

N° d'ordre : 290

50376
1988
243



50376
1988
243

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Discipline : Physique de la matière et du rayonnement

par

Bruno DELACRESSONNIERE

**MODULATEURS HYPERFREQUENCE POUR LASER
INFRAROUGE A 10,6 μ m
ETUDE ET REALISATION**



Soutenue le 18 Novembre 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

MM.	E.	CONSTANT
	A.	AZEMA
	M.	PAPUCHON
	B.	MACKE
	P.	GLORIEUX
	J.	LEGRAND

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

Les travaux qui ont mené à la rédaction de cette thèse ont été effectués au laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, dirigé par Monsieur MACKE, professeur. Je lui suis profondément reconnaissant de m' avoir accueilli au laboratoire, et d' avoir accepté de juger ce travail.

Messieurs AZEMA et BOTINEAU, de l' Université de Nice, nous ont aidé pour nos "premiers pas" dans le domaine de l' Optique Guidée infrarouge, grâce à leur compétence dans le domaine des guides plans, et par le prêt de divers matériels. Je tiens à les en remercier.

Au même titre, j' exprime ma gratitude envers Messieurs PAPUCHON et DELACOURT, du Laboratoire Central de Recherches Thomson, qui nous ont fourni les éléments qui ont permis de démarrer ce travail.

Messieurs AZEMA et PAPUCHON ont accepté d' être rapporteurs de cette thèse; qu' ils en soient vivement remerciés.

La conception du modulateur massif n' a été rendue possible que grâce à l' aide de Monsieur MAGERL, de l' Université Technique de Vienne, Autriche. Des discussions fructueuses avec Messieurs KENNIS et SEGUINOT, du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, nous ont permis de dériver les principales propriétés des lignes microondes sur semiconducteurs.

Le traitement des semiconducteurs a été effectué à la centrale de Technologie du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, ainsi qu' à l' Université de Valenciennes. J' adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur VAMBREMEERSCH, à l' ensemble de son équipe, et à Madame BRUNEEL.

Les éléments mécaniques ont été réalisés à l' atelier de l' UFR de Physique; que Monsieur MAILLET et l' ensemble des mécaniciens soient remerciés pour la qualité de leur travail ainsi que pour leur diligence.

L' atelier du LSH s' est chargé de la fabrication et de la mise au point de certains appareils électroniques; j' adresse donc mes remerciements à Messieurs TOURNOIS, GERARD, LESECQ et LAPAUW.

Monsieur CONSTANT, professeur, m' a fait l' honneur de présider le jury. Messieurs GLORIEUX, professeur, directeur de thèse, LEGRAND, maître de conférences, ont particulièrement suivi ce travail et ont accepté d' être membres du jury; qu' ils en soient vivement remerciés.

Comment pourrais-je ne pas associer à ces remerciements Messieurs CHEVALIER, BEKKALI, HENNEQUIN, LIZORET et DEROZIER?

J' associe à ces remerciements Monsieur Noël JOSEPHE, Président du Conseil Régional Nord-Pas de Calais, le CNRS et la DRET pour le soutien financier apporté à cette étude.

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
Première partie	
Bases Physiques: l' effet électrooptique dans un cristal	5
I.1. Sources microscopiques d' un effet non-linéaire: l' effet électro optique	5
I.2. Quelques rappels d' optique cristalline	6
I.3. Effet électro-optique	7
I.4. Matériaux	8
Deuxième partie	
Application à la modulation	14
II.1. Principe de la modulation	14
II.2. Les modulateurs de phase	14
II.3. Modulateur d' amplitude	19
II.4. Limitation haute fréquence des modulateurs	23
II.5. Propagation des champs modulants. Calcul des efficacités	26
Troisième partie	
Modulateur massif	30
III.1. Conception du modulateur	30
III.2. Modalités pratiques de réalisation	39
III.2.1. Précision de l' usinage du guide rectangulaire	39
III.2.2. Couplage de l' énergie microonde: utilisation de guides double-ridge	42
III.2.3. Adaptation entre les différents guides	43
III.2.4. Besoins en puissance	46
III.3. Résultats et perspectives du modulateur massif	46
III.3.1. Caractéristiques infrarouge et microonde	46
III.3.2. Efficacité de modulation	47
III.3.3. Utilisation en spectroscopie	51
III.4. Conclusion et commentaires	51
Quatrième partie	
Solution en optique guidée	53
IV.1. Introduction	53

IV.2. Equation aux valeurs propres d' un guide plan dissymétrique	53
IV.2.1. Généralités	53
IV.2.2. Valeurs de ϕ_{10} et ϕ_{12} dans l' équation aux valeurs propres	56
IV.2.2.1. Cas des modes TE	56
IV.2.2.2. Cas des modes TM	58
IV.2.2.3. Commentaires	59
IV.3. Structures guidantes pour modulateur à haute efficacité en AsGa	60
IV.3.1. Choix de la structure de propagation hyper- fréquence	60
IV.3.2. Conséquence de ce choix	62
IV.3.2.1. Technique d' élaboration des guides infrarouges par épitaxie	62
IV.3.2.2. Guides obtenus par amincissement (propriétés générales)	68
IV.4. Couplage à un guide planaire	72
IV.5. Réalisation pratique des guides planaires	78
IV.5.1. Principe	78
IV.5.2. Le choix des wafers	79
IV.5.3. Amincissement des substrats	79
IV.5.4. Mesure	89
IV.5.5. Guide optique et couplage: bilan de puissance	93
IV.6. Vérification des propriétés électro-optiques des guides réalisés	98
IV.6.1. Tests basse fréquence	101
IV.6.2. Essai moyenne fréquence (fréquence: 100 MHz)	103
IV.7. Principaux problèmes posés par la modulation hyper- fréquence	106
IV.7.1. Analyse fréquentielle	106
IV.7.2. Application du champ modulant; accord des vitesses	108
IV.7.3. Efficacité de modulation	115
IV.7.4. Couplage du modulateur à la ligne microonde	117
IV.7.4.1. Adaptation par transformateurs quart d' onde	118
IV.7.4.2. Evaluation théorique des performances de	

la ligne microonde	122
IV.7.5. Essai du modulateur en mode résonnant	127
Conclusion	129
Références	132

INTRODUCTION

Les qualités particulières du laser à dioxyde de carbone, notamment la forte puissance disponible, la cohérence, et une relative facilité de mise en œuvre en font un outil de choix pour la spectroscopie infrarouge, ainsi que pour les télécommunications. Dans ce dernier domaine, l'existence de la fenêtre de transparence atmosphérique pour les longueurs d'onde voisines de 10 microns et la relative insensibilité du rayonnement infrarouge moyen aux conditions ambiantes, rendent son utilisation particulièrement attractive pour les communications avec les satellites, entre les navires, entre installations micro-ondes (antennes radar), ainsi qu' en atmosphère perturbée, par exemple enfumée. De plus, l'apparition de fibres optiques en verre chalcogénure transparent à 10 microns et les récentes recherches menées en matière de verres transparents aux mêmes longueurs d'ondes [1] permettent d'envisager des systèmes complets de télécommunications cohérentes construits autour de lasers à CO_2 ; ces derniers connaissent une évolution technologique tendant à accroître leur fiabilité et à simplifier leur emploi : excitation par décharge RF, tube de gain scellé,... [2]. Toutefois, pour l'une et l'autre des applications, l'obstacle principal réside dans la faible gamme d' accord de ce type de lasers en dehors d'un peigne de raies correspondant aux transitions moléculaires du CO_2 . Dans l'exemple particulier d'un laser guide d'onde scellé, la gamme d' accord de l' émission est de l'ordre de 300 MHz, liée essentiellement à l' élargissement d' origine collisionnelle aux pressions habituelles de travail (100 mm Hg). Deux raies d'émission successives de ce laser étant distantes d'environ 1 cm^{-1} (soit 30 GHz), il ne permet donc d'explorer que 1% du spectre. Pour surmonter ce handicap, on peut faire appel à plusieurs techniques :

-utilisation de diodes lasers: cette approche est intéressante, car l'émission est quasi-continûment accordable, mais présente néanmoins quelques inconvénients, tels la faible puissance disponible, la faible directivité du faisceau. La métrologie malaisée de la fréquence de ce type d'équipements, fondée sur le mélange hétérodyne du faisceau issu de la diode avec celui provenant d'un laser CO_2 verrouillé en fréquence au sommet de l'une de ses raies d'émission [3], semble en limiter l'usage à certains domaines de la spectroscopie très haute résolution (par exemple dans un jet).

-interaction non linéaire du rayonnement infrarouge issu d'un laser à dioxyde de carbone avec une onde hyperfréquence accordable. Ce mélange peut, dans le cadre de la spectroscopie non linéaire, se produire au sein même des molécules étudiées.[4]. Cette approche est limitée aux molécules à fort moment dipolaire et présentant des quasi-coïncidences avec les émissions laser.

- Pour notre part, nous avons choisi d'étudier et de développer des modulateurs en tirant parti de l'effet électro-optique : l'indice optique de certains matériaux varie lorsqu'un champ électrique extérieur leur est appliqué. Cet effet présente l'intérêt de n'être quasiment pas limité en fréquence. Pour des raisons pratiques de disponibilité et de coût des sources et amplificateurs hyperfréquences d'une part, et d'autre part des limites théoriques de la bande passante des modulateurs, nous avons restreint l'étude aux bandes X et Ku (8 à 18 GHz). Cette restriction n'est en fait pas gênante, car l'usage de lasers à N_2O ou à isotopes du CO_2 permet de couvrir d'importants domaines spectraux. Un exemple de couverture quasi-continue du spectre est illustré à la figure 1.

Après avoir présenté l'effet électrooptique, les matériaux utilisables pour la réalisation de modulateurs et décrit les grandes familles de modulateurs d'amplitude et de phase, nous exposerons les limites théoriques de la bande passante de tels modulateurs, de même que la solution retenue pour permettre la modulation haute cadence. Deux approches ont été suivies pour la réalisation pratique:

- l'une repose sur l'usage de cristaux massifs dans lesquels l'onde à moduler se propage librement; cette solution, qui permet de réunir aisément les conditions de modulation rapide, est malheureusement entachée d'un rendement faible.

- l'autre est fondée sur l'utilisation de certaines techniques de l'optique intégrée pour la réalisation d'un modulateur en couche mince. L'efficacité d'un tel dispositif est très supérieure à celle d'un modulateur massif. Nous présentons dans une deuxième partie de ce mémoire les aspects théoriques et pratiques de la réalisation de modulateurs de ce type.

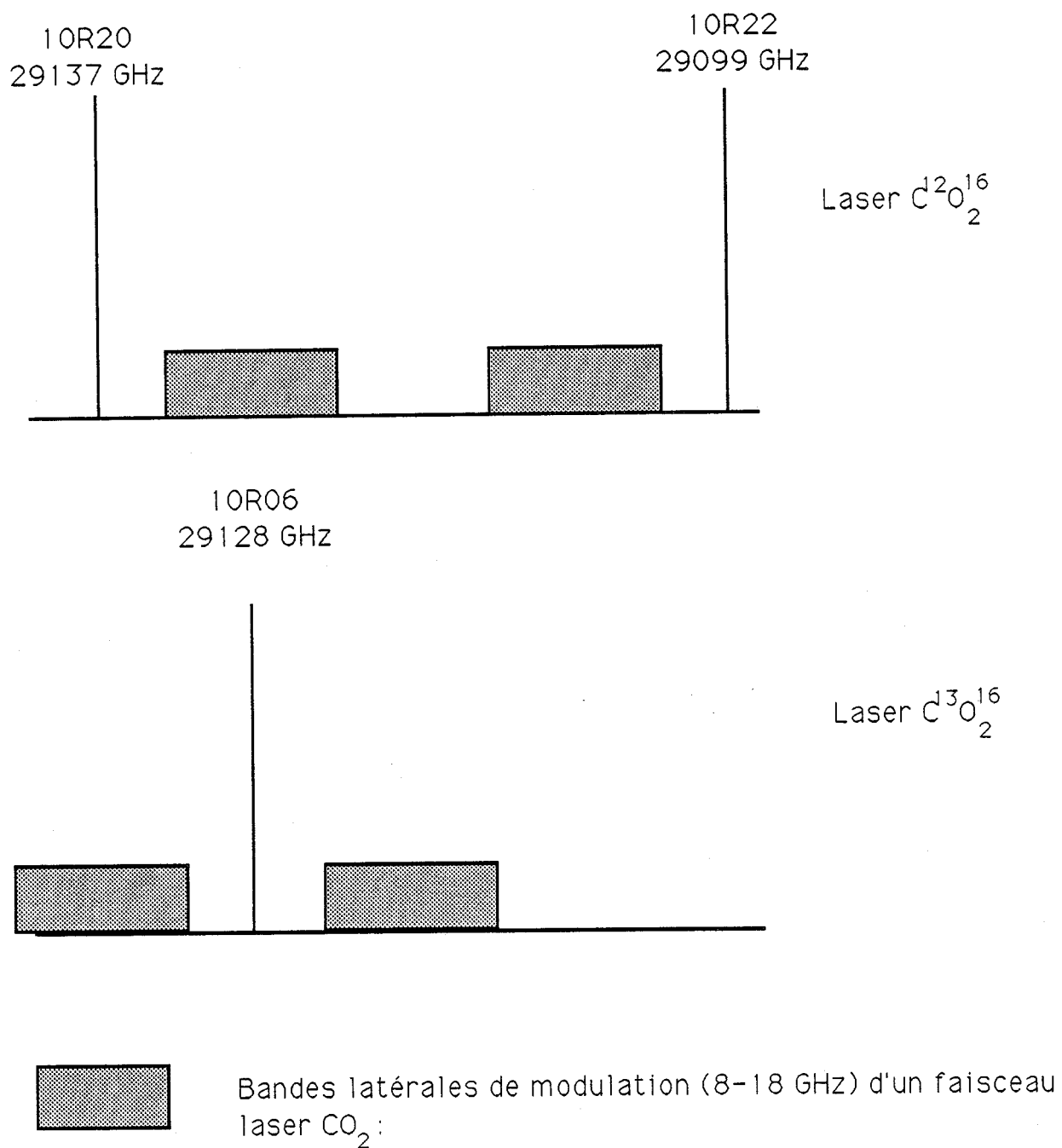


Fig 1: génération d' un spectre quasi continu à partir des émissions de différents isotopes

PREMIERE PARTIE :

BASES PHYSIQUES : l'effet électro-optique dans un cristal

I.1. Sources microscopiques d'un effet non linéaire : l'effet électro-optique.

Lorsqu'un champ électrique externe est appliqué à un monocristal, le milieu est perturbé et certaines symétries sont rompues:

- le réseau cristallin, faiblement ionique, possède une forme propre de potentiel harmonique périodique dans 3 directions; ce potentiel cristallin devient anharmonique par action du champ;

- le nuage électronique est également perturbé par suite du déplacement des orbitales électroniques.

Ces deux effets entraînent, d'un point de vue macroscopique, une modification de la polarisabilité du milieu donc de son indice de réfraction [5].

Le champ induit donc une modification de l'anisotropie d'indice du milieu; des biréfringences induites résultent de l'application du champ extérieur. Ces modifications ne sont pas des modifications "mécaniques" du milieu, et ne souffrent pas "d'inertie", et sont par suite particulièrement bien adaptées à la modulation haute-fréquence. A titre d'illustration, la référence [14] rapporte une expérience de modulation d'un faisceau laser HeNe par le rayonnement issu d'un laser submillimétrique à HCN ($\nu = 964$ GHz) dans un cristal de LiNbO_3 .

Notons également que dans le cas où notre échantillon de matériau est libre, la déformation piézo-électrique qu'il subit est convertie en effet élastooptique, c'est à dire qu'une biréfringence dans l'échantillon est induite par contrainte; l'effet global obtenu résulte est de la superposition de ces deux effets [6,7]. Dans le cas des modulateurs réalisés, les cristaux peuvent toujours

être considérés comme libres car les tolérances mécaniques sont toujours supérieures aux déformations piézoélectriques.

1.2. Quelques rappels d'optique cristalline

Nous nous bornerons ici à rappeler les résultats essentiels concernant la propagation d'une onde optique en milieu cristallin, homogène et linéaire. Dans un tel milieu, l'excitation $\vec{D}$ du champ électrique $\vec{E}$ est liée à celui-ci par une relation tensorielle du type $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, où ϵ est un tenseur de rang 2. On considère que le milieu est sans pertes ohmiques, si bien que la matrice $[\epsilon_{ij}]$ associé à ϵ est réelle. Un argument énergétique [8] prouve que celle-ci est de plus symétrique et ne possède plus que 6 composantes indépendantes. Il existe donc un système d'axes orthonormés direct x, y, z , dits axes principaux du cristal, dans lequel la relation tensorielle précédente s'écrit:

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

On construit alors "l'ellipsoïde des indices" d'équation :

$$\left(\frac{1}{n_1^2}\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_2^2}\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_3^2}\right) z^2 + 2\left(\frac{1}{n_4^2}\right) yz + 2\left(\frac{1}{n_5^2}\right) xz + 2\left(\frac{1}{n_6^2}\right) xy = 1,$$

$$\text{où } n_2^1 = n_{\frac{y}{z}}^x = \sqrt{\epsilon_{\frac{y}{z}}^x}$$

$$\text{et } \frac{1}{n_4^2} = \frac{1}{n_5^2} = \frac{1}{n_6^2} = 0$$

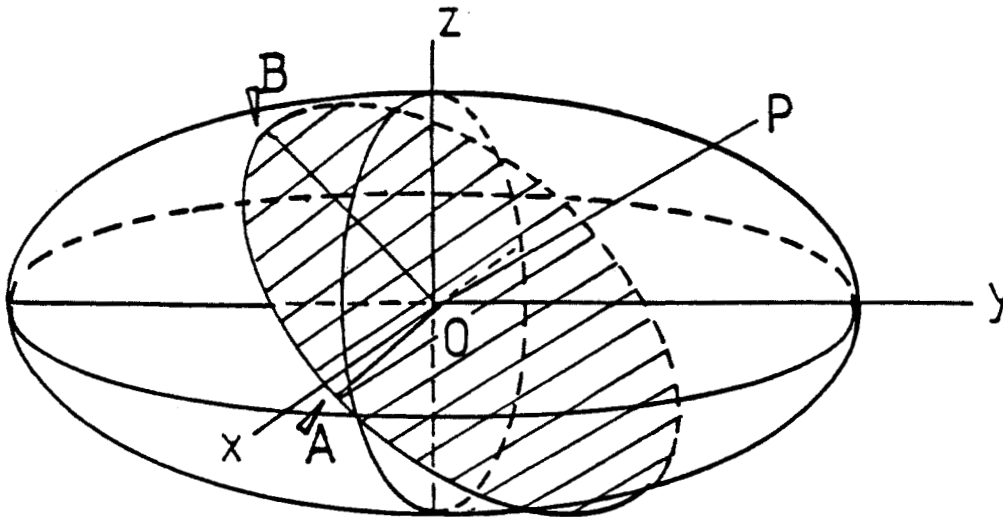


fig. 2: l'ellipsoïde des indices

La principale propriété de cet ellipsoïde est (fig 2) [6] : toute onde se propageant selon l'axe OP peut se décomposer en deux ondes polarisées rectilignement suivant les axes OA et OB, respectivement petit et grand axes de la section de l'ellipsoïde des indices par le plan perpendiculaire à OP passant par l'origine du système d'axes, et se propagent indépendamment, et à des vitesses respectives c/OA et c/OB , où OA et OB sont les indices des deux ondes.

1.3. Effet électro-optique

En présence d'un champ électrique extérieur appliqué $\vec{E}$, la relation $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ devient dépendante de $\vec{E}$ car par suite de l'effet électro-optique la polarisation $\vec{P}$ du milieu dépend de $\vec{E}$. Au premier ordre par rapport à $\vec{E}$, la variation de ϵ s'écrit :

$\Delta(1/\epsilon) = K \vec{E}$, où K possède un caractère tensoriel de rang 3. L'effet électrooptique au premier ordre est aussi appelé "effet Pockels". K devrait

avoir 27 composantes indépendantes ; toutefois, ϵ (et donc $\Delta(1/\epsilon)$) étant symétriques, il n'existe en fait dans le cas le plus général que 18 composantes indépendantes.

Dans le même système d'axes principaux que précédemment, l'équation de l'ellipsoïde des indices est modifiée et devient:

$$\frac{1}{n_1'^2} x^2 + \frac{1}{n_2'^2} y^2 + \frac{1}{n_3'^2} z^2 + \frac{1}{n_4'^2} yz + \frac{1}{n_5'^2} xz + \frac{1}{n_6'^2} xy = 1$$

avec:

$$\left[\Delta \frac{1}{n_i'^2} \right]_{i=1,6} = \left(\frac{1}{n_i'^2} \right) - \left(\frac{1}{n_i^2} \right) = [r_{ij}]_{i=1,6, j=1,3} [\epsilon_j]_{j=1,3}$$

$[r_{ij}]$ est appelée "matrice électrooptique".

En présence d'un champ électrique appliqué, il existe de nouveaux axes principaux, et donc de nouvelles valeurs des indices selon ces directions propres. Un matériau électrooptique isotrope en l'absence de champ appliqué devient généralement anisotrope. On conçoit qu' on pourra à l'aide de $\vec{E}$ modifier la vitesse de propagation et par conséquent la phase d'une onde optique se propageant dans un tel matériau. C'est l' idée de base exploitée pour réaliser nos modulateurs.

1.4 Matériaux

Le matériau choisi pour réaliser un modulateur électro-optique ultrarapide infrarouge doit cumuler un certain nombre de propriétés:

- bonne transparence dans le domaine de l'infrarouge moyen

-effet électrooptique notable

-qualité mécanique permettant le polissage optique

-permittivité diélectrique micro-onde et indice infrarouge variant dans une gamme permettant un accord de vitesse de phase (ce dernier point capital sera discuté dans la section traitant de la modulation micro-onde).

Les candidats à la fabrication de composants infrarouges à $10\text{ }\mu\text{m}$ sont le ZnSe, l'AsGa, le CdTe et le Ge. Toutefois ce dernier possède une structure cristalline centrosymétrique et ne présente pas d'effet Pockels. La nécessité de lignes privilégiées impose l'usage de monocristaux de l'un des trois autres matériaux. Le tableau (fig 3) présente les caractéristiques comparées de ceux-ci [11,12,54].

Nature	Indice IR	Absorption à $10,6\text{ }\mu\text{m}$ (cm^{-1})	Coeffi- cient r_{41} (m/V)	ϵ_r microonde
AsGa	3,27	0,01	$1,2\text{ }10^{-12}$	12,53
CdTe	2,64	0,0018	$6,8\text{ }10^{-12}$	10,00
ZnSe	2,39	0,005	$22\text{ }10^{-12}$	8,9

Fig. 3: caractéristiques comparées de l' AsGa, du CdTe et du ZnSe; pour tous ces matériaux, r_{41} est le seul élément non nul de la matrice électrooptique.

S'il est théoriquement possible de réaliser un modulateur en ZnSe, des monocristaux de dimensions suffisantes pour une bonne efficacité de modulation ne sont pas de fabrication courante. L'efficacité électrooptique plaiderait en faveur de l'utilisation systématique du CdTe; néanmoins des raisons de coût et de disponibilité en ont limité l'usage: si au cours de cette étude des modulateurs massifs en CdTe et en AsGa ont été réalisés et testés, les prototypes de guides électrooptiques n'ont été élaborés qu'à partir de galettes d'AsGa amincies, la très grande friabilité du CdTe ne permettant pas l'obtention de guides par amincissement. D'un point de vue micro-onde, les matériaux (ZnSe, CdTe, AsGa) paraissent propres à la réalisation de structures de propagations [13, 19, 54] (guides chargés ou lignes à microruban) sous réserve que les dopages résiduels soient suffisamment faibles pour permettre une propagation sans pertes ohmiques.

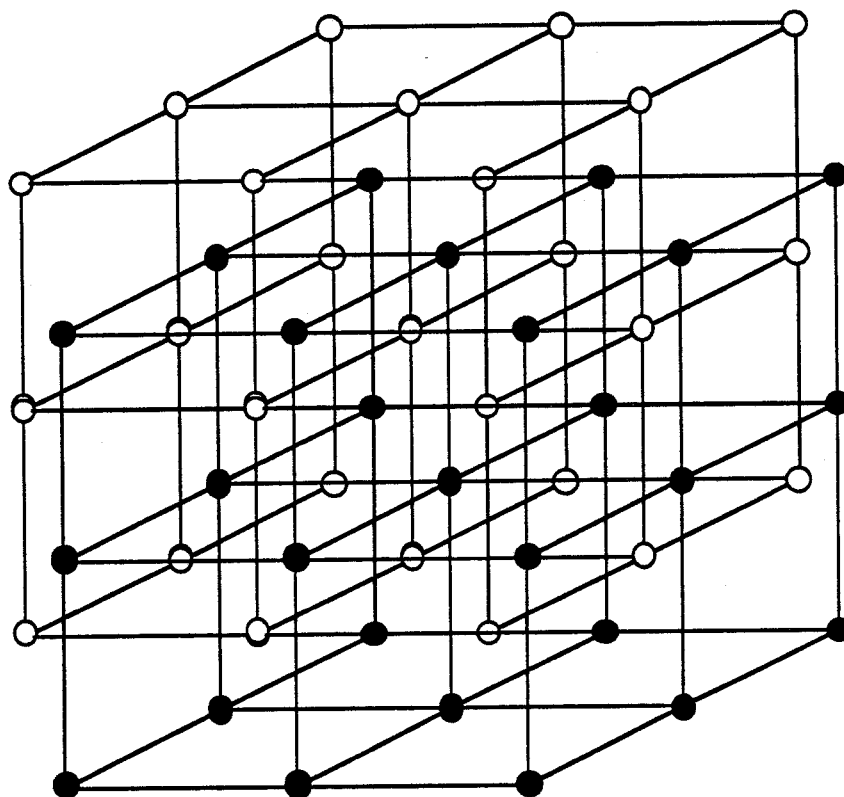


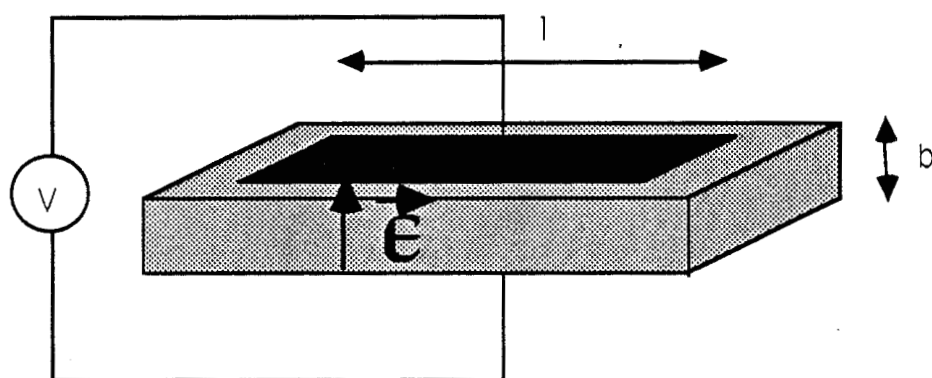
Fig. 4 : Structure cristalline de l'AsGa et du CdTe

Les matériaux présentés précédemment sont tous de type Zinc Blende et appartiennent au groupe de symétrie $\bar{4}3m$. (fig 4) Pour les éléments de celui-ci, par considération de symétrie, on peut écrire la matrice électrooptique $[r_{ij}]$ sous la forme:

$$[r_{ij}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix}$$

en se plaçant dans la base des directions cristallines $[001]$, $[100]$, $[010]$ [9]. On retrouve qu'en l'absence de champ extérieur appliqué, ces cristaux sont évidemment isotropes.

Les descriptifs étudiés et décrits dans ce mémoire imposent la coexistence d'une micro-onde et d'une onde infrarouge sur une longueur suffisante; le champ électrique modulant doit être polarisé perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde infrarouge, ce qui exclut une structure de modulateur longitudinale, à moins de se satisfaire d'une efficacité très faible, et nous ne nous intéresserons donc qu'aux modulateurs transverses.(fig. 5)



$$E = V / b$$

Fig 5 : Modulateur électrooptique transverse

Le champ modulant est perpendiculaire à la direction de propagation.

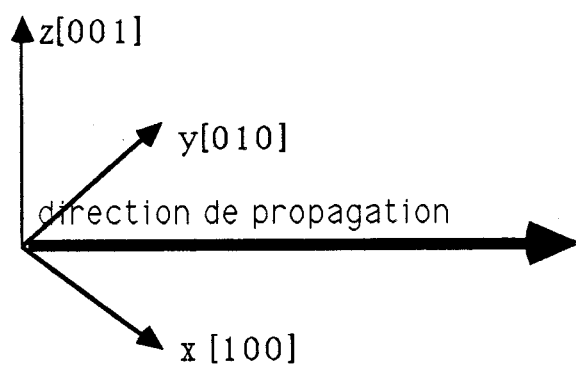
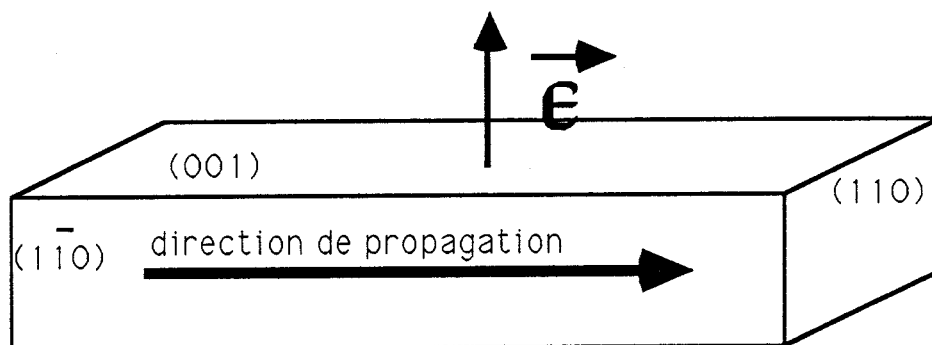
DEUXIEME PARTIE :**Application à la modulation***II.1. Principe de la modulation*

Certaines composantes des champs des ondes optiques se propageant dans le cristal peuvent être modulées en phase. Par superposition de celles-ci et d'une voie de référence non modulée (ou encore, en superposant deux ondes modulées en phase, avec des taux de modulation opposés), on obtient un modulateur d'amplitude; c'est le principe général des modulateurs fondés notamment sur un interféromètre de Mach-Zehnder, intégré ou non, du type du modulateur COBRA [62]. Dans les prochains paragraphes nous rappelons les idées de base des modulateurs d'amplitude et de phase, tels que les décrit Yariv [9].

II.2. Les modulateurs de phase

La coupe du cristal est celle représentée par la figure 6: le champ modulant est appliqué selon la direction [001]; la forme de la matrice électrooptique montre qu'il n'y a pas d'effet sur les ondes se propageant selon [010] et [001].

Fig 6 : Schéma de base d'un modulateur de phase



x et y appartiennent au plan horizontal et se trouvent à 45° de l'axe de propagation

Le champ modulant $\vec{E}$ est parallèle à la direction $[001]$, et la «lumière» infrarouge se propage selon la direction $[110]$. Dans le repère défini

par la figure 6, le champ transverse modulant $\vec{\epsilon}$ est de la forme $\begin{pmatrix} \epsilon \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$;

l'ellipsoïde des indices a pour équation

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}xy\epsilon = 1$$

où n_0 est l'indice du matériau en l'absence de champ extérieur modulant.

En cherchant les axes principaux de cet ellipsoïde, ou ceux du tenseur des permittivités perturbé par l'application de $\vec{\epsilon}$, on obtient les nouvelles «lignes neutres», c'est-à-dire les directions D_1 , D_2 et D_3 telles que toute onde se propageant dans le cristal selon D_1 se décompose en deux ondes polarisées respectivement selon D_2 et D_3 qui se propagent indépendamment et à des vitesses propres. En prenant comme nouveaux vecteurs de base

$$\begin{aligned} \vec{i}' &= \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{i} + \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{j} \\ \vec{j}' &= \frac{-1}{\sqrt{2}}\vec{i} + \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{j} \end{aligned}$$

Les axes x' et y' se déduisent des axes x et y par rotation de 45° autour de l'axe z (fig 7), et correspondent respectivement aux directions cristallographiques $[110]$ et $[-110]$.

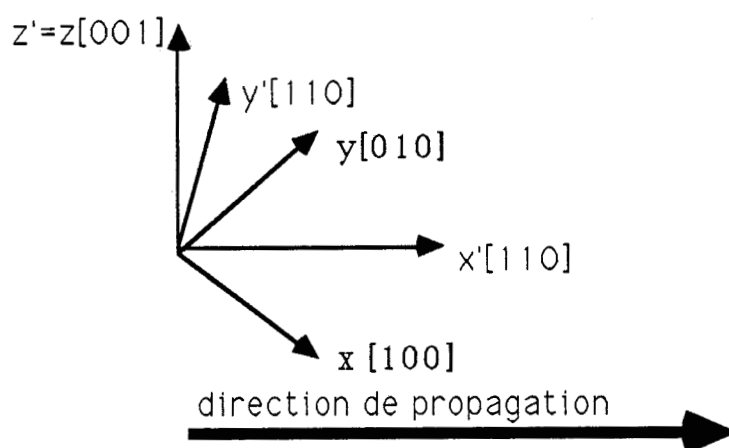


Fig 7 : Nouveaux axes neutres en présence de champ modulant dans un modulateur de phase

Dans la nouvelle base, l'équation de l'ellipsoïde devient :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41}\epsilon \right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41}\epsilon \right) y'^2 + \frac{z'^2}{n_0^2} = 1$$

On peut alors poser :

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{41}\epsilon$$

$$\frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{41}\epsilon$$

$$\frac{1}{n_{z'}^2} = \frac{1}{n_0^2}$$

r_{41} est en général petit (de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-11} SI), et , pour les champs réalisables, $r_{41}\epsilon$ peut en général être considéré comme une perturbation de $\frac{1}{n_0^2}$.

On peut écrire $n_{x'} = n_0 + \Delta n$ et $n_{y'} = n_0 - \Delta n$, où

$$\Delta n = - \frac{n_0^3}{2} \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right) = - \frac{n_0^3}{2} r_{41} \epsilon$$

Les indices perturbés sont alors :

$$\begin{aligned} n_{x'} &\approx n_0 - n_0^3 r_{41} \epsilon \\ n_{y'} &\approx n_0 + n_0^3 r_{41} \epsilon \\ n_{z'} &= n_0 \end{aligned}$$

Seules les ondes infrarouges dont le champ électrique possède une composante selon x' ou y' seront donc affectées, les composantes selon z ou z' n'étant pas affectées par effet électro-optique, car $n_{z'}$ est indépendant de ϵ ; on pourra à ce sujet consulter le tableau récapitulatif dressé par Namba [10]; en choisissant x' comme direction de propagation, seules les composantes polarisées selon y' voient leur phase modulée par application d'un champ suivant z .

Le déphasage Γ obtenu entre les deux composantes de l'onde selon z' et y' , après traversée du cristal, est :

$$\Gamma = \omega_{\text{IRC}} \frac{1}{\lambda_{\text{vide}}} (n_{z'} - n_{y'}) = \frac{\pi l}{\lambda_{\text{vide}}} n_0^3 r_{41} \epsilon$$

où l est la longueur du cristal, λ_{vide} et ω_{IR} sont respectivement la longueur d'onde dans le vide et la pulsation de l'onde infrarouge. Si V est la tension transverse appliquée au cristal, b l'épaisseur de celui-ci, $\epsilon = V/b$ et on définit V_π comme étant la tension qui donne $\Gamma = \pi$.

$$V_\pi = \frac{\lambda_{\text{vide}} b}{n_0^3 r_{41} l} \quad \text{peut être considéré comme une mesure}$$

du facteur de mérite du modulateur.

Ce dispositif permet de constituer un modulateur d'amplitude en attaquant le cristal avec une onde polarisée à 45° de y' et z' : la composante selon y' est déphasée par effet électrooptique alors que celle polarisée selon z' ne l'est pas. Dans le paragraphe suivant, nous décrivons une autre disposition des axes qui permet de superposer deux composantes subissant des rotations de phase d'origine électro-optique opposées: le modulateur d'amplitude ainsi constitué possède un $V\pi$ deux fois plus faible que ce dernier.

II.3. Modulateur d'amplitude

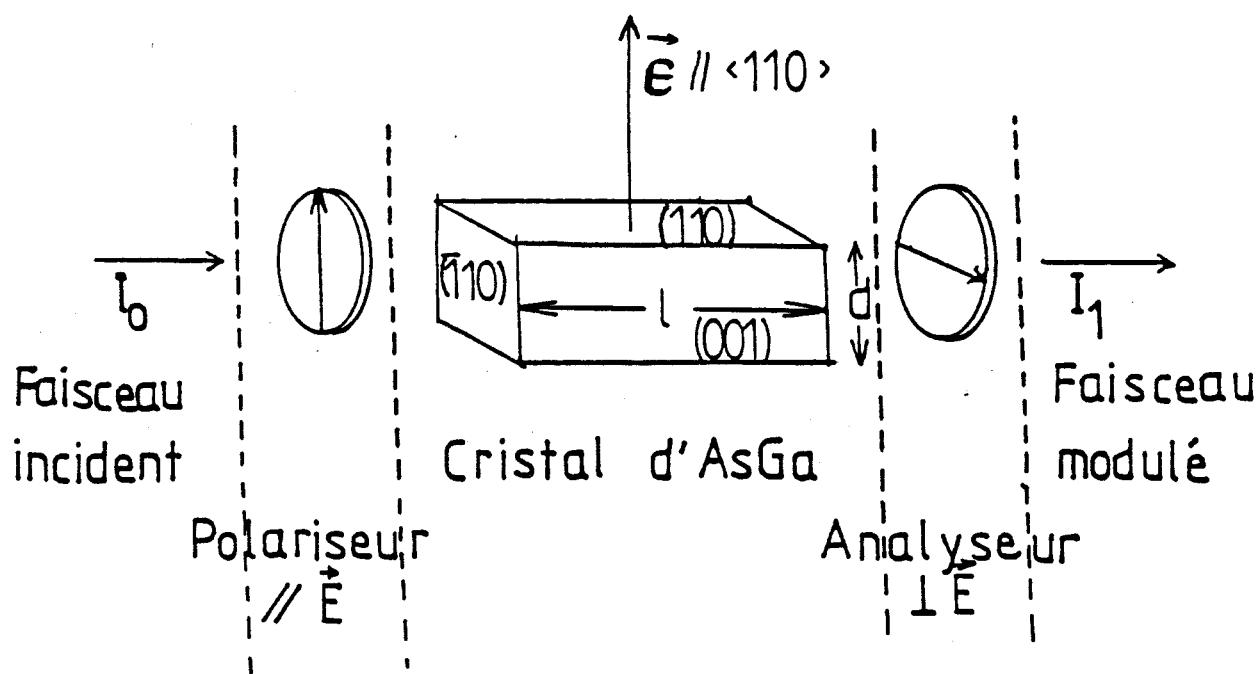


Fig 8: schéma général d' un modulateur d' amplitude

Cet objectif suggère le schéma classique d'un modulateur d'amplitude, représenté par la figure 8: le cristal électroptique est placé entre polariseurs croisés. Dans la perspective de la figure 8, la figure 9 montre la disposition des axes cristallographiques:

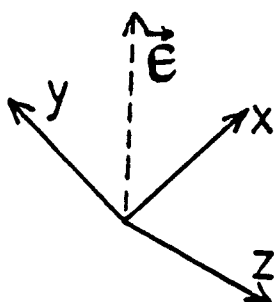
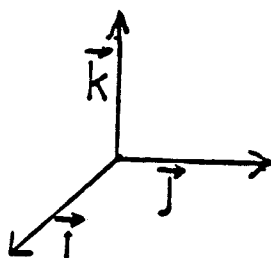


Fig 9: disposition des axes

Les axes x et y sont contenus dans le plan de la feuille de papier, l'axe z leur étant perpendiculaire.

Compte tenu de la coupe du cristal, le champ électrique modulant s'écrit $\vec{E} = \frac{\epsilon}{\sqrt{2}}(\vec{i} + \vec{j})$, où ϵ est l'amplitude du champ et $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ sont les vecteurs de base du réseau cristallin. En présence du champ modulant, et pour les mêmes conventions d'orientation du champ $\vec{E}$, l'ellipsoïde des indices a pour équation:

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + \sqrt{2}r_{41}\epsilon (xz + yz) = 1$$

Dans le système d'axes $Ox'y'z'$, de vecteurs de base $\vec{i}', \vec{j}'$ et $\vec{k}'$, définis par:

$$\begin{bmatrix} \vec{i}' \\ \vec{j}' \\ \vec{k}' \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & 1 & -\sqrt{2} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{i} \\ \vec{j} \\ \vec{k} \end{bmatrix}$$

l'ellipsoïde des indices a pour équation

$$x'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41} \epsilon \right) + y'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41} \epsilon \right) + \frac{z'^2}{n_0^2} = 1$$

La quadrique est ainsi ramenée à ses axes principaux ; toute onde se propageant selon la direction z' peut se décomposer en la somme d'une onde polarisée selon x' , et d'une onde polarisée selon y' ; les indices correspondants $n_{x'}$ et $n_{y'}$, peuvent, comme précédemment, si $r_{41} \epsilon \ll 1$, être écrits:

$$n_{x'} \approx n_0 + n_0^3 r_{41} \epsilon$$

$$n_{y'} \approx n_0 - n_0^3 r_{41} \epsilon$$

Le déphasage obtenu en sortie du cristal est, avec les mêmes conventions que précédemment,

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda_{\text{vide}}} n_0^3 r_{41} \epsilon \quad \text{ou} \quad V_\pi = \frac{\lambda_{\text{vide}} b}{2n_0^3 r_{41} l}$$

Pour utiliser ce modulateur d'amplitude, il convient que l'infrarouge pénétrant dans le cristal soit polarisé rectilignement à 45° des axes x et y du cristal ; $\vec{E}(0)$, vecteur champ électrique de l'onde infrarouge est de la forme

$$\vec{E}(0) = \frac{E_i}{\sqrt{2}} (\vec{i} + \vec{j})$$

E_i est la valeur crête du champ associé à l'onde infrarouge.

A l'entrée du cristal, la composante de $\vec{E}(0)$ selon x' est donnée par

$$E_{x'}(0) = \vec{E}(0) \cdot \vec{i}' = \frac{E_i}{\sqrt{2}}$$

de même la composante de $\vec{E}(0)$ selon y' est donnée par

$$E_{y'}(0) = \vec{E}(0) \cdot \vec{j'} = \frac{E_i}{\sqrt{2}}$$

Après traversée du cristal de longueur l , la composante du champ infrarouge selon y' a subi par rapport à la composante selon x' un retard Γ , double de la valeur mentionnée dans le cas d'un modulateur de phase. A un facteur de phase près, le champ infrarouge émergent du modulateur est de la forme :

$$\vec{E}(l) = \frac{E_i}{\sqrt{2}} (\vec{i'} + e^{-i\Gamma} \vec{j'})$$

Le polariseur placé en sortie du barreau ne sélectionne que la composante de $\vec{E}(l)$ qui est parallèle à $\vec{k}$.

Cette composante a pour valeur :

$$E_o = \vec{E}(l) \cdot \vec{k} = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} - \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i\Gamma} \right)$$

l'intensité I_o du faisceau émergent de l'ensemble modulateur-polariseur est proportionnelle à

$$E_o \cdot E_o^* = \frac{E_i^2}{2} (1 - \cos \Gamma) = E_i^2 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}$$

En résumé : $\frac{I_o}{I_i} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2}$ où $\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda_{\text{vide}}} n_{0r41}^3 \epsilon$

I_1 représente l'intensité du faisceau à l'entrée du modulateur ($I_1 \sim E_1^2$)

Si le champ modulant est sinusoïdal, de pulsation ω , Γ dépend du temps et peut s'écrire dans le cas d'une faible modulation:

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda_{\text{vide}}} n_{0r41}^3 \epsilon_{\text{MAX}} \sin \omega t = \Gamma_{\text{MAX}} \sin \omega t \quad \text{et}$$

$$\left| \frac{E_o}{E_i} \right| = \frac{\Gamma_{\text{MAX}}}{2} \sin \omega t$$

On fait alors théoriquement une modulation «sans porteuse» du faisceau infrarouge. En pratique, l'imperfection des polariseurs et la faible biréfringence résiduelle du cristal modulateur font qu'il reste toujours après le polariseur de sortie, une fraction de l'onde infrarouge porteuse.

II.4. Limitation Haute Fréquence des modulateurs

Dans les évaluations précédentes du déphasage électrooptique Γ on a admis que le matériau présentait une anisotropie bien déterminée au cours de la propagation de l'onde infrarouge; ceci n'est en fait correct que si le temps de transit $\tau = \frac{nl}{c}$ de l'onde infrarouge à travers le cristal reste très inférieur à la période du champ modulant [9]. Dès que cette condition n'est plus réalisée, un front d'onde parcourant le barreau «voit» une anisotropie variable et le déphasage électro-optique s'exprime alors en fonction de la valeur moyenne de cette anisotropie pendant la durée τ , c'est à dire de la valeur moyenne du champ modulant. A chaque fréquence f de modulation est associée une longueur maximale du cristal:

$$l_{\text{MAX}} = \frac{c}{2nf}$$

Réciproquement, à toute longueur de cristal est associée une fréquence maximale de modulation au delà de laquelle le déphasage décroît à module de champ appliqué constant. La figure 10 présente la situation limite où $\tau = 1/f$.

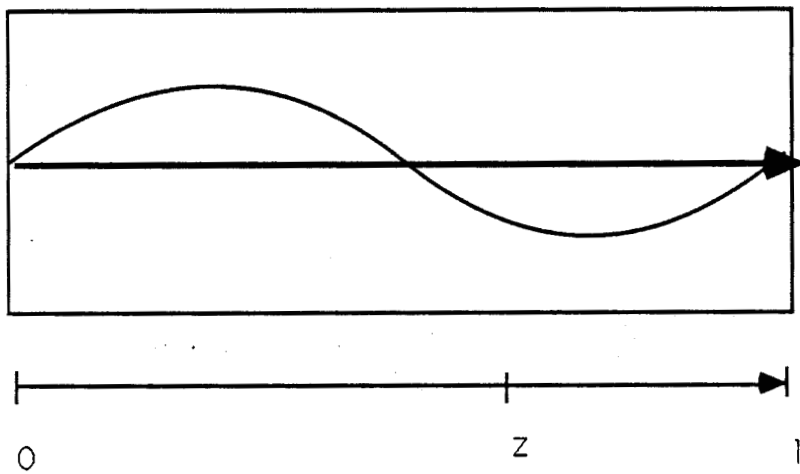
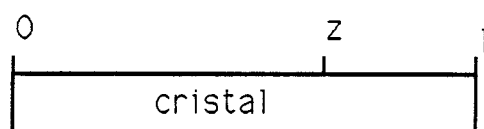


Fig 10 : le signal de modulation ne se propage pas; il n'y a plus de construction de bande latérale dès que la période de ce signal devient égal au temps de transit nl/c

Quel que soit le dispositif utilisé, le retard de phase Γ est proportionnel à l' amplitude du champ électrique appliqué et à la longueur du cristal, et l' on peut poser $\Gamma = \alpha \epsilon l$. Supposons qu'à un instant donné t , un front d'onde infrarouge atteigne l' extrémité du cristal (figure 11), en l'abscisse $z = l$.



z est l'abscisse courante dans le cristal

Fig 11 notations pour l'étude des limites de bande passante

On supposera également que le champ modulant est uniforme, c' est à dire qu'il ne dépend pas de z . Soit t' , la date de passage du front d'onde au point d'abscisse z :

$$t' = t - \frac{n(1-z)}{c}$$

$t - \tau < t' < t$, où τ est le temps de transit défini précédemment .

A l'instant t , le déphasage global d' origine électroptique subi par l'onde infrarouge résulte des déphasages accumulés tout au long de la propagation; il est de la forme :

$$\Gamma(t) = \alpha \int_0^1 \mathbf{E}(z) dz = \alpha \int_0^1 \mathbf{E}(t'(z)) dz = \frac{\alpha c}{n} \int_{t-\tau}^t \mathbf{E}(t') dt'$$

$\mathbf{E}(z)$ désignant le champ électrique modulant **à la date** où le front d'onde était en z

Si l' on considère une variation temporelle sinusoïdale de $\mathbf{E}$, on a :

$$\mathbf{E}(t') = \mathbf{E}_m e^{j\omega_m t'}$$

donc
$$\Gamma(t) = \Gamma_0 \left(\frac{1 - e^{-j\omega_m \tau}}{j\omega_m \tau} \right) e^{j\omega_m t}$$

avec
$$\Gamma_0 = \frac{\alpha c}{n} \tau \mathbf{E}_m = \alpha l \mathbf{E}_m$$

Le caractère fini du temps de transit de l'onde dans le modulateur entraîne une perte d'efficacité de la modulation car Γ est toujours majoré par Γ_0 . Il existe des pulsations $\omega_m = 2\pi n/\tau$ pour lesquelles ce déphasage électrooptique est nul.

11.5. Propagation du champ modulant. Calcul des efficacités.

Pour éviter la perte d'efficacité discutée ci-dessus, il faut réaliser un dispositif à onde modulante progressive. Dans ces conditions, si les deux ondes infrarouge et modulante se propagent à la même vitesse, la première voit un champ modulant constant, et le processus destructif discuté en II-4 disparaît; comme l'accord exact des vitesses n'est pas toujours possible, nous nous proposons d'évaluer la perte d'efficacité due à l'écart de ces vitesses.

Pour étudier l'influence de celui-ci, il suffit de découper le cristal en tranches de longueur suffisamment faible pour pouvoir considérer qu'à un instant t donné, le champ électrique est constant sur l'ensemble de la tranche. Si un front d'onde entre dans le cristal à $z = 0$ à l'instant t , il se trouve à l'instant t' à :

$$z(t') = \frac{c}{n}(t' - t)$$

t' désigne comme précédemment la date de passage en z . Si l'on somme sur l'ensemble des tranches, on obtient :

$$\Gamma(t) = \frac{\alpha c}{n} \int_t^{t+\tau} \epsilon(t', z(t')) dt'$$

Pour une évolution spatiotemporelle sinusoïdale de ϵ , de la forme:

$$\epsilon(t', z) = \epsilon_m e^{j(\omega_m t' - \beta_m z)}$$

ou encore
$$\epsilon(t', z(t')) = \epsilon_m e^{j(\omega_m t' - \beta_m \frac{c}{n}(t - t'))}$$

Tout se passe comme si le temps de transit τ était remplacé par un temps de transit effectif $\tau' = \tau (1 - c/nv_m)$, soit:

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 e^{j\omega_m t} \left[\frac{e^{j\omega_m \tau (1 - c/nv_m)} - 1}{j\omega_m \tau (1 - c/nv_m)} \right]$$

où $v_m = \omega_m / \beta_m$ représente la vitesse de phase de l'onde modulante.

Dans le cas d'une modulation d'amplitude telle que définie précédemment, le rapport de la puissance émergente dépolarisée à la puissance incidente est:

$$\frac{I_o}{I_i} \# \frac{P_{SB}}{P_C} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \# \frac{\Gamma^2}{4}$$

P_{SB} est la puissance portée par les bandes latérales de modulation, P_C la puissance de la porteuse, peu différente de la puissance incidente dans l'hypothèse d'un faible taux de modulation.

Dans le cas d'une modulation de phase, le champ modulé peut être développé en fonctions de Bessel, sous la forme :

$$E = E_i \left[J_0(\Gamma_0) \sin(\omega_{ir} t + \phi) + J_1(\Gamma_0) [\cos(\omega_{ir} \pm \omega_m) t + \phi] + \dots \right]$$

ω_{IR} est la pulsation de l'onde infrarouge porteuse

ω_m est la pulsation de l'onde modulante

ϕ est la phase de la porteuse

E_i l'amplitude de la porteuse

Si on se limite aux premières bandes latérales (en $J_1(\Gamma)$) et si $\Gamma \ll 1$,

$J_0(\Gamma) \approx 1$ et $J_1(\Gamma) \approx \Gamma/2$; on retrouve que la puissance portée par chaque bande latérale à la puissance de la porteuse est:

$$\frac{P_{SB}}{P_C} = \frac{\Gamma^2}{4}$$

Dans tous les cas, la limitation de fréquence due en temps de transit est traduite par une modulation du rapport :

$$\begin{aligned} \frac{P_{SB}}{P_C} &= \frac{\Gamma_0^2}{4} \left[\frac{\sin \frac{\omega_m \tau}{2} \left(1 - \frac{c}{nv_m} \right)}{\frac{\omega_m \tau}{2} \left(1 - \frac{c}{nv_m} \right)} \right]^2 \\ &= \frac{\Gamma_0^2}{4} \text{sinc}^2 \left[\frac{\omega_m \tau}{2} \left(\frac{1}{v_{ir}} - \frac{1}{v_m} \right) \right] \end{aligned}$$

où $v_{ir} = c/n$ représente la célérité de l'onde infrarouge dans le milieu; la bande passante du modulateur à -3 dB est donnée par la valeur 1/2 prise par le facteur en sinc^2 . (sinc désigne la fonction sinus cardinal)

La partie en sinc^2 est maximale si $v_{ir} = v_m$, et vaut alors 1. On retrouve que la meilleure efficacité théorique est bien entendu obtenue lorsque les vitesses de phase des ondes modulante et modulée sont les mêmes. Pour réaliser l'accord des vitesses de phase, on peut difficilement modifier v_{ir} qui est fonction du matériau, et, si l'onde infrarouge est guidée, est aussi fonction du mode de propagation; en revanche, on peut agir sur v_m par guidage. Toutefois, à l'exception de certains guides peu dispersifs comme les guides rectangulaires loin de la coupure, ou, dans certaines approximations, les lignes à ruban, la vitesse de phase du champ modulant varie avec la fréquence. Ceci conduit à une nouvelle altération de l'efficacité car l'accord des vitesses de phase ne peut être obtenu exactement que pour une seule fréquence. En pratique, du point de vue du champ modulant, le modulateur est une ligne de

transmission terminée sur une charge adaptée susceptible de dissiper la puissance modulante sur toute la gamme utile. On cherchera à effectuer l'accord des vitesses de phase au centre de la gamme et à réaliser une structure peu dispersive. Ces points seront étudiés en détail pour la réalisation pratique présentée dans la prochaine partie.

TROISIEME PARTIE :**Modulateur massif**

Pour une efficacité optimale du modulateur haute fréquence, nous avons présenté précédemment les conditions à remplir:

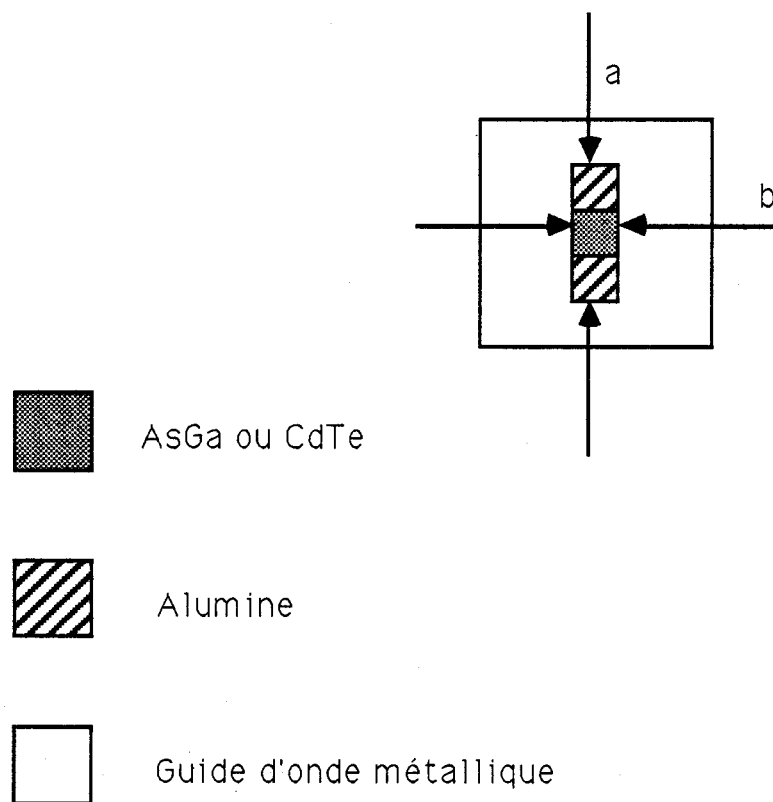
- sur les matériaux
- sur la disposition relative des axes cristallins, du champ modulant et de la direction de polarisation de l' onde infrarouge modulée
- sur l' accord des vitesses de phase de l' onde infrarouge et de la microonde modulante.

Dans toute cette partie, on admettra que malgré les obstacles, les faisceaux infrarouges restent gaussiens.

III.1 Conception du modulateur

Une structure simple pour la réalisation du modulateur consiste à faire se propager librement le faisceau infrarouge à moduler dans le cristal électro-optique. Le cristal est alors inséré dans un guide d'onde rectangulaire métallique (figure 12). Le choix des dimensions transverses du cristal est le résultat de plusieurs facteurs concurrents:

Fig 12 : guide pour modulateur massif



1. l'efficacité est d'autant plus grande que la largeur b est faible, à champ donc à puissance modulants donnés.

2. la densité de puissance infrarouge associée à l'onde qui se propage dans le cristal est limitée par la (faible) absorption du matériau (cf tableau comparatif figure 3) et ses imperfections, mais surtout par la tenue en puissance des traitements antireflets des extrémités des barreaux: la section du cristal b^2 possède par suite une valeur minimum. Ces traitements sont rendus nécessaires par l'indice infrarouge élevé des matériaux utilisés. Au-delà d'une densité de puissance de 1 kW cm^{-2} , ces couches présentent un effet de "focalisation thermique" (thermal lensing): cet effet peut conduire à une concentration du faisceau en un point à l'intérieur du barreau, donc une densité de puissance très élevée en ce point qui peut entraîner la destruction du barreau.

Pour travailler avec des marges de sécurité suffisantes, les données du constructeur nous incitent à limiter la densité de puissance à 1 kW cm^{-2} , en utilisant une puissance incidente de 10 W. Pour un faisceau à répartition d'énergie gaussienne portant une puissance P , de demi-largeur w à $1/e^2$ (ceinture), et à une distance r de l'axe optique, la densité de puissance est donnée par la norme du vecteur de Poynting $\vec{\mathbf{P}}$, et [16] :

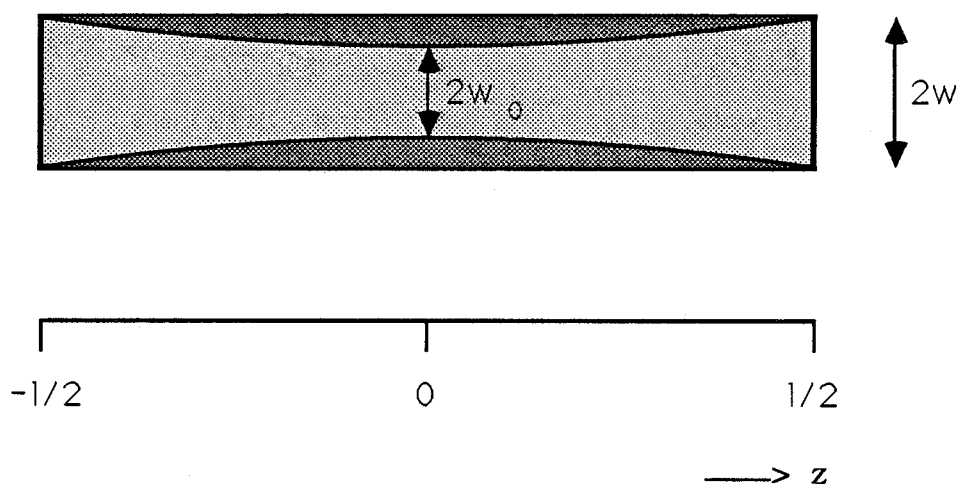
$$\|\vec{\mathbf{P}}(r)\| = \frac{2P}{\pi w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

Au centre du faisceau, cette densité vaut :

$$\|\vec{\mathbf{P}}(0)\| = \frac{2P}{\pi w^2}$$

La limitation précédente impose $w \geq 1,25 \text{ mm}$. Afin de réduire les problèmes d'échauffement liés à l'absorption intrinsèque du matériau, il est intéressant que le faisceau soit aussi peu divergent que possible. Dans le cas d'un faisceau gaussien, pour une répartition optimale de puissance sur les traitements antireflets des extrémités de barreau, qui sont les éléments les plus vulnérables, il est souhaitable que la ceinture du faisceau se trouve à la moitié du barreau, selon la disposition illustrée à la figure 13 [17].

Fig 13 :modulateur massif et faisceau gaussien



Soit $w(z)$ le demi-diamètre du faisceau, à l'abscisse z , et w_0 le demi-diamètre du faisceau à la ceinture, prise comme origine des abscisses. Selon les résultats de l'optique gaussienne [16] :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad \text{où} \quad \lambda = \frac{\lambda_{\text{vide}}}{n}$$

représente la longueur d'onde infrarouge dans le cristal.

La condition sur la cylindricité du faisceau impose qu'à $l/2$ et $w(l/2) = w$ donnés, w_0 soit maximal.

$$w_0^2 = \frac{w^2 - \sqrt{w^4 - \frac{\lambda^2 l^2}{\pi^2}}}{2}$$

$$w_0 \text{ est maximum si } w^4 - \frac{\lambda^2 l^2}{\pi^2} = 0$$

$$\text{On a alors : } w = \sqrt{2} w_0 \text{ et } w = \sqrt{\frac{\lambda l}{\pi}}$$

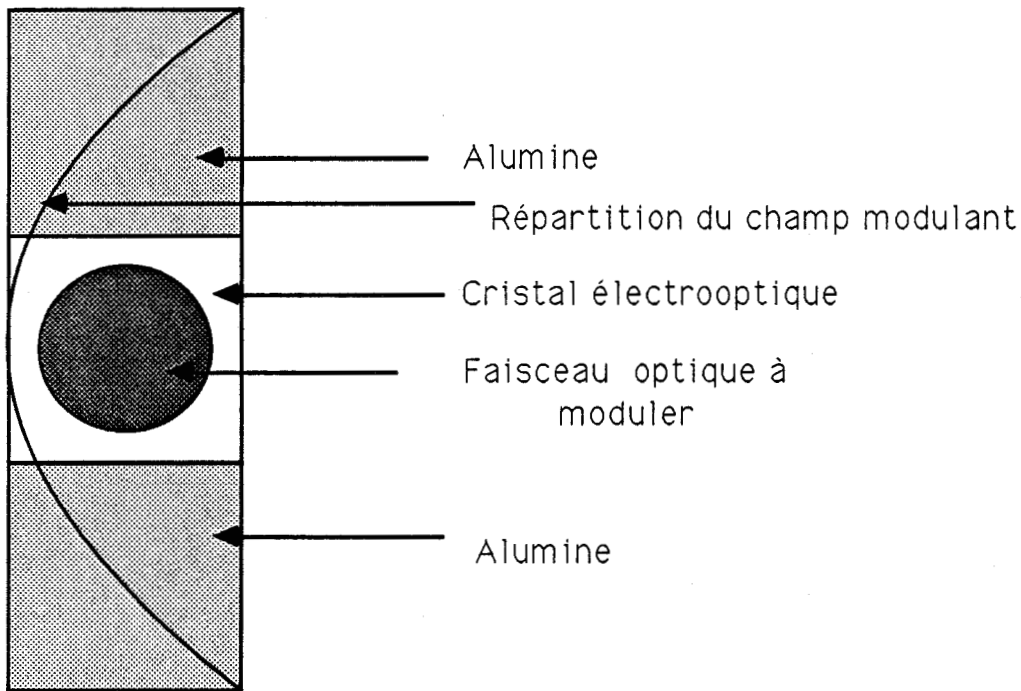
Par ailleurs, rappelons que l'efficacité du modulateur (§II-4), notée ici $\eta = P_{SB}/P_C$ est proportionnelle à l^2/b^2 , b étant la largeur du cristal. Avec une marge de sécurité s ($s > 1$) qui permet de réduire les pertes optiques, $b = 2$ sw

Ce rendement η est donc de la forme :

$$\eta \propto \frac{l^2}{s^2 \frac{\lambda l}{\pi}} \propto \frac{1}{s^2 \frac{\lambda}{\pi}}$$

Pour les cristaux de CdTe et AsGa, nous avons pris $s \approx 6$, soit pour chaque matériau $b \approx 3$ mm. On constate par ailleurs en observant la variation de η avec l que l'on a intérêt à choisir une longueur l maximale compatible avec la bande passante requise. La largeur b retenue permet en outre de travailler avec des faisceaux peu divergents. Pour obtenir un bon recouvrement de l'onde infrarouge et du champ micro-onde dans le cristal, il est nécessaire que le champ modulant soit d'amplitude non-nulle au centre du guide métallique, donc de travailler dans un mode impair : le mode fondamental TE_{10} (figure 14) paraît être le plus favorable; la partition de l'énergie microne sur plusieurs modes (de vitesses de phase différentes) ne peut que nuire à l'efficacité de modulation; il est important que le guide ne puisse pas porter un nombre trop important de modes .

Fig 14 : recouvrement du champ modulant et du faisceau modulé dans le mode de propagation microonde TE₁₀



Les cristaux (CdTe ou AsGa) de haute résistivité ($\rho > 10^7 \Omega \text{ cm}$) sont commandés de section carrée $3 \times 3 \text{ mm}^2$ et fournis avec leurs traitements antireflets par la société II-VI Inc, Saxonburg, USA. Pour ce travail, ils ont été choisis avec une coupe adaptée à une utilisation en modulation d'amplitude. L'espace restant dans le guide est comblé par 2 cales d'alumine qualité AF 997 de permittivité relative microonde $\epsilon_r = 9,9$, usinées au micron près par la société Desmarquet. Cette précision est rendue nécessaire par des considérations pratiques qui seront discutées au paragraphe suivant. La hauteur a du guide est déterminée pour donner une adaptation optimale des vitesses de phase des ondes infrarouge et hyperfréquence .

Pour un guide rectangulaire de largeur a et de hauteur b ($a > b$) rempli d'AsGa ($\epsilon_r = 12,5$) ou de CdTe ($\epsilon_r = 10,9$) fonctionnant dans son mode fondamental TE₁₀, la vitesse de phase de la microonde guidée est donnée par:

$$V_m = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \text{ où } \lambda_c = 2\sqrt{\epsilon_r \mu_r} a$$

est la longueur d'onde de coupure du mode TE_{10} et λ_0 est la longueur d'onde hyperfréquence dans le vide [18].

La condition d'accord des vitesses $V_{IR} = V_M$ dépend de la fréquence microonde f . Cet accord est obtenu pour $a = \frac{c}{2f(\epsilon_r - n^2)}$ [19]: dans cette

dernière expression, n se rapporte à l'onde infrarouge et ϵ_r à la microonde.

A la fréquence centrale de la bande envisagée ($f = 13$ GHz) les dimensions les plus favorables pour l'AsGa seraient $a = 9,09$ mm et pour le CdTe $a = 6,81$ mm.

La recherche d'une large bande passante aurait pu conduire à utiliser un guide très largement surdimensionné pour le mode considéré; cela aurait conduit d'une part à une diminution du champ modulant ϵ , d'autre part à l'existence de plusieurs modes dont la vitesse de phase ne serait pas accordée à celle de l'onde infrarouge. La dispersion au niveau des guides impose de limiter la longueur du cristal d'AsGa à 60 mm, celle du cristal de CdTe à 40 mm. De tels cristaux possèdent alors un $V\pi$ de 4500 V pour l'AsGa, de 3000 V pour le CdTe.

Nous pouvons maintenant donner l'expression de l'efficacité P_{SB}/P_c définie précédemment en fonction de la puissance de l'onde modulante micro-onde, P_{mw} . Pour le mode TE_{10} , la valeur du champ transverse modulant au centre du barreau est, à partir des données de la référence [18]:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \left(\frac{2 P_{\text{mw}} Z_{\text{TE}_{10}}}{S} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ avec:}$$

$$Z_{\text{TE}_{10}} = Z_0 \epsilon_r^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$= Z_0 \left(\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$Z_0 = 377 \, \Omega$ est l'impédance d'onde du vide et $S=ab$ est la section du guide.

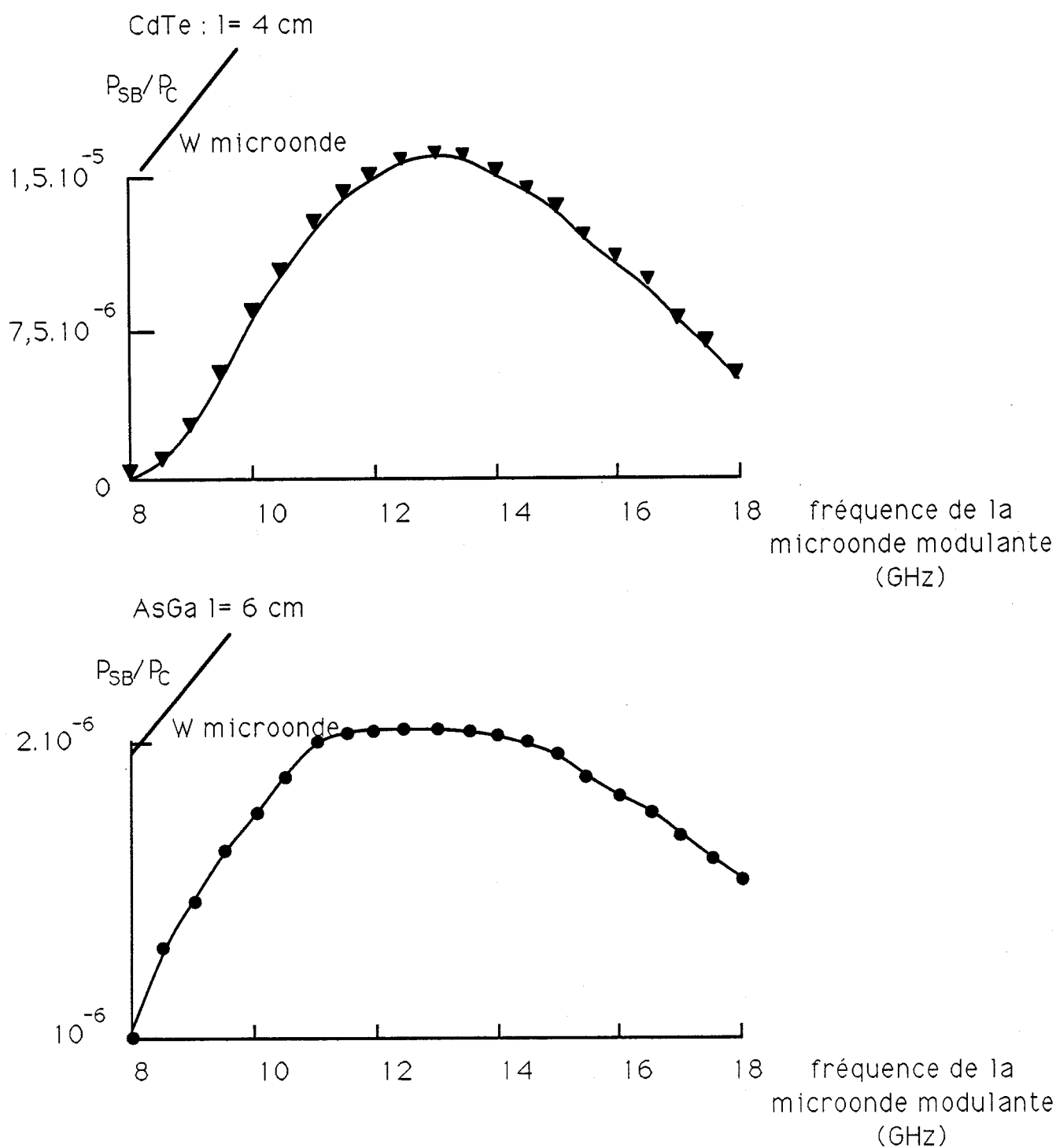
Le rapport $P_{\text{SB}}/P_{\text{C}}$ est alors :

$$\frac{P_{\text{SB}}}{P_{\text{C}}} = \left[\frac{\pi l}{\lambda} n_0^3 r_{41} \right]^2 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \frac{P_{\text{mw}} Z_0}{ab \left(\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}$$

où $\left(\frac{\sin u}{u} \right)^2$ traduit le désaccord des vitesses de phase :

$$u = \frac{\omega_m l}{2} \left(\frac{1}{v_{\text{ir}}} - \frac{1}{v_{\text{m}}} \right)$$

Fig 15: Efficacité en fonction de la fréquence des modulateurs
CdTe et AsGa

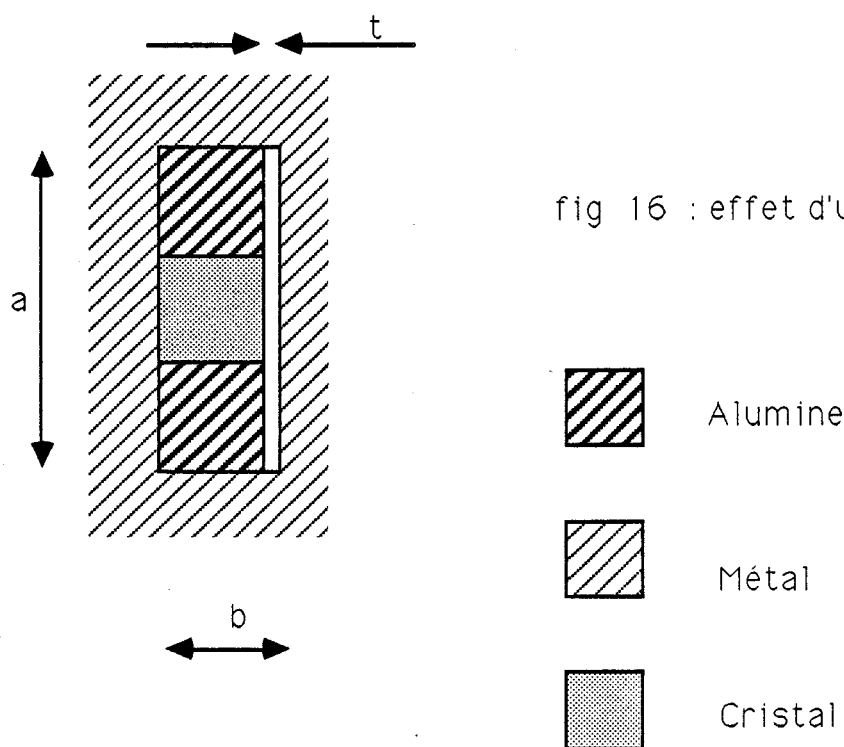


Les courbes (fig. 15) montrent les efficacités théoriques comparées des modulateurs à AsGa et CdTe en fonction de la fréquence. Le guide chargé

d' AsGa étant nettement surdimensionné pour le mode TE_{10} , il est moins dispersif que le guide chargé de CdTe; sa bande passante est donc plus large. Notons que pour l'ensemble des calculs, dans un souci de simplification, on a admis que du point de vue microonde, le guide était chargé de façon homogène; on trouvera dans la littérature [20] les éléments permettant de tenir compte du faible écart d'indice entre l'alumine AF 997 et les cristaux AsGa ou CdTe: la perturbation apportée par l' inhomogénéité est faible pour les modes pour lesquels le guide n' est pas fortement surdimensionné; pour les autres modes, si le cristal est de plus forte permittivité que les cales (cas de l' AsGa), il existe un "guidage secondaire" et il apparaît un certain confinement de l' onde dans le cristal.

III.2 Modalités pratiques de réalisation

III.2.1. Précision de l'usinage du guide rectangulaire



Un petit interstice d'air entre le cristal et les cales d' alumine d' une part, et le guide métallique d' autre part (voir figure 16), peut avoir des

conséquences considérables sur l'efficacité des ensembles modulateurs constitués [21] car

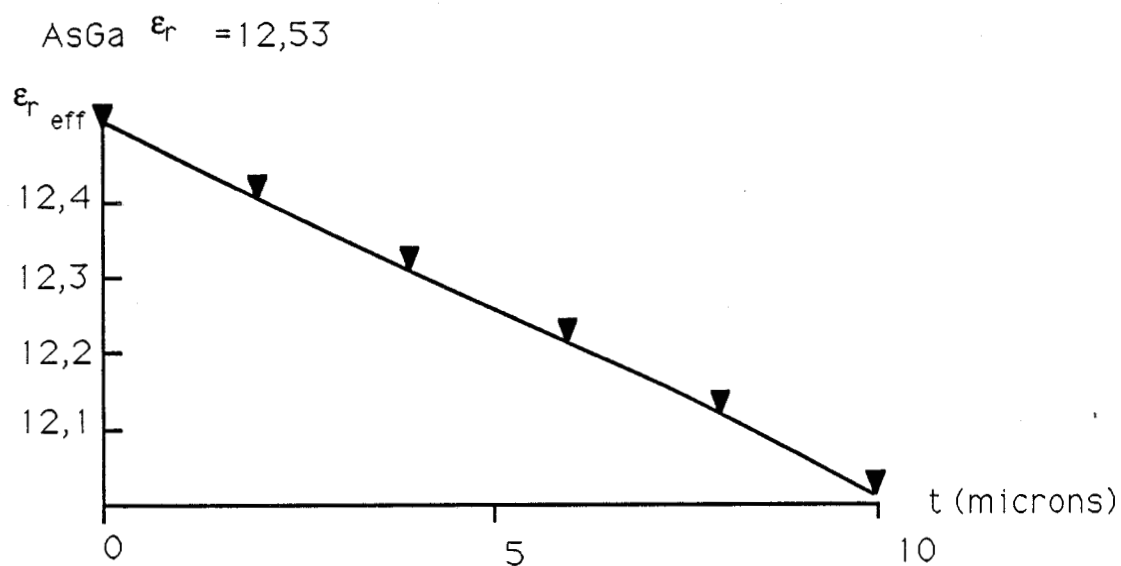
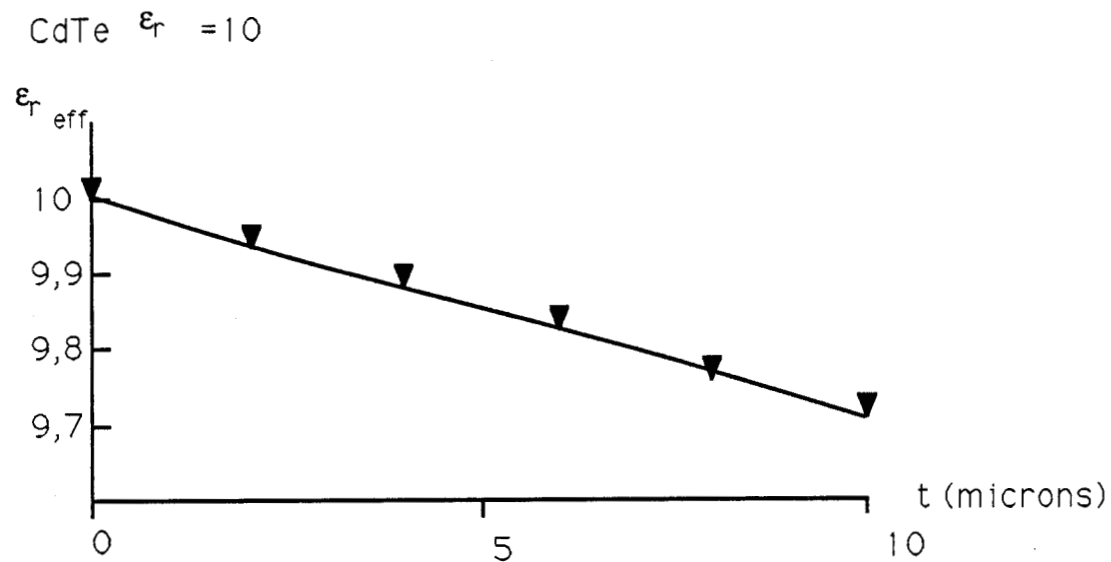
♦ les composantes normales aux surfaces de séparation air/cristal du vecteur $\vec{D}$ sont continues ; à cause des fortes permittivités des matériaux employés, une partie importante de l'énergie du champ modulant se retrouve donc confinée dans l'interstice d'air, même si celui-ci est très faible. $\vec{E}$ diminue alors dans le milieu actif.

♦ l'accord des vitesses de phase se trouve perturbé. En première approximation, on peut décrire cet effet en considérant que le guide est complètement rempli d'un diélectrique homogène dont la permittivité relative effective est:

$$\epsilon_{r \text{ eff}} = \frac{\epsilon_r}{1 + \frac{t}{b} (\epsilon_r - 1)}$$

Cet effet est d'autant plus sensible que ϵ_r est élevé (fig 17). En particulier pour l' AsGa un interstice de 2/100 mm conduit à un passage de la fréquence d'accord des vitesses de 13 GHz à 19,5 GHz (pour CdTe, on ne passe que de 13 GHz à 14,5 GHz).

Fig 17: Permittivité effective $\epsilon_{r, \text{eff}}$ en fonction de l'interstice t ($b=3 \text{ mm}$)



Le processus de fabrication d'un modulateur comporte donc trois étapes:

1. Mesure de la largeur b du cristal
2. Commande de cales d'Alumine de largeur b identique au micron près
3. Usinage du guide

L'usinage réalisable au mieux pour le guide contenant l' AsGa est au 1/100 mm; une côte plus serrée serait illusoire car le risque de détériorer le cristal lors de son installation dans le guide deviendrait trop important, et il faut tenir compte de l'imprécision de positionnement des éléments de centrage des deux parties du guide; il convient donc de redimensionner la côte a du guide à partir de la nouvelle valeur de ϵ_r . En choisissant $a = 10,77$ mm, on retrouve des performances comparables au maximum théorique pour une fréquence d'accord de 13 GHz, qui compense ainsi partiellement l'imperfection mécanique. Notons que l' on ne compense pas la fuite d' énergie dans l' air.

III.2.2. Couplage de l' énergie microonde : utilisation de guides double ridge

Dans le domaine des hautes fréquences de la gamme explorée, le guide rectangulaire contenant le modulateur est bien évidemment largement surdimensionné pour le mode TE_{10} . Il peut donc exister des modes d'ordre supérieur , dont la vitesse de phase et la répartition de champ sont très défavorables, notamment le TE_{20} , qui présenterait (figure 18) au centre du cristal un champ électrique nul !

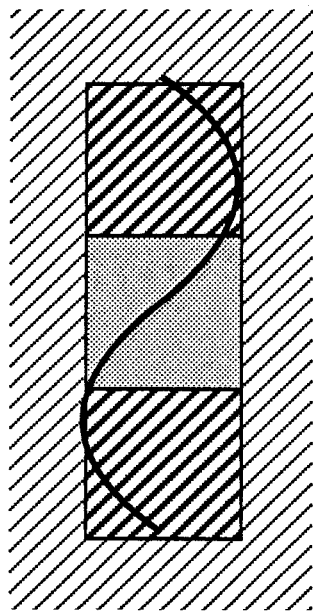


Fig 18 :Répartition d'intensité du champ
pour un mode TE₂₀

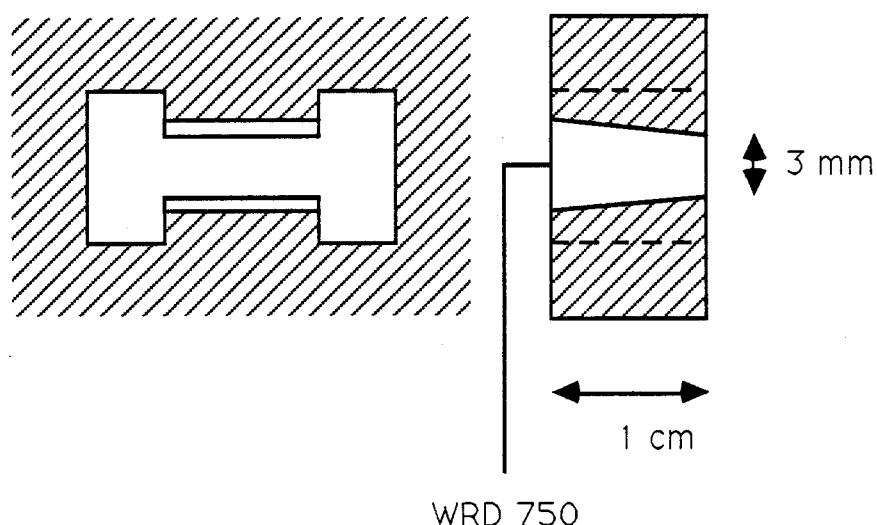
Signification des hachures: voir fig. 16

On a donc choisi d'exciter le guide rectangulaire par 2 coudes réalisés en guide double ridge WRD 750, monomode sur l'ensemble des bandes X et Ku [22, 23], percés d'un trou de $\varnothing$ 3,5 mm dans l'axe du barreau électro-optique. Ce trou, de diamètre supérieur au "beam-waist" du faisceau infrarouge est largement sous coupure aux fréquences micro-ondes.

III.2.3. Adaptation entre les différents guides

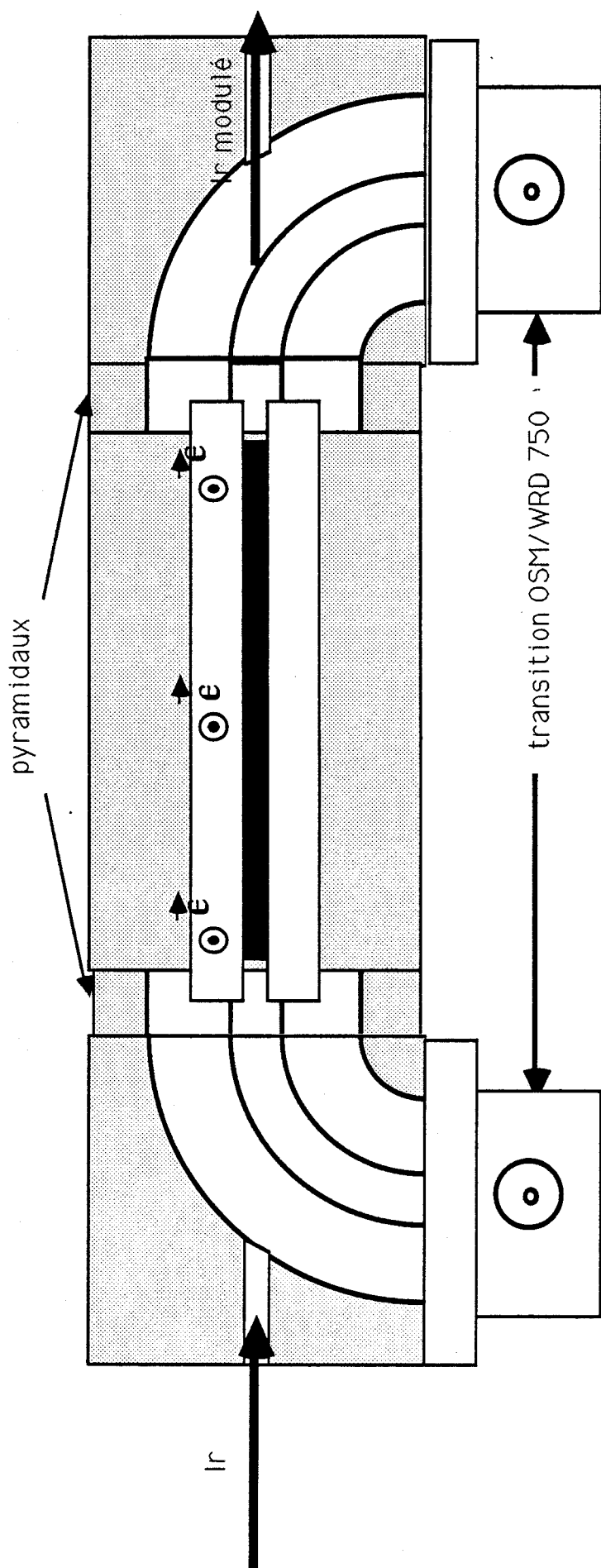
L'adaptation entre un guide creux double ridge et un guide rectangulaire chargé de diélectrique est un problème complexe [24] ; une simple adaptation d'impédance des guides est insuffisante, la notion d'impédance d'un guide double ridge étant elle-même mal définie. Le choix fait consiste à insérer entre les guides des transitions pyramidales schématisées à la figure 19.

Fig 19: transitions pyramidales "double-ridge"



De plus, les cales d' AF 997 ont été réalisées de longueur un peu supérieure (5 mm) à celles des cristaux. Par ajustement de la largeur du guide rectangulaire , on peut déterminer de façon empirique, par essais successifs et analyse des paramètres S sur analyseur de réseau Hewlett-Packard, de quelle longueur les cales d'AF997 doivent dépasser du guide pour obtenir une adaptation optimale sur toute la gamme. Le bloc diagramme du modulateur complet est donné. (figure 20)

Fig 20 : Modulateur massif pour laser CO2

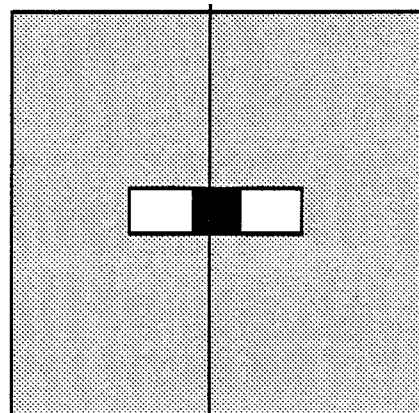


□ Cale d'Alumine (AF 997)

■ Cristal AsGa (60 x 3 x 3 mm)³

ou CdTe (40 x 3 x 3 mm)³

□ Guide d'onde métallique



III 2.4 Besoins en puissance

Nous disposons d'une puissance maximale de 10 W infrarouge ; nous avons utilisé, pour fournir la puissance micro-onde de 10 W, un amplificateur à tube à ondes progressives (Varian TP 1026), excité par un oscillateur à sphère YIG (Gigamodules GMYD 818-15). Le schéma d'excitation micro-ondes est représenté par la figure 21 .

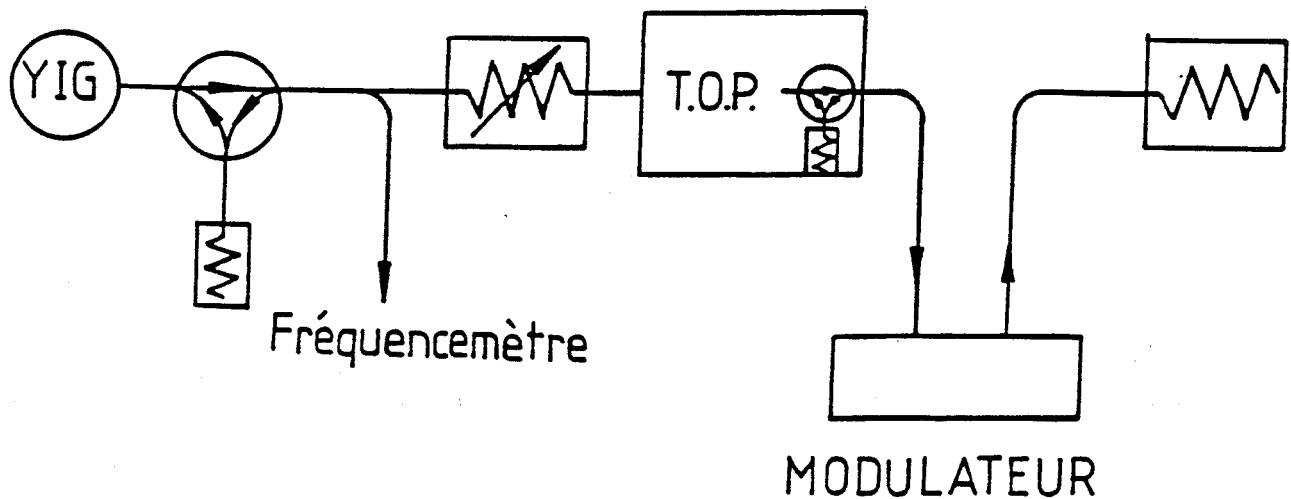


fig 21: ligne d' excitation microonde

Dans ces conditions, on peut espérer obtenir une puissance sur les bandes latérales de 250 μ W avec le modulateur AsGa et de 1,5 mW avec le modulateur CdTe, pour une fréquence de modulation de 13 GHz (évalué à partir des formules du §III-1).

III.3 Résultats et perspectives du modulateur massif

III.3.1. Caractéristiques infrarouge et micro-onde.

Le modulateur AsGa présente une perte d'insertion en infrarouge ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) de 10 %, (12 % à $9,6 \mu\text{m}$) ; celui en CdTe présente une perte minimale d'insertion de 4 % .

Les caractéristiques micro-onde des modulateurs ont été mesurées à l'analyseur de réseau. L'enregistrement des paramètres s [25] (figure 22) du modulateur AsGa met en évidence une bonne transmission (s_{21} : perte d'insertion inférieure à 5 dB sauf en quelques points de la gamme) sur toute la gamme 8-18 GHz. Néanmoins, l'étude du coefficient de réflexion s_{11} (la sortie du modulateur étant adaptée) montre la nécessité d'équiper l'amplificateur d'un circulateur avec charge adaptée sur la voie retour.

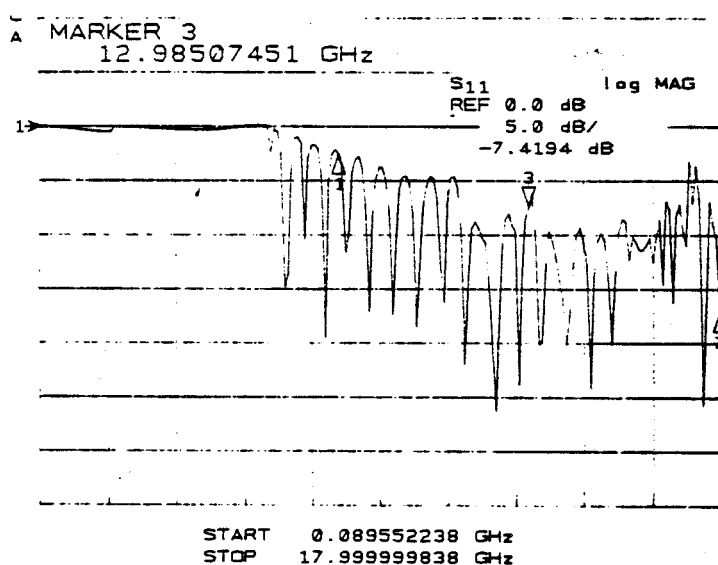
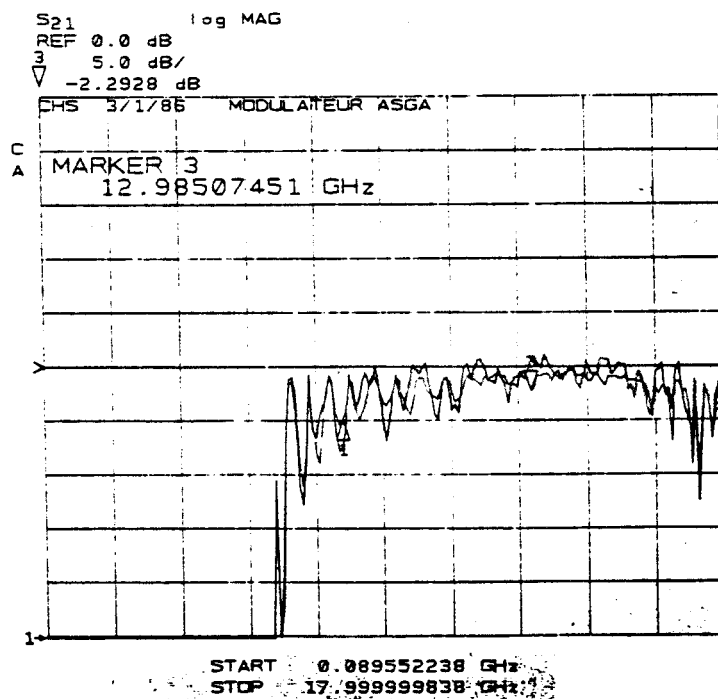


fig 22: enregistrement des paramètres s du modulateur AsGa

III.3.2. Efficacité de modulation



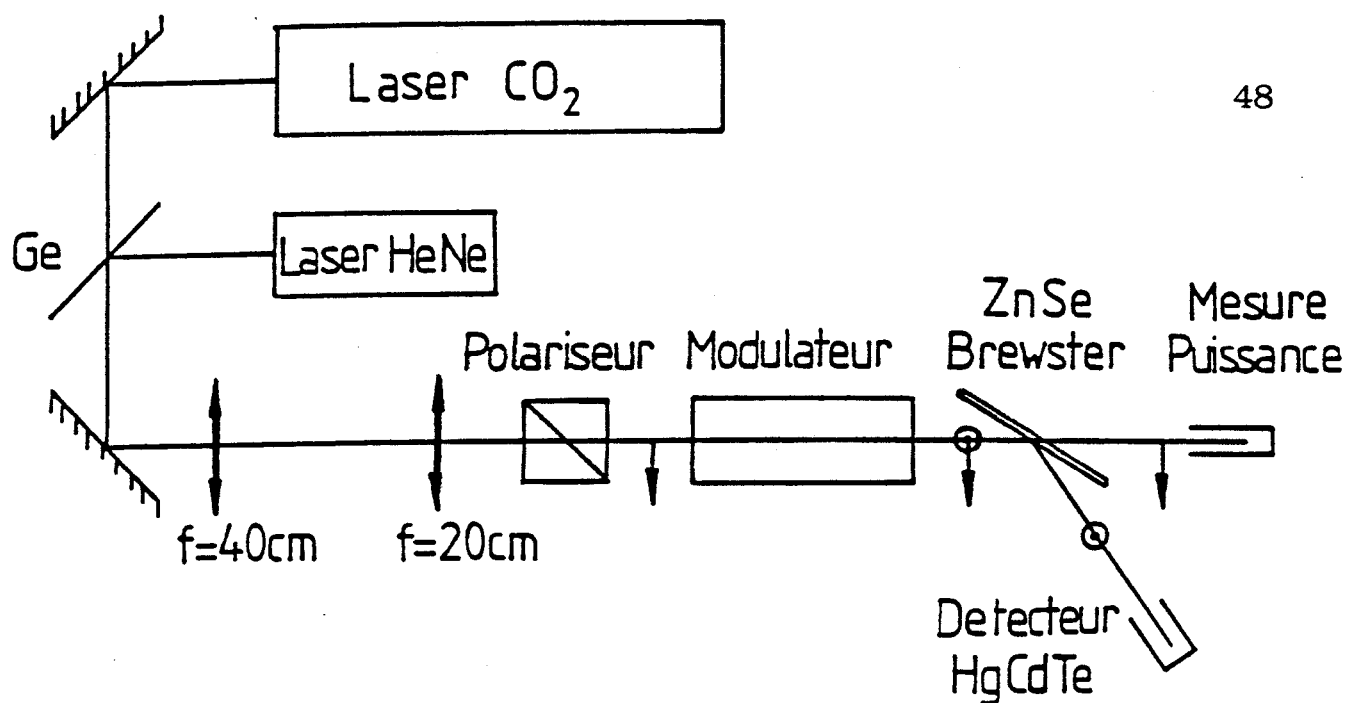
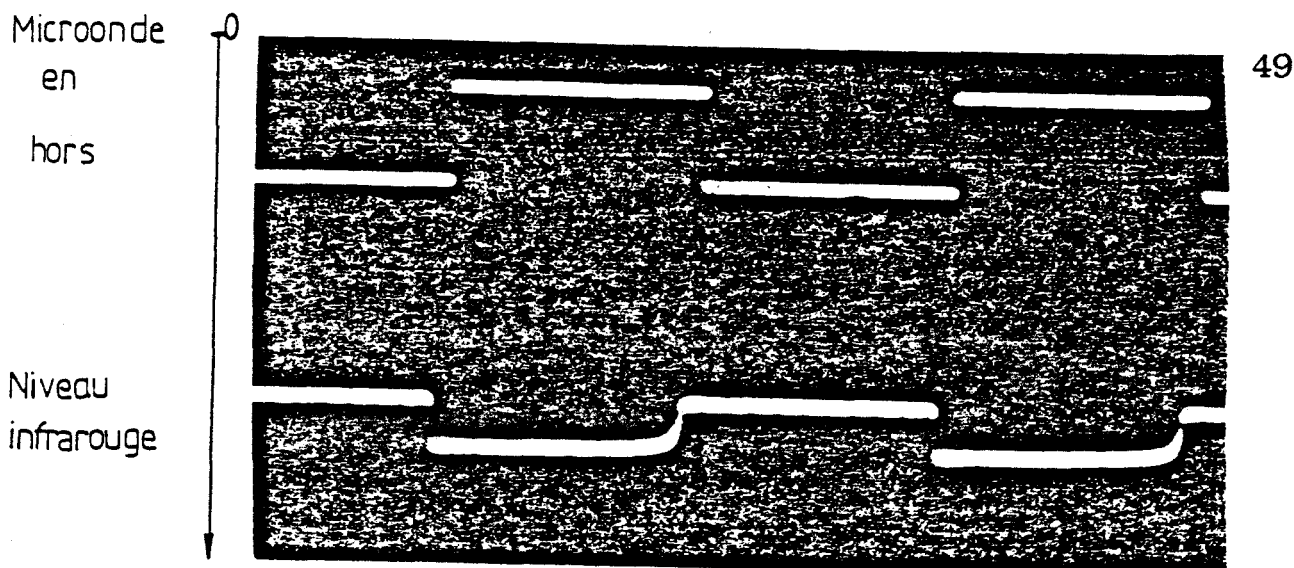


fig 23 : montage expérimental de caractérisation des modulateurs massifs

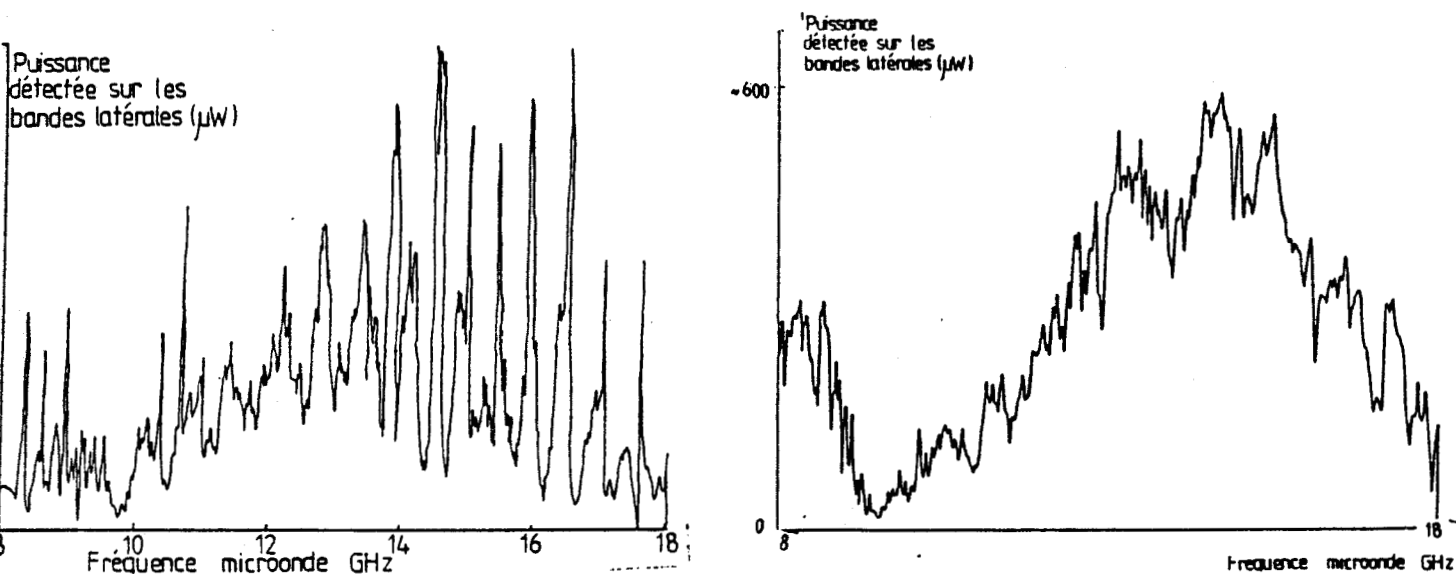
La figure 23 présente le bloc diagramme du dispositif d'évaluation de l'efficacité du modulateur. Les lentilles $f = 40\text{ cm}$ et $f = 20\text{ cm}$ ont été placées de façon à obtenir un faisceau de diamètre $2,5\text{ mm}$ au centre du cristal modulateur. Ce faisceau est fort peu divergent. Nous avons mis en évidence la modulation d'amplitude en commutant la micro-onde modulante ; le signal recueilli sur le détecteur photovoltaïque Hg CdTe après l'analyseur permet d'évaluer la puissance disponible sur les bandes latérales par rapport au fond continu lié à l'imperfection des polariseurs (photo : figure 24).



Observation oscilloscopique de la puissance modulée.

fig 24 : signal recueilli sur le détecteur

Nous avons estimé par un étalonnage sommaire du détecteur infrarouge une puissance de bande latérale de l'ordre de $100 \mu\text{W}$ pour une puissance infrarouge de 5 W , et une puissance hyperfréquence modulante de 10 W pour le cristal d'AsGa ($600 \mu\text{W}$ avec le cristal de CdTe). Cette estimation est fondée sur la linéarité des détecteurs avec la puissance infrarouge. La figure 25 donne l'enregistrement des puissances obtenues sur les bandes latérales en fonction de la fréquence micro-onde après traitement par détection synchrone.



AsGa $l = 6$ cm

CdTe $l = 4$ cm

fig 25 : puissance recueillie sur les bandes latérales en fonction de la fréquence

Ces résultats appellent les commentaires suivants :

◇ ils sont le produit de la courbe de réponse en fréquence de l'atténuateur à diode PIN dans la source YIG, de la courbe de réponse de l'amplificateur à TOP, du paramètre s_{21} (de la transmission) du bloc modulateur.

◇ il serait souhaitable, pour des applications de spectroscopie, de réguler le niveau des bandes latérales émis à partir du détecteur photovoltaïque, en agissant directement sur le courant de commande du modulateur à diode de la source YIG.[26]

◇ ils montrent l'extrême faiblesse du rendement de tels modulateurs massifs, dû

- à l'épaisseur à laquelle le champ modulant est appliqué

- à la faiblesse des coefficients électro-optiques r_{41} des matériaux

utilisables à $10,6 \mu\text{m}$

- aux grandes longueurs d'onde infrarouges où l'on travaille: à une longueur d'onde 10 fois plus faible, est associé un V_{π} 10 fois plus faible et une efficacité 100 fois meilleure !

III.3.3. Utilisation en spectroscopie

Afin de tester le modulateur, diverses études de spectroscopie linéaire par bande latérale ont été faites, notamment sur les états excités de l'Argon et du Néon (voir annexe et [27]).

III.4. Conclusion et commentaires

Le rendement de tels modulateurs est limité :

♦ par la longueur maximale des cristaux (limitée par le tirage et la fragilité des monocristaux, mais aussi et surtout par le compromis entre l'efficacité (donc la longueur), et la bande passante requise (qui limite celle-ci).

♦ par l'épaisseur des cristaux. La limite inférieure de celle-ci est imposée par la propagation libre du faisceau infrarouge. Si l'on réduit cette épaisseur, le faisceau infrarouge devient guidé; on peut ainsi accroître considérablement l'efficacité de modulation, en appliquant les techniques de l'optique intégrée.

Une autre approche consiste à profiter d'une densité de puissance infrarouge accrue pour la génération des bandes latérales en insérant les modulateurs dans la cavité d'un laser CO_2 : toutefois, la cavité du laser tient lieu de filtre: les émissions infrarouges obtenues ainsi auront donc des fréquences discrètes. Cette voie semble également prometteuse et en développement à court terme au laboratoire.

QUATRIEME PARTIE :
SOLUTION EN OPTIQUE GUIDEE

IV.1. Introduction :

L' idée directrice pour réaliser un modulateur à haute efficacité est de confiner la microonde modulante dans un domaine le plus petit possible, idéalement de l' ordre de la longueur d' onde. Les contraintes qui en découlent sont:

- la microonde et l' onde infrarouge doivent coexister dans la même zone; l' onde infrarouge est donc maintenant guidée, et l' on devra faire appel aux techniques de l' optique intégrée, notamment pour le couplage et le découplage de l' onde au guide.

- la structure de la ligne microonde doit assurer un recouvrement correct de l' onde infrarouge et de la microonde, avec des vitesses de phase aussi proches que possible.

- la large gamme de modulation recherchée impose de soigner l' adaptation du modulateur à sa ligne d' excitation microonde.

L' objet de cette partie est de proposer des réponses à ces différentes contraintes.

Nous nous proposons de présenter les guides plans, base de l'optique intégrée, de façon d'abord théorique dans un modèle simplifié permettant de mettre les modes en évidence, puis les principaux types de guides possibles ; des impératifs liés aux pertes micro-ondes ne permettent de retenir qu'un seul type de ces guides. Nous décrivons alors leur réalisation au laboratoire , et les essais de couplage et de mesure de pertes effectués. Enfin, nous donnons une présentation des essais de modulation effectués, ainsi qu'une description complète de la conception du modulateur large bande.

IV.2. Equation aux valeurs propres d'un guide plan dissymétrique.

IV.2.1. Généralités

Le guide plan dissymétrique est l'élément de base de l'optique intégrée ; dans sa version la plus simple, il est constitué de la superposition de 3 milieux diélectriques 0, 1, 2, d'indices respectifs n_0 , n_1 , n_2 , appelés respectivement substrat, couche guidante (ou guide), et superstrat (fig 26) .

Milieu 2	n_2	superstrat
Milieu 1	n_1	guide
Milieu 0	n_0	substrat

Fig 26 : Guide d'ondes plan à 3 couches diélectriques; les milieux 0 et 2 sont supposés semi-infinis.

Souvent le milieu 2 est constitué par l'air : $n_2 = 1$. Pour confiner une onde infrarouge dans le milieu 1, n_1 doit être supérieur aux indices n_0 et n_2 . On peut alors, pour un tel système, poser et résoudre sans difficulté rédhibitoire les équations de Maxwell [28]. Ici, nous avons préféré donner une présentation des effets de propagation dans un guide plan en utilisant le point de vue des rayons. Ce dernier permet facilement de dériver l'équation aux valeurs propres des modes de propagation, qui en contient les informations essentielles [29] et donne des résultats parfaitement cohérents avec la résolution des équations de Maxwell . Dans ce qui suit, nous adopterons les notations données par la figure 27 .

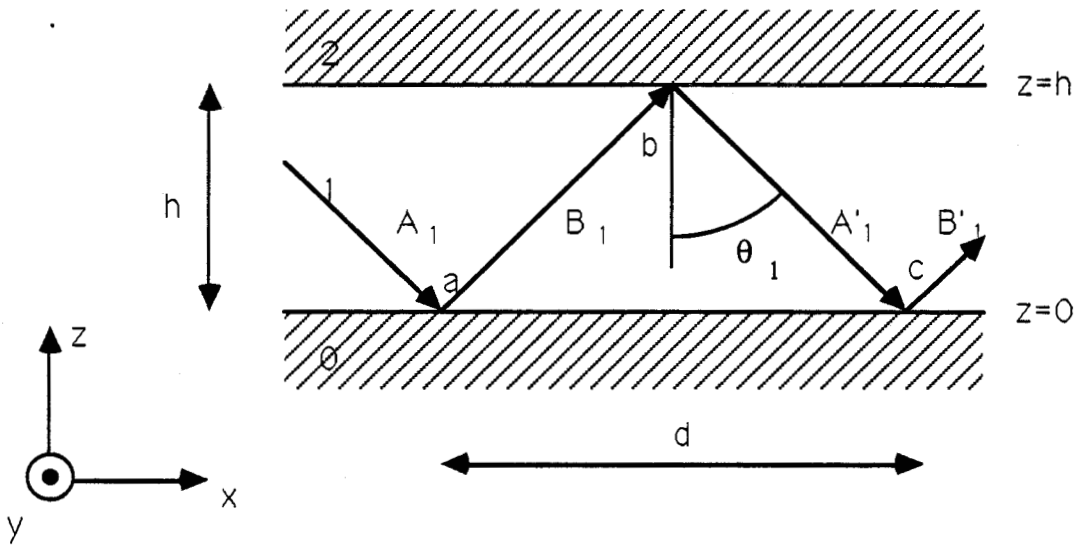


Fig 27: Notations pour le formalisme des rayons

Le guide présente une invariance par translation selon y , ce qui sera le cas pratiquement pour l'ensemble des guides étudiés et l'on adopte les notations suivantes:

ω est la pulsation de l'onde infrarouge, λ_0 en est la longueur d'onde dans le vide; $k=2\pi/\lambda_0$.

Le problème se décompose alors en la superposition d'ondes TE (polarisées perpendiculairement au plan d'incidence) et TM (polarisées parallèlement au plan d'incidence)

La dépendance spatio-temporelle est de la forme (figure 27):

$e^{j(\beta x - b_1 z - \omega t)}$ pour les ondes de type A et

$e^{j(\beta x + b_1 z - \omega t)}$ pour les ondes de type B.

β et $-b_1$ (resp $+b_1$) sont les composantes selon x et z des constantes de propagation des ondes A (resp. B). Ainsi la phase de l'onde A_1 en c ($x = x_c$, $z = 0$) est $\varphi = -\omega t + \beta x_c$. La phase de l'onde A'_1 en c est celle de l'onde A_1 en a ($x = x_a$, $z = 0$) plus la rotation de phase induite par le trajet abc . Cette phase est :

$$\varphi' = -\omega t + \beta x_a + \beta(x_c - x_a) + 2b_1 h - 2\phi_{10} - 2\phi_{12}$$

où $2\phi_{10}$ (resp. $2\phi_{12}$) est le déphasage induit par la réflexion à une interface milieu 1/milieu 0 (resp. milieu 1/milieu 2); ces valeurs sont données

par l' argument du coefficient de réflexion diélectrique tiré des formules de Fresnel: $r_{//}$ pour les modes TM, $r_{\perp}$ pour les modes TE.

Le déphasage $\Delta = \varphi' - \varphi$ est nécessairement un multiple de 2π , sinon les ondes $A_1, A'_1, A''_1, \dots$ interféreraient destructivement en c. On peut donc écrire :

$$2b_1h - 2\phi_{10} - 2\phi_{12} = 2m\pi$$

m est l'ordre du mode TE (resp. TM) considéré .

IV.2.2. Valeurs de ϕ_{10} et ϕ_{12} dans l'équation aux valeurs propres

IV.2.2.1. Cas des modes TE

Pour cette discussion, on se place dans le cas où les indices n_0, n_1, n_2 sont purement réels, et où l'onde infrarouge est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence.

Dans le cas général de la figure 28, on pose : $\xi_1 = n_1 \cos \theta_1$ et $\xi_2 = n_2 \cos \theta_2$.

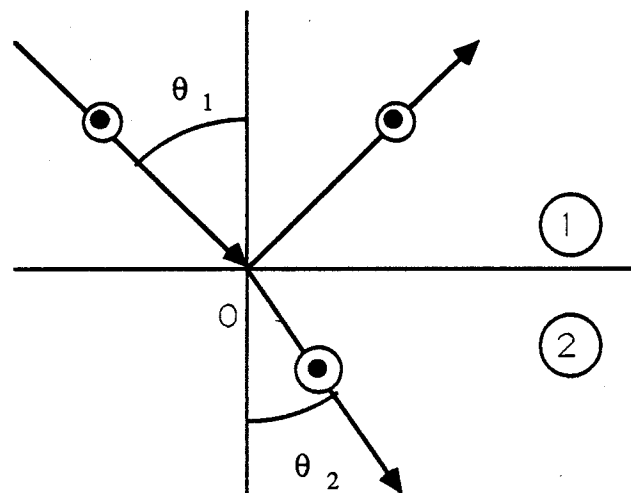


Fig 28 : Formules de Fresnel pour les modes TE
(champ électrique infrarouge perpendiculaire au plan d' incidence)

Le coefficient de réflexion $r_{\perp}$ donné par la formule de Fresnel est

$$[30]: \quad r_{\perp} = \frac{\xi_1 - \xi_2}{\xi_1 + \xi_2} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} =$$

$$\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1}}$$

On se trouve sous condition de réflexion totale, ce que l'on écrit:

$$\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \sin \theta_1 \geq 1 \text{ et } \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1} \text{ est imaginaire pur.}$$

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}};$$

$$|r_{\perp}| = 1 \text{ et } \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\operatorname{Arg} r_{\perp}}{2} \right) = \frac{-n_2^2 + n_1^2 \sin^2 \theta_1}{n_1^2 \cos^2 \theta_1}$$

Comme $\operatorname{tg} \theta_1 = \beta/b_1$ et $\phi_{12} = \operatorname{Arg}(r_{\perp})/2$, on obtient directement:

$$\operatorname{tg}^2 \phi_{12} = \frac{-k^2 n_2^2 + \beta^2}{k^2 n_1^2 - \beta^2}$$

et de même,

$$\operatorname{tg}^2 \phi_{10} = \frac{-k^2 n_0^2 + \beta^2}{k^2 n_1^2 - \beta^2}$$

IV.2.2.2. Cas des modes TM

Avec les mêmes notations que dans le §IV.2.2.1, et pour le cas où l'infrarouge est polarisé parallèlement au plan d'incidence (fig 29), le coefficient de réflexion $r_{//}$ donné par la formule de Fresnel est [30] :

$$r_{//} = \frac{\varepsilon_2 \xi_1 - \varepsilon_1 \xi_2}{\varepsilon_2 \xi_1 + \varepsilon_1 \xi_2} = \frac{n_2^2 n_1 \cos \theta_1 - n_1^2 n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2^2 n_1 \cos \theta_1 + n_1^2 n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1}}$$

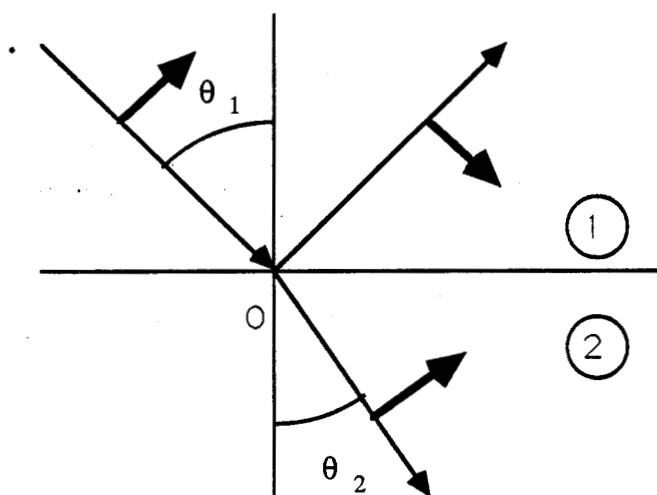


Fig 29 : Formules de Fresnel pour les modes TM
(champ électrique infrarouge dans le plan d'incidence)

Comme précédemment, $\sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1}$ est

imaginaire pur, et $|r_{//}| = 1$ et $\operatorname{tg}^2 \left(\frac{\operatorname{Arg} r_{//}}{2} \right) = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \frac{-n_2^2 + n_1^2 \sin^2 \theta_1}{n_1^2 \cos^2 \theta_1}$

soit

$$\operatorname{tg}^2 \phi_{12} = \frac{-k^2 n_1^2 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \beta^2}{k^2 n_1^2 - \beta^2} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg}^2 \phi_{10} = \frac{-k^2 n_1^2 + \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2 \beta^2}{k^2 n_1^2 - \beta^2}$$

IV.2.2.3. Commentaires

i- Dans le cas des modes d'ordre faible et pour des guides surdimensionnés, β est peu différent de kn_1 , donc, dans le cas des modes TE comme des modes TM, $\phi_{10} \# \phi_{12} \# \pi/2$, et l'équation aux valeurs propres s'écrit alors $2 b_1 h \# (2m + 2)\pi$. Dans ce cas particulier, les modes TE_m et TM_m ont la même constante de propagation. La "levée de dégénérescence" de ces modes se fait pour les modes d'ordre élevé.

ii- On remarque que dans les expressions de $\operatorname{tg} \phi_{10}$ et $\operatorname{tg} \phi_{12}$ interviennent les quantités : $p_0 = (-k^2 n_0^2 + \beta^2)^{1/2}$ et $p_2 = (-k^2 n_2^2 + \beta^2)^{1/2}$ [29]. Ces valeurs réelles positives p_0 et p_2 sont les coefficients de décroissance exponentielle des ondes évanescentes dans les milieux 0 et 2 ; ainsi, pour un mode TE, dans le milieu 0, on a : $E_y = C_0 e^{p_0 z}$ et dans le milieu 2 : $E_y = D_2 e^{-p_2 (z-h)}$. Ces valeurs varient dans le même sens que β , et sont d' autant plus fortes que l' ordre du mode est faible: **l' amplitude des ondes évanescentes dans les milieux 0 et 2 décroît d' autant plus vite que l' ordre du mode est faible.**

iii- Epaisseur minimale d'un guide portant un mode d'ordre m: sans restreindre la généralité du problème, on peut supposer que $n_0 \geq n_2$.

Un mode d'ordre m ne peut rester guidé que tant que

$$\text{mode TE: } h > \frac{1}{k} \frac{\left[m\pi + \arctg \left(\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{(n_1^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\text{mode TM: } h > \frac{1}{k} \frac{\left[m\pi + \arctg \left\{ \frac{n_1^2}{n_2^2} \left(\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \right]}{(n_1^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}}}, \text{ ce qui définit les}$$

conditions de coupure pour les modes correspondants.

iv- Les indices effectifs : on définit l'indice effectif d'un guide planaire comme étant le rapport n_{eff} :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k}$$

C' est cet indice effectif qui doit être pris en compte pour l'évaluation de l' accord des vitesses de phase. Les valeurs de β sont fournies par les solutions d' équations transcendantes $2b_1h - 2\phi_{10} - 2\phi_{12} = 2m\pi$, où ϕ_{10} et ϕ_{12} sont issus des relations de Fresnel comme expliqué ci-dessus.

IV.3 Structures guidantes pour modulateur à haute efficacité en AsGa

IV 3.1. Choix de la structure de propagation hyperfréquence.

Avec une structure de guide d'onde optique comme évoqué précédemment, on peut envisager 2 types de lignes d' excitation microondes :

- ligne coplanaire (fig 30)
- ligne microruban (fig 31)

◇ La ligne coplanaire présente un certain nombre d'inconvénients

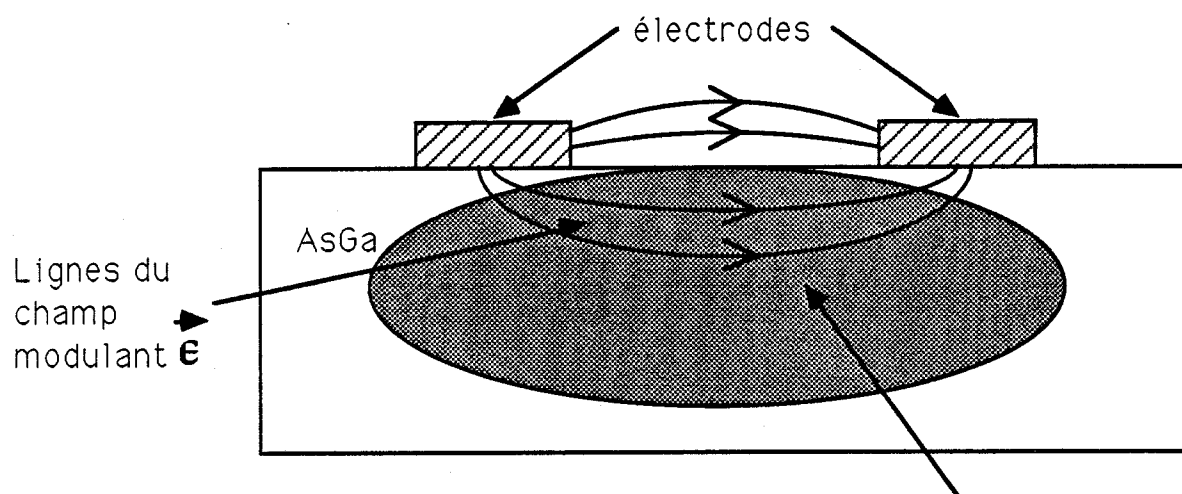


Fig 30 : modulateur à lignes coplanaires

Faisceau couplé

* les 2 électrodes doivent être extrêmement rapprochées, de manière à obtenir un champ modulant fort. Ceci se fait au détriment du recouvrement des ondes infrarouge et hyperfréquence puisque l'extension latérale de l'onde guidée infrarouge (dans un guide planaire) non confinée latéralement est de l'ordre du millimètre (figure 30).

* Une difficulté complémentaire provient des orientations respectives des champs et des directions cristallines du guide: les galettes commerciales d' AsGa étant usuellement découpées selon les plans (001), et pour les modes TE, qui se propagent avec les plus faibles pertes sous les électrodes, le champ modulant est polarisé dans la même direction que l'onde infrarouge guidée; il n' y a donc pas d' effet électrooptique notable : il faut donc recourir à des galettes découpées à la demande.

◇ La ligne microruban assure, dans la mesure où l'on parvient à bien aligner le ruban et le faisceau guidé, un bon recouvrement des 2 ondes, et les orientations des cristaux commerciaux sont plus favorables. En revanche, contrairement à la ligne coplanaire, celle-ci nécessite un plan de masse de conductivité élevée: les conséquences en seront abordées ultérieurement. En raison de ces avantages, nous avons retenu cette configuration.

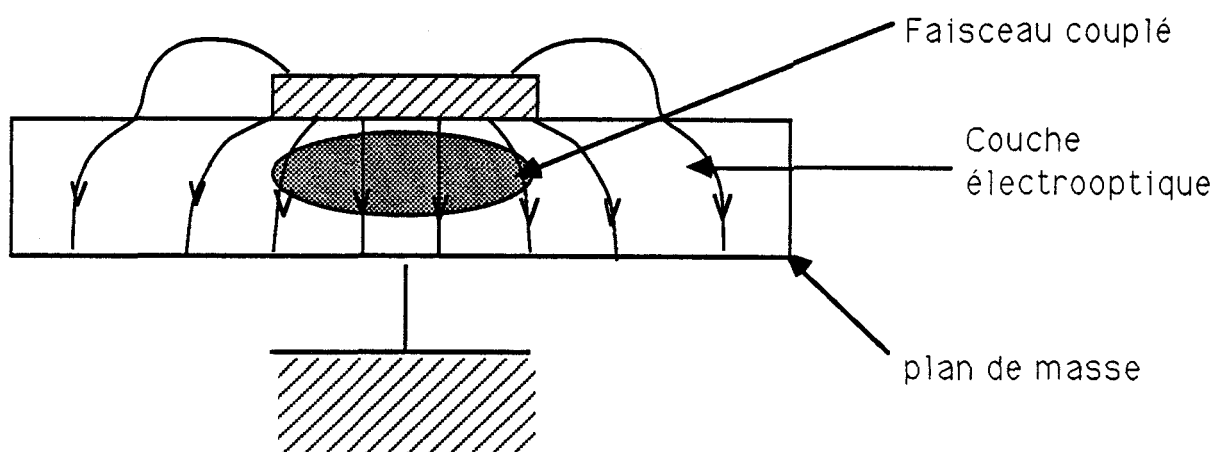


Fig 31 :Ligne microruban pour modulateur électrooptique

◊ Quelle que soit la disposition retenue (microruban ou coplanaire), l'obtention de champs élevés nécessite des électrodes très rapprochées (quelques dizaines de microns), donc présente une impédance caractéristique très faible (quelques ohms), très difficile à adapter dans une large bande à un générateur 50Ω .

IV.3.2. Conséquence de ce choix

Dans ce paragraphe, nous abordons les répercussions du choix précédent sur les guides infrarouges: nous verrons notamment que l'on peut obtenir des guides infrarouges en réalisant une épitaxie d'AsGa faiblement dopé sur un substrat plus fortement dopé, mais que les propriétés hyperfréquences de ces guides ne semblent pas satisfaisantes pour l'application envisagée.

IV.3.2.1. Technique d'élaboration des guides infrarouges par épitaxie

La technique la plus classique, et également la plus reproductible [31], consiste à élaborer le guide par épitaxie d'AsGa ($n = 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) sur un substrat, lui, aussi conducteur que possible ($n > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) (fig 32). Le substrat n^+ joue le rôle du milieu d'indice n_0 dans le modèle du guide infrarouge, et de plan de masse de "mauvaise" conductivité pour la ligne

microonde. Nous allons maintenant présenter les grandes lignes des propriétés optiques de ce type de guide.

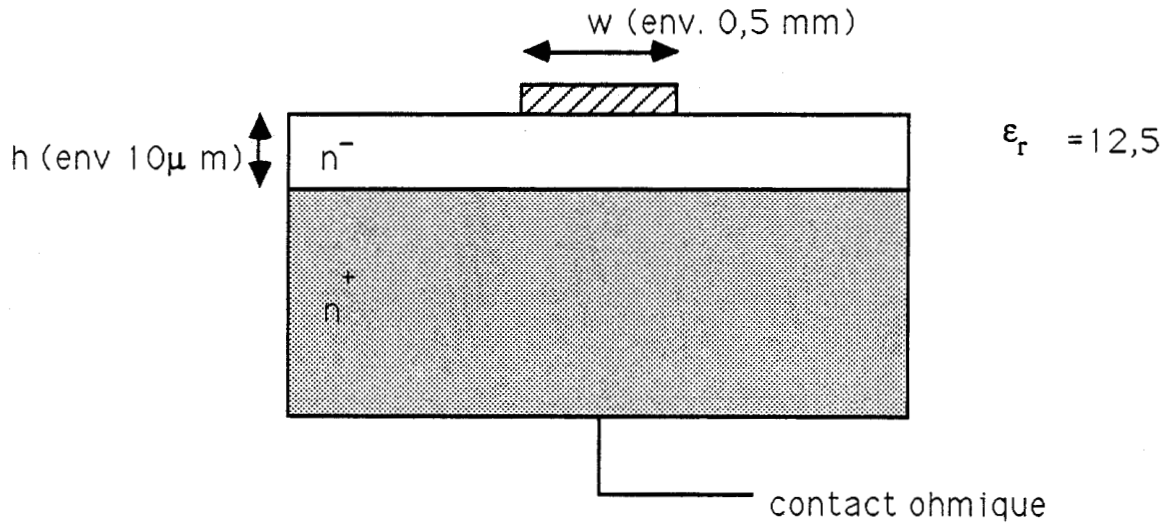


Fig 32 : ligne microruban sur guide épitaxié: notations pour l'étude de l'impédance et des pertes

t- Variation d'indice optique liée au dopage

Le modèle de Drude-Lorentz [32] permet de donner, pour de l' AsGa dopé n, la permittivité **relative** optique complexe sous la forme :

$$\epsilon_r = \epsilon_1 - j\epsilon_2, \text{ où}$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_{r0} - \frac{\omega_p^2}{\omega_d^2 + \omega^2}$$

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_d}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega_d^2 + \omega^2}$$

$$\omega_p^2 = N_D \frac{e^2}{m^* \epsilon_0} \text{ et } \omega_d = \frac{e}{m^* \mu}$$

ω_d est appelé pulsation de diffusion, ω_p pulsation de plasma.

m^* est la masse effective des porteurs (électrons); pour un électron dans AsGa, $m^* \approx 0,068 m_0$, où $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg

ω est la pulsation infrarouge

μ est la mobilité des électrons

N_D est la densité de donneurs d' électrons

ϵ_{r0} est la permittivité relative basse fréquence du semiconducteur.

Notons encore que tous ces calculs sont valables en l'absence de transitions interbandes dans le semiconducteur.

L'indice du semiconducteur dopé n peut donc s'écrire : $n = n_r - jX$ avec:

$$n_r = \text{Re} \left[(\epsilon_r)^{\frac{1}{2}} \right] = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}}$$

La partie complexe s' écrit :

$$X = \frac{\epsilon_2}{\sqrt{2 \left[\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} \right]}}$$

et rend compte de l'absorption de l' intensité lumineuse. Des calculs menés sur ce type de modulateur [31] ont conduit aux résultats suivants : à $10,59 \mu\text{m}$

AsGa intrinsèque	$n_r = 3,27$	$X = 3,2 \cdot 10^{-8}$	
(non intentionnellement dopé)			
$N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$n_r = 3,27$	$X = 3,2 \cdot 10^{-6}$	$A = 0,27 \text{ dB/cm}$
$N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$n_r = 3,27$	$X = 3,2 \cdot 10^{-5}$	$A = 2,7 \text{ dB/cm}$
$N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$n_r = 3,07$	$X = 3,2 \cdot 10^{-3}$	$A = 270 \text{ dB/cm}$
$N_D = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$n_r = 2,8$	$X = 0,01$	$A = 650 \text{ dB/cm}$

Pour un guidage efficace de l'onde infrarouge , il est souhaitable de conserver un contraste d' indice suffisant entre guide et substrat, afin de tenir compte d' éventuelles dispersions de caractéristiques. D' autre part , l'

absorption de l'intensité lumineuse par le matériau de la couche guidante, $A = 2X\omega/c$ doit rester modérée; les données ci-dessus montrent que l'on doit avoir: $N_D \ll 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour le guide et $N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour le substrat. Les techniques d'épitaxie rendent peu probable la réalisation de guides d'épaisseur supérieure à $10 \mu\text{m}$ sans de nombreux défauts en surface, l'épitaxie amplifiant les défauts. C'est donc cette limite pour l'épaisseur des couches guidantes que nous retiendrons.

ii- Pertes hyperfréquences prévisibles pour cette méthode d'élaboration des guides.

Nous nous proposons maintenant de présenter une évaluation des pertes d'une ligne microruban déposée sur une structure épitaxiée du type représenté par la figure.

Des approches très rigoureuses, fondées sur la méthode spectrale [33], ont été faites de cet important problème. Nous nous bornerons à présenter une évaluation simple des pertes de nos lignes microrubans, fondée sur les calculs de Pucel et al. [34], puis nous mentionnerons les résultats obtenus pour des systèmes similaires par l'approche spectrale.

La méthode de Pucel tient compte de 3 sources de pertes:

- les pertes ohmiques du matériau diélectrique (en ce qui nous concerne, de la couche guidante)
- les pertes liées à la conductivité insuffisante du métal constituant le ruban
- les pertes liées à la conductivité insuffisante du matériau constituant le plan de masse. Ce dernier effet est dominant pour le système envisagé.

Dans cette méthode, le coefficient d'atténuation microonde α_c lié à l'imperfection du plan de masse est donné par

$$\alpha_c = \frac{1}{2\mu_0 Z_0} R_s \frac{dL}{dh}$$

où R_s , résistance d'effet de peau dans le substrat n^+ , vaut :

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma}} = \frac{1}{\sigma \delta}$$

δ est l'épaisseur de peau dans le plan de masse

σ est la conductivité du milieu constituant celui-ci

f est la fréquence microonde.

L , coefficient d'auto-induction par unité de longueur de la ligne est

donné par les formules de Wheeler, pour $w/h \geq 2$:

$$L = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{\frac{w}{2h} + \frac{1}{\pi} \ln \left[2\pi e \left(\frac{w}{2h} + 0,94 \right) \right]}$$

w et h sont respectivement la largeur du ruban et l'épaisseur de la couche guidante.

e est la base des logarithmes néperiens.

Z_0 , impédance caractéristique de la ligne est également donnée par

les formules de Wheeler [18] sous la forme :

$$Z_0 = \frac{Z'_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}$$

où

$$Z'_0 = \frac{120 \pi}{1,393 + \frac{w}{h} + 0,667 \ln \left(1,44 + \frac{w}{h} \right)}$$

et

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 10 \frac{h}{w}}}$$

Le calcul effectué pour les données de la figure 33 donne :

$$\frac{dL}{dh} = \frac{\mu_0 W}{4h^2} \frac{\left[1 + \frac{1}{\pi \left(\frac{w}{2h} + 0,94 \right)} \right]}{\left\{ \frac{w}{2h} + \frac{1}{\pi} \ln \left[2\pi e \left(\frac{w}{2h} + 0,94 \right) \right] \right\}^2}$$

En retenant pour valeurs numériques $\epsilon_{\text{eff}}=12,5$ et $Z_0 \neq 2\Omega$, si l' AsGa dopé $N_D = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ constituant le substrat est en régime de mobilité, on a $\sigma \# N_D \mu_n e = 0,34 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ pour $\mu_n = 0,85 \text{ SI}$ à 13 GHz, et $R_s = 0,39 \Omega$.

$$\alpha_c = 1,7 \text{ cm}^{-1} = 14,5 \text{ dB cm}^{-1}$$

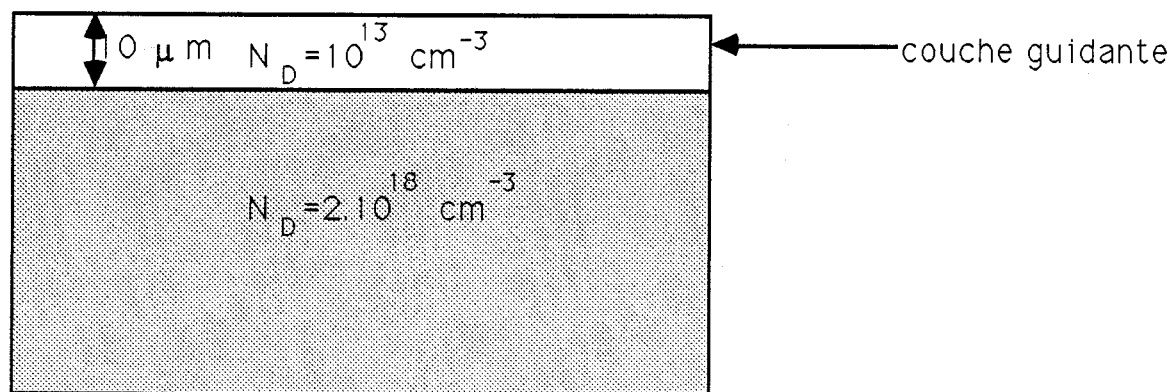


Fig 33 : guide réalisé par épitaxie; le guidage est assuré par contraste de dopage

Notons encore que dans ces conditions, une diminution de w réduirait les pertes ; ceci se ferait toutefois au détriment du recouvrement du faisceau infrarouge et de la micro-onde.

Cette valeur α_c peut être comparée aux pertes diélectriques dans la couche épitaxiée à $N_D' = 10^{12} / 10^{13} \text{ cm}^{-3}$:

$$\alpha_d \# e^{-\frac{1}{\delta'}} \text{ où } \delta' = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 N_D' \mu_n e}}$$

soit $\delta' = 1,2 \text{ cm}$ et $\alpha_d = -7,2 \text{ dB/cm}$

Les résultats obtenus, similaires à ceux obtenus par la méthode spectrale [36], permettent de penser qu'il est nécessaire d'utiliser comme guides

-soit des épitaxies semi-isolantes sur des substrats dopés à $N_D > 10^{19} / 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ de manière à obtenir des pertes micro-ondes inférieures à 3 dB cm^{-1} , ce qui paraît incompatible avec l'obtention d'épitaxies de qualité

-soit des guides réalisés par amincissement à partir de galettes d'AsGa semi-isolantes [37] dont une face est préalablement métallisée pour tenir lieu de plan de masse. Nous avons retenu ce dernier type de guides. Dans le prochain paragraphe, nous en donnons les principales propriétés.

IV.3.2.2 Guides obtenus par amincissement (propriétés générales).

Ces guides sont élaborés à partir de galettes commerciales d'AsGa, pour lesquelles la résistivité ρ est comprise entre 10^6 et $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$. Ceci nous donne une épaisseur de peau $\delta'' \geq 44 \text{ cm}$ à 13 GHz . Il semblerait donc qu'une telle structure soit très favorable à la réalisation de modulateurs d'une longueur de quelques centimètres.

La structure générale du guide à obtenir est illustrée à la figure 34.

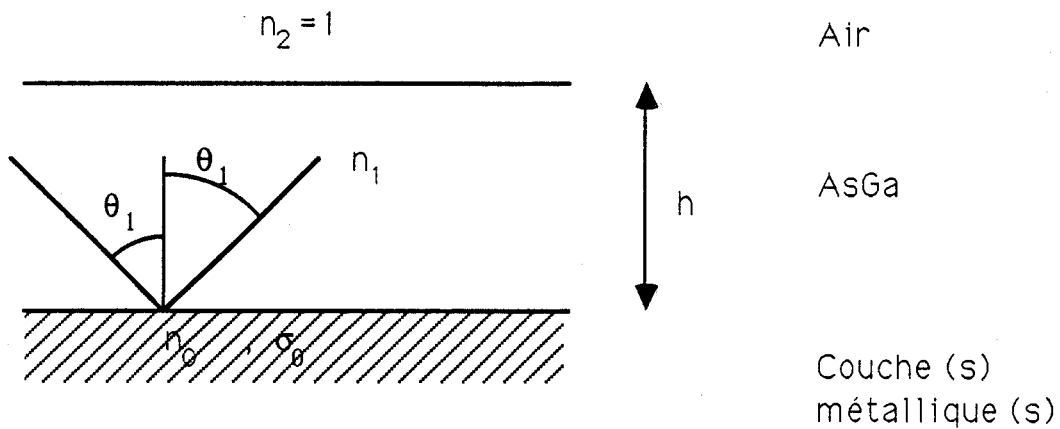


Fig 34 : notations pour l'étude de l'équation aux valeurs propre d'un guide métallisé

La métallisation d'or avec une couche d'accrochage éventuelle (chrome) doit avoir une épaisseur très supérieure à la profondeur de pénétration de l'infrarouge dans le métal, soit : 280 Angström.

La méthode de réalisation sera présentée ultérieurement. Nous allons ici montrer que ces guides propagent les modes TE, mais pas les modes TM.

Propriétés optiques :

Ces propriétés peuvent être mises en évidence en étudiant le coefficient de réflexion donné par les formules de Fresnel, en considérant la réflexion totale sur un plan métallique [39], caractérisé par une permittivité relative et un indice complexes (figure 34) :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r0} - j \frac{\sigma_0}{\omega_{IR} \epsilon_0} = \epsilon_{r0} - j\alpha$$

où σ_0 est la conductivité du métal (pour l'or, $4,1 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$) et ω_{IR} la pulsation de l'onde infrarouge.

Sans restreindre la généralité du problème, on peut admettre que cette permittivité ϵ_r^* est purement imaginaire et que

$$n_0 \# \left(\frac{\sigma_0}{\omega_{ir} \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1-j}{\sqrt{2}}$$

Pour l'or, $\alpha \# 25000$ SI à $10 \mu\text{m}$, ce qui justifie l'approximation précédente.

Rappelons que (§ IV.2.2.) le coefficient de réflexion à l'interface 1/0 s'écrit :

$$r_{\perp} = \frac{\xi_1 - \xi_0}{\xi_1 + \xi_0} \text{ pour les modes TE}$$

$$r_{//} = \frac{n_0^2 \xi_1 - n_1^2 \xi_0}{n_0^2 \xi_1 + n_1^2 \xi_0} \text{ pour les modes TM}$$

où: $\xi_1 = n_1 \cos \theta_1$

$$\xi_0 = [n_0^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1]^{1/2} = n_0 \cos \theta_0$$

n_0 et $\cos \theta_0$ sont des fonctions complexes. La valeur élevée de $|n_0|$ fait que $\cos \theta_0 \# 1$.

1. Cas des modes TE

ξ_0 peut être approximé par $n_0 - \frac{n_1^2}{2n_0} \sin^2 \theta_1$. Le coefficient de

réflexion $r_{\perp}$ s'écrit alors :

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_0 + \frac{n_1^2}{2n_0} \sin^2 \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_0 - \frac{n_1^2}{2n_0} \sin^2 \theta_1} \# - \frac{1 - \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_1}{1 + \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_1}$$

Dans l'équation aux valeurs propres des modes du guide, $|r_{\perp}|$ représente l'atténuation à chaque réflexion à l'interface 1/0.

$\text{Arg}(r_{\perp}) = -2\phi_{10}$ est la rotation de phase à la réflexion à l'interface 1/0.

Pratiquement,

$$\left| \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_1 \right| \ll 1, \quad |r_{\perp}| \approx -1 + 2 \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_1$$

$$|r_{\perp}| \approx 1 - n_1 \cos \theta_1 \left(\frac{2\omega_i \epsilon_0}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}}$$

et $\text{Arg}(r_{\perp}) \approx \pi$.

Pour un mode TE_0 , dans un guide d'épaisseur $e = 25 \mu\text{m}$, $|r_{\perp}| \approx 0,9964$ et $|r_{\perp}|^2$, coefficient de réflexion en puissance, a pour valeur 0,993.

L'équation aux valeurs propres des modes peut donc s'écrire comme précédemment : $2b_1 h - \pi - 2\phi_{12} = 2m\pi$, où $m = 0, 1, 2, \dots$ représente l'indice du mode TE considéré. Cette formule est formellement identique à celle obtenue au § IV. 2. I. en remplaçant ϕ_{10} par π .

Cette équation (transcendante à cause de ϕ_{12}), peut être résolue numériquement. Le programme est brièvement décrit ultérieurement et permet d'obtenir les valeurs des angles θ_1 en fonction de l'épaisseur des guides et de l'ordre du mode envisagé.

Les pertes optiques dues à la métallisation peuvent être évaluées en calculant le nombre de réflexions diélectrique-métal [39] subies par unité de longueur et pour le mode considéré ; ainsi

$$N = \frac{1}{2h \sin \theta_1}$$

et le coefficient d'atténuation s'écrit : $\alpha_{\text{réf}} = |r_{\perp}|^{2N}$

Pour le TE_0 précédent, $\alpha_{\text{réf}} = 0,93 \text{ cm}^{-1} = -0,3 \text{ dB cm}^{-1}$. En règle générale, cette atténuation augmente avec l'ordre du mode.

Ce résultat peut être comparé au coefficient d'absorption diélectrique A obtenu au § IV.3.2.1.i pour un matériau dopé $n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Les pertes liées à la réflexion métallique seront avec les pertes par rugosité de surface les principales sources d'atténuation de ce type de guide.

2. Cas des modes TM

On aboutit comme précédemment à

$$|r_{//}|^2 = \frac{1 - \frac{n_1}{\cos \theta_1} \left(2\omega_{\text{ir}} \frac{\epsilon_0}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{n_1^2}{2\cos \theta_1} \left(2\omega_{\text{ir}} \frac{\epsilon_0}{\sigma} \right)}{1 + \frac{n_1}{\cos \theta_1} \left(2\omega_{\text{ir}} \frac{\epsilon_0}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{n_1^2}{2\cos \theta_1} \left(2\omega_{\text{ir}} \frac{\epsilon_0}{\sigma} \right)}$$

Dans les mêmes conditions, on aurait $|r_{//}|^2 \approx 0,6$ pour un mode éventuel TM_0 , ce qui conduirait à un coefficient d'atténuation

$$\alpha = 3,4 \cdot 10^{-5} = -44 \text{ dB cm}^{-1}$$

3. Commentaires

Les résultats ci-dessus montrent que si l'on parvient à coupler simultanément un mode TE_m et un mode TM_n , seul le TE se propage ; cette particularité est à la base de la réalisation d'un polariseur en optique intégrée par métallisation d'une face du guide. Notons encore que pour un mode TE, l'atténuation sera élevée au carré sous l'électrode de la ligne microruban et deviendra ainsi proche de $-0,6 \text{ dB cm}^{-1}$. Par ailleurs, on ne pourra pas réaliser (comme dans la troisième partie) un modulateur d'amplitude par conversion d'une fraction de l'énergie d'un mode TE sur un mode TM.

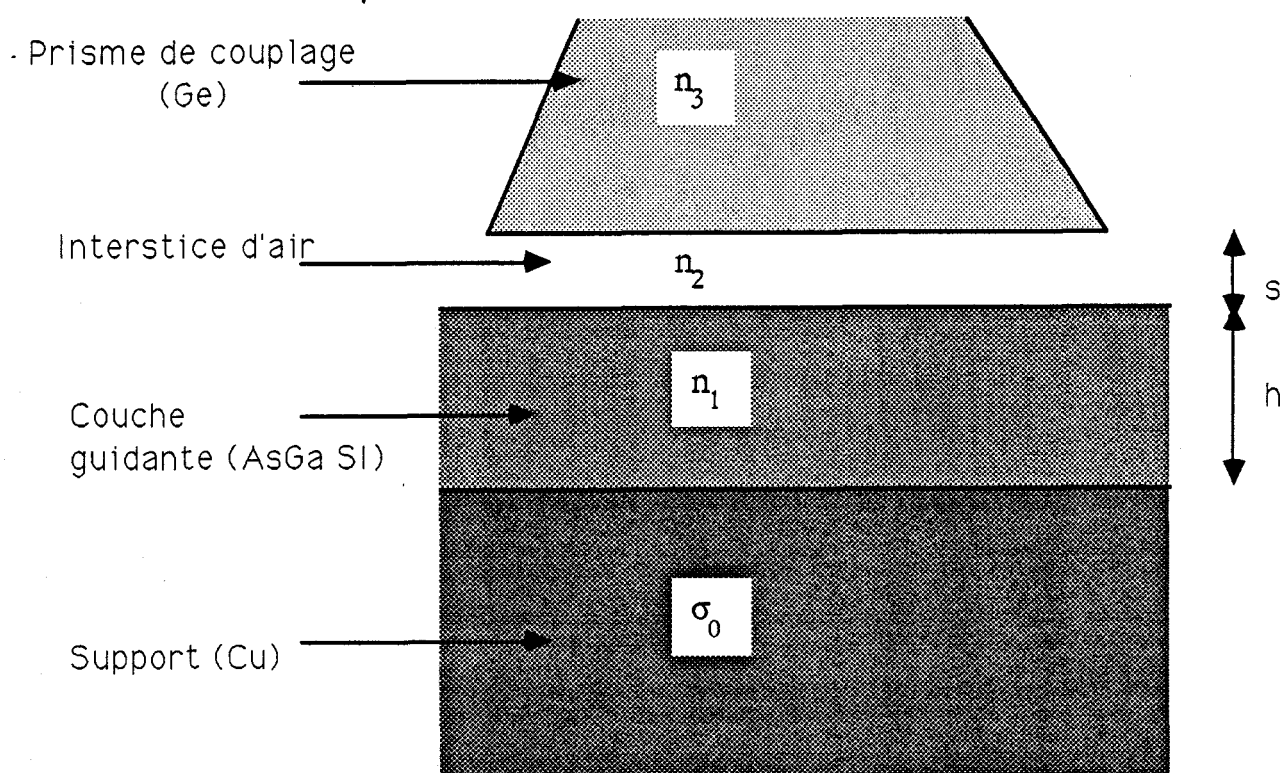
IV.4. Couplage à un guide planaire

Les techniques de couplage à un guide planaire sont fondées soit sur le couplage en bout, ce qui suppose de pouvoir polir et de traiter l'extrémité des guides, soit sur une rupture locale du guidage, par exemple par gravure d'un réseau sur le guide, ou encore en pressant contre le guide un prisme d'indice supérieur à celui de la couche guidante [40]. C'est cette dernière solution que nous avons retenue, car elle permet un test facile des guides, et ce en tout point de leur surface. Dans ce paragraphe, nous présentons brièvement les principaux résultats concernant ce couplage.

t- Principe

Le prisme est posé sur la couche guidante ; il subsiste nécessairement entre ces deux plans un interstice d'air (figure 35).

Fig 35 : Couplage au guide par prisme



L'interface n_3/n_2 est en réflexion totale pour l'onde infrarouge. Il existe donc dans le milieu 2 une onde évanescente [41]; elle peut "recouvrir"

l'onde évanescente associée à un mode du guide (fig 36), il y a donc transfert d'énergie du milieu 1 vers le milieu 3 (et réciproquement...).

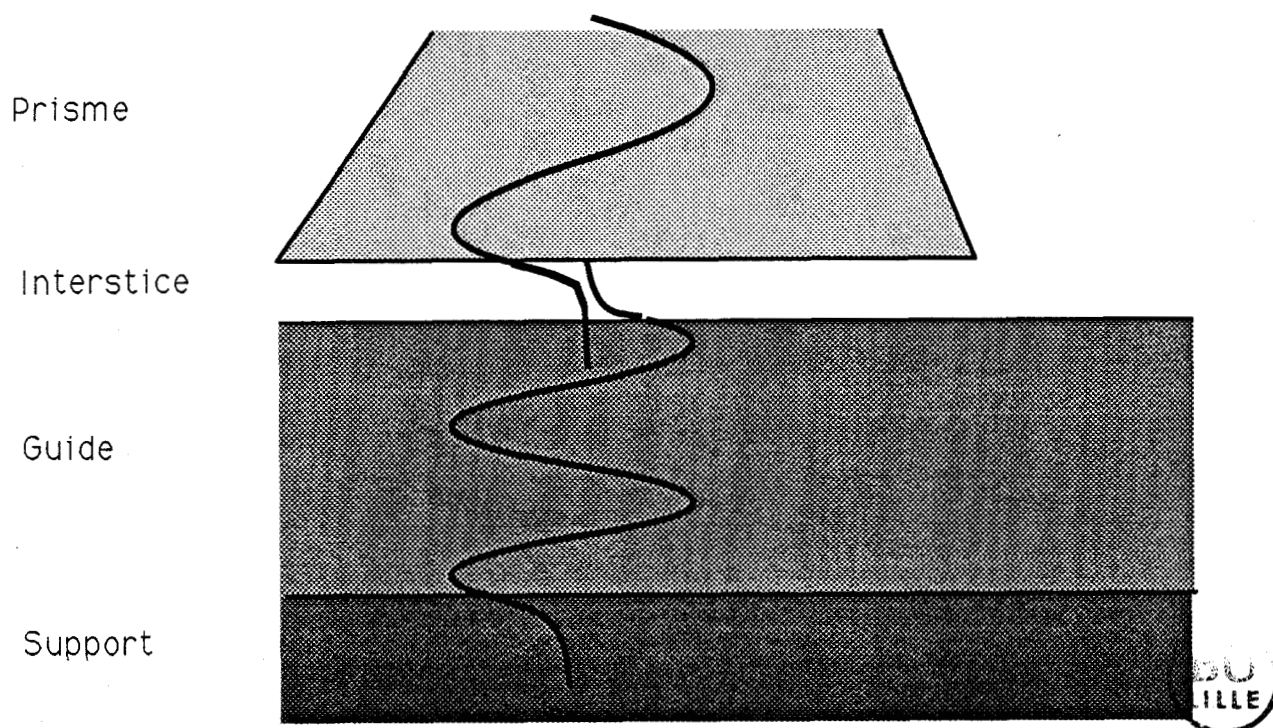
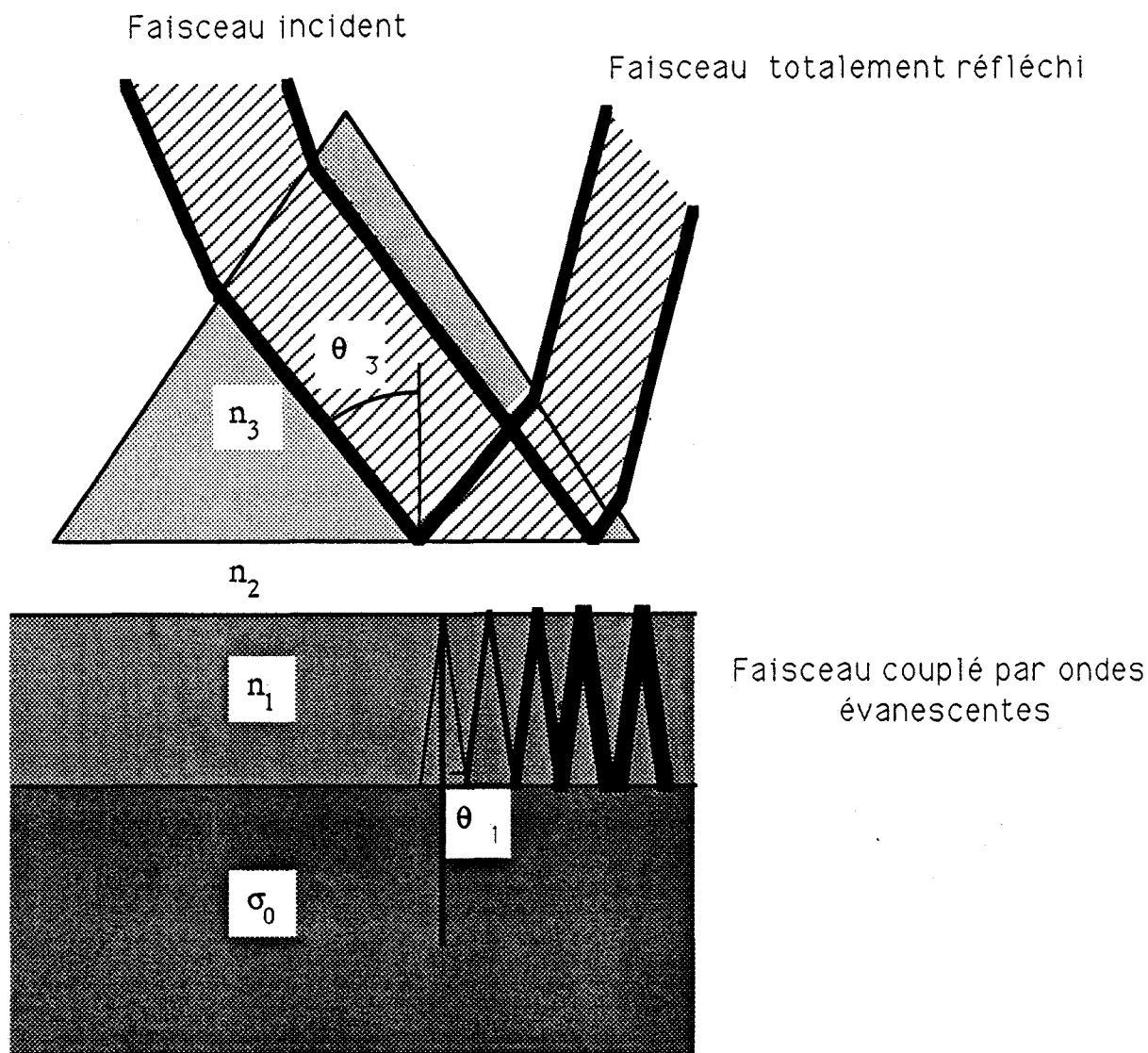


Fig 36 :couplage par recouvrement d'ondes évanescentes

Ce recouvrement ne peut se faire pour chaque mode porté par le guide que si $n_3 > n_1$. Pour nos modulateurs, le milieu d'indice n_3 est constitué par un prisme en Germanium (Ge $n_3 = 4$, AsGa $n_1 = 3,27$).

ii- Principales propriétés (fig 37)

Fig. 37: Principe du couplage par prisme d' un faisceau



Celles-ci ont été développées en détail par Ulrich [29,42] et Midwinter [43] à partir d'une analyse par ondes planes.

Nous en résumons ici les principaux résultats :

◊ L'écriture des conditions aux limites aux interfaces 2/3 et 1/2 permet d'établir que $\beta_3 = \beta_2 = \beta_1 = \beta$, respectivement constantes de propagation selon x de l'onde infrarouge dans les milieux 3, 2 et 1 ; en termes d'angles, on a donc $kn_3 \sin \theta_3 = kn_1 \sin \theta_1$.

◇ Dans le cas du guide d'onde simple, sans prisme de couplage (l'interstice s tend vers l'infini) on aboutit à une équation aux valeurs propres de la forme :

$$2b_1(\beta)h - 2\phi_{10}(\beta) - 2\phi_{12}(\beta) = 2m\pi$$

et les β possibles prennent des valeurs N_m discrètes qui sont en nombre fini, fonction de l'épaisseur h du guide (§ IV.2.1)

◇ Nous avons vu précédemment qu'aux modes portés par la lame est associée une onde évanescente dans l'air, dont l'amplitude décroît d'autant plus rapidement que l'indice du mode est faible (§ IV-2-2-3-i); le couplage des modes d'indice faible impose donc, pour accroître le recouvrement des ondes évanescentes, de réduire l'interstice d'air en augmentant la pression sur le prisme. Le couplage est en général d'autant plus difficile que l'indice du mode est faible car il requiert un intervalle d'autant plus petit que l'indice du mode est faible.

◇ En présence du prisme, le paramètre de contrôle du couplage est la distance s , épaisseur de l'interstice d'air.

Dans ce dernier cas, pour toute valeur de β , il existe dans le guide une certaine densité d'énergie, $W_1(\beta)$. W_3 représentant la densité de puissance incidente dans le prisme, si celui-ci est à distance finie du guide, le rapport $W_1(\beta)/W_3$ présente des maxima locaux pour des valeurs de $\beta = N_m^{(p)}$. Si s devient très grand, les $N_m^{(p)}$ convergent vers les N_m . En particulier, pour un couplage faible, $N_m^{(p)} \neq N_m$.

Le couplage est optimal si $\beta = N_m^{(p)}$, qui pour un couplage faible est peu différent de N_m , ce qui donne l'angle d'incidence optimal. En général, nous nous trouvons dans ces conditions de couplage.

Des calculs approchés et numériques effectués pour une onde possédant un profil rectangulaire (donc hypothétique) [29] ou gaussien [42] montrent que le faisceau réfléchi présente une amplitude nulle pour $\beta \neq N_m^{(p)}$,

c'est la "ligne noire" représentée à la figure 38. Par ailleurs, Midwinter [43] décrit la déformation de la tâche réfléchiée en fonction de la force du couplage, et vérifie numériquement l'existence de la ligne noire.

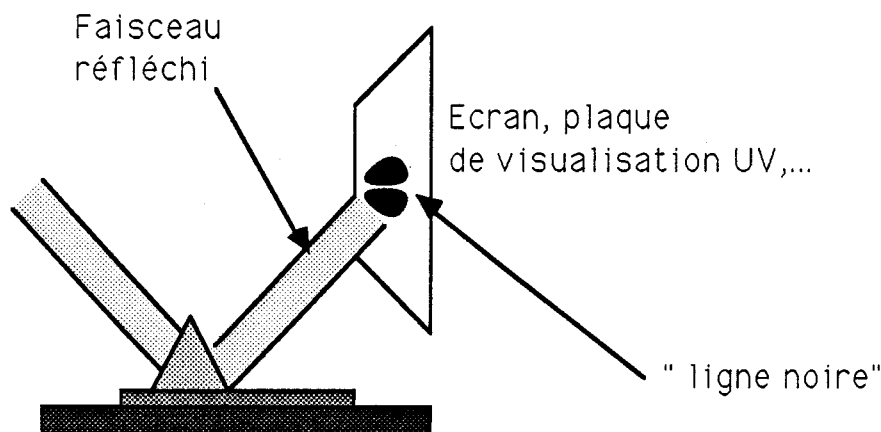


Fig 38: mise en évidence de la "ligne noire"

On définit une longueur caractéristique l_m pour laquelle en l'absence d'onde incidente, l'amplitude du faisceau guidé décroît en $1/e$. l_m varie dans le même sens que s . Pour un faisceau gaussien, le couplage le plus efficace (efficacité $\eta_{\max} = 0,801$) est obtenu pour $l_m/w = 1,48$, où w est le demi-diamètre du faisceau, alors que pour un faisceau rectangulaire $\eta_{\max} = 0,814$ pour $l_m/w = 1,59$.

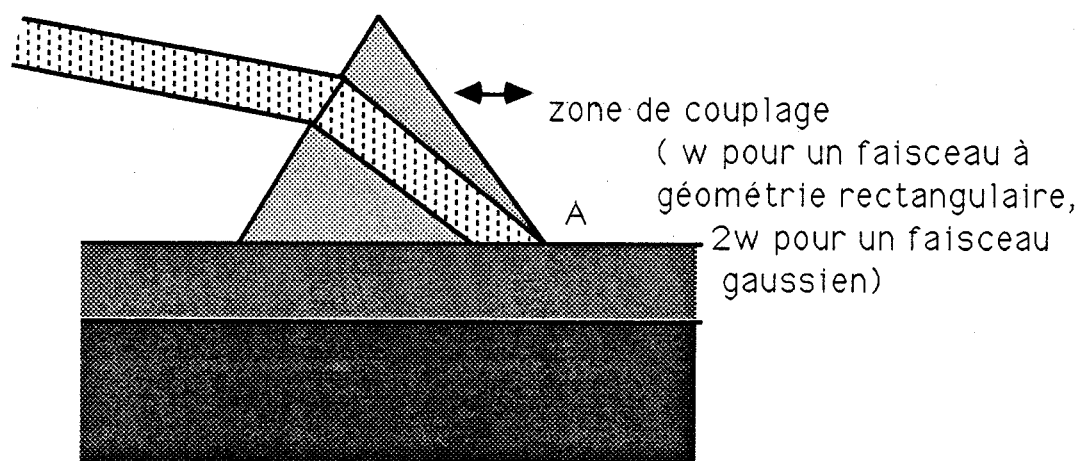
Physiquement, on considère que la "ligne noire" résulte de l'interférence destructive du faisceau réfléchi totalement sur l'interface 2/3 avec l'énergie fuyant de la couche vers le prisme. Cette "ligne noire" atteste que :

1. de l'énergie est couplée au guide
2. le guide n'a pas de pertes trop importantes.

Pour obtenir le meilleur couplage possible, il faut donc régler l'interstice s conjointement à w , par essais successifs ; il est souhaitable, même

si ce n'est pas très critique, que le front d'onde sur la base du prisme soit sensiblement plan. Il convient donc de focaliser le faisceau, en général gaussien car issu d'un laser CO_2 , sur l'interface prisme-Air [42]. Enfin (figure 39), pour limiter les pertes par découplage du guide vers le prisme, il faut que la zone d' incidence du faisceau sur la base du prisme atteigne l' arête A de celui-ci [29].

Fig. 39: couplage optimal: le faisceau atteint l' arête du prisme pour limiter les pertes par découplage



Enfin, on vérifie que le faisceau couplé puis découplé conserve les propriétés d'un faisceau gaussien [42], l'évolution dans le guide n'étant perturbée que par le changement de longueur d' onde .

IV.5. Réalisation pratique des guides planaires.

IV.5.1. Principe.

Comme nous l'avons vu précédemment (§ IV.3.2.1.), des structures de guide épitaxié, malgré tout l'intérêt qu'elles présentent sur le plan de la reproductibilité et de la mise en œuvre, ne se prêtent que difficilement à la

modulation ultrarapide, à moins de réaliser des contrastes de dopage extrêmes. Une solution alternative consiste à amener une galette d'AsGa semi-isolant ($\rho > 10^6/10^7 \Omega \text{ cm}$) à une épaisseur aussi faible que possible (pratiquement quelques 20 μm) par rodage.

IV.5.2. Le choix des wafers.

L'AsGa semi-isolant nous est fourni par le Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs de l'Université de Lille I sous la forme de galettes, de $\varnothing$ 2 in (Sumitomo), d'épaisseur voisine de 400 μm . L'une des faces est optiquement polie, l'autre simplement rodée. Cet AsGa est monocristallin, et les faces correspondent à des plans (001) ; cette disposition nous impose, pour obtenir une modulation de phase, que la direction de propagation soit [110] ; sur la face polie, une pulvérisation sous vide de 1.000 Å d'or est faite, avec une couche d'accrochage (chrome) ; les galettes d'AsGa sont alors clivées selon les directions [110] et [-110] (directions de clivage facile de l'AsGa) ; on forme ainsi 3 guides de dimension 9 mm x 45 mm par galette.

Un contrôle dimensionnel de l'épaisseur des wafers effectué sous comparateur de précision égale au micron montre que leur épaisseur est homogène, sauf sur les bords où l'on trouve une tombée de l'ordre de 20 μm .

IV.5.3. Amincissement des substrats

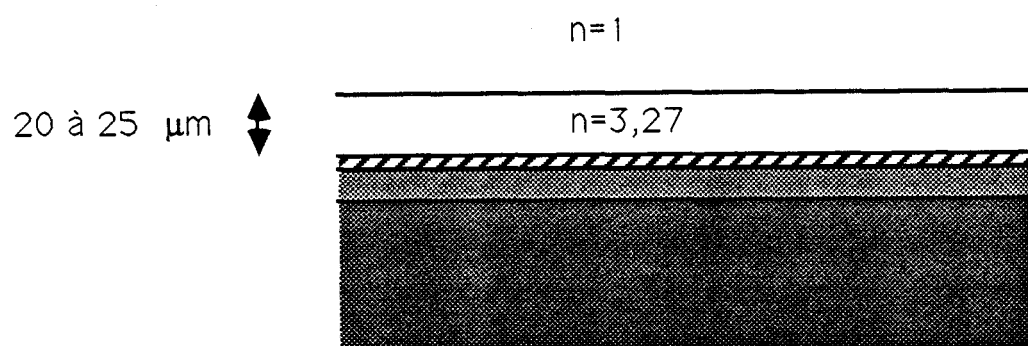
L'amincissement est fait par rodage mécanique, la couche constituant le guide est d'abord collée par sa face dorée sur un support mécanique rodé (que nous appellerons substrat) en cuivre ou en laiton (fig 40 et 41) ; ce support a une triple fonction :

- ◇ plan de masse pour la ligne microruban

- ◇ radiateur : l'échauffement induit par les fortes densités de puissance tant micro-onde qu'infrarouge aboutirait, en l'absence d'un support suffisamment conducteur de la chaleur, à la destruction systématique de la couche ; pour des conditions d'utilisation extrêmes, il est envisageable de poser ce support sur un radiateur refroidi par une circulation d'eau.

♦ enfin, il assure la cohésion mécanique de la couche une fois celle-ci amincie : des fractures dans celle-ci étant évidemment à proscrire.

Fig 40 : Structure des guides obtenus par amincissement



AsGa semi isolant



Métallisation miroir pour l'infrarouge: (Au 5000 Å +
couche d'accrochage; l'épaisseur d'or doit être très
supérieure à la profondeur de pénétration de
l'infrarouge dans le métal)

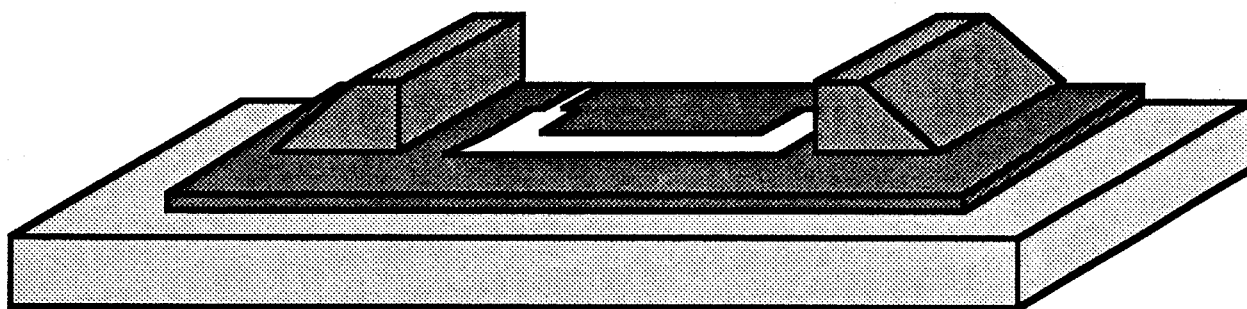
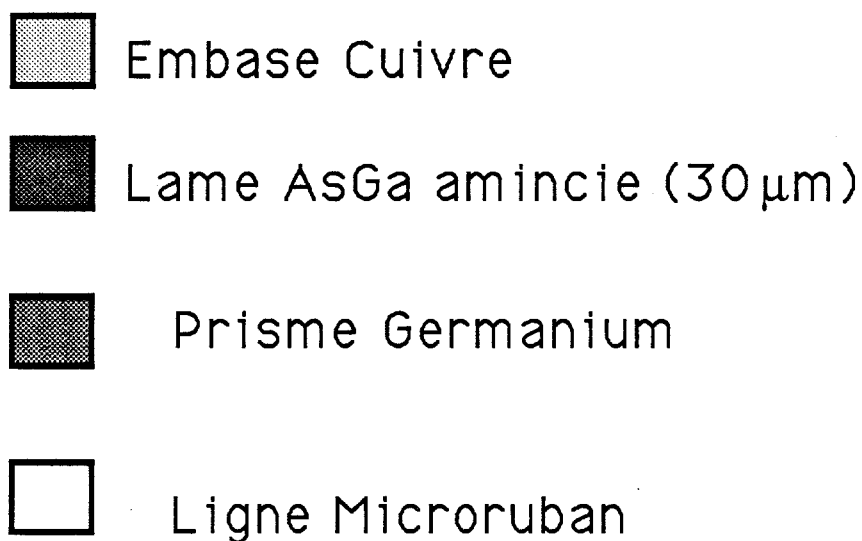


Joint de colle (épaisseur 2 à 3 μm)



Plan de masse hyperfréquence (cuivre électrolytique)

Fig. 41: Schéma de principe du modulateur intégré



Le support mécanique en cuivre ou laiton est d'abord rôdé de manière que sa surface puisse constituer une référence d'épaisseur (fig 44). Pour cela, on le fixe sur un polissoir (fig 42) ; celui-ci est constitué par un piston en laiton, pouvant tourner à l'intérieur d'un cylindre en acier inoxydable. Le choix de ces métaux vient de ce que leur frottement est gras.

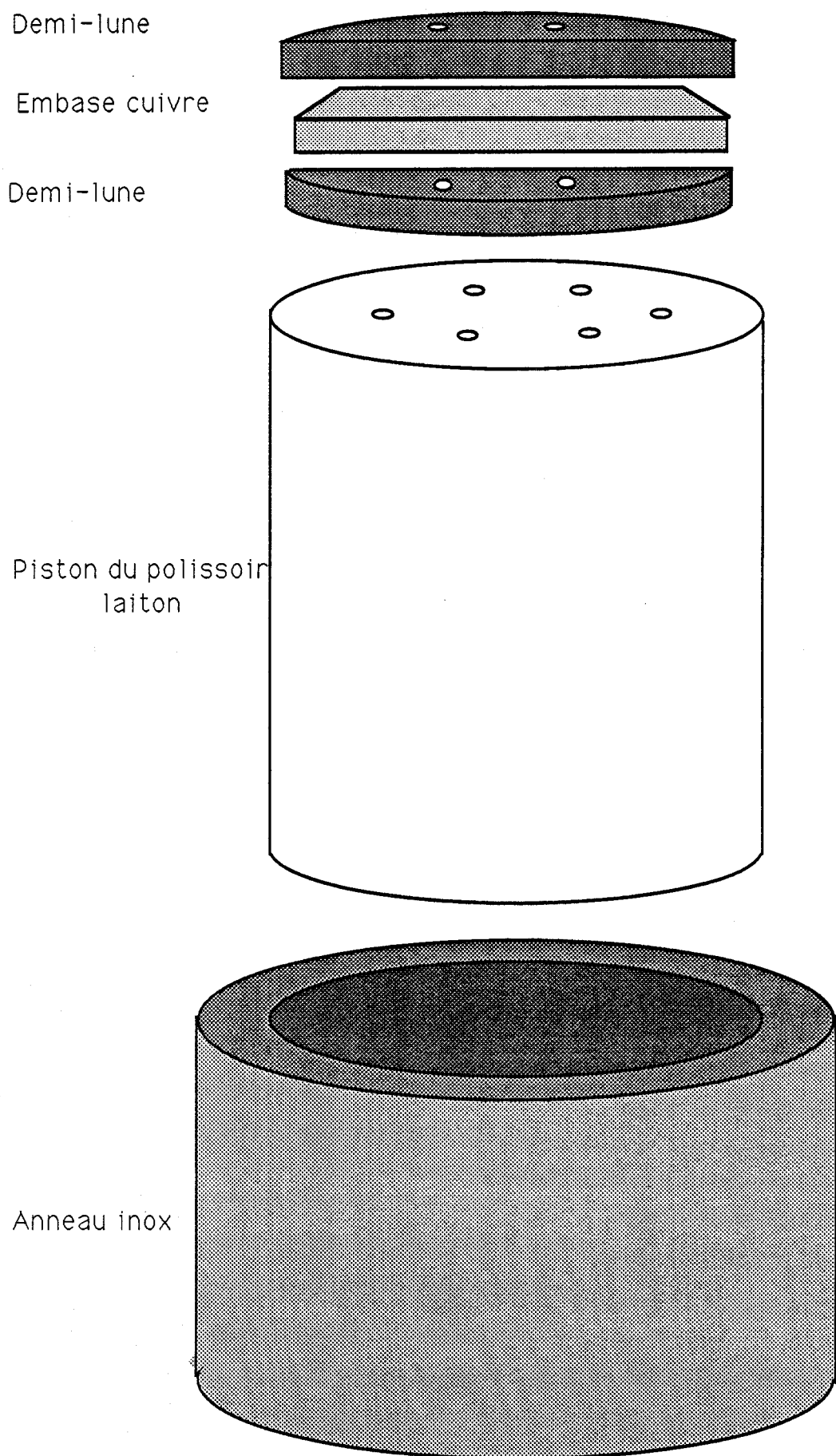


Fig 42 : vue
générale du
polissoir

Il est important de souligner que la qualité de réalisation de ces pièces est déterminante pour la réussite des opérations de rodage ; en particulier :

♦ le jeu entre le piston et le cylindre doit être suffisamment faible pour supprimer le débattement angulaire (fig 44), mais doit néanmoins permettre la rotation de ces pièces l'une par rapport à l'autre. Ce jeu a été fixé à 1/100 mm maximum.

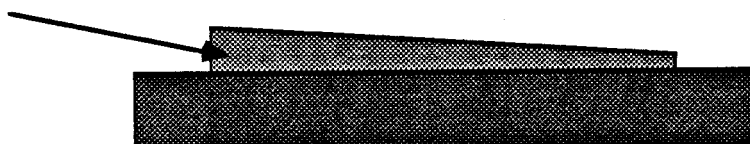
♦ afin d'obtenir une rotation régulière, surtout avec un polissoir neuf, l'axe du piston doit être perpendiculaire à sa base avec une tolérance de moins de $0,01^\circ$; il en est de même pour le cylindre. Le non-respect de ces deux conditions entraîne un défaut de parallélisme des échantillons obtenus (fig 44).

♦ enfin, la qualité de l'état de la surface intérieure du cylindre et extérieure du piston doit être aussi bonne que possible.

Le piston d'un polissoir neuf doit être abrasé de manière que sa face arrière constitue une référence d'épaisseur (figure 44) pour la mesure des échantillons.

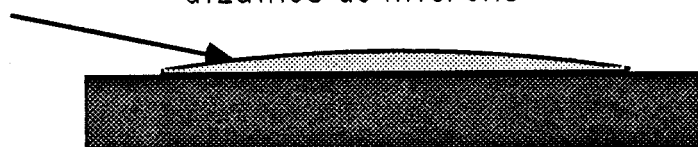
a) défaut de perpendicularité entre le piston et le cylindre
du polissoir: effet sur l'échantillon

Echantillon "en coin"

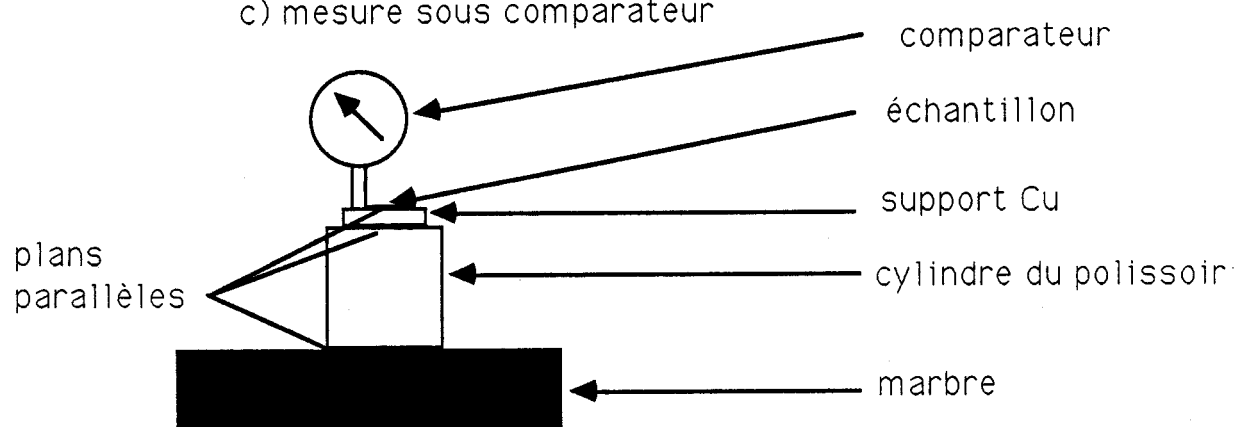


b) débattement angulaire entre le piston et le cylindre

Echantillon "en dôme"; l'écart dimensionnel peut atteindre quelques
dizaines de microns



c) mesure sous comparateur



Les plans parallèles sont tous trois de référence pour la mesure

Fig. 44: principaux défauts au polissage; mesure des échantillons

Le rodage du support mécanique s'effectue à l'aide d'un abrasif en feuille au carbure de silicium pour polissage à l'eau ; en fonction de la quantité de matière à enlever, et de l'état de finition de surface à obtenir, on utilise des papiers Struers de gradations successives 80-240-800-1200 et éventuellement 4000. On a utilisé pour effectuer ce travail une polisseuse rotative PRESI Mécapol 2B avec vitesse variable, munie d'un porte échantillon en V (figure 45) ; l'expérience a montré qu'il fallait éviter les rotations rapides, et les meilleurs résultats ont été obtenus avec une vitesse de 30 t/mn pour la préparation des supports. Après cette opération, la surface du support doit être parallèle à l'arrière du piston du polissoir ; en pratique, il existe toujours une tombée de bord importante (25 à 30 μm) liée au principe du polissage rotatif. Pour minimiser cet effet, il convient d'utiliser un polissoir de grandes dimensions devant la surface du substrat, et de placer celui-ci entre 2 demi-lunes en laiton . Ces précautions prises, le parallélisme peut être assuré à mieux que 1 micron sur la zone utile du support (5 cm x 2 cm).

Désormais, on pourra considérer que l'arrière du piston et le support sont parallèles ; ce dernier devient plan de référence.

La face polie et métallisée de la couche d'AsGa est alors collée sur le support ; il est indispensable, afin d'assurer une bonne tenue, et afin de pouvoir mesurer directement l'épaisseur d'AsGa, que le joint de colle présente les qualités suivantes :

- épaisseur très faible,
- bon parallélisme,
- absence de bulles, homogénéité,
- résistance aux efforts d'abrasion,
- éventuellement, conducteur de l'électricité.

Les 4 premières conditions peuvent être remplies par l'usage d'une résine Epoxy très fluide (Epotecny 353 ND) ; les précautions suivantes doivent être respectées :

◊ Le rapport de mélange des 2 composants de la résine doit être respecté très exactement, sinon la colle polymérisée s'écaille sans adhérer.

◊ La colle doit être appliquée sur le substrat et la couche doit glisser sur celle-ci. La colle gagne alors sous la couche et forme un joint homogène et sans bulles après quelques minutes de repos.

◊ La polymérisation à chaud doit être effectuée sous forte pression ; on est donc amené à presser sur la couche par l'intermédiaire d'une cale et d'un plateau en Téflon.

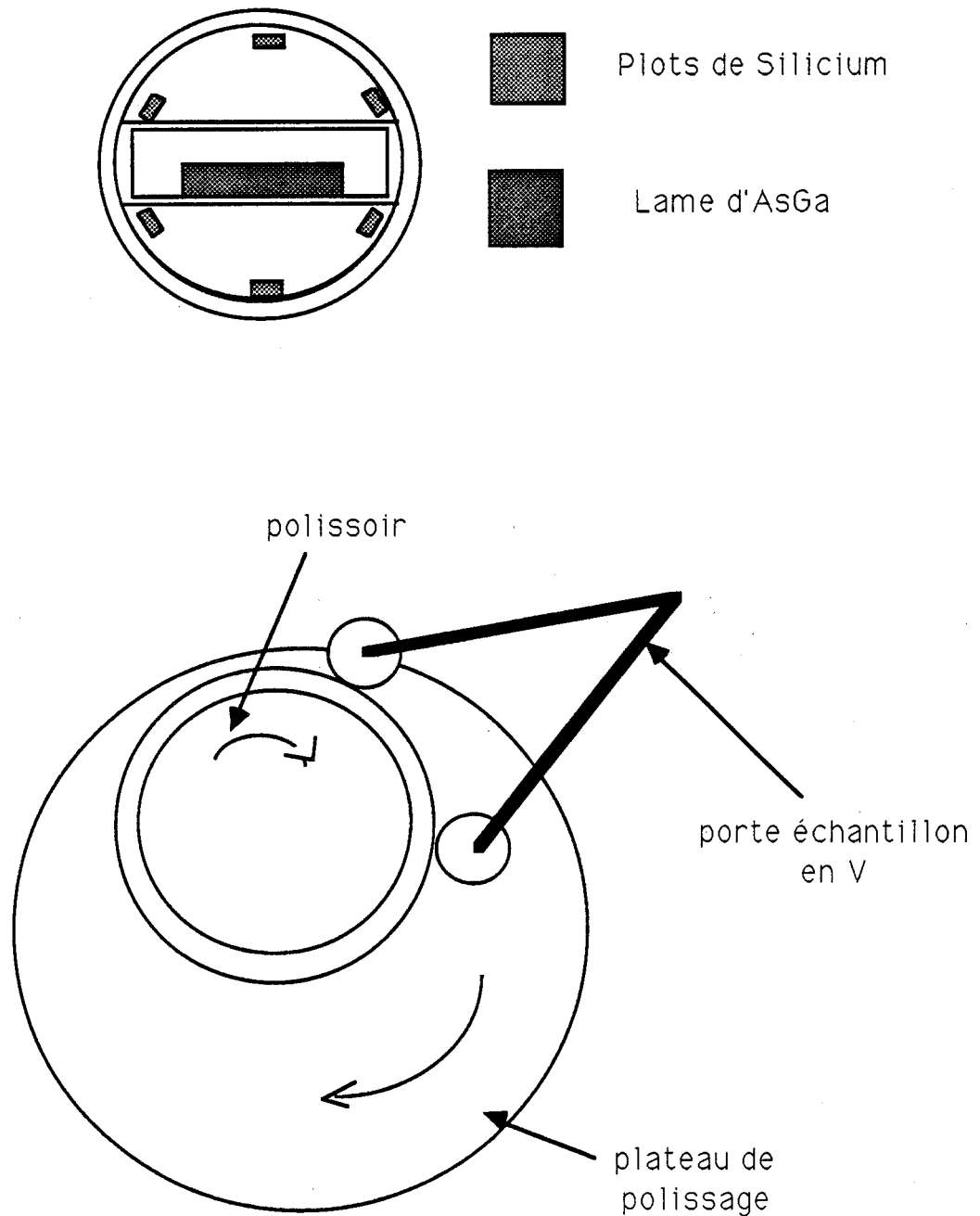
◊ La température de cuisson de la colle doit être la plus basse qui assure une polymérisation complète de la colle. En effet, les coefficients de dilatation linéiques respectifs du cuivre ($1,63 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$) et de l'AsGa ($5,9 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$) entraînent des fractures, des contraintes, des clivages dans la couche, si celle-ci est chauffée trop fortement. Autant que possible, on a utilisé une température de 60°C , et dans tous les cas, on a évité de dépasser une température de 80°C ; au-delà la couche est toujours détruite.

La résine 353ND n'est pas conductrice. Les résines électroconductrices disponibles sur le marché qui auraient permis de considérer la métallisation de la couche comme plan de masse hyperfréquence sont de conductivité faible, ce qui induirait des pertes hyperfréquences très importantes, et elles sont généralement peu fluides. Le choix de la résine isolante et l'épaisseur de la dorure de la couche (très inférieure à la profondeur de peau à 13 GHz) permet de ramener le plan de masse sur le support métallique à condition que l'épaisseur de colle soit effectivement très faible ($\leq 2 \mu\text{m}$).

Après refroidissement complet du piston du polissoir, il est possible de commencer le polissage. On commence par un rodage sur abrasifs carbure

de silicium de grain 800 et 1200. L' AsGa étant très tendre, pour éviter de trop fortes tombées de bord et sa destruction liée au poids trop important du polissoir, on colle sur les demi-lunes des plots de Silicium (figure 45) aussi éloignés que possible de la couche d'AsGa; le rodage du Silicium étant très lent, celui de l' AsGa se fait pratiquement sans pression du polissoir sur la couche et avec des tombées de bord très faibles [44].

Fig 45: polissoir, plots de Silicium, double mouvement de rotation



On suit, par mesures au comparateur, l'évolution de l'épaisseur de la couche. Il faut arrêter le rodage sur carbone de silicium une dizaine de microns au-dessus de la cote nominale à atteindre. Il est possible tant que la cote n'est pas trop faible ($> 100 \mu\text{m}$) de rattraper manuellement les défauts de

parallélisme de la couche. En-dessous de 100 μm , la couche devient extrêmement fragile, et il faut réduire fortement la vitesse de rotation du polissoir. Après la phase de rodage, la lame est soigneusement rincée à l'éthanol. Ce rinçage ne doit cependant pas être trop abondant, car il détruit partiellement la colle. La phase de polissage se fait sur des disques de drap, sur lesquels on effectue une pulvérisation de diamant ; on utilise des aérosols diamantés ESCIL:

- ◇ fin du rodage : aérosol diamanté 10 μm (abrasion d'environ 10 μm)
- ◇ ébauche du polissage : aérosol diamanté 3 μm
- ◇ polissage optique : aérosol diamanté 0,25 μm .

La finition s'effectue sur disques ESCIL Politex pour polissage chimique et l'on fait une attaque mécano-chimique à l'aide d'une solution à 6 % d'Hypochlorite de sodium (eau de Javel) et de gel de silice. Le poli optique est alors normalement atteint.

IV.5.4. Mesure.

L'une des difficultés est que toute mesure par contact est à proscrire dès que la phase de polissage est commencée. On peut néanmoins connaître en fin de processus l'épaisseur des couches par la méthode de la "ligne noire" présentée précédemment et dans l'hypothèse d'un couplage très faible, c'est-à-dire que les constantes de propagation β ne sont pas perturbées par la présence du prisme). Il s'agit alors, à l'aide d'un prisme en Germanium, avec des angles au sommet de 50, 55 et 75°, de coupler au guide le plus grand nombre possible de modes et l'on relève les angles de couplage ; plusieurs logiciels ont été écrits pour rendre compte numériquement des propriétés de ce type de couche :

- ◇ calcul de l'épaisseur minimale pour propager le mode TE_m
- ◇ calcul de la valeur propre β de l'équation de propagation correspondant au mode TE_m en fonction de l'épaisseur de la couche

◇ calcul de l'épaisseur de la couche en fonction de la valeur propre correspondante et de l'ordre du mode.

Notons que la résolution numérique est rendue nécessaire par le caractère transcendant de l'équation de propagation. La difficulté consiste à attribuer un indice à chaque mode couplé, mis en évidence par la réflexion frustrée (ligne noire), en particulier si le TE₀ est peu marqué. On lève cette ambiguïté en mesurant plusieurs modes : la suite des valeurs obtenues pour l'épaisseur du guide ne converge que si l'attribution des modes est correcte. Le schéma du montage de caractérisation est représenté par la figure 46. Le guide et son prisme sont montés sur une platine de rotation motorisée pas à pas Micro Contrôle UR 80 PP.

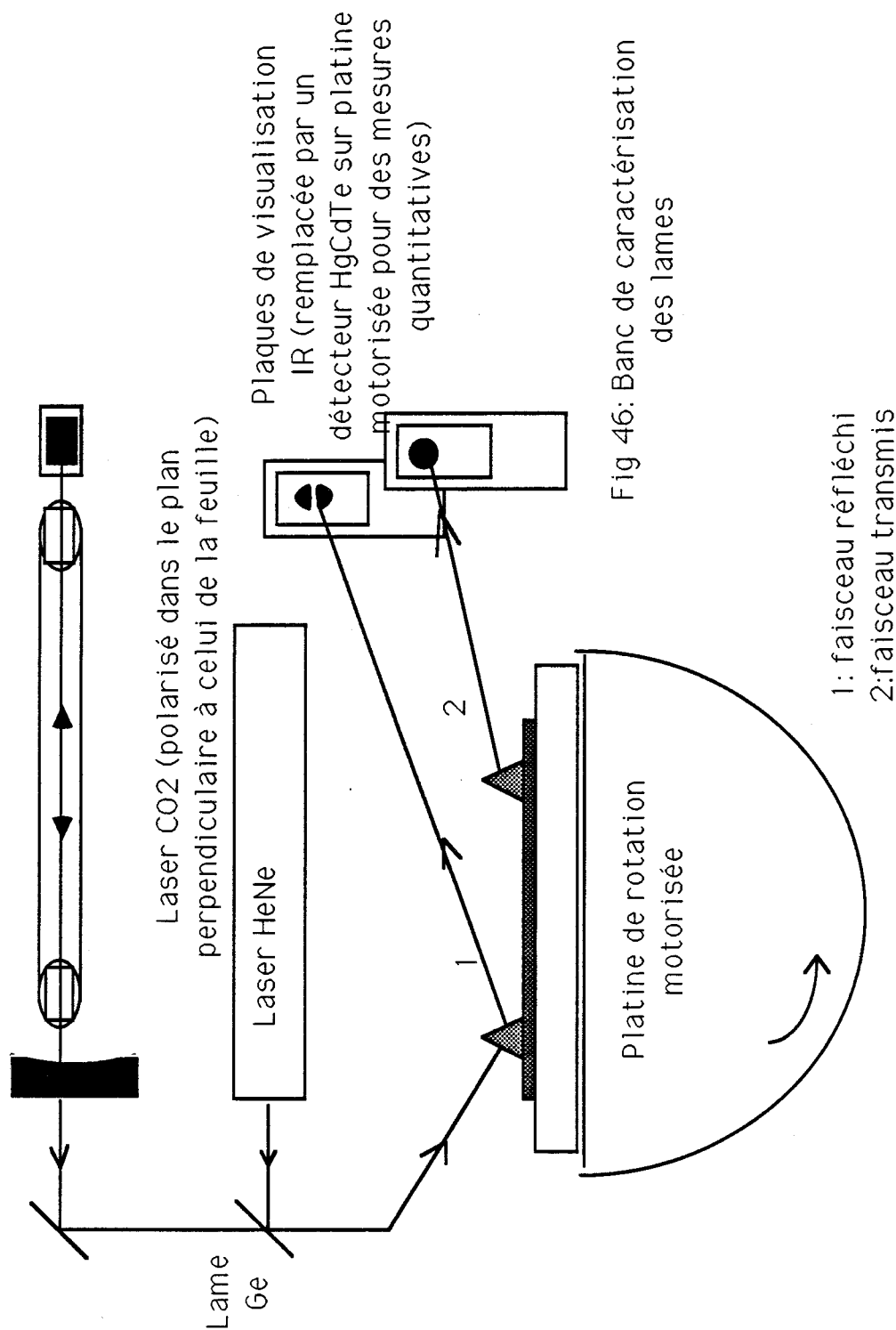
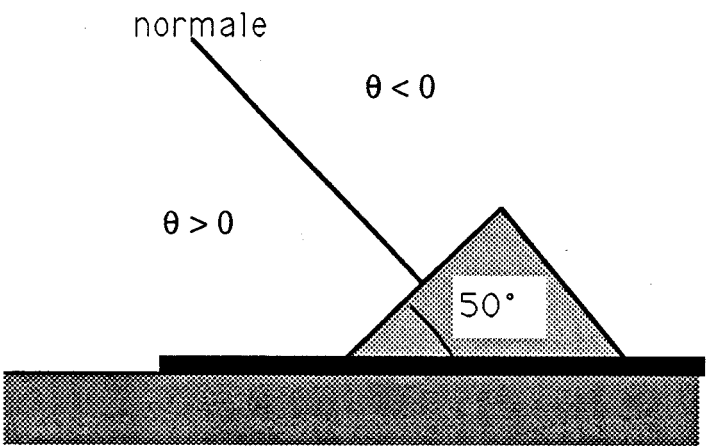


Fig 46: Banc de caractérisation des lames

Ce dispositif permet de mesurer directement les angles moyens d'incidence sur la face d'entrée du prisme qui donnent des modes guidés et l'on accède ainsi aux valeurs propres β . Pour éviter de coupler plusieurs modes simultanément, il convient de ne pas focaliser trop fortement le

faisceau issu du laser ; on a donc choisi de placer le prisme à la ceinture du faisceau repris par une lentille convergente de distance focale $f = 400\text{ mm}$. Pour une bonne précision des mesures, il est intéressant d'observer les lignes noires correspondant aux modes d'ordre les plus élevés : en effet, l' écart entre les angles de couplage des modes faibles est petit, si bien qu' une faible erreur d'angle induit une forte indétermination sur la mesure de l'épaisseur. Si l'on parvient à effectuer une dizaine de mesures, la détermination de l'épaisseur meilleure qu' à $1\text{ }\mu\text{m}$ près (voir tableau de mesures fig 47 pour différents échantillons).

fig 47 : Mesures d' épaisseur des échantillons C004 et C001



θ représente l' angle d' incidence du faisceau infrarouge sur le prisme référencé par rapport à la normale.

angle d' incidence , °	n° du mode TE	épaisseur a ssociée (µm)	C 004
19,31	2	65,90	
18,70	3	68,10	
18,02	4	70,76	
17,07	5	70,89	
16,02	6	71,42	

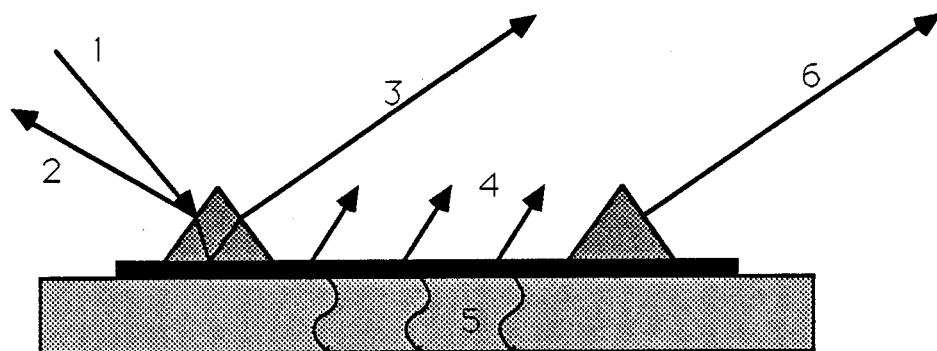
14,71	7	71,19
13,22	8	70,57
11,45	9	70,13
9,56	10	69,76
7,49	11	69,42
5,32	12	69,30
2,92	13	69,06
0,50	14	69,30
-2,37	15	69,06
-5,42	16	68,34
-8,54	17	68,20
-11,76	18	68,18
-15,32	19	68,04

angle d' incidence , °	n° du mode TE	épaisseur associée (µm)	C 001
7,00	4	28,04	
11,41	3	27,66	
15,41	2	27,42	
17,66	1	25,84	

IV.5.5. Guide optique et couplage : bilan de puissance

A ce stade de réalisation il est intéressant d'effectuer le bilan de puissance transmise par la lame ; on peut analyser ici les principales causes possibles de pertes infrarouges qui sont illustrées à la figure 50:

Fig 50: sources de pertes



- 1: Faisceau incident
 - 2: Faisceau réfléchi par la face d'entrée du prisme
 - 3: Faisceau émergeant du prisme après réflexion frustrée à la base du prisme
 - 4: pertes par diffusion à l'interface air/guide
 - 5: pertes ohmiques à l'interface métal/AsGa
 - 6: faisceau découplé
- on suppose ici que la face de sortie du second prisme possède un traitement AR, et on admet que le découplage est total

1. Réflexion sur l'interface air/germanium : cette cause de perte, dans une version définitive, sera pratiquement éliminée en prenant $\alpha = 55^\circ$ et en utilisant un prisme dont la face d'entrée est traitée anti-reflet.

2. Perte au couplage : celle-ci est limitée si le faisceau infrarouge atteint l'interface germanium/air/guide à proximité du coin droit du prisme, et si le couplage s'effectue sensiblement au "minimum beam waist". Notons encore que si le faisceau incident ne possède pas une répartition gaussienne d'énergie, les pertes sont plus importantes, par exemple dans le cas d'un mode en anneau. En tout état de cause, le couplage le meilleur qu'on puisse obtenir en ajustant la pression du prisme sur la couche et la géométrie du faisceau incident, introduit une perte de puissance de l'ordre de 20 % [42]. Nous avons vu également que dans des conditions de serrage du prisme

identiques les modes d'indice faible se couplent au guide moins aisément que les modes d'indice fort.

3. Pertes de propagation : On peut admettre ici que l'on se trouve sous des conditions de couplage faible, ce qui implique qu'il n'y a pratiquement pas de discontinuité de la constante de propagation β et par suite pas de réflexion lors du passage du guide avec prisme au guide sans prisme. Les pertes ont donc trois origines :

◊ pertes dues à la conductivité finie de la métallisation [39]; ce point a été déjà discuté au § IV. 5.3.iii. ; la perte résultante peut être évaluée à $-0,3 \text{ dB cm}^{-1}$ avec une métallisation d'or (la perte est de $-0,6 \text{ dB cm}^{-1}$ sous l'électrode de la ligne microruban, si celle-ci est réalisée en or).

◊ pertes dues au confinement insuffisant de l'onde guidée dans la couche ; ces pertes sont d'autant plus faibles que l'ordre du mode est faible (c'est-à-dire que β est grand) ; en effet, le champ dans l'air décroît (avec les notations du §4.2.) en $e^{-p_2 z}$, où $p_2 = (\beta^2 - k^2 n_2^2)^{1/2}$: les perturbations de surface prennent en effet alors une importance accrue.

◊ pertes dues à la diffusion à l'interface air-guide : intuitivement, on se rend compte qu'il s'agit de la source essentielle de pertes, à cause du mode d'élaboration des lames par amincissement et polissage. Les déformations de surface sont soit régulières (peau d'orange) soit ponctuelles (sous forme de sillons). La difficulté, en ce qui nous concerne, est de séparer les sources de pertes réparties au long du guide : si l'on peut, sans difficulté particulière, évaluer les pertes de réflexion sur les faces d'entrée et de sortie des prismes ainsi que la perte au couplage, on ne peut pas distinguer aisément la perte due au caractère fini de la conductivité de la métallisation arrière de celle due à la diffusion par rugosité. De plus, la définition d'une fonction mathématique rendant compte de la rugosité n'est pas a priori un problème simple : la forme gaussienne permet de rendre compte d'une microrayure avec une assez bonne approximation. En revanche, les effets de la peau d'orange sont difficiles à

modéliser (surface "chaotique"). Une inspection sous loupe binoculaire de la surface du guide est donc indispensable. Les études réalisées dans ce domaine établissent que les effets de ces défauts de surface sont de 2 ordres [45 à 50]:

- conversion entre modes guidés
- découplage de l'onde guidée

Nous avons retenu les guides présentant le moins de rayures et la finition des guides sur feutre synthétique avec solution d'hypochlorite et de gel de silice a permis dans une large mesure de s'affranchir des problèmes de peau d'orange. Dans ces conditions, il a été possible d'obtenir une perte de propagation inférieure à $1,5 \text{ dB cm}^{-1}$.

♦ En résumé, pour tout guide ne présentant pas de discontinuité notable, il existe un mode pour lequel le bilan atténuation répartie + perte au couplage est minimum. En général, il s'agit du TE2, du TE3 ou du TE4.

4. Un exemple de bilan chiffré (fig 48 , 49 et 50)

Différents essais ont été effectués pour déterminer l'ordre de grandeur des pertes en propagation.

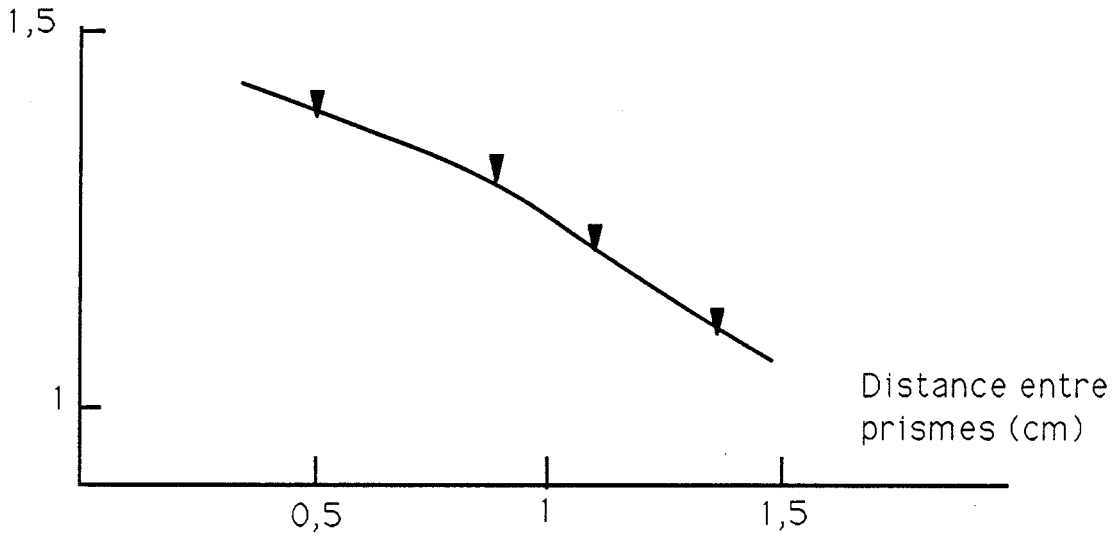
Ces mesures sont bien entendu approximatives, car :

1. il y a une assez forte imprécision sur le positionnement des prismes, et sur le lieu exact du couplage.

2. ces mesures sont faites par déplacement du prisme de découplage. Or, il est impossible d'affirmer que sous des conditions d'interface prisme/air/guide différentes, on ait un coefficient de découplage systématiquement égal à 100 %, même si on règle la pression sur le prisme au mieux à chaque essai. Ces mesures donnent néanmoins un majorant de l'atténuation.

Fig 48 : mesure de la puissance transmise en fonction de la distance entre prismes (traités AR); mode TE8 de l' échantillon C004 (épaisseur $68\mu\text{m}$). La puissance réfléchie par la base du prisme est de $0,55\text{ W}$

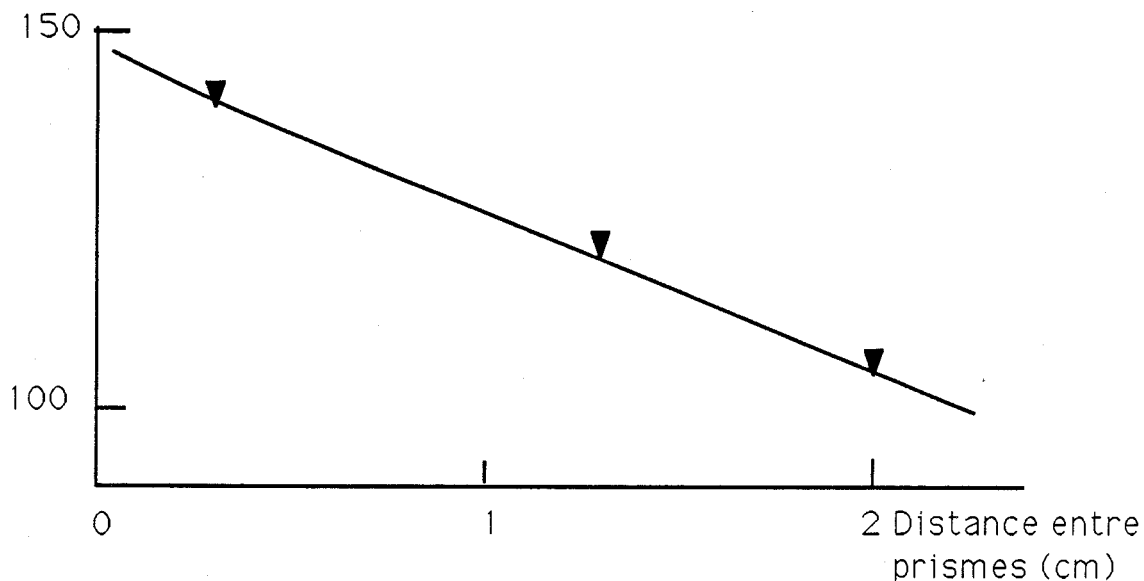
Puissance transmise (W)



La perte de propagation peut être majorée par $-1,15\text{ dB/cm}$

Fig 49 : mesure de la puissance transmise en fonction de la distance entre prismes (traités AR); mode TE1 d' un échantillon d'épaisseur $30\mu\text{m}$.

Puissance transmise (mW)



La perte de propagation peut être majorée par $-0,7\text{ dB/cm}$

IV.6. Vérification des propriétés électro-optiques des guides réalisés.

Nous avons vu précédemment (§ IV. 3. 2. 1. iii) que les guides réalisés ne pouvaient propager de l' énergie que dans la polarisation correspondant au mode TE; il n' est donc pas possible de pratiquer une modulation de polarisation comme dans le modulateur décrit dans la troisième partie. Avec la coupe des cristaux choisie (§ IV. 5. 2.) on ne peut faire qu' une modulation $\Delta\phi$ de la phase de l'onde transmise. Avant d'aborder la réalisation du modulateur microonde proprement dit, il nous a paru nécessaire de pratiquer sur les couches réalisées des tests en continu, basse fréquence et radio fréquence (100 MHz), de façon à affiner les méthodes de caractérisation des guides .

IV.6.1. Tests basse fréquence

Les basses fréquences utilisées interdisent l'emploi d'un filtrage fréquentiel , à l'aide, par exemple, d'un étalon Pérot Fabry ou d'un monochromateur, en raison de la résolution en fréquence insuffisante de tels dispositifs. Nous nous sommes donc orientés vers un contrôle interférentiel à deux ondes [31]. Nous avons cherché à superposer le faisceau transmis par la couche électro-optique, modulé en fréquence, et le faisceau non modulé réfléchi par la face (non traitée) du prisme germanium d'entrée, ou, lors de l' emploi de prismes traités, le faisceau réfléchi par la base du prisme. On fait ainsi la discrimination de la phase variable d' une onde à l' aide d' un faisceau de référence. Afin d'obtenir une interférence discernable sur une plaque de visualisation infrarouge (Optical Engineering, n° 7 ou 8), c'est-à-dire au minimum 0,5 mm, et pour une longueur d'onde infrarouge $\lambda = 10 \mu\text{m}$, cette condition impose un angle maximum θ entre les faisceaux :

$$\theta_{\text{MAX}} = \frac{\lambda}{i_{\text{MIN}}} = 1,2^\circ$$

Cet angle, très faible, impose :

1. d'observer à très grande distance (environ 1m) les franges d'interférences

2. de faire en sorte que les "sources secondaires" constituées par le faisceau découpé et le faisceau réfléchi soient très proches. (quelques mm)

Les franges ne présentent un bon contraste que si les faisceaux interférant ont une amplitude voisine. Pour atténuer l'un ou l'autre des faisceaux on peut tirer parti des réflexions partielles sur les bases de 2 prismes Ge non traitées (figure 51), montés sur des plateaux porte prisme de précision Microcontrôle: le coefficient de réflexion obtenu est toujours sensiblement inférieur à 1; l'avantage d'utiliser des prismes plutôt que des lames à faces parallèles est que l'on s'affranchit des problèmes de réflexions multiples inhérents à ce dernier type de dispositifs.

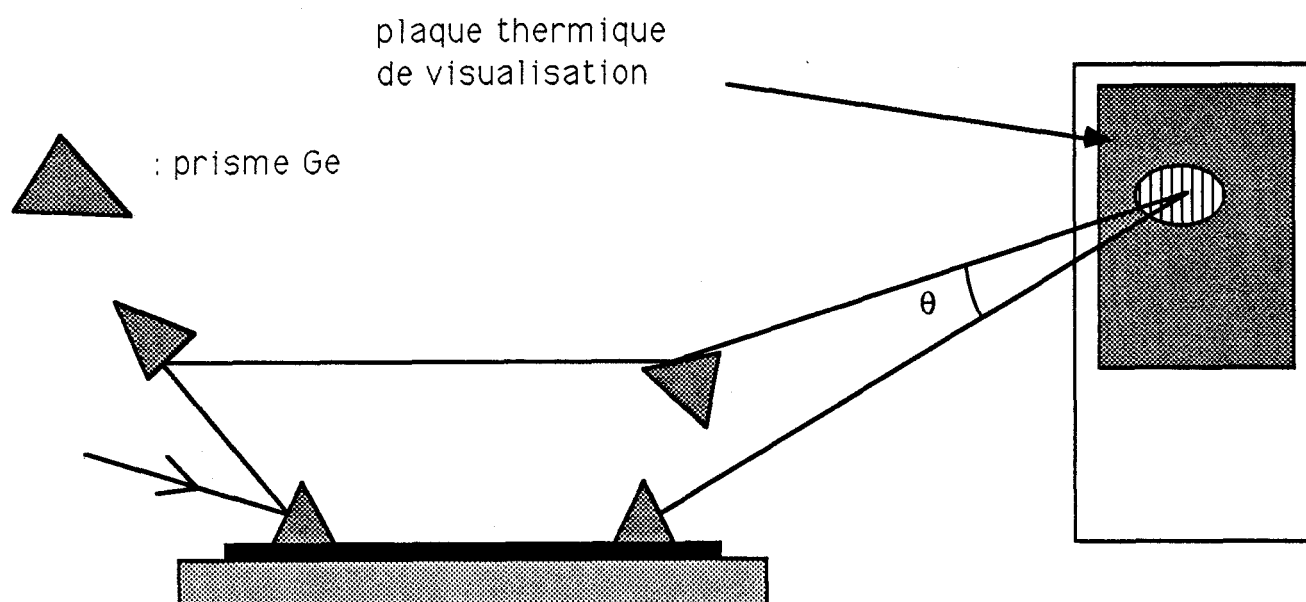


Fig 51: montage de caractérisation des guides électrooptiques interférences entre faisceau transmis (modulé) et réfléchi

Le champ électrique modulant a été, pour le premier essai, appliqué entre le plan de masse et un bloc de laiton (de dimensions $5 \times 10 \text{ mm}^2$), poli et dont les arêtes ont été abattues afin de ne pas cliver la couche.

Il aurait été intéressant de soumettre la couche électro-optique à une variation de tension de l'ordre de $V\pi$, de manière à observer le déplacement complet d'une frange sombre à une frange claire. Pour une couche d'épaisseur $50 \mu\text{m}$, le $V\pi$ est de l'ordre de 1.000 V pour une longueur d'interaction de 10 mm . Ce $V\pi$, qui diminue bien entendu quand la longueur d'interaction croît, conduit à un claquage des couches; en pratique, pour une couche de $50 \mu\text{m}$, amincie et polie par rodage, ce claquage intervient pour une tension de 25 V . Des essais plus récents, utilisant une couche d'épaisseur $30 \mu\text{m}$, et une électrode d'or déposée par évaporation sous vide d'une longueur de 20 mm , qui possède un $V\pi$ de 360 V , ont permis d'atteindre sans encombre une tension de commande de 80 V . Il semble donc que les effets de claquage observés précédemment soient liés principalement à des effets d'arête sur le bloc de laiton. Ces ordres de grandeur rendent toutefois délicate l'observation

directe du déplacement des franges. Nous avons donc remplacé la plaque de visualisation infrarouge par la pastille d'un détecteur photovoltaïque à HgCdTe, de dimension suffisamment faible ($\varnothing$ 300 μm) pour éviter d'obtenir un effet de moyennage spatial diminuant ainsi le contraste des franges. En déplaçant le détecteur latéralement à l'aide d'une platine de translation (manuelle ou motorisée), on observe effectivement la figure d'interférences et on connaît précisément l'interfrange. En fonction de la position du détecteur (relevé sur le compteur de la platine), on observe sur un oscilloscope un signal détecté ayant l'allure représentée par la figure 52 .

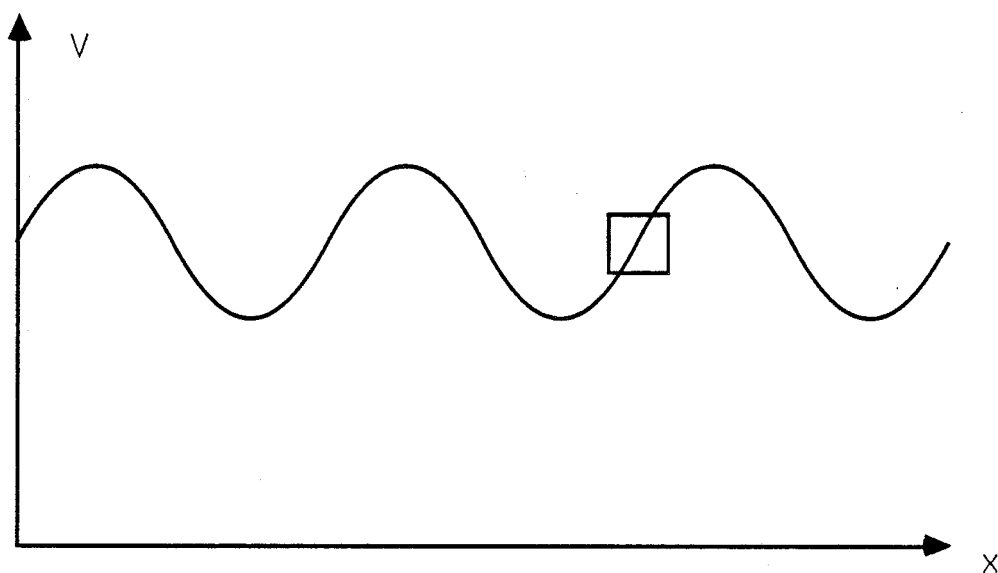


Fig 52: enregistrement de la tension recueillie aux bornes d'un détecteur HgCdTe déplacé dans le champ d'interférences en fonction de la position de la pastille détectrice; pour une sensibilité de discrimination maximale de la modulation de phase, on se place sur le ☐

Pour une sensibilité optimale de l'appareillage, on se place sur un flanc de cette courbe de discrimination. Nous avons alors appliqué à la couche pour observer un écart de phase maximal une tension carrée variant entre $+V$ et $-V$ ($V = 25$ V dans notre cas). Pour le premier essai, la fréquence en était

fixée à 10 kHz. Une observation directe sur oscilloscope a permis de mettre en évidence une modulation cyclique du signal détecté, synchrone de l'excitation de la couche. L'extinction de l'un ou l'autre des faisceaux interférant sur le détecteur fait disparaître cette modulation, qui est donc caractéristique d'une modulation de phase. Pour une mise en évidence moins qualitative, nous avons utilisé un pré-amplificateur à bande étroite, accordé sur la fréquence du signal modulant. Dans cette configuration, l'amplificateur est largement saturé, et l'on peut réduire la tension de modulation à ± 1 V.

Un bilan chiffré du déphasage est difficile à exposer, dans la mesure où la surface sensible du détecteur n'est pas négligeable devant l'interfrange. Pour s'affranchir de cet obstacle, et ne pouvant disposer d'un détecteur de section plus faible, nous avons, malgré les problèmes d'"encombrement" que cela pose, réduit l'angle entre les sources. Dans ces conditions, nous avons obtenu une interfrange de 2 mm, soit 7 fois le diamètre du détecteur. Si l'on se place à mi-distance d'une frange sombre et d'une frange éclairée pour obtenir la sensibilité maximale, l'intensité lumineuse I est de la forme

$$I = 4A^2 \cos^2 \left(\theta + \frac{\Delta\phi}{2} \right), \text{ où } \theta = \frac{\pi}{4} + k\frac{\pi}{2} \text{ et } \Delta\phi \text{ est la variation de phase}$$

d'origine électro-optique ($\Delta\phi$ est en général très petite devant l'unité) ; on peut donc faire un développement de cette grandeur au voisinage de $\pi/4$: ce développement peut être limité au premier ordre car la courbe $I(\phi)$ présente en $\phi = \pi/4$ un point d'inflexion, ie:

$$\frac{d^2 I}{d\phi^2} = 0$$

$$I = 4A^2 \cos^2 \frac{2\pi}{4} + \left[\frac{dI}{d\phi} \right]_{\phi = \frac{\pi}{4}} \frac{\Delta\phi}{2} = 4A^2 \left(\cos^2 \theta + \cos \theta \sin \theta \frac{\Delta\phi}{2} \right) =$$

$$2A^2 \left(1 \pm \frac{\Delta\phi}{2} \right)$$

Le signe $\pm$ dépend du flanc de la frange éclairée sur lequel on se trouve, quand on passe de l'un à l'autre en déplaçant le détecteur, on observe théoriquement et expérimentalement une inversion de la "phase" de l'intensité détectée par rapport à celle de la tension modulante. C'est ce dernier test qui permet d'identifier de façon fiable la modulation de phase. La profondeur de modulation d'intensité observée sur le signal détecté pour une tension modulante carrée de 30 V crête à crête, et une couche guidante d'épaisseur 30 μm , est de l'ordre de 3 %. (La théorie prévoit, pour une tension modulante et un détecteur ponctuel, une profondeur de modulation de 7 %): la différence doit être due à l'interstice d'air situé entre le guide et l'électrode de commande, qui entraîne une déperdition de champ appliqué effectivement à la couche. Des essais récents avec une électrode de commande déposée ont permis de mettre en évidence un excellent accord entre la prévision théorique de $V\pi$ (360 V) et l'évaluation expérimentale (345 V) de cette tension, extrapolée de mesures basse tension (jusqu'à 40 V).

IV.6.2. Essai moyenne fréquence (fréquence : 100 MHz)

Le modulateur est assimilable à un condensateur, qui, associé en série avec l'impédance de sortie (50 Ω) d'un générateur balayable (sweeper Wavetek 2000) constitue un filtre RC passe-bas. La capacité mesurée en basse-fréquence (soit environ 180 pF) donne en effet une fréquence de coupure $\nu_c \approx$ 18 MHz...

Pour faciliter l'application du champ électrique avec une amplitude maximale au modulateur, composant essentiellement capacitif, il est apparu favorable d'insérer celui-ci dans un circuit LC parallèle (fig 53) . L' inductance qui donne l'accord pour la fréquence $\nu = 100$ MHz est de 14 nH. Celle-ci a été réalisée par un enroulement de fil de cuivre. L'électrode est cette fois constituée par un dépôt de laque d'argent, et plus récemment réalisée par une évaporation d'or sous vide. Dans ces conditions, il a été possible d'appliquer à la couche une tension sinusoïdale de valeur crête à crête évaluée à 2 V; le coefficient de qualité du circuit n'a pas permis d'appliquer des tensions supérieures. L'accord précis a été effectué par ajustement de l'écartement des spires de la self, en visualisant la résonance sur un oscilloscope . Pour la mesure du déphasage, nous avons appliqué la même méthode qu' en basse fréquence, car les bandes latérales de modulation ne sont pas encore suffisamment éloignées en fréquence de la porteuse pour rendre possible un filtrage optique à l'aide d'un étalon de Pérot Fabry ou d'un monochromateur. En revanche, on se trouve encore dans la bande passante des détecteurs HgCdTe. Nous avons associé au détecteur un préamplificateur bas bruit, de gain 60 dB, coupant le continu, et avons pu ainsi observer sur oscilloscope le signal de déplacement des franges d'interférence. Compte tenu du gain de l'amplificateur, la profondeur de modulation peut être chiffrée à 0,1 %, pour une électrode de longueur 20mm et une tension de modulation de l' ordre de 2V .

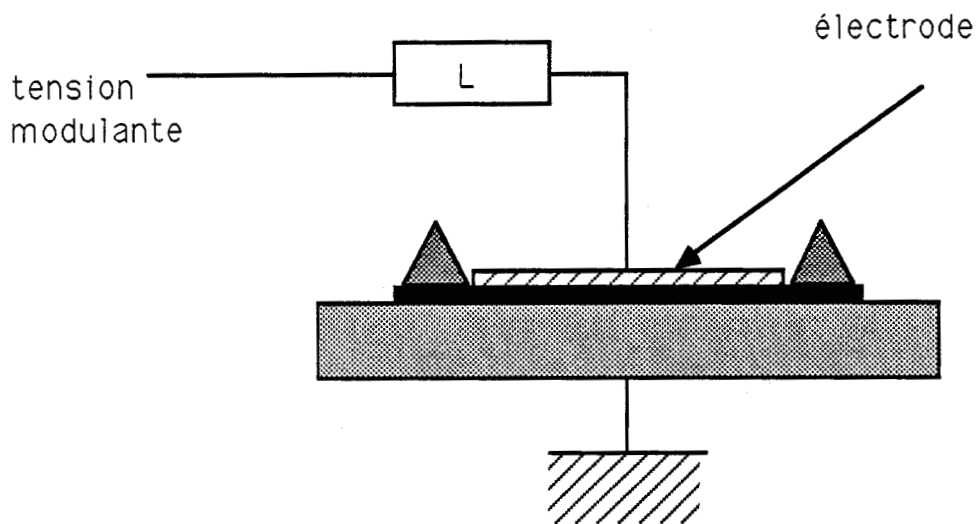


fig 53: circuit accordé pour modulation à 100 MHz

Notons encore qu'il est possible d'utiliser dans cet essai la courbe de transmission d'un étalon de Perot Fabry comme discriminateur de phase [51] pour la mise en évidence de la modulation de phase. A 100 MHz, on obtient une profondeur de modulation du même ordre qu'avec une discrimination à 2 ondes, mais cette efficacité croît avec la fréquence de modulation :

en champ, la fonction de transfert d' un résonateur est de la forme:

$$\frac{1}{1 + j \frac{(\bar{\omega} - \Omega)}{\Delta\Omega}}$$

où $\bar{\omega}$ est la pulsation du signal appliqué au résonateur, Ω sa pulsation propre et $\Delta\Omega$ sa bande passante; pour un étalon de Pérot et Fabry, celle-ci est reliée à la finesse F : $\Delta\Omega = \pi \text{ ISL}/F$, où ISL représente l' intervalle spectral libre $c/2l$ et l l' épaisseur de l' interféromètre. Notre onde infrarouge modulée en phase a pour forme générale

$A \cos (\omega_{\text{ir}}t + \Delta\phi \sin \omega_m t)$, où ω et ω_m sont respectivement la pulsation infrarouge et celle de l' onde modulante.

L'onde modulée en fréquence équivalente sur le plan spectral a une pulsation $\bar{\omega} = \omega_{ir} + \omega_m \Delta\phi \cos \omega_m t$, qui varie de $\omega_{ir} + \omega_m \Delta\phi$ à $\omega_{ir} - \omega_m \Delta\phi$. Pour une meilleure discrimination, il convient de se placer à mi-pente de la fonction de transfert de l'étalon, c'est à dire $\Omega = \omega_{ir} \pm \Delta\Omega$.

Le rapport de la puissance transmise à la puissance incidente varie donc entre

$$\frac{1}{1 + \left(1 + \frac{\omega_m \Delta\phi}{\Delta\Omega}\right)^2} \text{ et } \frac{1}{1 + \left(1 - \frac{\omega_m \Delta\phi}{\Delta\Omega}\right)^2}$$

Les ordres de grandeur à 100 MHz pour une couche modulante d'une épaisseur 50 μm , de longueur efficace 1,5 cm, pour une tension de modulation 3 V crête à crête, et pour un interféromètre muni de lames réfléchissantes à 90% écartées de 4,5 mm donnent:

$F = 30$; $ISL = 33 \text{ GHz}$; $\Delta\Omega = 3,4550 \text{ Grad s}^{-1}$; $\Delta\phi = \Gamma = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$; $\omega_m = \pi \cdot 10^8$; la transmission varie de quelques 0,05%; toutefois, l'utilisation de l'étalon de Pérot-Fabry a parfois été rendue nécessaire pour des raisons de stabilité mécanique; d'autre part, son efficacité croît avec le carré de la fréquence, et son utilisation devient intéressante à partir d'une fréquence de modulation de 300 MHz.

Dans le prochain paragraphe, nous évoquons maintenant l'application d'une onde hyperfréquence au guide électrooptique.

IV.7. Principaux problèmes posés par la modulation hyperfréquence.

IV.7.1. Analyse fréquentielle.

La bande passante de modulation envisagée (8 à 18 GHz) excédant désormais largement celle des détecteurs Hg CdTe utilisés, il faut donc prévoir un dispositif d'analyse fréquentielle directe (sans passage par un système d'interférences): la modulation de phase induit en effet des bandes

latérales donc il existe dans le spectre de la "lumière" transmise des composantes de longueur d'onde différente de celle de la porteuse.

Nous avons constitué un étalon de Pérot et Fabry dont les caractéristiques sont les suivantes :

Eléments optiques : 2 lames plan concaves de rayon de courbure $R = 10$ m, face plane traitée antireflet, face concave traitée pour un coefficient de réflexion de 90 %.

Pour une telle cavité, la fonction d'Airy représentative de la transmission est :

$$\frac{I_{tr}}{I_{inc}} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R\cos 2\phi}$$

où 2ϕ représente le déphasage induit par un aller et retour dans la cavité, T le coefficient de transmission (en puissance) d'une lame, R le coefficient de réflexion d'une lame ($R + T = 1$)

à la résonance :
$$\frac{I_{tr}}{I_{inc}} = 1$$

à l'antirésonance :
$$\frac{I_{tr}}{I_{inc}} = \frac{T^2}{(1+R)^2} \approx \frac{T^2}{4} \text{ si } R \neq 1$$

avec des lames à 90 %, la transmission à l'antirésonance est de 0,25 %.

Pour qu'un tel dispositif assure une réjection correcte de la partie non modulée de l'onde, il convient qu'une résonance pour la 1^e bande latérale corresponde à une antirésonance de la porteuse. Soit donc λ la longueur d'onde de la porteuse, $\lambda + \Delta\lambda$ celle d'une bande latérale, et L la distance entre les lames;

$$L = \left(N - \frac{1}{2}\right) \left(\frac{\lambda + \Delta\lambda}{2}\right) = N\frac{\lambda}{2} \text{ et } \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{2N-1}$$

Pour un écart de fréquence $\Delta\nu = 18$ GHz, et $\nu \approx 30000$ GHz il est souhaitable que $N \approx 850$.

L' épaisseur correcte du Pérot Fabry est de l'ordre de 4,25 millimètres. Nous avons donc conçu une monture pour les lames, stabilisée en température par une barre d' Invar . Notons également que ce dispositif a été mis à profit dans l'utilisation des modulateurs en barreaux : le taux de réjection de la porteuse en sortie du barreau modulateur a pu ainsi être amélioré d' une quinzaine de dB.

IV.7.2. Application du champ modulant ; accord de vitesses.

Le champ modulant est appliqué à la couche guidante par l'intermédiaire d'une ligne microruban. Nous avons vu que l'une des données déterminantes est l'accord des vitesses de phase. Nous devons remarquer ici que la vitesse de phase de l'onde infrarouge dépend du mode de propagation de celle-ci dans la lame . A partir des caractéristiques du guide réalisé, on déterminera d'abord le mode de propagation réalisant le meilleur compromis entre les pertes et le couplage. On en déduit l'indice effectif du guide dans le mode considéré, et l'on détermine alors la largeur de ligne qui donne l'accord de vitesses. L' impédance caractéristique des lignes obtenues est faible (quelques Ω). Les sections d'adaptation d'impédance peuvent alors être dessinées. A titre d'illustration de cette procédure, nous allons donner les valeurs numériques pour une lame d'AsGa d'épaisseur 30 μm . Le détail de cette procédure permet de mettre en évidence les problèmes rencontrés. Il s'avère que pour une telle épaisseur, le mode TE1 ou TE2 sont ceux qui donnent les meilleures caractéristiques optiques . Les indices effectifs infrarouges de ces modes :

$$n_{\text{eff}} = 3,25 \text{ pour le mode TE1}$$

$$n_{\text{eff}} = 3,27 \text{ pour le mode TE2}$$

sont en fait proches de l'indice réel de l' AsGa ($n = 3,27$), car le guide est très largement surdimensionné; pour des modes d'ordre faible, le milieu guidant est faiblement dispersif. Pour accorder les vitesses de phase, il faut réaliser $[n_{\text{eff}}]^2 = \epsilon_{\text{eff}}$, où ϵ_{eff} est la permittivité relative effective microonde de la ligne microruban, qui peut être déduite du jeu de formules de Wheeler (figure 54) [35].

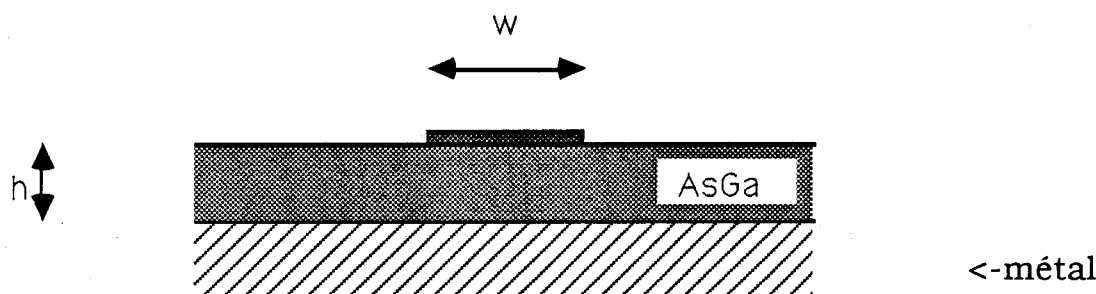


Fig 54: notations pour les formules de Wheeler

$$\epsilon_{\text{eff}}^{(0)} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 10 \frac{h}{w}}}$$

$$Z'_0 = \frac{120 \pi}{1,393 + \frac{w}{h} + 0,667 \ln\left(1,44 + \frac{w}{h}\right)}$$

et l'impédance caractéristique est donnée sous la forme

$$Z_c^{(0)} = \frac{Z'_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{(0)}}}$$

Les exposants ⁽⁰⁾ indiquent que ces formules sont valables à fréquence nulle ; pour tenir compte de la dispersion des lignes, on a introduit empiriquement [52]:

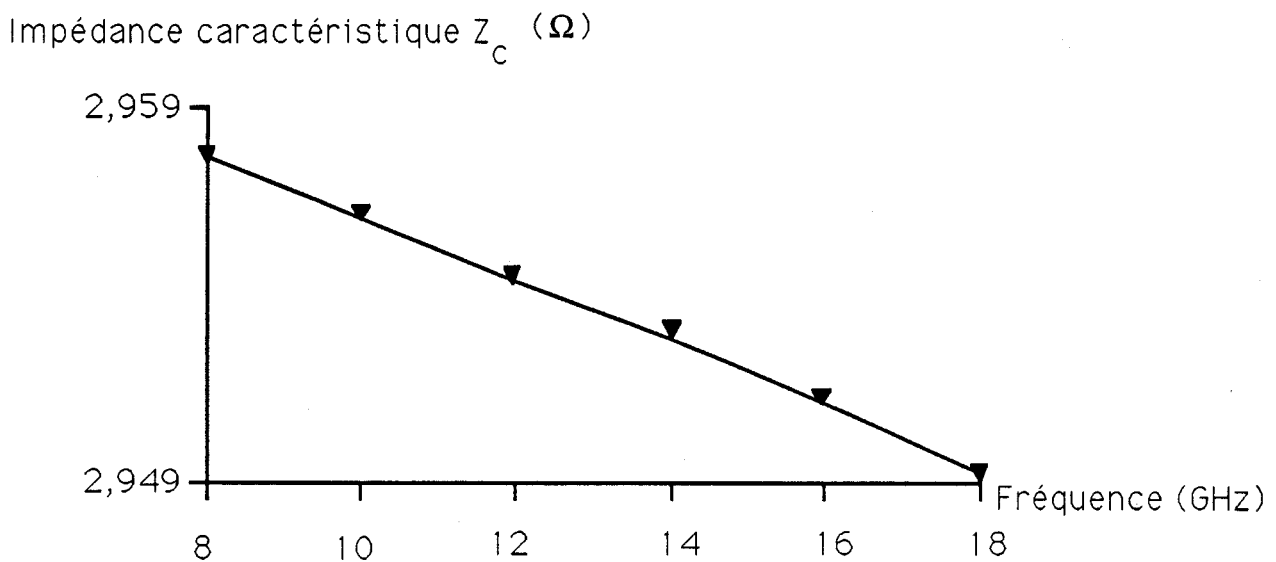
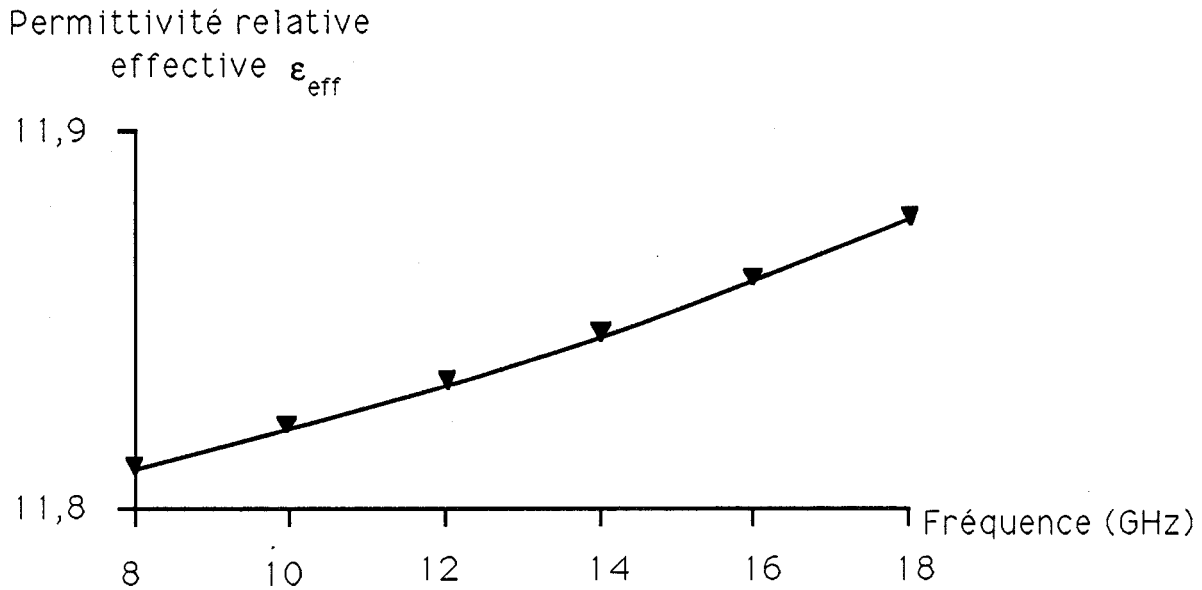
$$\epsilon_{\text{eff}}^{(f)} = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{eff}}^{(0)}}{1 + Qf^2}, \text{ où}$$

$$Q = \frac{[\alpha + \beta Z_c^{(0)}]}{\left\{ \frac{Z_c^{(0)}}{(2\mu_0 h)} \right\}^2}$$

$$Z_c^{(f)} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{(f)}}}$$

Si h est en mm et f en GHz, $\alpha \approx 0,6$ et $\beta \approx 0,009$ pour l'Alumine et l'AsGa, et $\mu_0 h = 1,257 h$. L'effet de ces corrections est de toutes façons faible (figure 55), mais il conviendra d'en tenir compte en phase ultime de développement.

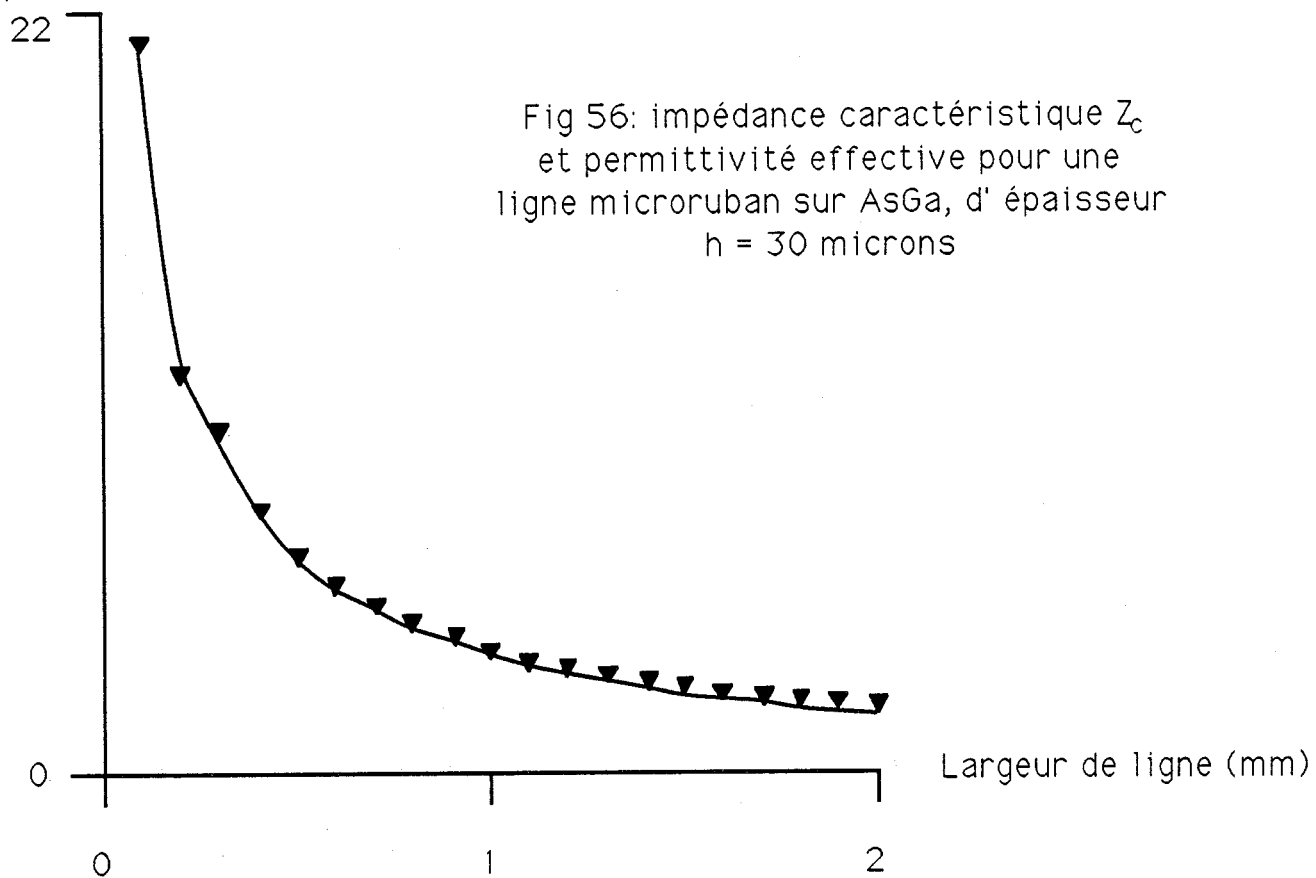
Fig 55: Dispersion d' une ligne microruban: épaisseur $h = 0,03$ mm, largeur $w = 1$ mm



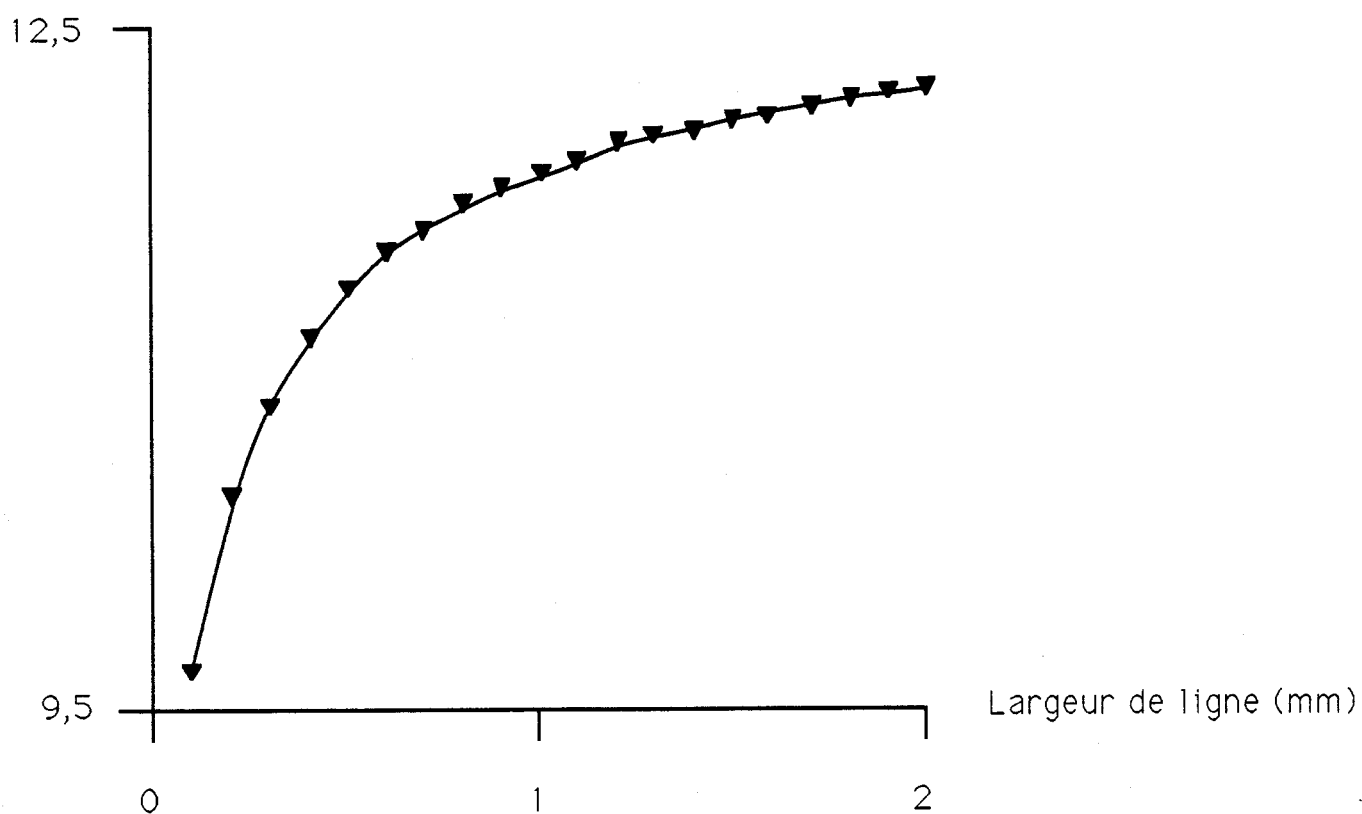
L'accord est effectué au centre de la bande envisagée pour une largeur de ligne de 0,27 mm ce qui correspond à une impédance caractéristique Z_c (13 GHz) (cf courbes fig 56) de 9,7 Ω à 13 GHz. La variation

de la permittivité relative effective avec la largeur de la ligne étant (figure 56) relativement faible, on peut se permettre le cas échéant d'augmenter la largeur de la ligne pour améliorer le recouvrement des ondes : cela se fait au prix d'un désaccord entre les vitesses de phase des deux ondes (car $\epsilon_{\text{eff}}^{(13 \text{ GHz})} \approx 11,64$ pour $b = 1 \text{ mm}$), d'une baisse de l'impédance caractéristique de la ligne réalisée (environ 3Ω pour $b=1\text{mm}$). C'est ce dernier effet qui risque d'être le plus gênant, car il rend l'adaptation hyperfréquence plus difficile.

Impédance caractéristique à 13 GHz (Ω)



Permittivité relative effective (13 GHz)



La perte d'efficacité due au désaccord des vitesses de phase est donnée par la formule du §II.5. relative à un modulateur de phase.

$$\frac{P_{SB}}{P_C} = \frac{\Gamma_0^2}{4} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\omega_m l}{2} \left(\frac{1}{v_{ir}} - \frac{1}{v_m} \right) \right]$$

Pour une longueur efficace de modulateur de 2,5 cm, et à f=13 GHz le facteur :

$$\operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\omega_m l}{2c} \left(n_{ir}^{eff} - \sqrt{\epsilon_{eff}^{(13\text{ GHz})}} \right) \right]$$

prend la valeur 0,85.

Un calcul élémentaire permet de modéliser de façon schématique la perturbation apportée par ligne micro-onde à la propagation guidée, et montre que l' on a intérêt à élargir la ligne pour améliorer le recouvrement, quitte à perdre en impédance : en première approximation, la propagation de l'onde infrarouge sous la ligne peut être assimilée à une propagation entre 2 plateaux métalliques.

Avec les notations du § IV.3.2., et les mêmes approximations dans le cas d'un mode TE, l'équation aux valeurs propres d'un tel mode s' écrit :

$$2b_1W - 2\pi = 2m\pi$$

ou encore : $b_1 = (m+1)\pi/W$

Pour un guide d'AsGa d' épaisseur 30 μm, on a les résultats suivants (à 10,6 μm):

n° du mode	superstrat air		superstrat métal	
	$b_1(m^{-1})$	indice effectif	$b_1(m^{-1})$	indice effectif
		n_a		n_m
TE1	206 000	3,251	210 000	3,250
TE2	308 000	3,228	315 000	3,225

La présence du métal de la ligne augmente la valeur de la composante b_1 , donc diminue celles de β et de n_{eff} . La partie du guide située sous la ligne apparaît donc comme ayant un indice optique effectif n_m entourée de deux zones d'indice optique effectif n_a , avec $n_a > n_m$. Il y a donc "antiguidage" optique par la ligne microonde : celle-ci "chasse" le faisceau infrarouge, au détriment du recouvrement donc de l'efficacité.

Le paramètre de recouvrement prend donc une importance accrue, malgré la faiblesse apparente de l'effet (2%).

Malgré la perte d'efficacité correspondante, et afin de ne pas rencontrer de problèmes d'alignement considérables, nous travaillerons donc avec des vitesses désaccordées, afin d'utiliser une ligne assez large pour recouvrir entièrement le faisceau.

A cause des faibles impédances rencontrées, on ne peut élargir indéfiniment la ligne. Les calculs numériques (figure 57) montrent qu'une largeur de 1 mm, correspondant à une impédance caractéristique de l'ordre de 3Ω pour une épaisseur de $30 \mu\text{m}$ paraît une valeur maximale pour l'adaptation microonde.

IV.7.3. Efficacité de modulation.

La puissance micro-onde confinée sous la ligne micro-ruban est le flux du vecteur de Poynting $\vec{P}$ à travers la section $S = b \times W$ (fig 57).

Dans un but de simplification et compte tenu de l'allure des lignes de champ sous le ruban, on peut admettre que dans S , le champ électromagnétique est quasiment uniforme, et se propage dans un mode quasi TEM (fig 57). Comme h est beaucoup plus petit que W , l'essentiel du champ modulant est concentré sous le ruban.

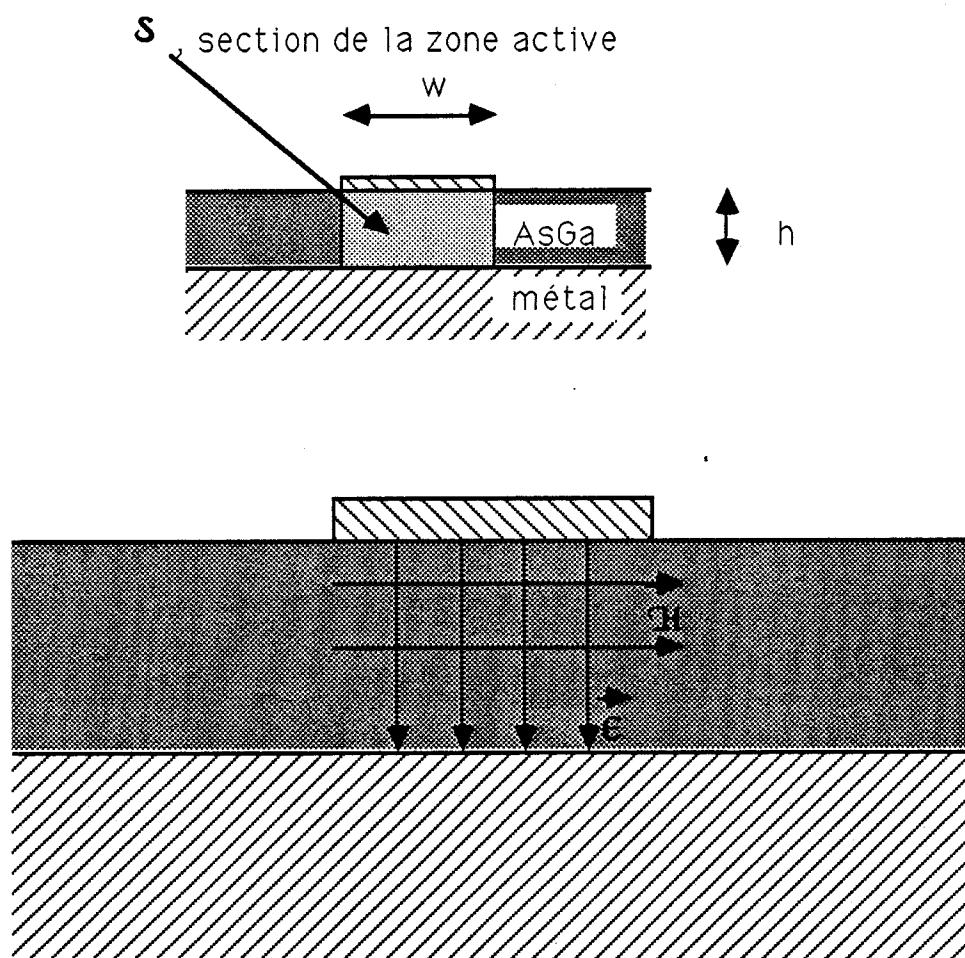


Fig 57: mode quasi TEM de la ligne microruban

La puissance micro-onde modulante peut être écrite, dans les hypothèses précédentes :

$$P_{mw} = \int_S \vec{P} d\vec{S} = hW\epsilon \frac{2\sqrt{\epsilon_r}}{Z_0}$$

où $Z_0 = 377\Omega$ représente l'impédance d'onde du vide et ϵ_r la permittivité du matériau. Dans ces conditions et sous réserve que le recouvrement entre les champs soit correct, la variation de phase induite par un modulateur de longueur efficace l vaut (§ II. 2 .) :

$$\Gamma = \frac{\pi l}{\lambda_{\text{vide}}} n_0^3 r_{41} \epsilon, \text{ où } \epsilon = \left(\frac{P_{mw} Z_0}{hW\sqrt{\epsilon_r}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

et le rapport de la puissance portée par les 2 premières bandes latérales (supérieure et inférieure) de modulation à la puissance incidente est :

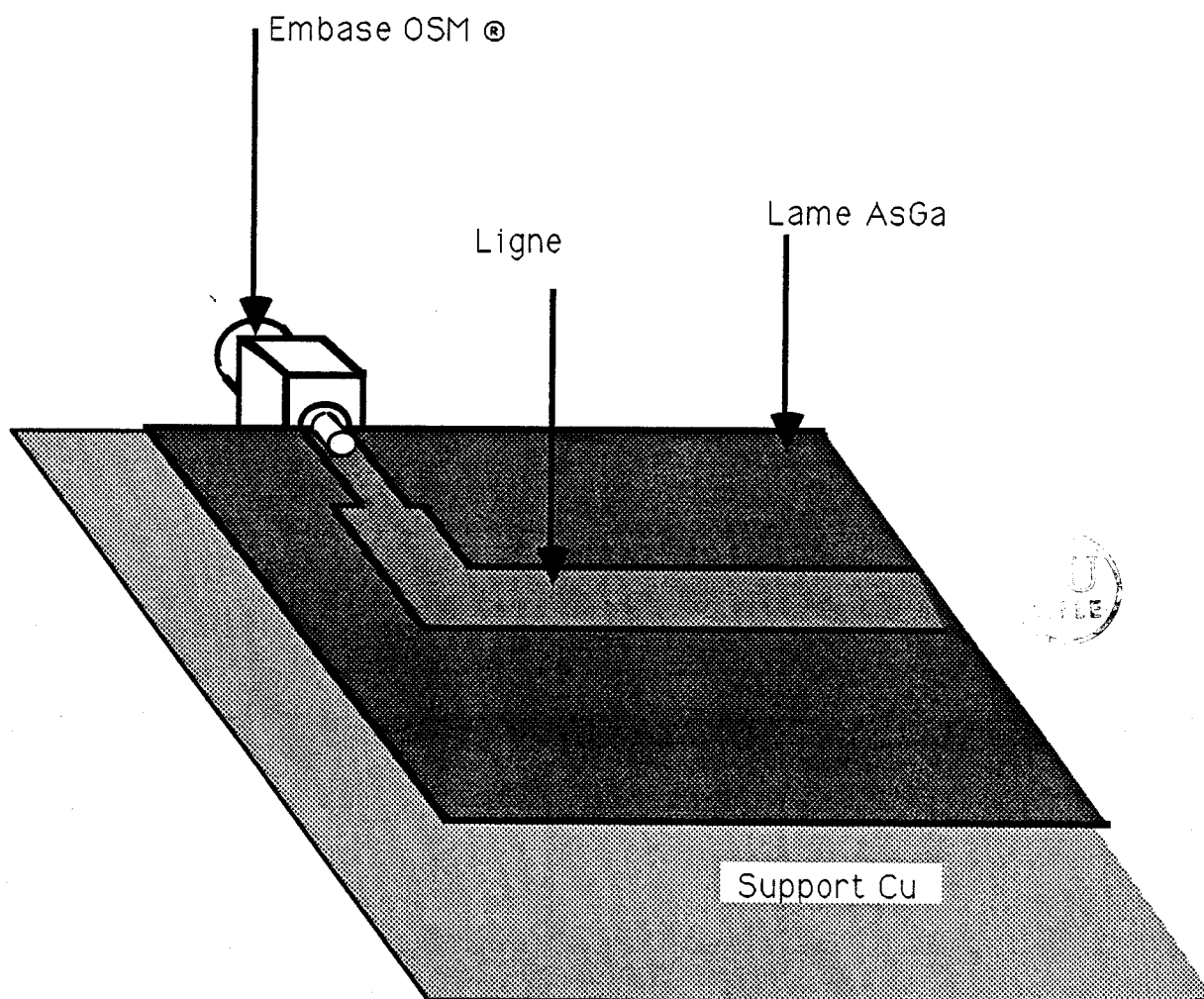
$$\frac{P_{SB}}{P_C} = \frac{\Gamma^2}{2} = \left[\frac{\pi l}{\lambda_{vide}} n_0^3 r_{41} \right]^2 \frac{P_{mw} Z_0}{2hW\sqrt{\epsilon_r}}$$

IV.7.4. Couplage du modulateur à la ligne micro-onde (fig 58).

L' expression précédente suppose que la puissance microonde disponible en sortie de source soit intégralement couplée au modulateur. Les difficultés sont ici de trois ordres :

1. la très faible impédance de la ligne impose une adaptation très soignée,
2. la bande passante à respecter (8 à 18 GHz) impose une cascade de transformateurs quart d'onde,
3. la faible épaisseur de ligne impose un tronçon quart d'onde à "haute impédance" très étroit. Ce tronçon ne peut pas propager les puissances de quelques watts envisagés.

Fig 58 : Excitation microonde du modulateur



IV. 7.4.1 Adaptation par transformateurs quart d'onde

De façon empirique, nous avons choisi de suivre la procédure d'adaptation d'impédance décrite par Young [53].

Le rapport R des impédances à adapter est égal à 17. La largeur de

bande notée :

$$BW = 2 \left(\frac{\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}}{\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}} \right)$$

où f_1 et f_2 sont respectivement la plus haute et la plus basse fréquence de la gamme ($f_1 = 8$ GHz et $f_2 = 18$ GHz), est $BW = 0,38$. Nous devons donc adapter un générateur d'impédance de sortie 50Ω et une charge 50Ω , à une ligne d'impédance caractéristique 3Ω .

L'impédance caractéristique réduite donnée par Young des tronçons d'impédance Z_1, Z_2, Z_3 est (avec les notations de [53]) (figure 59) :

$$Z_1 = 1,65 \quad \text{soit } Z_{c1} = 4,95 \Omega$$

$$Z_2 = R^{1/2} \quad \text{soit } Z_{c2} = 12,4 \Omega$$

$$Z_3 = R/1,65 \quad \text{soit } Z_{c3} = 30,9 \Omega$$

ce qui correspond à des largeurs de lignes b et des permittivités effectives :

$$b_1 = 0,58 \text{ mm}$$

$$\epsilon_{\text{eff}1} = 11,26$$

$$b_2 = 0,2 \text{ mm}$$

$$\epsilon_{\text{eff}2} = 10,23$$

$$b_3 = 0,06 \text{ mm}$$

$$\epsilon_{\text{eff}3} = 8,95$$

La longueur des différents tronçons est:

$$L_i = \frac{\lambda_{g1}^i \lambda_{g2}^i}{2(\lambda_{g1}^i + \lambda_{g2}^i)}$$

où L_i représente la longueur du tronçon d'impédance L_i , λ_{g1}^i et λ_{g2}^i

représentent respectivement la plus basse et la plus haute longueur d'onde guidée de la bande passante dans le tronçon d'impédance Z_{ci} :

$$\lambda_{g1}^i = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}i}} v_{\text{MAX}}} \text{ et } \lambda_{g2}^i = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}i}} v_{\text{MIN}}}$$

Tous calculs faits, $L_1 = 1,71 \text{ mm}$, $L_2 = 1,8 \text{ mm}$, $L_3 = 1,92 \text{ mm}$

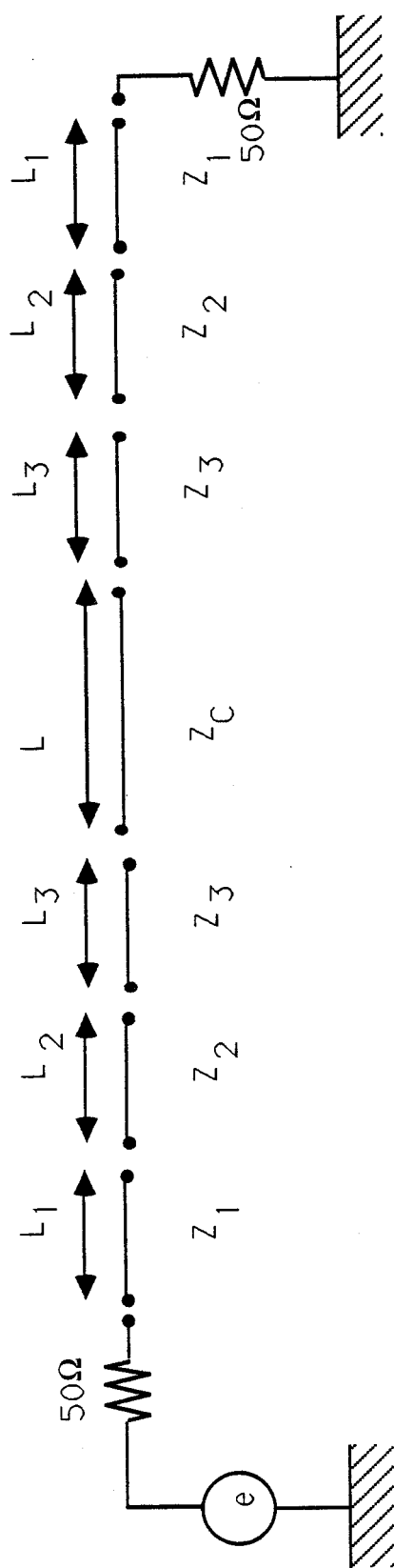


Fig 59: circuit équivalent au modulateur et à ses transformateurs d'impédance

En pratique, le tronçon d'impédance $30,9\ \Omega$ n'est pas réalisable :

◇ car il doit servir d'appui au conducteur central de la ligne coaxiale alimentant le modulateur,

◇ car il peut difficilement supporter les niveaux de puissance requis.

La dernière section d'adaptation d'impédance étant éloignée de la zone d'interaction, il est possible d'augmenter l'impédance de cette dernière section en introduisant une discontinuité d'épaisseur de la ligne; ceci peut se faire en plaçant localement sous la ligne une barrette d'alumine ou d'AsGa [54], comme représenté en figure 60.

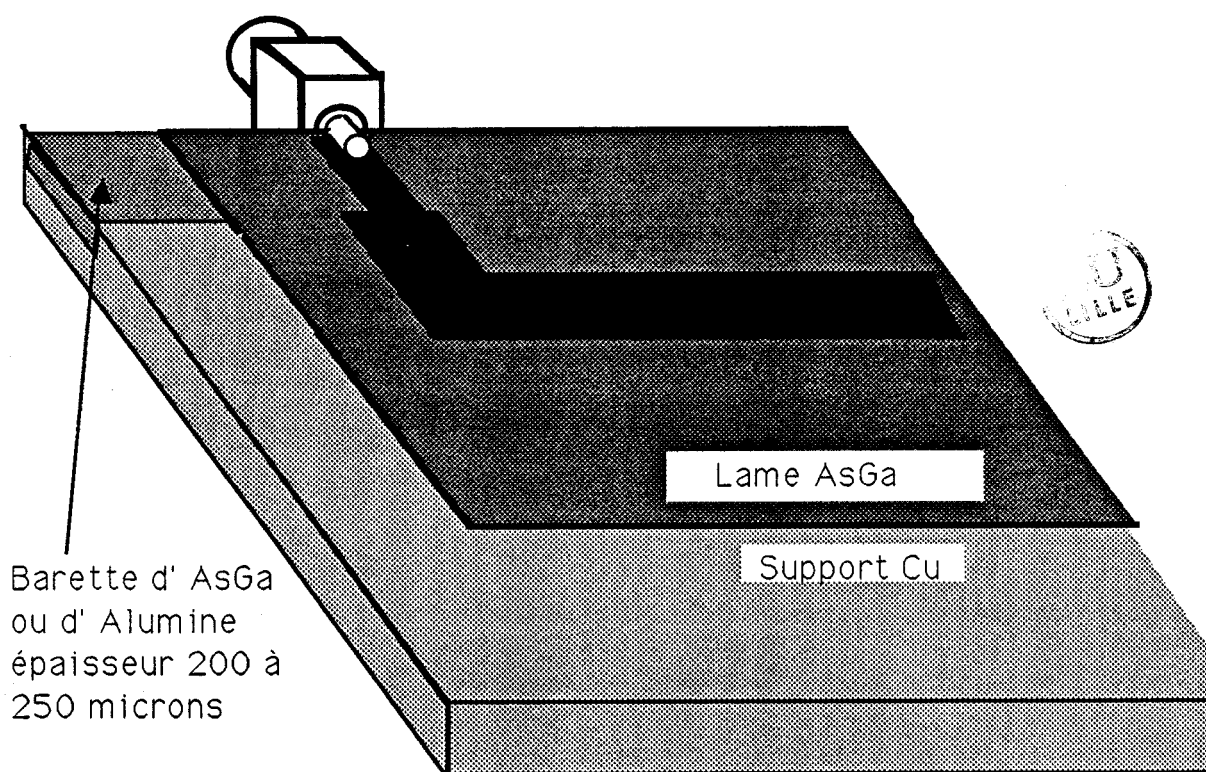


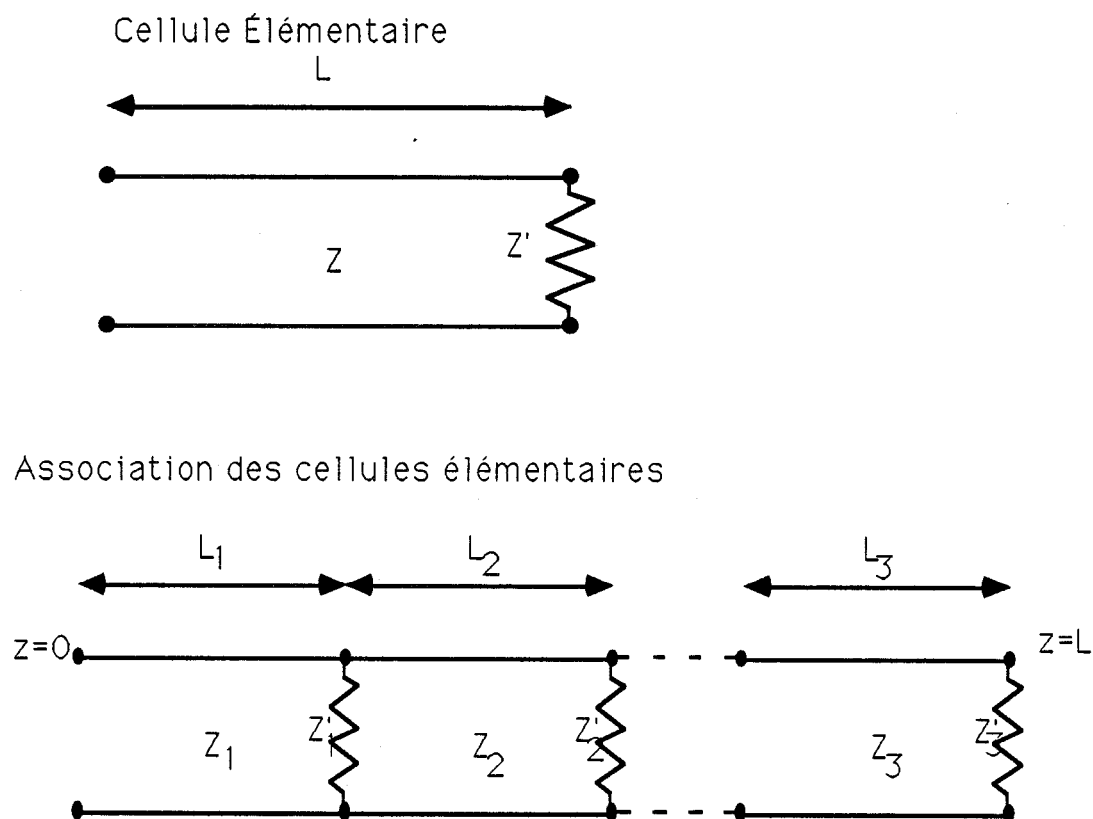
Fig 60: adaptation avec discontinuité dans le plan de masse

La variation d'épaisseur induit une variation brutale d'impédance, mais ramène également des éléments parasites localisés ; typiquement, il s'agit d'une capacité. Si l'épaisseur de la barrette est de 250 μm , sa valeur est de l'ordre de 0,1 - 0,2 pF [55].

IV. 7. 4. 2. Evaluation théorique des performances de la ligne microonde

Nous avons présenté le circuit retenu ; pour évaluer ses performances, nous avons développé un programme BASIC d'analyse du réseau micro-onde. Nous allons ici brièvement décrire les fonctions de ce programme, écrit sur micro-ordinateur Hewlett-Packard HP 86 B. Il permet de simuler le fonctionnement d'un circuit constitué d'une cascade de n cellules, chacune de la forme représentée par la figure 61:

Fig 61: Modèle pour l'étude par simulation numérique



Chaque cellule est constituée d'un tronçon de ligne microruban, de longueur L , terminé par une impédance Z' ramenée en parallèle : il peut s'agir d'un circuit ouvert, d'un court-circuit, d'une charge résistive adaptée ou non, d'un élément purement réactif, ou de tout autre élément passif. Nous n'avons

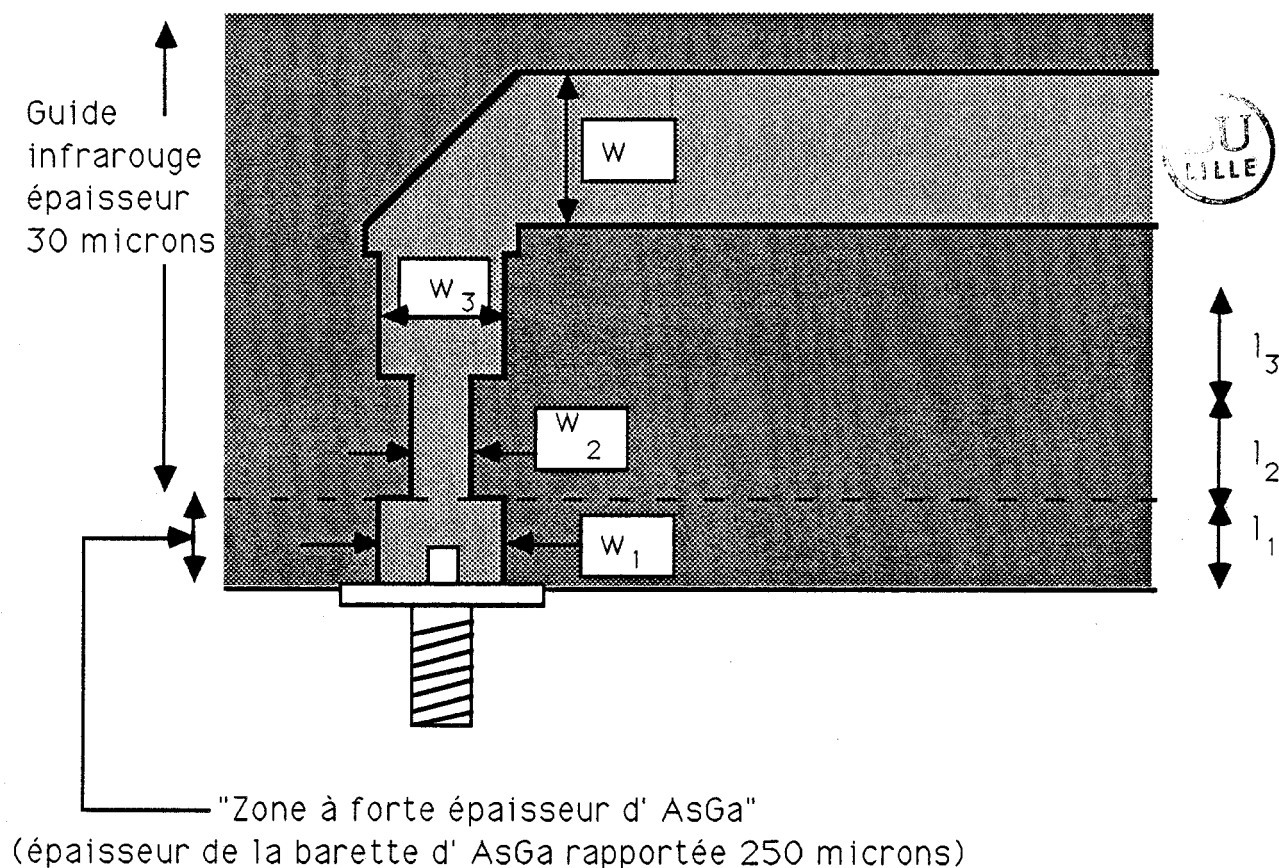
pas jugé utile compte tenu du dispositif d'adaptation retenu, de simuler également des éléments de ligne ramenés en parallèle (stubs). Ceux-ci peuvent de toute façon être considérés comme des éléments d'impédance quelconque et donc être compris dans Z' . L'allure générale du circuit à traiter est représentée par la figure 61.

Le programme calcule l'évolution de l'impédance vue le long du tronçon d'impédance Z_n , à partir de celle du coefficient de réflexion. L'impédance vue à la distance $L-L_n$ est alors associée en parallèle avec Z_{n-1} et on calcule l'évolution de l'impédance vue dans le tronçon d'impédance Z_{n-1} .

Le programme fournit l'impédance vue à l'entrée du circuit, le module et la phase du coefficient de réflexion ramené à l'entrée du circuit, ainsi que le TOS correspondant. Il nous a permis de simuler les différents circuits sans et avec une discontinuité dans le plan de masse. La courbe du module du coefficient de réflexion ramené à l'entrée du circuit est en fait peu dépendante de la position "vraie" de l'obstacle simulé par la capacité de 0,2 pF. Dans tous les cas, il présente une transmission micro-onde théorique acceptable pour la bande 9-15 GHz, ainsi que plusieurs points favorables, comme le montre la figure 63, où l'on a reporté l'évolution de la transmission du modulateur avec l'adaptation d'impédance que l'on a calculée plus haut et dont les différents éléments sont rappelés figure 62. Il est par ailleurs probable que ces caractéristiques seraient encore améliorées par l'adjonction d'un tronçon supplémentaire d'adaptation d'impédance. Mais ceci complique la réalisation des tronçons, dont les dimensions sont critiques comme le montrent les calculs.

Enfin, la liaison du modulateur au "monde extérieur" (c'est-à-dire le feeder 50 Ω et la charge adaptée terminale se fait par l'intermédiaire d'une embase OSM, dont le contact central est posé sur le ruban de la ligne, à l'exclusion de toute soudure.

Fig 62 : adaptation en présence d'une lame d'AsGa complémentaire



$$w_1 = 0,51 \text{ mm}; l_1 = 1,89 \text{ mm}; Z_{c1} = 30,9 \, \Omega$$

$$w_2 = 0,2 \text{ mm}; l_2 = 1,8 \text{ mm}; Z_{c2} = 12,4 \, \Omega$$

$$w_3 = 0,58 \text{ mm}; l_3 = 1,71 \text{ mm}; Z_{c3} = 4,95 \, \Omega$$

$w = 1 \text{ mm}$, correspondant à une impédance caractéristique de $2,95 \, \Omega$.

On a représenté en figure 64 l' évolution de l' efficacité du modulateur; outre une zone où la réponse est plate (de 10 à 14 GHz) , caractéristique d' une adaptation convenable, il existe des points favorables, avec des efficacités supérieures à celle de fonctionnement large bande, à 9, 15

et 17,5 GHz. Ces points sont dus aux réflexions microonde entre les tronçons adaptateurs.

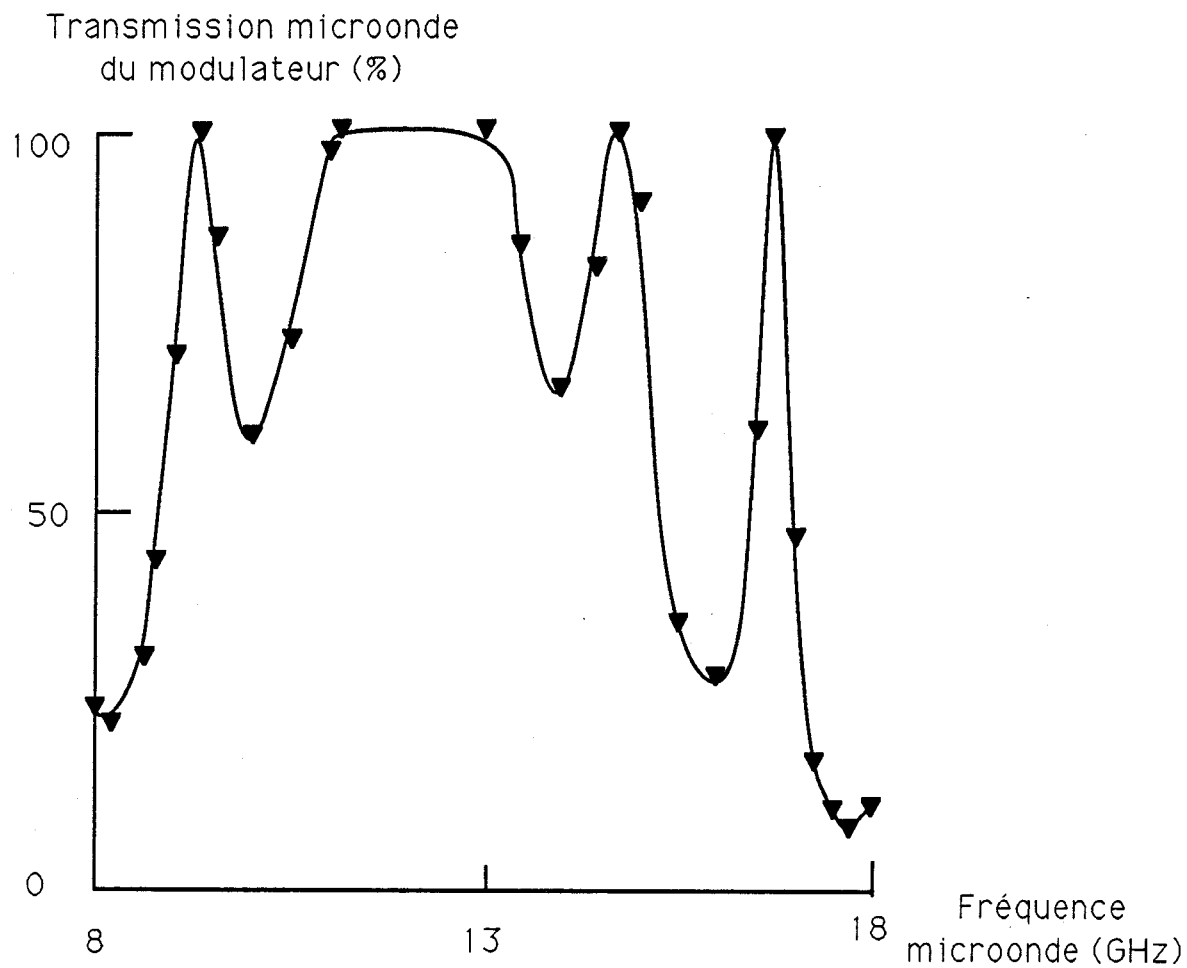


Fig 63 : réponse en fréquence du modulateur
avec les données numériques de la figure 62
et une distance entre les tronçons
adaptateurs de 25 mm

Efficacité du modulateur P_{SB}/P_C (10^{-3});

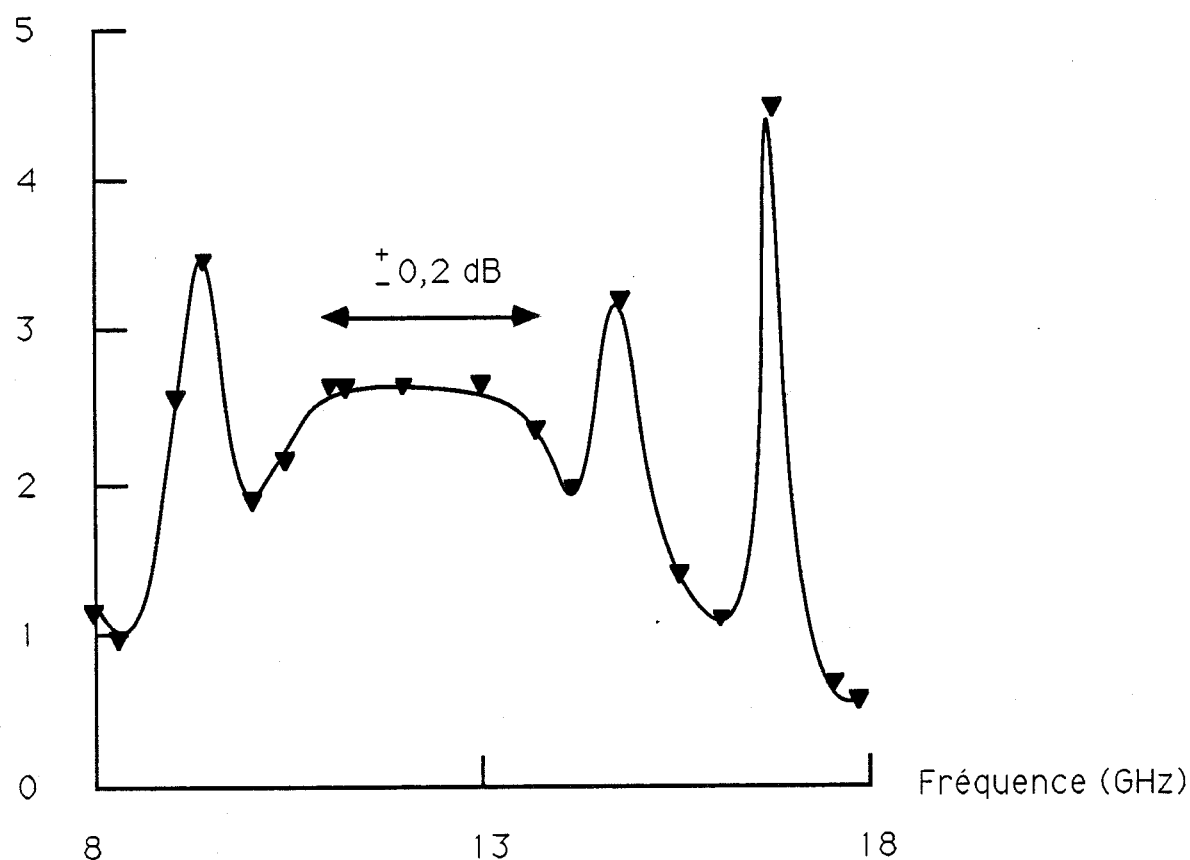


Fig. 64: efficacité théorique du modulateur de longueur 25 mm excité par une puissance microonde de 10 W

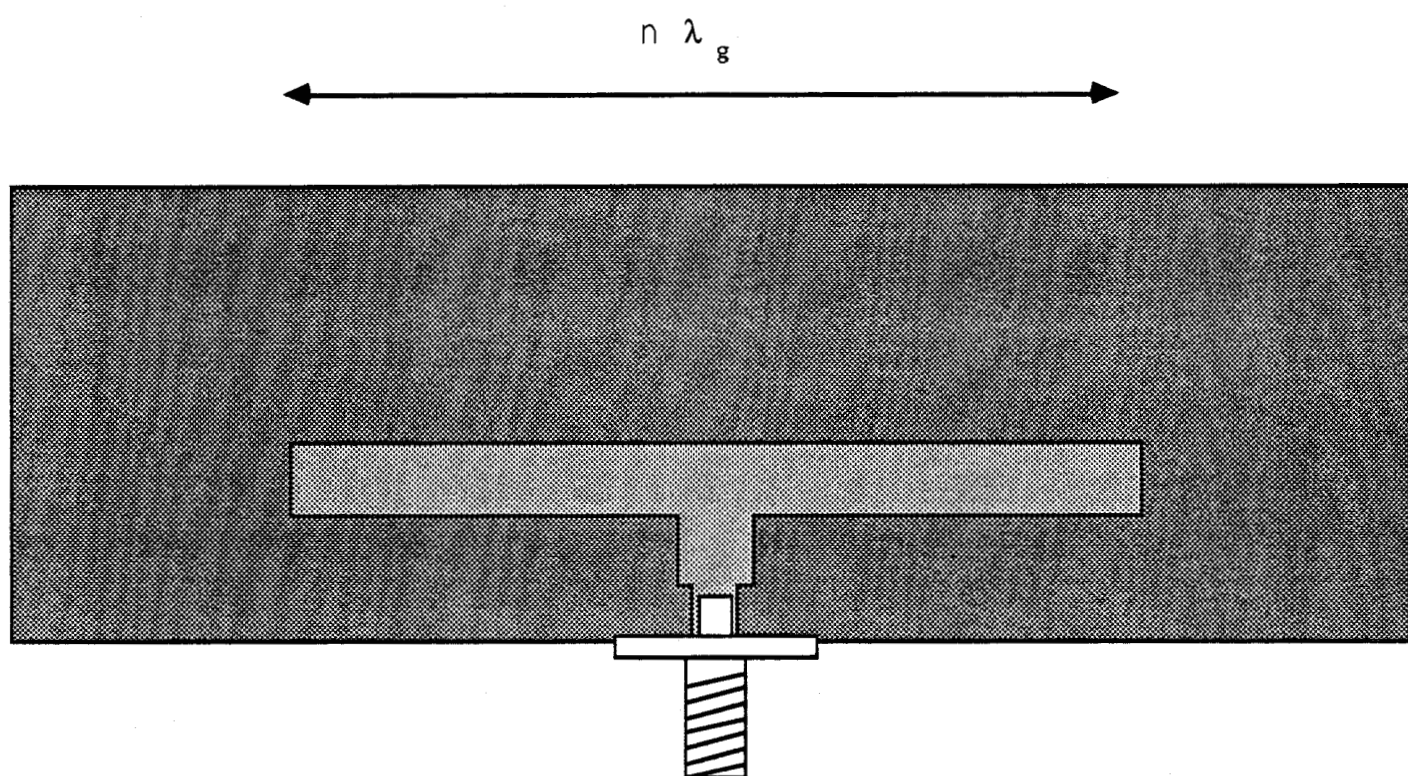
IV. 7. 5. Essai du modulateur en mode résonnant

Un essai rapide a été mené sur un modulateur résonnant constitué d'une lame d'épaisseur 100 μm , d'une électrode d'or d'une largeur de 1 mm. Son impédance caractéristique est de 8,8 Ω . La longueur de la ligne déposée est un multiple (ici, 3 fois) de la longueur d'onde guidée à 13 GHz, soit ici 20,9 mm. L'excitation microonde se fait au centre de la ligne, par l'intermédiaire de 2 transformateurs quart d'onde à 13 GHz, de longueurs respectives 1,92 mm et 1,79 mm, de largeurs respectives 0,58 mm et 0,17 mm, et d'impédances respectives 13,6 Ω et 32,6 Ω (fig 65).

Le guide est d'abord recouvert d'une résine photosensible positive Shipley 1470H. La gravure de la ligne est effectuée par "lift-off". Afin d'

obtenir des pertes hyperfréquences faibles, la ligne est alors épaissie par électrolyse à l' aide d' une solution d' AuK(CN)_2 et de KCN [56].

Fig 65 : Excitation résonnante du modulateur



CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté la réalisation de modulateurs électrooptiques ultra-rapides pour laser infrarouge à 10,6 μm .

Deux technologies ont été explorées:

- modulateur massif: ce dispositif est à la base de la réalisation d' un spectromètre très haute résolution, qui a déjà permis d' améliorer d' un facteur de 10 à 30 la précision de mesures atomiques (Ne, Ar) ou moléculaires (CH_3Br); potentiellement, un tel dispositif associé à un laser CO_2 de haute stabilité (mieux que 500 Hz)[57], et à une source microonde asservie en phase permet d' obtenir une précision en fréquence de l' ordre du kHz. Par ailleurs, un laser guide d' onde à excitation radiofréquence muni d' un modulateur électrooptique massif intracavité 8-18 GHz [58 à 60] vient d' être réalisé dans notre équipe, et une modulation d' amplitude a récemment été mise en évidence.

- modulateur en lame amincie: un prototype à excitation microonde résonnante, sur une lame d' épaisseur 0,1 mm, a été réalisé, ainsi que plusieurs guides d' épaisseurs 25, 50 et 70 μm . Ceux-ci ont été testés à basse et moyenne fréquence. Un retard important à la livraison d' un étalon de Pérot-Fabry performant nous a empêché de réaliser des essais en modulation ultra-rapide. Cet essai pourra être entrepris dès livraison de cet équipement.

Il restera à réaliser pratiquement l' excitation en ondes progressives de guides minces comme décrit dans ce mémoire.

Une autre voie d' études peut également être envisagée: il s' agit de moduler les pertes infrarouges par injection de porteurs dans le guide [61]; l'efficacité de cet effet doit permettre de réduire la longueur d' interaction , et ainsi ouvrir la voie à une intégration de composants

infrarouges à $10,6\text{ }\mu\text{m}$. En tout état de cause, cet effet est limité par la mobilité des porteurs, et interdit par suite la modulation aux cadences extrêmes.

REFERENCES

- [1] Nouveaux verres pour guide d'onde I.R.
J. LUCAS, ZHANG XIANG HUA, P.S. CHRISTENSEN, G. FONTENEAU
Actes des neuvièmes Journées Nationales d' Optique Guidée, p.
110-111, Lannion ,1988
- [2] Radio Frequency Discharge-excited CO₂ Lasers
D.R. HALL and C.A. HILL
Handbook of molecular Lasers
Dekker, ch. 3, p. 165-258, 1987
- [3] Absolute Diode Laser Frequency Calibration using varactor Mixing with
a stabilized CO₂ Laser. Ozone Spectrum near the 9R6 CO₂ Frequency
M. LYSZYK, J.C. DEPANNEMAECKER, J.G. BANTEGNIE, F. HERLEMONT,
J. LEMAIRE, Y. RIAnt
Opt. Comm., Vol. 27, n°1, p. 53-55, 1981
- [4] Infrared and Radiofrequency Spectroscopy in the Laser Cavity
T. OKA
Frontiers in Laser Spectroscopy, vol. 2, course 7, p. 529-570, les
Houches, 1975
- [5] Nonlinear Dielectric Effects
I.P. KAMINOW
An Introduction to Electrooptic Devices, Academic Press, ch. 2, p. 39-
70, 1974
- [6] Double réfraction naturelle
Double réfraction artificielle
Effets du second ordre
J.F. NYE
Propriétés Physiques des cristaux, Dunod, ch. 13, p. 247-272,
1961
- [7] Electrooptic Light Modulators
I.P. KAMINOW and E.H. TURNER
Appl. Opt., Vol. 5, n°10, p. 1612-1628, 1966

- [8] Polarisation électrique
J.F. NYE
Propriétés Physiques des cristaux, op. cité, ch. 4, p. 71-86
- [9] The Modulation of Optical Radiations
A. YARIV
Quantum Electronics, Wiley, ch. 14, p. 327-369, 1975
- [10] Electro-optical effect of ZincBlende
S. NAMBA
JOSA, Vol. 51, n°1, p. 76-79, 1961
- [11] Measurements of the Electrooptic Effect in CdS, ZnTe and GaAs at 10.6 Microns
I. P. Kaminow
IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-4, n°1, p. 23-26, 1968
- [12] Electrooptic characteristics of CdTe at 3.39 and 10.6 μm
J. KIEFER and A. YARIV
Appl. Phys. Lett., vol. 15, n°1, p. 26-27, 1971
- [13] GaAs, AlAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications
S. Adachi
Appl. Phys., vol. 58, n° 3, p. R1-29
- [14] A 964 GHz traveling-wave electro-optic modulator
I. P. KAMINOW, T. J. BRIDGES, and M. A. POLLACK
Appl. Phys. Lett., vol. 16, n°11, p. 416-418, 1970
- [15] Travelling Wave Electro-optic Modulators
G. WHITE and G. M. CHIN
Opt. Commun., vol. 5, n° 5, p.374-379, 1972
- [16] Laser Beams and Resonators
H. KOGELNIK and T. LI
Appl. Opt., vol. 5, n° 10, p. 1550-1567, 1966

- [17] Optical Transmitters
P. K. CHEO
Fiber Optics - Devices and Systems, Prentice Hall, ch. 10, p. 212-241,
1985
- [18] Electromagnetic Waves
E. PEHL
Microwave Technology, Artech House, ch.1, p. 1-86, 1985
- [19] A Tunable Sideband Spectrometer
G. MAGERL, W. SCHUPITA and E. BONEK
IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-18, n°8, p. 1214-1220, 1982
- [20] Propagation Characteristics of Dielectrically Loaded Rectangular
Waveguides for Laser Beam Modulators
E. BONEK and G. MAGERL
AEÜ, vol. 29, n°12, p. 499-506
- [21] G. MAGERL
Communication privée
- [22] Closed-Form Expressions for the Parameters of Finned and Ridged
Waveguides
W. J. R. HOEFFER and M. N. BURTON
IEEE MTT-30, n°12, p.2190-2194, 1982
- [23] Empirical Expressions for Fin-Line Design
A. K. SHARMA and W. J. R. HOEFER
IEEE MTT-31, n°4, p. 350-356, 1983
- [24] The Design of ridged Waveguides
S. HOPFER
IRE MTT-3, n°1, p. 20-29, 1955
- [25] Sraggling Parameters
E. PEHL
Microwave Technology, op. cité, ch. 2, p. 87-108

- [26] High-Resolution Spectroscopy of the $\nu_2 = 2a \leftarrow \nu_2 = 1s$ Band of $^{14}\text{NH}_3^1$
H. SASADA, R. H. SCHWENDEMAN, G. MAGERL, R. L. POYNTER and J. S. MARGOLIS
J. Mol. Spec., vol. 117, n° 2, p. 317-330, 1986
- [27] Tunable Infrared sideband Spectroscopy of excited Atoms (ArI and NeI) fine Structure Transitions
J. LEGRAND, B. DELACRESSONNIERE, J. M. CHEVALIER and P. GLORIEUX
soumis pour publication à JOSA B
- [28] Optical Waveguide Modes
R. G. HUNSPERGER
Integrated Optics: Theory and Technology, Springer-Verlag, ch. 2, p. 16-30, 1983
- [29] Theory of Prism-Film Coupler and Thin-Film Light Guides
P. K. TIEN and R. ULRICH
JOSA, vol. 60, n° 10, p. 1325-1337, 1970
- [30] Electric Fields Produces by the Propagation of Plane Coherent Electromagnetic Radiation in a Stratified Medium
W. N. HANSEN
JOSA, vol. 58, n° 3, p. 380-390, 1968
- [31] Etude de guides d'ondes semiconducteurs, actifs et passifs, en optique intégrée à 10,6 microns
D. DELACOURT
Thèse de Doctorat, Nice, 1985
- [32] Effects of Free Carriers on the Optical Properties
H. Y. FAN
Semiconductors and Semimetals, vol. 3, Academic Press, ch. 9, p. 405-419, 1967
- [33] La méthode spectrale généralisée et son application à la ligne à ailettes
S. TEDJINI
Thèse de Doctorat d'Etat, Grenoble, 1985

- [34] Losses in Microstrips
R. A. PUCCEL, D. J. MASSE and C. P. HARTWIG
IEEE MTT-16, n° 6, p. 342-350, 1968
- [35] Transmission-Line Properties of parallel Strips separated by a Dielectric Sheet
H. A. WHEELER
IEEE MTT-13, n° 2, p. 172-185, 1965
- [36] Microwave performance prediction of a III-V semiconductor electrooptic waveguide modulator
D. REMIENS, P. PRIBETICH, P. KENNIS and C. SEGUINOT
Appl. Opt., vol. 26, n° 1, p. 118-120, 1987
- [37] Infrared Electrooptic Waveguides
P. K. CHEO and R. WAGNER
IEEE QE-13, n° 4, p. 159-164, 1977
- [38] Absorption et réflexion métalliques
G. BRUHAT
Optique, Masson, ch.18, p. 402-417, 1965
- [39] Characteristics of Optical Guided Modes in Lossy Waveguides
A. REISINGER
Appl. Opt., vol. 12, n° 5, p. 1015-1025, 1973
- [40] Light Waves in thin Films and Integrated Optics
P. K. TIEN
Appl. Opt., vol. 10, n° 11, p. 2395-2413, 1971
- [41] Integrated Optics and new wave phenomena in optical Waveguides
P. K. TIEN
Rev. Mod. Phys., vol. 49, n°2, p. 361-420, 1977
- [42] Theory of the Prism-Film Coupler by Plane-Wave Analysis
R. ULRICH
JOSA, vol. 60, n° 10, p. 1337-1350, 1970
- [43] Evanescent Field Coupling into a Thin-Film Waveguide
J. E. MIDWINTER
IEEE QE-6, n° 10, p. 583-590, 1970

- [44] Technologie des diodes Impatt à haut rendement
 - à barrière métal-semiconducteur GaAs
 - à hétérojonctions GaInAs/InP
 THAO BOUN
 Thèse de 3^e cycle, Lille, 1985

- [45] Mode Conversion caused by Surface Imperfections of a Dielectric Slab Waveguide
 D. MARCUSE
 BSTJ, n° 48, p. 3187-3215, 1969

- [46] Radiation Losses of Dielectric Waveguides in Terms of the Power Spectrum of the Wall Distortion Function
 D. MARCUSE
 BSTJ, n° 48, p.3233-3242, 1969

- [47] Comparison of two approaches to the waveguide scattering problem
 D. G. HALL
 Appl. Opt., vol. 19, n° 11, p. 1732-1734, 1980

- [48] In-plane scattering in planar optical waveguides: refractive-index fluctuations and surface roughness
 D. G. HALL
 JOSA A, vol. 2, n° 5, p. 747-752, 1985

- [49] Reflection and Scattering by a Single Groove in Integrated Optics
 TUNG-LIN TSAI and HANG-SHENG TUAN
 IEEE QE-10, n° 3, p. 326-332, 1974

- [50] Roughness-induced scattering and attenuation of guided modes in slab waveguides
 M. ARNZ and H. E. PONATH
 JOSA A, vol. 3, n° 12, p. 2055-2067, 1986

- [51] Influence des instabilités de fréquence de source en spectroscopie à haute résolution
 H. DEVE
 Thèse de 3^e cycle, Lille, 1983

- [52] Circuits pour hyperfréquences
C. VEYRES
Techniques de l'Ingénieur Electronique, p. E-621
- [53] Tables for cascaded homogeneous quarter-wave transformers
L. YOUNG
IRE MTT-7, p. 233-238, 1959
- [54] Frequency Synthesized and Continuously Tunable IR Laser Sources in 9-11 μm
P. K. CHEO
IEEE QE-20, n° 7, p. 700-709, 1984
- [55] Microstrip Discontinuities
K. C. GUPTA, R. GARG and I. J. BAHL
Microstrips Lines and Slotlines, Artech, ch .3 et 4, p. 107-194, 1979
- [56] Revêtements métalliques par voie électrolytique
L. LACOURCELLE
Techniques de l'Ingénieur Métallurgie, p. M-1591
Electrodéposition des métaux nobles
P. EIGENSCHENCK
Techniques de l'Ingénieur Métallurgie, p. M-1625
- [57] Développement de lasers infrarouges accordables de haute pureté spectrale. Application à la spectroscopie hyperfine des molécules HF et SF₆
C. BRÉANT
Thèse de Doctorat d'Etat, Paris XIII, 1985
- [58] A Comparative Evaluation Between Internal and External Polarization Modulation of Lasers
A. L. WAKSBERG
IEEE QE-9, n° 11, p. 1086-1097, 1973
- [59] A 2.75-GHz tunable CO₂- laser infrared source
G. MAGERL and E. BONEK
Appl. Phys., vol. 47, n° 11, p. 4901-4903, 1976

- [60] Proposed CO₂-Laser Standing-Wave Intracavity Coupling Modulator for a 53-GHz CW Signal
E. BONEK, G. SCHIFFNER, R. PISECKER and F. KOHL
IEEE QE-10, n° 2, p. 128-130, 1974
- [61] Amplitude and phase modulation by free-carrier injection in III-V semiconducting waveguides for the 10.6 μm wavelength
D. DELACOURT, R. BLONDEAU, C. BRYLINSKI, M. A. DI FORTE-POISSON, N. HERSCHKORN, C. KAZMIERSKI and M. PAPUCHON
Opt. Lett., vol. 12, n° 11, p. 950-952, 1987
- [62] Utilisation des coupleurs directionnels pour la commutation en optique intégrée
M. PAPUCHON
Thèse de Doctorat d'Etat, Nice, 1978

TUNABLE INFRARED SIDEBAND SPECTROSCOPY
OF EXCITED ATOMS (ArI and NeI)
FINE - STRUCTURE TRANSITIONS

J. LEGRAND, B. DELACRESSONNIERE, J.M. CHEVALIER and P. GLORIEUX

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne
Associé au CNRS
Université de Lille I
59655 VILLENEUVE D'ASCQ Cedex (FRANCE)

Soumis pour publication à:
Journal of the Optical Society of America B

The tunable infrared sideband generation technique has been used to measure absorption lines of excited states of Ar and Ne. The accuracy of the measurement of the absorption frequencies has been improved by a factor of 3 to 14 depending on the particular line to be measured.

The CO₂ laser appeared very early as an excellent spectroscopic tool since it produces high power coherent radiation on as many as 100 lines for a relatively standard laser. Unfortunately its tunability is limited to about 100 MHz and the emission lines are separated by about 45 GHz so the spectral coverage of the CO₂ laser is only 0,2% in around 9.6 and 10.6 μ m. This figure can be improved by the use of waveguide lasers but the maximum tunability ($\sim$ 1 GHz) is achieved only on the strongest emission lines. So the spectroscopic applications of the CO₂ laser had to rely on accidental coincidences between the laser emissions and the absorption lines of the sample to be investigated.

II - GENERAL

Two methods have been proposed to overcome this lack of tunability without loosing the coherence properties of the source. In both methods (almost) fixed frequency infrared (IR) photons are added to tunable radio-frequency or microwave photons, so that the sum or difference frequency gains the tunability of the microwave radiation. The sum (or difference) may be performed either directly on the molecules to be investigated or in a non linear crystal which acts as a secondary spectroscopic source. The former method takes advantage of the non linearity of the field molecule interaction which allows multiphoton absorption. In such multiphoton processes the molecule interacts coherently with one or several infrared photons and one or several radiofrequency photons. This technique first demonstrated by OKA and coworkers¹ was extensively used in the 70s, for instance in the high resolution spectroscopy of the ν_2 band of NH₃² and even for the pumping of far-infrared lasers³. Unfortunately this requires strong field-molecule interactions which is only possible in molecules having a strong electric dipole moment such as NH₃, CH₃F ...

The second method is usually based on high frequency electro-optic modulation. Although acousto-optic frequency shifting was also achieved, it is limited to small frequency shifts while electro-optic modulation was performed from DC up to 55 GHz⁴. This technique was introduced by Corcoran et al.^{4,5} in 1970 and fully developed later by Magerl et al.^{6,7} whose technique has been used in the experiments reported

below. It should be mentioned that in addition to electro-optic modulation in bulk crystals, microwave modulation of infrared laser radiation was also achieved in GaAs (IR) waveguides which provide an improvement on the modulation efficiency but the difficulties of 10 μm integrated optics make this approach much more trouble some.

When a coherent radiation with a frequency f_c is amplitude modulated with a field of frequency f_m , the spectrum of the resulting wave contains sidebands at frequencies $f_c \pm f_m$ in addition to the carrier frequency. With a suitable filtering, these waves provide a tunable source convenient for high resolution spectroscopy⁸⁻¹¹ since it keeps the spectral purity of the parent sources and takes advantage of the tunability of the modulating field.

We report here on the application of tunable infrared sideband generation to the spectroscopy of atoms in excited states.

III - EXPERIMENTAL SET-UP

The radiation coming from a Cw CO_2 laser is focused inside a CdTe crystal inserted in a waveguide between two crossed polarizers. The microwave from a YIG oscillator is amplified by a 20 W travelling-wave tube and applied to the crystal it induces birefringence in the CdTe crystal. The infrared radiation passing through the crossed polarized is re-focused inside a dc electric discharge absorption cell and then on an HgCdTe detector. An overall scheme of the experiment is given on Figure 1.

The modulator is quite similar to that originally developed by Magerl and described in ⁷. Our device utilizes a $3 \times 3 \times 40 \text{ mm}^3$ CdTe crystal sandwiched between two Al_2O_3 blocks whose dimensions were calculated to perform the velocity matching of the microwave and infrared radiations at the central tuning frequency. Double ridge waveguides are connected to this rectangular section through tapered transitions and the coupling-decoupling of infrared and microwave fields is ensured by two waveguide elbows in which a hole has been drilled to allow infrared transmission while the microwave is deflected by the elbows as shown on Figure 1.

With the polarisation and crystal axes chosen in our device, the available sideband power is given by⁷

$$P_{SB} = \frac{\Gamma^2}{16} P_c \quad \text{with} \quad \Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_c} n_o^3 r_{41} E_m L \sin c \left(\frac{\omega_m L}{2W} \right)$$

where P_c and λ_c are the CO_2 laser power and wavelength respectively, E_m and ω_m the microwave field amplitude and pulsation respectively, n_o and r_{41} the infrared refractive index and electro-optic coefficient of CdTe, L the crystal length and W characterizes the phase velocity mismatch between the microwave and IR fields.

$$W^{-1} = v_c^{-1} - v_m^{-1}$$

where v_c and v_m are the phase velocity of the IR carrier and of the microwave modulation respectively. The generated sideband power varies from 0.2 to 0.7 mW with incident laser and microwave equal to 2W and 10W respectively. The real efficiency of the modulator used here is thus comprised between 74% and 97% of the theoretical optimum efficiency. Note that special care has been taken to reduce mismatches, which produce large amplitude variations as the microwave frequency is swept. The voltage standing wave ratio (vswr) of our modulator is less than 1 dB (resp. 3 dB) in the 12-18 (resp. 8-12) GHz range.

The DC discharge required to produce the excited state species is on off modulated at a 10 kHz rate and the transmitted signal is processed by phase sensitive detection. This technique allows to reduce the possible spurious signals due to residual vswr effects.

IV - ATOMIC SPECTROSCOPY OF ArI and NeI

Atomic fine structure transitions of rare gas fall inside the infrared region if states with sufficiently large quantum numbers are considered. Among these fine structure transitions some overlap with the tuning range of our tunable sideband spectrometer and there is a possibility of improving the measured values of a number of lines. A similar improvement of measurements of fine structure absorption lines was carried out on excited states of Helium using a tunable diode spectrometer¹². This set of measurements was obtained by interpolating Fabry-Pérot

fringes calibrated against standard molecular lines with an accuracy of ± 30 MHz i.e. about 3 times less precise than ours. These measurements allowed to obtain a more accurate set of parameters for the atomic spectrum of helium¹³. So we have carried out frequency measurements on dc discharges in Argon and Neon for which they could be useful. Discharge currents from 45 to 75 mA were run through Ar and Ne flows at average pressures ranging from 90 to 140 mTorr. Such experiments provided 6 remeasured lines for ArI and 1 for NeI as given in Table I. The assignments of the observed lines is based on earlier measurements made by conventional spectroscopic techniques. Since atomic lines are well separated there is no assignment problem. The transitions are noted in the j-l coupling scheme and the calculated frequencies have been deduced from tables of atomic lines¹⁴ and Table I shows that even without sophisticated techniques, tunable sideband spectroscopy can improve the accuracy of previous measurements by a factor ranging from 3 to 14. In fact the small number of measured lines is not due to sensitivity limitations but rather to the uncomplete coverage of the spectrum by our spectrometer since a number of line expected to be strong fall within its "blind range". This is especially true in the case of NeI.

As shown on Figure 2, the absorption lines have been observed with a very good signal to noise ratio and a half width at half maximum equal to 35 MHz i.e. equal to the calculated Doppler width. The accuracy of the frequency measurement is better than the Doppler width even if sophisticated data processing techniques are not used. With simple lock-in detection, the total uncertainty on frequency measurements is of the order of 7 MHz average with a peak to 14 MHz in the worst case. In the experiments reported here, the instability of the CO₂ laser (~ 2 MHz) should be added to this figure, but this will become unnecessary when the laser is locked on the 4.2 μ m saturated fluorescence signals.

CONCLUSION

This series of measurements performed on excited atomic states show that the tunable sideband spectrometry can be applied to unstable species. Its main advantage with respect to spectrometry tunable diode lasers is that provides an accurate and built-in measurement facility.

It should also be kept in mind that although the absorption lines measured here are Doppler limited, sub-Doppler linewidths may be obtained and thus, tunable sideband spectrometry is likely to provide frequencies with an additional factor of 10-50 improvement on the accuracy^{9,10}.

ACKNOWLEDGEMENTS

Bernard LEMOINE and Jean-Luc DESTOMBES kindly shared with us their expertise in excited species production. We also benefited from their tunable diode laser measurements.

This work was supported by the Direction des Recherches, Etudes et Techniques and by La Région Nord/Pas-de-Calais. One of us (B.D.) benefited from a BDI Fellowship cofinanced by CNRS and La Région Nord/Pas-de-Calais.

REFERENCES

1. See e.g. T. OKA, Les Houches, Session XXVII, 529-569, R.BALLAN, S. HAROCHE and S. LIBERMAN eds, North-Holland Publ.Co. 1977
2. S.M. FREUND and T. OKA, "Infrared-microwave two-photon spectroscopy : the ν_2 band of NH_3 ", Phys.Res. A13, 2178-2190 (1976).
3. G.D. WILLENBERG, C.O. WEISS and H. JONES, "Two-photon pumped Cw laser" Appl.Phys.Lett. 37, 133-135 (1980).
4. V.J. CORCORAN, R.E. CUPP, J.J. GALLAGHER and W.T. SMITH, "Non linear optical effects using a CO_2 laser and a klystron", Appl.Phys.lett. 16, 316-318 (1970).
5. V.J. CORCORAN, J.M. MARTIN and W.T. SMITH "Extension of microwave spectroscopy techniques to the infrared region", Appl.Phys.Lett. 22, 517-519 (1973).
6. G. MAGERL, E. BONEK and W.A. KREINER, "Laser sideband spectroscopy in the ν_4 fundamental of silane, SiH_4 ", Chem.Phys.Lett. 52, 473-476 (1977).
7. G. MAGERL, W. SCHUPITA and E. BONEK, "A tunable CO_2 laser sideband spectrometer", I.E.E.E. J. Quantum Electro. QE-18, 1214-1220 (1982).
8. G. MAGERL, W. SCHUPITA, E. BONEK and W.A. KREINER, "Direct frequency reading laser spectroscopy : ν_3 fundamental and stark effect of CH_3F ", J.Mol.Spectrosc. 83, 431-439 (1980)
9. G. MAGERL, J.M. FRYE, W.A. KREINER and T. OKA, "Inverse Lamb dip spectroscopy using microwave modulation sidebands of CO_2 laser lines", Appl.Phys.Lett. 42, 656-658 (1983).
- 10 G. MAGERL, W. SCHUPITA, J.M. FRYE, W.A. KREINER and T. OKA, "Sub-doppler spectroscopy of the ν_2 band of NH_3 using microwave modulation sidebands of CO_2 laser lines", J.Mol.Spectrosc. 107, 72-83 (1984)

11. H. SASADA, R.H. SCHWENDEMAN, G. MAGERL, R.L. POYNTER and J.S. MARGOLIS, "High resolution spectroscopy of the $\nu_2 = 2a + \nu_2 = 1s$ band of $^{14}\text{NH}_3^1$ ", J.Mol.Spectrosc. 117, 317-330 (1986).
12. T.J. SEARS, S.C. FOSTER and A.R.W. Mc KELLAR, "Infrared diode-laser measurements of some atomic helium ($^4\text{HeI } 1s \text{ nL}$) fine-structure transitions", J.Opt.Soc.Am. B3, 1037-1038 (1986).
13. A. KONO, "Infrared diode-laser measurements of some atomic helium ($^4\text{He I } 1s \text{ nL}$) fine-structure transitions : comment", J.Opt.Soc.Am. B4, 430 (1987).
14. S. BASHKIN and J.O. STONER, Jr, "Atomic energy levels and gotrian diagrams", North-Holland Publ.Co. 1975.

Configuration of ArI energy levels :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 \text{ n } 1, \left(\underset{\frac{1}{2}}{2p^0} \right) \text{ n, } 1', \text{ j-l coupling, J}$$

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 \text{ n } 1, \left(\underset{\frac{3}{2}}{2p^0} \right) \text{ n, } 1, \text{ j-l coupling, J}$$
Configuration of NeI energy levels :

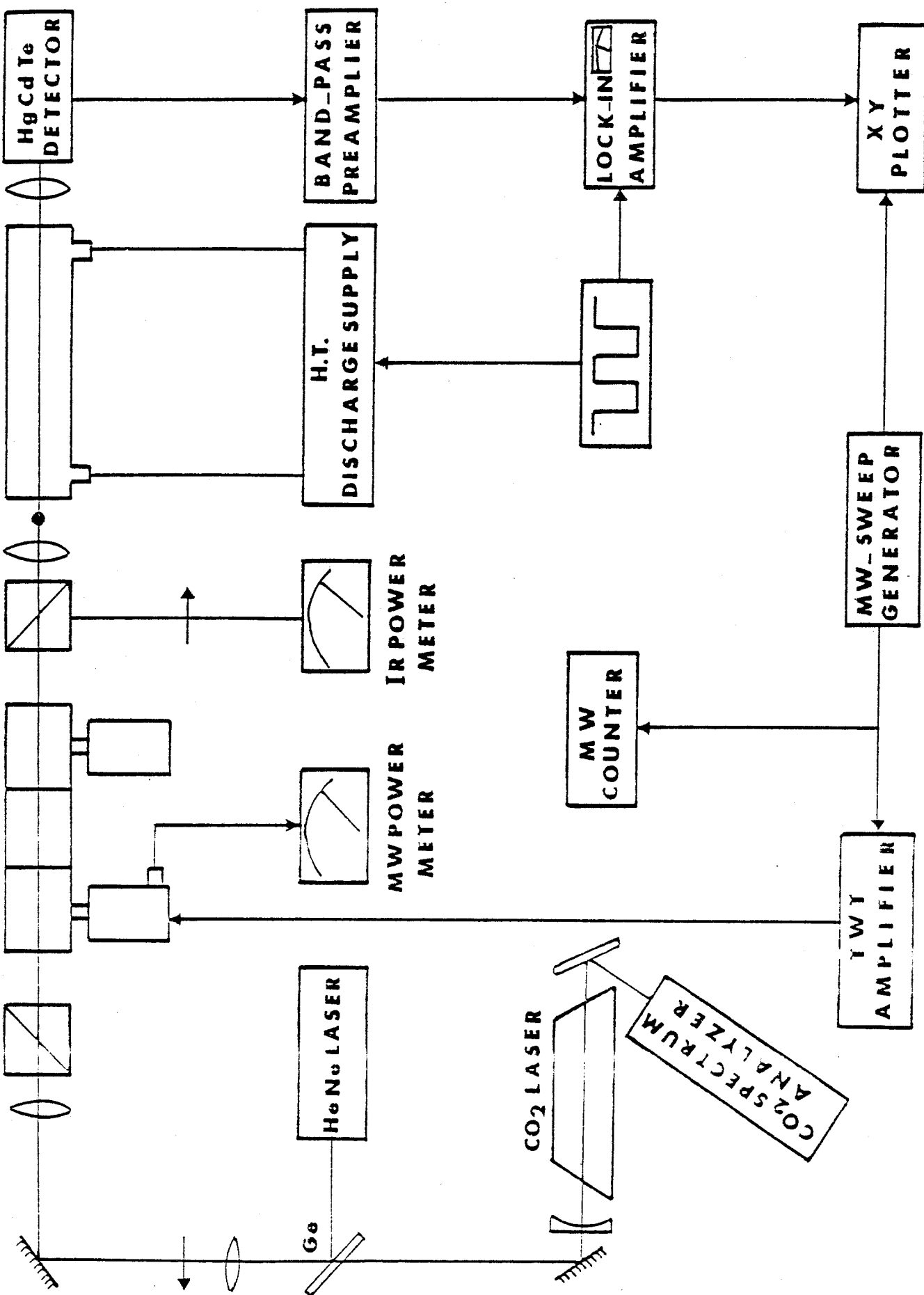
$$1s^2 2s^2 2p^5 \text{ n } 1, \left(\underset{\frac{1}{2}}{2p^0} \right) \text{ n, } 1', \text{ j-l coupling, J}$$

$$1s^2 2s^2 2p^5 \text{ n } 1, \left(\underset{\frac{3}{2}}{2p^0} \right) \text{ n, } 1, \text{ j-l coupling J}$$

TABLE I : Absorption lines of ArI and NeI observed by tunable infrared sideband spectroscopy

Laser line	Transition	Absolute frequency (MHz)	$\nu_m - \nu_c$ (MHz)	$\Delta\nu_m$ (MHz)	$\Delta\nu_c$ (MHz)
ArI					
9R32	$(^2_{p_3}^o)7d \frac{5}{2} 2 \rightarrow (^2_{p_1}^o)8p' \frac{1}{2} 1$	32538622	78	10	330
9R30	$(^2_{p_3}^o)9p \frac{3}{2} 2 \rightarrow (^2_{p_3}^o)11d \frac{3}{2} 2$	32528298	-83	10	600
9R20	$(^2_{p_3}^o)5f \frac{9}{2} 4 \rightarrow (^2_{p_3}^o)6d \frac{7}{2} 3$	32322674	118	16	33
9P12	$(^2_{p_1}^o)4d' \frac{3}{2} 2 \rightarrow (^2_{p_1}^o)4f' \frac{5}{2} 3$	31578434	-10	9	33
9P30	$(^2_{p_3}^o)4d \frac{7}{2} 3 \rightarrow (^2_{p_3}^o)4f \frac{7}{2} 4$	31089597	-140	10	60
9P30	$(^2_{p_3}^o)4d \frac{7}{2} 3 \rightarrow (^2_{p_3}^o)4f \frac{7}{2} 3$	31088470	-128	10	60
NeI					
9P24	$(^2_{p_1}^o)6p' \frac{3}{2} 2 \rightarrow (^2_{p_1}^o)6d' \frac{3}{2} 2$	31261750	52	12	330

ν_m and ν_c are the measured and calculated frequencies and $\Delta\nu_m$ and $\Delta\nu_c$ the corresponding uncertainties respectively. The energy levels are indicated in the n, l, j-l coupling, J configuration.



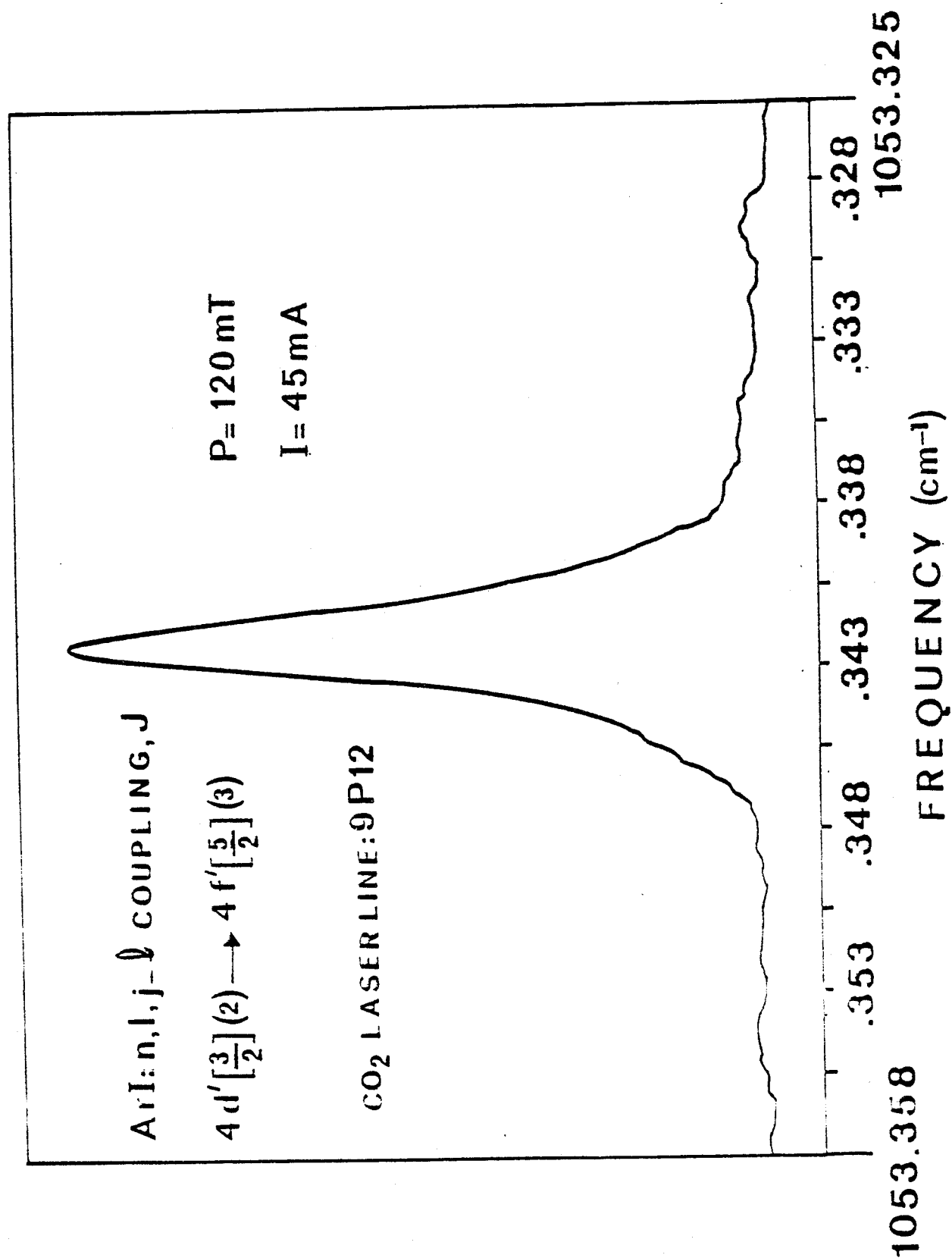




Figure 1 : Block diagram of sideband laser spectrometer for linear spectroscopy of excited atoms. The arrows and the point represent the respective polarizations of the carrier and of the sidebands.

Figure 2 : Recording of the $(^2_{p\frac{1}{2}})^0 4d'\frac{3}{2} 2 \rightarrow (^2_{p\frac{1}{2}})^0 4f'\frac{5}{2} 3$ transition of ArI. The half-width at half maximum is equal to 35 MHz.