
- [22] : V. EVTUHOV : IEEE, MTT 23, n° 1 (1975)
- [23] : H.A. LORENTZ : "Theory of Electrons and its Applications
to the phenomene of light and radiant heat" (N.Y. 1906)
- [24] : T.S. HOSS : "Optical Properties of Semi-Conductors" -
London (1959)
- [25] : SPITZER and WHILAN : Phys.Rev., vol 114, p 59 (1959)
- [26] : S. MIYANAGA and H. FUJIWARA : Opt.Comm., vol 64, n° 1
(1987)
- [27] : KAMINOW : MTT, vol 23, n° 1 (1975)
- [28] : E. KAPON and R. BHAT : A.P.L., vol 50, n° 23 (1987)

- [29] : W. STUTIUS and W. STEIFER : Appl.Opt., vol 16, p 3218
(1977)
- [30] : BORLAND and all : IEEE, QE 23, n° 7 (1987)
- [31] : P.K. TIEN and R. ULRICH : J.O.S.A., vol 60, n° 10 (1970)
- [32] : E. GARMIRE : A.P.L., vol 23, n° 7 (1973)
- [33] : INOVE and all : IEEE, ED 32, n° 12 (1985)
- [34] : "Numerical Mathematical Analysis" 6th ed - Baltimore,
MD : J. Hopkins Press (1966)
- [35] : T. TAMIR and F.Y. KOU : IEEE, QE 22, n° 4 (1986)
- [36] : LOVE and WINKLER : J.O.S.A., vol 67, n° 12 (1977)
- [37] : CAMPBELL and all : IEEE, JQE 13, n° 4 (1977)
- [38] : K. UTAKA and all : IEEE, JQE, vol 17, n° 5 (1981)
- [39] : D.B. HALL ; C. YEH : J.A.P. vol 44, n° 5 (1973)
- [40] : R. CHEN and C.S. TSAI : IEEE, QE 23, n° 12 (1987)
- [41] : MARCATILI : B.S.T.J. vol 48, p 2071-2102 (1969)
- [42] : "Integrated Circuit for the Milimeter Through Optical
Frequency range" proceeding of MRI symposium on submili-
meter waves, fox - Polytechnic Press, Brooklyn (1970)
- [43] : K. HAYATA and all : Elect.Lett. vol 23, n° 24 (1987)
- [44] : C.M. KIM and all : Elect.Lett. vol 22, n° 6 (1986)
- [45] : K.S. CHIANG : Appl.Opt. vol 25, n° 13 (1986)

- [46] : J. VAN ROEY ; J. VAN DER DONK ; P. LAGASSE : J.O.S.A. 71,
p 803 (1981)
- [47] : "A Circular Harmonic Computer Analysis of Rectangular
Dielectric Waveguides" : B.S.T.J. vol 48, p 2133 (1969)
- [48] : S.H. LIN and all : Elect.Lett. vol 21, n° 14 (1985)
- [49] : A. CARENCO : "Progress in Semi-Conductors Optical
Integration" - Proceedings : integrated optical circuit
engineering III (1986)
- [50] : P. CINGUINO and all : Elect.Lett. vol 23, n° 5 (1987)
- [51] : Y. BOURBIN ; A. ENARD ; R. BLONDEAU ; D. RONDI ;
M. RAZEGHI ; M. PAPUCHON ; B. DE CREMOUX : 9ème J.N.O.G.
(mars 1988)
- [52] : M. ERMAN ; P. JARRY ; R. GAMONAL ; J.L. GENTNER ;
P. STEPHAN and C. GUEDON : J.L.T. vol 6, n° 3 (1988)
- [53] : D. MARCUSE : B.S.T.J. p 3187 (1969)

CHAPITRE III

L'objet de ce chapitre est de présenter une méthode de simulation numérique qui permette de prévoir la proportion de lumière absorbée par un photodétecteur intégré à un guide optique (voir figure 1).

Dans ce but, nous présentons tout d'abord une méthode de calcul de la constante de propagation complexe des modes susceptibles de se propager dans la troisième active du dispositif (troisième comportant la couche absorbante) par la résolution de l'équation caractéristique d'un guide d'ondes composé à indices complexes. Nous utilisons ensuite cet outil pour étudier l'influence des différents paramètres optiques et géométriques sur les propriétés de propagation d'une onde guidée dans une telle structure. Puis nous donnons une méthode de calcul permettant d'estimer le coefficient de couplage entre le guide passif tel que nous l'avons défini dans le précédent chapitre et la partie active du composant constituée du guide d'ondes quatre couches.

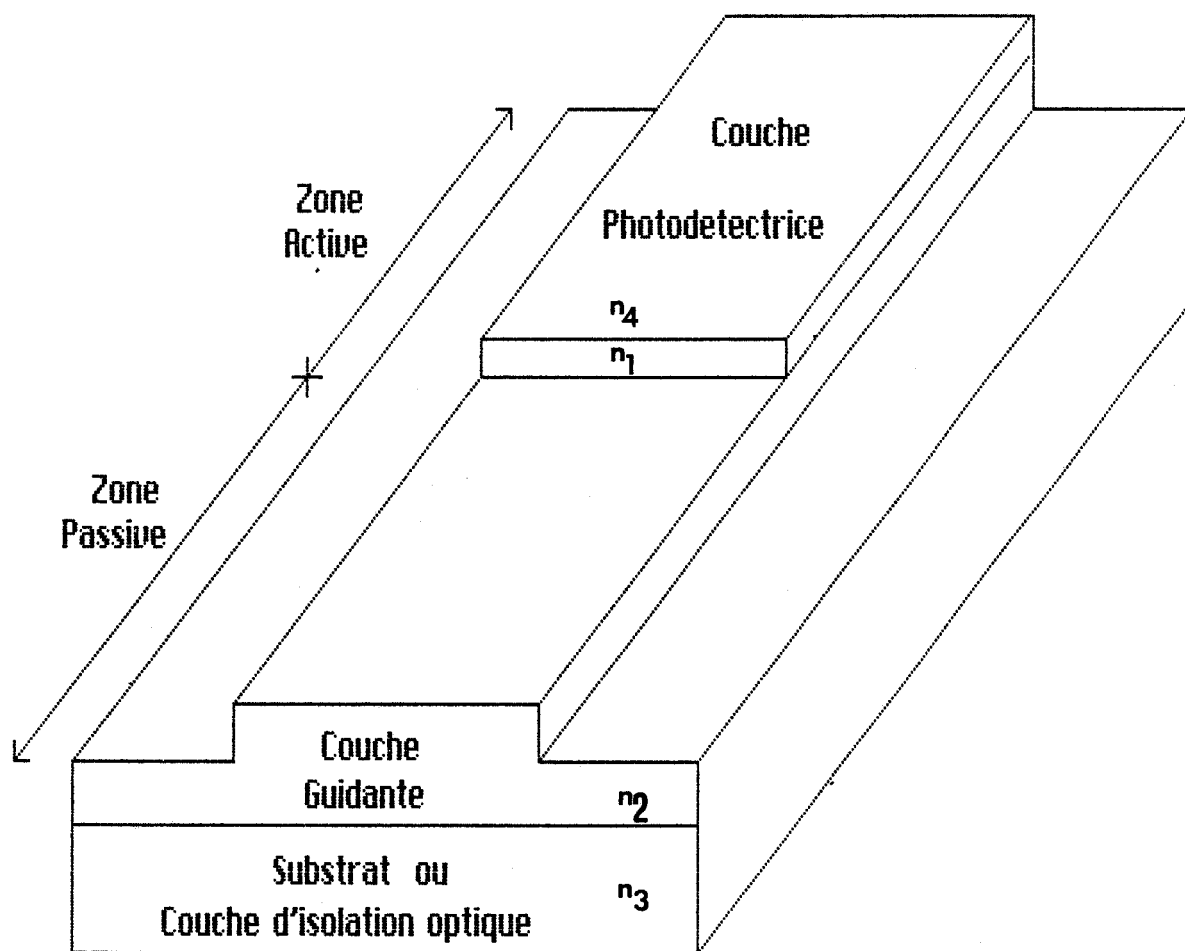


Figure (1) : structure générale des composants étudiés

I - ETUDE DE LA ZONE ACTIVE DU COMPOSANT :

I/1 - POSITION DU PROBLEME :

La zone active de notre composant (voir figure 1), constitue un guide d'ondes composé dont les caractéristiques optiques et géométriques des couches 2, 3 et 4 correspondent à celles définies dans le chapitre II. Rappelons que nous avons retenu les paramètres suivants :

- Pour la structure réalisée à partir d'une homojonction n^-/n^+ en GaAs :

- Dopage de la couche guidante : non intentionnellement dopée, dopage résiduel de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} .

- Dopage du substrat : de l'ordre de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

- Epaisseur de la couche guidante : $3,5 \text{ }\mu\text{m}$.

- Pour la structure réalisée à partir d'une hétérojonction GaAs/GaAlAs :

- Dopage des différentes couches : non intentionnellement dopées, dopage résiduel de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} .

- Epaisseur de la couche guidante : $1,3 \text{ }\mu\text{m}$.

- Epaisseur de la couche d'isolation optique : $2 \text{ }\mu\text{m}$, qui peut être considérée, vue par l'onde guidée, comme semi-infinie.

- Taux en aluminium : 10 %.

Le diélectrique 1 réalisé en $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$, forme pour ces deux structures la couche photodéetectrice. Ce matériau,

absorbant aux longueurs d'ondes que nous considérons, est caractérisé par un indice complexe :

$$n_1^* = 3,63 - j 0,177 \quad \text{à } \lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$$

$$n_1^* = 3,58 - j 0,114 \quad \text{à } \lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$$

Les valeurs des parties réelle et imaginaire de l'indice complexe ont été déduites respectivement des travaux effectués par BURKHARD, DINGES et KUPHAL [1] et des courbes expérimentales obtenues par HUMPHREYS et KING [2].

D'un point de vue photodétection, il est important de connaître la proportion d'énergie lumineuse, véhiculée par le mode guidé, qui sera détectée en fonction de la distance d'interaction de la zone active L . En toute généralité, la puissance lumineuse en z peut être déduite de celle en z_0 par la relation :

$$P(z) = P(z_0) \exp(-\alpha(\beta^*)L) \quad (1)$$

$$\text{avec } L = z - z_0$$

$\alpha(\beta^*)$: constante d'atténuation du mode guidé qui dépend des paramètres optiques et géométriques de la structure.

En fait, si nous nous référons à l'étude que nous venons d'effectuer dans le précédent chapitre sur les structures guidantes présentant des pertes, nous pouvons en déduire que $\alpha(\beta^*)$ est reliée à la partie imaginaire de la constante de propagation β'' , par la relation :

$$\alpha(\beta^*) = -2\beta'' \quad (\beta'' < 0)$$

La proportion de lumière absorbée par la couche photodéetectrice sera à l'origine du photocourant récolté dans le circuit extérieur. Si l'on veut prévoir les performances du

photodétecteur, il faut donc pouvoir déterminer la proportion de lumière absorbée pour une structure donnée et, par conséquent, connaître les propriétés de propagation de l'onde guidée ; c'est pourquoi nous en effectuerons une étude détaillée dans la suite de ce chapitre.

Nous considérons dans cette première partie que le mode guidé est présent sous la couche photodéetectrice. Nous faisons donc abstraction du problème du couplage qui intervient à l'interface zone passive - zone active. Cet aspect sera abordé ultérieurement. Nous supposons être en présence d'une onde de polarisation TE, se propageant dans une structure plane ; le cas TM, bien qu'entraînant des expressions plus complexes, se traite de façon identique. Compte-tenu de ces hypothèses, nous allons, dans les prochains paragraphes, mettre en évidence l'influence des différents paramètres optiques et géométriques de nos composants sur les propriétés de propagation de ces structures.

I/2 - METHODES D'ANALYSE :

I/2/a - Généralités :

Rappelons que l'indice de réfraction de la couche absorbante est supérieur à celui de la couche en GaAs (voir chapitre I - paragraphe V/1) et que la constante de propagation de l'onde incidente est comprise entre $n_3 k_0$ et $n_2 k_0$. Dans ces conditions, il est possible de considérer, en première approximation, l'onde présente dans cette structure comme un mode se propageant principalement dans la couche de GaAs et subissant des pertes par réfraction à l'interface couche "guidante" - couche photodéetectrice. Toutefois, la validité de cette interprétation nécessite que l'épaisseur de la couche d'absorbant soit grande par rapport à la profondeur de pénétration de l'onde réfractée. A ce sujet, de nombreux auteurs [3,4,5] ont traité l'étude de ce type d'ondes se

propageant dans des structures trois couches, constituées de deux diélectriques d'épaisseur semi-infinie entourant une couche guidante dont la valeur de l'indice de réfraction est comprise entre celles des deux autres diélectriques (voir figure I-1-a).

Afin de mettre en évidence l'influence des différents paramètres de la zone active du composant, notamment l'épaisseur de la couche photodéetectrice, sur les propriétés de propagation de cette structure, nous avons développé un procédé itératif, utilisant la méthode de NEWTON-RAPHSON [7](voir annexe V) qui permet de déterminer la constante de propagation complexe β^* , solution de l'équation des modes du guide d'ondes composé.

I/2/b - Méthode utilisée :

I/2/b/1 - Résolution de l'équation caractéristique des grands modes du guide d'ondes composé dans le plan complexe :

La détermination rigoureuse des constantes de propagation de toute structure guidante présentant des pertes, ou un gain, dans une ou plusieurs couches, passe par la résolution de son équation des modes dans le plan complexe (voir chapitre II - paragraphe II/8/c). En toute généralité, pour un guide d'ondes quatre couches, il convient d'écrire les indices sous la forme $n_i^* = n_i - j K_i$; $i = 1, 2, 3, 4$, où n_i et K_i sont respectivement l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction du milieu i (voir figure I-1). La constante de propagation longitudinale, de chaque mode susceptible de se propager dans le guide considéré, est alors complexe ; nous l'écrivons $\beta^* = \beta' + j \beta''$. La constante de propagation transversale dans chaque milieu i , sera également mise sous la forme $h_i^* = h_i' + j h_i''$.

Le mode incident ayant une constante de propagation comprise entre $n_3 k_0$ et $n_2 k_0$, nous nous intéresserons plus particulièrement aux constantes de propagation β^* , ayant une

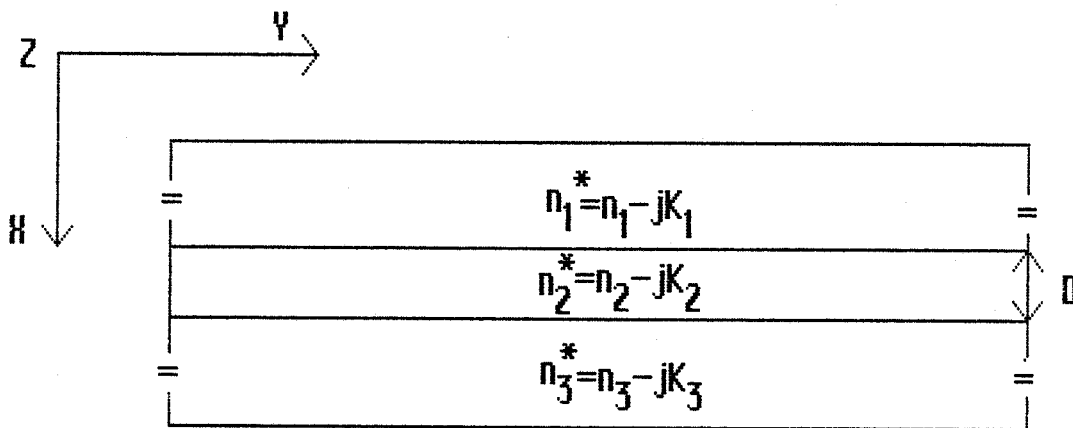


Figure (I-1-a) : modèle trois couches ; l'épaisseur de la couche superficielle doit pouvoir être considérée comme semi-infinie devant la profondeur de pénétration de l'onde optique.

$$n_1 > n_2 > n_3$$

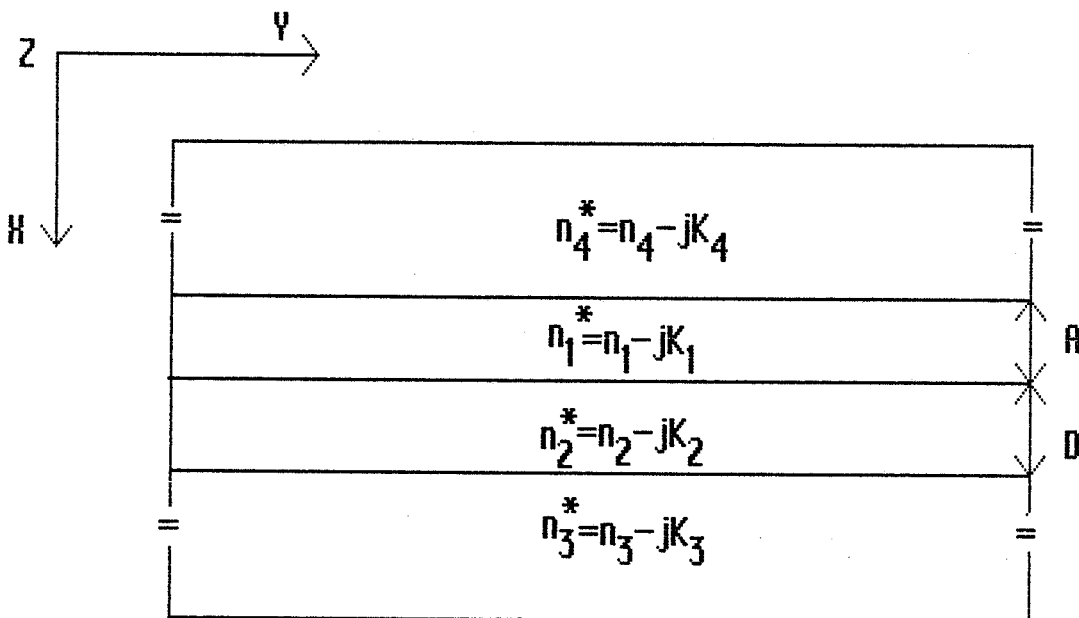


Figure (I-1-b) : modèle quatre couches ; il permet de mettre en évidence l'influence de l'épaisseur de la couche superficielle.

Dans notre cas : $n_4 = 1$ et $n_1 > n_2 > n_3 > n_4$

partie réelle comprise entre ces deux valeurs. De plus, la partie réelle de l'indice du GaInAs étant supérieure à celle du GaAs, nous sommes en présence de grands modes tels que nous les avons définis dans le chapitre II - paragraphe I/2/b/1. L'équation des modes qui les caractérise doit être écrite en tenant compte de l'indice complexe de chaque couche. Nous obtenons alors un système d'équations transcendantes en β^* , analogue à celui qui a été rappelé au chapitre II - paragraphe III/3/b/2, lors de l'étude des pertes radiatives dans le substrat, pour une structure de guidage en hétérojonction du type GaA/GaAlAs/GaAs. Ce système a pour expression :

$$\begin{aligned}
 (2 \text{ a}) \quad & \left(\begin{array}{l} 2 A h_i' = \varphi_{14} + \varphi'_{14} + \varphi_{123} + \varphi'_{123} + 2 m_1 \pi \\ \end{array} \right) \\
 (2 \text{ b}) \quad & \left(\begin{array}{l} 4 A h_i'' = \text{Ln} \left[\frac{[(h_i' + h_4'')^2 + (h_4' - h_i'')^2] \cdot [(S' + T'')^2 + (T' - S'')^2]}{[(h_i' - h_4'')^2 + (h_4' + h_i'')^2] \cdot [(S' - T'')^2 + (T' + S'')^2]} \right] \end{array} \right)
 \end{aligned}$$

où φ_{14} , φ'_{14} , φ_{123} , φ'_{123} , S' , S'' , T' et T'' ont été définis dans le chapitre II - paragraphe III/3/b/2.

Les coefficients h_i' et h_i'' , qui apparaissent dans ces équations, tiennent compte cette fois-ci du coefficient d'extinction de chacune des couches et de la place des indices de réfraction les uns par rapport aux autres (propagation dans le cas de grands modes).

$$h_i^{*2} = (h_i' + jh_i'')^2 = (n_i - jk_i)^2 k_0^2 - (\beta' + j\beta'')^2 ; i = 1 \text{ et } 2$$

$$\text{et } h_i^{*2} = (h_i' + jh_i'')^2 = (\beta' + j\beta'')^2 - (n_i - jK_i)^2 k_0^2 ; i = 3 \text{ et } 4$$

Notons que si $K_i = 0$ pour $i = 1, 2, 3$ et 4 , nous retrouvons l'équation caractéristique des grands modes relative à une structure de guide composé n'ayant ni pertes, ni gain dans chacune des couches.

I/2/b/2 - Expression analytique du profil des modes guidés dans le cas T.E. :

L'une des caractéristiques des structures guidantes subissant des pertes est que les surfaces de phase constante ne forment plus des plans perpendiculaires à l'axe OZ [6]. En effet, la fonction $Ey_i(x)$ ($i = 1$ à 4), définie dans le paragraphe I/2/b du chapitre II, doit vérifier l'équation différentielle (équation 13 - annexe II) :

$$\frac{1}{Ey_i(x)} \frac{\partial^2 Ey_i(x)}{\partial x^2} = \beta^{*2} - (n_i^* k_0)^2 \quad (3)$$

dont le membre de droite est maintenant une grandeur complexe. Il en résulte que $Ey_i(x)$ est une fonction complexe ayant une phase qui dépend de x ; elle peut donc s'écrire en toute généralité :

$$Ey_i(x) = |Ey_i(x)| \exp [j \varphi_i(x)] \quad i = 1 \text{ à } 4$$

Son expression analytique peut être déduite de celles que nous avons rappelées dans le cadre de l'étude du guide d'ondes composé (chapitre II - paragraphe I/2) en considérant chaque constante de propagation comme une grandeur complexe. Compte-tenu de la valeur de la constante de propagation du mode incident, nous avons calculé l'expression analytique de la fonction $Ey(x)$ dans le cas des grands modes. Sa partie réelle a pour expression :

$$(4.a) \operatorname{R}[E y_4(x)] = Q \exp[h_4'(x + A)] \cos[h_4''(x + A)] \quad x \leq -A$$

$$(4.b) \operatorname{R}[E y_1(x)] = Q \left\{ \left[\cos[h_1'(x + A)] + M' \sin[h_1'(x + A)] \right] \right. \\ \left. \operatorname{ch}[h_1''(x + A)] - M'' \cos[h_1'(x + A)] \operatorname{sh}[h_1''(x + A)] \right\} \\ -A \leq x \leq 0$$

$$(4.c) \operatorname{R}[E y_2(x)] = Q \left\{ [E y_2'(0) \cos(h_2'x) + (N'' E y_1'(0) - N' E y_1(0)) \right. \\ \left. \sin(h_2'x)] \operatorname{ch}(h_2''x) + [E y_1''(0) \sin(h_2'x) \right. \\ \left. + (N' E y_1''(0) + N'' E y_1'(0)) \cos(h_2'x)] \operatorname{sh}(h_2''x) \right\} \\ 0 \leq x \leq D$$

$$(4.d) \operatorname{R}[E y_3(x)] = Q \left[E y_2'(D) \cos[h_3''(D - x)] - E y_2''(D) \sin[h_3''(D - x)] \right] \\ \cdot \exp[h_3'(D - x)] \\ x \geq D$$

De même sa partie imaginaire peut se mettre sous la forme :

$$(5.a) \operatorname{Im}[E y_4(x)] = Q \exp[h_4'(x + A)] \sin[h_4''(x + A)] \quad x \leq -A$$

$$(5.b) \operatorname{Im}[E y_1(x)] = Q \left\{ \left[M' \cos[h_1'(x + A)] - \sin[h_1'(x + A)] \right] \right. \\ \left. \operatorname{sh}[h_1''(x + A)] + M'' \sin[h_1'(x + A)] \operatorname{ch}[h_1''(x + A)] \right\} \\ -A \leq x \leq 0$$

$$(5.c) \operatorname{Im}[E y_2(x)] = Q \left\{ [E y_1''(0) \cos(h_2'x) - (N' E y_1''(0) + N'' E y_1'(0)) \right. \\ \left. \sin(h_2'x)] \operatorname{ch}(h_2''x) + [(N'' E y_1''(0) - N' E y_1'(0)) \right. \\ \left. \cos(h_2'x) - E y_1'(0) \sin(h_2'x)] \operatorname{sh}(h_2''x) \right\} \\ 0 \leq x \leq D$$

$$(5.d) \operatorname{Im}[E y_3(x)] = Q \left\{ E y_2''(D) \cos[h_3''(D - x)] + E y_2'(D) \sin[h_3''(D - x)] \right\} \\ \exp[h_3'(D - x)] \\ x \geq D$$

Où la constante de normalisation Q , peut être déduite à partir des relations (23) et (24) du chapitre II.

Les différentes constantes qui interviennent dans l'expression du champ électrique sont, quant à elles, définies par les relations :

$$- Ey_1'(0) + j Ey_1''(0) = Ey_1(0)/Q ;$$

$$Ey_2'(D) + j Ey_2''(D) = Ey_2(D)/Q$$

$$- M' + j M'' = h_4^*/h_1^*$$

$$- N' + j N'' = \text{tg}[\text{arctg}(h_3^*/h_2^*) - D h_2^*]$$

Remarque : Dans le cas où l'onde guidée n'est soumise à aucune perte, $h_i'' = 0$ ($i = 1$ à 4), la partie imaginaire de $Ey_1(x)$ s'annule en chaque point ; nous retrouvons alors l'expression analytique du champ électrique obtenue lors de l'étude du guide composé à indices de réfraction réels.

Dans la suite de notre travail, nous allons nous efforcer de mettre en évidence les principales caractéristiques de propagation de ces structures. Pour cela, nous nous appuierons sur l'équation des modes (2) présentés dans ce chapitre, ainsi que sur l'expression du champ électrique (relations 4 et 5) que nous venons d'établir.

I/3 - INFLUENCE DE LA COUCHE ABSORBANTE SUR LES PROPRIETES DE PROPAGATION DU GUIDE D'ONDES COMPOSE :

I/3/a - Position du problème :

Afin d'étudier l'influence de la couche absorbante sur les propriétés de propagation des modes guidés, nous supposerons dans ce paragraphe que les trois autres diélectriques n'induisent aucune perte sur l'onde présente dans la structure. Cette hypothèse revient à considérer que les

indices n_2^* , n_3^* et n_4^* sont réels ; elle n'est applicable que dans la mesure où la contribution des milieux 2, 3 et 4 à l'atténuation du mode guidé est négligeable devant celle due à la couche 1. C'est le cas, par exemple, de l'absorption liée au substrat GaAs de type n^+ . La structure de guidage que nous considérons est schématisée figure (I-2).

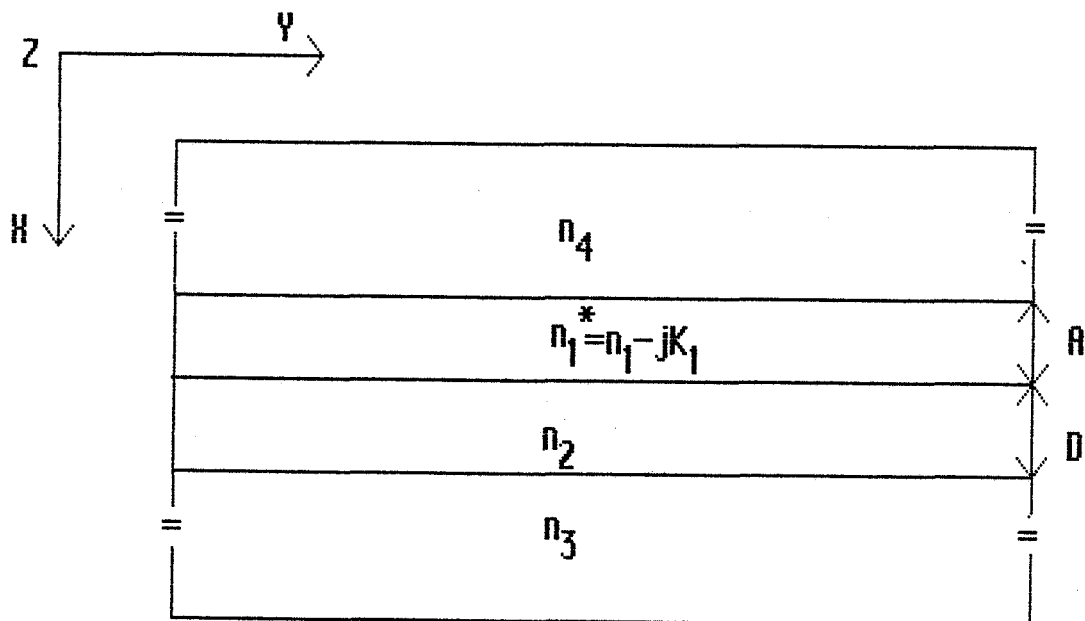


Figure (I-2) : Structure quatre couches où l'on considère
 $K_2 = K_3 = K_4 = 0$ et $n_1 > n_2 > n_3 > n_4$

Dans un premier temps, afin de mettre plus particulièrement en évidence l'influence de l'épaisseur de cette couche superficielle sur la modification des propriétés de propagation du guide défini par les milieux 2, 3 et 4, nous étudierons cette structure lorsque le coefficient d'extinction K_1 est nul et nous identifierons la partie réelle de l'indice de la couche 1 à celui du GaInAs. Dans un deuxième temps, en tenant compte cette fois-ci du coefficient d'extinction de la couche 1, nous étudierons l'influence de ce paramètre sur les propriétés de propagation.

I/3/b - Cas du guide d'ondes composé à indices réels :

$$\underline{K_i = 0, i = 1 \text{ à } 4.}$$

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de montrer l'influence de l'épaisseur de la couche superficielle ($n_1 > n_2$) sur les propriétés de propagation du guide d'ondes composé. Nous nous limiterons à l'étude des guides quatre couches pour lesquels les caractéristiques optiques et géométriques des trois autres diélectriques correspondent à celles des deux guides d'ondes simples, définies aux paragraphes II/8/c/2/b et III/4/b/1 du chapitre II, puisque seules ces structures ont fait l'objet de réalisations technologiques.

I/3/b/1 - Courbes de dispersion :

Le problème consiste à résoudre les équations des grands modes (13) et des modes superficiels (27) du chapitre II, afin de couvrir la totalité du domaine des modes guidés $n_3 < \beta/k_0 < n_1$. Les solutions sont représentées par les courbes $A = f(\beta/k_0)$, l'épaisseur de la couche profonde ainsi que les indices de réfraction des différents milieux étant fixés. Ces derniers ont pour valeurs, à la longueur d'onde de 1,06 μm , respectivement pour la couche superficielle, la couche profonde et le substrat :

$$n_1 = 3,63 ; n_2 = 3,49 ; n_3 = 3,486$$

pour la structure I, réalisée à partir de l'homojonction n^-/n^+ . Rappelons que l'épaisseur de la couche profonde a pour valeur :
 $D = 3,5 \mu\text{m}$

et $n_1 = 3,63$; $n_2 = 3,49$; $n_3 = 3,45$

pour la structure II, obtenue à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs. Dans ce cas, l'épaisseur de la couche profonde vaut : $D = 1,3 \mu\text{m}$.

Les figures (I-3) et (I-4) présentent les diagrammes de dispersion obtenus, pour une onde de type TE, respectivement pour les structures I et II. Ces deux figures illustrent la continuité des courbes de dispersion en $\beta/k_0 = n_2$ que nous avons déduite, dans le chapitre II, de l'étude des équations des modes (13) et (27). Cependant, nous pouvons observer, de part et d'autre de cette valeur qui marque la limite entre le domaine des grands modes et des modes superficiels, une évolution différente des courbes de dispersion. Nous pouvons les classer suivant deux domaines :

- Domaine des modes superficiels : $n_2 \leq \beta/k_0 \leq n_1$

Nous constatons une évolution qui s'apparente fortement à celle observée lors de l'étude du guide d'onde simple. Cette similitude est liée à des expressions très voisines des équations des modes relatives à chacune de ces familles (voir les relations (27) et (35) du chapitre II). Notons que l'équation (35) peut être déduite de celle des modes superficiels (27) en faisant tendre D vers l'infini. La notion d'épaisseur de coupure apparaît également pour cette famille de mode, son expression est obtenue en introduisant dans l'équation (27) un indice effectif égal à n_2 .

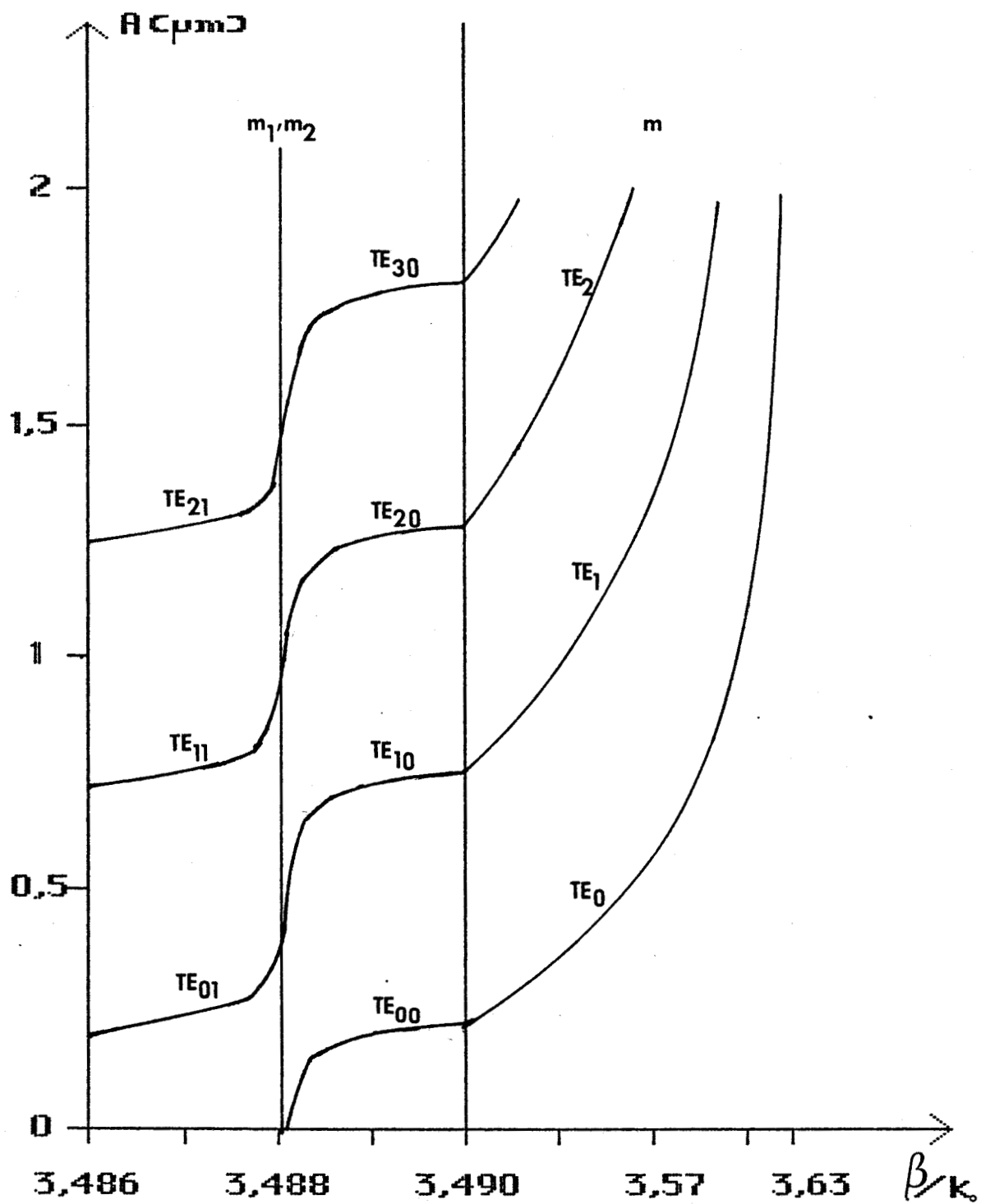


Figure (I-3) : diagramme de dispersion $A = f(\beta/k_0)$
 du guide d'ondes composé réalisé à partir de
 l'homojonction GaAs n^-/n^+ ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

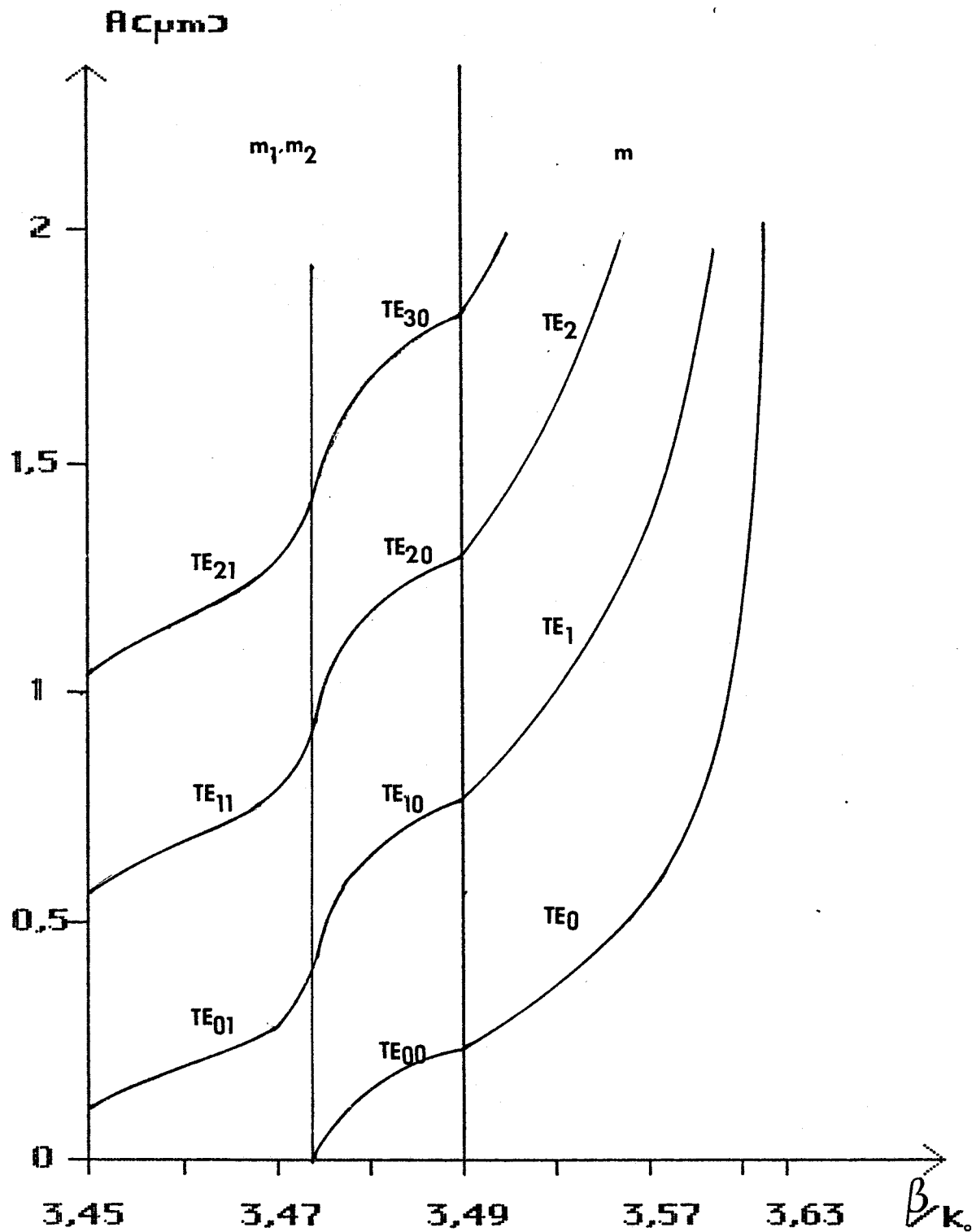


Figure (I-4) : diagramme de dispersion $A = f(\beta/k_0)$
 du guide d'ondes composé réalisé à partir de la simple
 hétérojonction GaAs/GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

- Domaine des grands modes : $n_3 < \beta/k_0 < n_2$

Nous pouvons remarquer que dans cette zone d'indices effectifs, les courbes des figures (I-3) et (I-4) peuvent être subdivisées en plusieurs sous-zones. Chacune d'elles correspond à une famille de grands modes (m_1, m_2) (*) fixée par la valeur de m_2 alors que m_1 prend successivement les valeurs $0, 1, 2, 3, \dots, M_1$, au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche superficielle augmente. Notons également que le passage d'une de ces zones à la suivante s'accompagne d'une brusque variation du diagramme de dispersion $A = f(\beta/k_0)$. Ce résultat est important, d'un point de vue réalisation technologique, car il sous-entend que c'est au voisinage de ces frontières que la constante de propagation des modes guidés sera la moins sensible aux fluctuations de l'épaisseur de la couche superficielle. Par contre, nous constatons que la valeur de l'indice effectif des modes du type $(m_1, 0)$ est très sensible aux variations de l'épaisseur A du diélectrique 1 lorsque celle-ci est proche de l'épaisseur de coupure du mode superficiel d'ordre m (voir figure I-3 et I-4). L'importance de ce résultat sera illustrée ultérieurement.

D'une façon générale, si l'on se place sur un tracé donné, une augmentation de l'épaisseur de la couche superficielle s'accompagne d'un accroissement continu de l'indice effectif. Les grands modes (m_1, m_2) se succèdent alors de la façon suivante : $(m_1, m_2), (m_1 + 1 ; m_2 - 1) \dots\dots$
 $(m_1 + m_2, 0)$, puis il y a apparition du mode superficiel d'ordre $m = m_1 + m_2$.

Après cette étude, nous allons mettre en évidence l'influence de l'épaisseur de la couche superficielle sur le profil des modes guidés.

(*) Cette notation a été définie lors de l'étude des grands modes du guide composé (voir chapitre II - paragraphe I/2/b/1)

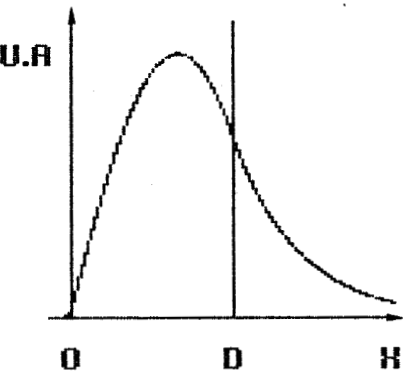
I/3/b/2 - Profil des modes guidés - Répartition du champ E_y
pour les modes du type TE :

La constante de propagation du mode incident appartenant à l'intervalle $[n_3 k_0, n_2 k_0]$, nous nous sommes plus particulièrement intéressés, dans ce paragraphe, au profil des grands modes. La justification de ce choix apparaîtra clairement lors de l'étude du couplage entre les modes guidés à l'interface zone passive - zone active.

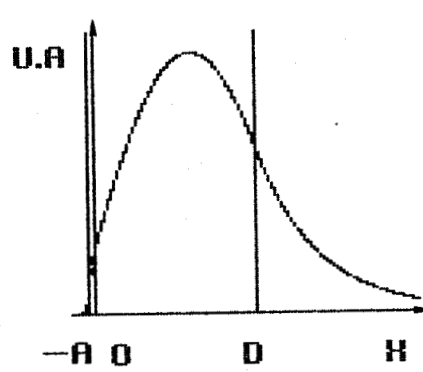
Notons toutefois que les profils des modes superficiels peuvent être obtenus en utilisant l'expression analytique du champ électrique donnée dans le chapitre II - paragraphe I/2/b/2. Dans la mesure où l'énergie lumineuse est confinée dans une seule couche diélectrique, la couche superficielle, l'influence de l'épaisseur de cette couche se traduit, sur le profil du mode, par une évolution très similaire à celle rencontrée dans le cas du guide d'ondes simple.

Les profils des grands modes de la figure (I-5), relatifs à une onde de polarisation TE se propageant dans la structure I, ont été calculés à partir des équations (4-a-b-c et d). Nous pouvons constater en comparant ces différents profils de mode que :

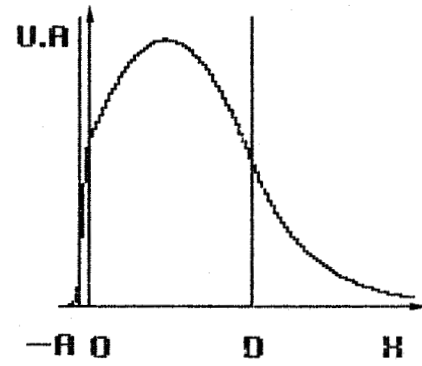
- Pour les épaisseurs de couches superficielles A , inférieures à $0,15 \mu\text{m}$, (voir figure I-5-b), le profil du mode, comparé à celui obtenu lorsque $A = 0$, est principalement modifié au voisinage de l'interface $x = 0$. En effet, dans cette zone l'air est remplacé par un diélectrique d'indice de réfraction supérieur à celui de la couche guidante. Par contre, la position x_M , correspondant à la valeur maximale du champ électrique, reste quasiment inchangée (la variation relative de x_M au sein de la couche guidante est de 5 % pour $A = 0,15 \mu\text{m}$).



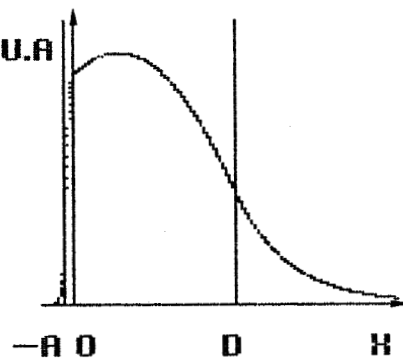
a) $A = 0 \mu\text{m}$



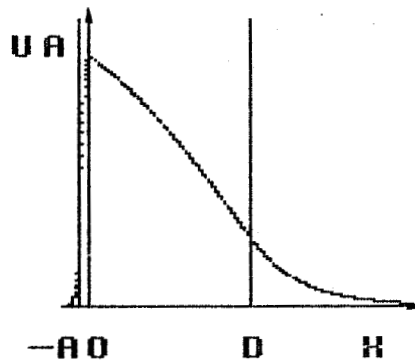
b) $A = 0,15 \mu\text{m}$



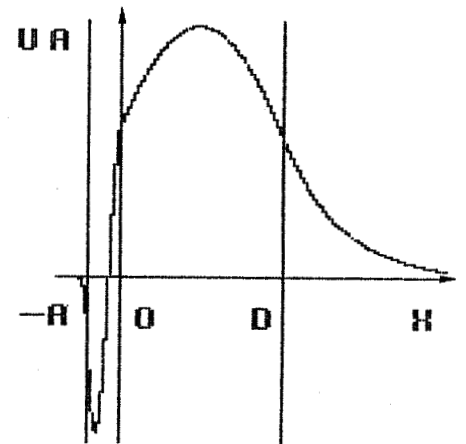
c) $A = 0,196 \mu\text{m}$



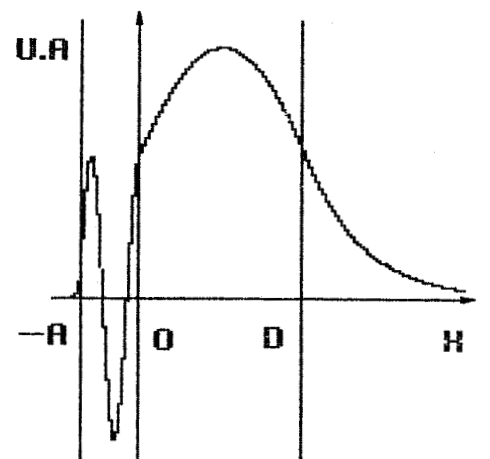
d) $A = 0,210 \mu\text{m}$



e) $A = 0,220 \mu\text{m}$



f) $A = 0,724 \mu\text{m}$



g) $A = 1,25 \mu\text{m}$

Figure (I-5) : profil des modes guidés, dans le cas d'une onde de type TE, pour différentes épaisseurs de la couche superficielle. La structure considérée est celle réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ ; $D = 3,5 \mu\text{m}$
 $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

Pour une épaisseur de la couche superficielle de $0,196 \mu\text{m}$ (voir figure I-5-c), outre une plus nette modification du profil du mode au voisinage de l'interface $x = 0$, la variation relative de x_M au sein de la couche guidante est beaucoup plus marquée, de l'ordre de 17 %.

- Au-delà de cette valeur, le profil du mode est extrêmement sensible aux variations de l'épaisseur de la couche superficielle. Ce résultat peut être observé sur les figures (I-5-d) et (I-5-e) qui ont été tracées respectivement pour $A = 0,210 \mu\text{m}$ et $A = 0,220 \mu\text{m}$. Nous pouvons noter que le profil du mode est fortement décalé vers la couche superficielle et que, pour $A = 0,220 \mu\text{m}$, son maximum atteint l'interface diélectrique 1 - diélectrique 2. Afin de mettre en évidence la zone où le profil du mode est fortement attiré par la couche superficielle, nous avons tracé, figure (I-6), l'évolution de x_M en fonction de l'épaisseur de cette dernière.

Ces résultats sont compatibles avec le comportement du diagramme de dispersion pour lequel nous avons constaté précédemment (figure I-3) que la constante de propagation subissait une forte variation pour les épaisseurs proches de la coupure du mode superficiel correspondant. Dans un premier temps la dépendance vis-à-vis de l'épaisseur du diélectrique (1) est quasiment inexistante, puis, au-delà d'une certaine valeur, elle devient extrêmement marquée.

Les profils de mode représentés figure (I-5-f et g) ont été obtenus en prenant des valeurs de A égales à $0,724 \mu\text{m}$ et $1,25 \mu\text{m}$; la constante de propagation de ces modes correspond à celle du mode $TE_{0,0}$ lorsque $A = 0,196 \mu\text{m}$. D'une part, ces profils de mode illustrent la périodicité avec laquelle, pour une constante de propagation donnée, les modes TE_{m_1, m_2} et TE_{m_1+1, m_2} se succèdent et d'autre part, ils montrent l'évolution du champ électrique au sein des deux couches guidantes lorsque le mode n'est soumis à aucune absorption.

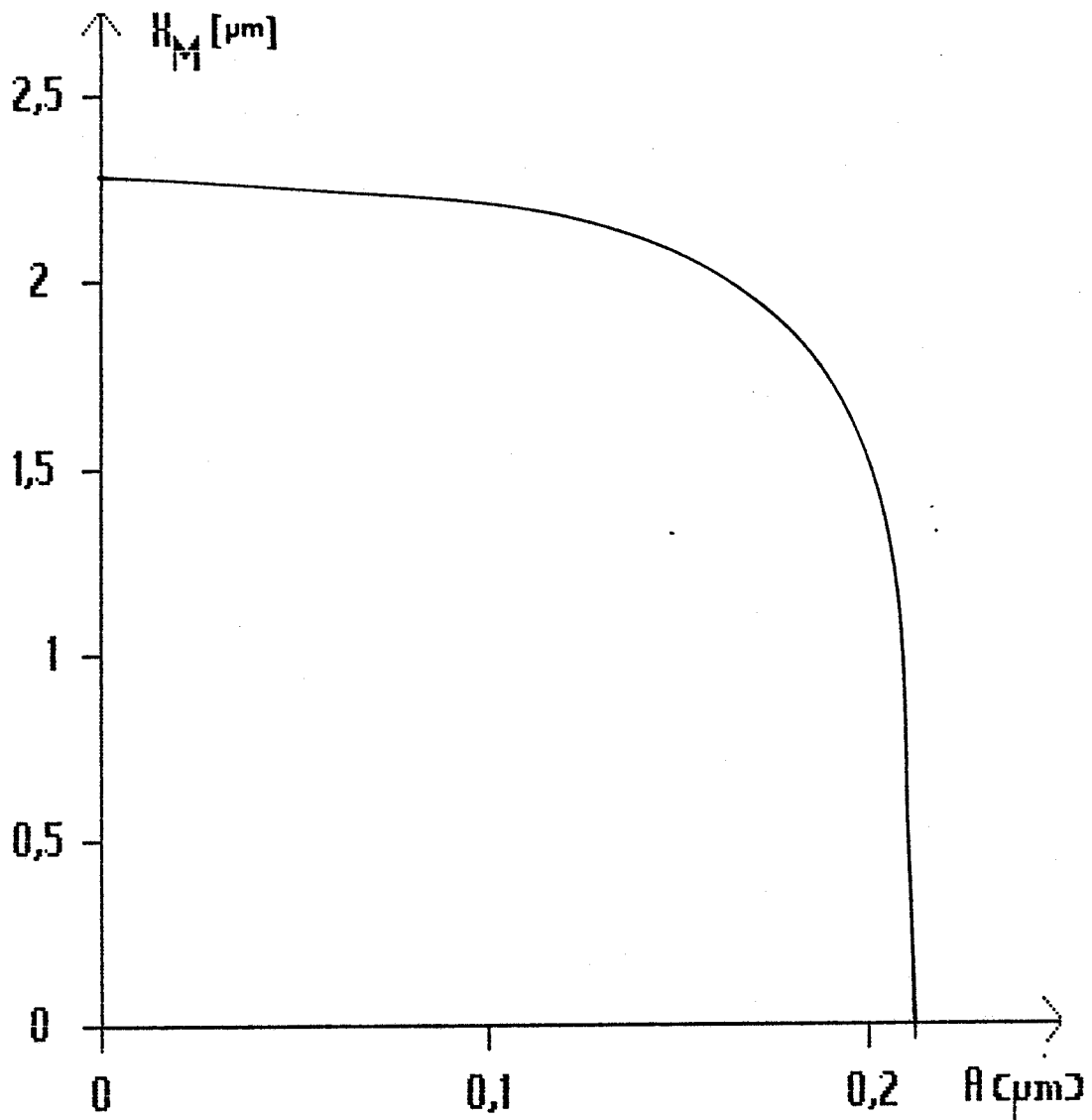


Figure (I-6) : évolution de x_M , coordonnée selon OX qui correspond à la valeur maximale du champ électrique du mode TE_{00} , en fonction de l'épaisseur de la couche superficielle A . La structure considérée est celle réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ ;
 $D = 3,5 \mu\text{m}$; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

Cette première approche a permis de mettre en évidence l'influence de l'épaisseur de la couche superficielle sur les propriétés de propagation d'un guide d'ondes composé à indices de réfraction réels. Toutefois, cette étude pour être complète doit prendre en compte le coefficient d'extinction de la couche absorbante, c'est ce que nous nous proposons d'effectuer dans la suite de notre travail.

I/3/c - Cas du guide d'ondes composé à indices complexes :

Nous nous proposons dans cette partie d'étudier l'influence des paramètres optiques et géométriques de la couche photodéetectrice sur les propriétés de propagation de l'onde guidée. Les résultats que nous obtiendrons, en étant comparés à ceux du paragraphe précédent, feront ressortir l'influence du coefficient d'extinction de la couche absorbante

I/3/c/1 - Influence du coefficient d'extinction de la couche absorbante sur le profil du champ électrique :

Nous allons aborder dans ce paragraphe, l'influence du coefficient d'extinction de la couche photodéetectrice sur le profil du champ électrique. Bien que le profil du mode soit modifié dans chacune des couches, nous allons nous intéresser plus particulièrement à son évolution dans la couche absorbante puisque c'est l'existence de cette dernière qui modifie les propriétés de propagation de l'onde dans la structure de guidage quatre couches que nous étudions.

Rappelons que l'expression analytique du champ électrique est donnée dans cette couche par les relations (voir paragraphe I/2/b/2) :

$$(6) \operatorname{Re}[E_{y_1}(x)] = Q \left\{ \left[\cos[h_1'(x + a)] + M' \sin[h_1'(x + A)] \right] \right. \\ \left. \operatorname{ch}[h_1''(x + A)] - M'' \cos[h_1'(x + A)] \operatorname{sh}[h_1''(x + A)] \right\}$$

$$(7) \operatorname{Im}[E_{y_1}(x)] = Q \left\{ \left[M' [\cos h_1'(x + A)] - \sin[h_1'(x + A)] \right] \right. \\ \left. \operatorname{sh}[h_1''(x + A)] + M'' \sin[h_1'(x + A)] \operatorname{ch}[h_1''(x + A)] \right\}$$

x appartenant à l'intervalle $[-A, 0]$, et où les constantes M' et M'' , définies au paragraphe I/2/b/2, dépendent des paramètres opto-géométriques de la structure considérée.

Nous en déduisons que l'expression du module du champ électrique dans cette couche peut s'écrire sous la forme :

$$(8) |E(x)| = \left[f(x) \operatorname{ch}^2[h_1''(x + A)] + g(x) \operatorname{ch}[h_1''(x + A)] \right. \\ \left. \operatorname{sh}[h_1''(x + A)] + h(x) \operatorname{sh}^2[h_1''(x + A)] \right]^{1/2}$$

où les fonctions f , g et h tiennent compte des fonctions circulaires présentes dans les relations 6 et 7.

Nous pouvons remarquer que cette expression du module du champ électrique fait apparaître deux types de fonctions bien différentes :

- Des fonctions circulaires, représentées par f , g et h , que l'on observe également dans le cas de structures guidantes qui ne sont soumises à aucune absorption (voir paragraphe I/3/b/2).

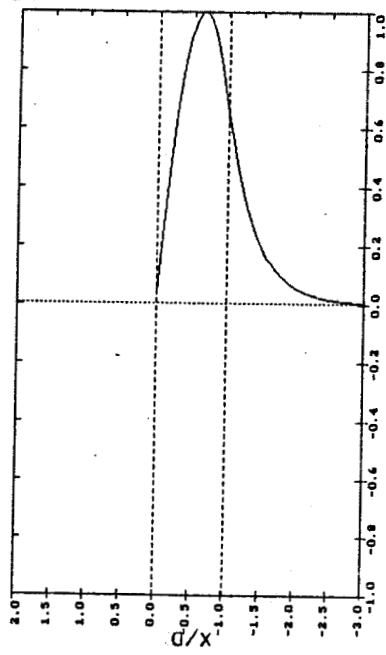
- Mais surtout des fonctions hyperboliques.

L'expression analytique du profil de puissance lumineuse véhiculée par le mode guidé étant directement proportionnelle au carré du module du champ électrique (composante du vecteur de POYNTING suivant l'axe OZ), nous pouvons en déduire que ces fonctions hyperboliques traduisent un effet d'amortissement de l'onde dans la couche absorbante. Dans une certaine mesure, la profondeur de pénétration du mode dans la couche absorbante peut être donnée par la valeur de $1/h_1''$. Cette grandeur dépend fortement du coefficient d'extinction du matériau constituant la couche photodéetectrice, mais également des paramètres opto-géométriques de la structure considérée ainsi que l'indique l'expression ci-dessous :

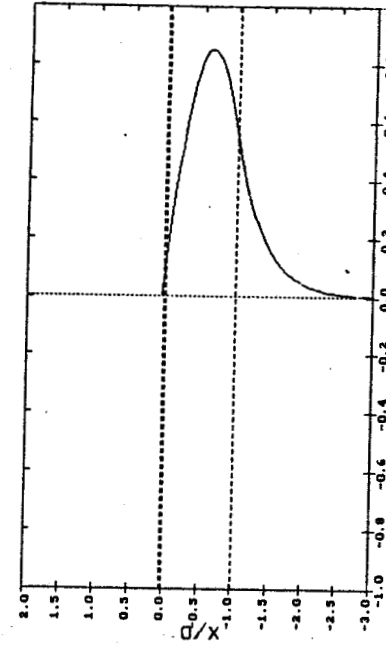
$$\frac{1}{h_1''} = \frac{1}{k_0 \operatorname{Im}[(n_1^{*2} - n^{*2})^{1/2}]} \quad (9)$$

L'amortissement de l'onde sera donc d'autant plus important que la valeur de K sera élevée, ce qui se traduit par une profondeur de pénétration du mode d'autant plus faible dans la couche absorbante.

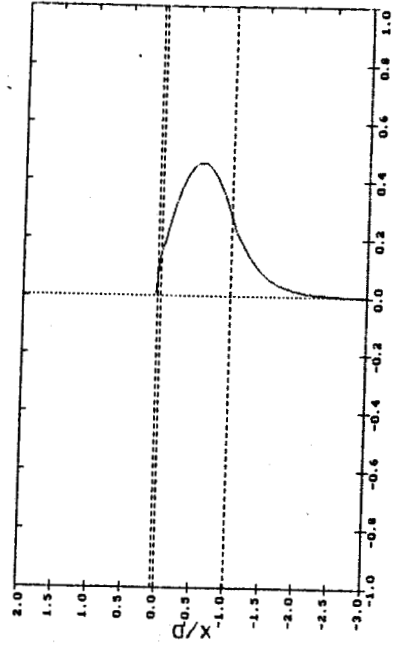
Afin d'illustrer l'influence de l'épaisseur de la couche absorbante sur les profils de la partie réelle, de la partie imaginaire et du module du champ électrique, nous avons tracé ces derniers pour différentes épaisseurs de cette couche en considérant une onde de solarisation transverse électrique (voir figure I-7). La constante de normalisation qui apparaît dans les expressions analytiques du champ électrique (relations 4 et 5) a été calculée en normalisant le module de ce dernier. Si l'on compare les profils de la partie réelle du champ électrique, figure (I-7), à ceux obtenus pour le champ électrique lors de l'étude du guide composé à indices réels (voir figure I-5 du paragraphe I/2/c/2/b), nous constatons que l'évolution de la position de leur maximum en fonction de l'épaisseur A , de la couche superficielle est très similaire. En effet, pour les faibles épaisseurs (voir figure I-7-a-b-c) le profil de la partie réelle est principalement modifié à l'interface GaAs/GaInAs, la position du maximum restant quasiment inchangée ; puis celle-ci est très sensible aux variations de A (voir figure I-7-d) jusqu'à ce qu'il y ait apparition du mode d'ordre supérieur (voir figure I-7-e-f-g). Lorsque l'épaisseur de la couche superficielle A , augmente continûment, les modes se succèdent en suivant une évolution analogue à celle que nous venons de décrire. Examinons maintenant l'évolution de la partie imaginaire du champ électrique. Nous pouvons remarquer, en observant les figures (I-7-i-j-k), qu'au fur et à mesure que le profil de la partie réelle est décalé vers la couche photodéetectrice, le lobe de la partie imaginaire, qui apparaît dans la couche guidante en GaAs, prend de l'importance alors que la position de son maximum tend vers celle occupée par le maximum du profil du champ électrique lorsque $A = 0$ (voir figure I-7-a). Lorsqu'il y a apparition du mode d'ordre supérieur (voir figure I-7-e-f).



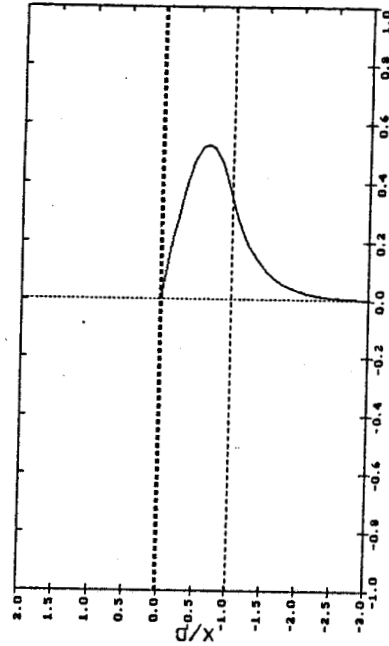
a) profil de la partie réelle A=0 μ m



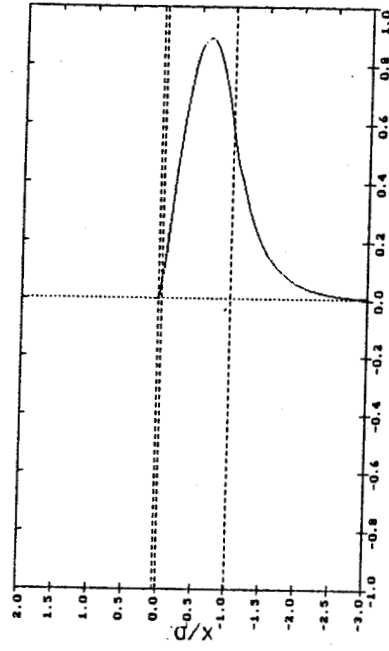
b) profil de la partie réelle A=0,1 μ m



c) profil de la partie réelle A=0,15 μ m

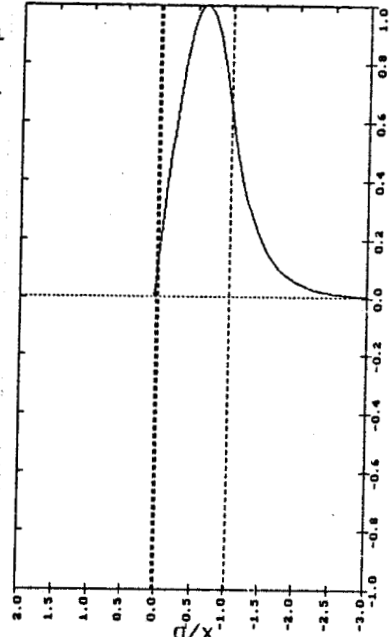


i) profil de la partie imaginaire A = 0,1 μ m

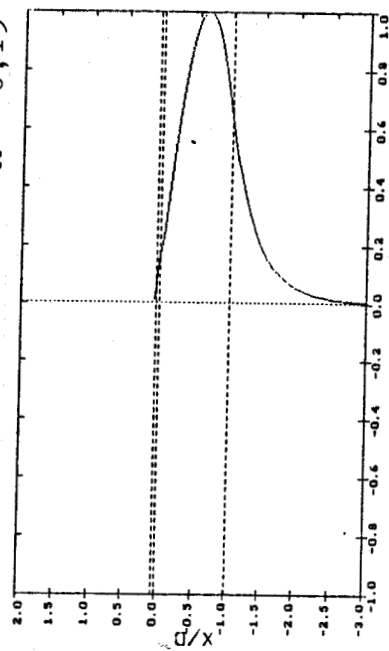


j) profil de la partie imaginaire A = 0,15 μ m

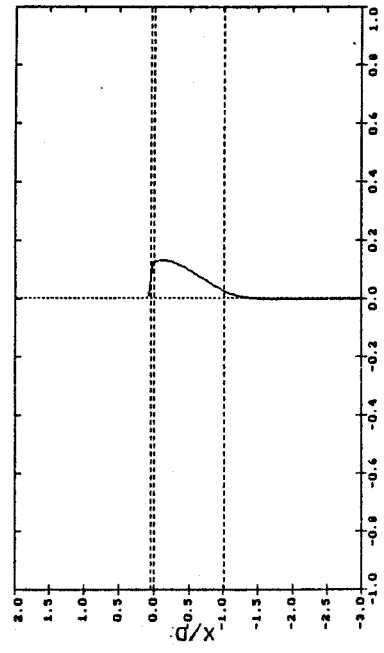
Figure (I-7) : évolution du profil de la partie réelle, de la partie imaginaire et du module du champ électrique pour une onde de type TE, en fonction de l'épaisseur de la couche photodétectrice ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$. La structure considérée est celle réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ , $D=3,5 \mu\text{m}$



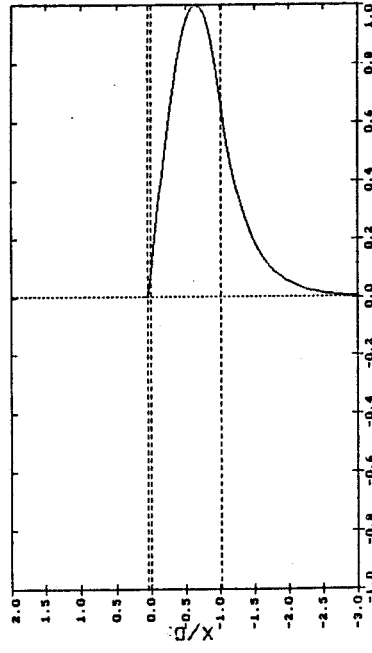
p) profil du module A = 0,1 μ m



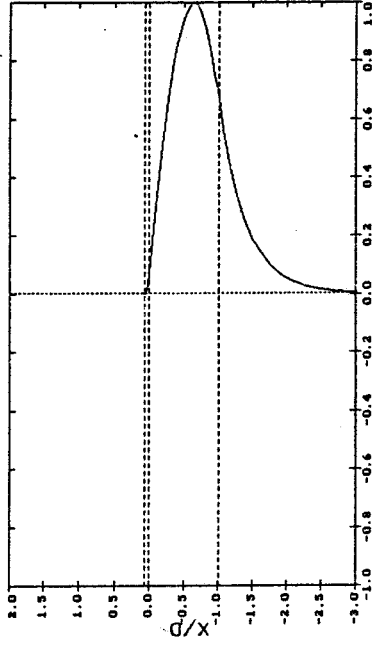
q) profil du module A = 0,15 μ m



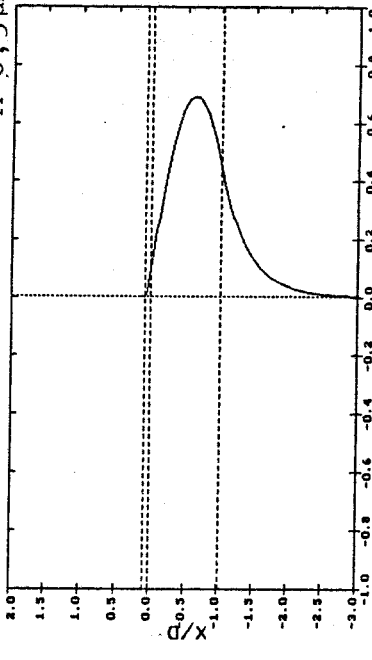
d) profil de la partie réelle $A=0,185\mu\text{m}$ e) profil de la partie réelle $A=0,2\mu\text{m}$ f) profil de la partie réelle $A=0,3\mu\text{m}$



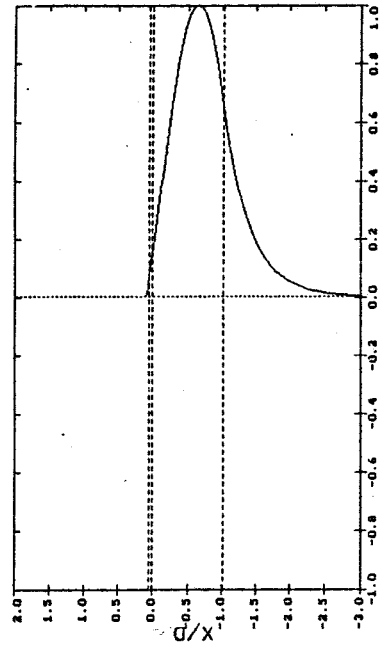
k) profil de la partie imaginaire $A=0,185\mu\text{m}$



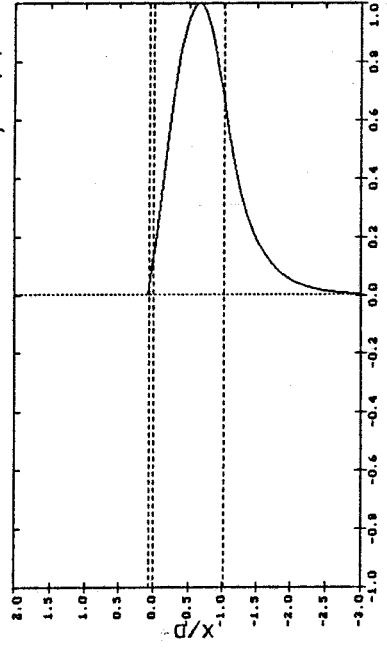
l) profil de la partie imaginaire $A=0,2\mu\text{m}$



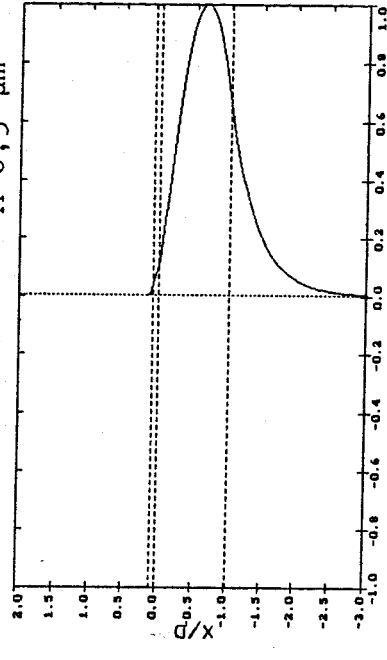
m) profil de la partie imaginaire $A=0,3\mu\text{m}$



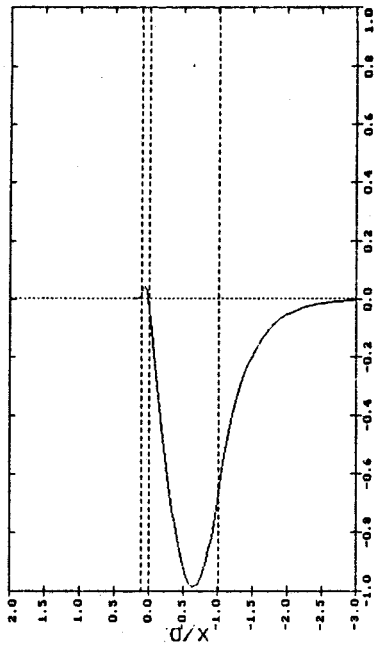
r) profil du module $A=0,185\mu\text{m}$



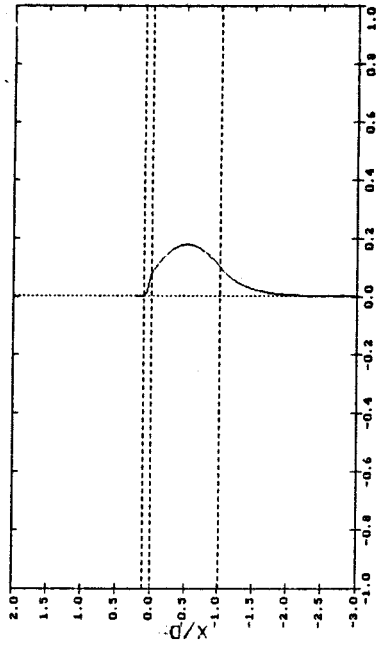
s) profil du module $A=0,2\mu\text{m}$



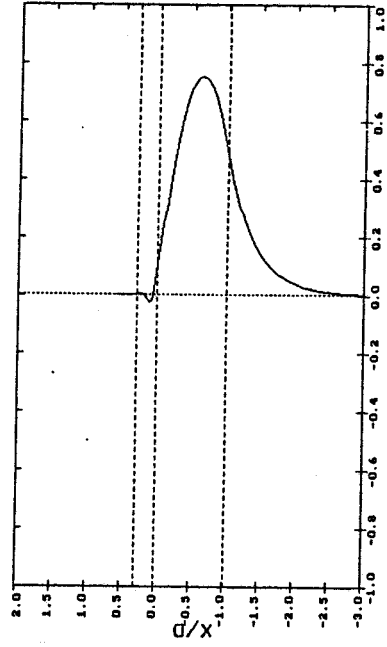
t) profil du module $A=0,3\mu\text{m}$



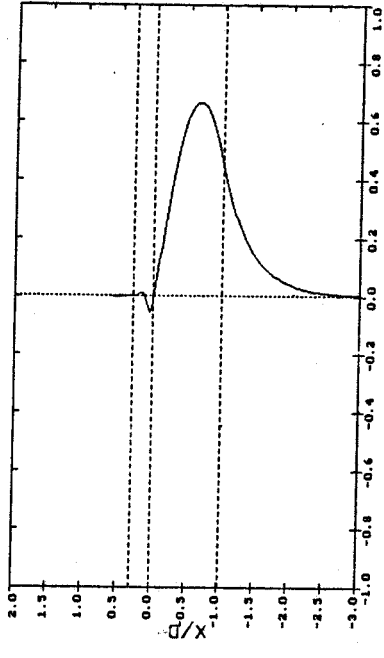
g) profil de la partie réelle A=0,4 μ m



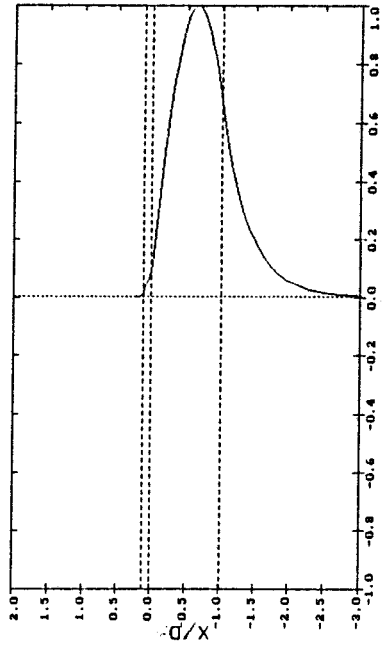
n) profil de la partie imaginaire A=0,4 μ m



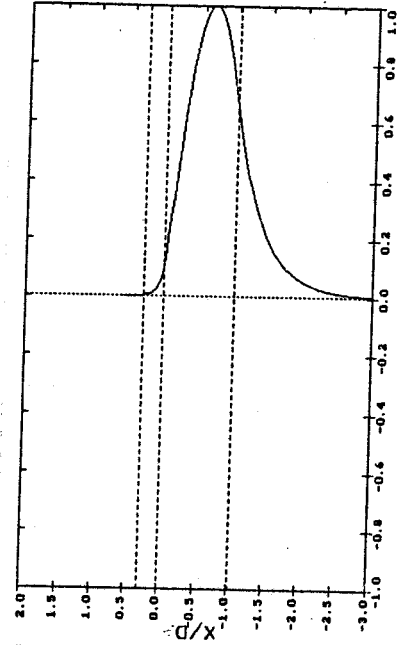
h) profil de la partie réelle A=1 μ m



o) profil de la partie imaginaire A=1 μ m



u) profil du module A = 0,4 μ m



v) profil du module A = 1 μ m

le maximum du profil de la partie réelle tend vers sa position initiale ($A = 0$) ; l'importance de la partie imaginaire diminue au profit de la partie réelle. Il en résulte que le profil du module du champ électrique n'est quasiment pas modifié au sein de la couche guidante en GaAs (voir figure I-7-p à v) ; par contre, dans la couche superficielle il y a apparition d'une queue évanescence directement liée à la présence du coefficient d'extinction du matériau photodétecteur, comme nous l'avons noté au début de ce paragraphe. Afin d'illustrer ce comportement nous avons tracé les profils de la partie réelle, de la partie imaginaire et du module du champ électrique pour une épaisseur de couche absorbante de $1 \mu\text{m}$ qui est supérieure à la profondeur de pénétration du mode dans cette couche (voir figure I-7-h-o-v). L'importance de la faible dépendance du module du champ électrique, vis-à-vis de l'épaisseur de la couche photodétectrice, apparaîtra lors de l'étude du coefficient de couplage entre l'élément passif (guide d'ondes simple) et l'élément actif (guide d'ondes composé) de nos dispositifs. Signalons enfin qu'il est possible de classer les différents modes propres à une structure guidante, en suivant une démarche analogue à celle que nous avons rappelée dans le paragraphe I/2/b/1 du chapitre II, en raisonnant sur la partie réelle du champ électrique.

Nous venons de mettre en évidence la notion de profondeur de pénétration $1/h''$ du mode dans la couche absorbante. Compte-tenu de cet aspect, on doit s'attendre à ce que l'absorption du mode guidé atteigne une valeur limite lorsque l'épaisseur de la couche photodétectrice devient grande devant la profondeur de pénétration du mode. Nous allons dans le prochain paragraphe justifier cette affirmation.

I/3/c/2 - Equation des modes limite :

Nous nous proposons, dans cette partie, de mettre en évidence l'existence d'une valeur limite vers laquelle le coefficient d'atténuation du mode guidé tend lorsque

l'épaisseur de la couche absorbante augmente. Le coefficient d'atténuation du mode étant directement lié à la partie imaginaire de la constante de propagation β^* , cette valeur limite doit obligatoirement vérifier l'équation des grands modes. Rappelons qu'en toute généralité elle se met sous la forme (chapitre II - paragraphe I/2/b/1) :

$$Dh_2^* = \varphi_{23}^* + \varphi_{124}^* + m_2 \pi \quad (10)$$

$$\text{avec } \varphi_{23}^* = \arctg(h_3^*/h_2^*) \quad (11)$$

$$\varphi_{124}^* = \arctg \frac{h_1^*}{h_2^*} \operatorname{tg} \left[\left(\arctg \left(\frac{h_4^*}{h_1^*} \right) - Ah_1^* \right) \right] \quad (12)$$

où les constantes de propagation transversales sont des grandeurs complexes $h_i^* = h_i' + j h_i''$ ($i = 1$ à 4)

φ_{124}^* peut donc s'écrire sous la forme :

$$\varphi_{124}^* = \arctg \left[\frac{h_1^*}{h_2^*} \operatorname{tg} \left(\arctg \left(\frac{h_4^*}{h_1^*} \right) - A h_1' - j A h_1'' \right) \right] \quad (12)$$

En développant la fonction tangente de la relation (12) afin d'isoler le terme Ah_1'' , nous obtenons une expression limite de φ_{124}^* , lorsque $A h_1''$ vérifie $A h_1'' \gg 1$ donnée par :

$$\varphi_{124}^* \approx \arctg(j h_1''/h_2^*) \text{ pour } A h_1'' \gg 1 \quad (13)$$

Ce résultat est important, puisqu'il signifie que pour une épaisseur de couche absorbante grande devant la profondeur de pénétration du mode, la constante de propagation $\beta^* = \beta' + j\beta''$ tend vers une valeur limite qui est solution de l'équation transcendante :

$$D h_2^* = \arctg(h_3^*/h_2^*) + \arctg(j h_1''/h_2^*) + m_2 \pi \quad (14)$$

Dans ces conditions ($A h_1'' \gg 1$), la constante de propagation normalisée β'/k_0 , ainsi que le coefficient d'atténuation $\alpha(\beta^*) = -2 \beta''$, deviennent quasiment indépendants de

l'épaisseur de la couche absorbante. L'illustration de ce comportement sera effectuée dans le prochain paragraphe, où nous nous proposons d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche photodéetectrice sur les propriétés de propagation de nos structures.

I/3/c/3 - Influence de l'épaisseur de la couche absorbante sur la constante de propagation β^* des modes guidés :

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche photodéetectrice sur les propriétés de propagation des modes susceptibles de se propager dans la zone active de notre composant. Dans ce but, nous allons tracer les diagrammes de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$ ainsi que les courbes $\beta''/k_0 = f(A)$ en résolvant l'équation des grands modes (2) dans le plan complexe à l'aide d'un procédé itératif utilisant la méthode de NEWTON-RAPHSON [7] (voir annexe V).

I/3/c/3/a - Diagramme de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$:

Les figures (I-8) et (I-9) représentent les diagrammes de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$ obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ respectivement pour les structures de guidage I et II. Les modes considérés sont de type $\text{TE}_{m_1,0}$, ces deux indices ayant été définis lors de l'étude des grands modes du guide composé (voir chapitre II - paragraphe I/2/b/2 ; $m_1 = 0,1 \dots M$).

Si nous comparons ces diagrammes de dispersion à ceux obtenus dans le paragraphe I/3/b/1 de ce chapitre où nous avons considéré la couche superficielle comme non absorbante, il apparaît que la présence du coefficient d'extinction de la couche photodéetectrice se traduit par une modification importante de l'allure des courbes de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$ puisque, cette fois-ci, nous obtenons le graphe d'une fonction continue. L'évolution de β'/k_0 en fonction de l'épaisseur de la

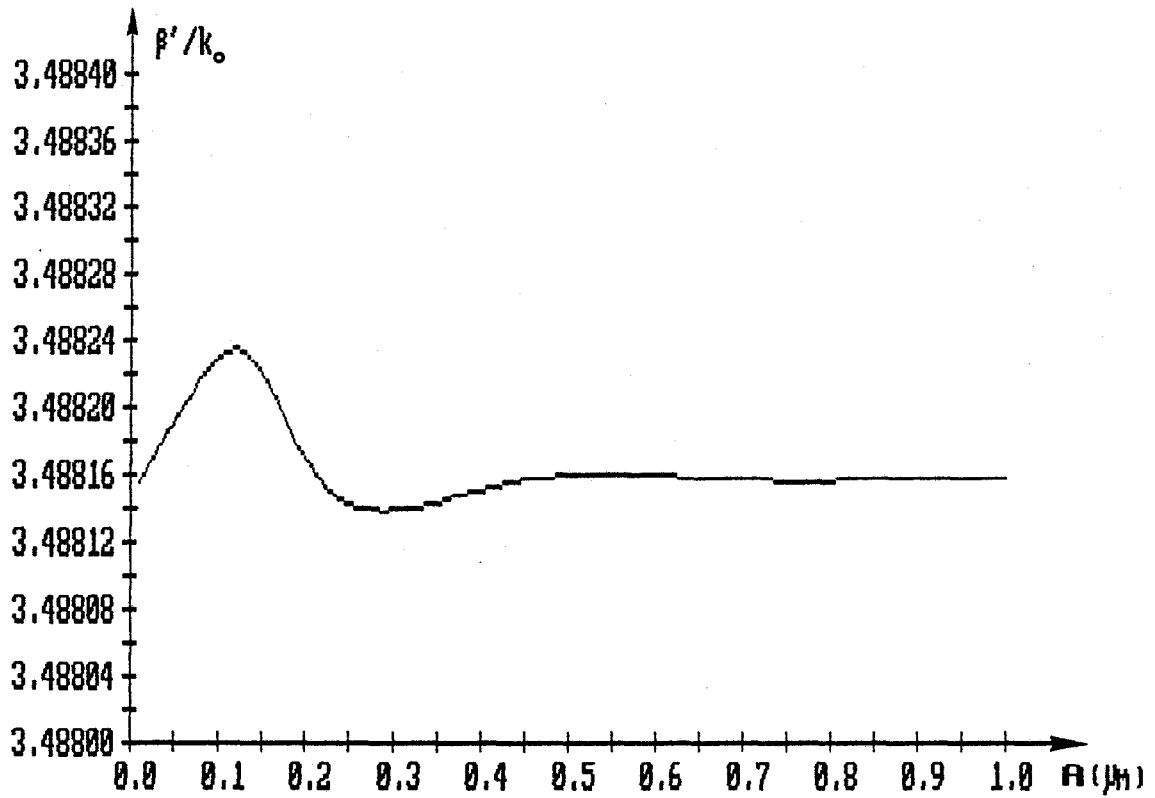


Figure (I-8) : diagramme de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$, pour une onde de type TE se propageant dans la structure réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

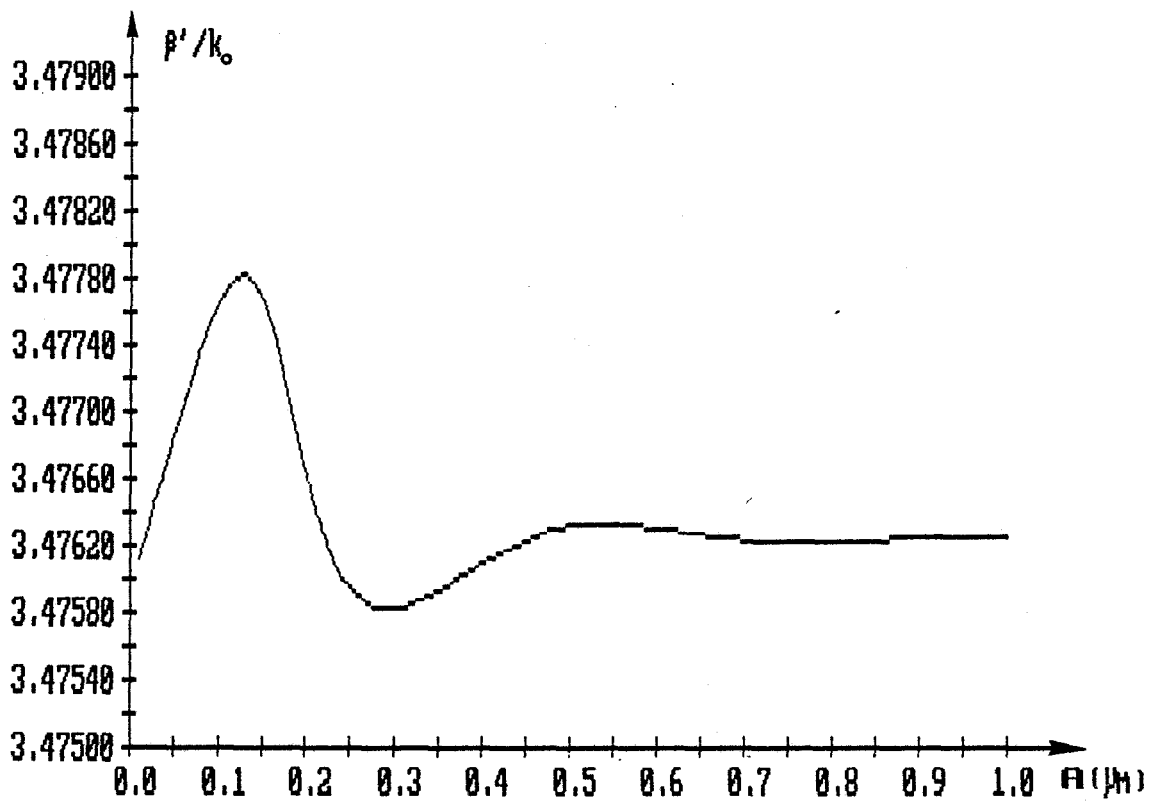


Figure (I-9) : diagramme de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$, pour une onde de type TE se propageant dans la structure réalisée à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

couche absorbante suit un comportement analogue aussi bien pour la structure II que pour la structure I. Nous nous proposons donc, d'examiner plus particulièrement cette dernière pour effectuer l'interprétation de ce nouveau comportement. Nous constatons tout d'abord, lorsque l'épaisseur A augmente, une augmentation de la valeur de β'/k_0 que l'on peut également observer sur le diagramme de dispersion d'une structure comportant une couche superficielle non absorbante (voir figure I-3). En effet, pour les faibles épaisseurs de couche absorbante, on peut penser que la valeur de β''/k_0 n'est pas suffisante pour modifier l'évolution de β'/k_0 . Puis, lorsque A continue d'augmenter, l'influence du coefficient d'extinction de la couche photodéetectrice devient prédominant; β'/k_0 tend alors vers la valeur limite solution de l'équation des modes obtenue lorsque la profondeur de pénétration du mode devient faible devant l'épaisseur de la couche absorbante ($A h'' \gg 1$; voir paragraphe I/3/c/2). Ce phénomène se traduit par un comportement de β'/k_0 du type quasi oscillatoire amorti que l'on observe figure (I-8). Notons que ce phénomène d'oscillation est également lié aux transitions de mode que nous avons observées dans le paragraphe I/3/c/1 de ce chapitre.

Nous pouvons constater en comparant les diagrammes de dispersion des structures I et II que l'amplitude des oscillations est plus importante dans le cas de la structure II. Ce comportement est la conséquence d'un plus fort contraste d'indice de réfraction entre les couches GaAs et GaAlAs qu'entre les couches GaAs n^-/n^+ .

Après ce paragraphe, consacré à la partie réelle de la constante de propagation, nous nous proposons d'étudier l'évolution de sa partie imaginaire en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, ce qui nous permettra de déterminer le coefficient d'absorption de nos dispositifs.

I/3/c/3/b - Influence de l'épaisseur de la couche absorbante sur le coefficient d'atténuation des modes guidés :

L'objet de cette partie est de déterminer le coefficient d'atténuation $\alpha(\beta^*)$ des modes guidés lié à la présence de la couche photodéetectrice. Ce coefficient étant relié à la partie imaginaire de la constante de propagation par la relation : $\alpha(\beta^*) = -2\beta''$ ($\beta'' < 0$) [6], sa détermination a été effectuée en résolvant l'équation des grands modes (2).

L'évolution du coefficient d'atténuation des modes guidés se propageant dans la structure I, a été représentée figure (I-11) courbe (a) pour la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$. Rappelons que les modes considérés sont du type transverse électrique.

Nous constatons dans un premier temps, une augmentation rapide du coefficient d'absorption de la couche photodéetectrice qui est due essentiellement à deux phénomènes :

- Le premier, qui résulte du fait que, pour ces faibles valeurs d'épaisseur de couche absorbante, la profondeur de pénétration du mode (voir paragraphe I/3/c/2) au sein de cette couche n'a pas encore été atteinte ; aussi chaque augmentation de l'épaisseur de la couche superficielle contribue à atténuer l'onde guidée.

- Le second, qui est lié à la valeur supérieure de l'indice de réfraction de la couche superficielle qui favorise la pénétration du mode au sein de cette couche. Afin d'illustrer cette argumentation, nous avons tracé, figure (I-11) courbe (b), l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche photodéetectrice, en prenant, pour cette couche, un indice de réfraction fictif égal à celui du GaAs qui constitue la couche profonde du guide quatre couches. La valeur du coefficient d'extinction K_1 , a été, pour ce calcul, prise égale à celui du $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$.

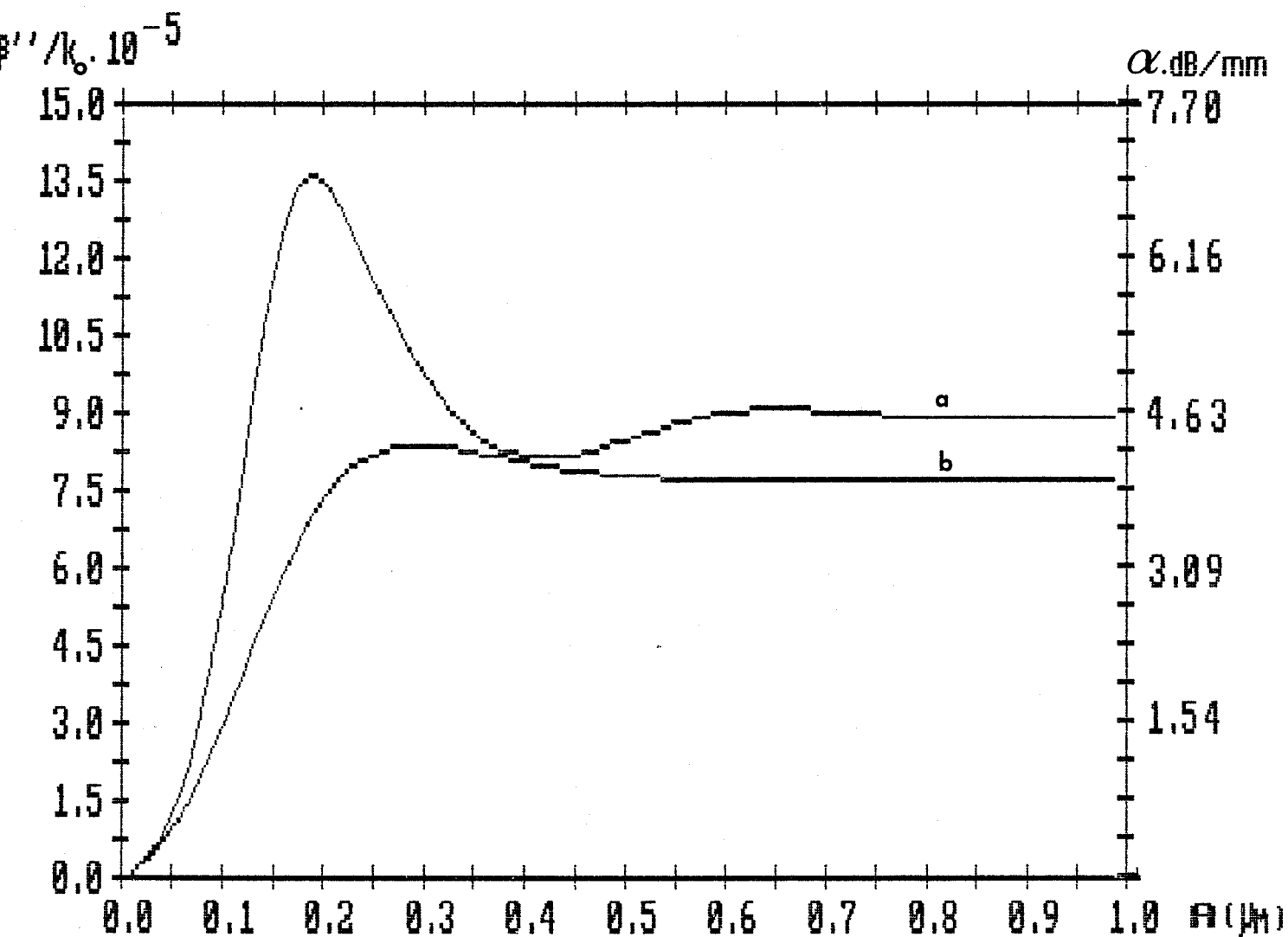


Figure (I-11) : évolution du coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante.

Onde de type TE se propageant dans la structure réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

a) en prenant, pour la couche superficielle, l'indice du GaInAs $n_i^* = 3,63 - j 0,177$

b) en prenant, pour la couche superficielle, un indice de réfraction fictif égal à celui de la couche profonde : $n_i^* = 3,49 - j 0,177$

Nous constatons d'une part que la diminution de la valeur de l'indice de réfraction de la couche superficielle s'accompagne d'une augmentation moins rapide du coefficient d'absorption du mode guidé en fonction de l'épaisseur de cette couche. D'autre part, cette valeur n'étant plus supérieure à celle de la couche guidante en GaAs, le pic d'absorption que l'on observe dans le cas réel n'apparaît plus. Notons que, dans le cas réel où la couche superficielle est en GaInAs, lorsque l'épaisseur de la couche absorbante correspond au pic d'absorption, le maximum du profil de la partie réelle du champ électrique a atteint l'interface GaInAs/GaAs ce qui traduit une transition de mode (voir paragraphe I/3/c/1 - figure I-7-d-e).

Au-delà de cette première zone, zone du pic d'absorption, nous observons un fort amortissement du comportement oscillatoire (voir figure I-11 - courbe (a)). En effet, pour ces valeurs de A, la profondeur de pénétration du mode est inférieure à l'épaisseur de la couche absorbante ($Ah_1 \gg 1$) ; le coefficient d'atténuation du mode guidé tend alors vers sa valeur limite solution de l'équation (14) mise en évidence dans le paragraphe I/3/c/2. Nous pouvons enfin noter que les épaisseurs de couche photodéetectrice pour lesquelles on obtient un maximum dans la courbe $\beta''/k_0 = f(A)$ (voir figure I-11) correspondent à une transition de mode telle que nous l'avons définie au paragraphe I/3/c/1 (la position du maximum du profil de la partie réelle du champ électrique coïncide avec l'interface GaInAs/GaAs). Ce résultat confirme également que le comportement oscillatoire observé figure (I-11), est lié à la valeur de l'indice de réfraction, supérieure à celle du GaAs, de la couche absorbante.

L'exploitation des résultats obtenus grâce à notre modélisation (voir figure I-11), pourrait nous inciter à nous placer au niveau du pic d'absorption afin d'optimiser les performances de notre photodéetecteur ; les coefficients d'absorption sont de 6,9 db/mm et 4,6 db/mm respectivement au niveau du pic et lorsque β'' a atteint sa valeur limite. Cependant il faut noter que la précision demandée sur les

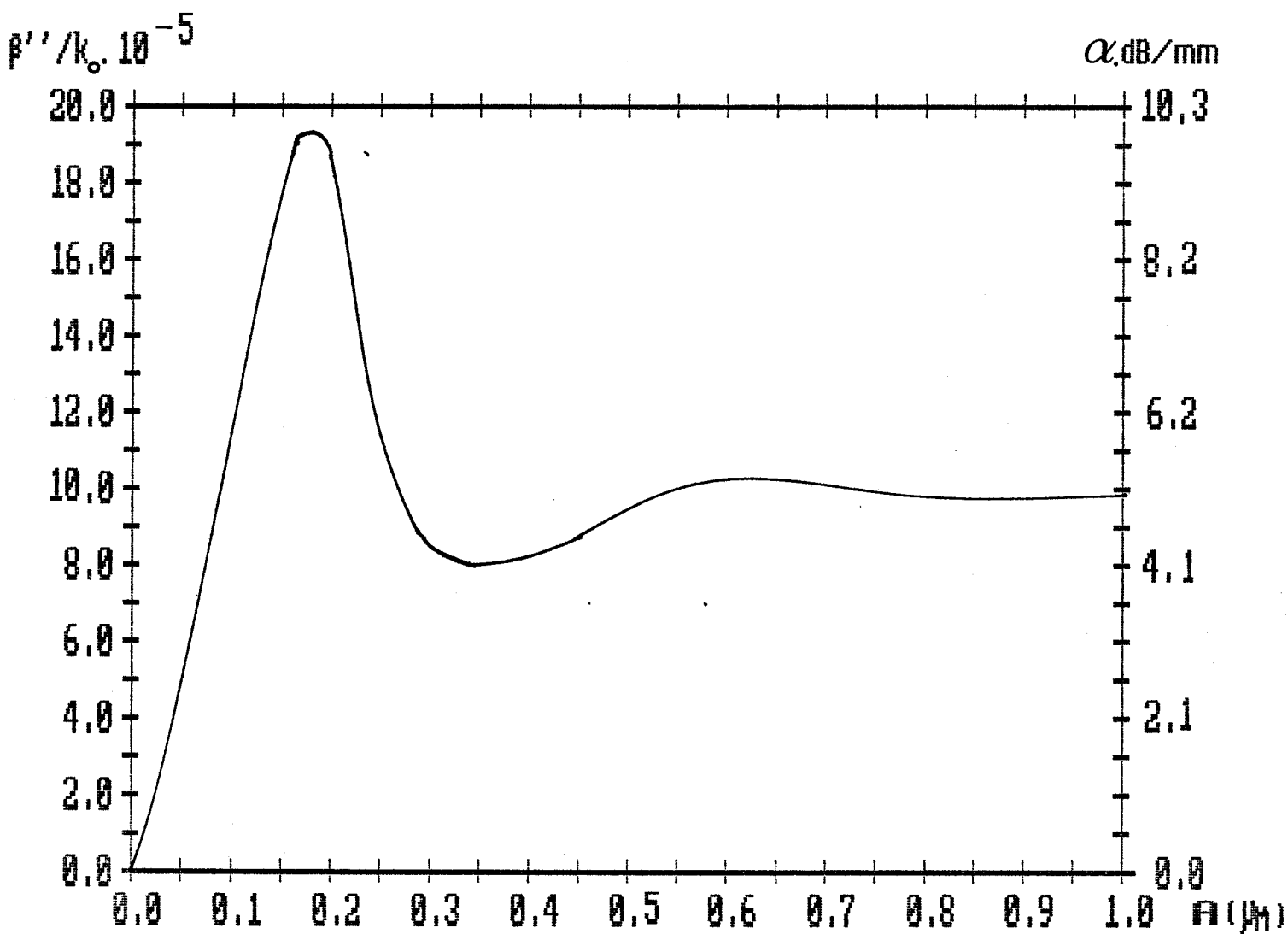


Figure (I-12) : évolution du coefficient d'atténuation, pour une onde de type TM, en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante dans le cas de la structure Air/GaInAs/GaAs n^- /GaAs n^+ ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

caractéristiques géométriques et les paramètres optiques de la structure, comme par exemple l'épaisseur de la couche absorbante mais aussi l'indice complexe des différents matériaux qui interviennent, sont pour l'instant difficilement compatibles avec les contraintes technologiques. N'oublions pas également que les résultats qui découlent de cette simulation ne prennent pas en compte les problèmes de couplage qui interviennent entre la zone passive du composant, guide d'ondes simple, et la zone active comportant la couche photodéetectrice, guide d'ondes composé. L'étude du coefficient de couplage entre les modes propres à chacune de ces structures, qui est directement proportionnel à leur intégrale de recouvrement [8], sera abordée ultérieurement.

La figure (I-12) présente l'évolution du coefficient d'atténuation en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour une onde de polarisation transverse magnétique. Nous pouvons constater que les résultats obtenus suivent des variations identiques à celles observées dans le cas de la polarisation de type TE, mais que leur valeur est supérieure. Ce phénomène est directement lié à la différence de déphasage qui existe entre les ondes TE et TM à chaque interface (voir chapitre II).

Examinons maintenant l'absorption des modes guidés pour la structure comportant un guide en hétérojonction GaAs/GaAlAs (structure II). Les résultats ont été calculés à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$, pour une radiation de polarisation transverse électrique. On peut constater, figure (I-13), que l'évolution de β''/k_0 en fonction de A est tout à fait semblable à celle présentée pour l'autre dispositif. Il faut toutefois remarquer que cette fois-ci, nous obtenons une augmentation importante du coefficient d'absorption des modes guidés (supérieur à un facteur 10). Il devrait donc être possible de détecter la totalité du signal optique pour des longueurs de couche absorbante relativement faibles (de l'ordre de $100 \mu\text{m}$). Ce résultat est la conséquence directe d'un meilleur contraste

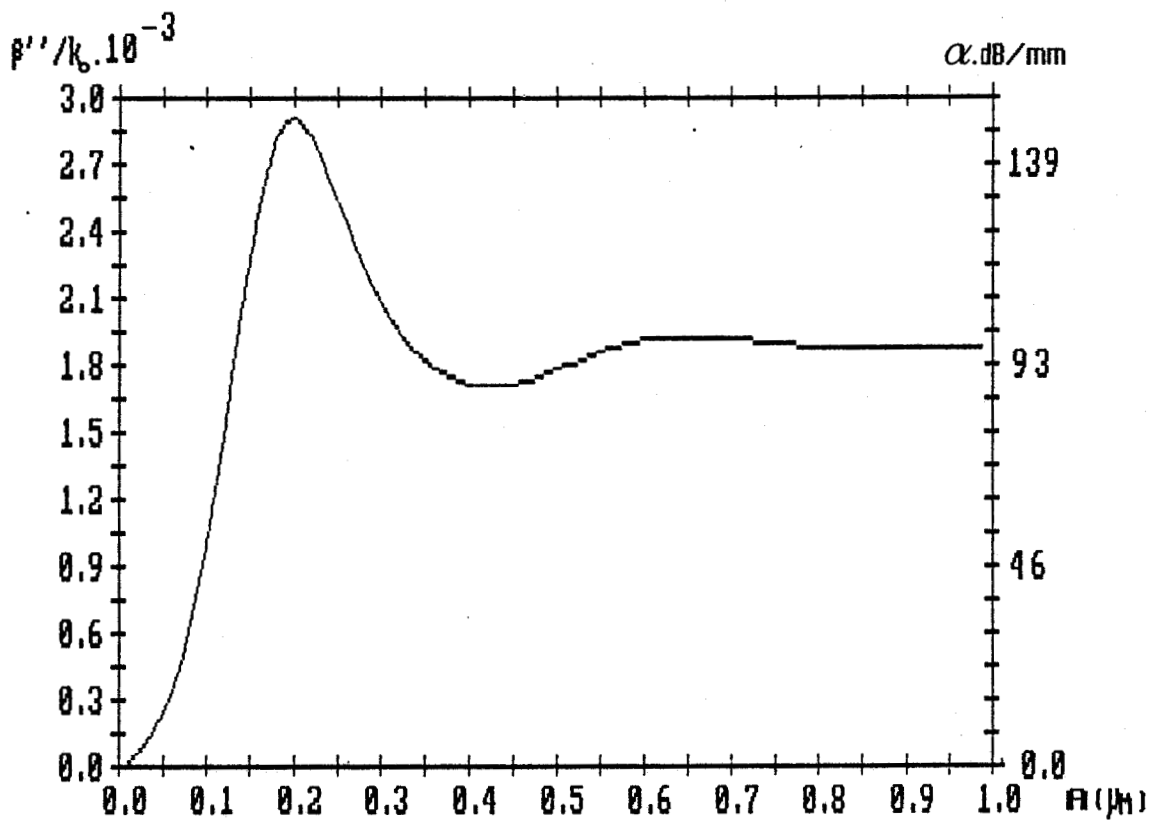


Figure (I-13) : évolution du coefficient d'atténuation, pour une onde de type TE, en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante dans le cas de la structure réalisée à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$

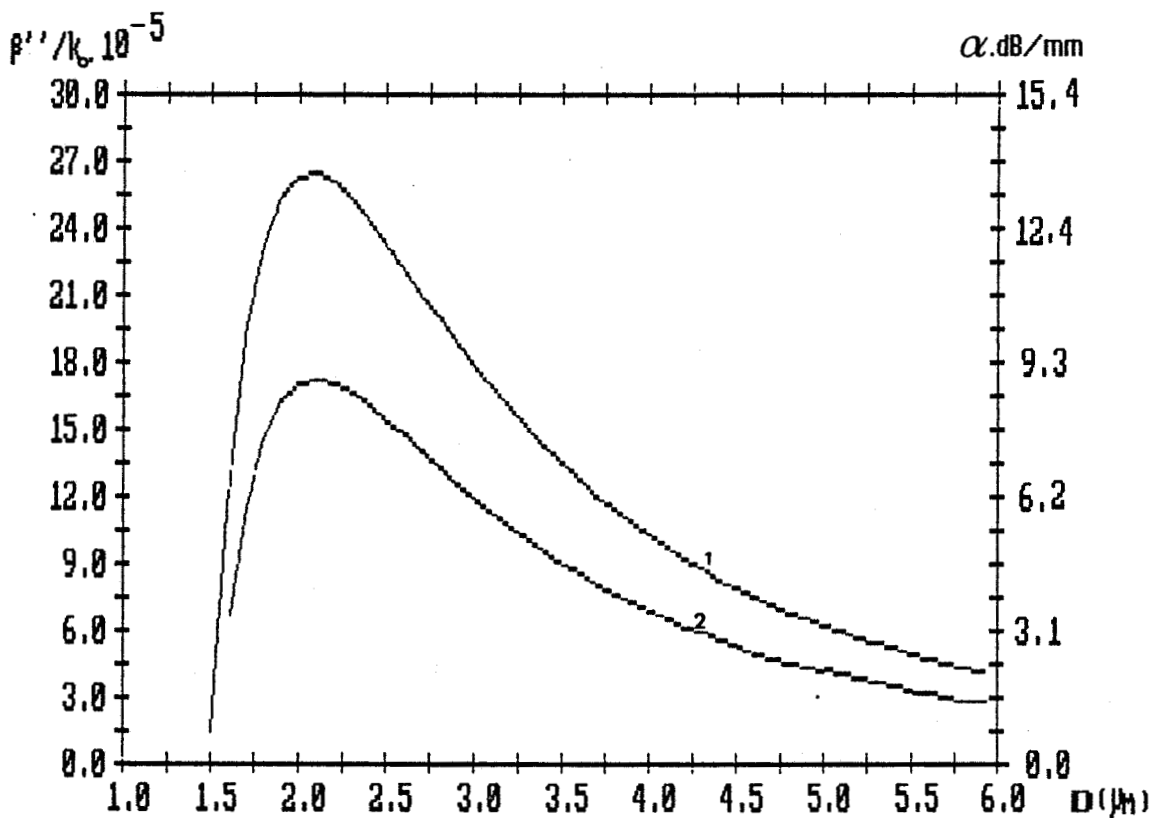


Figure (I-14) : évolution du coefficient d'atténuation du mode guidé, pour une onde de type TE, en fonction de l'épaisseur de la couche guidante (couche profonde) $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; 1) $A = 0,2 \mu\text{m}$ - 2) $A = 1 \mu\text{m}$

d'indice de réfraction entre les diélectriques 2 et 3 (GaAs et GaAlAs), qui se traduit par une forte répulsion du mode vers la couche superficielle. Notons que cette propriété a également été observée pour des structures de guidage réalisées dans la filière GaInAsP [10]. Elle signifie qu'en choisissant judicieusement la structure de guidage et la longueur de la couche photodéetectrice, on devrait pouvoir détecter la totalité ou une fraction de l'onde guidée.

Les propriétés de propagation des guides d'ondes composés sont également conditionnées par l'épaisseur de la couche profonde. Nous nous proposons dans le prochain paragraphe d'étudier l'influence de ce paramètre.

I/4 - INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE PROFONDE SUR LE COEFFICIENT D'ATTÉNUATION DES MODES GUIDÉS :

Bien que l'épaisseur de la couche profonde de nos deux structures ait été dictée par l'analyse effectuée dans le chapitre II, il nous a semblé intéressant de connaître l'influence de ce paramètre sur les propriétés d'absorption du photodéetecteur.

A cette fin, nous avons calculé dans le cas de la structure I (homojonction GaAs n^-/n^+) le coefficient d'atténuation du mode guidé du type $TE_{m_1,0}$, à l'aide du système d'équations transcendantes (relations 2a et 2b), en fonction de l'épaisseur D , de la couche profonde. Les résultats, reportés figure (I-14), ont été obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ pour des épaisseurs de couche photodéetectrice correspondant au pic d'absorption et à la valeur limite de β .

Partant des grandes valeurs d'épaisseur de couche guidante, l'examen de ces courbes montre que leur évolution peut être divisée en deux parties :

- La première pour laquelle une diminution de D s'accompagne d'une augmentation du coefficient d'atténuation du mode guidé jusqu'à ce que ce dernier ait atteint une valeur maximale. Ce comportement est la conséquence directe d'un accroissement de la fraction d'énergie lumineuse véhiculée dans la couche superficielle qui est dû à une diminution de l'étalement du mode dans la couche profonde [11].

- La deuxième, au-delà de ce maximum, pour laquelle il apparaît une chute brutale du coefficient d'atténuation [11] Dans cette zone, proche de la coupure, le mode considéré pénètre fortement dans le substrat (β'/k_0 tend vers n_3) ; il en résulte une plus faible interaction entre le mode guidé et la couche photodéetectrice qui se traduit par une diminution du coefficient d'atténuation.

Examinons l'influence de la longueur d'onde sur les propriétés de propagation de ces structures de guidage.

I/5 - INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE SUR LES PROPRIETES DE PROPAGATION DU GUIDE D'ONDE COMPOSE :

Dans la perspective où l'intégration de ces composants serait envisagée avec des dispositifs fonctionnant en multiplexage de longueurs d'ondes, il apparaît utile d'étudier l'influence de ce paramètre, puisqu'il conditionne les propriétés de propagation des structures de guidage. A cette fin nous avons calculé, dans le cas de la structure I (homojonction GaAs n^-/n^+), la constante de propagation β^* , des modes $TE_{m_1,0}$, en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante à la longueur d'onde de $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$. Les figures (I-15) et (I-16) représentent respectivement l'évolution de la partie réelle et de la partie imaginaire de β^* en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante. Nous retrouvons bien évidemment des comportements de β'/k_0 et β''/k_0 en fonction de A

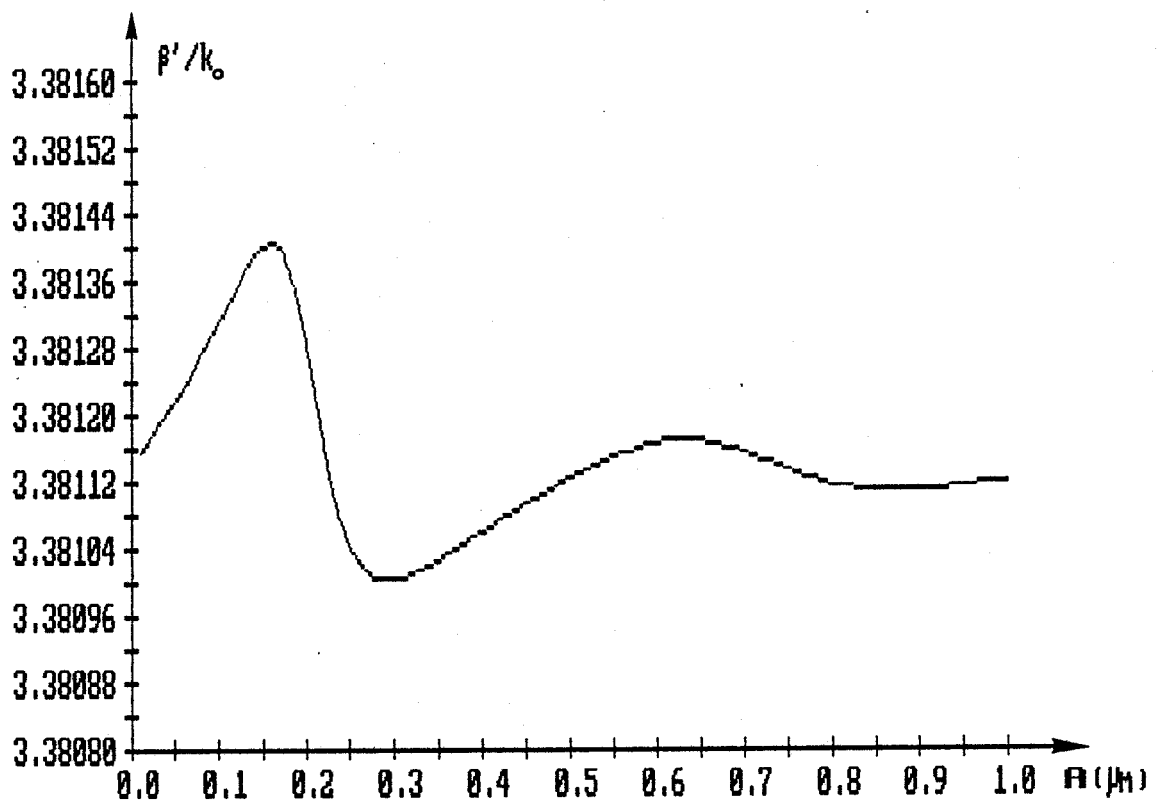


Figure (I-15) : courbe de dispersion $\beta'/k_0 = f(A)$, pour une onde de type TE se propageant dans la structure réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ ; $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

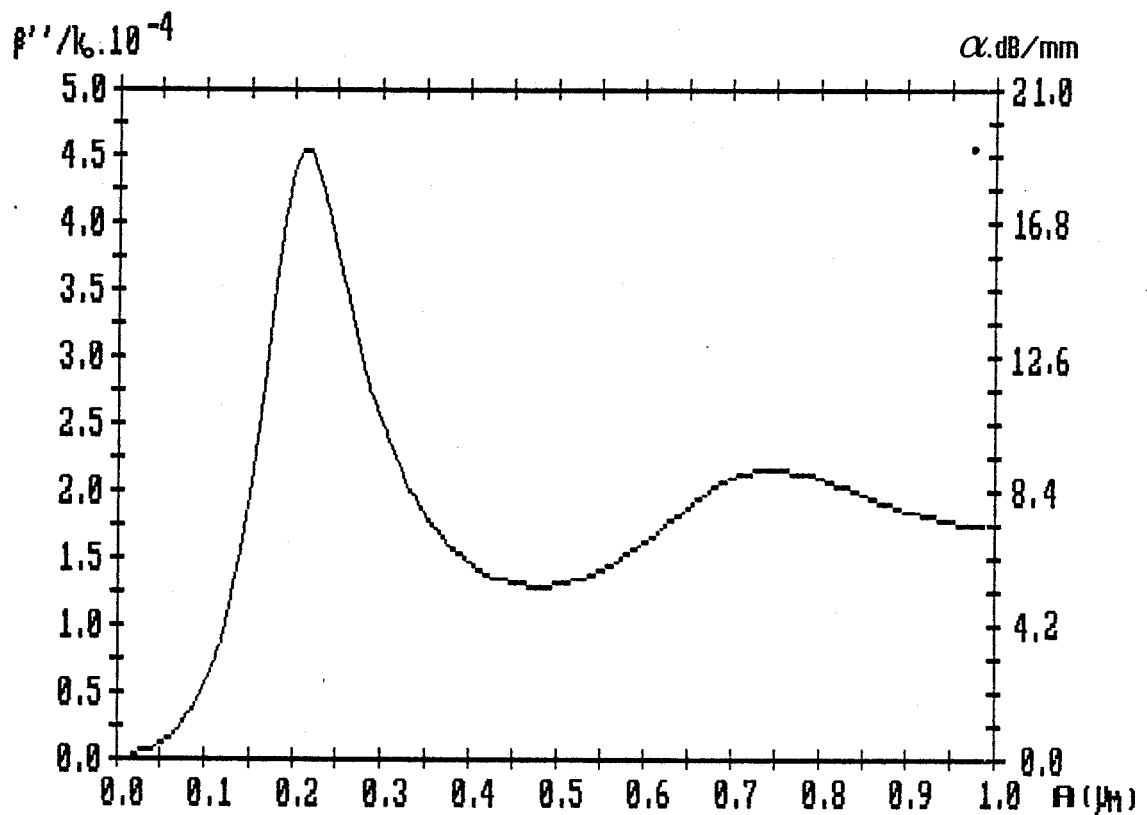


Figure (I-16) : évolution du coefficient d'atténuation du mode guidé, pour une onde de type TE, en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante ; $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

qui sont tout à fait semblables à ceux obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Cependant, il convient de remarquer que cette fois-ci le comportement oscillatoire est beaucoup plus marqué : l'amplitude est plus importante et l'amortissement se produit moins rapidement. Ce résultat est principalement lié à la plus faible valeur du coefficient d'extinction du GaInAs à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$ qu'à celle de $1,06 \mu\text{m}$ (respectivement 0,177 et 0,114 (voir paragraphe I/1)).

Il est intéressant de noter que nous obtenons des valeurs de coefficient d'atténuation plus importantes, 19,3 db/mm et 7,3 db/mm, respectivement au niveau du pic d'absorption et en valeur limite. Rappelons qu'elles étaient pour la même structure respectivement de 6,9 db/mm et 4,6 db/mm à $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$. Ce résultat est la conséquence directe d'une profondeur de pénétration plus importante du mode guidé dans la couche absorbante qui est due principalement à l'augmentation de la valeur de la longueur d'onde et à la diminution du coefficient d'extinction de cette couche (voir paragraphe I/3/c/1).

I/6 - INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN ALUMINIUM SUR LE COEFFICIENT D'ATTENUATION DES MODES SE PROPAGEANT DANS LA STRUCTURE REALISEE A PARTIR DE L'HETEROJONCTION GaAs/GaAlAs :

Nous avons mis en évidence (paragraphe I-3-c-3-b) l'intérêt d'utiliser une structure à fort contraste d'indice de réfraction, couche guidante - substrat (ou couche d'isolation optique), si l'on désire que le mode guidé soit absorbé sur une très courte distance. C'est pourquoi nous nous proposons de calculer l'atténuation des modes guidés, due à la présence de GaInAs, en fonction de la concentration en aluminium de la couche d'isolation optique. La figure (I-17) présente les résultats obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ pour une onde de type TE. Afin que l'épaisseur de la couche guidante soit compatible avec une propagation monomode nous l'avons prise

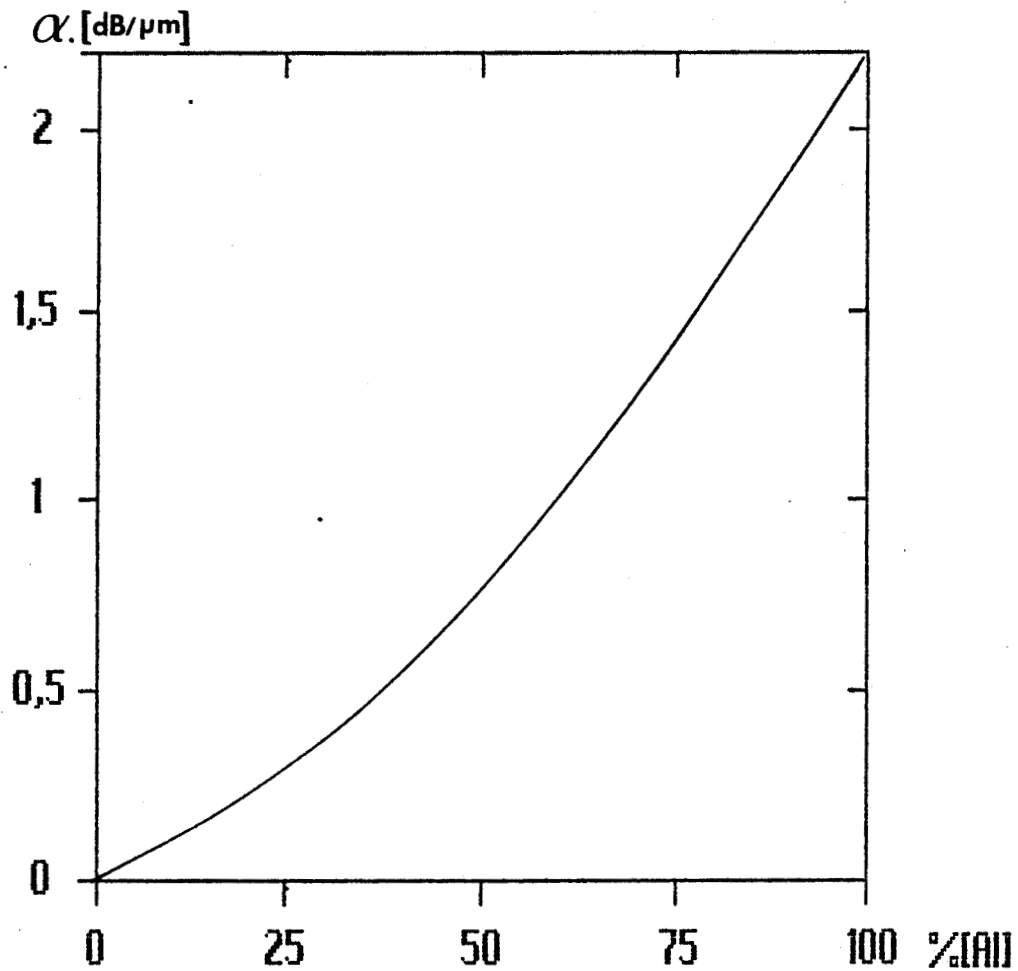


Figure (I-17) : évolution du coefficient d'atténuation en fonction de la concentration en aluminium, pour une onde de type TE se propageant dans la structure Air/GaInAs/GaAs/GaAlAs. L'épaisseur de la couche guidante a été prise égale à l'épaisseur de coupure du mode TE_1 de la structure Air/GaAs/GaAlAs

égale à l'épaisseur de coupure D_c , du mode d'ordre supérieur pour chaque concentration en aluminium. L'épaisseur de la couche de GaInAs a été choisie de telle façon qu'elle soit, dans tous les cas, supérieure à la profondeur de pénétration du mode.

Nous pouvons constater une forte augmentation du coefficient d'atténuation avec la concentration en aluminium. Ainsi, sa valeur passe de 0,1 db/ μm à 1 db/ μm lorsque la concentration en aluminium varie de 10 % à 60 %. Ce résultat est directement lié au fort contraste d'indice de réfraction couche guidante - couche d'isolation optique qui se traduit par une répulsion du mode vers la couche absorbante.

Si ces résultats sont très prometteurs dans la perspective de réaliser des photodétecteurs de totalité présentant une très faible surface de matériau absorbant, il convient, notamment pour ces fortes valeurs d'absorption, de tenir compte du problème du couplage qui intervient à l'interface guide passif - guide actif. Nous nous proposons donc d'aborder ce sujet dans la prochaine partie de ce chapitre, en étudiant plus particulièrement le cas des deux structures qui ont fait l'objet de réalisations.

II - ETUDE DU COUPLAGE ENTRE LA ZONE PASSIVE ET LA ZONE ACTIVE DE NOTRE COMPOSANT :

II/1 - INTRODUCTION :

Dans le paragraphe précédent nous avons étudié l'influence des différents paramètres opto-géométriques sur la constante de propagation complexe des modes susceptibles de se propager dans la partie active de notre composant (guide d'ondes composé dont la couche superficielle est constituée du photodétecteur) ; cependant nous n'avons pas tenu compte des problèmes de couplage entre la zone passive (guide d'ondes simple) et la zone active. L'objet de cette partie est d'estimer, par le calcul, le coefficient de couplage entre les modes propres à chacune de ces deux structures.

L'étude du couplage, entre différents composants optiques, a déjà fait l'objet de nombreux travaux. Citons, à titre d'exemple, l'intégration de lasers et de guides optiques [12,13], de détecteurs et de guides optiques [10,11], ainsi que l'étude du couplage entre des éléments monomodes [14,15]. L'étude du couplage entre la zone passive et la zone active de notre composant consiste à déterminer le pourcentage d'énergie lumineuse qui sera transférée de l'élément 1 à l'élément 2 (voir figure II-1).

Nous nous proposons d'effectuer cette étude en nous appuyant sur les travaux de MARCUSE concernant les pertes engendrées par le couplage entre deux guides optiques d'épaisseurs différentes [16].

II/2 - METHODE D'ANALYSE UTILISEE :

Le couplage d'énergie entre le mode incident et le mode transmis dépend, comme nous allons le montrer, de l'intégrale de recouvrement de ces deux modes ; cette intégrale sera d'autant plus faible que les amplitudes et les phases des

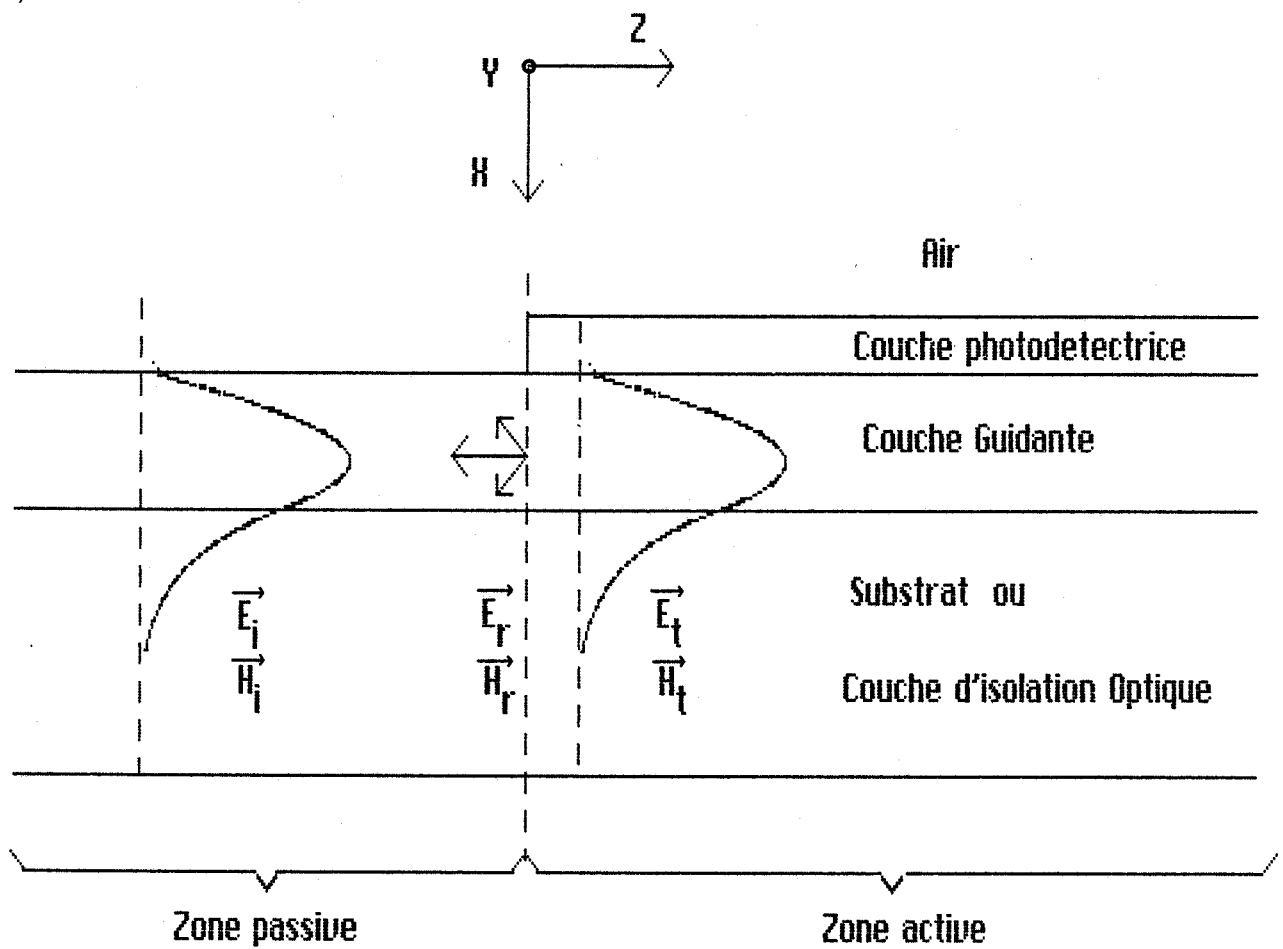


Figure (II-1) : couplage à l'interface guide d'ondes passif - guide d'ondes actif

champs seront différentes [17,18].

La figure (II-1) schématise la discontinuité qui intervient à l'interface $z = 0$, guide actif - guide passif. Lorsque le mode incident atteint cette interface, il est décomposé en modes réfléchis et en modes transmis. Ces deux types de modes sont constitués de modes guidés et de modes radiatifs qui forment une base orthogonale (voir chapitre II)[19].

Dans la suite de cette partie, nous supposerons que l'onde présente dans notre dispositif est de type TE, et nous chercherons à déterminer le coefficient de couplage entre les modes guidés TE₀ et TE_{m₁,0} se propageant respectivement dans la zone 1 et la zone 2. Dans ces conditions, les relations de continuité, dans le plan de l'interface, des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques nous conduisent au système d'équations [16] :

$$(16-a) \quad E_y^i + a_r E_y^r + \int q_r(\beta) E_y^r(\beta) d\beta = C_t E_y^t + \int q_t(\beta) E_y^t(\beta) d\beta$$

$$(16-b) \quad H_x^i + a_r H_x^r + \int q_r(\beta) H_x^r(\beta) d\beta = C_t H_x^t + \int q_t(\beta) H_x^t(\beta) d\beta$$

Les indices i, r et t représentent respectivement des modes incidents, réfléchis et transmis. Les signes \int tiennent compte des modes du continu, les autres modes considérés appartiennent, quant à eux, à l'ensemble des modes guidés.

La relation liant la composante H_x du champ magnétique à celle E_y du champ électrique, nous permet d'écrire ce système en ne faisant intervenir que E_y . Multiplions scalairement ce système par E_y^{t*} . L'intégration suivant x des relations ainsi obtenues nous conduit alors au nouveau système:

$$(17-a) \quad E_y^i E_y^{t*} dx + a_r \int E_y^r E_y^{t*} dx + \iint q_r(\beta) E_y^r(\beta) E_y^{t*} d\beta dx = C_t \int E_y^t E_y^{t*} dx + \iint q_t(\beta) E_y^t(\beta) E_y^{t*} d\beta dx$$

$$(17-b) \quad \beta^i \int E_y^i E_y^{t*} dx - \beta^i a_r \int E_y^r E_y^{t*} dx + \beta \iint q_r(\beta) E_y^r(\beta) E_y^{t*} d\beta dx = C_t \beta^t \int E_y^t E_y^{t*} dx + \beta \iint q_t(\beta) E_y^t(\beta) E_y^{t*} d\beta dx$$

La résolution exacte de ce système n'est pas possible. Toutefois, nous pouvons accéder à des solutions approchées de a_r et C_t en négligeant le coefficient de couplage $q_r(\beta)$ et en utilisant les propriétés d'orthogonalité des modes d'une même structure. Cette méthode, nous conduit aux expressions analytiques suivantes [16,20] :

$$(18-a) \quad C_t = \frac{\beta^i \beta^t}{\beta^i + \beta^t} \frac{1}{\omega \mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y^i E_y^{t*} dx$$

$$(18-b) \quad a_r = \frac{\beta^i - \beta^t}{\beta^i + \beta^t}$$

où nous avons utilisé la relation de normalisation suivante :

$$(19) \quad P = - 1/2 \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y H_x^* dx = 1$$

et où β^i, β^t sont les constantes de phase respectivement du mode incident et du mode transmis [4].

Notons que l'approximation qui a été effectuée en négligeant le coefficient de couplage $q_r(\beta)$ se justifie dans la mesure où :

- dans le cas d'une discontinuité importante les pertes radiatives ont principalement lieu dans le sens de propagation de l'onde incidente (vers les Z positifs) ; $q_r(\beta)$ est donc négligeable.

- dans le cas d'une faible discontinuité, les champs électriques \vec{E}_y^i et $\vec{E}_y^t(\beta)$ deviennent quasiment orthogonaux ; la contribution de $q_r(\beta)$ dans le système d'équations (17) est également négligeable.

La validité de cette approximation est développée en détail dans la référence [16].

II/3 - DETERMINATION DU COEFFICIENT DE COUPLAGE DES STRUCTURES REALISEES :

Le coefficient de couplage C_t , a été calculé en intégrant le produit $E_y^i \cdot E_y^{t*}$ où les modes considérés, incident et transmis, sont les modes TE_0 et $TE_{m,0}$ susceptibles de se propager respectivement dans la zone passive (guide d'ondes simple) et dans la zone active (guide d'ondes composé) de notre composant. L'expression analytique de chacune de ces fonctions a été obtenue à partir des relations (4) et (5) de ce chapitre. Le calcul analytique de ces intégrales, bien que long et fastidieux, ne pose aucune difficulté particulière puisqu'il ne fait intervenir que des intégrales définies (intégration de fonctions qui résultent du produit de fonctions hyperboliques et de fonctions circulaires).

Les figures (II-2) et (II-3) présentent la valeur du coefficient de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante. Ces résultats sont donnés, pour la structure à homojonction GaAs n^-/n^+ et celle à hétérojonction GaAs/GaAlAs, à la longueur d'onde de $1,06 \mu m$. Il apparaît que pour ces structures et quelle que soit l'épaisseur de couche superficielle examinée, la valeur du coefficient de couplage est supérieure à 0,94. Ce résultat signifie que les valeurs des coefficients d'absorption calculées pour ces structures dans les paragraphes précédents, en négligeant les phénomènes de désadaptation à la transition zone passive/zone active, peuvent être considérées comme une bonne approximation. La validité de cette affirmation sera, par ailleurs, confirmée par les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre IV.

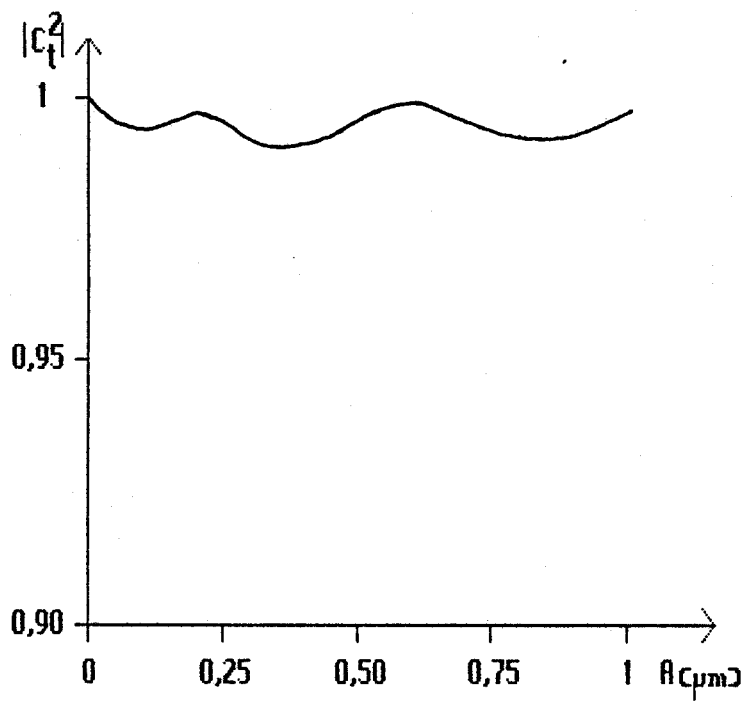


Figure (II-2) : évolution du coefficient de couplage entre la zone passive et la zone active du composant réalisé à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; mode TE

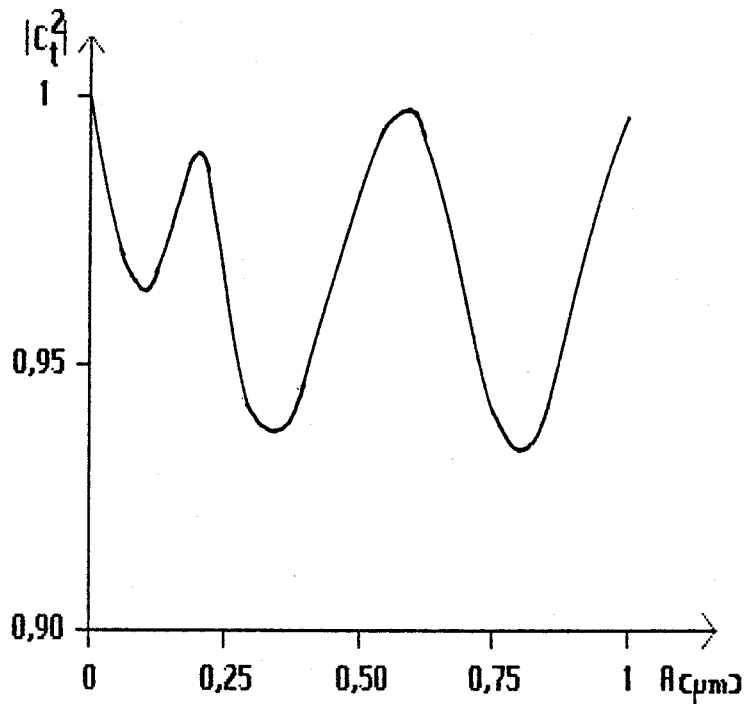


Figure (II-3) : évolution du coefficient de couplage entre la zone passive et la zone active du composant réalisé à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs ; $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$; mode TE

II/4 - CRITIQUE DE LA METHODE :

Il convient de noter que les expressions analytiques des champs électriques utilisées pour effectuer ces calculs sont issues des équations des modes caractéristiques de la zone passive et de la zone active de notre composant. Les profils de mode considérés sont donc supposés être, pour chacune de ces zones, dans un état d'équilibre. Toutefois, les modes propres à chacune de ces structures guidantes étant différents, il est probable que le mode incident subit une transformation sur une certaine longueur, que nous appellerons longueur d'adaptation, pour devenir un mode propre à la structure guidante formée par la zone active. Il en résulte que cette méthode, que nous qualifierons de statique, a pour effet, en négligeant la zone d'adaptation, de surestimer le coefficient d'absorption du photodétecteur. Cependant, outre sa relative simplicité, elle nous a permis d'estimer que pour nos structures le coefficient de couplage est supérieur à 0,94. Nous verrons par la suite, en comparant ces résultats obtenus par le calcul aux résultats expérimentaux que cette estimation est tout à fait réaliste.

Signalons que l'utilisation d'une méthode dynamique, telle que la méthode du faisceau propagé (B.P.M) [21], offre la possibilité, en tenant compte de l'évolution de la propagation le long de l'axe OZ, d'évaluer l'influence de cette zone d'adaptation des modes [10].

III - CONCLUSION :

Ce chapitre a eu pour objet de présenter une méthode de calcul qui permette d'étudier l'influence des différents paramètres optiques et géométriques sur les propriétés de propagation de structures comportant un photodétecteur intégré à un guide optique. Grâce à cet outil, nous avons pu montrer qu'une diminution de la couche guidante ou une augmentation du contraste d'indice de réfraction entre la couche guidante et le substrat (ou de confinement optique GaAlAs) s'accompagne d'une augmentation du coefficient d'absorption du photodétecteur. Nous avons également essayé de prévoir, pour les structures réalisées technologiquement, la quantité de lumière détectée par la couche absorbante. Il semble en particulier, d'après nos estimations, que l'utilisation d'une couche d'isolation optique de GaAlAs puisse permettre de détecter la totalité du signal optique avec des longueurs de couche absorbante très courtes. La réalisation technologique et la caractérisation des deux dispositifs, en homojonction GaAs n^-/n^+ et en hétérojonction GaAs/GaAlAs, devrait permettre de vérifier la validité des prévisions données par la simulation que nous venons de présenter.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] : BURKHARD ; DINGES and KUPHAL : J.A.P. vol 53, n° 1 (1982)
- [2] : HUMPHREYS and all : Elect.Lett. vol 21, n° 25/26 (1985)
- [3] : D. MARCUSE : "Theory of Dielectric Optical Waveguides" - Academic Press, New-York and London (1974)
- [4] : OGUSU ; MIYAGI ; NISHIDA : J.O.S.A. vol 70, n° 1 (1980)
- [5] : D.B. HALL ; C. YEH : J.A.P. vol 44, n° 5 (1973)
- [6] : A. REISINGER : Appl.Opt. vol 12, n° 5 (1973)
- [7] : W.C. BORLAND and all : IEEE, QE 23, n° 7 (1987)
- [8] : TAWEE ; TANBUN-EK and all : IEEE, QE, vol 20, n° 2 (1984)
- [9] : Y. ABE and all : Elect.Lett. vol 17, n° 25 (1981)
- [10] : M. ERMAN ; P. JARRY ; R. GAMONAL ; J.L. GENTNER ;
P. STEPHAN and C. GUEDON : J.L.T. vol 6, n° 3 (1988)
- [11] : M.C. AMANN : Elect.Lett. vol 23, n° 17 (1987)
- [12] : L. MENIGAUX ; P. SANSONETTI ; D. REMIENS ; R. AZOULAY ;
A. CARENCO : 9ème Journée Nationale d'Optique Guidée (1988)
- [13] : Y. SVEMATSU ; S. ARAI : IEEE, vol 75, n° 11 (1987)
- [14] : M. PAPUCHON ; P. KAYOUND ; Y. BOURBIN : Topical Meeting
on Integrated and Guided-Wave Optics (1982)
- [15] : R. BAETS ; P.E. LAGASSE : A.O. vol 21 (1982)

- [16] : D. MARCUSE : "Radiation losses of tapered dielectric slab Waveguides" - Bell.Syst.Tech.J (1970)
- [17] : P. KAYOUN : Thèse de docteur-ingénieur - Université de Nice (1981)
- [18] : Y. ABE and all : Elect.Lett. vol 17, n° 25 (1981)
- [19] : D. MARCUSE : "Light Transmission Optics" - Van Nostrand Reinhold - N.Y (1972)
- [20] : Y. YAMAMOTO ; T. KAMIYA and H. YANAI : IEEE, JQE, vol 11, n° 9 (1975)
- [21] : J. VAN ROEY ; J. VAN DER DONK ; P. LAGASSE : J.O.S.A. vol 71, p 803 (1981)

CHAPITRE IV

Ce chapitre est divisé en deux grandes parties :

- La première partie dans laquelle nous abordons l'aspect technologique de la réalisation des composants optiques, passifs et actifs, que nous avons étudiés dans les trois premiers chapitres.

- La seconde partie est consacrée à la caractérisation des différentes structures réalisées et à l'interprétation des résultats obtenus.

I - PROCESSUS TECHNOLOGIQUES :

I/1 - LES EPITAXIES UTILISEES :

Les épitaxies nécessaires à la réalisation de nos composants ont été obtenues en deux étapes :

La première étape a consisté en la réalisation des couches en GaAs et GaAlAs qui constituent les structures de guides d'ondes passifs définies au chapitre II. Ces couches ont été réalisées par épitaxie par jet moléculaire au C.H.S à partir de substrats GaAs provenant de la société WACKER. Cette méthode permet de maîtriser avec précision l'épaisseur de l'épitaxie déposée et d'obtenir des couches ayant une bonne qualité cristalline. De plus, la faible température d'épitaxie, de l'ordre de 600°C, offre l'avantage de minimiser les phénomènes d'inter-diffusion et de redistribution [1]. Il est ainsi possible d'élaborer des couches de composition différente présentant un profil de transition abrupt. Cette dernière propriété justifie la démarche que nous avons suivie lors de l'étude des structures guidantes des chapitres II et III, en considérant que leur profil d'indice de réfraction était un profil à saut d'indice.

Les deux épitaxies qui ont été ainsi réalisées pour l'élaboration de nos composants, sont constituées (voir figure I-1) :

Pour la structure I :

- d'un substrat N dopé au silicium : $N \approx 2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$
Son épaisseur est d'environ 400 μm ,

- d'une couche N , ayant un dopage résiduel de l'ordre de quelques $10^{14} / \text{cm}^3$. Son épaisseur est de 3,5 μm .

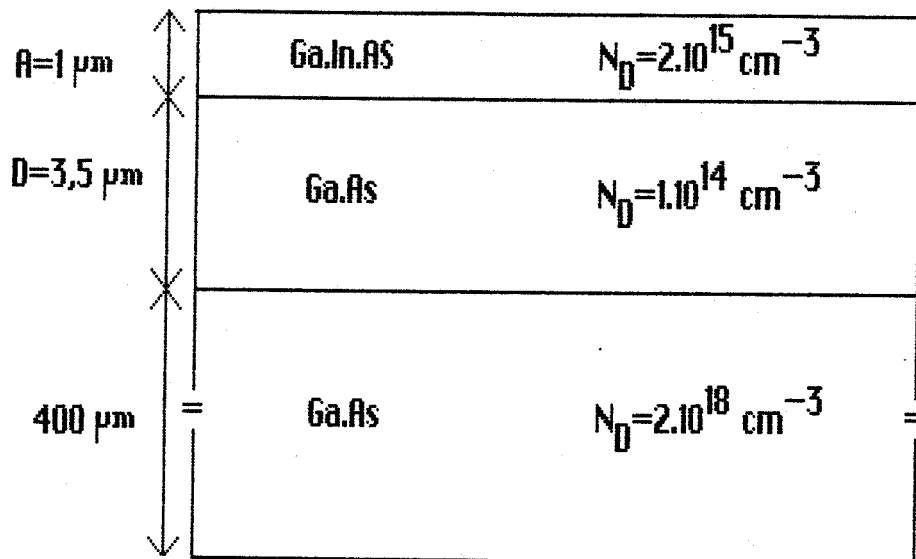
Pour la structure II :

- d'un substrat semi-isolant,

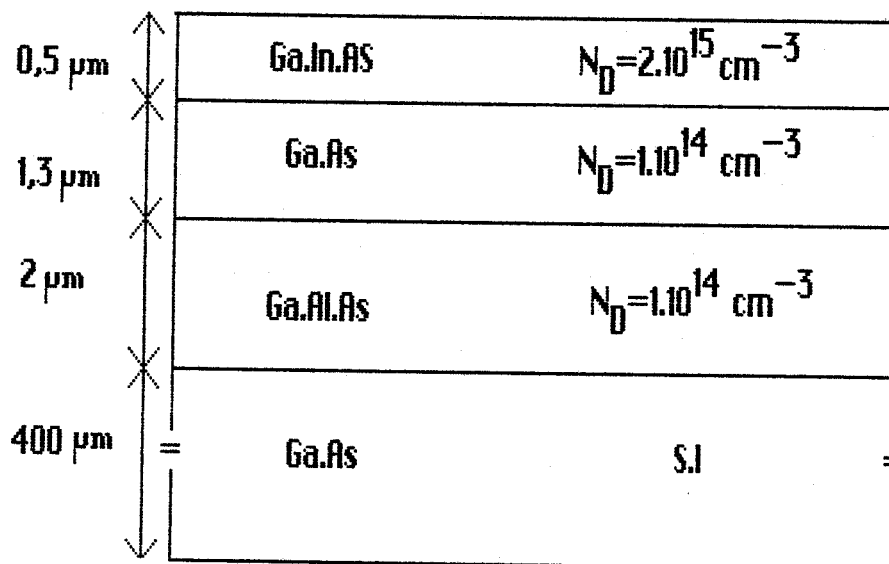
- d'une couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, non intentionnellement dopée. L'épaisseur de cette couche est de 2 μm , sa concentration X en aluminium a été choisie égale à 10 % (voir chapitre II),

- d'une couche de GaAs, ayant un dopage résiduel de l'ordre de quelques $10^{14} / \text{cm}^3$. L'épaisseur de cette couche est de 1,3 μm .

Après cette première étape, une partie de chaque plaquette a été prélevée afin de réaliser des guides d'ondes passifs en arête. Leur caractérisation optique (mesures de pertes, profil de mode...) nous permettra de vérifier la validité de l'approche théorique effectuée dans le chapitre II, et d'accéder aux caractéristiques de la zone passive de nos composants. La seconde partie a été utilisée pour effectuer l'épithaxie du ternaire $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ qui constitue la partie photodéetectrice de nos dispositifs. Cette hétéroépithaxie (GaInAs/GaAs) a été réalisée par le Dr M.RAZEGHI au Laboratoire Central de Recherches de THOMSON à l'aide de la méthode des organométalliques à basse pression (LP.MOCVD) [2]. Cette dernière épithaxie, non intentionnellement dopée, a un dopage



a) homojunction GaAs n⁻/n⁺



b) hétérojonction GaAs/GaAlAs

Figure (I-1) : Epitaxies utilisées

résiduel de l'ordre $10^{15}/\text{cm}^3$. Son épaisseur a été choisie égale à $1 \mu\text{m}$ pour la structure guidante réalisée à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ (structure I) et à $0,5 \mu\text{m}$ pour celle réalisée à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs.

La forte désadaptation en maille qui existe entre le GaInAs et le GaAs (3,8 % pour un taux d'indium de 53 %, correspondant à une adaptation en maille sur InP [3,5]) nous a incité à caractériser la couche de GaInAs afin de s'assurer que ses propriétés étaient peu altérées. Parmi les techniques de contrôle utilisées, nous présentons, figure (I-2), le spectre de photoluminescence que nous avons relevé à la longueur d'onde de 600 nm, la température de l'échantillon a été prise égale à 77°K . Dans ces conditions, l'énergie de bande interdite du quaternaire $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($0 \leq x \leq 0,47$; $0 \leq y \leq 1$) adapté en maille à l'InP donnée par la relation [3] :

$$E_g \text{ (eV)} = 0,80 + 0,61 y \text{ avec } x = 0,46 y \quad (1)$$

Nous pouvons constater que la position du pic est en accord avec cette relation. Toutefois, il convient de remarquer la valeur de la largeur du pic à mi-hauteur qui est légèrement supérieure à celles observées pour des couches épitaxiées sur InP. Ce résultat est certainement lié à l'effet des contraintes exercées sur le GaInAs.

Les propriétés de propagation des guides optiques réalisés à partir d'une hétérojonction GaAs/GaAlAs étant fortement conditionnées par la concentration en aluminium, nous avons également effectué une caractérisation de la couche de GaAlAs présente dans la structure II. Le spectre de photoluminescence, figure (I-3), a été obtenu à une température de 77°K . Dans ces conditions, l'énergie de bande interdite du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ peut être donnée, en fonction de la concentration x en aluminium, par la relation :

$$E_g \text{ (eV)} = 1,51 + 1,266 x + 0,26 x^2 \text{ pour } 0 \leq x \leq 0,45 \quad (2)$$

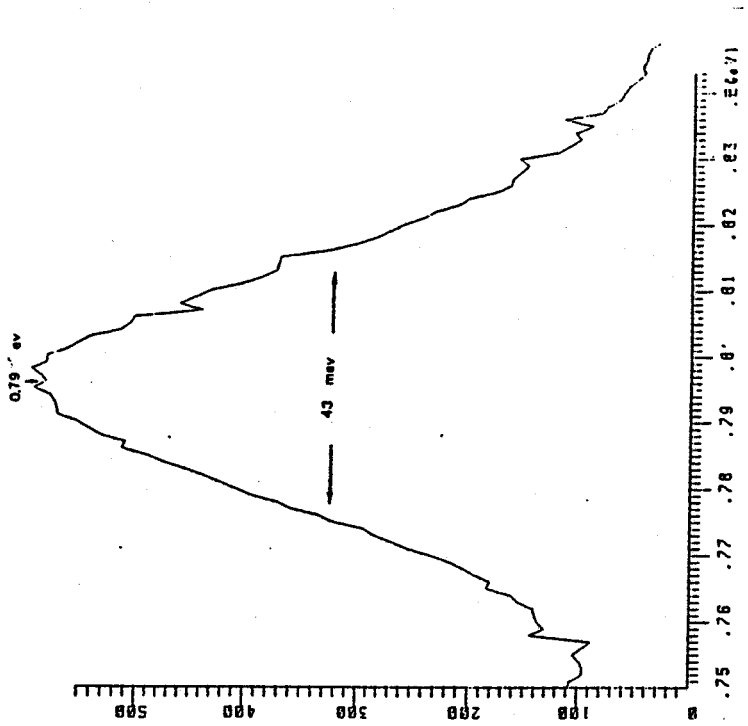


Figure (I-2) : caractérisation par photoluminescence du ternaire $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$

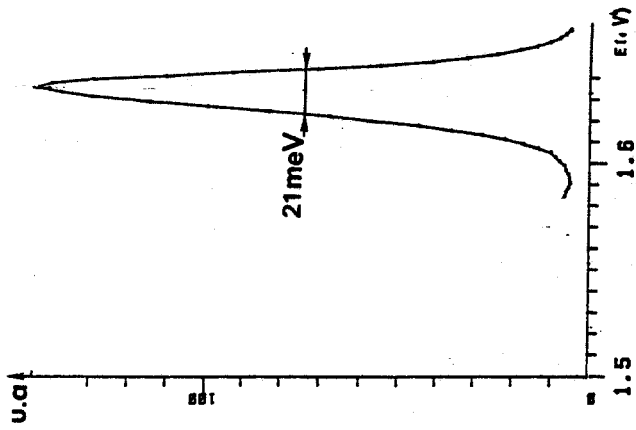


Figure (I-3) : caractérisation par photoluminescence du ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

Compte-tenu de la relation (2) et de la position du pic de la figure (I-3), nous en déduirons une valeur expérimentale de la concentration en aluminium de 9,86 %. L'approche fondée sur l'intégration des équations de MAXWELL que nous avons effectuée dans les chapitres II et III en considérant une concentration en aluminium de 10 %, devrait donc nous permettre d'analyser les résultats expérimentaux que nous allons obtenir à partir de la structure II.

I/2 - REALISATION DES MASQUES :

La réalisation de dispositifs en structure planar sur une plaquette épitaxiée nécessite des opérations de gravures et de dépôts localisés. La localisation de ces opérations est obtenue en employant un procédé de photolithographie ; il est donc nécessaire, avant tout processus technologique, de concevoir et de fabriquer les masques qui permettront d'obtenir le composant désiré. Nous disposons actuellement au laboratoire de trois procédés pour effectuer la réalisation de masques :

- L'utilisation d'un masqueur électronique CAMBRIDGE qui offre la possibilité de réaliser des masques optiques à oxyde de fer ou d'effectuer une écriture directe des motifs sur la plaquette après avoir procédé à son résinage. Sa précision est de 0,2 μm .

- L'utilisation d'un système de conception des masques assisté par ordinateur (C.A.O) qui permet d'obtenir des masques optiques à oxyde de fer. La précision des réalisations technologiques ainsi obtenues est de 1 μm . Notons que la dimension maximale du motif qu'il est possible d'obtenir avec cette méthode est de 7,5 mm.

- L'utilisation d'un coordinatographe qui permet de dessiner le motif souhaité sur mylar à l'échelle 100 ; la précision du déplacement du couteau est de l'ordre du micron et

l'épaisseur du trait de découpe est de 100 μm . Ensuite le motif élémentaire est réduit de l'échelle 100 à l'unité et il est photorépété sur une plaque de verre recouverte de gélatine photosensible. Rappelons que le pouvoir de résolution du banc de photoréduction est de l'ordre de 5 μm .

Le choix d'un procédé doit bien évidemment tenir compte des exigences propres à chaque composant que l'on désire réaliser. A ce sujet, l'obtention de guides optiques monomodes impose que la dimension transversale soit de l'ordre de quelques longueurs d'ondes. Aux longueurs d'ondes optiques, cette condition impose que les composants aient des dimensions de quelques microns dans le sens transversal, sur plusieurs millimètres dans le sens longitudinal. De plus, la qualité d'usinage de la paroi de l'arête est également un facteur important si l'on veut obtenir des guides présentant de bonnes propriétés de propagation. En effet, toute rugosité de paroi de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde cause des phénomènes de diffraction de la lumière qui se traduisent par des pertes à la propagation.

Si le masqueur électronique semble être le mieux adapté à la réalisation de composants optiques, son implantation trop récente, au laboratoire, au moment de nos réalisations technologiques, ne nous a pas permis de mettre à profit son utilisation. Nous avons donc reporté notre choix sur l'utilisation du système de C.A.O pour effectuer l'élaboration des masques. Outre la plus grande précision qu'elle offre par rapport à l'utilisation du coordinatographe, les masques à oxyde de fer présentent une meilleure définition des bords que les masques "gélatine". Notons également que leur transparence facilite la superposition des différents niveaux de masquage. Cependant, pour permettre des mesures d'atténuation par clivages successifs, il est nécessaire d'utiliser des guides optiques ayant de grandes dimensions longitudinales (supérieures au centimètre). C'est pourquoi la réalisation de tels masques n'a pu être effectuée qu'à l'aide du coordinatographe, même si l'utilisation de masques "gélatine"

ne permet pas d'obtenir des parois parfaitement lisses et a pour effet d'augmenter les pertes à la propagation.

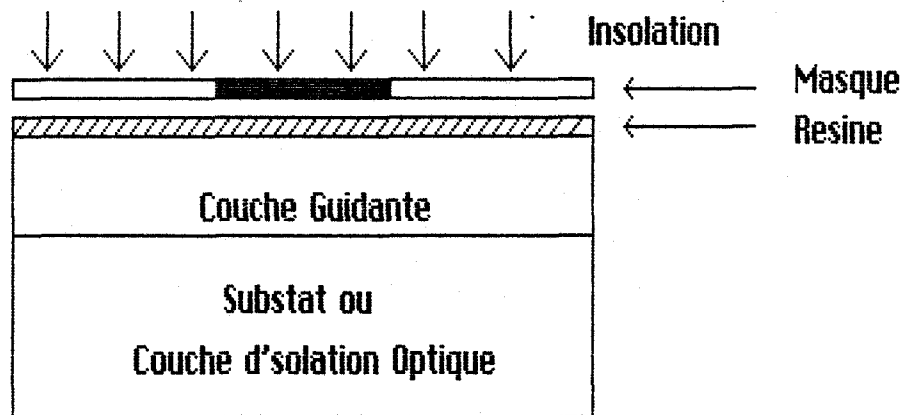
I/3 - ASPECTS TECHNOLOGIQUES DE LA REALISATION DE COMPOSANTS PASSIFS :

Les différentes étapes nécessaires à la fabrication d'un guide en arête se limitent à la réalisation d'un méso et sont assez classiques. Nous les avons schématisées figure (I-4). Malgré la simplicité du processus technologique, il nous a semblé utile de souligner les aspects les plus délicats des différentes opérations.

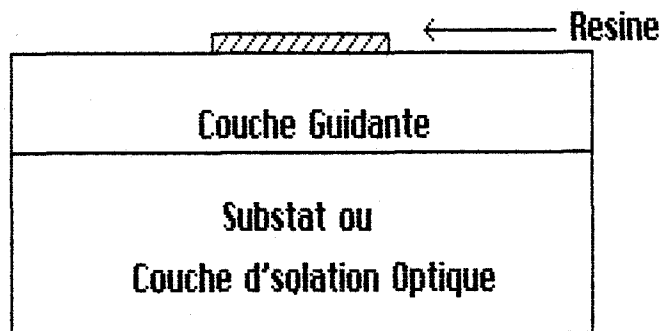
I/3/a - La photolithographie :

Les opérations de gravure localisées se font par photolithographie. C'est une étape délicate et la réalisation de guides monomodes ayant des dimensions latérales et longitudinales extrêmement différentes la rend encore plus difficile. Les différentes étapes technologiques étant conditionnées par cette première opération, nous nous proposons d'en détailler les points les plus importants.

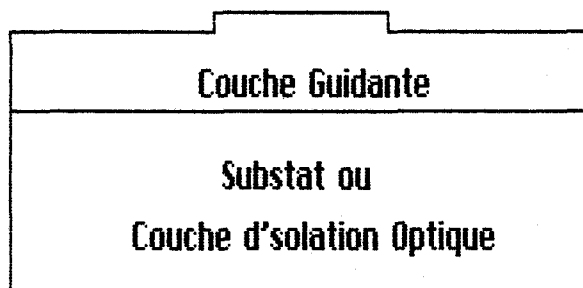
Avant la première étape technologique les bords de la plaquette sont attaqués à l'aide d'une solution à base d'acide sulfurique et d'eau oxygénée (H_2SO_4 (1/10) + H_2O_2 (1/10) + H_2O (8/10)). Cette opération a pour but de faciliter l'enduction de résine lors des étapes ultérieures, afin d'obtenir un dépôt le plus homogène possible. En effet, le dépôt d'une couche de résine d'épaisseur constante, en offrant une surface plane, permet un bon contact avec le masque, ce qui limite les phénomènes de diffraction parasites qui peuvent se produire lors de l'insolation. Par ailleurs, l'homogénéité du dépôt conditionne la qualité du développement.



a) procédé de photolithographie



b) révélation



c) guide en arête obtenu après usinage

Figure (I-4) : schématisation des différentes étapes nécessaires à la réalisation d'un guide en arête

Pour réaliser les opérations de masquage, nous avons utilisé des résines photosensibles positives "SHIPLEY AZ 1450". Ces résines sont constituées de trois composants différents : une résine de base, un solvant organique qui détermine la viscosité de la résine et un composant photoactif qui permet sa révélation. L'opération de masquage comporte les étapes suivantes :

- nettoyage de la plaquette effectué aux ultra-sons (acétone, alcool),
- dépôt de la résine sur la plaquette par centrifugation,
- exposition aux rayons ultra-violet à travers le masque,
- révélation de la résine.

Cette dernière étape est extrêmement délicate. En effet, il est difficile d'obtenir la révélation d'une ligne de largeur uniforme de quelques microns sur une longueur voisine du centimètre. Cette opération est fortement conditionnée par les deux précédentes. C'est pourquoi nous allons donner les valeurs que nous avons retenues à l'issue de différents essais et qui correspondent à une optimisation du processus.

Après avoir été nettoyée, la plaquette est enduite de résine sur toute sa surface en étant placée sur une tournette. La mise en mouvement de cette dernière, en ajustant convenablement son accélération, sa vitesse et son temps de rotation, permet d'obtenir l'épaisseur de résine désirée. Dans notre cas, les valeurs typiques de ces paramètres sont : une accélération de 4000 trs/mn.s, une vitesse de rotation de 3000 trs/mn pendant un temps de 60 secondes ; l'épaisseur de résine ainsi obtenue est de 1,2 μm . Le substrat est ensuite placé dans une étuve afin de provoquer l'évaporation du solvant et la polymérisation de la résine. La température ($T = 100\text{ C}$) et le temps de séchage ($t = 20\text{ mn}$) déterminent la dureté de celle-ci. Le temps d'insolation (20 s) doit être suffisant pour altérer la résine

sur toute son épaisseur, mais pas excessif afin de limiter l'effet des expositions parasites par diffraction. La révélation (1/3 révélateur 2/3 H₂O) permet la dissolution de la résine insolée.

Cette étape de photolithographie a été effectuée pour tous nos composants dans la salle de projets implantée au C.H.S. En effet, cette salle blanche comporte tout le matériel qui est nécessaire pour réaliser cette opération : tournette, étuve, aligneur de masques, microscope optique qui permet de contrôler la qualité de la révélation ... Les autres étapes telles que la gravure par usinage ionique où les métallisations ont été effectuées dans la centrale de technologie du C.H.S, puisque cette salle blanche dispose des bâtis nécessaires pour réaliser ces opérations.

I/3/b - La gravure :

Nous disposons au laboratoire de deux méthodes de gravure bien distinctes :

- la gravure par voie chimique,
- la gravure par usinage ionique.

La gravure par voie chimique utilise les solutions classiques pour l'AsGa : H₂SO₄ - H₂O₂ - H₂O , NH₄OH - H₂O₂ - H₂O. Les essais que nous avons effectués pour réaliser des guides en arête ne nous ont pas incités à poursuivre dans cette voie. En effet, la qualité des flancs de l'arête, mais, surtout l'apparition d'une sous gravure importante difficilement maîtrisable qui risquait d'être accentuée par l'utilisation de matériaux à fort désaccord de maille (GaInAs/GaAs) ont orienté notre choix vers l'utilisation de l'usinage ionique. Nous nous proposons donc de présenter plus particulièrement cette méthode.

L'usinage ionique est une gravure de l'AsGa par voie sèche. Son principe de fonctionnement est relativement simple. Il consiste à bombarder le substrat avec des particules accélérées au moyen d'une différence de potentiel. Un canon à électrons est utilisé pour ioniser des atomes d'ARGON. Les ions ARGON sont alors accélérés et vont bombarder la cible à graver (pour éviter tout effet de charge d'espace, la charge de ces ions est neutralisée avant qu'ils n'atteignent la cible). De manière à rendre la gravure la plus homogène possible, la cible est animée d'un mouvement de rotation pendant la durée de l'usinage. La qualité de la gravure est conditionnée par la pression partielle d'ARGON dans l'enceinte ainsi que par l'énergie des ions incidents. Les essais que nous avons réalisés nous ont conduits à choisir les paramètres suivants : tension d'accélération des ions de 1 KeV, densité de courant de $0,5 \text{ mA/cm}^2$ et une pression partielle d'ARGON de l'ordre de 10 Torr. Le profil de gravure obtenu par cette méthode peut être qualifié par son anisotropie, celle-ci étant définie par le rapport de la vitesse d'attaque verticale à la vitesse d'attaque horizontale (figure I-5).

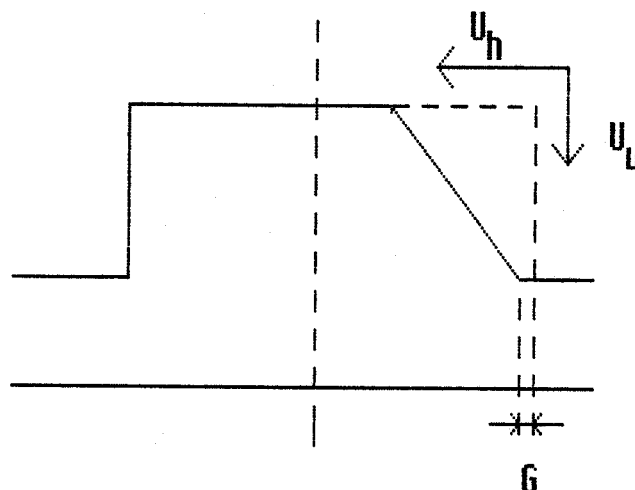


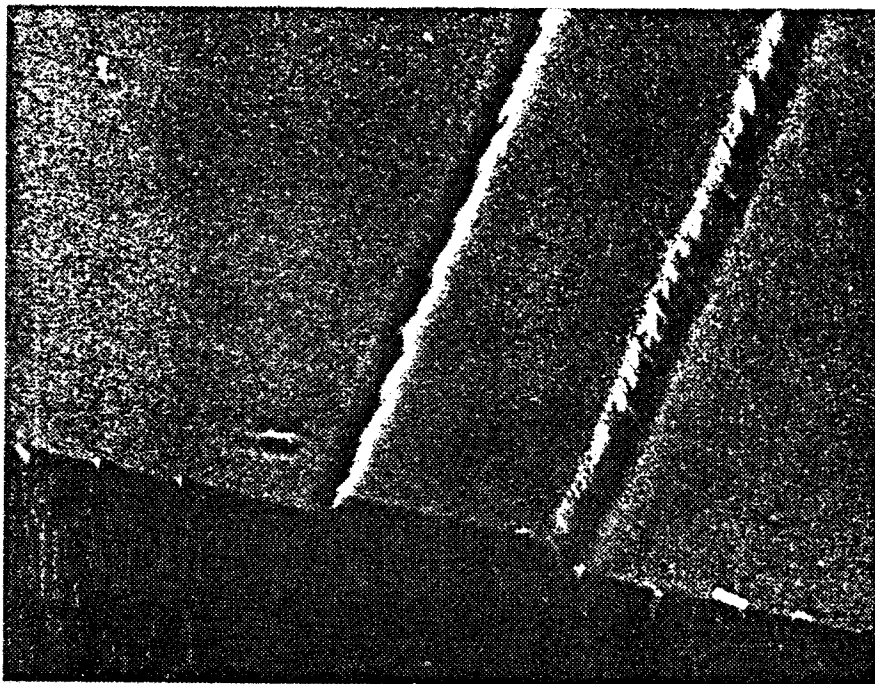
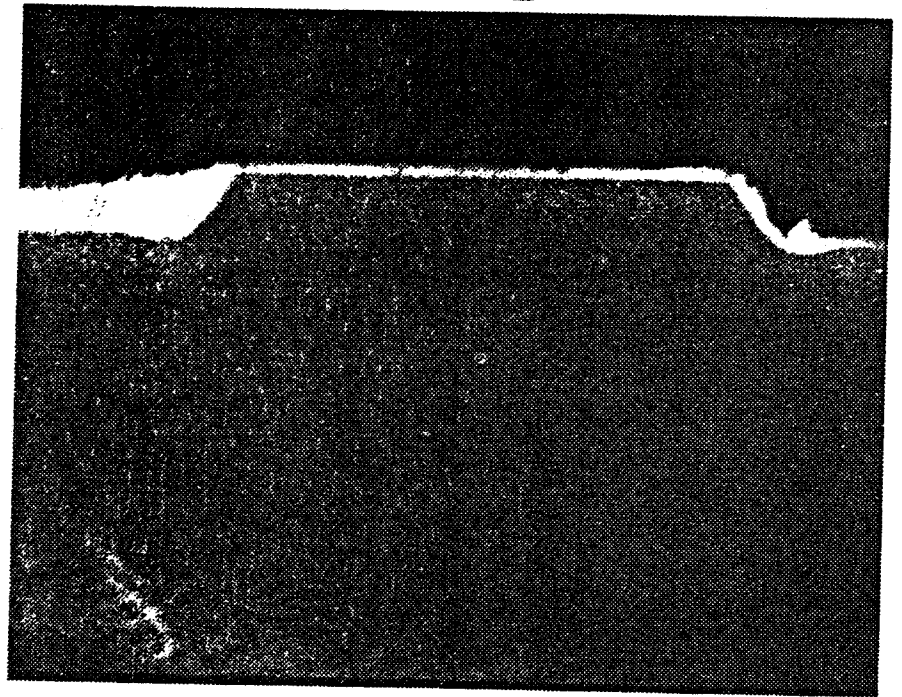
Figure (I-5) : l'anisotropie de gravure est exprimée par $\alpha_g = U_v/U_h$ où U_v et U_h sont respectivement les vitesses de gravure verticale et horizontale

Sur la partie gauche : situation idéale ($U_h = 0$)

Sur la partie droite : il y a défaut d'anisotropie et apparition d'une gravure latérale G

Figure (I-6) : photographies prises au M.E.B de différents guides en arête obtenus par usinage ionique. Nous pouvons observer :

- l'anisotropie de gravure
- le phénomène de surgravure
- une importante rugosité des parois



guides réalisés à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+

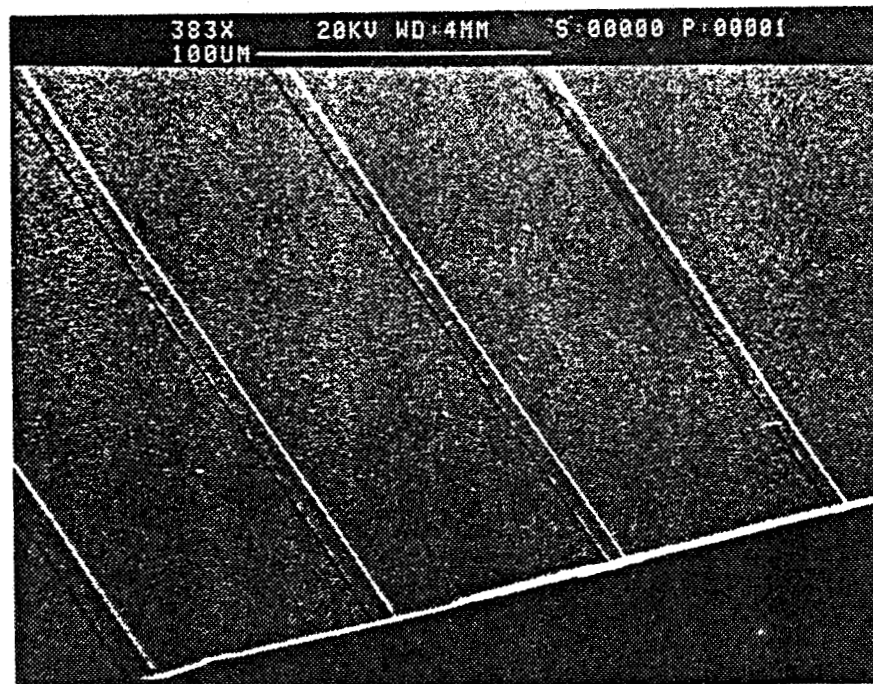
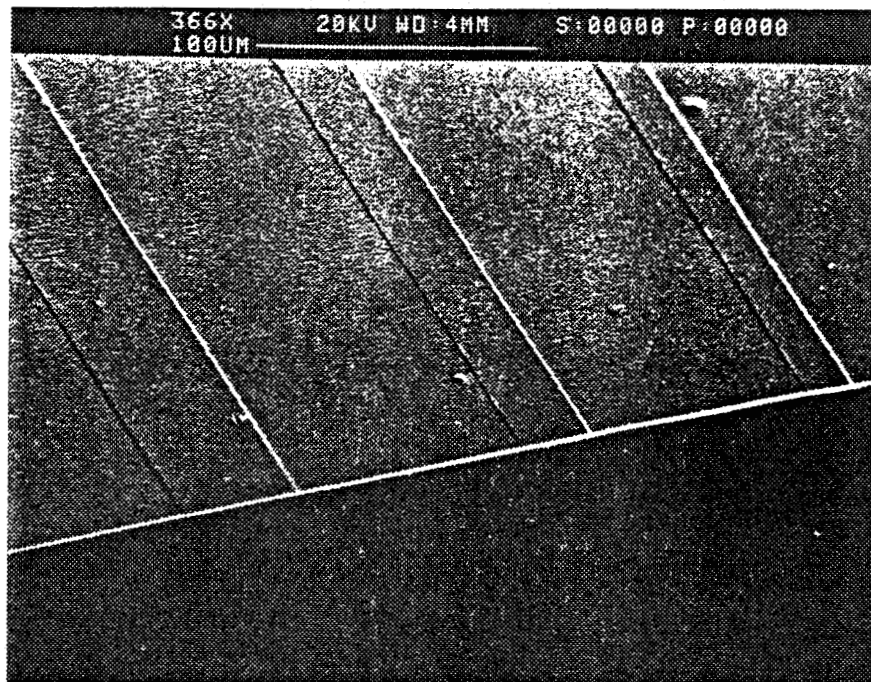


Figure (I-6) : guides réalisés à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs pour différentes largeurs W

Lors de la conception des masques il convient donc de tenir compte de ce phénomène d'anisotropie de gravure afin d'obtenir les dimensions désirées après l'usinage ionique.

I/3/c - Guides en arête :

Nous présentons figure (I-6) les photographies, prises au microscope électronique à balayage, de quelques exemples de guides en arête obtenus en suivant la démarche que nous venons de présenter. Nous pouvons observer une forte rugosité des parois principalement liée à l'utilisation de masques "gélatine", l'anisotropie de gravure que nous venons de mentionner, mais également un phénomène de sur-gravure, schématisé figure (I-7), qui est lié au rebondissement des ions ARGON lors de l'usinage.

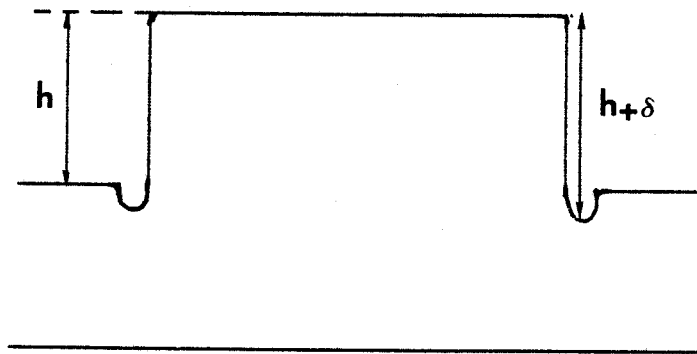


Figure (I-7) : phénomène de sur-gravure lié au rebondissement des ions ARGON

La hauteur de l'arête est contrôlée au moyen d'un palpeur électromécanique (ALPHA-STEP). Il faut noter que la sur-gravure due aux ions ARGON accentue la difficulté de maîtriser la hauteur du méso.

I/4 - ASPECT TECHNOLOGIQUE DE LA REALISATION D'UN PHOTODETECTEUR INTEGRE A UN GUIDE OPTIQUE :

Avant d'effectuer la réalisation technologique d'un photodétecteur intégré à un guide optique à guidage bidimensionnel, il nous a semblé utile d'effectuer un premier essai de faisabilité en intégrant l'élément de détection à un guide plan. En effet, cette solution a l'avantage de ne pas nécessiter la réalisation de guide en arête, ce qui supprime une étape technologique et facilite le dépôt des électrodes du photoconducteur. C'est pourquoi, nous présentons dans un premier temps les différentes étapes qui conduisent à la réalisation du photodétecteur intégré à un guide plan.

I/4/a - Réalisation technologique d'un photoconducteur intégré à un guide plan :

Une vue d'ensemble du dispositif intégrant le photoconducteur et le guide optique plan est donnée figure (I-8) Cette réalisation a été effectuée en utilisant l'homojonction GaAs n^-/n^+ sur laquelle $1 \mu\text{m}$ de GaInAs a été déposé. Les caractéristiques de cette plaquette ont été définies dans le paragraphe I/1.

Le composant que nous avons réalisé est constitué de deux photoconducteurs en GaInAs de dimensions $70 \mu\text{m} \times 3 \text{mm}$. Ils sont placés l'un derrière l'autre, perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière.

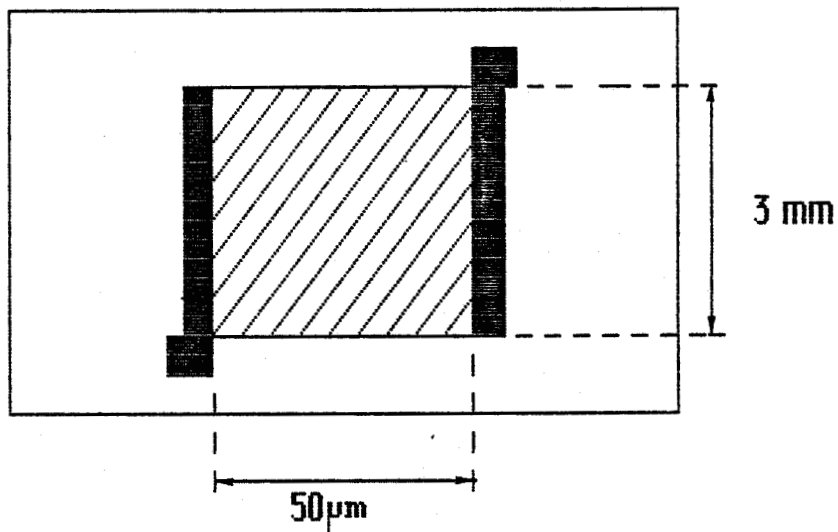
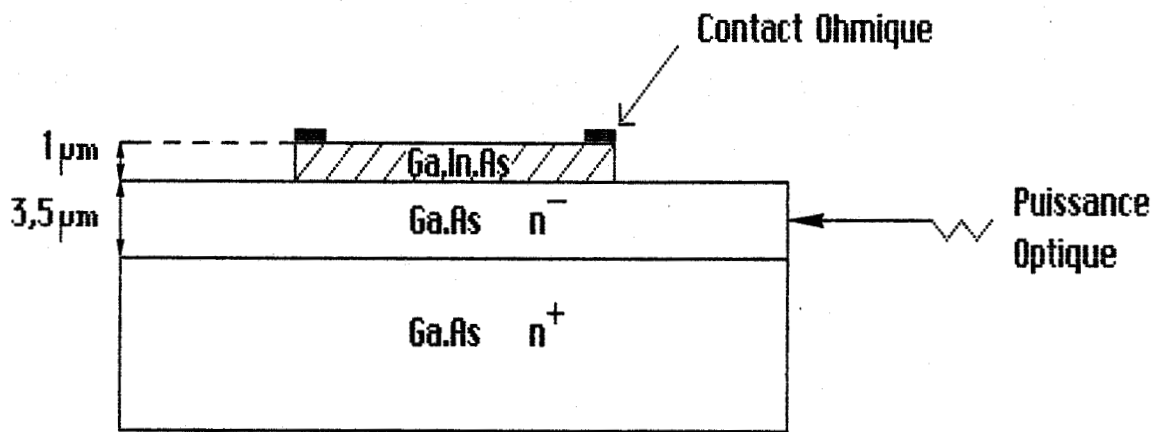


Figure (I-8) : vue d'ensemble du dispositif intégrant le photoconducteur et le guide plan

Les différentes étapes technologiques nécessaires à la réalisation de ce composant sont les suivantes :

- 1) usinage ionique afin de délimiter la surface photosensible du composant,
- 2) dépôt des contacts ohmiques,
- 3) dépôt des plots d'épaississement.

Nous nous proposons de détailler chacune de ces étapes dans la suite de ce paragraphe.

I/4//a/1 - Réalisation du méso :

Cette étape a pour but de délimiter la surface photosensible du composant et d'éliminer totalement la couche de GaInAs en dehors de cette zone afin que l'onde lumineuse qui se propage dans le guide plan ne soit pas absorbée avant d'atteindre le photodétecteur. La réalisation du méso s'effectue selon les procédés classiques de lithographie (voir paragraphe I/3/a) :

- 1) résinage de la plaquette et étuvage,
- 2) insolation et révélation du motif,
- 3) usinage ionique du méso,
- 4) délaquage (acétone + ultra-sons).

La difficulté majeure de cette étape réside dans la nécessité d'arrêter l'usinage le plus près possible de l'interface GaInAs/GaAs afin que les propriétés de propagation du guide plan ne soient pas altérées.

I/4/a/2 - Dépôt des contacts ohmiques :

I/4/a/2/a - La photolithographie :

Les opérations de dépôts s'effectuent au moyen du procédé de photolithographie décrit au paragraphe I/3/a, en

pratiquant des ouvertures dans la résine, aux dimensions des électrodes.

I/4/a/2/b : Préparation de la surface :

La préparation de la surface du semiconducteur, avant d'effectuer la métallisation, conditionne la qualité du contact. A ce stade du processus, la plaquette est recouverte de résine et masquée. Dans les ouvertures pratiquées dans la résine, la surface a été en contact avec l'agent de développement ce qui constitue une première cause de pollution. D'autre part, le semiconducteur en contact avec le milieu ambiant peut s'oxyder. Il est donc nécessaire, avant de déposer l'électrode, de traiter le matériau en surface. A cette fin, nous avons effectué un nettoyage chimique. Les deux composants de base utilisés pour désoxyder l'Arséniure de Gallium sont l'acide chlorhydrique et l'ammoniaque qui n'agissent pas sur les résines employées mais qui peuvent réagir avec les métaux déjà déposés. Nous présentons ci-dessous, les solutions utilisées pour la désoxydation :

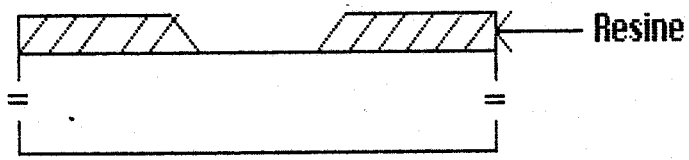
- 1 vol.HCl + 1 vol.H₂O ; temps de trempage 10 à 30 s ;
rinçage à l'eau D.I ; séchage à l'azote,

- 1 vol.NH₄OH + 10 vol.H₂O ; temps de trempage 30 s ;
rinçage à l'eau D.I ; séchage à l'azote.

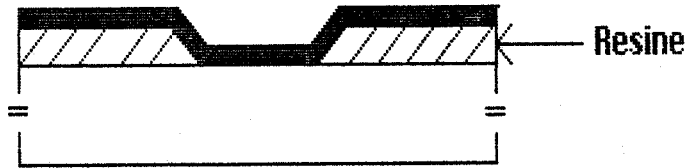
Afin d'accroître l'efficacité du nettoyage, on réalise avant la désoxydation une attaque superficielle du semiconducteur ($\approx 400 \text{ \AA}$) avec la solution : 1 vol.NH₄OH + 100 vol.H₂O₂. A ce stade la métallisation peut être effectuée.

I/4/a/2/c - La métallisation :

La réalisation du contact ohmique consiste à déposer sous vide un alliage Au - Ge, d'épaisseur 2000 Å, dont les proportions correspondent à son eutectique (88 % - 12 %). On



Révélation

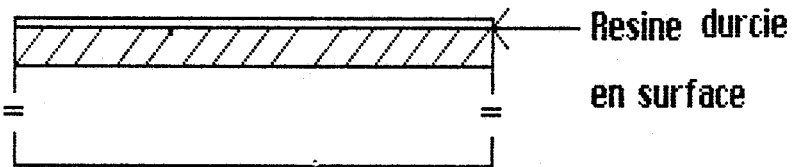


Métallisation

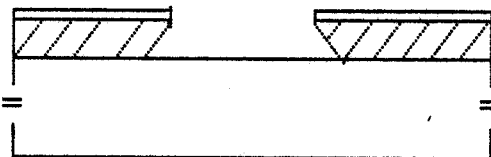


Lift-off

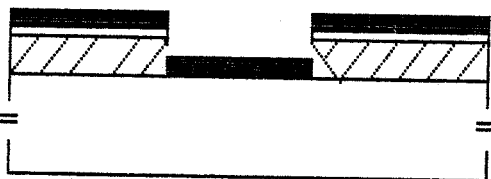
a) profil classique obtenu après révélation



Résinage



Révélation



Métallisation

b) profil en "casquette" obtenu après révélation

Figure (I-9) : Procédés de métallisation

procède ensuite à une pulvérisation cathodique de Nickel qui assure l'homogénéité du contact.

L'étape suivante est le lift-off : cette opération consiste à enlever l'excès de métallisation déposé sur la résine en effectuant la dissolution de celle-ci. Dans ce but, la plaquette est trempée dans une solution d'acétone sous agitation ultrasonique. Malgré la simplicité de ce processus, l'opération de lift-off est très délicate et ce, d'autant plus que la longueur de l'électrode est grande et sa largeur faible. La figure (I-9-a) schématise les problèmes rencontrés. Nous constatons, en premier lieu, qu'après la révélation les bords de résine ne sont pas abrupts. Ce résultat peut être imputé à des défauts d'exposition et de développement. Il en résulte que la métallisation, en s'appuyant sur les flancs de la résine, rend l'opération de lift-off délicate. En outre, si le métal n'adhère pas suffisamment au semiconducteur, il peut se détacher de son support lors de cette opération. Ce phénomène se produit notamment lorsque la surface en contact avec le semiconducteur est faible par rapport à celle déposée sur les flancs de la résine. De nombreux travaux effectués au laboratoire ont permis de mettre au point un procédé qui permet de pallier à cet inconvénient. Il consiste à durcir superficiellement la couche de résine déposée afin d'obtenir lors du développement une sous-gravure (voir figure I-9-b). Le profil de gravure ainsi obtenu appelé "profil en casquette" s'adapte particulièrement bien au dépôt de métallisation par technique de lift-off. Le processus susceptible de donner avec la résine "AZ 1450" un profil de gravure optimal, est le suivant :

- résinage de la plaquette,
- premier recuit 60°C pendant 20 mn,
- trempage dans le chlorobenzène pendant 20 mn,
- deuxième recuit 80°C pendant 25 à 30 mn,
- insolation,
- révélation.

Enfin, la dernière opération du dépôt du contact ohmique consiste à effectuer un recuit à 470°C qui permet la formation de l'eutectique Au - Ge ; on opère sous atmosphère réductrice (N₂ + H₂) pendant 1 mn.

I/4/a/3 - Réalisation des plots d'épaississement :

La réalisation des plots d'épaississement s'effectue en suivant une démarche très voisine de celle que nous avons détaillée au paragraphe I/4/a/2. Elle comprend les étapes suivantes :

1) Photomasquage en suivant le processus qui conduit à un profil en "casquette".

2) Métallisation des plots :

- évaporation de 500 Å de Titane,
- pulvérisation de 500 Å de Platine,
- évaporation de 500 Å de Titane ;

ces trois premiers dépôts ont pour but d'éviter la diffusion de la couche d'or lors du recuit,

- pulvérisation de 2000 Å d'or qui constitue l'épaississement.

3) Lift-off.

4) Recuit à 250°C pendant 20 mn.

La présence de ces plots d'épaississement a pour but de faciliter la connexion électrique par thermocompression d'un fil d'or.

I/4/a/4 - Contrôle sous pointes :

La qualité des contacts ohmiques est vérifiée sous pointes au moyen d'un traceur de courbes (TEKTRONIX 516). La caractéristique I (V) du photoconducteur est donnée figure (I-10). Rappelons que la distance interélectrodes est de 50 μm et que leur longueur est de 3 mm.

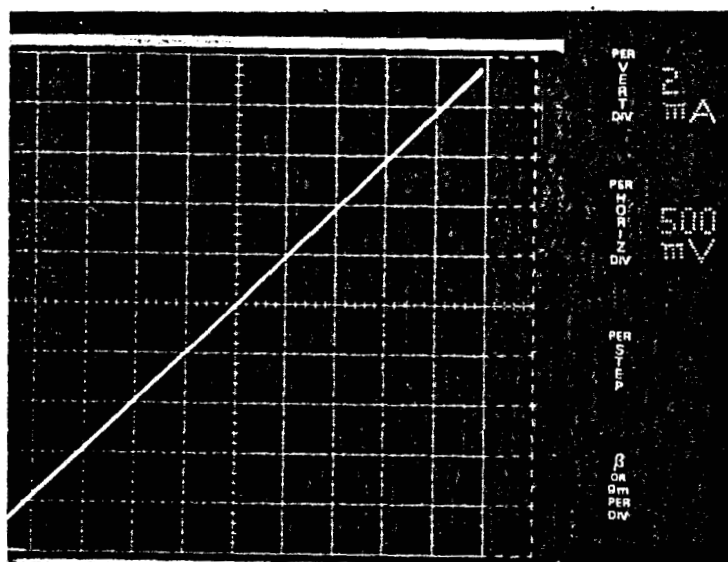
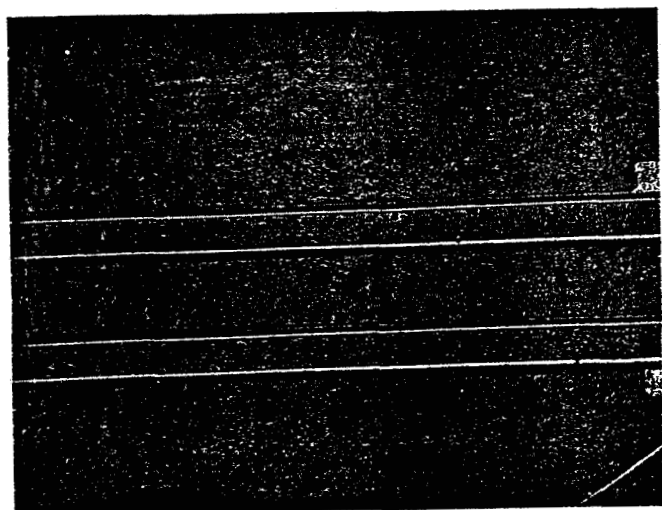


Figure (I-10) : caractéristiques I(V) du photoconducteur

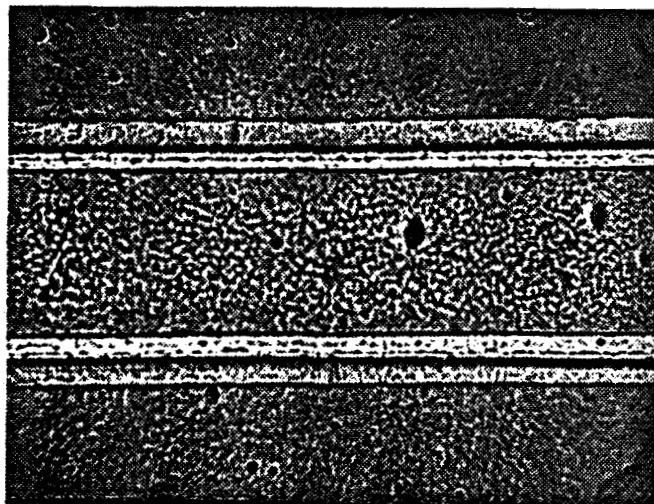
Nous pouvons constater la bonne qualité des contacts ohmiques réalisés.

I/4/a/5 - Aspect du composant terminé :

Les photographies (I-11) présentent l'aspect du composant terminé. Nous reconnaissons sur la photographie (I-11-a) les deux photoconducteurs disposés l'un derrière l'autre ; la distance qui les sépare est de $100\ \mu\text{m}$. La photographie (I-11-b) montre une partie de l'un des photoconducteurs. Notons que les contacts ohmiques recouvrent les flancs du pavé de GaInAs afin que le champ électrique qui permettra de collecter le photocourant soit appliqué sur toute l'épaisseur du matériau absorbant.



a) vue d'ensemble



b) détail de l'un des photoconducteurs

Figure (I-11) : photographies montrant l'aspect
du composant terminé

I/4/b - Réalisation technologique d'un photoconducteur intégré à un guide en arête :

La réalisation technologique de nos deux composants, l'un obtenu à partir de l'homojonction n^-/n^+ , l'autre à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs, a été effectuée avec la même série de masques. Les différentes étapes nécessaires à leur réalisation étant identiques, nous les décrirons en précisant les paramètres technologiques spécifiques à chacune des réalisations.

I/4/b/1 - Description générale des composants :

L'aspect général des composants optiques et électroniques qui ont été réalisés au cours du processus technologique que nous allons présenter, est schématisé figure (I-12).

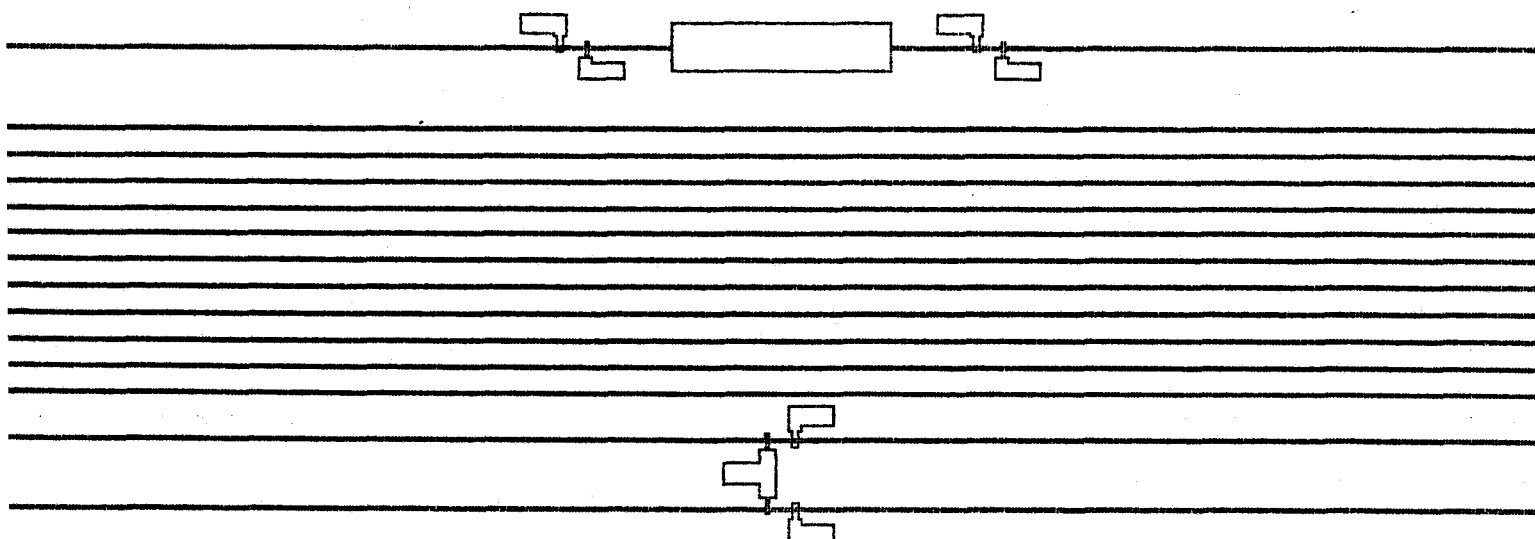


Figure (I-12) : schématisation du dispositif réalisé (photocopie du masque)

Nous pouvons distinguer :

- Les deux guides optiques sur lesquels un photodétecteur a été intégré. Les dimensions de la couche absorbante de ces deux photodétecteurs sont identiques ($6 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$) ; par contre, leur configuration d'électrodes a été choisie différente. Pour l'un, les électrodes sont disposées perpendiculairement au guide optique, la distance interélectrode est alors de $50 \mu\text{m}$; pour l'autre, les électrodes sont placées parallèlement aux parois du guide optique, et dans ce cas, leur dimension est de $2 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ et la distance qui les sépare est de $2 \mu\text{m}$. Remarquons que dans ce dernier cas la réalisation technologique au moyen d'un procédé optique devient extrêmement délicate, aussi bien au niveau de l'alignement des contacts ohmiques que de leur révélation.

- Une série de guides optiques ayant les mêmes caractéristiques géométriques que les précédents et ayant chacun une longueur de couche absorbante différente ; l'un deux, afin de servir de référence, est totalement dépourvu de matériau absorbant. Dans ces conditions, il nous sera possible d'effectuer des mesures d'atténuation en fonction de la longueur de GaInAs et ainsi de déterminer le coefficient d'atténuation du mode guidé, lié à la présence du matériau absorbant. Notons que l'intégration de ces guides optiques sur un même substrat permet de minimiser l'influence des conditions d'injection.

- Une surface rectangulaire de GaInAs à partir de laquelle nous avons réalisé des photoconducteurs de distance interélectrode $10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$. Leurs électrodes ont une forme carrée de $100 \mu\text{m}$ de côté. Ces composants nous permettront de vérifier le comportement des photoconducteurs sur GaInAs, ainsi que la qualité des contacts ohmiques que nous allons réaliser.

- De part et d'autre de cette surface de GaInAs, deux photoconducteurs ayant des caractéristiques géométriques qui correspondent à celles des photoconducteurs intégrés aux guides optiques. Ces composants pourront être découpés et montés sur des boîtiers BMH 60 afin d'effectuer des mesures de contrôle.

Après avoir décrit ces différents composants, nous allons présenter les étapes technologiques qui permettent d'effectuer leur fabrication.

I/4/b/2 - Réalisation du premier méso :

Cette première étape permet de délimiter les dimensions W et L (largeur : 6 μm ; longueur : 7,5 mm) des guides optiques. Elle comprend :

- le dépôt de la résine puis son séchage,
- l'insolation et la révélation de cette dernière,
- l'usinage ionique du méso. Notons que le temps d'usinage dépend de la hauteur de l'arête désirée.

A la fin de cette première étape, nous obtenons des guides optiques en arête, tous identiques, recouverts de GaInAs sur la totalité de leur longueur (voir figure I-13).

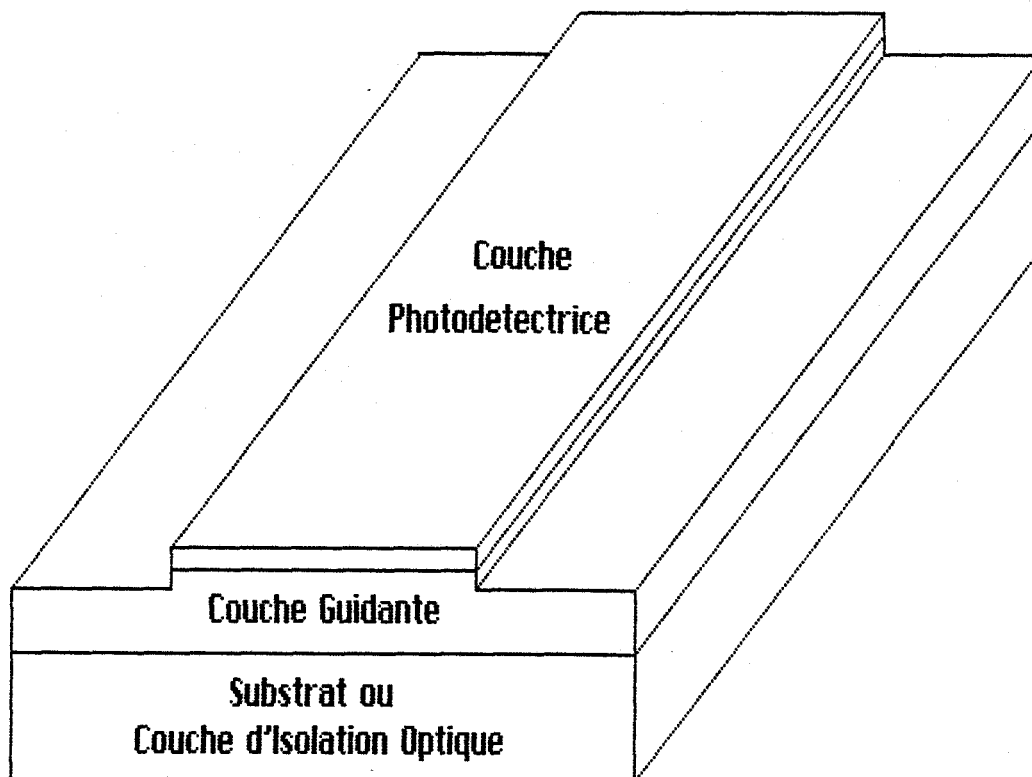


Figure (I-13) : Aspect des composants
après le premier méso

I/4/b/3 - Réalisation du deuxième méso :

Cette étape a pour but d'ôter le matériau absorbant de la partie du composant qui servira de guide passif. Elle comprend :

- le dépôt de la résine puis son séchage,
- l'insolation et la révélation de cette dernière,
- l'usinage ionique du méso.

Le masque servant lors de cette étape est schématisé figure (I-14).

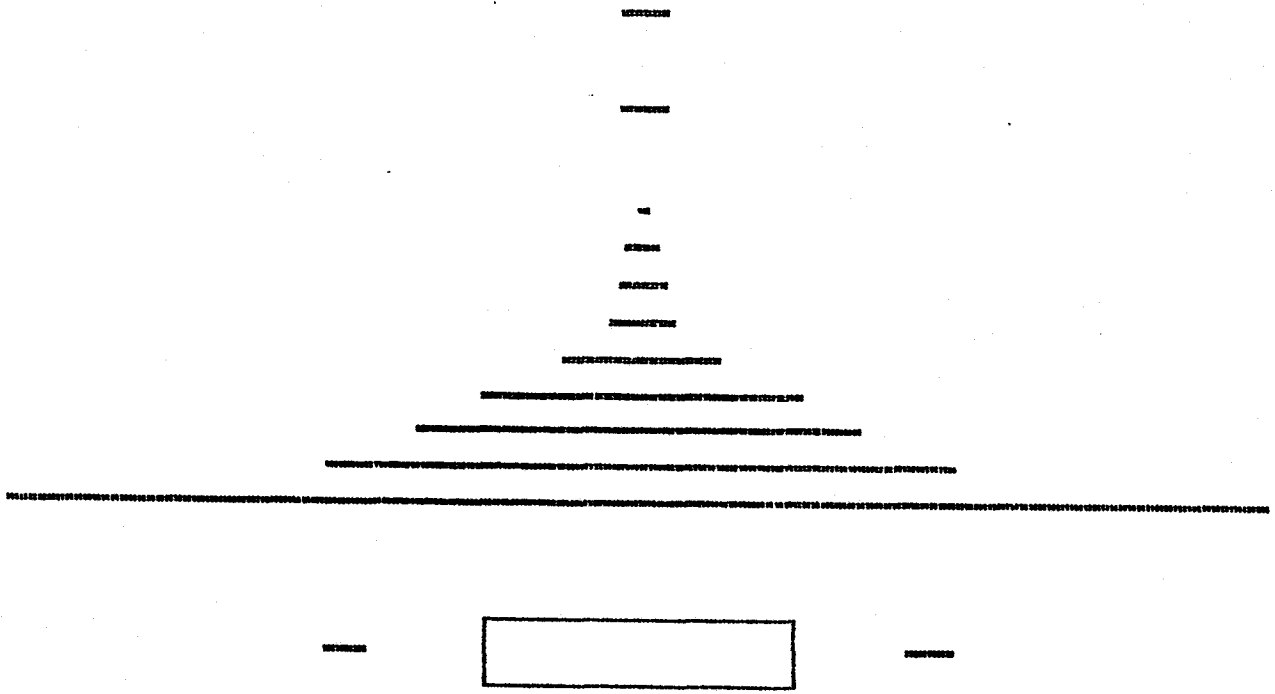
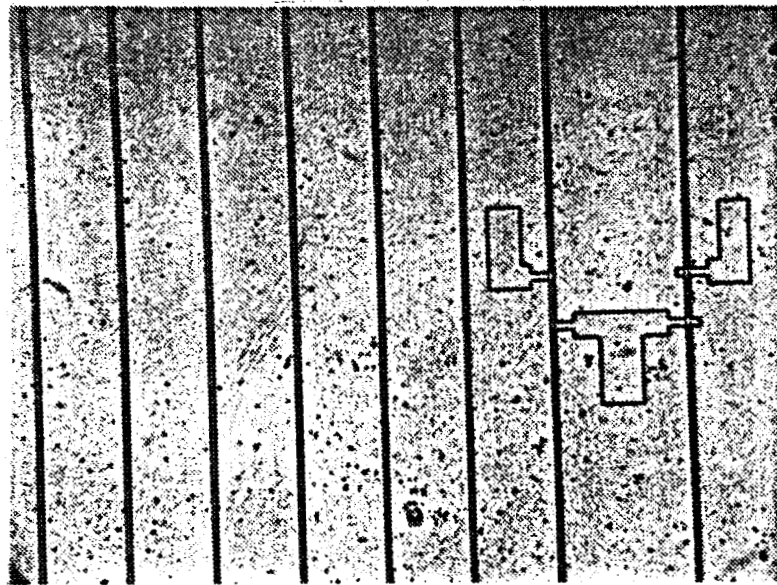
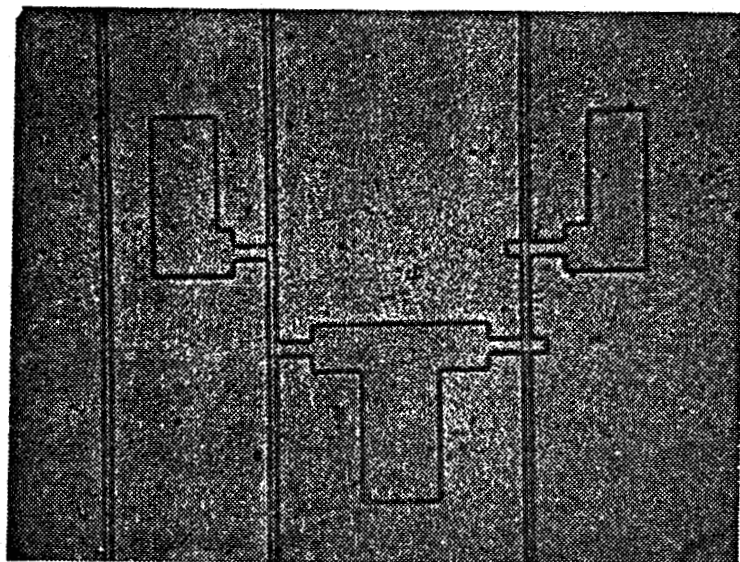


Figure (I-14) : schématisation du masque utilisé lors de la deuxième étape technologique

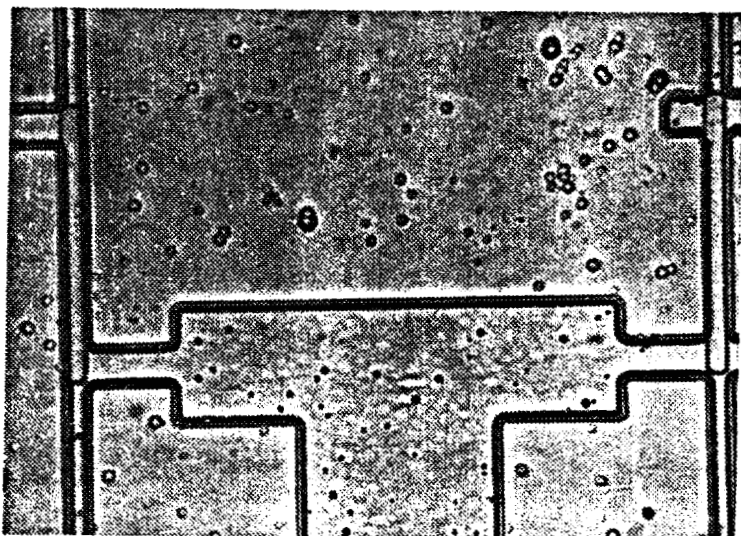
L'utilisation du masque schématisé figure (I-14) permet de protéger le GaInAs aux endroits désirés alors que de part et d'autre de ces zones, le matériau absorbant fait office de masque pour le guide passif. Notons que durant le temps nécessaire pour ôter le GaInAs, l'usinage du guide en arête GaAs se poursuit. Il est donc nécessaire, afin d'arrêter l'usinage le plus près possible de l'interface GaInAs-GaAs, tout en obtenant la hauteur d'arête désirée, de maîtriser parfaitement la vitesse d'usinage de ces deux matériaux. Rappelons que la hauteur d'arête souhaitée est de 1-1,2 μm , dans le cas de la structure de guidage en homojonction $\text{GaAs}^{\text{n-}}/\text{n}^{\text{+}}$ et de 600-800 \AA pour celle en hétérojonction GaAs/GaAlAs. Les essais effectués avant d'entreprendre ces réalisations technologiques nous ont permis de déterminer des vitesses d'attaque voisines de 450 $\text{\AA}/\text{mn}$ et de 550 $\text{\AA}/\text{mn}$ respectivement pour le GaAs et le GaInAs. Les conditions expérimentales, utilisées pour ces essais, sont celles qui ont été définies dans le paragraphe I/3/b.



a)



b)



c)

Figure (I-15) : aspect de la réalisation après les deux premières étapes technologiques. Le dispositif considéré est celui obtenu à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ .

a) vue d'ensemble

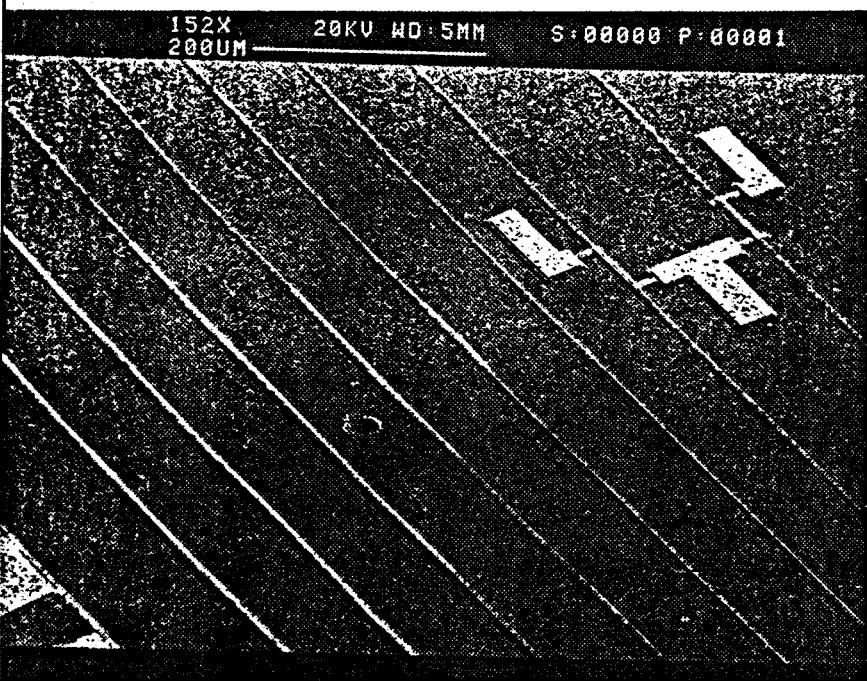
b) et c) détail des composants montrant le bon alignement entre le guide en arête et la couche photo-déetectrice

Les photographies (I-15) montrent l'aspect de la réalisation après ces deux premières étapes technologiques. Outre la qualité satisfaisante de l'alignement des pavés de couche absorbante sur les guides en arête, nous pouvons distinguer la présence de plots qui permettront le dépôt des électrodes. Les dimensions de ces plots ($50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) ont été choisies afin de faciliter la prise de contact électrique par thermocompression d'un fil d'or. Les mesures que nous avons effectuées ont montré que la faible largeur de la zone de connexion avec le guide en arête ($10 \mu\text{m}$) n'affectait quasiment pas la valeur des pertes à la propagation des modes guidés.

I/4/b/4 - Dépôt des contacts ohmiques :

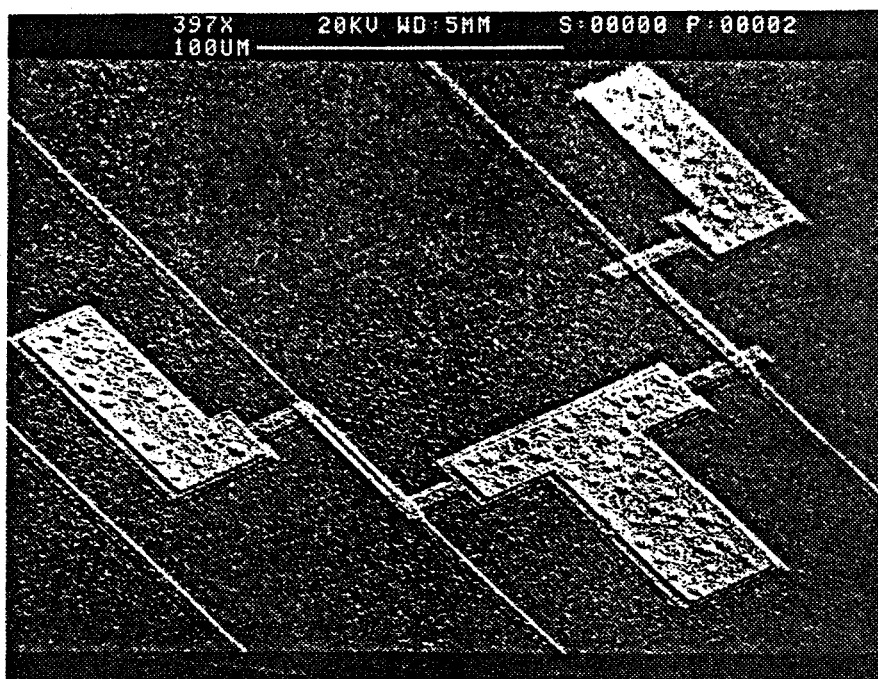
Cette étape s'effectue en suivant un processus technologique identique à celui que nous avons détaillé au paragraphe I/4/a/2. Nous en rappelons les points principaux :

- dépôt de la résine puis séchage,
- insolation - révélation,
- désoxydation de l'épitaxie par nettoyage chimique (voir paragraphe I/4/a/2/b),
- dépôt sous vide de l'alliage Au-Ge (88 %-12 %) sur une épaisseur de 2000 \AA ,
- pulvérisation cathodique de Nickel,
- lift-off,
- recuit à 470°C pendant 1 mn sous atmosphère réductrice.

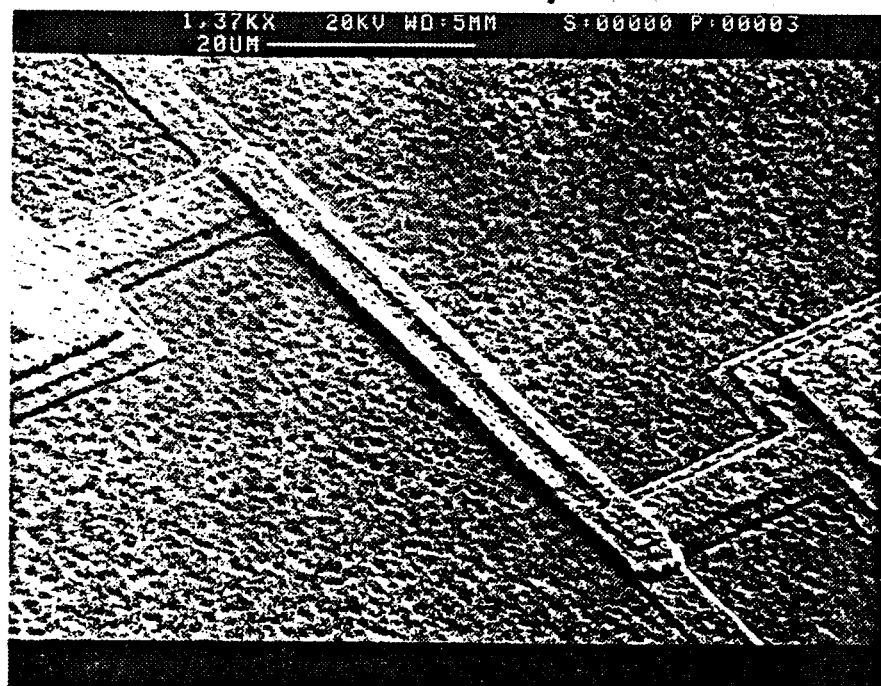


a)

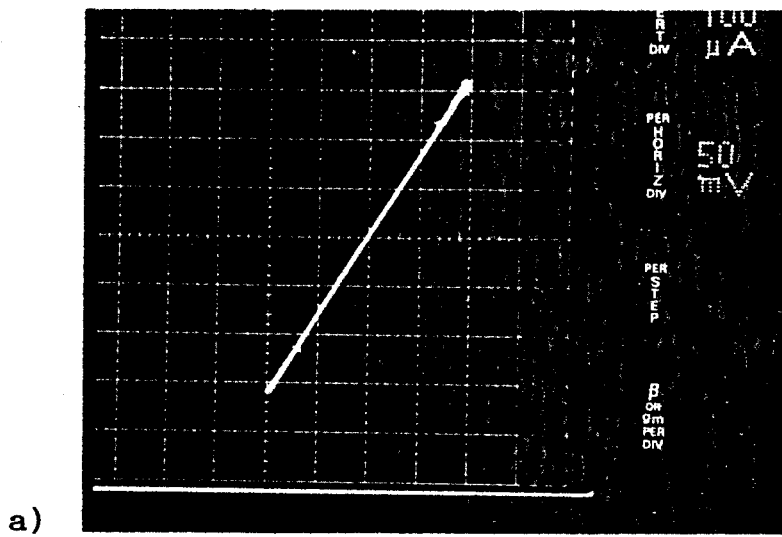
Figure (I-16) : photographies prises au M.E.B montrant l'aspect des différents composants terminés. Le dispositif considéré est celui obtenu à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs. a) vue d'ensemble sur laquelle nous remarquons les guides passifs recouverts de différentes longueurs de GaInAs b) et c) détail mettant en évidence la qualité de l'alignement entre les contacts ohmiques, la couche photodétectrice et le guide en arête



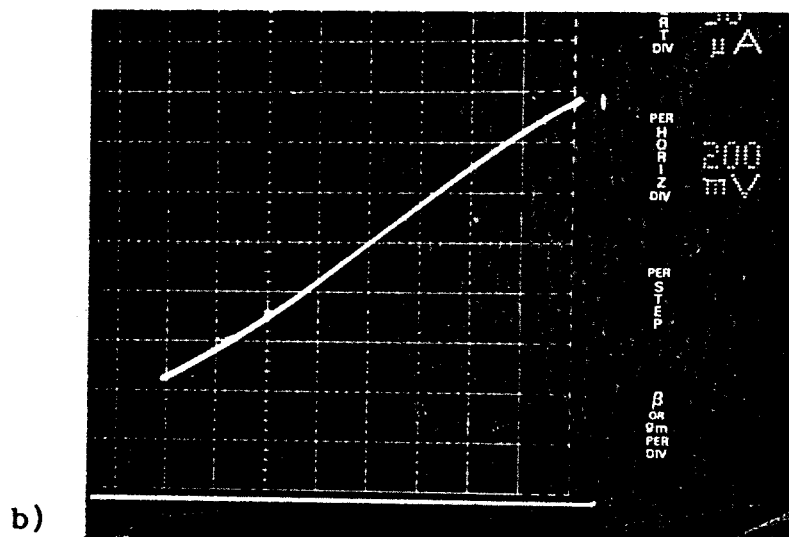
b)



c)



Verticalement un carreau équivaut à 100 μA



Verticalement un carreau équivaut à 50 μA

Figure (I-17) : caractéristiques $I(V)$ typiques obtenues pour les distances interélectrodes de

- a) 2 μm
- b) 50 μm

I/4/b/5 - Dépôt des plots d'épaissement :

Cette dernière étape nécessite les opérations suivantes :

- dépôt de résine puis séchage,
- insolation - révélation,
- dépôt de la métallisation Ti - Pt - Ti - Au (500 Å - 500 Å - 500 Å - 2000 Å),
- lift-off,
- recuit à 250°C pendant 20 mn.

Au terme de cette ultime étape, la réalisation technologique de nos composants est terminée ; les photographies (I-16) présentent l'aspect de cette réalisation.

Contrôle sous pointes :

Les caractéristiques courant-tension des photodétecteurs intégrés aux guides optiques ont été relevées au moyen d'un traceur de courbes. Les caractéristiques relatives aux photoconducteurs de distance interélectrode 50 µm et 2 µm sont présentées figure (I-17) et nous permettent, notamment, de vérifier la bonne qualité des contacts ohmiques.

I/5 - AMINCISSEMENT DU SUBSTRAT :

L'injection de l'énergie lumineuse par la tranche du guide optique, méthode de couplage que nous avons retenue (la raison de ce choix sera abordée ultérieurement), nécessite la réalisation de faces clivées. Afin de faciliter cette ultime opération avant la caractérisation de nos composants optiques,

le substrat, dont l'épaisseur initiale est de l'ordre de 400 μm doit être aminci jusqu'à ce qu'il atteigne une épaisseur voisine de 200 μm . Si la technique que nous utilisons pour effectuer cette opération peut sembler extrêmement simple, il n'en reste pas moins que sa réalisation reste délicate.

L'amincissement du substrat est obtenu au moyen d'un processus mécanique. La plaquette d'AsGa est collée à l'aide d'une résine sur une lame de verre qui permet au manipulateur de positionner correctement la face à amincir sur le disque d'une polisseuse. Un soin tout particulier doit être apporté au collage de la plaquette sur son support afin de ne pas obtenir un rodage en biseau. Dans ce but, la résine doit être appliquée sur toute la surface de l'épitaxie en une couche la plus fine possible. D'autre part, afin d'éviter tout phénomène de bascule du support de verre (nos plaquettes ont une surface relativement faible) et d'adoucir le rodage mécanique, nous entourons le substrat de GaAs de trois morceaux de silicium de même épaisseur, disposés à 120° les uns des autres. L'adoucissement du polissage est dû à la différence de dureté entre le silicium et l'arséniure de gallium [4]. Enfin, l'utilisation d'une pâte diamant de faible diamètre de grains (\varnothing 3 μm) permet d'obtenir un substrat parfaitement plan, dépourvu de tout défaut (rayures, écailles ...) qui pourrait altérer la qualité du clivage. Pour une plaquette dont l'épaisseur a atteint 200 μm , le clivage peut alors être amorcé suivant les plans du type (110) en exerçant une simple pression à l'aide d'une lame de bistouri.

Après cette dernière étape technologique, nos échantillons sont montés sur un support mécanique et peuvent être caractérisés. Les méthodes utilisées pour effectuer ces caractérisations ainsi que l'interprétation des résultats obtenus seront abordées dans la prochaine partie.

II - ETUDE EXPERIMENTALE :

II/1 - METHODE DE COUPLAGE UTILISEE :

Parmi les méthodes les plus couramment utilisées pour coupler l'énergie lumineuse émise par une source extérieure à un guide optique, nous citerons : le couplage par prisme [15], le couplage par réseau [16] et le couplage par la tranche [17]. Nous nous proposons de décrire brièvement les principales caractéristiques de chacune de ces méthodes et de justifier ainsi le choix que nous avons effectué.

- Couplage par prisme :

Le principe de fonctionnement de cette méthode a été abordé dans le chapitre II - paragraphe III/3/a. Rappelons que le couplage de l'énergie lumineuse à l'intérieur du guide est effectué par l'intermédiaire de l'onde évanescente qui résulte de la réflexion totale de l'onde incidente sur la face du prisme qui est en contact avec le guide. Notons cependant que le contact entre le prisme et le guide n'étant pas parfait, il est nécessaire que l'espace qui les sépare soit suffisamment faible pour que le transfert d'énergie se produise. De plus, pour être constructif, l'apport d'énergie du dispositif coupleur doit se faire en phase avec l'onde guidée. Il faut donc que $n k_0 \sin \theta$ (n est l'indice de réfraction du prisme, θ est l'angle que fait l'onde incidente avec la base du prisme) soit égal à la constante de propagation β du mode guidé que l'on désire exciter.

Cette dernière condition devant être réalisée, il est possible d'exciter séparément les différents modes d'une structure de guidage multimode, et ainsi, de déterminer expérimentalement leur constante de propagation. Si le nombre de modes guidés susceptibles de se propager dans le guide est suffisant, il est alors possible d'accéder au profil d'indice de réfraction de la structure étudiée [18].

Par ailleurs, le déplacement du dispositif coupleur, dans l'axe de propagation de l'onde guidée, permet de déterminer le coefficient d'atténuation des modes par une méthode qui n'est pas destructive [19].

Cependant, il faut noter que l'utilisation de cette méthode nécessite l'emploi d'un prisme d'indice de réfraction supérieur à celui du matériau constituant le guide. Il en résulte que la forte valeur de l'indice du GaAs (voisin de 3,5) rend cette méthode difficilement utilisable par manque de matériau adapté pour réaliser le prisme.

- Couplage par réseau :

Dans ce cas, l'énergie incidente est couplée au mode guidé par diffraction. L'efficacité du couplage dépend de l'ordre de diffraction ainsi que du profil du réseau. Seule une étude utilisant les équations de MAXWELL permet d'accéder à la valeur exacte des coefficients de couplage de chaque mode. Outre la faible valeur du pas du réseau qui rend sa réalisation délicate, la nécessité de graver chaque guide à caractériser ne nous a pas incités à utiliser cette méthode de couplage.

- Couplage par la tranche :

Dans ce cas, l'injection et l'observation des modes guidés sont effectuées par l'intermédiaire de faces clivées. Si le clivage d'un substrat de 400 μm d'épaisseur reste possible, il est préférable, afin d'obtenir un clivage de bonne qualité (dépourvu de défauts induisant des phénomènes de diffraction parasites), que celle-ci n'excède pas 200 μm (voir paragraphe I/5). La présence de faces clivées confère au guide optique des propriétés de cavité résonnante (cavité FABRY-PERROT) qui peuvent engendrer des phénomènes parasites si celles-ci ne sont pas traitées. Notons toutefois que ce comportement peut être mis à profit pour effectuer des mesures de faibles pertes à la propagation [20].

II/2 - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PROPRIETES CARACTERISTIQUES DES STRUCTURES REALISEES :

D'une façon générale, la caractérisation d'un guide consiste à déterminer, dans un premier temps, le nombre de modes qu'il est susceptible de guider. Puis, chacun d'eux est caractérisé par :

- sa constante de propagation β/k_0 ,
- ses pertes à la propagation,
- sa distribution spatiale.

La méthode de couplage que nous avons retenue ne permet pas d'accéder à la constante de propagation du mode guidé. De plus, en ce qui concerne la zone active de nos composants, il convient de déterminer :

- le coefficient d'atténuation du mode guidé lié à la présence de la couche photodéetectrice,
- le photocourant et le gain du photoconducteur en fonction de la tension appliquée et de la puissance optique incidente,
- la réponse impulsionnelle de notre dispositif,
- le bruit du photodéetecteur.

II/3 - TECHNIQUES DE CARACTERISATION :

II/3/a - Caractérisation optique :

Il existe principalement deux méthodes qui permettent d'accéder à la répartition spatiale des modes guidés : l'analyse du champ lointain et l'analyse du champ proche. Si l'analyse du champ lointain est bien adaptée à la

caractérisation de fibres optiques ou de lasers, elle est difficilement applicable dans le cas de guides optiques intégrés. En effet, la longueur de ces composants, en général de quelques millimètres, n'est pas suffisante pour que l'énergie lumineuse non couplée aux modes guidés soit éliminée. Il apparaît alors, au niveau de la face de sortie du guide, des phénomènes de diffraction parasites, notamment dus aux modes de substrat, qui rendent cette méthode inexploitable. On a donc recours à la méthode du champ proche. Cette méthode consiste à analyser l'image de la face de sortie du guide obtenue au moyen d'un objectif de microscope. Notons qu'en toute rigueur il convient de tenir compte de la fonction de transfert de l'optique d'agrandissement. La marche à suivre pour mettre en oeuvre cette technique sera abordée lors de la description du banc de caractérisation optique.

II/3/b - Caractérisation électrique :

Outre les mesures classiques de photocourant et de gain effectuées sous éclairage continu, en fonction de la tension de polarisation, il nous a paru utile de procéder à des caractérisations en régime impulsionnel, ainsi qu'à des mesures de bruit.

- Caractérisation impulsionnelle :

Le générateur d'impulsions utilisé pour piloter la diode laser est un générateur AVTECH qui délivre des impulsions de tensions négatives dont l'amplitude maximale est de 10 volts et de largeur à mi-hauteur inférieure à 150 ps. La fréquence de répétition est comprise entre 0 et 1 MHz.

La réponse impulsionnelle du photodétecteur est recueillie au moyen d'un oscilloscope à échantillonnage TEKTRONIX doté d'un tiroir "tête S4", dont le temps de montée intrinsèque est de 25 ps.

- Mesures de bruit :

Ces mesures sont fondamentales pour évaluer les performances d'un composant électronique. Elles ont été effectuées à la centrale de caractérisation du C.H.S, grâce à un mesureur de bruit HP 8970 A qui permet de couvrir le domaine de fréquences 10 MHz - 1,5 GHz. Outre cet appareil, le banc comporte :

- des filtres dont le rôle est de réduire le bruit des appareils d'alimentation,
- un té de polarisation qui permet d'alimenter le composant et d'effectuer la mesure de bruit,
- un atténuateur 3 dB pour améliorer le taux d'ondes stationnaires (T.O.S).

Les résultats de bruit sont fournis en dB, le niveau 0 dB correspond à la puissance de bruit émise par une résistance de 50 ohms à la température de 293 K dans une bande de 4 MHz.

II/4 - BANC DE CARACTERISATION OPTIQUE :

La caractérisation des circuits intégrés optiques, passifs et actifs, a nécessité l'implantation et la mise au point d'un banc de caractérisation. En effet, le récent développement de l'activité optique intégrée au laboratoire, au début de nos travaux, n'avait pas rendu possible cette implantation. Dans ce domaine, notre tâche a consisté dans un premier temps à poursuivre l'achat du matériel nécessaire à cette implantation, en définissant les caractéristiques de chaque élément, puis dans un deuxième temps, à assurer la mise au point de ce banc de caractérisation. A ce propos, notons que les tolérances imposées, au niveau du positionnement de l'échantillon, par les caractéristiques des structures de

guidage bidimensionnelles réalisées sur matériaux semiconducteurs (surface d'injection de quelques μm^2 , faible ouverture numérique due au faible contraste d'indice obtenu pour ces structures), a rendu cette mise au point délicate. Nous nous proposons, dans la suite de ce paragraphe, de décrire les différents éléments qui constituent ce banc. Nous aborderons, d'une part, les problèmes liés au couplage de l'onde lumineuse dans le guide optique, et d'autre part, la méthode que nous utilisons pour effectuer l'analyse en champ proche. Le banc de caractérisation est schématisé figure (II-1). Il est constitué :

- d'un laser YAG qui émet à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ ou de $1,3 \mu\text{m}$ en fonction de la nature des miroirs qui forment la cavité résonnante,

- d'un polariseur extra-cavité ; celui-ci polarisé linéairement permet de choisir l'état de polarisation du mode que l'on désire exciter (soit TE, soit TM),

- d'un objectif de microscope qui assure le couplage du faisceau laser dans le guide optique. L'efficacité du couplage dépend de la position de l'échantillon par rapport au faisceau incident. En effet, tout défaut d'alignement fait chuter considérablement la proportion d'énergie lumineuse couplée dans le guide ; ceci tout particulièrement pour les guides optiques monomodes qui ont à la fois une faible section (quelques μm^2) et une faible ouverture numérique. L'efficacité de couplage sera également d'autant plus élevée que l'ouverture numérique du faisceau excitateur correspond approximativement à celle du guide. Compte-tenu des caractéristiques de nos structures, il est souhaitable d'utiliser un objectif de microscope de faible ouverture numérique (grande distance focale), afin que le faisceau laser n'ait pas tendance à trop diverger après le point de focalisation (whaist),

- d'un support d'échantillon ; celui-ci est constitué :

. d'un système de microdéplacements qui assure un déplacement du guide par translation suivant les trois directions de l'espace (X,Y,Z),

. d'un support de prisme qui permet de modifier la position du guide par rotation autour des trois axes de l'espace ($\theta_x, \theta_y, \theta_z$).

Tous les degrés de liberté étant réglables, il est possible de positionner la face d'entrée du guide au point focal de l'objectif d'injection et d'aligner l'axe du guide avec l'axe optique défini par le faisceau laser. Rappelons l'importance qui doit être accordée à ces réglages puisqu'ils conditionnent considérablement l'efficacité du couplage. En effet, celui-ci est directement proportionnel à l'intégrale de recouvrement du champ associé au mode guidé et du champ incident [21].

- d'un objectif de sortie qui permet de former l'image de la face de sortie du guide et d'effectuer l'analyse en champ proche. Tout défaut d'alignement avec l'axe optique ainsi que le non respect de la distance focale entraîne une déformation du profil du mode guidé. L'image ainsi formée est projetée :

. soit sur une caméra infra-rouge : on visualise alors sur le moniteur, après agrandissement, l'image du (ou des) mode(s) en sortie de guide. On accède ainsi au nombre de modes qui se propagent dans la structure et à leur étendue dans les directions parallèle et perpendiculaire au substrat. Cette méthode permet également de déterminer la distribution spatiale du mode en analysant l'image obtenue sur le moniteur, ligne par ligne, à l'aide d'un oscilloscope à base de temps retardée. La distribution spatiale peut être obtenue suivant une direction parallèle au substrat en effectuant l'analyse d'une ligne, ou suivant une direction perpendiculaire à celui-ci, en

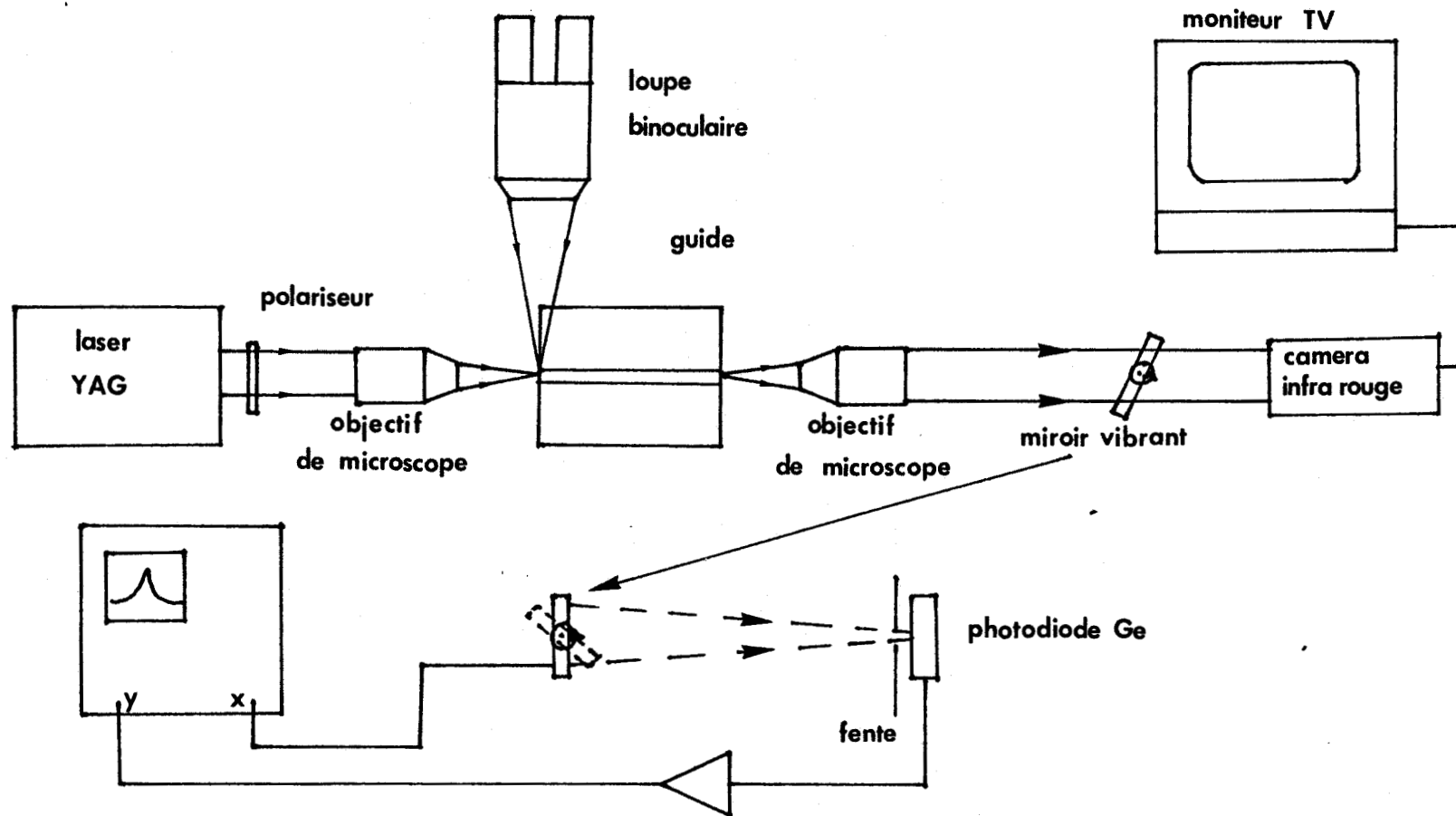


Figure (II-1) : banc de caractérisation optique

visualisant l'enveloppe définie par la totalité des distributions spatiales qui résultent de l'analyse ligne par ligne du profil du mode (voir figure II-2).

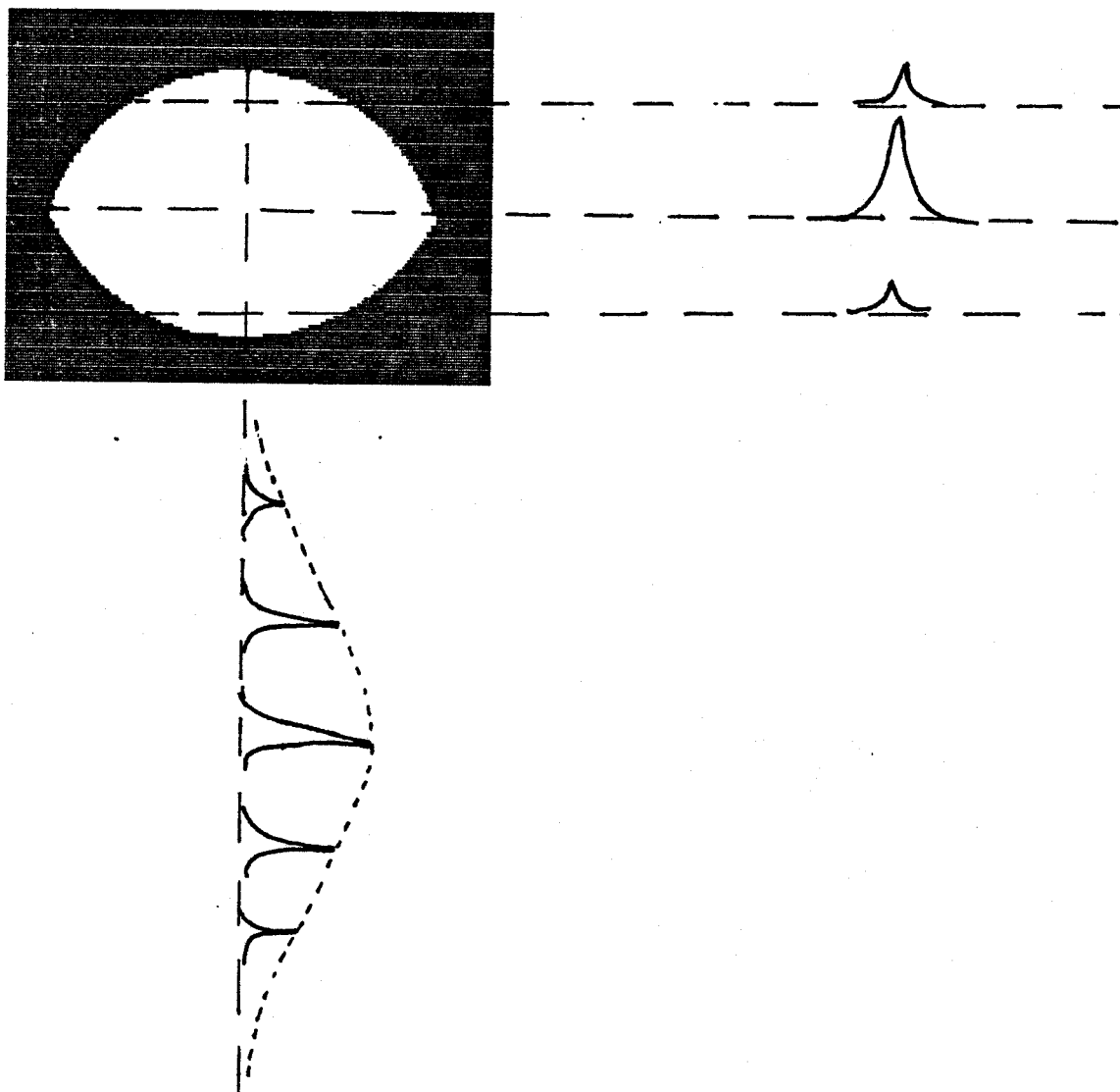


Figure (II-2) : Analyse spatiale du mode

- une ligne : analyse suivant une direction parallèle au substrat
- l'enveloppe : analyse suivant une direction perpendiculaire au substrat

. soit sur une photodiode au germanium. Un miroir vibrant est placé derrière l'objectif de sortie. Il assure ainsi le balayage de la face de sortie du guide (basses fréquences) sur une fente placée devant la photodiode. Grâce à ce procédé, on peut mesurer l'intensité de la lumière guidée dans une tranche latérale Δy (figure II-3) et analyser la distribution spatiale du mode au moyen d'un oscilloscope.

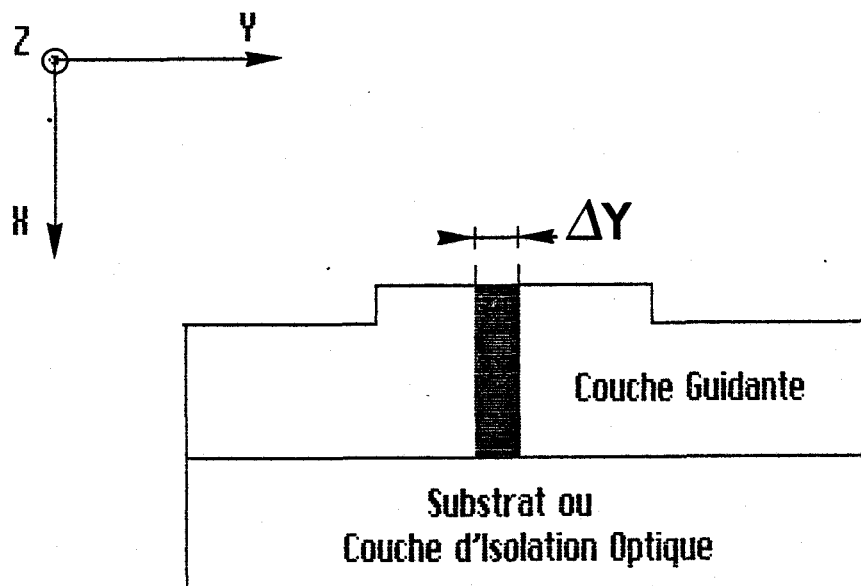


Figure (II-3) : analyse d'une tranche latérale Δy de la face de sortie du guide au moyen d'un miroir vibrant

- d'un microscope : celui, placé au-dessus du porte-échantillon, permet d'effectuer une première approche dans le positionnement du composant. A l'issue de la première caractérisation qu'il nous a été permis de réaliser avec ce banc, le microscope, monté sur microdéplacements, a été positionné afin que :

. son réticule matérialise l'axe optique du banc, ainsi que le plan focal de l'objectif d'injection,

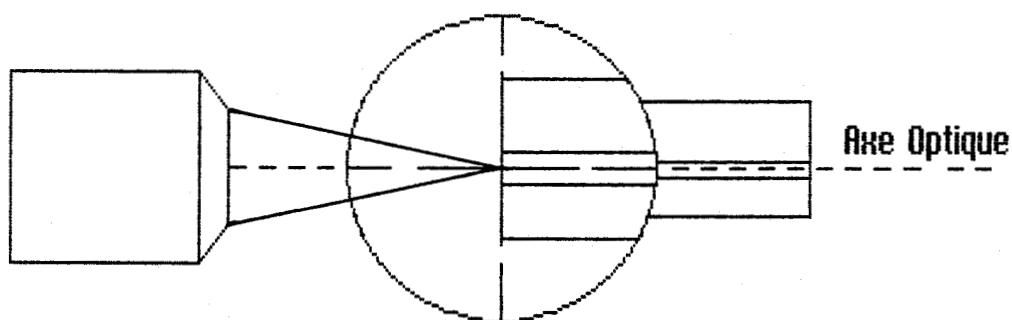


Figure (II-4) : positionnement du guide au moyen du réticule

. la mise au point de l'image du composant, en jouant sur la position de ce dernier suivant l'axe OX (axe perpendiculaire au substrat), nous permette de positionner la couche guidante au niveau du point de focalisation (figure II-5),

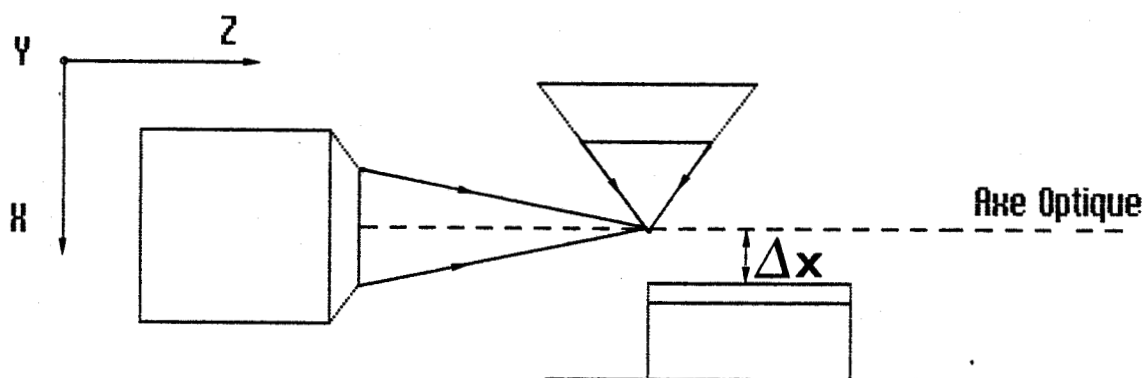


Figure (II-5) : positionnement du composant suivant l'axe OX en le plaçant au niveau du plan focal du microscope

Notons également, que la faible profondeur de champ du microscope est mise à profit, afin de placer, le plus correctement possible, le composant dans la position horizontale. Ce positionnement est réalisé en jouant sur les rotations y et z jusqu'à ce que la mise au point soit obtenue en tout point de la plaquette, lorsque celle-ci est déplacée en translation suivant les axes OX et OY .

Afin de faciliter la mise au point de ce banc, nous avons superposé le faisceau d'un laser He-Ne, émettant à longueur d'onde de 632 nm, à celui du laser YAG. Bien que les propriétés optiques des différents éléments qui constituent le banc dépendent de la longueur d'onde utilisée (distance focale, waist ...), cette visualisation du faisceau laser a considérablement simplifié l'alignement du YAG.

Après avoir défini les différents éléments qui constituent le banc de caractérisation, nous nous proposons de décrire brièvement les différentes étapes à suivre, afin d'optimiser l'efficacité de couplage. Le choix de l'objectif d'injection étant réalisé, ces étapes consistent à optimiser l'alignement du guide optique et du faisceau incident. Notons l'importance de cette mise au point, dans le cadre de mesures de pertes par clivages successifs, pour s'affranchir des conditions d'injection. Il convient donc :

- d'effectuer un premier alignement à l'aide du microscope, en bénéficiant de sa faible profondeur de champ et en utilisant son réticule (positionnement suivant les axes OX, OY, OZ),

- d'affiner l'alignement en translation suivant OX et OY afin d'exciter le ou les mode(s) guidé(s),

- de réaliser l'optimisation des positionnements angulaires x et y afin d'aligner l'axe du guide et le faisceau incident. Pour cela, on effectue un désalignement

angulaire , puis on recherche le maximum d'énergie transmise par le mode en jouant sur les microdéplacements en translation,

- de placer avec précision la face clivée du guide au niveau du plan focal de l'objectif d'injection, en modifiant la position suivant OZ.

II/5 - CARACTERISATION DES GUIDES OPTIQUES :

II/5/a - Méthode d'analyse du champ proche :

Cette méthode d'analyse a été utilisée non seulement pour caractériser les structures de guidage bidimensionnelles (caractère monomode, profil de mode, mesures d'atténuation...), mais également, avant tout processus technologique, pour contrôler les épitaxies servant à leur réalisation. Ainsi, nous avons pu vérifier que les caractéristiques des épitaxies (dopage, épaisseurs de couche...) conféraient aux plaquettes réalisées, des propriétés de guides d'ondes monomodes dans la direction perpendiculaire au substrat.

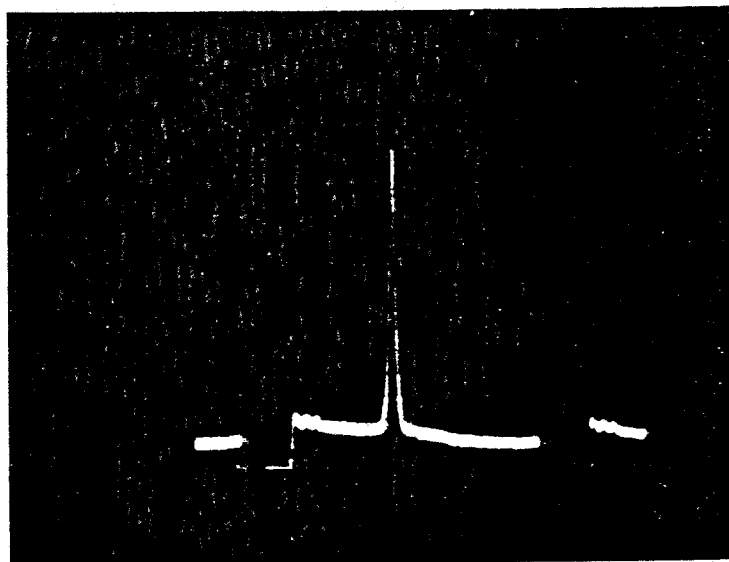
Nous nous proposons, dans la suite de ce paragraphe, de présenter les résultats que nous avons obtenus au moyen de cette méthode, pour les guides en arête réalisés à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ et de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs.

II/5/b - Caractérisation des guides en arête réalisés à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ :

Les photographies (II-6) montrent l'observation en champ proche, ainsi que la distribution spatiale de l'intensité d'un mode de polarisation transverse électrique. Cette caractérisation a été obtenue à partir d'un guide en arête de "référence" (dépourvu totalement de couche absorbante), réalisé sur la plaquette en homojonction GaAs n^-/n^+ qui comporte nos composants actifs. Le guide d'ondes considéré ayant les mêmes



a) observation en champ proche

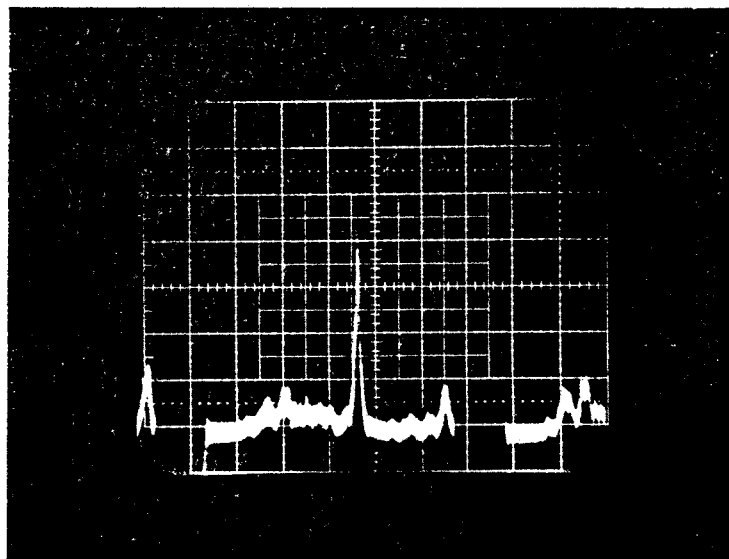


b) analyse de la répartition spatiale du champ proche suivant une direction parallèle au substrat

Photographies (II-6) : guide en arête obtenu à partir de la structure GaAs n^-/n^+ : $\langle W \rangle = 5,8 \mu\text{m}$; $h = 1 \mu\text{m}$
 $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$



a) observation en champ proche



b) analyse de la répartition spatiale du champ proche suivant une direction parallèle au substrat

Photographies (II-7) : guide en arête obtenu à partir de la structure GaAs/GaAlAs : $\langle W \rangle = 5,9 \mu\text{m}$; $h = 600 \text{ \AA}$
 $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$

caractéristiques opto-géométriques que celui constituant la zone passive de notre dispositif, nous pourrions déduire, à partir de cette analyse, les propriétés de propagation de ce dernier. L'observation en champ proche a été effectuée à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Les paramètres géométriques du guide sont : épaisseur de la couche guidante, $D = 3,5 \mu\text{m}$; largeur moyenne de l'arête sur toute la longueur, $\langle W \rangle = 5,8 \mu\text{m}$; hauteur de l'arête, $1 \mu\text{m}$. L'analyse des résultats obtenus (photographies II-6-a et b) met en évidence le caractère monomode de ce guide en arête pour cette longueur d'onde. Compte-tenu des remarques mentionnées dans le chapitre II, nous pouvons en déduire qu'il le sera également à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$. Afin de s'assurer de ce caractère monomode, les conditions d'injection ont été modifiées ; aucun autre mode n'a pu être excité. Ce premier résultat confirme la validité du modèle utilisé pour étudier les structures de guidage bidimensionnelles (voir chapitre II), ainsi que la valeur des dopages de la couche guidante et du substrat.

La photographie (II-6-a) illustre les remarques que nous avons effectuées dans le chapitre II : la direction de propagation n'est pas un axe de symétrie pour le mode guidé ; l'étendue du mode est plus importante parallèlement au substrat que perpendiculairement. Cette dernière propriété est liée aux différents contrastes d'indices mis en jeu, ainsi qu'aux paramètres géométriques du guide.

II/5/c - Caractérisation des guides réalisés à partir de l'hétérojonction GaAs/Ga_{0,9}Al_{0,1}As :

II/5/c/1 - Vérification du caractère monomode :

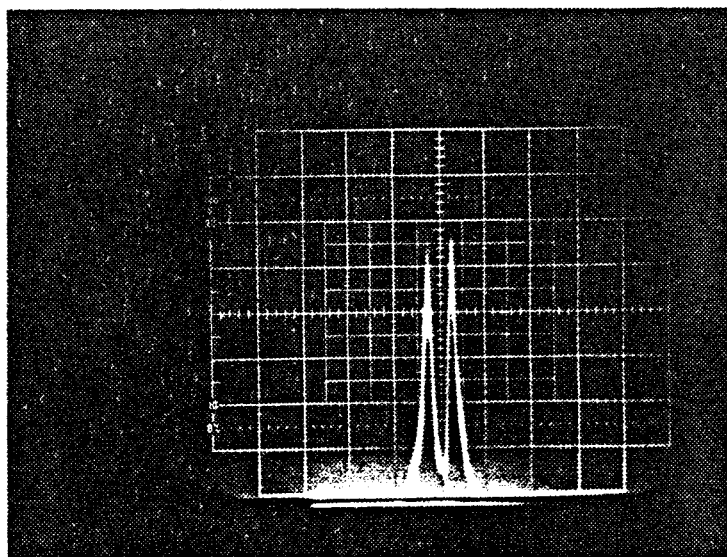
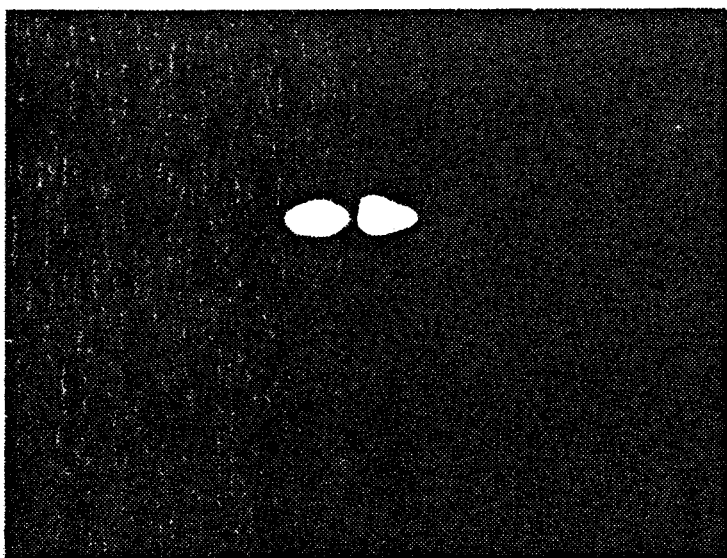
Comme précédemment, cette caractérisation a été effectuée à partir du guide de "référence", réalisé sur la plaquette comprenant le guide optique intégré au photodétecteur. Les paramètres géométriques du guide étudié sont : épaisseur de couche guidante, $D = 1,3 \mu\text{m}$; largeur

moyenne de l'arête $\langle W \rangle = 5,9 \mu\text{m}$; hauteur de l'arête, $h = 600 \text{ \AA}$. Les photographies (II-7-a et b) présentent respectivement l'observation du champ proche et la distribution spatiale de l'intensité lumineuse en sortie du guide en arête. Le mode considéré est de type transverse électrique et a été excité à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Nous constatons que, dans ces conditions, le guide est monomode ($\text{TE}_{0,0}$). Compte-tenu des résultats du chapitre II, nous pouvons en déduire qu'il le sera également à la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$.

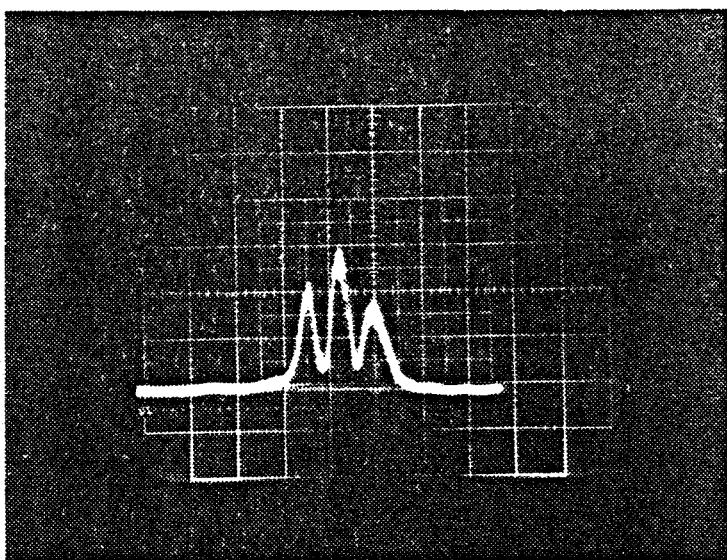
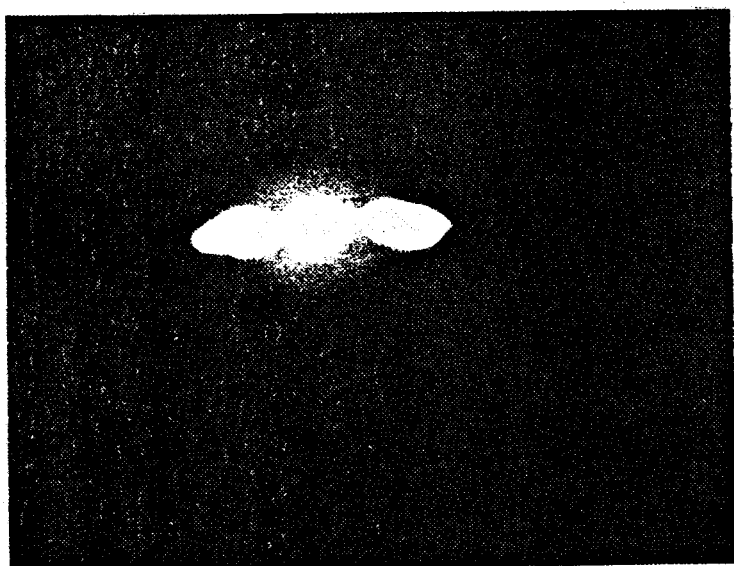
Outre les remarques énoncées dans le paragraphe II/5/b à propos de l'asymétrie du mode, l'observation du champ proche (photographie II-7-a) fait apparaître que le mode est beaucoup plus aplati que dans le cas de la structure en homojonction GaAs n^-/n^+ . Ce résultat est lié au fort contraste d'indice de réfraction qui existe entre le GaAs et le $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$.

II/5/c/2 - Influence de la largeur de l'arête :

Si l'expérience acquise au sein du laboratoire, en matière de structures de guidage bidimensionnelles réalisées sur homojonction GaAs n^-/n^+ [7], ne nous a pas incité à déterminer expérimentalement l'évolution des propriétés de propagation de ces structures en fonction de leurs paramètres géométriques, il nous a semblé utile d'aborder ce sujet pour les structures de guidage en hétérojonction GaAs/GaAlAs, puisque ces structures étaient les premières de ce type réalisées au C.H.S. A cette fin, nous avons caractérisé des guides ayant des largeurs d'arête différentes. Nous présentons, sur les photographies (II-8), l'observation du champ proche ainsi que la distribution spatiale de l'intensité lumineuse suivant une direction parallèle au substrat, pour deux guides dont les largeurs d'arête sont $\langle W \rangle = 9,9 \mu\text{m}$ et $\langle W \rangle = 15,9 \mu\text{m}$, la hauteur h de l'arête étant de 600 \AA . Les modes considérés sont de type transverse électrique et ont été obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Les conditions d'injection ont été optimisées afin de privilégier l'excitation du mode d'ordre le



a)



b)

Photographies (II-8) : observation en champ proche et analyse de la répartition spatiale de l'énergie lumineuse suivant une direction parallèle au substrat, pour des guides en arête obtenus à partir de la structure GaAs/Ga_{0,9}Al_{0,1}As ;
 $h = 600 \text{ \AA}$; $\lambda = 1,06 \text{ \mu m}$

a) $\langle W \rangle = 9,9 \text{ \mu m}$
 b) $\langle W \rangle = 15,9 \text{ \mu m}$

plus élevé. Nous constatons que, pour les largeurs d'arête $\langle W \rangle = 9,9 \mu\text{m}$ et $\langle W \rangle = 15,9 \mu\text{m}$, les guides sont respectivement bimode ($\text{TE}_{0,0}$, $\text{TE}_{0,1}$) et trimode ($\text{TE}_{0,0}$, $\text{TE}_{0,1}$, $\text{TE}_{0,2}$) ainsi que le confirment les photographies (II-8). Ces résultats sont en bon accord avec le modèle développé au chapitre II, puisque les épaisseurs de coupure, calculées au moyen de celui-ci, sont $W_{c_1} = 6,26 \mu\text{m}$, $W_{c_2} = 12,52 \mu\text{m}$, $W_{c_3} = 18,78 \mu\text{m}$. Par ailleurs, ils confirment le choix des valeurs des différents paramètres de cette structure de guidage (concentration en aluminium, dopage, épaisseur de couche...).

II/5/d - Mesure des pertes en transmission :

La mesure de l'intensité lumineuse, détectée à la sortie des guides en fonction de leur longueur, est réalisée en effectuant des clivages successifs. La variation de la puissance lumineuse en fonction de la longueur du guide permet de déterminer le coefficient d'atténuation du mode guidé ainsi que les pertes de couplage. Ces dernières sont principalement dues aux réflexions qui se produisent à l'interface air/semiconducteur et à la désadaptation qui existe entre le mode guidé et le faisceau laser. Outre son caractère destructif, cette méthode n'offre qu'une précision limitée, liée à la reproductibilité des conditions d'injection. La caractérisation de structures de guidage à faibles pertes, inférieures au db/cm, devient difficilement réalisable et nécessite la mise en oeuvre d'autres méthodes [8].

Les résultats que nous présentons dans le tableau A sont issus de mesures effectuées, à la largeur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ sur un nombre important de guides. La longueur initiale de ceux-ci est de 2 cm.

	W(μm)	h(μm)	D(μm)	dB/cm
Structure GaAs n ⁻ /n ⁺	5,6	1	3,5	7,8
Structure GaAs/Ga _{0,9} Al _{0,1} As	5,8	0,06	1,3	2,2

Tableau A : Pertes à la propagation du mode TE₀

Il apparaît que les valeurs du coefficient d'absorption que nous obtenons expérimentalement pour le mode TE₀ sont supérieures à celles prévues par le modèle développé dans le chapitre II. En effet, cette approche tient compte de l'absorption due aux porteurs libres, dans le cas de la structure de guidage GaAs n⁻/n⁺, et fait intervenir la contribution des pertes radiatives à travers la couche d'isolation optique pour celle réalisée à partir de l'hétérojonction GaAs/Ga_{0,9}Al_{0,1}As ; mais elle néglige les pertes occasionnées par les irrégularités d'interfaces et les parois de l'arête [9] (voir chapitre II - paragraphe II/8/b). Cette différence serait donc imputable à la rugosité de paroi des guides qui est principalement liée à l'emploi de masques "gélatine" (du fait de la longueur importante des guides : 2 cm) et à la technique d'usinage utilisée. L'emploi de techniques mieux adaptées (utilisation du masqueur électronique, usinage par RIE...) devrait permettre de diminuer ces pertes à la propagation [22]. Notons que des pertes à la propagation de 2,8 dB/cm [10] et de 0,5 dB/cm [11] ont été mesurées respectivement pour des structures en homojonction GaAs n⁻/n⁺ et en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs.

Malgré les valeurs élevées des pertes des guides que nous avons réalisés, il convient de remarquer que nos caractérisations ont confirmé tout l'intérêt qu'il y a à utiliser des structures de guidage en hétérojonction pour obtenir de faibles pertes à la propagation.

II/5/e - Mesure du coefficient d'absorption lié à la présence du matériau photodétecteur :

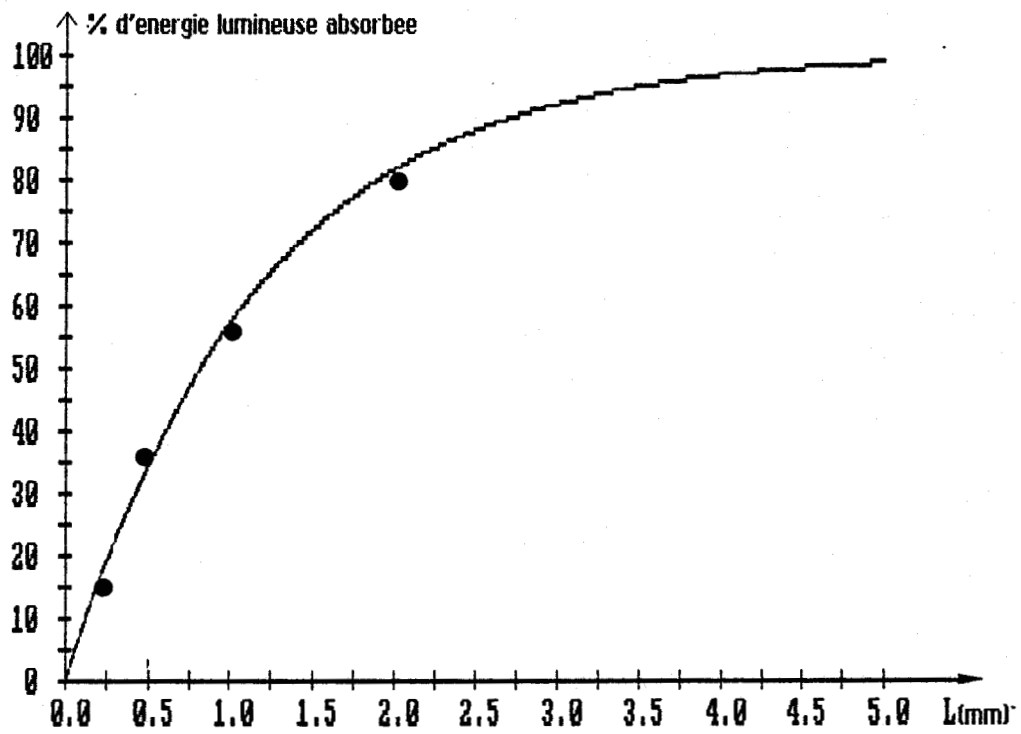
Les performances d'un photoconducteur intégré à un guide optique sont fortement conditionnées par la fraction d'énergie lumineuse absorbée par le matériau photodétecteur. Afin d'accéder à cette grandeur, nous avons mesuré l'énergie véhiculée par des guides recouverts de différentes longueurs de matériau absorbant. L'un d'eux, totalement dépourvu de GaInAs, sert de référence. Cette façon de procéder présente l'avantage de minimiser l'influence des conditions d'injection, puisque d'une part, on passe d'un guide à l'autre par translation, sans modifier les autres conditions d'injection, et, d'autre part, tous ces guides étant réalisés sur le même substrat, la qualité du clivage est quasiment identique pour chacun d'eux.

Les résultats obtenus pour la structure en homojonction GaAs n^-/n^+ recouverte d'une épaisseur de 1 μm de matériau absorbant, sont présentés figure (II-9-a). Afin de confronter nos résultats expérimentaux à ceux issus de la modélisation développée dans le chapitre III, il convient de prendre en compte le caractère bidimensionnel du guidage. En effet, dans le chapitre III, nous avons considéré une structure de guidage plane (invariante suivant y), ce qui implique que la totalité de l'onde guidée dans cette structure est soumise à l'absorption de la couche photodétectrice. Or, les modes propres à une structure de guidage bidimensionnelle sont caractérisés par une partie évanescente qui se propage de part et d'autre de l'arête (voir chapitre II). C'est pourquoi la courbe, présentée figure (II-9-a), a été tracée en pondérant le coefficient d'atténuation $\alpha(\beta^*) = -2\beta''$, lié à la présence de GaInAs, par le facteur de confinement latéral Γ_y . Le bon accord que l'on observe figure (II-9-a) entre les résultats expérimentaux et ceux calculés, confirme la validité du modèle développé dans le chapitre III, ainsi que la valeur des paramètres, optiques et géométriques, utilisés pour chacune des couches.

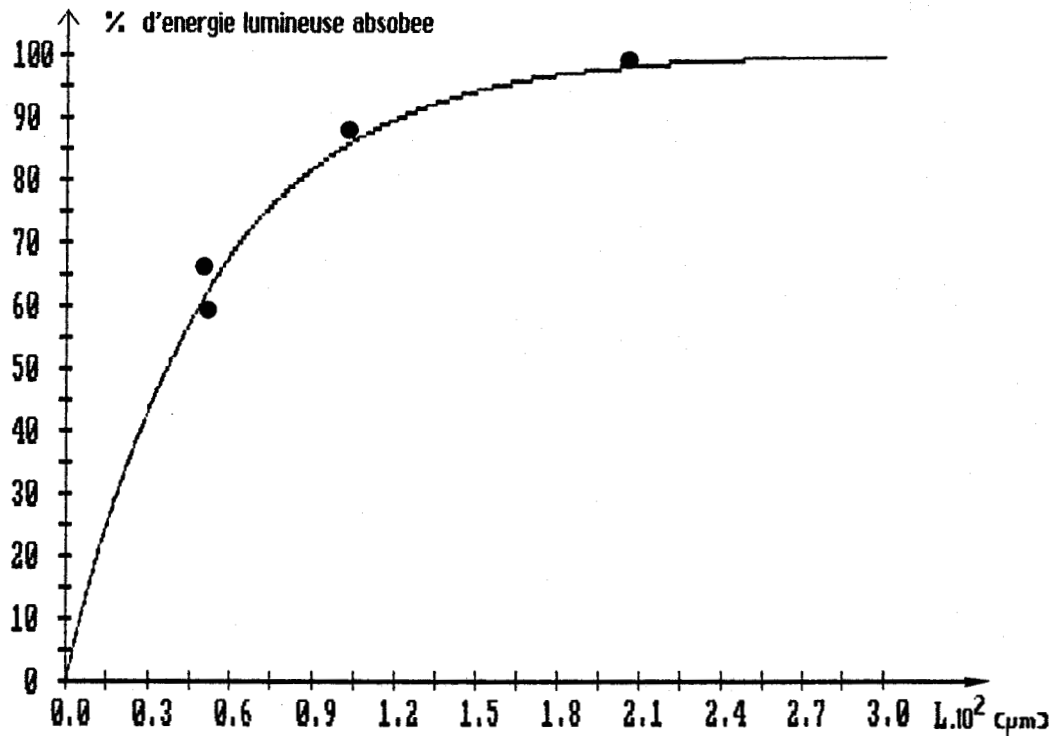
Les résultats relatifs au composant réalisé à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs sont présentés figure (II-9-b). Afin de confronter les résultats expérimentaux à ceux issus de la modélisation (voir chapitre III), la courbe, figure (II-9-b), a été tracée en suivant une démarche identique à celle utilisée dans le cas précédent. Outre le bon accord qui apparaît entre ces résultats, la caractérisation de cette deuxième structure met en évidence tout l'intérêt qu'il y a à utiliser un guide optique à fort contraste d'indice de réfraction couche guidante - substrat (ou couche d'isolation optique), si l'on désire diminuer la longueur de couche absorbante nécessaire pour détecter la totalité du signal optique.

Si une longueur de GaInAs, de l'ordre de 2,7 mm, est nécessaire pour détecter 90 % du signal véhiculé par le mode fondamental, dans le cas de la structure guidante en homojonction n^-/n^+ , une longueur de l'ordre de 120 μm est suffisante pour atteindre le même objectif, dans le cas du guide d'onde réalisé à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs.

Ces résultats montrent qu'une forte augmentation de la valeur du coefficient d'atténuation peut être obtenue en jouant sur le contraste d'indice couche guidante - couche d'isolation optique, puisqu'un facteur de l'ordre de 20 a été obtenu entre les structures en homojonction et en hétérojonction. Il est également possible d'augmenter la valeur du coefficient d'atténuation, soit en accentuant le contraste d'indice effectif afin d'optimiser le facteur de confinement latéral Γ_y (dans notre cas $\Gamma_y \approx 0,8$), soit en utilisant une structure de guidage à "ruban inversé" [12]. Cette dernière solution, en offrant une surface plane, permet de déposer le matériau absorbant sur le ruban, ainsi que de part et d'autre de celui-ci, ce qui conduit à un recouvrement total entre l'onde guidée et le photodétecteur. Notons cependant que, pour ces deux derniers cas, l'amélioration obtenue est de l'ordre de quelques pourcents.



a) résultats obtenus à partir de la structure en homojonction GaAs n⁻/n⁺ ; D = 3,5 μm ; A = 1 μm



b) résultats obtenus à partir de la structure en hétérojonction GaAs/GaAlAs ; D = 1,3 μm ; A = 0,5 μm

Figure (II-9) : pourcentage d'énergie lumineuse absorbée par la couche photodétectrice en fonction de sa longueur L
 - trait plein : résultats issus de la modélisation
 - points : valeurs expérimentales

II/6 - CARACTERISATION DE PHOTOCONDUCTEURS INTEGRES A DES GUIDES OPTIQUES :

II/6/a - Cas d'un photoconducteur intégré à un guide plan :

II/6/a/1 - Généralités :

Les caractéristiques du photoconducteur ainsi que celles des couches qui constituent la structure de guide d'ondes plan (dopages, épaisseurs) ont été décrites dans le paragraphe I/4/a. Rappelons cependant, que la structure de guidage a été obtenue à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ .

Ce premier dispositif a eu pour but d'étudier la faisabilité de composants intégrant monolithiquement un photoconducteur et un guide optique, et de permettre une première caractérisation d'un tel composant.

Le choix du guide d'onde plan, dicté par sa simplicité de réalisation, ne nous a pas permis de déterminer expérimentalement le coefficient d'atténuation de l'onde, lié à la présence du matériau photodétecteur. En effet, cette détermination n'a pas pu être effectuée par une méthode similaire à celle développée dans le paragraphe II-5-e à cause de la divergence de l'onde dans la direction parallèle au substrat (direction OY). C'est pourquoi, nous présentons brièvement les résultats concernant ce composant, avant de développer plus en détail ceux des composants à guidage bidimensionnel.

II/6/a/2 - Influence du couplage, faisceau laser - guide d'ondes plan, sur le photocourant détecté :

Afin de s'assurer que le photocourant détecté est bien dû à l'onde véhiculée dans le guide plan, nous avons effectué une série de mesures en faisant varier l'efficacité de couplage entre le faisceau laser et l'onde guidée. Dans ce but,

le positionnement de l'échantillon a été effectué à l'aide des microdéplacements en translation et en rotation afin d'optimiser les conditions d'injection ; l'énergie transmise par le guide est détectée au moyen de la photodiode germanium (voir paragraphe II/4). Le photocourant est alors mesuré en faisant varier la position du composant par translation le long de l'axe OX (axe perpendiculaire au plan du substrat). La figure (II-10) présente les résultats obtenus. Il apparaît que le photocourant détecté est bien dû à l'onde guidée et que la contribution des réflexions parasites peut être considérée comme négligeable.

II/6/a/3 - Caractérisation statique :

Le photocourant engendré par l'onde guidée a été mesuré en fonction de la tension de polarisation appliquée aux bornes du photodétecteur. La figure (II-11) présente les résultats obtenus à la longueur d'onde de 1,06 μm pour différentes puissances lumineuses.

Nous pouvons constater que l'allure des courbes, figure (II-11), est conforme à celle habituellement obtenue pour des photoconducteurs éclairés par le dessus [23,24]. Pour les faibles tensions, le photocourant suit une évolution quasi linéaire qui est due à la diminution du temps de transit des porteurs photocréés puisque le gain statique est donné par la relation $G_0 = \eta \cdot \tau_v / \tau_t$. Pour ces valeurs de tension, les électrons sont en régime de mobilité. Puis, le photocourant atteint un maximum avant d'amorcer une légère diminution. Ce comportement est probablement lié au phénomène de saturation de vitesse des porteurs, ainsi qu'à l'échauffement de la couche active sous l'effet de la puissance électrique dissipée, qui entraîne une diminution de la durée de vie des porteurs.

Afin d'éviter tout risque de détérioration du composant, nous avons limité notre étude à des tensions inférieures à 8 volts.

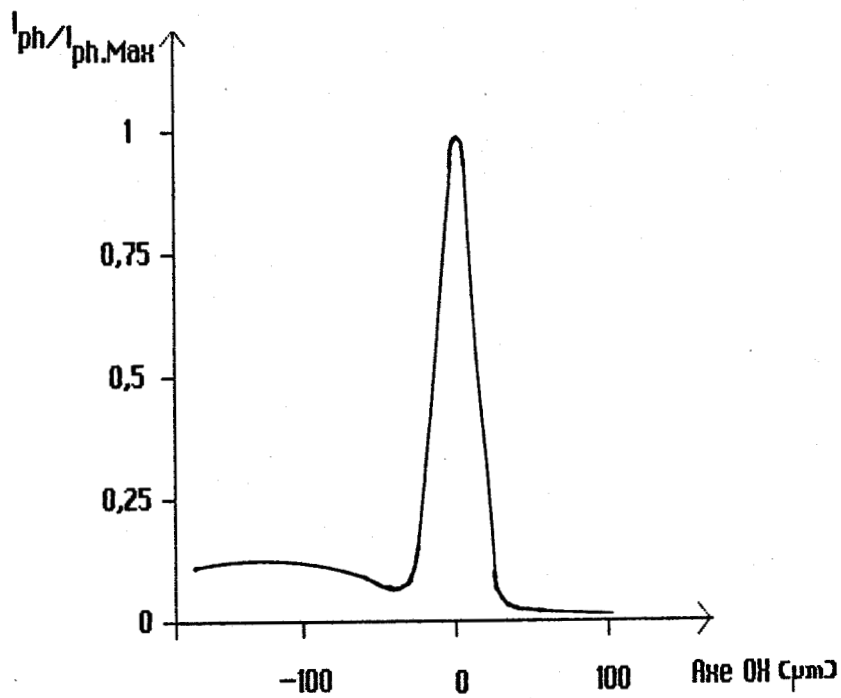


Figure (II-10) : influence de l'efficacité de couplage sur le photocourant détecté - translation suivant un axe perpendiculaire au substrat (OX)

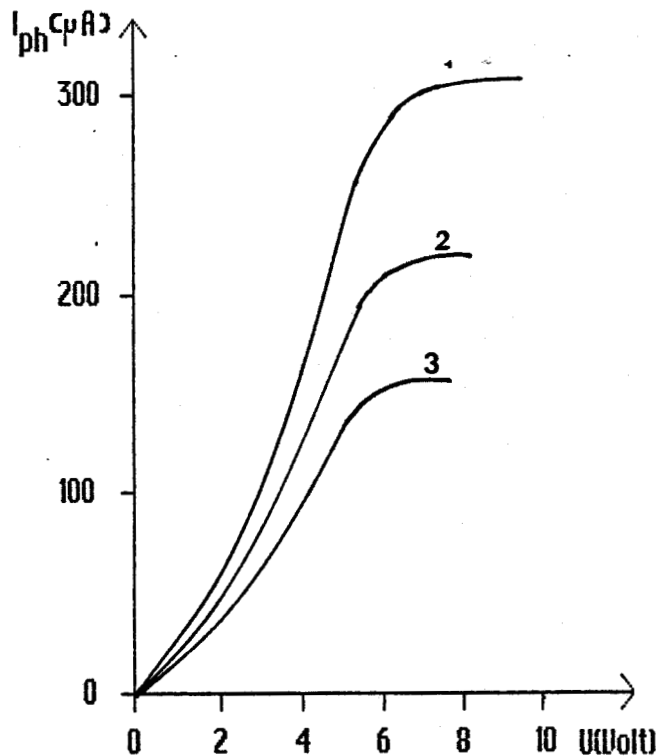


Figure (II-11) : évolution du photocourant en fonction de la tension appliquée. Les courbes 1,2 et 3 ont été obtenues pour des puissances lumineuses incidentes sur la face clivée du guide respectivement de 140 μW , 80 μW et 40 μW ; $\lambda_0 = 1,06 \mu m$

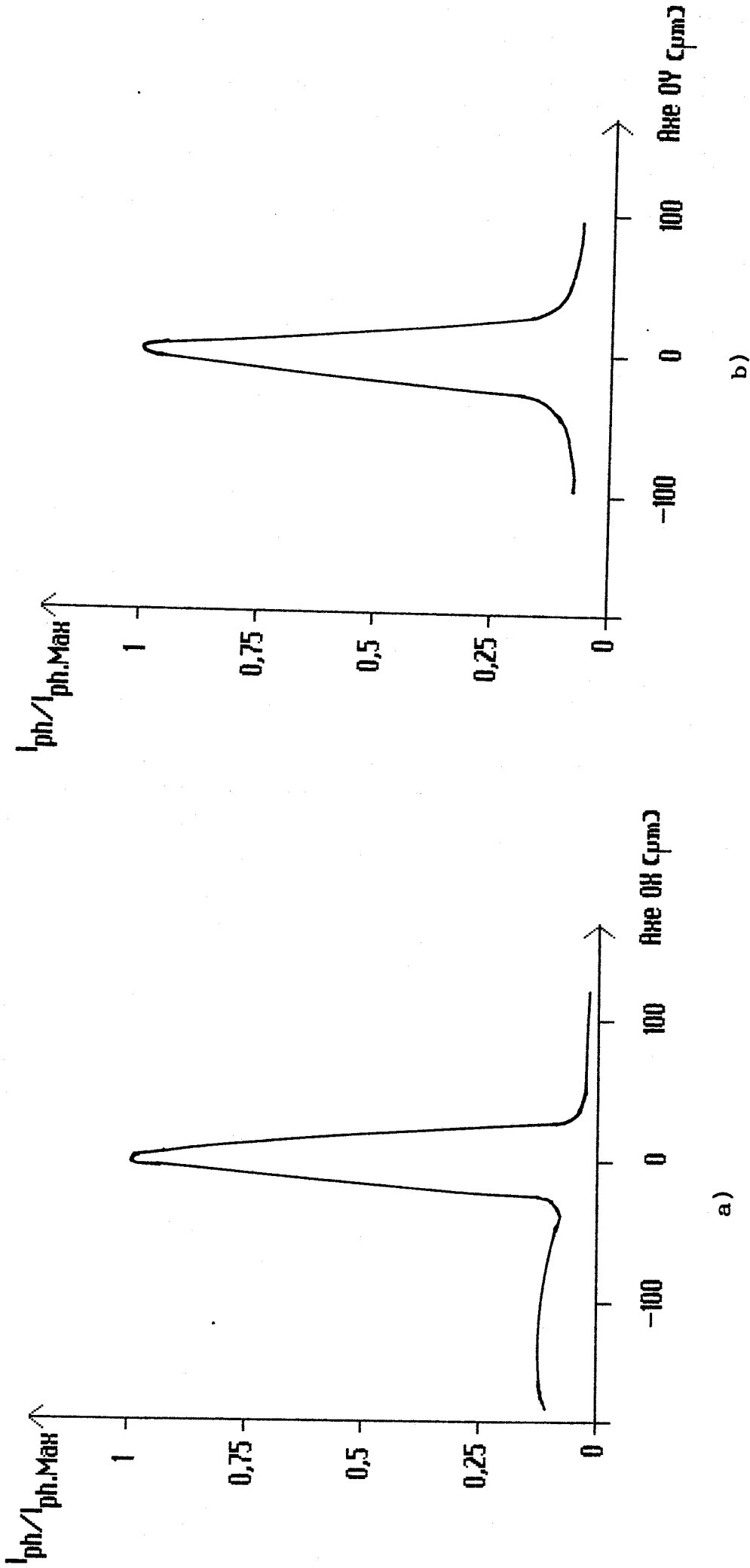


Figure (II-12) : influence de l'efficacité de couplage sur le photocourant détecté
 a) translation suivant un axe perpendiculaire au substrat (OX)
 b) translation suivant un axe parallèle à la face clivée (OY)

Il est possible d'effectuer une estimation du gain de ce composant en tenant compte du pourcentage de puissance lumineuse absorbé par le photoconducteur. Ce résultat est obtenu au moyen de la modélisation développée dans le chapitre III, et des pertes de couplage à l'injection. Ainsi, pour une tension de 6 volts, nous obtenons pour les courbes 1, 2 et 3 de la figure (II-11) respectivement des gains voisins de 100, 130 et 200.

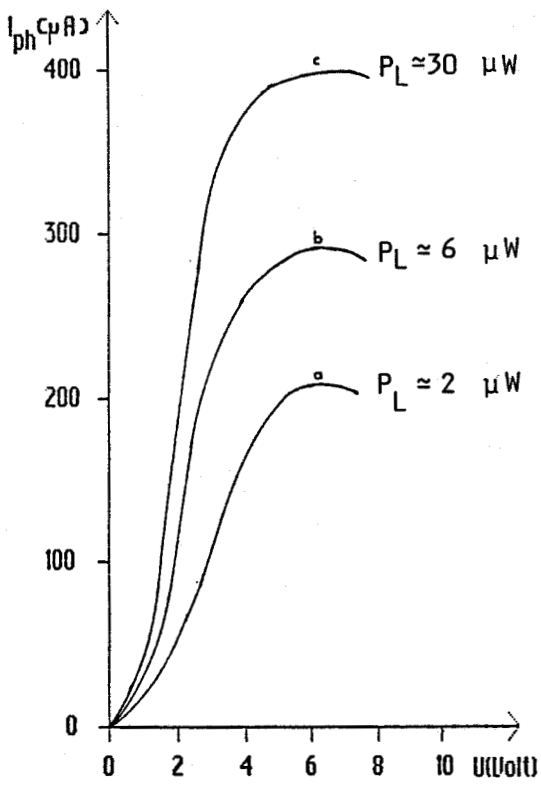
II/6/b - Photoconducteur intégré à un guide en arête :

II/6/b/1 - Composant réalisé à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ :

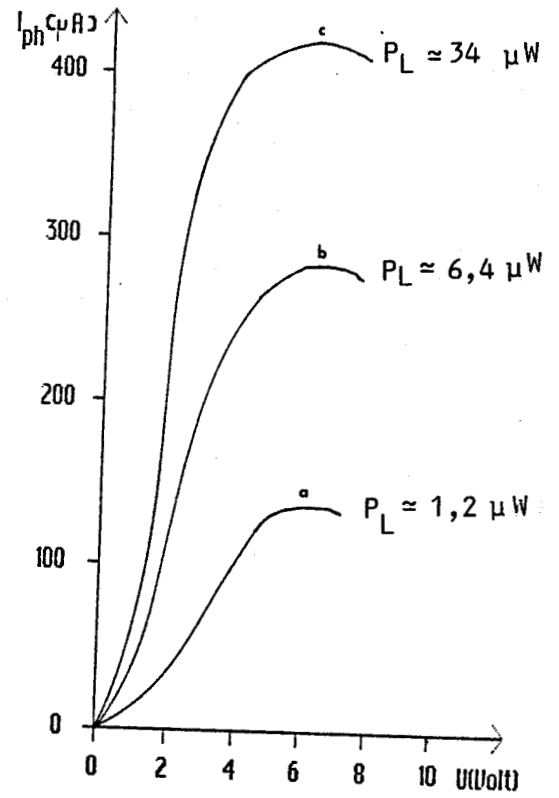
Les résultats que nous présentons dans cette partie sont issus de la caractérisation du photoconducteur de distance interélectrode 50 μm , intégré à un guide en arête [26]. Rappelons que la caractérisation de ce dernier (voir paragraphe II/e) a confirmé son caractère monomode. Les dimensions de ce dispositif sont les suivantes : $\langle W \rangle = 5,8 \mu\text{m}$; $h = 1 \mu\text{m}$; $D = 3,5 \mu\text{m}$; $A = 1 \mu\text{m}$.

II/6/b/1/a - Influence du couplage :

Afin de lever toute ambiguïté sur la nature du photocourant détecté, nous avons relevé ce dernier en fonction de la position du guide optique par rapport au faisceau laser. Après avoir optimisé l'efficacité de couplage, le composant est déplacé en translation suivant des directions parallèle et perpendiculaire au plan du substrat. Les résultats ainsi obtenus sont présentés figure (II-12). La coïncidence, entre la position d'optimisation du couplage, contrôlée par la mesure de l'énergie lumineuse véhiculée par le mode, et la valeur maximale du photocourant, confirme que ce dernier est lié à l'excitation du mode guidé. Par ailleurs, les faibles valeurs de photocourant obtenues lorsque le mode n'est pas excité, mettent en évidence que la contribution des réflexions parasites est négligeable.

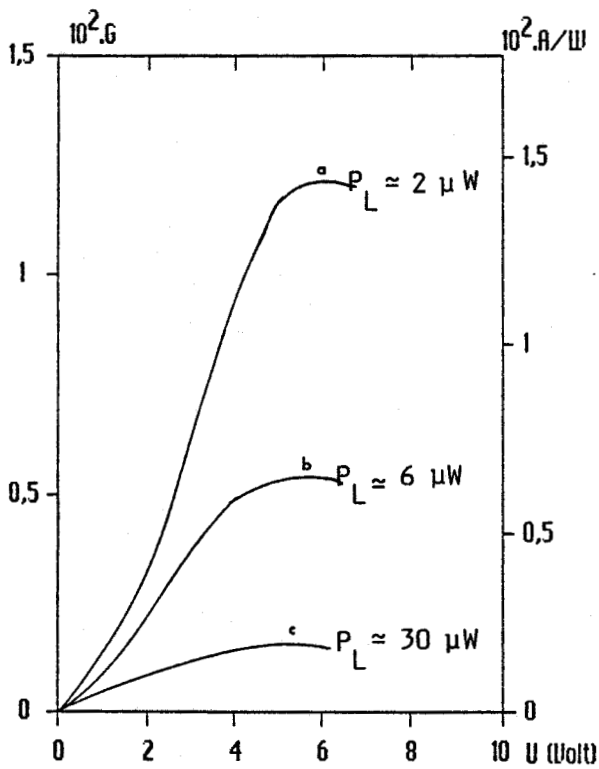


a) éclairage par-dessus

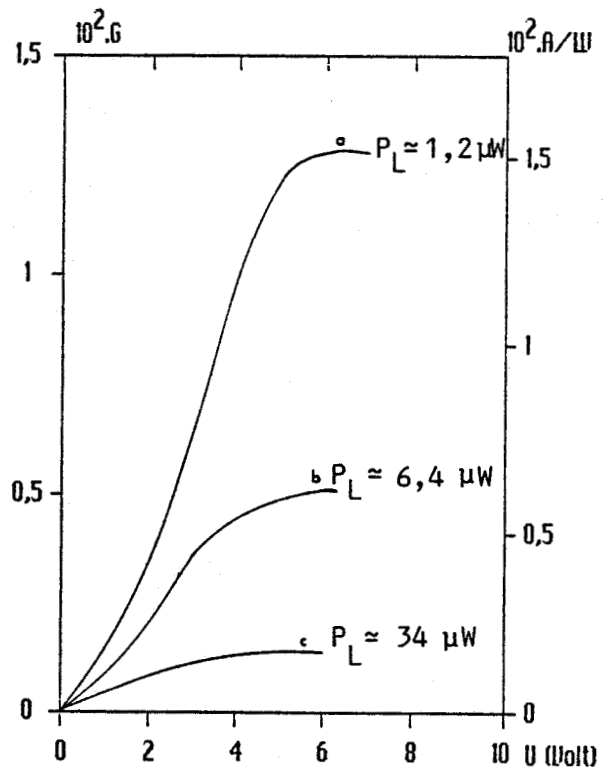


b) éclairage par le guide optique

Figure (II-13) : photocourant mesuré en fonction de la tension de polarisation



a) éclairage par-dessus



b) éclairage par le guide optique

Figure (II-14) : évolution du gain en fonction de la tension de polarisation

II/6/b/1/b - Caractérisation statique :

Le photocourant a été mesuré en éclairant le photoconducteur par l'intermédiaire du guide optique, mais également, de façon plus classique, en focalisant le faisceau laser perpendiculairement au détecteur. Les résultats obtenus à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$, pour des tensions de polarisation comprises entre 0 et 8 volts, sont présentés figure (II-13). Outre le bon accord entre les valeurs expérimentales issues de ces deux méthodes, nous pouvons constater que le photocourant augmente avec la tension appliquée, passe par un maximum, avant d'amorcer une légère diminution. Nous nous proposons d'interpréter cette évolution à partir des figures (II-14-a et b) où nous avons tracé le gain en fonction de la tension. Notons que les résultats des figures (II-14 a et b) sont également donnés en termes de coefficients de réponse, cette grandeur étant définie par le rapport entre le photocourant récolté et la puissance lumineuse incidente.

L'évolution du gain, lorsque le photoconducteur est éclairé par le guide, a été effectuée en déterminant la puissance lumineuse absorbée par le GaInAs. Cette détermination a été réalisée en mesurant la puissance émise par le laser et en tenant compte des pertes d'insertion (réflexion à l'interface semiconducteur/air, désadaptation entre le faisceau laser et le mode guidé), des pertes à la propagation dans le guide en arête (voir paragraphe II/5/d) et du pourcentage d'énergie lumineuse absorbée par la couche photodéetectrice lorsque le mode est présent dans la structure de guidage quatre couches (voir paragraphe II/5/d).

Compte-tenu de ces remarques, l'estimation de la puissance lumineuse absorbée par le photoconducteur peut être donnée par la relation :

$$P_L = \gamma P_0 \exp[-\alpha_1(\beta^*) \cdot L_1] \cdot [1 - \exp[-\alpha_2(\beta^*) \cdot L_2]] \quad (3)$$

où : P_L est la puissance lumineuse absorbée par le photo-conducteur,

P_0 est la puissance lumineuse incidente,

γ est le coefficient de couplage entre le faisceau laser et le mode guidé,

$\alpha_1(\beta^*)$ est le coefficient d'atténuation du mode guidé dans le guide d'ondes simple en arête,

$\alpha_2(\beta^*)$ est le coefficient d'atténuation lié à la présence de la couche photodéetectrice,

L_1, L_2 sont respectivement la longueur que le mode doit parcourir avant d'atteindre le photodéetecteur (dans notre cas, de l'ordre de 3 mm) et la longueur de couche absorbante.

La comparaison des gains, obtenus en éclairant le photodéetecteur par-dessus et par le guide optique, a confirmé la validité de la méthode d'évaluation du pourcentage de lumière absorbée par la couche photodéetectrice, à partir du modèle développé au chapitre III, ainsi que les résultats expérimentaux de coefficient d'absorption présentés au paragraphe II/5/e.

Rappelons que le gain statique d'un tel composant est défini par le nombre d'électrons collectés dans le circuit extérieur par photon incident. Cette grandeur est proportionnelle à la durée de vie des porteurs photocréés et inversement proportionnelle à leur temps de transit entre les électrodes (voir chapitre I). Dans ces conditions, l'augmentation du photocourant (du gain) pour les faibles tensions (inférieures à 4 volts) peut s'expliquer par la diminution du temps de transit

des porteurs. Puis le photocourant atteint un maximum avant d'amorcer une légère diminution. Ce comportement est probablement lié au phénomène de saturation de vitesse des porteurs, ainsi qu'à la diminution de leur durée de vie [23,24]. En effet, dans la mesure où la durée de vie τ_v peut être exprimée selon une loi de type loi de BOLTZMANN, la diminution de la durée de vie peut s'expliquer par une augmentation de la température de la couche active sous l'effet de la puissance électrique dissipée. Notons que, pour ne pas détériorer le composant, nous avons limité nos caractérisations à des tensions inférieures à 8 volts.

Pour une tension de 5 volts, nous obtenons en éclairant le photoconducteur par-dessus et par l'intermédiaire du guide optique, des valeurs de gain voisines de 120 pour une puissance lumineuse de l'ordre de 2 μ W.

Ces valeurs de gain relativement faibles peuvent s'expliquer par une courte durée de vie des paires électron-trou liée au désaccord de maille entre le GaAs et le $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ qui a pour effet de créer des centres de recombinaison au niveau de cette interface.

II/6/b/1/c - Réponse impulsionnelle :

La figure (II-15) présente la réponse impulsionnelle du photoconducteur, obtenue pour une tension de polarisation de 1,5 volts et un débit d'impulsion égal à 250 MHz.

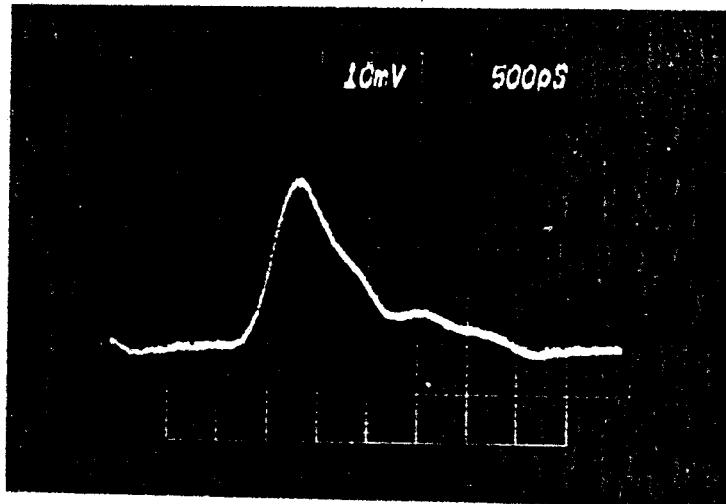


Figure (II-15) : réponse impulsionnelle du photoconducteur de distance interélectrode 50 μm , réalisé sur la structure GaAs n^-/n^+

Nous constatons que la réponse du photoconducteur est de type exponentiel, conformément à un phénomène de recombinaison selon une loi de POISSON (voir chapitre I - paragraphe IV/2/c).

Elle est caractérisée par :

- un temps de montée t_1 qui est directement lié au temps de transit des porteurs photocréés,
- un temps de descente t_2 , de l'ordre de la nanoseconde. Cette grandeur est liée à la durée de vie des paires électron-trou photocréées.

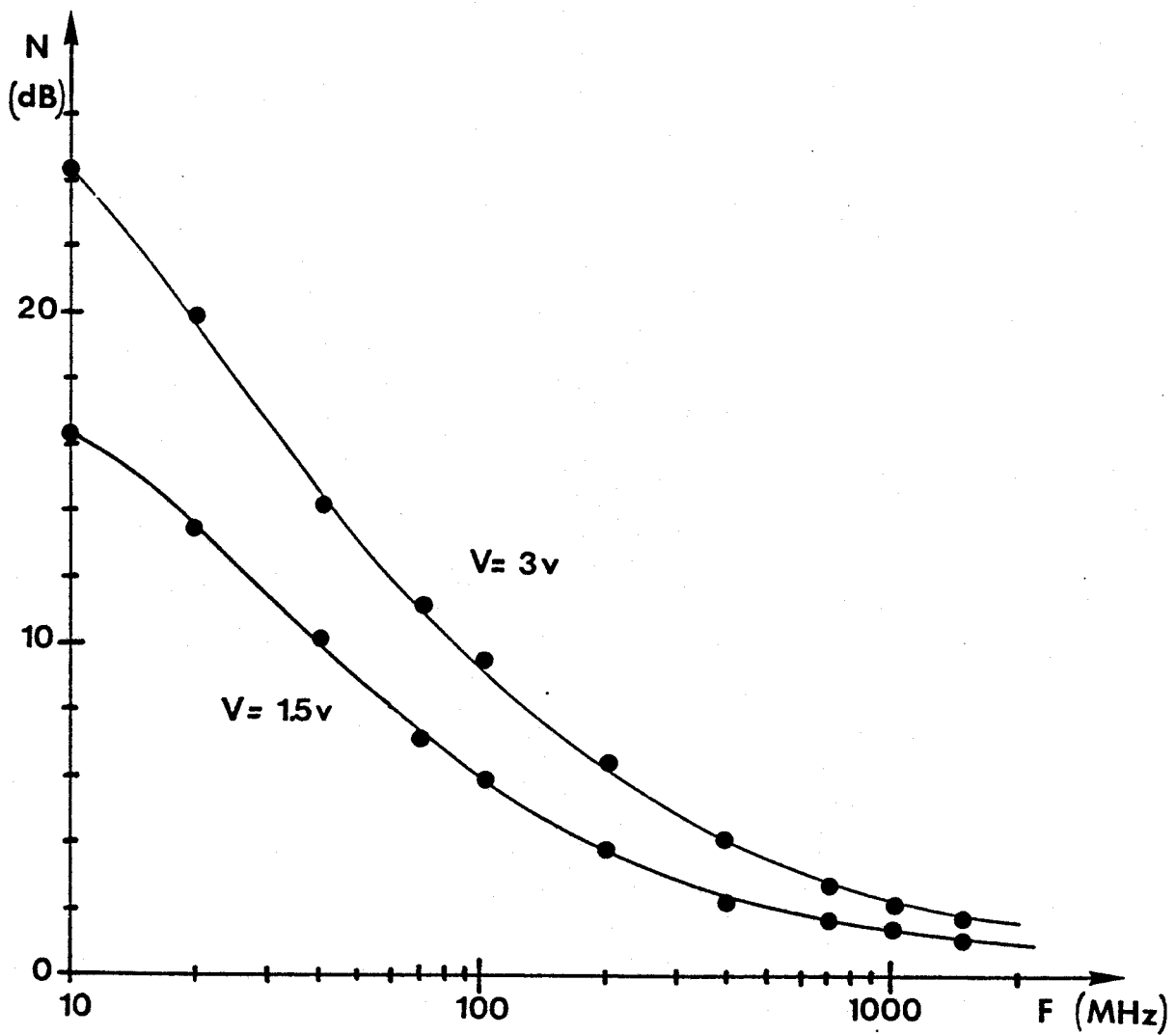


Figure (II-16) : mesure de bruit en obscurité obtenu à partir du photoconducteur, de distance interélectrode $50\ \mu\text{m}$, réalisé sur la structure GaAs n^-/n^+

Nous pouvons noter que le temps de réponse de ce photoconducteur est relativement court. Ce phénomène est très probablement lié à l'existence de centres de recombinaison, induits par le désaccord de maille qui existe entre le GaAs et le $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, qui conduit à une faible durée de vie des paires électron-trou photocréées. Ce résultat est tout à fait compatible avec les valeurs de gain statique que nous avons présentées précédemment.

II/6/b/1/d - Mesures de bruit :

Le bruit de ce dispositif a été relevé dans une bande de fréquence 10 MHz à 1,5 GHz au moyen d'un mesureur de bruit HP 8970 A (voir paragraphe II/3/b). Cette caractérisation a été effectuée en obscurité pour différentes tensions de polarisation.

Nos résultats expérimentaux présentés figure (II-16) montrent que le bruit diminue lorsque la fréquence augmente. Pour les fréquences inférieures à 100 MHz, le bruit suit une évolution en $1/f$. Des études récentes, réalisées sur des structures semiconductrices analogues, ont montré qu'une bonne approche des phénomènes intervenant dans le bruit basse fréquence pouvait être effectuée, en admettant l'existence d'un bruit de génération-recombinaison dû à des phénomènes de piégeage (à l'interface ou en surface) [24,25]. Au-delà de 100 MHz, le niveau de bruit est considérablement réduit et tend vers la valeur donnée par le bruit thermique.

II/6/b/2 - Composant réalisé à partir de l'hétérojonction GaAs/GaAlAs :

Les résultats que nous présentons dans cette partie sont issus de la caractérisation du photoconducteur de distance interélectrode 2 μm , intégré à un guide en arête [27]. Rappelons que la caractérisation de ce dernier (voir paragraphe II/5)

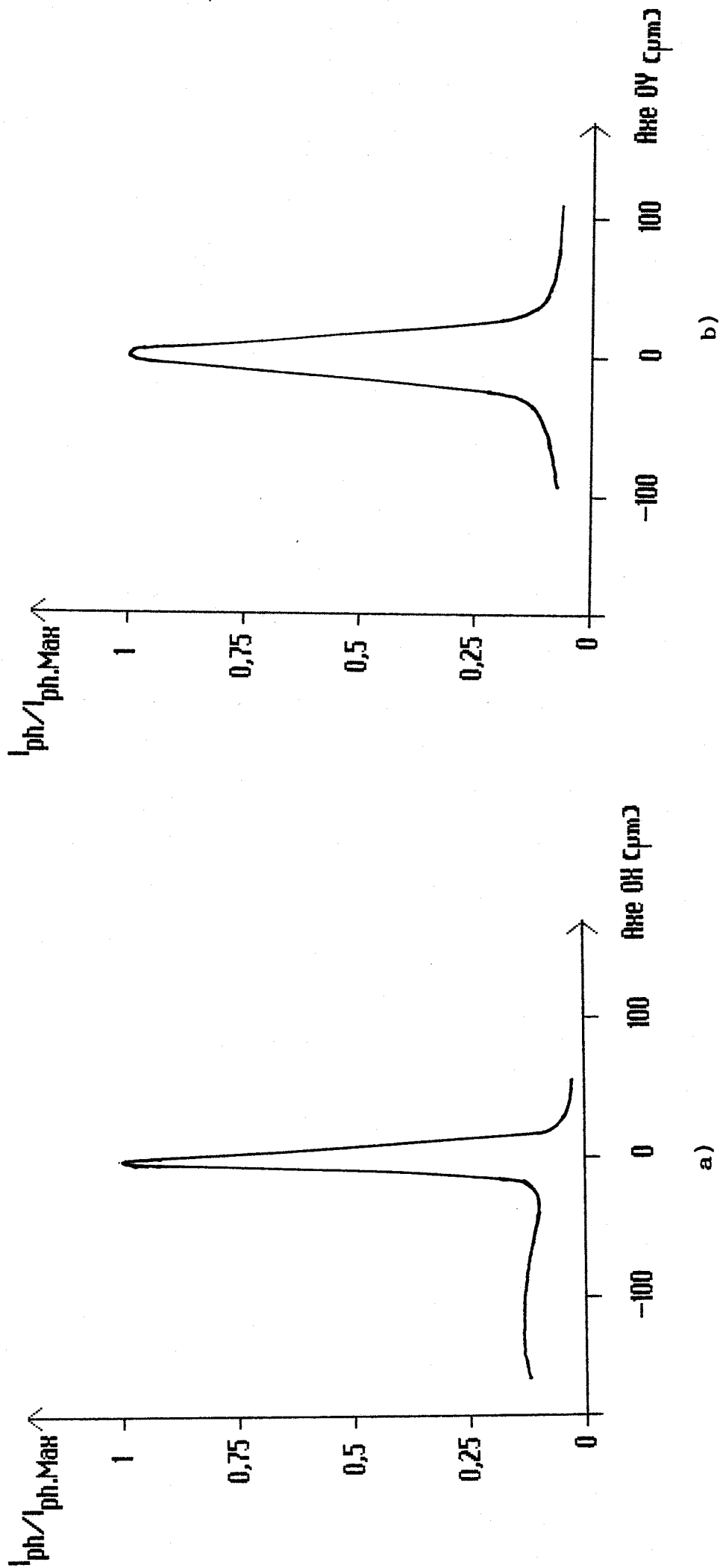
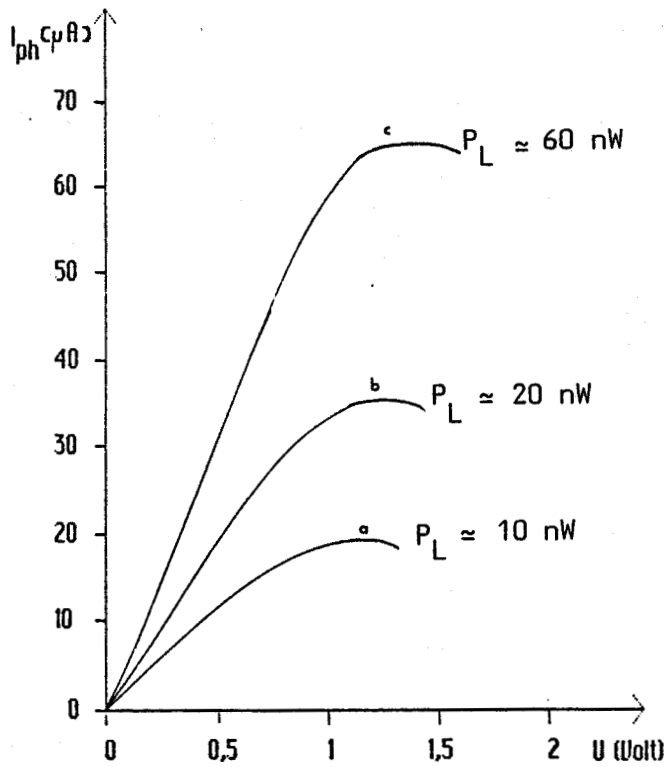
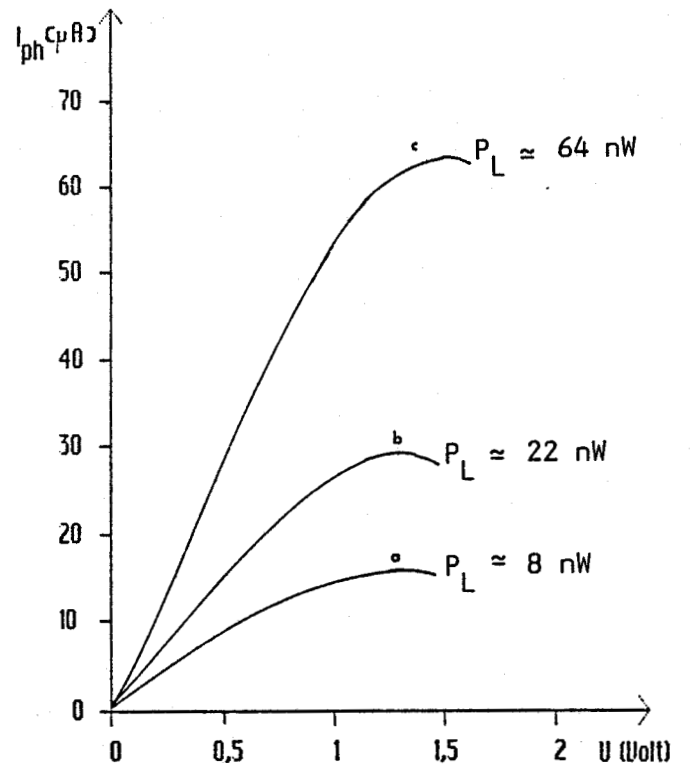


Figure (II-17) : influence de l'efficacité de couplage sur le photocourant détecté
 a) translation suivant un axe perpendiculaire au substrat (OX)
 b) translation suivant un axe parallèle à la face clivée (OY)

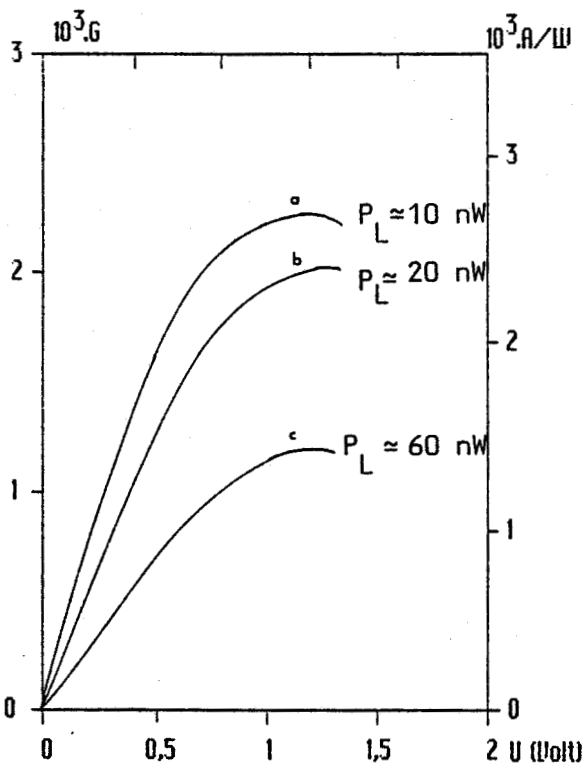


a) éclairage par-dessus

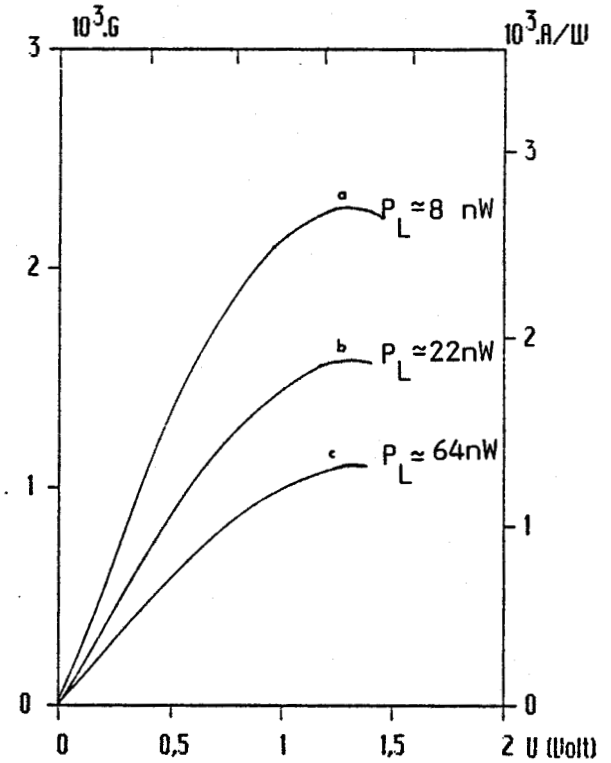


b) éclairage par le guide optique

Figure (II-18) : évolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation



a) éclairage par-dessus



b) éclairage par le guide optique

Figure (II-19) : évolution du gain en fonction de la tension de polarisation

a confirmé son caractère monomode. Les dimensions de ce dispositif sont les suivantes : $\langle W \rangle = 5,9 \text{ } \mu\text{m}$; $h = 600 \text{ \AA}$; $D = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$; $A = 0,5 \text{ } \mu\text{m}$.

II/6/b/2/a - Influence du couplage :

Nous avons vérifié que le photocourant détecté est dû à l'énergie lumineuse véhiculée par le mode guidé et que la contribution des réflexions parasites est négligeable, en procédant de la même façon que pour le dispositif réalisé sur l'homojonction GaAs n^-/n^+ (voir paragraphe II/6/b/1/a). Les résultats obtenus sont présentés figure (II-17).

II/6/b/2/b - Caractérisation statique :

Dans le but de vérifier les résultats de photocourant et de gain obtenus lorsque le photoconducteur est éclairé par l'intermédiaire du guide, nous avons également effectué des mesures en focalisant le faisceau laser perpendiculairement au détecteur. La détermination du gain, dans le cas où l'énergie lumineuse est couplée au guide optique, a été réalisée en suivant une méthode identique à celle du paragraphe II/6/b/1/b. La puissance lumineuse, absorbée par la couche photodéetectrice, est déterminée à partir de la mesure de la puissance laser émise, en tenant compte des pertes de couplage entre le faisceau laser et le guide optique, des pertes à la propagation de ce dernier et de la fraction d'énergie absorbée lorsque le mode est véhiculé sous le photodétecteur (voir relation (3) - paragraphe II/6/b/1/b).

Les résultats ainsi obtenus sont présentés figure (II-18) et (II-19). Le bon accord que l'on peut observer entre les valeurs issues de la caractérisation du photoconducteur en éclairage direct et indirect (par le guide optique) confirme, à nouveau, la validité du modèle développé dans le chapitre II. Par ailleurs, nous pouvons constater que l'évolution du photocourant et du gain en fonction de la tension appliquée est

identique à celle observée dans le paragraphe II/6/b/1/b. L'interprétation de cette évolution peut donc être effectuée comme précédemment, à partir de la durée de vie et du temps de transit des porteurs photocréés. Notons, toutefois, que nous obtenons des valeurs de gain plus élevées que pour l'autre composant (de l'ordre d'un facteur 10). Ce résultat est principalement lié à la faible distance interélectrode de ce composant (2 μm) ; il met en évidence l'intérêt qu'il y a à diminuer ce paramètre.

II/6/b/2/c - Réponse impulsionnelle :

La figure (II-20) présente la réponse impulsionnelle du photoconducteur, obtenue pour une tension de polarisation de 1 volt et un débit d'impulsion égal à 240 MHz.

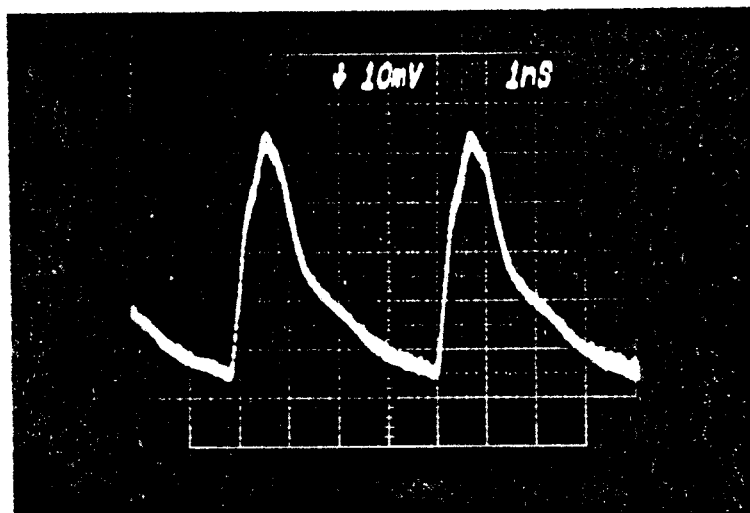


Figure (II-20) : réponse impulsionnelle du photoconducteur de distance interélectrode 2 μm réalisé sur la structure GaAs/GaAlAs

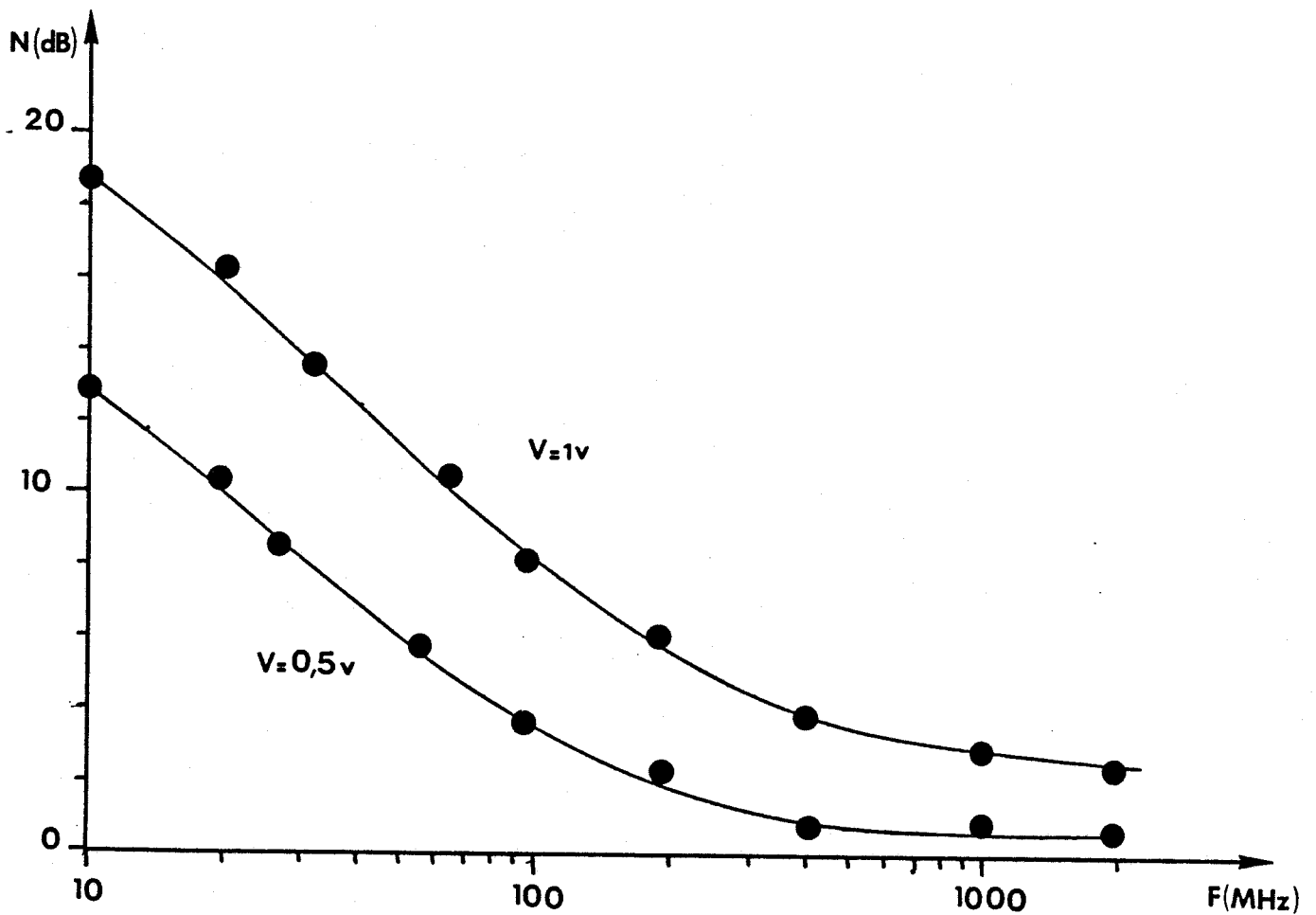


Figure (II-21) : mesures de bruit en obscurité obtenues à partir du photoconducteur, de distance interélectrode $2\ \mu\text{m}$, réalisé sur la structure GaAs/GaAlAs

Nous pouvons remarquer que nous obtenons, comme pour le composant précédent, un temps de descente de l'ordre de la nanoseconde. Ce résultat tendrait à prouver que cette grandeur est bien liée aux caractéristiques intrinsèques du matériau qui gouvernent la durée de vie des paires électron-trou (nature des pièges : en surface, d'interface..., énergie d'activation...).

Notons que cette réponse impulsionnelle correspond à un gain de quelques dizaines dans une bande passante supérieure à 150 MHz. Rappelons que dans le domaine des hautes fréquences, l'application de la relation (38) du chapitre I conduit à un produit gain.bande passante de l'ordre de 7 GHz, pour une distance interélectrode de 2 μm .

II/6/b/2/d - Mesures de bruit :

Le bruit de ce dispositif a été relevé dans une bande de fréquences de 10 MHz à 1,5 GHz. Cette caractérisation a été effectuée en obscurité pour différentes tensions de polarisation.

Nous constatons que les résultats expérimentaux présentés figure (II-21), suivent une évolution identique à celle observée pour le photoconducteur réalisé sur la structure GaAs n^-/n^+ . Le bruit diminue avec la fréquence, pour des fréquences inférieures à 100 MHz il suit une évolution en $1/f$, au-delà, il est considérablement réduit et tend vers la valeur donnée par le bruit thermique. Ce résultat nous permet de penser que les calculs de niveaux de sensibilité prévus, dans le chapitre I, à partir des travaux de FORREST [28], pour lesquels le bruit du photoconducteur est assimilé à un bruit thermique auquel s'ajoute un bruit en $1/f$ dont la fréquence caractéristique f_c est voisine de 100 MHz, sont applicables directement à notre composant. A titre d'exemple, une sensibilité de -33 dbm, pour un taux d'erreur de 10^{-9} et un débit de 1 Gbits/s, pourrait être obtenue en associant ce photoconducteur à un transistor à effet de champ dont les

caractéristiques sont :

- couche active : épaisseur $0,2 \mu\text{m}$
dopage $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$
- grille du transistor : longueur $1 \mu\text{m}$
largeur $300 \mu\text{m}$
- $g_m = 20 \text{ mS}$; $C_{GS} = 0,25 \text{ pF}$ à $V_{GS} = -2 \text{ V}$ et $V_{DS} = 3 \text{ V}$

CONCLUSION :

Dans ce dernier chapitre, nous avons tout d'abord présenté les processus technologiques que nous avons mis en oeuvre pour réaliser nos composants (guides d'ondes passifs et photoconducteur intégré à un guide optique). Si les techniques que nous avons utilisées, sont celles habituellement rencontrées en microélectronique (photolithographie, gravure, dépôt métallique...), il nous a néanmoins semblé utile de les rappeler en précisant les exigences imposées par la fabrication de composants optiques (section des guides de l'ordre de quelques μm^2 sur une longueur d'environ un centimètre, qualité des parois de l'arête, du clivage...).

La caractérisation des guides d'ondes passifs, en homojonction GaAs n^-/n^+ et en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs, a mis en évidence le caractère monomode, à la longueur d'onde de 1,06 μm , des structures de guidage en arête qui sont à la base de l'intégration du photoconducteur et du guide optique.

La caractérisation de nos dispositifs, photoconducteur intégré sur le guide optique, a confirmé les résultats prévus par la modélisation des propriétés de propagation dans des structures de guidage comportant une couche photodéetectrice. Mais elle a surtout montré la possibilité, en utilisant un guide optique en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs, de détecter la quasi-totalité du signal optique sur des longueurs de couche absorbante de l'ordre de 100 μm , alors que pour le dispositif réalisé à partir de l'homojonction GaAs n^-/n^+ cette longueur est supérieure à 2,5 mm.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] : J.P. DUCHEMIN ; B. DE CREMOUX ; N.T. LINH : Revue Technique Thomson C.S.F. vol 14, n° 2 (1982)
- [2] : - M. RAZEGHI : Revue Technique Thomson C.S.F. vol 16, n° 1 (1984)
- M. RAZEGHI : in Light Wave Technology for Communication édité by W.T. TSANG and C. BEER - New-York (1985)
- M. RAZEGHI : The International Symposium on the technologies for optoelectronics - Cannes (1987)
- M. RAZEGHI and all : A.P.L. vol 52, n° 3 (1988)
- [3] : T.P. PEARSALL : "GaInAsP alloy semi-conductors" - J. WILEY and Sons (1982)
- [4] : THAO-BOUN : Thèse de 3ème cycle - Lille (1985)
- [5] : SADAO-ADACHI : J.A.P. vol 53, n° 12 (1982)
- [6] : H.C. CASEY and M.B. PANISH : "Hétérostructure laser" - Academic, New-York (1978)
- [7] : D. REMIENS : Thèse de 3ème cycle - Lille (1986)
- [8] : R.G. WALKER : Elect.Lett. vol 21, n° 13 (1985)
- [9] : D. MARCUSE : "Theory of Dielectric Optical Waveguides" - Academic Press (1974)
- [10] : P. BUCHMANN ; H. KAUFFMANN ; M. MELCHIOR : ECOC 83, p 53
- [11] : H. INOUE and all : IEEE, E.D. vol 32, n° 12 (1985)

- [12] : M. ERMANN ; P. JARRY ; R. GAMONAL ; J.L. GENTNER ;
P. STEPHAN and C. GUEDON : J.L.T. vol 6, n° 3 (1988)
- [13] : Y. BOURBIN ; A. ENARD ; R. BLONDEAU ; D. RONDI ;
M. RAZEGHI ; P. PAPUCHON : 9ème Journée Nationale
d'Optique Guidée - Lannion (1988)
- [14] : C. GUEDON : Thèse de doctorat de l'université de Paris VI
(1987)
- [15] : P.K. TIEN and R. ULRICH : J.O.S.A. vol 60, p 1325 (1970)
- [16] : H. KOGELMIK ; T.P. SOSNOWSKI : Bell.Syst.Tech.J. vol 49,
p 1602 (1970)
- [17] : T. TAMIR : Integrated Optics - N.Y (1979)
- [18] : P.K. TIEN : Appl.Opt. vol 10, p 2395 (1971)
- [19] : F. ZERNIKE ; I.W. DOUGLAS ; D.R. OLSON : J.O.S.A. vol 61,
p 678 (1971)
- [20] : G. HERVE-GRUYER ; R. AZOULAY : 9ème Journée Nationale
d'Optique Guidée (1988)
- [21] : D. MARCUSE : Bell.Syst.Tech.J (1970)
- [22] : Myles D.A. Mac Bean and all : Appl.Opt. vol 26, n° 13,
p 2625 (1987)
- [23] : D. PASCAL ; F. HOBAR-BOUDEBOUS ; S. LAVAL ; C. BRU ;
J.P. VILCOT ; D. DECOSTER ; R. FAUQUEMBERGUE ;
M. CONSTANT : Ann.Télécomm. vol 40, n° 3-4 (1985)
- [24] : J.P. VILCOT ; M. CONSTANT ; D. DECOSTER and
R. FAUQUEMBERGUE : "III-V Photoconductive Detectors :
Gain and Noise Studies" - Physica 129 B (1985)

[25] : J. RAMDANI : Doctorat de Lille (1987)

[26] : - F. MALLECOT ; D. REMIENS ; J.P. VILCOT ; D. DECOSTER :
8ème Journée Nationale d'Optique Guidée - Montpellier
(1987)

- F. MALLECOT ; J.P. VILCOT ; D. DECOSTER ; M. RAZEGHI :
ESSDERC, 87

[27] : F. MALLECOT ; J.F. VINCHANT ; M. RAZEGHI ;
D. VANDERMOERE ; J.P. VILCOT and D. DECOSTER : Appl.
Phys. (à paraître)

[28] : STEPHEN.R.FORREST : J.L.T. 3, n° 2 (1985)

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'essor des télécommunications optiques suscite un intérêt croissant pour l'intégration monolithique de lasers, de photodétecteurs, de composants hyperfréquences de commande et de composants optiques destinés au traitement du signal optique. Dans ce domaine, de nombreux travaux ont été effectués à partir de matériaux semiconducteurs III.V (GaAs, InP...), car ils présentent, non seulement toutes les propriétés requises à la fabrication de circuits optiques (émission de lumière, détection, guidage, effet électrooptique...), mais également des propriétés électriques des plus intéressantes en électronique rapide. Par ailleurs, la maîtrise de techniques d'épitaxie performantes (L.P.M.O.C.V.D, M.B.E...) permet d'effectuer la croissance des couches, de grande qualité cristalline et de haute pureté, qui sont nécessaires pour réaliser ces composants.

Dans ce contexte, notre travail a consisté en l'étude de l'intégration d'un photoconducteur en GaInAs et d'un guide optique monomode à la longueur d'onde de 1,3 μm . Cette étude a eu pour objectif de montrer la faisabilité d'un tel dispositif et de mettre en oeuvre une modélisation, afin d'estimer la fraction d'énergie lumineuse, véhiculée par le mode guidé, qui est absorbée par le photodétecteur.

Si l'intérêt potentiel de ce type de composant apparaît clairement dans le cadre de la réalisation d'un système de traitement du signal en optique intégrée (en supprimant les problèmes d'alignement, de connexion, en augmentant la fiabilité du système...), il nous a paru utile de rappeler (dans le chapitre I) les caractéristiques des principaux photodétecteurs, afin de mettre en évidence l'intérêt de cette intégration pour améliorer leurs performances en régime de hautes fréquences. L'intégration du photoconducteur en GaInAs a été effectuée sur deux structures

de guidage différentes :

- un guide optique en homojonction GaAs n^-/n^+ ,
- un guide optique en simple hétérojonction GaAs/GaAlAs sur substrat GaAs semi-isolant.

Nous avons tout d'abord étudié les propriétés de propagation d'une onde lumineuse dans des guides en arête réalisés à partir d'une homojonction GaAs n^-/n^+ , puisque cette structure a été à la base de notre première réalisation technologique. Cette étude nous a conduit à définir les paramètres opto-géométriques qui confèrent à cette structure de guidage un caractère monomode tout en minimisant les pertes en transmission. En effet, l'influence des porteurs libres sur les pertes en transmission, inhérentes aux structures en homojonction, a également été abordée. L'analyse en champ proche, effectuée sur des guides passifs, a d'une part, confirmé le caractère monomode de la propagation et d'autre part, a justifié le choix des paramètres de cette structure. Les mesures d'atténuation du mode fondamental ont révélé des pertes à la propagation importantes. Ce résultat est bien évidemment imputable au substrat n^+ , mais également à la rugosité des parois de l'arête. En effet, les moyens technologiques dont nous disposions, notamment pour la réalisation des guides prévus pour cette caractérisation, ne nous ont pas permis d'obtenir des parois de qualité satisfaisante. L'utilisation du masqueur électronique et de méthodes de gravure mieux adaptées (R.I.E...) devraient permettre de pallier à cet inconvénient. En ce qui concerne le dispositif proprement dit, la comparaison entre les valeurs de gain lorsque le photodétecteur est éclairé par-dessus et par le guide, ainsi que les mesures d'atténuation liée à la présence du matériau photodétecteur ont confirmé la validité du modèle développé dans le troisième chapitre. Ce modèle, fondé sur la résolution des équations de MAXWELL dans le plan complexe pour une structure de guidage quatre couches, nous a permis

d'effectuer une estimation de la fraction d'énergie lumineuse absorbée par le photoconducteur. L'emploi de cette modélisation a mis en évidence l'influence des paramètres opto-géométriques de nos dispositifs sur les propriétés de propagation des modes guidés. Ainsi, nous avons pu mettre en évidence un phénomène quasi-oscillatoire amorti du coefficient d'atténuation du mode guidé lorsque l'épaisseur de la couche absorbante augmente. Nous avons également montré qu'une diminution de l'épaisseur de la couche guidante ou une augmentation du contraste d'indices de réfraction couche guidante - substrat (ou couche d'isolation optique) s'accompagne d'un accroissement de ce coefficient d'atténuation.

Cette prévision a été confirmée de manière très nette par la réalisation de la structure de guidage en simple hétérojonction. En effet, pour ce dispositif une longueur de GaInAs de seulement 120 μm suffit pour détecter la quasi-totalité du signal optique, ainsi que l'ont montré la détermination du gain du photoconducteur et les mesures d'atténuation due à la présence du matériau absorbant. Pour cette structure, les paramètres opto-géométriques ont également été choisis afin d'obtenir une propagation monomode à la longueur d'onde de 1,3 μm et afin de rendre négligeable les pertes par radiation à travers la couche d'isolation optique en GaAlAs. Ces choix sont issus d'une étude effectuée dans le chapitre II, qui a mis en évidence l'influence de l'épaisseur de la couche guidante, de la couche d'isolation optique et de la concentration en aluminium sur les propriétés de propagation de ces structures en simple hétérojonction. Les mesures de pertes à la propagation de guides d'ondes passifs ont donné des valeurs plus faibles que pour leurs homologues en homojonction. Ces résultats mettent en évidence l'intérêt d'utiliser ce type de structure, plutôt que celles en homojonction, afin de minimiser ces pertes. Notons toutefois que ces valeurs restent élevées pour nos structures en simple hétérojonction ; ce résultat est vraisemblablement dû à la rugosité de paroi de l'arête.

Il ressort de notre étude que la structure que nous avons retenue pour réaliser nos dispositifs (photodétecteur intégré sur guide optique) permet, en choisissant judicieusement les paramètres opto-géométriques de la structure, de prélever une partie ou au contraire la totalité du signal optique [1,2]. L'un des résultats importants est qu'il est possible pour ce type de dispositif de détecter la quasi-totalité du mode guidé sur de très courtes longueurs de matériau absorbant (de l'ordre de 100 μm). Ce résultat permet d'envisager l'intégration monolithique compacte de photodétecteurs sur guide optique, qui pourrait, en outre, s'accompagner d'une amélioration des performances des photoconducteurs, mais également des photodiodes [3,4] en régime de hautes fréquences.

Le prolongement de ce travail peut être envisagé de différentes manières :

- l'utilisation d'une couche d'isolation optique en GaAlAs permet de réaliser ces dispositifs sur un substrat semi-isolant ce qui laisse la possibilité d'effectuer une intégration verticale d'un transistor à effet de champ, du guide optique et du photodétecteur. Les masques correspondant à un tel circuit intégré ont été réalisés et sont présentés en annexe,

- l'utilisation du masqueur électronique devrait permettre de réaliser des distances interélectrodes submicroniques et ainsi d'augmenter le produit gain - bande passante des photoconducteurs,

- enfin, pour augmenter encore le contraste d'indice entre les différentes couches, on pourrait envisager l'utilisation de guides diélectriques à base de SiO_2 et de Si_3N_4 pour effectuer l'interconnexion optique entre composants optoélectroniques.

BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION

- [1] : "Monolithic integration of a GaInAs photoconductor with a n^-/n^+ GaAs rib waveguide : a simple design device" : F. MALLECOT ; J.P. VILCOT ; D. DECOSTER ; M. RAZEGHI - ESSDERC 87 - BOLOGNE - ITALIE
- [2] : "Monolithic integration of short length GaInAs photoconductor with GaAs/GaAlAs optical waveguide on GaAs semi-insulating substrate" : F. MALLECOT ; J.F. VINCHANT ; M. RAZEGHI ; D.VANDERMOERE ; J.P. VILCOT and D. DECOSTER - Appl.Phys.Lett. (à paraître)
- [3] : "Monolithic integration of a GaInAs p-i-n photodiode and an optical waveguide : modeling and realization using chloride vapor phase epitaxy" : M. ERMAN ; P. JARRY ; R. GAMONAL ; J.L. GENTNER ; P. STEPHAN and C. GUEDON - J.L.T., vol 6, n° 3 (1988)
- [4] : "Analysis of a p-i-n photodiode with integrated waveguide" M.C. AMANN - Elect.Lett., vol 23, n° 17 (1987)

ANNEXES

ANNEXE I

Puissance minimale détectable pour une tête de réception associant un photoconducteur et un transistor à effet de champ.

Par un calcul détaillé, S.R. FORREST (réf. 45, chapitre I) donne l'expression de la puissance minimale détectable dans le cas d'une telle tête de réception en tenant compte des principales sources de bruit.

Dans son étude, il a supposé que la tension de sortie est de la forme "cosinus surélevé" dont l'expression analytique est :

$$h_s(t) = \frac{\sin\left(\frac{\pi t}{T}\right) \cos\left(\frac{\pi \beta t}{T}\right)}{\frac{\pi t}{T} \left[1 - \left(\frac{2\beta t}{T}\right)^2\right]}$$

et dont la transformée de FOURIER est :

$$\begin{aligned} - H_s(Y) &= 1 && \text{pour } 0 < |Y| < \frac{1 - \beta}{2} \\ - H_s(Y) &= \frac{1}{2} \left[1 - \sin\left(\frac{\pi Y}{\beta} - \frac{\pi}{2\beta}\right) \right] && \text{pour } \frac{1 - \beta}{2} < |Y| < \frac{1 + \beta}{2} \\ - H_s(Y) &= 0 && \text{pour } |Y| > \frac{1 + \beta}{2} \end{aligned}$$

β caractérise la forme du signal en sortie ($0 < \beta < 1$) et Y représente la fréquence normalisée $\frac{\omega T}{2\pi}$ où T est la durée d'un bit.

La réponse du photoconducteur a été décrite par la fonction (sa représentation graphique est donnée dans le chapitre I) :

$$\begin{aligned} - h_e(t) &= 1/\varphi && \text{pour } -\frac{T}{n} < t < \frac{T}{n} \\ - h_e(t) &= \frac{1}{\varphi} \exp\left[-\left(t - \frac{T}{n}\right)/aT\right] && \text{pour } t > \frac{T}{n} \end{aligned}$$

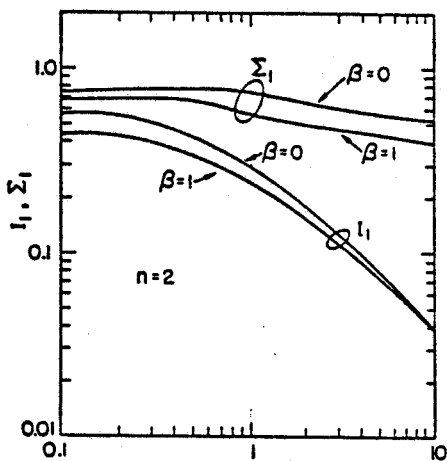


Figure (1)

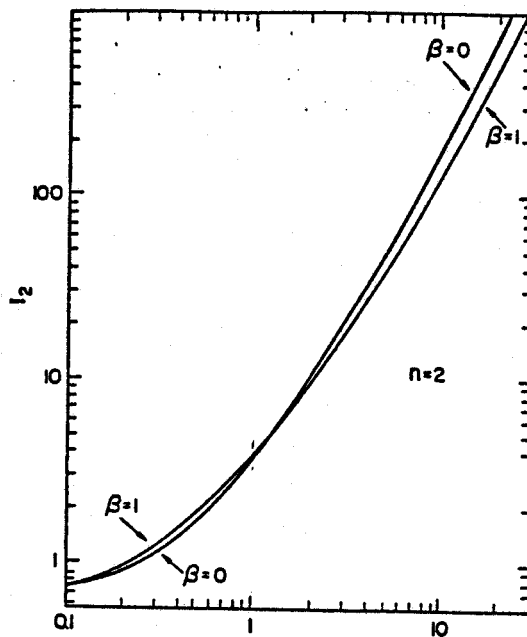


Figure (2)

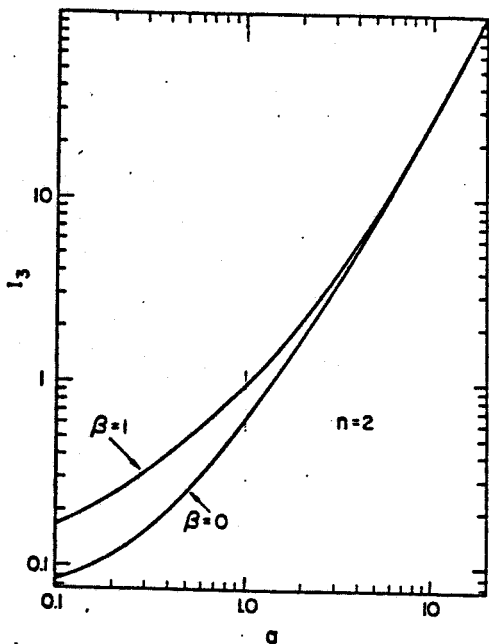


Figure (3)

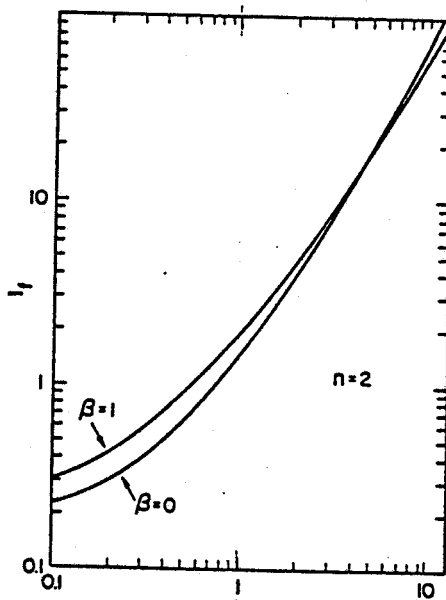


Figure (4)

où $\varphi = \frac{2}{n} + a$ ($n = 2$ pour un code du type NRZ)

$a = \frac{\tau}{T}$ τ est le temps de décroissance

La transformée de FOURIER de $h_e(t)$ a pour expression :

$$H_e(Y) = \frac{1}{\varphi} \left[\frac{\sin(\pi Y)}{\pi Y} + \frac{a \exp(-i \pi Y)}{1 + i(2 \pi Y a)} \right]$$

Les intégrales de transfert I_1 , I_2 , I_3 , I_f et Σ_1 du chapitre I, sont données par les relations :

$$- I_2 = \int_0^{\infty} |H_T(Y)|^2 dY$$

$$- I_f = \int_0^{\infty} |H_T(Y)|^2 Y dY$$

$$- I_3 = \int_0^{\infty} |H_T(Y)|^2 Y^2 dY$$

$$- I_1 = \text{Re} \int_0^{\infty} H_e(Y) [H_T(Y) * H_T(Y)] dY$$

$$- \Sigma_1 = \frac{1}{2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_e(m) [H_e(m) * H_T(m)]$$

$$\text{où } H_T(Y) = \frac{H_s(Y)}{H_e(Y)}$$

Les courbes représentatives de I_1 , I_2 , I_3 , I_f et Σ_1 en fonction de a , avec β comme paramètre, sont tracées sur les figures 1,2,3,4.

A N N E X E II

Dans cette partie nous supposons que les milieux considérés sont électriquement neutres, homogènes, isotropes, non magnétiques. De plus, nous considérons que l'onde guidée n'est ni atténuée, ni amplifiée.

Dans ces conditions les équations de MAXWELL s'écrivent :

$$\begin{aligned} (1) \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & (3) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 \\ (2) \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & (4) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned}$$

Auxquelles il convient d'ajouter les deux équations :

$$\begin{aligned} (5) \quad \vec{D} &= \epsilon \vec{E} = n^2 \epsilon_0 \vec{E} \\ (6) \quad \vec{B} &= \mu_0 \vec{H} \end{aligned}$$

Les équations (1) et (2) deviennent alors :

$$\begin{aligned} (7) \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ (8) \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= n_1^2 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

RESOLUTION DANS LE CAS D'UN PROFIL $n(x)$ QUELCONQUE :

- Cas TE - Les seules composantes non nulles sont E_y , H_x , H_z :

L'égalité (7) permet d'écrire :

$$(9) \quad \vec{\nabla} n (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = - \mu_0 \left(\vec{\nabla} \wedge \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = - n_1^2(x) \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

En utilisant l'égalité vectorielle :

$$(10) \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{V}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \vec{\nabla}^2 \cdot \vec{V}$$

où \vec{V} est un vecteur quelconque, nous obtenons :

$$(11) \vec{\nabla}^2 \vec{E} = N_0 F_0 n_i^2(x) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

En supposant une dépendance temporelle proportionnelle à $e^{i\omega t}$ nous obtenons l'équation de HELMOLTZ :

$$(12) \vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 n_i^2(x) \vec{E} = \vec{0} \text{ avec } k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

De plus, en considérant le milieu infini et invariant suivant l'axe OY ($\partial/\partial y = 0$) et une dépendance spatiale suivant OZ de la forme $e^{-i\beta z}$, où β est la constante de propagation suivant l'axe OZ, nous arrivons à l'équation différentielle suivante :

$$(13) \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [n_i^2(x) k_0^2 - \beta^2] E_y = 0$$

- Cas TM - Les seules composantes non nulles sont H_y , E_x , E_z :

En suivant une démarche identique nous obtenons en partant des équations (1),(2),(5) et (6) :

$$(14) \vec{\nabla}_n \left[\frac{1}{n_i^2(x)} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right] = - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}$$

Les remarques précédentes nous conduisent à mettre H_y sous la forme :

$$(15) H_y(x, z, t) = H_y(x) e^{(\omega t - \beta z)}$$

Nous obtenons ainsi l'équation différentielle :

$$(16) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n_i^2(x)} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right] + \left[k_0^2 - \left(\frac{\beta}{n(x)} \right)^2 \right] H_y = 0$$

Nous pouvons remarquer que si l'indice de réfraction est constant au sein du diélectrique (i), l'équation (16) est tout à fait similaire à l'équation (13).

$$(17) \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + [n_i^2 k_0^2 - \beta^2] H_y = 0$$

A N N E X E III

RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL DANS LE CAS TRANSVERSE MAGNETIQUE TM, EN SUPPOSANT $n_1 > n_2$:

Dans ce cas, la seule composante non nulle du vecteur champ magnétique est $H_y(x,z,t)$. La structure étudiée ayant un indice de réfraction constant dans chacune des couches, l'équation différentielle que doit vérifier le champ magnétique est identique à celle que nous avons étudiée dans le cas TE (voir chapitre II - paragraphe I/2/b). Les solutions peuvent être écrites sous la forme :

$$H_y(x,z,t) = H_y(x) \exp [j (t - z)] \quad (1)$$

Les composantes non nulles E_x et E_z du champ électrique sont obtenues à l'aide des équations de MAXWELL (équation (8), annexe I) et ont pour expression :

$$(2) \quad \begin{cases} E_x(x,z,t) = \frac{\beta}{n_i^2 \omega \epsilon_0} H_y(x,z,t) & i = 1,2,3 \text{ ou } 4 \\ E_z(x,z,t) = \frac{-j}{n_i^2 \omega \epsilon_0} \frac{\partial H_y(x,z,t)}{\partial x} \end{cases}$$

La similitude qui apparaît entre $H_y(x,z,t)$ et $E_y(x,z,t)$ respectivement pour les polarisations TM et TE, nous permet de classer d'ors et déjà les solutions en quatre familles :

- les modes d'air,
- les modes de substrat,
- les grands modes,
- les modes superficiels (profonds si $n_1 > n_2$).

Comme pour le cas TE, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux grands modes et modes superficiels. L'obtention des composantes non nulles des champs magnétique et électrique étant tout à fait similaire au cas précédent, nous nous limiterons à établir les équations caractéristiques des modes.

- EQUATION CARACTERISTIQUE DES GRANDS MODES :

Un raisonnement identique à celui du chapitre II - paragraphe I/2/b, conduit à l'équation caractéristique des grands modes :

$$Ah_1 = \varphi_{14} + \varphi_{123} + m_1 \pi \quad (3)$$

avec - m_1 : entier positif ou nul

$$- \varphi_{14} = \arctg \frac{n_1^2}{n_4^2} \frac{h_4}{h_1} \quad (4)$$

$$- \varphi_{123} = \arctg \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{h_2}{h_1} \operatorname{tg} (\varphi_{23} - Dh_2) \quad (5)$$

$$- \text{où } \varphi_{23} = \arctg \frac{n_2^2}{n_3^2} \frac{h_3}{h_2} \quad (6)$$

qui peut également se mettre sous la forme :

$$Dh_2 = \varphi_{23} + \varphi_{124} + m_2 \pi \quad (7)$$

avec - m_2 : entier positif ou nul

$$- \varphi_{124} = \arctg \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{h_1}{h_2} \operatorname{tg} (\varphi_{14} - Ah_2) + m_2 \pi \quad (8)$$

Comme dans le cas TE, nous pouvons remarquer que pour une structure de guide donnée, il existe une suite discrète et finie de grands modes de propagation, chacun d'eux étant repéré par le couple d'entiers (m_1, m_2) . Le nombre de zéro, m , de la fonction $\operatorname{Hym}_{1,m_2}^{(x)}$ associée à un grand mode (m_1, m_2) suit également les lois énoncées dans le paragraphe I/2/b/1.

- EQUATION CARACTERISTIQUE DES MODES SUPERFICIELS :

Elle s'obtient comme dans le cas TE (chapitre II - paragraphe I/2/b/2) et a pour expression :

$$Ah_1 = \varphi_{14} + \varphi_{123} + m_1 \pi \quad (9)$$

où - m_1 est un entier positif ou nul

$$- \varphi_{14} = \text{arctg} \left(\frac{n_1^2 h_4}{n_4^2 h_1} \right) \quad (10)$$

$$- \varphi_{123} = \text{arctg} \left[\frac{n_1^2 h_2^j}{n_2^2 h_1} \frac{n_2^2 h_3 + n_3^2 h_2^j \text{th}(Dh_2^j)}{n_3^2 h_2^j + n_2^2 h_3 \text{th}(Dh_2^j)} \right] \quad (11)$$

L'équation (9) est également transcendante en x et définit, pour une structure donnée, une suite discrète et finie de modes superficiels, chacun d'eux étant caractérisé par un entier m qui représente le nombre de zéro de la fonction $Hy_{m_1}^{(x)}$. Si n_2 est supérieur à n_1 , nous retrouvons la notion de modes profonds (voir chapitre II - paragraphe I/2/b).

A N N E X E I V

L'équation des grands modes peut se mettre sous la forme (voir chapitre II) :

$$Ah_1 = \varphi_{14} + \varphi_{123} + m_1 \pi$$

$$\text{avec } \varphi_{14} = \text{arctg} (h_4/h_1)$$

$$\varphi_{123} = \text{arctg} \left[\frac{h_2}{h_1} \text{tg}(\varphi_{23} - Dh_2) \right]$$

$$\varphi_{23} = \text{arctg} (h_3/h_2)$$

En utilisant les relations :

$$\text{arctg} (Z) = 1/2 j \text{Ln} \left(\frac{1 + jZ}{1 - jZ} \right) \quad (1)$$

$$\text{Ln} (R e^{j\theta}) = \text{Ln} R + j\theta \quad (2)$$

et écrivant chaque constante de propagation transversale sous la forme :

$$h_i = h'_i + jh''_i \quad i = 1, 2, 3 \text{ et } 4$$

nous obtenons :

$$\begin{aligned} \varphi_{23} - Dh_2 &= 1/2 \text{arctg} \left(\frac{h'_3 + h''_2}{h'_2 - h''_3} \right) + 1/2 \text{arctg} \left(\frac{h'_3 - h''_2}{h'_2 + h''_3} \right) - Dh'_2 \\ &+ j \left[1/4 \text{Ln} \frac{(h'_2 + h''_3)^2 + (h'_3 - h''_2)^2}{(h'_2 - h''_3)^2 + (h'_3 + h''_2)^2} - Dh''_2 \right] = E + jH \end{aligned}$$

en écrivant :

$$\text{tg} (\varphi_{23} - Dh_2) = \text{tg} (E + jH) = \frac{\text{tg}E + j\text{th}H}{1 - \text{tg}E\text{th}H}$$

et en utilisant les relations (1) et (2), nous obtenons après calcul :

$$\begin{aligned} \varphi_{123} = & 1/2 \operatorname{arctg} \left[\frac{h_2' \operatorname{tg} E - h_2'' \operatorname{th} H + h_1'' - h_1' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H}{h_1' + h_1'' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H - (h_2' \operatorname{th} H + h_2'' \operatorname{tg} E)} \right] \\ & + 1/2 \operatorname{arctg} \left[\frac{h_2' \operatorname{tg} E - h_2'' \operatorname{th} H - (h_1'' - h_1' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H)}{h_1' + h_1'' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H + h_2' \operatorname{th} H + h_2'' \operatorname{tg} E} \right] \\ & + 1/4 j \operatorname{Ln} \left[\frac{(h_1' + h_1'' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H + h_2' \operatorname{th} H \operatorname{tg} E)^2 + [h_2' \operatorname{tg} E - h_2'' \operatorname{th} H - (h_1'' - h_1' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H)]^2}{[h_1' + h_1'' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H - (h_2' \operatorname{th} H + h_2'' \operatorname{tg} E)]^2 + (h_2' \operatorname{tg} E - h_2'' \operatorname{th} H + h_1'' - h_1' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H)^2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Soit : } \quad \varphi_{123} = & 1/2 \operatorname{arctg} \left(\frac{T' + S''}{S' - T''} \right) + 1/2 \operatorname{arctg} \left(\frac{T' - S''}{S' + T''} \right) \\ & + 1/4 j \operatorname{Ln} \left[\frac{(S' + T'')^2 + (T' - S'')^2}{(S' - T'')^2 + (T' + S'')^2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } \quad S' &= h_1' + h_1'' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H \\ S'' &= h_1'' - h_1' \operatorname{tg} E \operatorname{th} H \\ T' &= h_2' \operatorname{tg} E - h_2'' \operatorname{th} H \\ T'' &= h_2' \operatorname{th} H + h_2'' \operatorname{tg} E \end{aligned}$$

En mettant φ_{14} sous une forme analogue, nous obtenons le système d'équations caractéristiques du guide d'ondes composé dans le plan complexe :

$$2 A h_1' = \varphi_{14} + \varphi_{14}' + \varphi_{123} + \varphi_{123}' + 2 m_1 \pi$$

$$4 h_1'' = \operatorname{Ln} \left[\frac{[(h_1' + h_4'')^2 + (h_4' - h_1'')^2][(S' + T'')^2 + (T' - S'')^2]}{[(h_1' - h_4'')^2 + (h_4' + h_1'')^2][(S' - T'')^2 + (T' + S'')^2]} \right]$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } \quad \varphi_{14} &= \operatorname{arctg} \left(\frac{h_4' + h_1''}{h_1' - h_4''} \right) & \varphi_{14}' &= \operatorname{arctg} \left(\frac{h_4' - h_1''}{h_1' + h_4''} \right) \\ \varphi_{123} &= \operatorname{arctg} \left(\frac{T' + S''}{S' - T''} \right) & \varphi_{123}' &= \operatorname{arctg} \left(\frac{T' - S''}{S' + T''} \right) \end{aligned}$$

Le système d'équations caractéristiques du guide d'ondes simple, dans le plan complexe, s'obtient en suivant une démarche analogue à partir de son équation caractéristique réelle.

Annexe V -

Afin de déterminer le couple de solutions (β', β'') , vérifiant les équations des modes présentées dans les chapitres II et III, nous avons utilisé la méthode de Newton - Raphson - Cette méthode conduit aux zéros d'un système d'équation en utilisant le procédé itératif suivant: si l'on écrit le système d'équations transcendentes en (β', β'') :

$$(1) \begin{cases} f(x, y) = 0 \\ g(x, y) = 0 \end{cases}$$

avec $x = \beta'$ et $y = \beta''$

et en mettant les solutions sous la forme =

$$x = x_0 + a$$

$$y = y_0 + b$$

il est possible de réécrire le système d'équations (1) de la manière suivante :

$$(2) \begin{cases} f(x,y) = f(x_0, y_0) + a \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x_0, y_0} + b \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{x_0, y_0} = 0 \\ g(x,y) = g(x_0, y_0) + a \frac{\partial g}{\partial x} \Big|_{x_0, y_0} + b \frac{\partial g}{\partial y} \Big|_{x_0, y_0} = 0 \end{cases}$$

La résolution de ce système permet d'accéder aux premiers termes correctifs a_1 et b_1 :

$$a_1 = \frac{g(x_0, y_0) \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{x_0, y_0} - f(x_0, y_0) \frac{\partial g}{\partial y} \Big|_{x_0, y_0}}{D}$$

$$b_1 = \frac{f(x_0, y_0) \frac{\partial g}{\partial x} \Big|_{x_0, y_0} - g(x_0, y_0) \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x_0, y_0}}{D}$$

où D est le déterminant du système d'équations (2)

Ce procédé itératif est alors employé jusqu'à ce que le degré de convergence désiré soit atteint. Notons que l'utilisation de cette méthode revient à calculer l'écart (a_n, b_n) entre le couple (x_n, y_n) injecté dans le système d'équations (2) et le couple (x, y) solution de ce système. Il est donc nécessaire

afin d'obtenir une convergence rapide d'initialiser ce processus avec un couple (x_0, y_0) proche des solutions du système. Dans ce but le couple (x_0, y_0) a été calculé en utilisant l'équation :

$$\arctg |u| = \pi/2 - \arctg (1/|u|)$$

et en utilisant un développement limité de l'équation des modes lorsque kD tend vers l'infini.

