

Méthode non-invasive de détection électro-optique  
dans l'arséniure de gallium et potentiel d'application  
au régime du terahertz

par

Marie-Christine Gosselin

mémoire présenté au Département de physique  
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES  
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 3 juillet 2006

# Composition du jury

*Le \_\_\_\_\_, le jury a accepté le mémoire de Mme Marie-Christine Gosselin dans sa version finale.*

Prof. Serge Jandl  
Département de physique  
Président-rapporteur

Prof. Denis Morris  
Département de physique  
Directeur de recherche

Prof. Jacques Beauvais  
Département de génie électrique et de génie informatique  
Directeur de recherche

Prof. André-Marie Tremblay  
Département de physique

# Sommaire

L'échantillonnage électro-optique est une technique de caractérisation d'impulsions électriques ultra-brèves assez répandue. Ce mémoire propose une technique de détection, basée sur l'échantillonnage électro-optique, mais dont l'aspect important est le caractère non-invasif. Cette technique repose sur l'utilisation de lignes microruban fabriquées sur un substrat de GaAs, qui est un matériau électro-optique. Ainsi, le cristal de sonde est directement le substrat, ce qui permet plus de polyvalence.

Dans un premier temps, des simulations numériques de la distribution du champ électrique autour des lignes microruban révèlent que le type de détection suggéré gagne en efficacité avec l'utilisation d'un substrat plus mince. Aussi, ces simulations montrent que l'ajout d'un plan de masse fini sur la surface de l'échantillon perturbe le champ électrique uniquement dans un volume rapproché.

Ensuite, une étude des propriétés du GaAs en régime quasi-statique montre un effet marqué de la tension appliquée sur la polarisation du faisceau de détection. La contribution de l'effet Franz-Keldysh sur ces mesures est négligeable, donc les modulations vues en fonction de la tension appliquée sont bien dues à un effet électro-optique dans le GaAs. L'analyse des résultats met en évidence une asymétrie prononcée du champ électrique existant entre les deux électrodes d'or déposées sur le substrat. L'influence de la tension appliquée et de la puissance du faisceau de détection est aussi investiguée.

La configuration d'un commutateur photoconducteur couplé à une ligne microruban, avec l'ajout d'un plan de masse fini sur la surface du substrat, permet de voir un effet électro-optique quasi-statique. Cependant, le régime impulsionnel n'a pu être observé. Un effet cohérent entre le faisceau d'excitation et le faisceau de détection a toutefois été noté, mais cet effet ne peut être associé à l'effet électro-optique que nous souhaitons

mettre à profit. Certaines améliorations sont donc proposées pour accroître le potentiel d'application de cette technique au régime du terahertz.

# Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur principal de travaux, Denis Morris, pour sa disponibilité, sa patience et sa rigueur, tant d'un point de vue théorique, que dans un cadre expérimental. Merci aussi pour son optimisme toujours de mise, même dans les moments les plus difficiles. Merci d'avoir été aussi présent.

Ensuite, merci à Jacques Beauvais, qui a toujours été à l'écoute quand j'en ai eu besoin. Sa faculté à faire le pont entre les concepts physiques et les réalités de la micro-fabrication et de la microélectronique m'a énormément aidé.

Un merci tout spécial à tout le personnel technique du département de physique, qui est prêt à aider tout le monde, sans égard à leur groupe de recherche. Tout spécialement, merci à Michaël Lacerte, avec qui j'ai souvent poussé plus loin les limites expérimentales, et qui a été présent pour m'aider à élaborer des techniques toutes spéciales à mes échantillons. Merci aussi à Stéphane Melançon pour son désir de comprendre ce sur quoi il travaille, et aussi pour son efficacité à régler les problèmes survenant à l'improviste.

Merci à tout le personnel des salles blanches pour leur compétence et leur capacité d'adaptation aux différents projets des étudiants, notamment merci à Étienne, Jean, Pierre, Guillaume, Pierre et Caroline.

Merci aussi à François Boone et Serge Charlebois, qui m'ont souvent conseillé et transmis leurs connaissances par rapport à leur domaine respectif. Ils ont passé beaucoup de temps avec moi, même si j'étais pas leur étudiante, ce que j'ai énormément apprécié.

Bien sûr, la réalisation de ce projet n'aurait pu être possible sans la contribution financière du CRSNG et du Département de physique. Merci de m'avoir donné la chance

de travailler sur ce projet en n'ayant pas constamment à me soucier de trouver des sources de financement.

Un gros merci à tous les membres de l'équipe du groupe de microélectronique de l'UCL, qui m'ont accueillie, autant dans leur équipe de recherche que dans leur univers personnel. Cela a été une expérience très enrichissante, autant du point de vue personnel que professionnel.

Merci à tous les membres de mon bureau, notamment Jacques et David, avec qui j'ai souvent eu des discussions intéressantes et enrichissantes. Un merci tout spécial à Sophie, pour sa solidarité féminine. Merci aussi aux anciens membres de mon équipe de recherche, Hugo, Alain et François.

Un gros merci à tous mes amis, surtout pour le soutien moral qu'ils m'ont apporté tout au long de cette dernière année. À Marie-Eve, Aurel, Wathalie, M. Agnétique, Carotte-Lyne, Vanessa, Sarah, Maxime et les membres du V-crew, merci.

Merci à mes parents pour leur soutien inconditionnel et leurs encouragements, depuis toujours. Merci à mon frère, qui est (presque) toujours prêt à me rendre service. Et merci au reste de ma famille, qui m'ont toujours appuyé dans mes projets. Merci aussi à ma belle-famille, qui me fait vraiment sentir des leurs. Tout spécialement, merci à monsieur B.

Et finalement, merci à mon amoureux. Même la distance physique qui a régné entre nous pendant la dernière année n'a pas su nous éloigner. Il a toujours su m'épauler, me comprendre et me remonter le moral. Merci Charles.

# Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	x
Liste des tableaux	xi
Liste des figures	xiv
Introduction	1
<b>1 Théorie - Lignes à transmission</b>	<b>5</b>
1.1 Ondes progressives . . . . .	5
1.1.1 Forme générale . . . . .	5
1.1.2 Ondes de tension et ondes de courant . . . . .	6
1.2 Paramètres caractérisant la transmission . . . . .	6
1.2.1 Impédance . . . . .	6
1.2.2 Atténuation . . . . .	7
1.2.3 Vitesses de propagation . . . . .	9
1.2.4 Formalisme de la matrice $S$ . . . . .	9
1.3 Champs électrique et magnétique . . . . .	11
1.3.1 Équations de Maxwell . . . . .	11
1.3.2 Interface entre deux diélectriques . . . . .	11
1.3.3 Conditions de frontière . . . . .	12
1.4 Caractéristiques de quelques types de lignes . . . . .	13
1.4.1 Géométrie et fonctionnement . . . . .	14
1.4.2 Caractéristiques et limitations . . . . .	16
1.4.3 Choix du type de ligne utilisé . . . . .	17

<b>2</b>	<b>Théorie - Aspects optiques</b>	<b>18</b>
2.1	Propagation lumineuse dans un milieu anisotrope . . . . .	18
2.1.1	États de polarisation de la lumière . . . . .	19
2.1.2	Polarisabilité et tenseur diélectrique . . . . .	21
2.1.3	Lames demi-onde et quart d'onde . . . . .	22
2.1.4	Équations de Maxwell . . . . .	23
2.2	Matériaux électro-optiques . . . . .	26
2.2.1	Généralités . . . . .	26
2.2.2	Effet Pockels dans le GaAs . . . . .	27
2.2.3	Cellule de Pockels . . . . .	29
2.3	Électro-absorption . . . . .	30
2.3.1	Structure de bandes . . . . .	30
2.3.2	Effet du champ électrique . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Méthode expérimentale</b>	<b>33</b>
3.1	Conception des dispositifs . . . . .	33
3.1.1	Caractérisation du GaAs . . . . .	33
3.1.2	Mesures en régime impulsionnel . . . . .	35
3.2	Fabrication des échantillons . . . . .	40
3.2.1	Amincissement du substrat de GaAs . . . . .	40
3.2.2	Microfabrication . . . . .	42
3.2.3	Contacts . . . . .	44
3.3	Système d'échantillonnage électro-optique . . . . .	44
3.3.1	Montage pour les mesures statiques . . . . .	45
3.3.2	Montage pour les mesures temporelles . . . . .	46
3.3.3	Détection synchrone . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Simulations</b>	<b>54</b>
4.1	Méthode de calcul utilisée . . . . .	54
4.2	Paramètres fixes . . . . .	55
4.3	Substrat épais . . . . .	56
4.3.1	Transmission et atténuation . . . . .	56
4.3.2	Distribution de champ électrique . . . . .	58
4.4	Substrat mince . . . . .	59
4.4.1	Transmission et atténuation . . . . .	59

4.4.2	Distribution de champ électrique . . . . .	60
4.5	Substrat mince avec ajout d'une ligne à la masse . . . . .	62
4.5.1	Transmission et atténuation . . . . .	63
4.5.2	Distribution de champ électrique . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Résultats</b>	<b>66</b>
5.1	Caractérisation des propriétés électro-optiques du GaAs . . . . .	66
5.1.1	Influence de la forme de la tension alternative appliquée . . . . .	66
5.1.2	Ajout d'une composante continue à la tension appliquée . . . . .	69
5.1.3	Effet de la tension appliquée . . . . .	69
5.1.4	Effet de la puissance laser . . . . .	72
5.2	Mesures d'échantillonnage électro-optique . . . . .	73
5.2.1	Synchronisation des deux impulsions . . . . .	73
5.2.2	Absorption dans le substrat . . . . .	74
5.2.3	Influence du pas de la ligne à délai . . . . .	75
5.2.4	Influence de la tension appliquée . . . . .	77
5.2.5	Impulsions en bout de ligne . . . . .	78
5.2.6	Pic à 50 ps . . . . .	79
	<b>Conclusion</b>	<b>84</b>
<b>A</b>	<b>Lames demi-onde et quart d'onde - Détails mathématiques</b>	<b>87</b>
A.1	Cristal anisotrope uniaxe . . . . .	87
A.2	Lame demi-onde . . . . .	88
A.3	Lame quart d'onde . . . . .	89
<b>B</b>	<b>Effet électro-optique dans le GaAs</b>	<b>91</b>
B.1	GaAs (100) . . . . .	91
B.2	GaAs (110) . . . . .	95
<b>C</b>	<b>Soudure de surfaces parallèles</b>	<b>98</b>
C.1	Problématique . . . . .	98
C.2	À propos de la soudure à l'indium . . . . .	99
C.3	Montage expérimental . . . . .	99
C.4	Disposition de l'échantillon . . . . .	100
C.5	Résultats . . . . .	101

*Table des matières*

x

**Bibliographie**

**104**

# Liste des tableaux

4.1 Paramètres fixes utilisés dans les simulations . . . . .	55
--	----

# Liste des figures

1	Utilisation de GaAs-LT pour la génération et la détection d'une impulsion électrique ultra-courte [4] . . . . .	2
2	Effet électro-optique sur un faisceau polarisé linéairement . . . . .	3
1.1	Réseau à deux ports . . . . .	10
1.2	Schéma d'un guide d'ondes coplanaire . . . . .	14
1.3	Schéma d'une ligne coplanaire . . . . .	15
1.4	Schéma d'une ligne microruban . . . . .	15
2.1	Composition d'une cellule de Pockels . . . . .	30
2.2	Structure de bande typique d'un semiconducteur . . . . .	31
2.3	Structure de bande d'un semiconducteur soumis à un champ électrique . . . . .	32
3.1	Échantillon pour la caractérisation des propriétés électro-optique du GaAs	34
3.2	Contenu en fréquence d'une impulsion de 20 ps . . . . .	35
3.3	Comportement du commutateur photoconducteur avec et sans éclairnement	36
3.4	Échantillon de type ligne microruban utilisé pour les mesures d'échantillonnage électro-optique . . . . .	37
3.5	Modèle de ligne microruban proposé par [10] . . . . .	38
3.6	Modèle de ligne coplanaire proposé par [10] . . . . .	39
3.7	Échantillon de type ligne microruban avec court-circuit à la masse utilisé pour les mesures d'échantillonnage électro-optique . . . . .	40
3.8	Étapes de la microfabrication . . . . .	43
3.9	Montage optique utilisé pour les mesures statiques . . . . .	45
3.10	Montage optique utilisé pour les mesures temporelles . . . . .	47
3.11	Principe de la détection synchrone . . . . .	52

4.1	Structure représentant un échantillon au substrat épais . . . . .	56
4.2	Transmission, atténuation et paramètre $S$ du dispositif à substrat épais .	57
4.3	Grandeur du champ électrique selon certains plans, pour le dispositif à substrat épais, $f = 50$ GHz . . . . .	58
4.4	Grandeur du champ électrique selon certains plans, pour le dispositif à substrat épais, $f = 25$ GHz . . . . .	59
4.5	Structure du dispositif à substrat mince . . . . .	60
4.6	Transmission, atténuation et paramètre $S$ pour le dispositif à substrat mince	61
4.7	Grandeur du champ électrique dans certains plans, pour le dispositif à substrat mince . . . . .	62
4.8	Structure du dispositif à substrat mince, avec ajout d'une ligne à la masse	63
4.9	Transmission, atténuation et paramètre $S$ du dispositif à substrat mince avec ligne à la masse . . . . .	64
4.10	Grandeur du champ électrique dans certains plans, pour le dispositif à substrat mince avec ligne à la masse . . . . .	65
5.1	Tension appliquée de $20 V_{pp}$ et signal détecté, en fonction du temps . . .	67
5.2	Illustration de l'asymétrie du champ électrique entre les électrodes déposées de part et d'autre du substrat de GaAs . . . . .	68
5.3	Tension appliquée de $20 V_{pp}$ additionné à $15 V_{dc}$ et signal électro-optique récolté, en fonction du temps . . . . .	70
5.4	Amplitude du signal détecté en fonction de la tension sinusoïdale appliquée à l'échantillon . . . . .	71
5.5	Amplitude du signal détecté en fonction de la puissance de la diode laser	72
5.6	Intensité laser avant et après un aller-retour dans un substrat de GaAs (100), en fonction de la longueur d'onde . . . . .	75
5.7	Signal électro-optique en fonction du délai, influence du pas de la ligne à délai . . . . .	76
5.8	Signal électro-optique en fonction du délai, influence de la tension appliquée	77
5.9	Courbure de bandes entre l'arséniure de gallium et l'or . . . . .	78
5.10	Signal électro-optique en fonction du délai introduit entre les faisceaux d'excitation et de détection 0 ps à 166 ps . . . . .	80
5.11	Signal électro-optique en fonction du délai introduit entre les faisceaux d'excitation et de détection, 20 ps à 100 ps . . . . .	81

5.12	Signal électro-optique en fonction du délai introduit entre les faisceaux d'excitation et de détection, 45 ps à 60 ps . . . . .	82
5.13	Réflexions multiples dans un substrat . . . . .	82
5.14	Configuration d'une détection directement sous le substrat, où le faisceau de détection est orienté avec un certain angle par rapport à la verticale . . . . .	86
A.1	Champ électrique à l'entrée d'un cristal uniaxe . . . . .	88
B.1	Axes de clivage du GaAs 100 . . . . .	92
B.2	Système d'axes primés du GaAs 100 . . . . .	93
C.1	Schéma du montage utilisé pour la soudure à l'indium . . . . .	100
C.2	Schéma des différentes parties de l'échantillon lors de la soudure à l'indium . . . . .	101

# Introduction

L'intérêt généralisé à utiliser sans cesse des fréquences plus élevées, aussi bien dans les applications courantes que pour la recherche fondamentale, nous amène à investiguer les effets associées aux signaux de telles fréquences. Les générateurs autant que les outils de caractérisation standards sont constamment poussés à leurs limites, et les nouvelles méthodes développées sont de plus en plus basées sur l'utilisation de procédés hybrides utilisant, par exemple, des sources laser. Entre autres, la caractérisation de biomolécules [1] et la caractérisation des propriétés hautes fréquences de circuits intégrés [2] sont des applications qui sont souvent investiguées en utilisant des sources laser pulsées.

D'une part, une source laser femtoseconde et un photocommutateur peuvent mener à la génération d'impulsions électriques ultracourtes, dont la largeur de bande, en fréquence, est par conséquent très grande. Il y a 30 ans, Auston [3] a proposé un commutateur formé d'un gap dans une ligne microruban, dont la conduction est assurée par un faisceau laser pulsé de quelques picosecondes. La durée des impulsions électriques ainsi obtenues est de 25 ps. Plus récemment, des impulsions d'une largeur de moins de une picoseconde ont pu être obtenues, comme en témoigne la figure 1 [4].

Le temps de décroissance de l'impulsion électrique créée par ce genre de commutateur dépend de la mobilité des porteurs dans le semiconducteur et de leur temps de recombinaison. Au cours des années, plusieurs astuces ont été proposées dans le but d'augmenter la mobilité des porteurs et/ou de réduire leur temps de recombinaison. Parmi celles-ci, on trouve l'implantation ionique du substrat à l'endroit du commutateur [5], l'évaporation d'une mince couche de GaAs-LT<sup>1</sup> sous le commutateur [6–8] et la fabrication d'échantillons multi-couches par épitaxie par jet moléculaire [9]. Cependant, ces améliorations sont toutes basées sur des techniques requérant des outils très spécialisés.

---

<sup>1</sup>Le GaAs-LT est du GaAs dont la température de croissance est de l'ordre de 200°C.

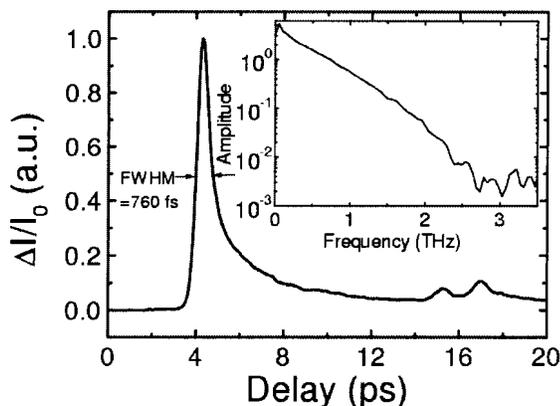


FIGURE 1 – Utilisation de GaAs-LT pour la génération et la détection d’une impulsion électrique ultra-courte [4]; lignes coplanaires d’une largeur de  $5 \mu\text{m}$ , espacées d’une distance de  $12,5 \mu\text{m}$

La méthode utilisée ici est plutôt basée sur des considérations géométriques, tel que décrit par le modèle proposé par Holzman *et al.* [10].

D’autre part, la même source laser femtoseconde peut être utilisée comme outil de détection d’impulsions électriques. Deux techniques sont couramment utilisées pour ce type de détection, les deux étant basées sur l’introduction d’un délai entre le faisceau d’excitation et le faisceau de détection, permettant une mesure résolue en temps. La première technique utilise le même genre de commutateur à la fois comme émetteur et détecteur des impulsions électriques ultrabrèves [3,11]. Une impulsion électrique est donc créée lorsque le faisceau d’excitation traverse le premier gap dans la ligne. Cette impulsion se propage dans la ligne. Si le second faisceau atteint le second gap en même temps que l’impulsion électrique, celle-ci pourra être transmise vers la sortie de la ligne à transmission. Cependant, si l’impulsion électrique et le pulse de détection ne sont pas synchronisés, l’impulsion est réfléchiée par le second gap et le signal à la sortie de la ligne à transmission est nul. La variation du délai entre le pulse dirigé sur le commutateur et le pulse dirigé sur le détecteur permet une mesure de l’allure temporelle de l’impulsion électrique. Cependant, cette technique de détection est dépendante de la mobilité et du temps de recombinaison des porteurs, comme dans le cas de l’excitation.

La seconde technique, appelée échantillonnage électro-optique, est basée sur l’utilisa-

tion de cristaux électro-optiques, tels le  $\text{LiTaO}_3$  ou le GaAs. Lorsque ces cristaux sont soumis à un champ électrique, leurs indices de réfraction sont modifiés. En pratique, cela se manifeste par un changement du plan de polarisation d'un faisceau traversant le cristal, tel qu'illustré à la figure 2. La combinaison d'un cristal électro-optique et du faisceau laser de sonde peut être utilisée pour mesurer l'amplitude du champ électrique à un endroit quelconque le long de la ligne à transmission. Le cristal peut être déposé directement sur la ligne [12], collé sous un morceau de verre taillé pour permettre la réflexion totale interne [13,14], ou encore être utilisé à la fois comme substrat sur lequel est fabriquée la ligne et comme outil de détection [15,16].

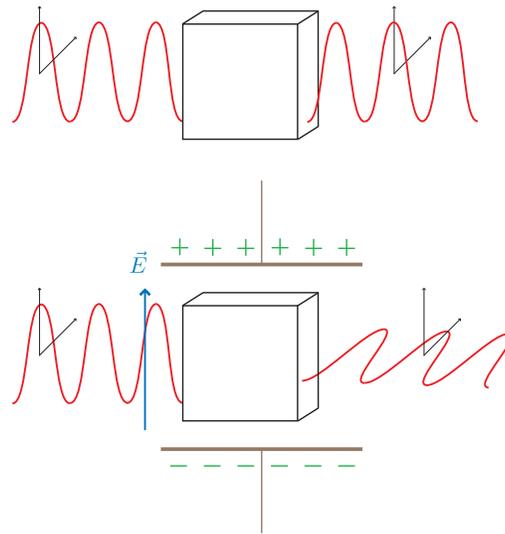


FIGURE 2 – Effet électro-optique sur un faisceau polarisé linéairement

Dans le cas où le cristal électro-optique est déposé directement sur la ligne, sa présence peut perturber le système. Cet effet est d'autant plus important que la constante diélectrique du cristal est grande. Une détection à même le substrat, si celui-ci possède des propriétés électro-optiques, est donc avantageuse. Or, l'utilisation de GaAs comme substrat est répandue et peut être mise à profit dans le cas présent, puisque le GaAs est lui-même un matériau électro-optique.

L'objectif de ce projet de maîtrise est donc de générer des impulsions électriques dans une ligne à transmission, en utilisant des astuces géométriques de conception pour di-

minuer le temps de décroissance de ces impulsions. Aussi, les lignes à transmission sont fabriquées sur des substrats de GaAs, de sorte que la détection électro-optique soit la moins invasive possible. Ainsi, une première partie de ce mémoire est dédiée à l'investigation expérimentale des propriétés électro-optiques du GaAs. Dans une deuxième partie, nous verrons comment mettre ces propriétés à profit pour la détection d'impulsions ultra-courtes se propageant dans une ligne microruban.

Un rappel des notions théoriques reliées aux lignes à transmission est fait au chapitre 1. Le chapitre 2 est consacré aux aspects théoriques reliés aux phénomènes électro-optiques dans les solides, en particulier dans le GaAs. Le type de ligne utilisé est présenté au début du chapitre 3. Ce chapitre expose aussi la méthode expérimentale, tant celle reliée à la fabrication des échantillons que celle concernant les mesures optiques. Des simulations numériques ont été effectuées pour connaître l'effet des différentes structures des échantillons sur le champ électrique dans le substrat. Celles-ci font l'objet du chapitre 4. Finalement, les résultats des mesures optiques sont analysées au chapitre 5.

# Chapitre 1

## Théorie - Lignes à transmission

Les lignes à transmission sont utilisées pour propager des signaux d'un point d'un circuit à un autre. La théorie des lignes à transmission fait le pont entre la théorie des circuits et l'électromagnétisme. Les deux premières sections de ce chapitre présentent, d'un point de vue circuit, la propagation des ondes dans les lignes à transmission, ainsi que certains paramètres caractérisant cette propagation. Ensuite, une approche basée sur l'électromagnétisme présente les équations de Maxwell et aborde certains cas particuliers d'interfaces et conditions de frontières. Enfin, trois types de lignes à transmission sont présentés et quelques unes de leurs limitations sont exposées. De cela découlent les raisons expliquant le choix final du type de ligne utilisé dans ce projet.

### 1.1 Ondes progressives

#### 1.1.1 Forme générale

La forme générale d'une onde progressive se propageant dans un milieu quelconque est la suivante :

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \vec{F}_o e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \omega t)}, \quad (1.1)$$

où  $\vec{F}_o$  est l'amplitude de l'onde,  $\omega$ , sa fréquence et  $\vec{k}$ , son vecteur d'onde.

### 1.1.2 Ondes de tension et ondes de courant

La propagation des ondes de tension et de courant dans une ligne à transmission peut être obtenue à partir des équations de Kirchhoff appliquées à un tronçon de longueur  $\Delta z$  de la ligne, si l'axe de propagation est choisi comme étant  $z$ . Une fois la limite  $\Delta z \rightarrow 0$  imposée et l'équation différentielle résolue, les équations décrivant la propagation des ondes de tension et de courant est, de façon générale,

$$V(z, t) = V_o^+ e^{i(kz - \omega t)} + V_o^- e^{i(-kz - \omega t)} \quad (1.2)$$

$$I(z, t) = I_o^+ e^{i(kz - \omega t)} + I_o^- e^{i(-kz - \omega t)}. \quad (1.3)$$

Pour chacune des équations, le premier terme du membre de droite représente la composante de l'onde se propageant vers les  $z$  positifs, tandis que le second terme, la composante se propageant vers les  $z$  négatifs.

## 1.2 Paramètres caractérisant la transmission

### 1.2.1 Impédance

Lorsqu'une tension  $V(z, t)$  est appliquée à une ligne à transmission, un courant  $I(z, t)$  est généré. La fonction de réponse de la ligne à transmission, reliant la tension au courant, est appelée *impédance* et est définie de la manière suivante :

$$Z_o = \frac{V_o^+}{I_o^+} = -\frac{V_o^-}{I_o^-}. \quad (1.4)$$

L'impédance intrinsèque d'une ligne à transmission est appelée *impédance caractéristique* et l'impédance des éléments connectés en bout de ligne est appelée *impédance de charge*. Si l'impédance de charge est la même que l'impédance caractéristique, on dit que la ligne est adaptée. Dans ce cas, le signal atteignant le bout de la ligne est complètement transmis. Cependant, si la ligne n'est pas adaptée, une partie du signal est réfléchi par l'impédance de charge, ce qui n'est normalement pas souhaitable.

### 1.2.2 Atténuation

Le vecteur d'onde,  $\vec{k}$ , complexe, peut être décomposé en une partie réelle et une partie imaginaire :

$$\vec{k} = \vec{\beta} + i\vec{\alpha}. \quad (1.5)$$

En explicitant la forme du vecteur d'onde dans l'équation 1.2, on trouve

$$V(z, t) = V_o^+ e^{i((\beta+i\alpha)z-\omega t)} + V_o^- e^{i(-(\beta+i\alpha)z-\omega t)}, \quad (1.6)$$

qui peut aussi être écrit comme

$$V(z, t) = V_o^+ e^{i(\beta z - \omega t)} e^{-\alpha z} + V_o^- e^{i(-\beta z - \omega t)} e^{\alpha z}. \quad (1.7)$$

L'argument de l'exponentielle contenant la composante imaginaire du vecteur d'onde,  $\alpha$ , n'est plus imaginaire, mais bien réel. Ainsi, la partie imaginaire du vecteur d'onde est responsable d'une décroissance de l'onde progressive, dans chacun des termes;  $\alpha$  est la *constante d'atténuation*. D'autre part,  $\beta$  est la *constante de propagation*, puisqu'elle est responsable de l'oscillation spatio-temporelle de l'onde.

La longueur d'onde associée à l'onde progressive 1.7, soit la distance entre deux minima successifs, est donnée par

$$\lambda = \frac{2\pi n}{\beta}. \quad (1.8)$$

Dans une ligne à transmission, les ondes se propagent en majorité dans le diélectrique et peu dans le conducteur. L'atténuation provient donc de deux sources principales : les pertes dans le conducteur et dans le diélectrique. Les pertes dans le conducteur, ou pertes ohmiques, sont associées à la conductivité,  $\sigma$ , finie de celui-ci. Quant à elles, les pertes dans le diélectrique sont associées à un paramètre  $\tan \delta$  non-nul (voir équation 1.10). Notons que les pertes par radiation peuvent aussi être non négligeables dans des lignes à transmission du type de celles étudiées dans le cadre de ce projet. Leur formalisme ne sera toutefois pas exposé ici.

### Pertes dans le conducteur

Lors de la propagation d'une onde alternative dans un conducteur, celle-ci se distribue à la surface du conducteur et non en son coeur, comme c'est le cas pour un signal continu. Si  $t$  est la profondeur dans le métal dans une direction orthogonale à la propagation, l'amplitude de l'onde est multipliée par le facteur  $e^{-\alpha_m t}$ , où ici  $\alpha_m$  est dû uniquement à la conductivité finie du métal. L'épaisseur du conducteur après laquelle l'amplitude de l'onde est atténuée d'un facteur  $e^1$  est appelée *épaisseur de peau*,  $\delta_p$ . Celle-ci dépend de la nature du conducteur utilisé et de la fréquence de l'onde :

$$\delta_p = \frac{1}{\alpha_m} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}, \quad (1.9)$$

où  $\mu$  est la perméabilité du conducteur et  $\sigma$ , sa conductivité. Les pertes dans le conducteur sont donc proportionnelles à cette profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans ce métal.

Cela signifie qu'il n'est pas nécessaire de mettre une plus grande épaisseur de métal que quelques distances équivalentes à l'épaisseur de peau pour la propagation d'un signal alternatif; contrairement à un signal continu, une plus grande épaisseur de métal ne diminue pas la résistivité du matériau. Pour l'or, à des fréquences de l'ordre de 100 GHz, l'épaisseur de peau est d'environ 250 nm.

### Pertes diélectriques

Les pertes diélectriques sont caractérisées par le paramètre suivant [17] :

$$\tan \delta = \frac{\omega \epsilon'' + \sigma}{\omega \epsilon'}, \quad (1.10)$$

où  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  est la permittivité du matériau et  $\sigma$ , sa conductivité. Dans le régime micro-onde, la conductivité est souvent négligeable, donc  $\tan \delta$  devient indépendant de la fréquence. Par exemple, pour l'arséniure de gallium, à une fréquence de 10 GHz,  $\tan \delta = 0,006$ .

### 1.2.3 Vitesses de propagation

Dans le contexte de la propagation d'une onde, la *vitesse de groupe* est donnée par l'expression suivante :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}. \quad (1.11)$$

La vitesse de groupe caractérise la vitesse de propagation du paquet d'onde. Si le signal à propager est formé de composantes à différentes fréquences, il est probable que la vitesse de chacune de celles-ci soit différente ; il y a dispersion. La relation reliant la fréquence  $\omega$  et le vecteur de propagation  $\beta$  est aussi appelée *relation de dispersion*. Vue l'équation 1.11, un signal non dispersif est représenté par une relation de dispersion linéaire. D'ailleurs, pour une relation de dispersion linéaire, on trouve

$$v_g = \lambda f. \quad (1.12)$$

Quant à elle, la *vitesse de phase*, qui décrit la vitesse à laquelle la phase de l'onde varie à un point fixe de l'espace, est exprimée par

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta}. \quad (1.13)$$

### 1.2.4 Formalisme de la matrice $S$

Dans le régime des micro-ondes, il est fréquent que l'impédance, le courant et la tension ne puissent pas être mesurés directement. C'est pourquoi il est utile d'introduire ici le formalisme de la matrice  $S$ . Celle-ci permet une description complète du réseau de composants, tel que vu par ses ports d'entrée et de sortie. La matrice  $S$  relie les ondes de tension incidente et réfléchie par un port.

La matrice  $S$  peut être utilisée pour l'analyse d'un réseau ayant un nombre arbitraire de ports. Concentrons-nous d'abord sur les réseaux à deux ports, puisque les dispositifs expérimentaux étudiés dans le cadre de ce projet peuvent tous être modélisés comme tels.

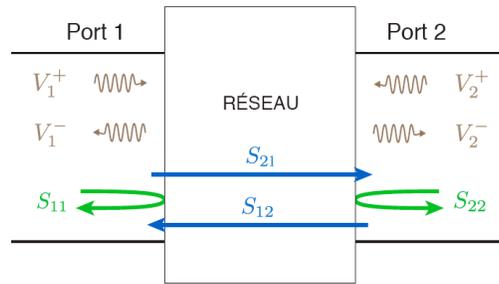


FIGURE 1.1 – Réseau à deux ports

### Réseau à deux ports

Un réseau à deux ports peut être représenté comme à la figure 1.1. Pour un port  $n$ , la variable  $V_n^+$  est l'amplitude de l'onde incidente et  $V_n^-$  est l'amplitude de l'onde réfléchie par ce port. Chacun des éléments  $S_{ij}$  peut être obtenu par le ratio de la tension réfléchie par le port  $i$  sur la tension incidente au port  $j$  :

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0 \text{ pour } k \neq j} \quad (1.14)$$

Pour le calcul de  $S_{ij}$ , la tension incidente sur chaque port autre que le port  $j$  doit être nulle, ce qui est équivalent à ce que tous les autres ports doivent être branchés à une impédance adaptée.

Les éléments  $S_{ij}$  peuvent être rassemblés sous forme matricielle : la matrice  $S$ . Les différentes ondes de tension incidentes sont donc reliées aux tensions réfléchies de la manière suivante :

$$[V^-] = [S] [V^+] \quad (1.15)$$

ou

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

### Réseau à $N$ ports

Pour un réseau à  $N$  ports, seule l'équation 1.16 est différente. En effet, la matrice  $2 \times 2$  est remplacée par une matrice  $N \times N$ , et chacun des vecteurs de deux éléments est remplacé par un vecteur de  $N$  éléments :

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \\ \vdots \\ V_N^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1N} \\ S_{21} & & & \vdots \\ \vdots & & & \\ S_{N1} & \cdots & & S_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \\ \vdots \\ V_N^+ \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

## 1.3 Champs électrique et magnétique

### 1.3.1 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell décrivent la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu quelconque. Le comportement des champs électrique,  $\boldsymbol{\mathcal{E}}$ , et magnétique,  $\mathbf{H}$ , ainsi que des inductions électrique,  $\mathbf{D}$ , et magnétique,  $\mathbf{B}$ , est le suivant :

$$\begin{aligned} \nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1.18)$$

où  $\mathbf{J}$  est la densité de courant électrique et  $\rho$ , la densité de charges électrique.

### 1.3.2 Interface entre deux diélectriques

À l'interface entre deux diélectriques sans pertes, aucune charge de surface ni aucun courant de surface ne sont présents. Dans ce cas, il est possible de déduire des équations 1.18 que la composante normale des inductions électrique et magnétique ( $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{B}$ ) sont continues. Il en est de même pour les composantes tangentielles des champs

électrique et magnétique ( $\mathcal{E}$  et  $\mathbf{H}$ ). En termes mathématiques, cela se traduit par

$$\begin{aligned}
 \hat{n} \cdot \mathbf{D}_1 &= \hat{n} \cdot \mathbf{D}_2 \\
 \hat{n} \cdot \mathbf{B}_1 &= \hat{n} \cdot \mathbf{B}_2 \\
 \hat{n} \times \mathcal{E}_1 &= \hat{n} \times \mathcal{E}_2 \\
 \hat{n} \times \mathbf{H}_1 &= \hat{n} \times \mathbf{H}_2.
 \end{aligned}
 \tag{1.19}$$

### 1.3.3 Conditions de frontière

Certaines conditions de frontière spécifiques permettent de simplifier les équations 1.18. En particulier, les prochains paragraphes traitent des murs électriques et magnétiques.

#### Interface avec un conducteur parfait (Mur électrique)

À l'intérieur d'un conducteur parfait, le champ électrique est nul. En effet, l'épaisseur de peau (équation 1.9) est inversement proportionnelle à  $\sqrt{\sigma}$ . Ainsi, lorsque la conductivité est infinie, l'épaisseur de peau tend vers zéro. Même pour une conductivité finie, après une certaine épaisseur dans le conducteur, le champ électrique est nul. Si en plus la densité de courant magnétique est nulle, les équations de Maxwell à l'interface avec un conducteur parfait sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 \hat{n} \times \mathcal{E} &= 0 \\
 \hat{n} \times \mathbf{H} &= \mathbf{J}_s \\
 \hat{n} \cdot \mathbf{D} &= \rho_s \\
 \hat{n} \cdot \mathbf{B} &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{1.20}$$

où  $\mathbf{J}_s$  et  $\rho_s$  sont respectivement la densité de courant et la densité de charges électriques à la surface du conducteur, et  $\hat{n}$  est la normale à la surface, pointant vers l'extérieur du milieu conducteur.

### Mur magnétique

De façon analogue, la condition pour laquelle ce sont les composantes tangentielles du champ magnétique qui deviennent nulles à une interface est appelée *mur magnétique*. Dans ce cas, les équations de Maxwell sont simplifiées à la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \hat{n} \times \mathbf{E} &= 0 \\
 \hat{n} \times \mathbf{H} &= 0 \\
 \hat{n} \cdot \mathbf{D} &= 0 \\
 \hat{n} \cdot \mathbf{B} &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{1.21}$$

où  $\hat{n}$  est la normale à la surface, pointant hors du mur magnétique.

Il est souvent très utile de simuler les dispositifs micro-ondes pour connaître, par exemple, le comportement du paramètre d'absorption en fonction de la fréquence, ou l'allure des lignes de champs électrique et magnétique entourant les lignes à transmission. Dans certains cas de symétrie particulière, les conditions de frontières précédentes permettent de réduire considérablement la taille du volume à simuler ; le temps de calcul s'en trouve donc diminué.

## 1.4 Caractéristiques de quelques types de lignes

Il existe une panoplie de types de lignes à transmission différents. Trois de ces différents types de lignes sont abordés ici : le guide d'ondes coplanaire, la ligne coplanaire et la ligne microruban. Les paragraphes suivants présentent leur géométrie et leur fonctionnement, puis traitent des différentes limitations de chacun ; la dispersion, les modes de propagation et la fréquence de coupure y sont exposés. La justification du choix du type de ligne utilisé expérimentalement clôt ce chapitre.

### 1.4.1 Géométrie et fonctionnement

#### Guide d'ondes coplanaire

Un guide d'ondes coplanaire (figure 1.2) est formé de deux gaps de largeur  $g$  creusées dans une surface métallique. La ligne centrale est de largeur  $w$  ; les deux autres plans métalliques, de largeur infinie, sont reliés à la masse. Le substrat supportant cette structure est un semi-conducteur d'épaisseur  $h$  et de constante diélectrique  $\epsilon_r$ .

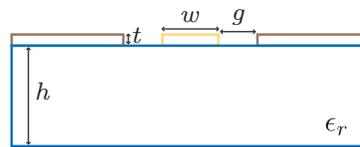


FIGURE 1.2 – Schéma d'un guide d'ondes coplanaire

L'onde se propage dans les gaps entre les conducteurs. Il peut donc y avoir des modes de propagation pairs (le sens de propagation est le même dans chaque gap) et des modes impairs (le sens de propagation est inversé dans un gap par rapport à l'autre). Toutefois, ce second mode peut être supprimé en connectant les deux plans de masses ensemble par un pont.

#### Ligne coplanaire

La figure 1.3 illustre l'allure d'une ligne coplanaire typique. Celle-ci est formée de deux lignes conductrices de largeur  $w$  et d'épaisseur  $t$ , espacées d'une distance  $g$ . Ces lignes sont déposées sur un substrat d'épaisseur  $h$  et de constante diélectrique  $\epsilon_r$ . Une des deux lignes métalliques peut être reliée à la masse.

Les lignes de champ sont situées entre les deux lignes métalliques, en partie dans le substrat et en partie dans l'air.

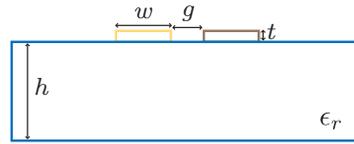


FIGURE 1.3 – Schéma d'une ligne coplanaire

### Ligne microruban

Contrairement aux deux dispositifs présentés aux paragraphes précédents, la ligne microruban (figure 1.4) n'est pas uniquement formée de métal déposé sur une face du substrat. En effet, en plus d'une ligne de largeur  $w$  déposée sur le dessus du substrat, l'endos de celui-ci est entièrement recouvert d'un plan métallique relié à la masse. La ligne métallique est d'épaisseur  $t$ , tandis que le substrat est d'épaisseur  $h$  et de constante diélectrique  $\epsilon_r$ .

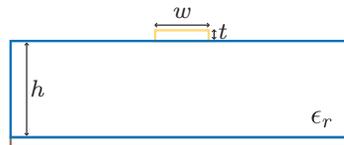


FIGURE 1.4 – Schéma d'une ligne microruban

Ici, la majeure partie des lignes de champ est dans le diélectrique, et l'autre partie est dans l'air. Puisque les structures métalliques formant ce type de lignes sont situées de part et d'autre du substrat, l'intensité des lignes de champ électrique dans le substrat est plus importante que pour les deux dispositifs traités plus tôt. D'autre part, la nature non coplanaire de ce type de ligne donne lieu à une influence marquée de l'épaisseur du substrat sur le champ électrique.

## 1.4.2 Caractéristiques et limitations

### Dispersion

Lors de la propagation de signaux large-bande dans une ligne à transmission, il est important que la ligne ne soit pas trop dispersive ; sinon, la forme du signal n'est pas la même à la sortie qu'à l'entrée. Une particularité intéressante des ondes TEM<sup>1</sup> est qu'elles ne sont pas dispersives. Ainsi, si un dispositif ne peut propager que des ondes TEM, la dispersion ne sera pas un facteur limitant.

Il est possible que les champs électrique et magnétique se propagent dans un volume non-homogène, comme pour un guide d'ondes coplanaire, une ligne coplanaire ou une ligne microruban. Dans ce cas, le champ électrique dans l'air se propage à la vitesse  $c$ , tandis que le champ dans le diélectrique se propage à la vitesse  $c/\sqrt{\epsilon_r}$ . Ainsi, le mode de propagation ne peut pas être un mode purement TEM. Par contre, si l'épaisseur du substrat est beaucoup plus grande que la longueur d'onde électrique, le mode de propagation est approximé comme quasi-TEM, c'est-à-dire que les résultats d'une fréquence quelconque sont essentiellement les mêmes que ceux obtenus pour une analyse quasi-statique [17].

### Modes de propagation

Un désavantage du guide d'ondes coplanaire est la présence de deux modes dominants. En effet, vue la présence des deux plans de masse, un mode est dit symétrique et l'autre anti-symétrique. Comme ces deux modes n'ont pas la même relation de dispersion, leur coexistence entraîne une dispersion du signal croissante avec la longueur de la ligne.

### Fréquence de coupure

Grâce aux équations de Maxwell, il est possible de montrer [17] que les modes TEM n'ont pas de fréquence de coupure.

---

<sup>1</sup>Un mode TEM, ou transverse électromagnétique, en est un où les champs électrique et magnétique sont perpendiculaire à la direction de propagation d'une onde. De la même manière, dans un mode TE, ou transverse électrique, le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation. Et dans un mode TM, c'est le champ magnétique.

Dans le cas de la ligne microruban, des modes d'excitation d'ordre supérieur apparaissent à haute fréquence<sup>2</sup>. Ce faisant, une partie de la puissance est distribuée dans ces modes. D'une part, cela détourne une partie de la puissance du mode dominant ; d'autre part, cela amène plus de dispersion du signal, puisque la vitesse de propagation de ces modes est différente de celle du mode principal. Ainsi, plus le dispositif est appelé à travailler à des fréquences élevées, plus ses dimensions ont avantage à être petites.

### 1.4.3 Choix du type de ligne utilisé

Tel que présenté dans l'introduction, la méthode de caractérisation développée ici utilise le substrat directement comme cristal électro-optique de détection. Or, la structure non coplanaire de la ligne microruban en fait le type de ligne où les lignes de champ électrique pénètrent le plus dans le substrat. Évidemment, plus le champ électrique dans le matériau électro-optique est intense, plus la détection est efficace<sup>3</sup>.

Cependant, les paragraphes précédents montrent que la ligne microruban n'est pas un dispositif parfait ; en fait, aucun ne l'est vraiment. Ainsi, il faudra garder en tête les limitations liées à ce type de ligne lors de la conception des échantillons et l'analyse des résultats.

---

<sup>2</sup>Par exemple, pour une ligne microruban d'une largeur de  $30 \mu\text{m}$  fabriquée sur un substrat de GaAs d'une épaisseur de  $100 \mu\text{m}$ , la fréquence de coupure basse des modes d'ordres supérieurs est d'environ 300 GHz [18].

<sup>3</sup>Les détails liés aux phénomènes électro-optiques sont présentées au chapitre 2

# Chapitre 2

## Théorie - Aspects optiques

Dans le cadre de ce projet, toute la caractérisation expérimentale des échantillons est reliée à des mesures optiques. En effet, la méthode proposée est basée sur des effets électro-optiques, c'est-à-dire des effets ayant lieu dans certains matériaux, dont les propriétés sont changées sous l'application d'un champ électrique. Ce chapitre présente donc les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes électro-optiques exploités pour la caractérisation des échantillons, ainsi que des notions permettant de voir l'utilité de certaines sections des montages optiques.

### 2.1 Propagation lumineuse dans un milieu anisotrope

L'étude de la propagation d'ondes lumineuses dans les milieux anisotropes débutera par la description de la polarisation de la lumière. Ensuite, certaines propriétés des milieux anisotropes seront abordées, tels la polarisabilité et le tenseur diélectrique. Puis, le principe de fonctionnement des lames demi-onde et quart d'onde, utilisées à maintes reprises dans les montages optiques de caractérisation, sera exploré. Finalement, les équations de Maxwell seront présentées et la différence entre le champ et l'induction électriques sera soulignée. Ainsi, la répercussion de cette différence dans la propagation d'une onde dans un milieu anisotrope pourra être traitée.

### 2.1.1 États de polarisation de la lumière

La polarisation d'une onde plane qualifie l'évolution temporelle de la direction de son champ électrique,  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ , dans l'espace. Si la direction de propagation,  $\vec{k}$ , de l'onde électromagnétique est choisie comme étant  $\hat{z}$ , le champ électrique peut être décomposé selon deux directions orthogonales dans le plan  $xy$  :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_x \hat{x} + \mathcal{E}_y \hat{y}. \quad (2.1)$$

C'est la relation entre  $\mathcal{E}_x$  et  $\mathcal{E}_y$  qui donne l'information sur la polarisation du champ électrique.

Il est possible d'isoler les dépendances temporelle et spatiale du champ électrique de la manière suivante :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathcal{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}\}, \quad (2.2)$$

où  $\mathcal{E}_0$  est l'amplitude totale du champ et  $\omega$  sa pulsation. Cette amplitude, indépendante du temps et de l'espace, peut aussi être décomposée selon les directions  $\hat{x}$  et  $\hat{y}$  :

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_1 \hat{x} + \mathcal{E}_2 \hat{y}, \quad (2.3)$$

où  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  sont des amplitudes complexes.

Certaines différences de phase précises entre  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  mènent à des polarisations spécifiques. Il est utile de traiter les trois cas particuliers suivants :

1. La différence de phase entre  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  est un multiple entier de  $\pi$  :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= |\mathcal{E}_1| e^{i\alpha} \\ \mathcal{E}_2 &= |\mathcal{E}_2| e^{i(\alpha \pm n\pi)}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \\ &= \pm |\mathcal{E}_2| e^{i\alpha}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dans ce cas, les composantes de  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$  dans le plan perpendiculaire à  $\vec{k}$  sont :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x &= |\mathcal{E}_1| \cos(kz - \omega t + \alpha) \\ \mathcal{E}_y &= \pm |\mathcal{E}_2| \cos(kz - \omega t + \alpha).\end{aligned}\tag{2.5}$$

La partie oscillante (temporellement et spatialement) de  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  est exactement la même. Ainsi, la relation entre les deux composantes du champ électrique est toujours la même :  $\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} = \pm \frac{|\mathcal{E}_1|}{|\mathcal{E}_2|} = \text{constante}$ . Cela correspond à une polarisation linéaire.

2. La différence de phase entre  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  est un multiple entier impair de  $\pi/2$  :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_1 &= |\mathcal{E}_1| e^{i\alpha} \\ \mathcal{E}_2 &= |\mathcal{E}_2| e^{i(\alpha \pm n\pi/2)}, \quad n = 1, 3, 5, \dots \\ &= \pm i |\mathcal{E}_2| e^{i\alpha}.\end{aligned}\tag{2.6}$$

Dans ce cas, les composantes du champ électrique sont :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x &= |\mathcal{E}_1| \cos(kz - \omega t + \alpha) \\ \mathcal{E}_y &= \pm |\mathcal{E}_2| \sin(kz - \omega t + \alpha).\end{aligned}\tag{2.7}$$

- Si  $|\mathcal{E}_1| = |\mathcal{E}_2|$ , l'équation 2.7 correspond à l'équation paramétrique d'un cercle. Cet état de polarisation, où le champ électrique tourne autour de l'axe de propagation en fonction de temps en gardant toujours la même norme, est appelée polarisation circulaire.
  - Si  $|\mathcal{E}_1| \neq |\mathcal{E}_2|$ , l'équation 2.7 correspond à une ellipse dont les axes principaux longent les axes  $x$  et  $y$ . La polarisation est alors qualifiée d'elliptique.
3. La différence de phase entre  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  est quelconque :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_1 &= |\mathcal{E}_1| e^{i\alpha} \\ \mathcal{E}_2 &= |\mathcal{E}_2| e^{i\beta}.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Il est possible de montrer [19] que cela correspond aussi à une polarisation elliptique, mais dont les axes principaux ne sont pas parallèles aux axes  $x$  et  $y$ .

### 2.1.2 Polarisabilité et tenseur diélectrique

La présence d'un champ électrique dans un matériau induit nécessairement une polarisation. Pour les milieux isotropes, cette polarisation est parallèle au champ électrique. Cependant, cela n'est pas nécessairement le cas pour les milieux anisotropes.

En particulier, lorsqu'une onde électromagnétique se déplace dans un cristal, le champ électrique de l'onde et son induction électrique peuvent ne pas être parallèles. En effet, la polarisabilité,  $\mathbf{P}$ , est reliée au champ électrique par la relation suivante :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0[\chi]\mathcal{E}, \quad (2.9)$$

où  $[\chi]$  est le tenseur de susceptibilité électrique. L'induction électrique,  $\mathbf{D}$ , est donc donnée par

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0\mathcal{E} + \mathbf{P} \\ &= \epsilon_0(1 + [\chi])\mathcal{E} \\ &= \epsilon_0[\epsilon_r]\mathcal{E}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

où  $[\epsilon_r]$  est appelé tenseur diélectrique. Les composantes du tenseur diélectrique,  $\epsilon_{r,ij} = 1 + \chi_{ij}$ , dépendent du système d'axes choisi. Le système d'axes dans lequel le tenseur diélectrique est diagonal est appelé repère des axes principaux.

Le tenseur diélectrique est intimement relié à l'indice de réfraction,  $n$ , d'un matériau. Ainsi, les propriétés du tenseur diélectrique sont directement responsables des propriétés optiques du matériau. Dans le repère des axes principaux, ces deux paramètres physiques sont reliés de la façon suivante :

$$\epsilon_{r,i} = n_i^2, \quad (2.11)$$

c'est-à-dire comme :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Le cas où les trois éléments diagonaux du tenseur diélectrique sont identiques,  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ , correspond à un matériau isotrope. Si deux éléments sont identiques, par exemple  $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$ , le milieu est qualifié d'anisotrope uniaxe, où l'axe  $z$  correspond à l'axe optique. Dans ce cas, l'indice ordinaire correspond à celui des deux axes de même indice,  $n_o^2 = \epsilon_x = \epsilon_y$ , et l'indice extraordinaire correspond à celui de l'autre axe,  $n_e^2 = \epsilon_z$ . Finalement, si les trois composantes sont distinctes,  $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$ , le matériau est qualifié d'anisotrope biaxe.

### 2.1.3 Lames demi-onde et quart d'onde

La biréfringence de certains cristaux peut être mise à profit pour manipuler la polarisation des ondes électromagnétiques, ce qui est couramment nécessaire dans les montages optiques. Dans les milieux uniaxes, la différence de vitesse de propagation de la lumière entre la composante ordinaire et la composante extraordinaire donne lieu à un retard de phase différent des composantes du champ électrique selon les axes ordinaire et extraordinaire :

$$\begin{aligned}\phi_o &= \frac{2\pi d n_o}{\lambda} \\ \phi_e &= \frac{2\pi d n_e}{\lambda},\end{aligned}\tag{2.13}$$

où  $d$  est l'épaisseur du cristal et  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière. Cela donne lieu à un déphasage,  $\Delta\phi$  :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi d |n_e - n_o|}{\lambda}.\tag{2.14}$$

Certains composants optiques sont conçus pour introduire un déphasage spécifique entre les deux composantes d'une onde ayant une longueur d'onde donnée. C'est le cas des lames demi-onde et quart d'onde.

#### Lame demi-onde

La lame demi-onde introduit un déphasage de  $\pi$ , correspondant à une demie longueur d'onde, entre les deux composantes du champ électrique d'une onde. Pour un cristal biréfringent donné et pour une longueur d'onde de fonctionnement donnée, l'épaisseur

du cristal est choisi tel que  $\Delta\phi = \pi$ .

La principale utilité d'une telle lame est de tourner le plan de polarisation d'une onde polarisée linéairement. En effet, pour un angle  $\theta$  entre le plan de polarisation de l'onde incidente et un des axes de la lame, la rotation du plan de polarisation en sortie est de  $2\theta$  (voir détails du calcul à l'annexe A).

### Lame quart d'onde

Le déphasage introduit par une lame quart d'onde entre la composante ordinaire et la composante extraordinaire du champ électrique d'une onde est de  $\pi/2$ . Cela correspond à un quart d'un cycle d'oscillation de l'onde, soit un quart de longueur d'onde.

Si elle est positionnée adéquatement, une lame quart d'onde peut transformer une lumière polarisée linéairement en lumière polarisée circulairement. Tel que montré à l'annexe A, si l'angle entre le plan de polarisation de l'onde incidente et l'axe rapide de la lame est de  $\pm 45^\circ$ , l'onde ressortant de la lame est polarisée circulairement. Notons que la même lame quart d'onde peut aussi transformer une polarisation circulaire en polarisation linéaire.

### 2.1.4 Équations de Maxwell

En l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell (1.18) prennent la forme suivante :

$$\begin{aligned}\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0.\end{aligned}\tag{2.15}$$

L'induction magnétique,  $\mathbf{B}$ , et le champ magnétique,  $\mathbf{H}$ , d'un milieu non-magnétique sont reliés par la perméabilité magnétique du vide,  $\mu_0$  :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}. \quad (2.16)$$

Tel que décrit à l'équation 2.2, la dépendance spatio-temporelle du champ électrique d'une onde électromagnétique monochromatique est la suivante :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\boldsymbol{\mathcal{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}\}. \quad (2.17)$$

Les mêmes dépendances par rapport à la position et au temps sont présentes dans la forme de  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{B}$ . Ainsi, les équations de Maxwell peuvent être réécrites comme

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \times \boldsymbol{\mathcal{E}} &= \omega \mu_0 \mathbf{H} \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H} &= -\omega \mathbf{D} \\ \mathbf{k} \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \mathbf{k} \cdot \mathbf{D} &= 0. \end{aligned} \quad (2.18)$$

### Ellipsoïde des indices

Grâce à l'équation 2.18, il est possible de déduire que

$$k^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 [\epsilon_r] \boldsymbol{\mathcal{E}} = (\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}}) \mathbf{k}. \quad (2.19)$$

Connaissant la relation entre le champ et l'induction électriques (équation 2.10), chaque composante de l'équation 2.19 s'écrit, dans le repère des axes principaux,

$$\frac{D_i (k^2 - k_i^2)}{\epsilon_0 \epsilon_{r,i}} = (\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}}) k_i, \quad (2.20)$$

avec

$$k_i^2 = \epsilon_{r,i} \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \quad (2.21)$$

et

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (2.22)$$

La forme suivante est obtenue en combinant l'expression 2.20 à la dernière équation de 2.18 :

$$\frac{1}{(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}}) \epsilon_0} \left( \frac{D_x^2 (k^2 - k_x^2)}{n_x^2} + \frac{D_y^2 (k^2 - k_y^2)}{n_y^2} + \frac{D_z^2 (k^2 - k_z^2)}{n_z^2} \right) = 0. \quad (2.23)$$

Grâce aux équations 2.11, 2.21 et 2.22, on trouve

$$k^2 \left( \frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2} \right) - \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 (D_x^2 + D_y^2 + D_z^2) = 0. \quad (2.24)$$

L'indice normal du matériau, relié à la vitesse de phase de l'onde, est donné par  $n = ck/\omega$ . Ainsi, l'équation 2.24 prend une forme beaucoup plus simple :

$$\frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2} = \frac{D^2}{n^2} \quad (2.25)$$

$$\frac{D_x^2 n^2 / D^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2 n^2 / D^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2 n^2 / D^2}{n_z^2} = 1. \quad (2.26)$$

L'ellipsoïde des indices est la surface réunissant l'ensemble des points  $M$  tels que  $\mathbf{OM} = n \frac{\mathbf{D}}{|\mathbf{D}|}$ , c'est-à-dire pour une direction de l'induction électrique, un vecteur dont la norme est égale à l'indice de réfraction. En effectuant cette transformation sur l'équation 2.26, on trouve

$$\frac{(OM)_x^2}{n_x^2} + \frac{(OM)_y^2}{n_y^2} + \frac{(OM)_z^2}{n_z^2} = 1. \quad (2.27)$$

L'ellipsoïde des indices permet de trouver l'indice de réfraction qui sera subit par un faisceau se propageant dans un matériau anisotrope dans une direction et pour une polarisation données.

## 2.2 Matériaux électro-optiques

### 2.2.1 Généralités

Dans le système d'axes principaux d'un matériau  $O_{XYZ}$ , l'équation de l'ellipsoïde des indices prend la forme

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1. \quad (2.28)$$

Dans un repère quelconque  $O_{xyz}$ , tel que décrit dans [17], l'équation est plutôt

$$\frac{x^2}{n_{xx}^2} + \frac{y^2}{n_{yy}^2} + \frac{z^2}{n_{zz}^2} + \frac{2xy}{n_{xy}^2} + \frac{2yz}{n_{yz}^2} + \frac{2xz}{n_{xz}^2} = 1. \quad (2.29)$$

Lorsqu'un champ électrique quelconque  $\mathbf{E}$  est appliqué au matériau, l'ellipsoïde des indices se déforme légèrement, ce qui se traduit par un changement des indices de réfraction. Il est d'usage de décrire ces changements non pas sur  $n_{ij}$ , mais bien sur  $1/n_{ij}^2$ . Les nouveaux indices  $n'_{ij}$  s'écrivent donc sous la forme

$$\frac{1}{n_{ij}^{\prime 2}} = \frac{1}{n_{ij}^2} \Big|_{E=0} + \Delta \left( \frac{1}{n_{ij}^2} \right), \quad (2.30)$$

où  $\Delta[1/n_{ij}^2]$  dépend du champ électrique appliqué. Comme les variations dues à ce champ sont faibles, un développement à l'ordre 2 est suffisant. Les variations associées aux effets électro-optiques prennent donc la forme suivante :

$$\Delta \left( \frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 S_{ijkl} E_k E_l, \quad (2.31)$$

où les indices  $i$  et  $j$  varient tous deux de 1 à 3 ( $1 \rightarrow x$ ,  $2 \rightarrow y$  et  $3 \rightarrow z$ ). En adoptant la notation d'Einstein<sup>1</sup>, l'équation 2.31 prend la forme

$$\Delta \left( \frac{1}{n_{ij}^2} \right) = r_{ijk} E_k + S_{ijkl} E_k E_l. \quad (2.32)$$

Les coefficients  $r_{ijk}$  forment le tenseur  $[r]$ , qui caractérise un effet électro-optique

---

<sup>1</sup>Rappelons que la notation d'Einstein est une notation où, dans un même terme, la somme doit être effectuée sur les indices répétés.

linéaire appelé l'effet Pockels. Quand à eux, les coefficients  $S_{ijkl}$  forment le tenseur  $[S]$ , qui lui est relié à l'effet Kerr, quadratique. Les tenseurs  $[r]$  et  $[S]$  possèdent respectivement 27 et 81 termes. Cependant, certaines simplifications peuvent être faites, et il est possible de montrer, notamment en invoquant des arguments de symétrie de l'équation 2.32 [20], que ces tenseurs s'expriment sous la forme d'une matrice  $6 \times 3$  pour  $[r]$  et  $6 \times 6$  pour  $[S]$ . Le plus souvent, ces matrices sont exprimées dans le repère des axes de l'ellipsoïde des indices à champ nul. En utilisant cette nouvelle forme de  $[r]$  et  $[S]$ , l'équation 2.32 devient

$$\Delta \left( \frac{1}{n_i^2} \right) = r_{ij} E_j + S_{ik} E_k^{(2)}, \quad (2.33)$$

où  $i$  et  $j$  varient de 1 à 3, mais où  $k$  varie de 1 à 6 ;  $E_k^{(2)}$  représente un produit de deux composantes du champ électrique, par exemples,  $E_1^{(2)} = E_x E_x$  et  $E_6^{(2)} = 2E_x E_y$ .

### 2.2.2 Effet Pockels dans le GaAs

Le GaAs est un matériau initialement isotrope, qui devient anisotrope biaxe sous l'application d'un champ électrique. Par ailleurs, c'est un substrat dont l'utilisation en microélectronique est répandue. La configuration d'une ligne microruban entraîne la présence d'un champ électrique entre le plan de masse et la ligne métallique qui sera, dans le substrat, principalement vertical. C'est l'effet de ce champ électrique sur les propriétés optiques du GaAs qui est étudié ici.

Tout d'abord, dans le GaAs, l'effet Kerr est négligeable devant l'effet Pockels ; on réduit donc l'équation 2.33 à la forme

$$\Delta \left( \frac{1}{n_i^2} \right) = r_{ij} E_j. \quad (2.34)$$

Le GaAs est un matériau électro-optique dont la structure est très simple : un cristal zincblende appartenant à la classe cristalline  $\bar{4}3m$ . La matrice électro-optique  $[r]$  du GaAs ne contient qu'un terme indépendant,  $r_{41} \sim 1.43 \times 10^{-12}$  m/V à une longueur d'onde

d'environ  $1,15 \mu\text{m}$  [21] :

$$[r] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Ces coefficients permettent de calculer la grandeur de l'effet électro-optique, notamment en fonction de la grandeur et de la direction du champ électrique appliqué, et des axes de croissances du GaAs. L'annexe B présente les détails du calcul de l'effet Pockels dans le GaAs (100), ainsi que dans le GaAs (110). Il y est démontré que pour des applications où le champ électrique appliqué est parallèle à la direction de propagation du faisceau de sonde, il est préférable d'utiliser le GaAs (100), tandis que pour un champ électrique perpendiculaire au faisceau, le GaAs (110) est optimal. Ici, le champ électrique est normal à la surface et parallèle à la direction de propagation du faisceau de détection, donc il sera question du GaAs (100).

Tel que démontré dans l'annexe B, les indices de réfraction du GaAs (100) subissent la transformation suivante sous l'influence d'un champ électrique appliqué :

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_o \\ n_{y'} &\sim n_o + \frac{1}{2}r_{41}E_x n_o^3 \\ n_{z'} &\sim n_o - \frac{1}{2}r_{41}E_x n_o^3, \end{aligned} \quad (2.36)$$

où  $n_o$  est l'indice de réfraction du GaAs à champ électrique nul, et  $n_{x'}$ ,  $n_{y'}$  et  $n_{z'}$  sont les indices de réfraction dans le nouveau repère des axes principaux. Ainsi, le GaAs initialement isotrope devient un matériau anisotrope biaxe.

La biréfringence du matériau peut être calculée :

$$\Delta n = |n_{y'} - n_{z'}| \quad (2.37)$$

$$= r_{41}E_x n_o^3. \quad (2.38)$$

L'existence de cette biréfringence introduit un déphasage dans le faisceau de longueur d'onde  $\lambda$  qui traverse l'échantillon d'une épaisseur  $e$  :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta ne. \quad (2.39)$$

Par contre, pour des mesures faites en réflexion, l'onde électro-magnétique fait un aller-retour complet dans le matériau, donc le déphasage s'en trouve doublé :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta ne. \quad (2.40)$$

En remplaçant l'expression pour la biréfringence (équation 2.38) dans 2.40, et sachant que le champ électrique appliqué provient d'une tension  $V$ , avec  $E = V/e$ , on trouve

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} n_o^3 r_{41} V. \quad (2.41)$$

Cette équation montre que, dans le cas du GaAs (100) où le champ appliqué est normal à la surface, le déphasage est indépendant de l'épaisseur du matériau.

### 2.2.3 Cellule de Pockels

Le système de détection utilisé dans les montages optiques qui seront présentés au chapitre 3 est basé sur le fonctionnement d'une cellule de Pockels. Celle-ci est formée d'un polariseur, d'un milieu déphasant et d'un analyseur (voir figure 2.1). Le polariseur et l'analyseur (qui est aussi un polariseur) sont placés à  $90^\circ$ . La lame quart d'onde placée entre les deux polariseurs sert à rendre circulaire la polarisation de la lumière sortie du cristal électro-optique lorsque aucune tension n'est appliquée à celui-ci.

Comme la phase entre les deux composantes orthogonales d'un faisceau déterminent son état de polarisation global, le déphasage occasionné par le champ électrique appliqué au cristal électro-optique se traduit par un changement de la polarisation du faisceau. Afin de mesurer cette variation de polarisation, la modulation de polarisation est transformée en modulation d'intensité. C'est ce à quoi sert l'analyseur, qui est ici un cube polarisant. L'intensité dans chacun des bras de sortie du cube polarisant,  $I_1$  et  $I_2$ , variera de la façon

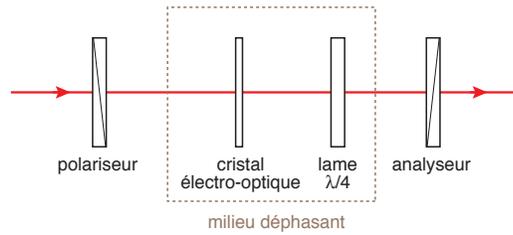


FIGURE 2.1 – Composition d’une cellule de Pockels

suivante, en fonction du champ électrique appliqué :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 [1 + \sin(\Delta\varphi)] \\ I_2 &= I_0 [1 - \sin(\Delta\varphi)], \end{aligned} \quad (2.42)$$

où  $I_0$  est l’intensité à l’entrée du cube. Des détecteurs sont ensuite placés pour mesurer l’intensité dans chacune des sorties du cube polarisant.

## 2.3 Électro-absorption

L’effet électro-optique grâce auquel l’indice de réfraction d’un matériau est modifié par l’application d’un champ électrique n’est pas le seul effet du champ électrique pouvant modifier la propagation d’un faisceau optique dans un matériau. En effet, l’électro-absorption caractérise comment le champ électrique peut modifier l’absorption de photons dans un solide. Cette section présente les concepts expliquant l’électro-absorption, ainsi que les conditions sous lesquelles cet effet devient important.

### 2.3.1 Structure de bandes

Dû à la symétrie de leur réseau cristallin, les semiconducteurs sont caractérisés par le type de structure de bandes suivante :

- une bande de conduction vide d’électrons à température nulle,
- une bande de valence totalement remplie d’électrons, à température nulle,
- une énergie de gap séparant ces deux bandes de l’ordre de quelques électrons-volts.

Typiquement, cette structure de bande est représentée comme à la figure 2.2.

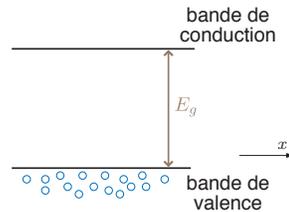


FIGURE 2.2 – Structure de bande typique d'un semiconducteur

À cause de la présence du gap, les électrons ne peuvent pas passer de la bande de valence à la bande de conduction sans échanger d'énergie avec leur environnement. Si un photon d'une énergie supérieure à l'énergie du gap est absorbé par un électron de la bande de valence, ce dernier passera à la bande de conduction. Par contre, si le matériau est éclairé avec des photons ayant une énergie inférieure à l'énergie du gap, un processus d'absorption à un photon ne permettra jamais à un électron de passer de la bande de valence à la bande de conduction<sup>2</sup>. Ainsi, le matériau sera totalement transparent à des photons d'une énergie inférieure à l'énergie du gap.

### 2.3.2 Effet du champ électrique

Les champs électrique et magnétique, affectent la symétrie de translation du réseau cristallin d'un semiconducteur. Ainsi, le schéma de la figure 2.2 n'est valable qu'à champs nuls. Dans le cas de l'application d'un champ électrique sur un semiconducteur, l'absorption d'un photon d'une énergie inférieure à l'énergie du gap devient probable. Sous l'application d'un champ électrique, la structure de bande prend l'allure de la structure illustrée à la figure 2.3. Dans ce cas, l'absorption d'un photon d'une énergie inférieure à l'énergie du gap peut être vu comme un effet tunnel interbande assisté par un photon (voir figure 2.3). Ceci est l'effet Franz-Keldysh.

Considérons un semiconducteur ayant un gap d'énergie  $E_g$  et un photon d'énergie  $E_{ph} = h\nu < E_g$ . Plus la différence entre l'énergie du photon et l'énergie du gap est

<sup>2</sup>Nous parlons ici d'un semiconducteur parfait, non dopé, sans sous-niveaux d'énergie à l'intérieur du gap.

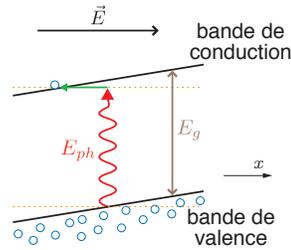


FIGURE 2.3 – Structure de bande d'un semiconducteur soumis à un champ électrique

grande, moins l'effet tunnel est probable. L'effet Franz-Keldysh est donc important seulement pour des photons d'énergie proche de l'énergie du gap.

La relation entre la longueur d'onde et l'énergie d'un photon est la suivante :

$$E = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.43)$$

Ainsi, en termes de longueur d'onde, cela signifie que l'effet Franz-Keldysh est important uniquement pour des photons de longueur d'onde un peu supérieure à la longueur d'onde associée à l'énergie du gap du semiconducteur.

Sur des mesures de transmission à travers le GaAs, par exemple, l'effet Franz-Keldysh se traduit par un déplacement de la courbe vers des longueurs d'ondes plus élevées.

# Chapitre 3

## Méthode expérimentale

Ce chapitre présente la procédure expérimentale utilisée. Il est divisé en trois sections principales : le choix de la conception du type de dispositifs utilisés, la fabrication des échantillons et les montages de caractérisation optique. La première section présente les différents types d'échantillons fabriqués, de même que les raisons qui ont motivé ces choix. La section traitant de la fabrication des échantillons regroupe toutes les informations relatives aux étapes de la procédure et aux paramètres spécifiques utilisés lors de celle-ci. Puis, la dernière section présente les montages optiques et le rôle des différents composants, puis explique le but et le fonctionnement du type de détection utilisé dans le second montage, soit la détection synchrone.

### 3.1 Conception des dispositifs

#### 3.1.1 Caractérisation du GaAs

Ce premier type d'échantillons permet de vérifier l'efficacité électro-optique du GaAs sans avoir à se préoccuper du facteur temporel. En effet, lors de l'expérimentation où une impulsion électrique ultra-courte se propage dans une ligne à transmission et doit être sondée, plusieurs paramètres doivent être pris en considération. Le signal détecté dépend notamment de la synchronisation entre l'impulsion d'excitation et l'impulsion de détection, du temps de recombinaison des porteurs et de l'alignement précis du faisceau d'excitation. L'utilité des échantillons fonctionnant avec un champ électrique modulé par la source de tension est donc d'éliminer l'influence de tous ces paramètres sur la mesure.

L'idée est d'appliquer un champ électrique uniforme sur un substrat de GaAs tout en permettant à un faisceau optique de traverser le substrat, pour ensuite mesurer le signal électro-optique. La face arrière de l'échantillon est entièrement recouverte d'une couche de métal. La face avant est aussi recouverte d'une grande surface métallique, à l'exception d'une ouverture au centre (voir figure 3.1). Le dos de l'échantillon est relié à la masse d'une source de tension alternative, tandis que la face supérieure est reliée à la borne oscillante de la source.

L'ouverture sur le dessus de l'échantillon doit être assez grande pour permettre à la totalité du faisceau de pénétrer dans le substrat. Par contre, une ouverture trop grande occasionnerait une déformation importante des lignes de champ électrique. En effet, le champ électrique doit être aussi uniforme que possible. Ainsi, l'échantillon est conçu avec une ouverture de  $200 \mu\text{m}$  par  $400 \mu\text{m}$ .

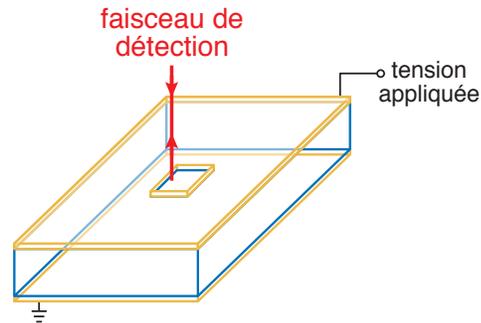


FIGURE 3.1 – Échantillon pour la caractérisation des propriétés électro-optique du GaAs

Ainsi, tel qu'illustré à la figure 3.1, le faisceau laser passe par l'ouverture, traverse l'échantillon, est réfléchi sur le dos de l'échantillon, repasse au travers du substrat, ressort par l'ouverture et est dirigé vers le détecteur. Afin de minimiser l'absorption, la source optique doit être choisie de sorte à ce que l'énergie des photons soit plus faible que l'énergie du gap du semiconducteur.

### 3.1.2 Mesures en régime impulsionnel

Si la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion optique est connue, il est possible d'en déduire son contenu en fréquences. Dans notre cas, il est réaliste de penser que l'impulsion électrique se propageant dans la ligne est d'une durée de l'ordre de 2 ps et 100 ps. Le contenu en fréquence d'une impulsion temporelle peut être déterminée en effectuant la transformée de Fourier du signal. Par exemple, la figure 3.2 présente l'allure du contenu en fréquence d'une impulsion gaussienne d'une largeur de 20 ps : une gaussienne d'une largeur à mi-hauteur de 300 GHz. On voit donc bien que l'utilisation de signaux impulsionnels d'une durée très faible permet donc l'exploitation des propriétés des hautes fréquences.

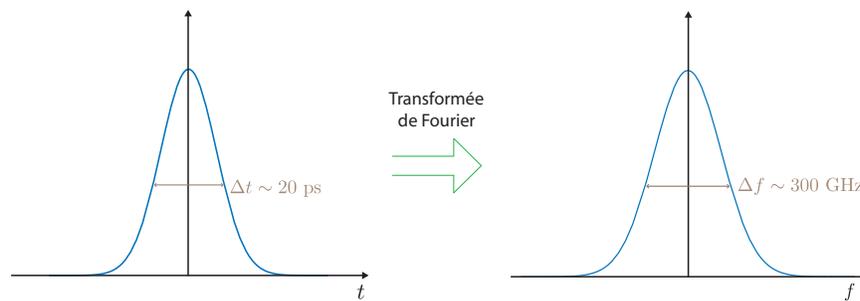


FIGURE 3.2 – Contenu en fréquence d'une impulsion de 20 ps

### Fonctionnement du commutateur photoconducteur

En régime impulsionnel, le faisceau de sonde pulsé est utilisé pour sonder le champ électrique créé par des impulsions électriques se propageant dans la ligne à transmission. Ces impulsions électriques sont créées grâce à un commutateur photoconducteur et à une impulsions laser, elle-même ultra-courte.

Le fonctionnement d'un commutateur photoconducteur est présenté à la figure 3.3. Une première partie de ligne métallique est déposée sur un substrat semi-conducteur et reliée à une source de tension continue. Après un gap d'une largeur d'une dizaine de microns, une autre ligne métallique est déposée sur le substrat. Cette ligne est reliée à une résistance ou à un autre élément quelconque de circuit.

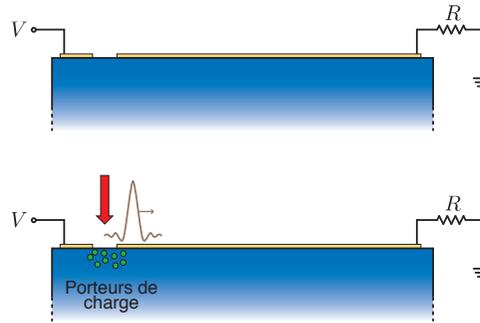


FIGURE 3.3 – Comportement du commutateur photoconducteur avec et sans éclairement

Lorsque le gap n'est pas éclairé, aucun courant ne traverse le gap. Par contre, lorsqu'une impulsion optique atteint le gap semi-conducteur, celle-ci crée des paires électron-trou. Ces porteurs assurent la conduction entre les deux lignes métalliques, permettant ainsi à une impulsion électrique de se propager dans la ligne de droite, vers le reste du circuit.

Afin de pouvoir créer des porteurs dans le substrat, l'énergie des photons de l'impulsion optique excitant les porteurs de charge du commutateur doit être plus grande que l'énergie du gap du semi-conducteur utilisé.

Le temps de croissance de l'impulsion électrique est principalement déterminé par le temps de croissance de l'impulsion optique d'excitation. Par contre, le temps de décroissance de l'impulsion électrique est relié au temps de recombinaison des porteurs dans le semi-conducteur, qui peut s'avérer assez long<sup>1</sup>. Les paragraphes suivants présentent une astuce permettant de réduire le temps de décroissance de l'impulsion électrique se propageant dans la ligne, sans avoir à faire de l'implantation ionique locale dans le substrat, à l'endroit du commutateur, ni à utiliser du GaAs-LT, qui contient une forte densité de pièges profonds.

<sup>1</sup>Par exemple, dans le cas du GaAs, le temps de recombinaison des porteurs peut s'étendre jusqu'à 2 ns.

### Ligne microruban

Tel que mentionné à la section 1.4.3, les échantillons utilisés sont basés sur la structure d'une ligne microruban. Ceci est illustré à la figure 3.4. Le premier plot de contact est relié à une source de tension continue. Le second plot est relié à une boîte à décade permettant d'ajuster la résistance pour minimiser les réflexions en bout de ligne. Le faisceau d'excitation est dirigé sur le commutateur photoconducteur et le faisceau de détection est dirigé à proximité de la ligne métallique, dans le semiconducteur. Le faisceau d'excitation a une énergie supérieure à celle du gap du semiconducteur, tandis que l'énergie du faisceau de détection est plus faible que l'énergie du gap.

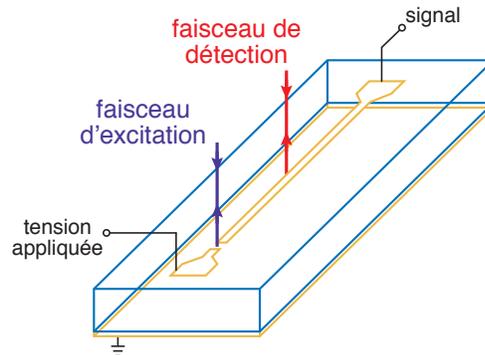


FIGURE 3.4 – Échantillon de type ligne microruban utilisé pour les mesures d'échantillonnage électro-optique

### Court-circuit à la masse, dans le volume

Un modèle d'échantillons a été proposé par [10], permettant de diminuer le temps de décroissance de l'impulsion électrique créée par un commutateur photoconducteur (voir figure 3.5). Ce dispositif est basé sur une structure microruban, où la face arrière de l'échantillon est entièrement recouverte de métal et reliée à la masse.

Le faisceau d'excitation crée d'abord des porteurs de charge en surface, activant la conduction entre les deux lignes métalliques de la face avant de l'échantillon. Au fur et à mesure que l'impulsion optique se propage vers la face arrière de l'échantillon, elle crée

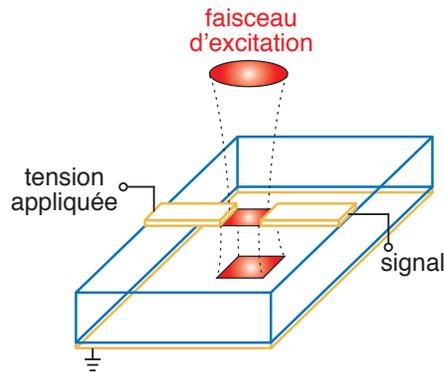


FIGURE 3.5 – Modèle de ligne microruban proposé par [10]

des porteurs de charge dans le volume. Une fois l'impulsion arrivée au plan de masse, les porteurs de charge court-circuitent la ligne à la masse, ce qui occasionne une décroissance abrupte de l'impulsion électrique se propageant dans la ligne.

Dans ce cas, le temps de décroissance de l'impulsion est déterminé par le délai entre le moment où le faisceau traverse la face avant de l'échantillon et le moment où il atteint sa face arrière. Par exemple, le délai introduit par  $100\ \mu\text{m}$  de GaAs est de  $1,2\ \text{ps}$ . Notons que pour que ce modèle soit réalisable, le temps de recombinaison des porteurs doit être supérieur à ce délai. Dans le cas de substrats de GaAs semi-isolant commerciaux, le temps de recombinaison est typiquement de  $500\ \text{ps}$  à  $2\ \text{ns}$ . Il est donc certain que des porteurs de charge occupent tout le volume parcouru par le faisceau optique lorsque celui-ci atteint le plan de masse.

Cependant, comme l'énergie du faisceau d'excitation doit être plus grande que l'énergie du gap, la longueur de pénétration du faisceau dans le substrat est très faible. Par exemple, la longueur de pénétration d'un faisceau d'une longueur d'onde de  $800\ \text{nm}$  traversant un substrat de GaAs est d'environ  $500\ \text{nm}$ . Ainsi, à moins d'avoir accès à des techniques permettant l'amincissement du GaAs jusqu'à une épaisseur submicronique, ou encore à des technique de gravure sélective, il n'est pas possible d'appliquer directement ce modèle à un substrat de GaAs<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Dans [10], cette proposition de dispositif a été faite pour un substrat de Si, dont l'épaisseur à obtenir est de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$ , ce qui est beaucoup plus réaliste à obtenir expérimentalement.

### Court-circuit à la masse, en surface

Heureusement, les auteurs de la référence [10] présente une seconde structure basée sur le même principe de délai de l'impulsion d'excitation créant un court-circuit avec la masse, mais sans la contrainte de très faible épaisseur du substrat (voir figure 3.6). Dans ce cas, le dispositif est basé sur une structure de lignes coplanaires, dont une des deux lignes présente un gap et l'autre est reliée à la masse. Un milieu de retard optique transparent<sup>3</sup> est déposé sur la ligne à la masse et couvre l'espace latéral jusqu'à l'autre ligne métallique. Le faisceau d'excitation est positionné pour qu'une partie de celui-ci frappe directement le gap photoconducteur (longitudinal) et qu'une autre partie passe à travers le milieu de retard optique avant d'atteindre le gap latéral entre la ligne et la masse.

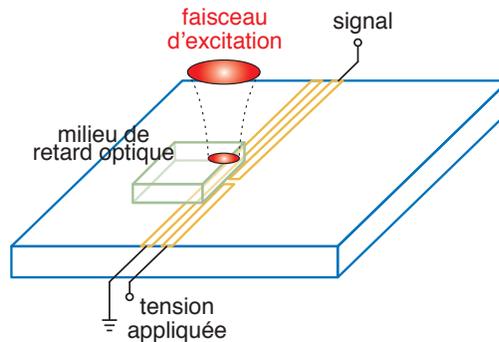


FIGURE 3.6 – Modèle de ligne coplanaire proposé par [10]

La partie du faisceau atteignant directement le commutateur photoconducteur crée des porteurs en surface dans le gap longitudinal. La seconde partie, qui passe à travers le milieu de retard optique, atteint le gap latéral entre la ligne portant le signal et la ligne à la masse après un certain temps. À ce moment, des porteurs de charge sont créés entre les deux lignes, ce qui entraîne un court-circuit entre la ligne signal et la ligne à la masse, donc mise à la terre rapide de l'impulsion électrique.

<sup>3</sup>Le milieu de retard optique peut être formé d'une simple lamelle de verre.

### Ligne microruban avec court-circuit à la masse

La figure 3.7 illustre comment l'idée mise en lumière au paragraphe précédent a été adaptée à la ligne microruban. En effet, une partie métallique reliée à la masse est ajoutée sur la face supérieure du substrat. Ici, le milieu utilisé pour retarder temporellement une partie du faisceau d'excitation est une lamelle de microscope d'une épaisseur de  $300\ \mu\text{m}$ , ce qui correspond à un délai temporel de  $500\ \text{fs}$ <sup>4</sup>.

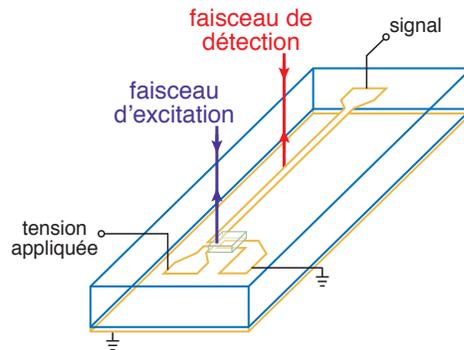


FIGURE 3.7 – Échantillon de type ligne microruban avec court-circuit à la masse utilisé pour les mesures d'échantillonnage électro-optique

## 3.2 Fabrication des échantillons

La procédure de microfabrication détaillée ici permet la fabrication d'une multitude d'échantillons différents : il suffit de réaliser un masque approprié de photolithographie. Ainsi, la procédure générale de fabrication est la même pour chacun des échantillons décrits au début de ce chapitre.

### 3.2.1 Amincissement du substrat de GaAs

Tel que mentionné à la section 2.3 de la théorie, la présence d'un champ électrique externe (dû à l'impulsion électrique se déplaçant dans la ligne) permet l'absorption d'un

<sup>4</sup>Cette valeur correspond au temps supplémentaire que prend l'impulsion avant d'atteindre la surface du substrat, et non au temps de parcours dans le verre uniquement :  $\Delta t = \frac{d}{c/n_{\text{verre}}} - \frac{d}{c/n_{\text{air}}}$ .

photon d'une énergie un peu inférieure à l'énergie du gap du GaAs. Dans l'expérience d'échantillonnage électro-optique (section 3.3.2), la longueur d'onde maximale du faisceau de détection est entre 915 nm et 920 nm<sup>5</sup>. Évidemment, la mesure gagne en efficacité si le faisceau de détection est le moins absorbé possible par le substrat. Comme l'absorption augmente avec l'épaisseur du substrat, celui-ci doit être le plus mince possible.

Aussi, la résolution temporelle du système de détection est dépendante de l'épaisseur du matériau électro-optique traversée par le faisceau laser de détection. L'épaisseur du substrat de GaAs doit donc être réduite au minimum pour que la résolution temporelle soit optimale.

Heureusement, tel que montré à l'équation 2.41, le déphasage introduit entre les deux composantes du champ électrique du faisceau de sonde, dû à un champ électrique appliqué, est indépendant de l'épaisseur du matériau électro-optique. Donc aucun facteur théorique<sup>6</sup> ne nous contraint à garder un substrat épais.

Comme nous n'avions accès à aucune technique d'épithaxie de GaAs, nous avons dû amincir les substrats mécaniquement. L'amincissement des échantillons de GaAs est effectué à l'aide de poudres d'alumine et de silice, jusqu'à une épaisseur variant entre 80 et 100  $\mu\text{m}$ , avec une machine de type rotative (Ultratec, Multipol 10). Le polissage, étape de finition du procédé, est effectué avec des poudres de différentes tailles, dont la plus petite est 0,05  $\mu\text{m}$ . Une mince couche de métal est ensuite évaporée sur la surface de l'échantillon polie mécaniquement ; ce sera le plan de masse de la ligne microruban. L'évaporation est faite en deux étapes : une couche de 5 nm de chrome suivie d'une couche de 200 nm d'or. La couche de chrome a pour but d'assurer une bonne adhérence entre l'or et l'arséniure de gallium.

L'amincissement mécanique du GaAs présente un défi de taille. En effet, le GaAs devient vite fragile lorsqu'on diminue son épaisseur. Il faut donc non seulement pouvoir l'amincir, mais aussi être en mesure de manipuler les échantillons après coup. Il est donc de mise de coller les échantillons de GaAs amincis sur un substrat plus épais, par exemple

---

<sup>5</sup>Il serait sans doute plus efficace d'utiliser des longueurs d'ondes plus grande, mais cette limitation est due à la source laser utilisée.

<sup>6</sup>Cependant, en pratique, la technique utilisée pour obtenir du GaAs mince nous contraint à une épaisseur minimale entre 80  $\mu\text{m}$  et 100  $\mu\text{m}$ .

un substrat de silicium. À cause de la configuration de ligne microruban des échantillons, le plan métallique arrière de l'échantillon de GaAs doit être relié à la masse. Ainsi, le support de silicium doit être recouvert de métal et le contact reliant les deux substrats doit être conducteur. Il est impossible d'utiliser une colle époxy conductrice (trop visqueuse) ou encore de la laque d'argent (soluble dans l'acétone, qui doit être utilisé plus tard dans la procédure de fabrication) ; l'échantillon de GaAs est donc soudé au support de Si avec de l'indium<sup>7</sup>.

### 3.2.2 Microfabrication

Les différentes étapes de microfabrication décrites dans cette section sont réalisées en salles blanches. La procédure est basée sur une technique de photolithographie (lithographie par exposition à la lumière) utilisant une résine négative, c'est-à-dire que la résine exposée à la lumière se dégrade et se dissout lors du développement. Les étapes de la procédure sont illustrées à la figure 3.8.

1. Étalement de LOR : Une couche de résine photosensible dite "de soulèvement" (Lift-off resist, LOR) est déposée sur l'échantillon. La résine (LOR 8A) est appliquée à l'aide d'une étaleuse, à une vitesse de 4000 rpm pendant 1 minute ; cela donne une épaisseur de 250 nm. L'échantillon est ensuite placé sur une plaque chauffante à 150°C pendant 10 minutes.
2. Étalement de photorésine : Une seconde couche de résine photosensible (S1813) est étalée sur l'échantillon. Pour une épaisseur de 1,2  $\mu\text{m}$ , l'étalement est fait pendant 30 secondes à une vitesse de 5000 rpm. Ensuite, l'échantillon est chauffé pendant 1 minute sur une plaque chauffante, à 115°C.
3. Exposition : L'échantillon est déposé dans une aligneuse (OAI) et le masque est soigneusement positionné au-dessus. Le tout est ensuite placé sous une source de lumière ultra-violette pendant 8 à 12 secondes.
4. Développement : Le développement par immersion est effectué dans une solution de LDD-26W pendant 90 secondes, puis l'échantillon est immédiatement plongé dans l'eau. La figure 3.8-4 illustre ici un fait important : comme la LOR est plus sensible

---

<sup>7</sup>Voir annexe C pour la procédure développée pour la soudure

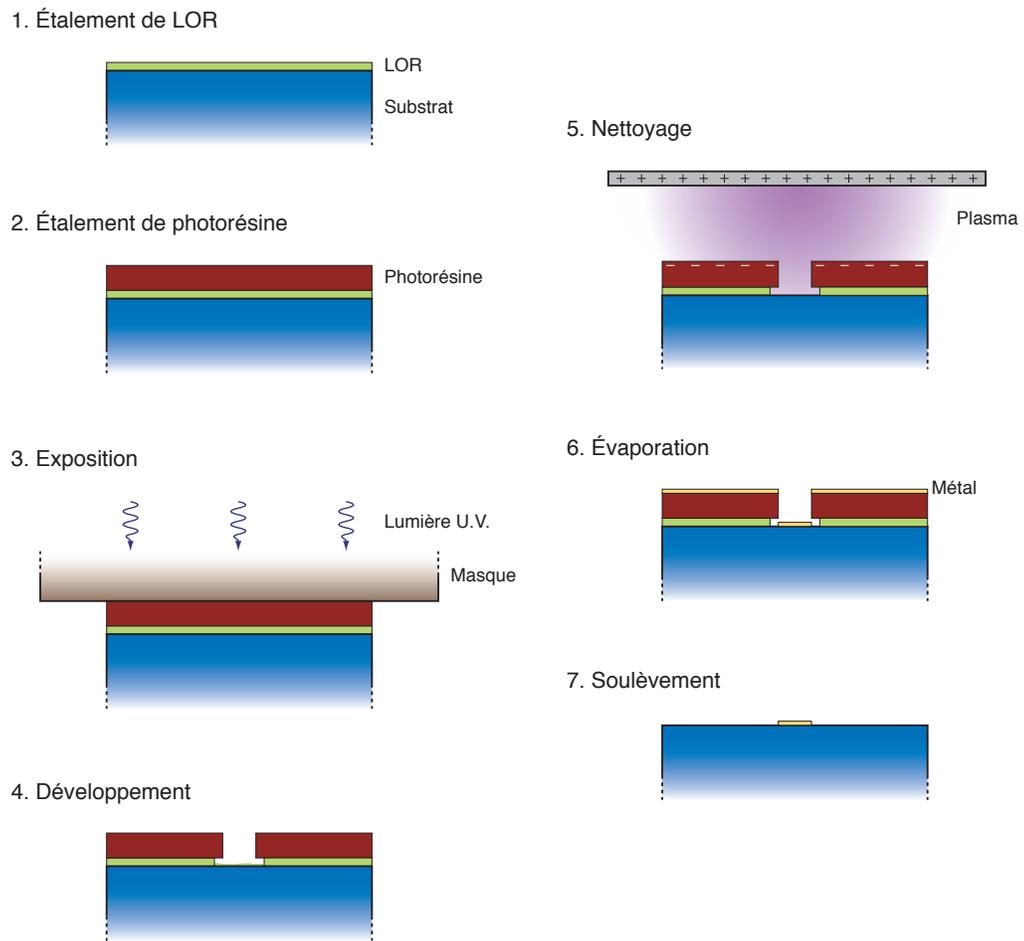


FIGURE 3.8 – Étapes de la microfabrication

à la lumière que la photorésine, la largeur du motif imprégné dans la LOR est plus large que celui imprégné dans la photorésine. Cela permet au métal collé sur la résine (à soulever) d'être complètement détaché du métal collé sur l'échantillon ; le soulèvement (étape 7) s'en trouve facilité.

5. Nettoyage : L'échantillon est placé dans un plasma d'oxygène (Plasmaline) à 75 W pour une durée d'une minute. Cela permet de décoller tous les résidus de résine restés sur la région exposée à la lumière.
6. Évaporation : Comme sur le dos de l'échantillon, une mince couche de chrome (5 nm) est évaporée sur l'échantillon, suivie d'une couche d'or de 200 nm.
7. Soulèvement : L'échantillon est plongé dans une solution de soulèvement (Remover 1165) chauffée à 70°C. La résine est dissoute, donc le métal collé sur celle-ci se soulève et seul le motif désiré reste collé sur le substrat.

### 3.2.3 Contacts

Des fils d'or doivent être collés sur l'échantillon afin de relier celui-ci à une source de tension. Les fils, d'un diamètre de 0,0015", sont installés sur l'échantillon à l'aide d'une micro-soudure à chauffage par ultrasons. L'autre extrémité des fils est collée au support à échantillon avec de la laque d'argent.

## 3.3 Système d'échantillonnage électro-optique

Deux montages optiques différents sont utilisés. Le premier sert à déceler l'effet électro-optique dans le GaAs avec un champ électrique statique. Le second est utilisé pour décaler dans le temps l'impulsion optique de sonde, quand le champ électrique à sonder est créé par une impulsion d'excitation courte. Les deux sections qui suivent décrivent ces montages, ainsi que le rôle de leurs composantes. Puis la troisième section explique le principe de fonctionnement de la technique de détection synchrone, utilisée dans le second montage.

### 3.3.1 Montage pour les mesures statiques

Pour s'assurer de la faisabilité d'utiliser le GaAs comme milieu électro-optique, les échantillons décrits à la section 3.1.1 sont placés dans le montage illustré à la figure 3.9.

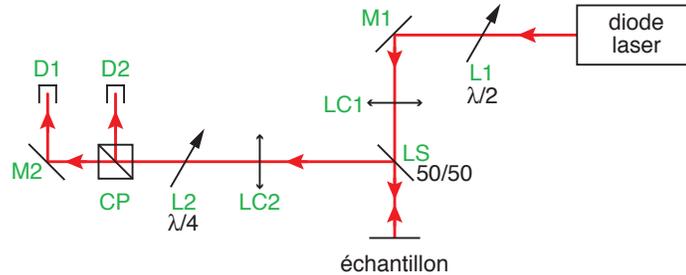


FIGURE 3.9 – Montage optique utilisé pour les mesures statiques

La source optique utilisée est une diode laser émettant un faisceau polarisé linéairement à une longueur d'onde de 905 nm, avec une puissance maximale de l'ordre de 7 mW. La lame demi-onde L1 placée à la sortie de la diode laser permet de tourner le plan de polarisation de la lumière émise. La lentille convergente LC1 focalise le faisceau sur l'échantillon.

Le support à échantillon est muni de trois mouvements micrométriques perpendiculaires entre eux : un normal à la surface avant de l'échantillon et deux dans le plan de celui-ci. La vis normale permet à l'échantillon d'être précisément placé au point focal de la lentille, tandis que les deux vis dans le plan de l'échantillon permettent de placer l'échantillon à l'endroit désiré par rapport au faisceau.

La lame séparatrice LS permet de récolter une partie du faisceau réfléchi par l'échantillon pour le diriger vers le système de détection. Le faisceau est focalisé vers celui-ci par la lentille convergente LC2. Le système de détection est formé d'une lame quart d'onde, L2, d'un cube polarisant, CP1, et de deux photodiodes au silicium<sup>8</sup>, D1 et D2. Le cube polarisant permet de séparer la lumière polarisée verticalement de celle polarisée horizontalement. Chacune de ces deux composantes de polarisation est dirigée vers une

<sup>8</sup>La plage de longueurs d'onde détectées par une photodiode au silicium est limitée par le gap de celui-ci, soit  $\lambda_{max} \simeq 1,1 \mu\text{m}$ .

photodiode distincte (D1 et D2). Le signal récolté est formé de la différence entre l'intensité recueillie par D2 et D1 ; c'est la mesure différentielle.

Lorsque aucune tension n'est appliquée à l'échantillon, la lame quart d'onde L2 est tournée de façon à avoir la même intensité de signal dans chacune des photodiodes. Le signal différentiel est donc nul. Ensuite, quand une tension est appliquée à l'échantillon, le faisceau sonde subit un changement de polarisation qui augmente le signal dans une des deux photodiodes et diminue celui dans la seconde photodiode. Le signal différentiel n'est plus nul.

Dans ce montage optique, la source de tension utilisée est une source alternative pouvant délivrer une onde de tension sinusoïdale, carrée ou triangulaire. Le détecteur donnant la mesure différentielle est relié d'une part à un amplificateur synchrone (SR830) et d'autre part à un oscilloscope. La fréquence de référence de ces deux appareils est la fréquence de la source de tension oscillante.

### 3.3.2 Montage pour les mesures temporelles

Le montage permettant de faire de l'échantillonnage électro-optique résolu en temps est illustré à la figure 3.10.

Le laser titane-saphir utilisé dans le montage émet un faisceau polarisé linéairement à une longueur d'onde pouvant être ajustée environ entre 850 nm et 920 nm. Les impulsions sont émises à un taux de répétition de 80 MHz avec une durée de l'ordre de 100 fs.

Une lame demi-onde, L1, et un cube polarisant, CP1, sont placés à la sortie du laser ; la lame demi-onde permet de tourner le plan de polarisation de la lumière de sorte à ajuster l'intensité relative dans les deux bras du montage (le bras d'excitation et le bras de détection). La longueur du trajet du faisceau dans chacun de ces deux bras est la même, de façon à ce que l'impulsion d'excitation et l'impulsion de détection atteignent l'échantillon au même moment.

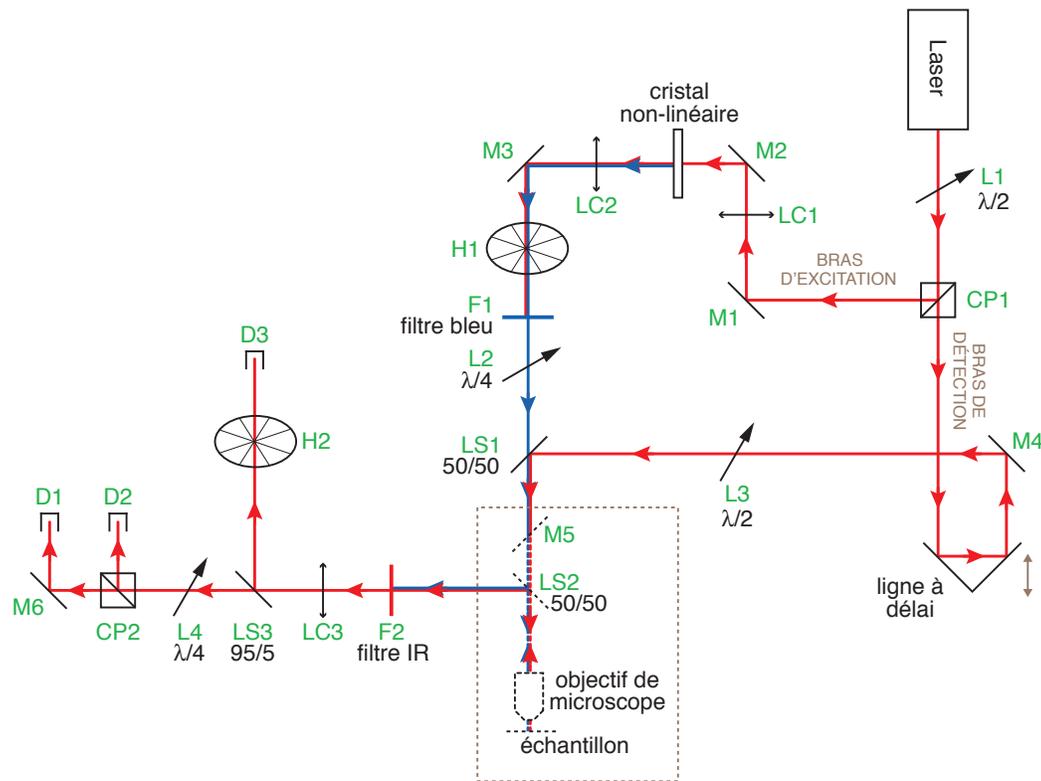


FIGURE 3.10 – Montage optique utilisé pour les mesures temporelles

### Trajet du faisceau d'excitation

Dans le bras d'excitation, ou bras de pompe, la lentille convergente LC1 focalise le faisceau sur un cristal non-linéaire permettant un doublage de la fréquence du faisceau [22]. Le cristal est placé au point focal de la lentille, afin que le taux de conversion du faisceau de la fréquence  $\omega$  vers  $2\omega$  (ou  $\lambda$  vers  $\lambda/2$ ) soit optimal. La lentille LC2 est aussi espacée du cristal non-linéaire de sa distance focale ; le faisceau redevient donc parallèle.

Un hacheur (H1, ajustable entre 100 Hz et 4 kHz) est ensuite placé dans le trajet du faisceau, permettant la détection synchrone (voir section 3.3.3). Le filtre bleu F1 (passe bande, 330 nm à 700 nm) permet de ne conserver que la composante de haute énergie du faisceau. Une lame quart-d'onde est ensuite placée de façon à introduire un déphasage dans le faisceau et donc de minimiser sa contribution au détecteur.

### Trajet du faisceau de détection

Le faisceau de détection, ou faisceau sonde, est dirigé vers un miroir en coin de cube placé sur une ligne à délai (Melles Griot, Nanostep Controler, 17MDU002), permettant un balayage temporel. La lame demi-onde L3 est ensuite placée dans le trajet du faisceau pour permettre de tourner son plan de polarisation de manière à optimiser la détection. La lame séparatrice LS1 permet le recouvrement spatial des faisceaux d'excitation et de détection et de les diriger vers l'échantillon.

### Composants surplombant l'échantillon

À cause de la structure des échantillons sur lesquels sont déposés un morceau de lamelle de verre (voir figure 3.7), le montage doit être conçu pour que les échantillons soient placés parallèlement au plan de la table. La partie du montage dont il est ici question (encadré pointillé de la figure 3.10) se trouve donc à être verticale et non dans le plan de la table, contrairement au reste du montage.

Le miroir M5 est utilisé pour dévier les faisceaux horizontaux à  $90^\circ$ , en direction de l'échantillon. Un objectif de microscope focalise ces deux faisceaux sur l'échantillon, placé au point focal de l'objectif. Une limitation expérimentale vient d'ailleurs de l'utili-

sation d'un seul objectif de microscope pour les deux faisceaux. L'objectif de microscope (6,3X) a été choisi parce qu'il permet une focalisation efficace des faisceaux. Cependant, sa faible ouverture numérique pose une contrainte sur l'éloignement maximal entre le faisceau d'excitation et le faisceau de détection. Ainsi, le faisceau de détection pouvait être positionné à une distance d'environ 600  $\mu\text{m}$  du commutateur, au maximum.

Le porte-échantillon utilisé est le même que dans le montage de la section 3.3.1, soit un porte-échantillon muni de trois vis micrométriques perpendiculaires les unes aux autres. Une partie des faisceaux réfléchis par l'échantillon est ensuite réfléchi par la lame séparatrice LS2 vers le système de détection.

### Détecteur

Un filtre infrarouge, F2 (passe haut, 750 nm), est placé après l'échantillon, pour que seul le faisceau sonde soit dirigé vers le détecteur. Ce faisceau est ensuite focalisé par la lentille convergente LC3. La lame séparatrice LS3 réfléchit environ 5% du faisceau vers le hacheur H2, qui module le signal à une fréquence d'environ 300 Hz. Ensuite, le détecteur D3 mesure l'intensité totale du faisceau sonde. Il est possible de s'affranchir partiellement des fluctuations d'intensité du laser en utilisant une mesure différentielle (D1-D2), divisée ensuite par l'intensité totale (D3).

Après la lame séparatrice LS3, la plus grande partie du faisceau sonde est dirigée vers la lame quart d'onde L4, le cube polarisant CP2, puis les photodiodes au silicium D1 et D2, pour une mesure différentielle, exactement comme dans le montage en champ statique (section 3.3.1). Le système de détection de ce montage est basé sur le principe de la détection synchrone, décrit à la section 3.3.3.

### Procédure d'alignement

Une grande difficulté de ce montage optique réside dans l'alignement des faisceaux laser d'excitation et de détection sur l'échantillon et sur la minimisation de l'effet du faisceau d'excitation sur le détecteur. La procédure d'alignement utilisée est détaillée dans les prochains paragraphes.

En premier lieu, une caméra CCD est placée après l'échantillon. Ce dernier est éclairé avec une lumière blanche, permettant de distinguer les structures métalliques sur sa surface. Ainsi, la lumière blanche diffusée et réfléchiée par la surface de l'échantillon ainsi que les réflexions des faisceaux d'excitation (bleu) et de détection (proche infrarouge) sont dirigés vers la caméra. Cependant, l'objectif de microscope crée de l'aberration chromatique sur l'image formée de la lumière qui le traverse. De plus, la présence de la lamelle de verre entraîne une difficulté supplémentaire dans l'observation de la position des faisceaux sur l'échantillon, vu son épaisseur importante. Ainsi, l'observation à la caméra de la position relative des éléments éclairés par ces trois sources lumineuses n'est pas parfaitement représentative de la réalité. Sachant cela, un simple alignement basé sur l'image observée par le biais de la caméra CCD n'est pas suffisant. L'image obtenue par la caméra permet tout de même un positionnement grossier des faisceaux sur l'échantillon.

Le faisceau d'excitation est placé en partie sur le commutateur photoconducteur et en partie sur la lamelle de verre à l'aide d'alignements grossiers avec observation à la caméra CCD. Le faisceau de détection est bloqué. Une tension est appliquée à l'échantillon et l'oscilloscope, référencé à la fréquence du laser, est branché pour voir les impulsions électriques aux bornes de la résistance connectée au bout de la ligne. Cette résistance est d'ailleurs ajustée de sorte à ce que les impulsions observées à l'oscilloscope soient d'amplitude maximale. L'échantillon est donc déplacé, par rapport au faisceau, pour maximiser l'amplitude des impulsions. Ensuite, la lame quart d'onde L2 est tournée, aussi dans le but d'obtenir des impulsions plus intenses. Cependant, l'angle de cette lame n'est pas critique, de sorte que la lame peut être un peu tournée autour de sa position optimale sans causer une variation importante de l'amplitude des impulsions. Ainsi, la même lame est utilisée plus tard pour minimiser la contribution du faisceau d'excitation sur le signal différentiel récolté.

Ensuite, la position du faisceau de détection est décidée, en observant l'image de l'échantillon à la caméra CCD. Cependant, la taille du faisceau observée à la caméra est influencée par l'intensité de celui-ci. Ainsi, il est difficile de savoir quelle proportion du faisceau est sur la ligne et quelle proportion est sur le semiconducteur. D'autre part, le champ électrique dans le volume décroît rapidement si on s'éloigne de la ligne (voir simulations, section 4.4). Il faut donc faire un compromis entre une position pour laquelle la

totalité du faisceau est dirigé vers le semiconducteur et non sur la ligne, et une position où le centre du faisceau frappe le semiconducteur tout juste adjacent à la ligne, là où le champ électrique est plus intense.

En l'absence de tension appliquée à l'échantillon et en bloquant le faisceau d'excitation, la mesure différentielle doit être le plus près de zéro possible. Pour ce faire, le hacheur H2 est placé dans le bras de détection et sa fréquence est utilisée comme référence pour le système de détection différentiel formé des deux photodiodes D1 et D2. Les lames demie onde L3 et quart d'onde L4 sont donc tournées jusqu'à ce que la mesure différentielle soit minimale.

Le hacheur peut ensuite être replacé dans le bras d'excitation et c'est à ce moment que la lame quart d'onde L2 peut être un peu tournée, de sorte à minimiser la contribution du faisceau d'excitation sur les détecteurs. Le système est alors prêt pour l'acquisition.

### 3.3.3 Détection synchrone

L'utilité d'un système de détection synchrone est de mesurer des signaux d'intensité comparable au bruit dans lequel ils baignent. L'idée globale est de moduler le signal d'intérêt et d'amplifier uniquement les composantes à la fréquence de modulation du signal bruité. Ainsi, le bruit qui n'est pas à la fréquence de modulation est éliminé de la mesure. Un amplificateur synchrone (SR830) est utilisé pour mesurer le signal référencé à la fréquence du hacheur.

Ici, c'est le faisceau d'excitation qui est modulé à une fréquence d'environ 1,5 kHz (voir figure 3.11-1). Tel qu'expliqué précédemment, l'impulsion optique qui frappe le commutateur crée une impulsion électrique se propageant ensuite dans la ligne à transmission. Ces impulsions électriques sont donc modulées à la même fréquence (figure 3.11-2). Les impulsions du faisceau de détection avant l'échantillon ne sont pas modulées (figure 3.11-3). La mesure électro-optique est proportionnelle au produit entre le champ électrique des impulsions se propageant dans la ligne et l'intensité du faisceau sonde. La figure 3.11 présente, dans la première colonne, le cas où les impulsions de détection sont synchronisées avec les impulsions d'excitation, puis dans la deuxième colonne le cas où celles-ci

ne sont pas synchronisées.

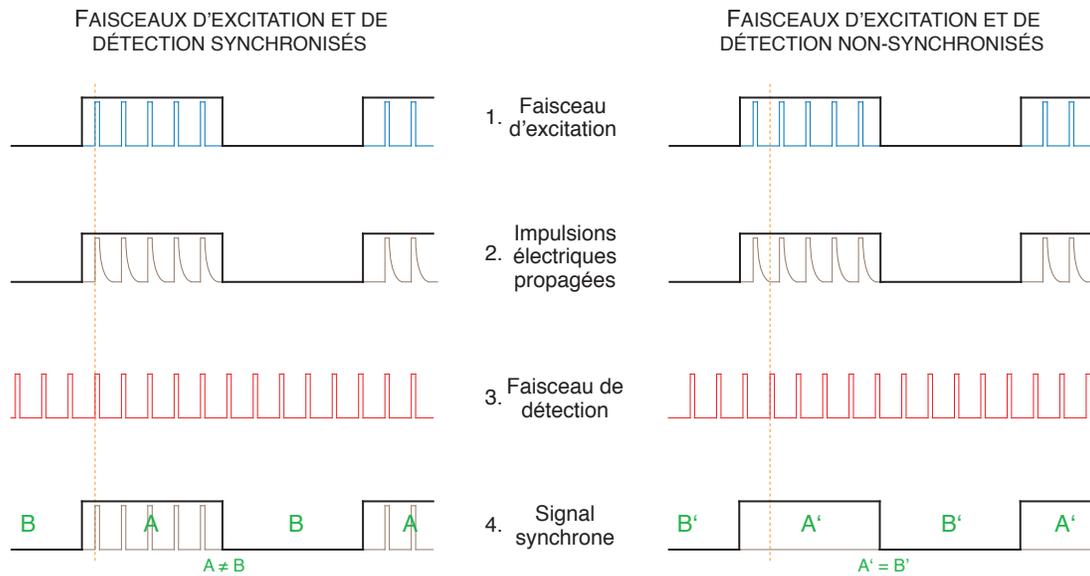


FIGURE 3.11 – Principe de la détection synchrone

Si le signal optique de détection est synchronisé avec le signal électrique à mesurer, la multiplication des deux donnera une succession d'impulsions, modulées à la fréquence du hacheur (figure 3.11-4, colonne 1). Ainsi, quand le hacheur laisse passer le signal d'excitation, la mesure est non-nulle (A) et quand le hacheur ne laisse pas passer le faisceau d'excitation, la mesure est nulle (B). Comme le changement entre le régime A et le régime B oscille à la fréquence de modulation introduite par le hacheur, c'est ce signal qui sera mesuré par l'amplificateur synchrone.

Par contre, si le signal de détection et les impulsions électriques ne sont pas synchronisés, la multiplication donnera un signal nul quand le hacheur laisse passer le signal optique d'excitation (A') et nul quand le hacheur bloque le signal (B') (figure 3.11-4, colonne 2). La mesure ne comprend donc aucun signal à la fréquence de modulation, donc l'amplificateur synchrone donne une valeur nulle.

Lors de la prise de données, la ligne à délai placée dans le bras de détection permet de décaler dans le temps les impulsions de sonde par rapport aux impulsions d'excitation.

C'est ce balayage qui permet d'obtenir le profil de l'impulsion électrique se propageant dans l'échantillon.

# Chapitre 4

## Simulations

Le logiciel HFSS, de Agilent (Version 5.6) a été utilisé pour simuler les lignes microruban fabriquées dans le cadre de ce projet. Les résultats obtenus sont, d'une part, reliés aux paramètres de transmission des lignes et, d'autre part, reliés à la grandeur du champ électrique aux alentours des éléments métalliques. Les résultats des différentes simulations effectuées permettent de comparer ces paramètres, selon l'épaisseur du substrat utilisé, de même que selon la structure du dispositif.

### 4.1 Méthode de calcul utilisée

Les calculs effectués par le programme HFSS sont basés sur un modèle d'éléments finis. Cette méthode requiert d'établir un quadrillage, uniforme ou non, dans le volume d'intérêt, appelé le *boîtier*. Ensuite, les équations de Maxwell sont utilisées pour calculer certaines quantités physiques en chaque point du quadrillage. Des arguments de symétrie peuvent être évoqués de sorte à diminuer le nombre de points de calcul. Il est à noter que, plus le quadrillage est fin et plus le boîtier est grand, plus le temps de calcul est long.

L'utilisation d'un volume fini pour la simulation introduit, dans les résultats, des éléments qui ne sont pas représentatifs de la réalité. Entre autres, certains modes de propagation du signal ne sont dus qu'à la taille finie du boîtier ; ils sont donc nommés *modes de boîtier*. Ces modes sont totalement inutiles dans l'analyse des résultats, car ils n'existent pas dans l'expérience ; ils doivent donc être ignorés. La toute première étape de l'analyse des résultats consiste donc à discerner les modes de boîtier de ceux de la

ligne, et de ne conserver que les modes de la ligne à transmission.

Les modes de boîtier peuvent être identifiés, tout d'abord en regardant la valeur des constantes de propagation et d'atténuation du dispositif. En effet, les modes de boîtier sont dispersifs, ce qui permet de les discerner facilement. Ces modes indésirables peuvent aussi être identifiés en examinant l'allure du champ électro-magnétique dans tout le volume. Si le champ ne semble pas être concentré entre les structures métalliques, mais s'étend plutôt dans tout le volume, en particulier sur les parois externes, alors il est fort probable que ce champ soit associé à un mode de boîtier.

Il est également important de mentionner que les simulations présentées dans ce chapitre ont été faites avec une fréquence maximale de 50 GHz, même si les fréquences présentes dans le dispositif expérimental sont beaucoup plus élevées. La raison pour laquelle les simulations à des fréquences plus élevées n'ont pas pu être effectuées est que les ressources informatiques étaient insuffisantes.

## 4.2 Paramètres fixes

Certains paramètres utilisés dans les simulations ne sont pas modifiés d'une simulation à l'autre. Le tableau 4.1 regroupe les différents paramètres fixes, ainsi que leur valeur.

Paramètre	Valeur
longueur de la ligne, $L$	2 mm
largeur de la ligne, $w$	30 $\mu\text{m}$
épaisseur de la ligne, $t$	200 nm
hauteur d'air au dessus du substrat, $H$	450 $\mu\text{m}$
largeur du substrat, $W$	1000 $\mu\text{m}$
nature du métal	Au
conductivité du métal, $\sigma$	$5 \times 10^8$ S/m
nature du diélectrique	GaAs
constante diélectrique, $\epsilon$	12,9

TABLEAU 4.1 – Paramètres fixes utilisés dans les simulations

### 4.3 Substrat épais

Tout d'abord, une simulation modélisant un substrat de GaAs d'épaisseur typique, soit  $650 \mu\text{m}$ , a été faite. La figure 4.1 présente la structure simulée dans cette section. Les traits bleus illustrent le substrat, les traits rouges représentent le métal et les traits verts délimitent le volume d'air dans lequel la simulation est effectuée.

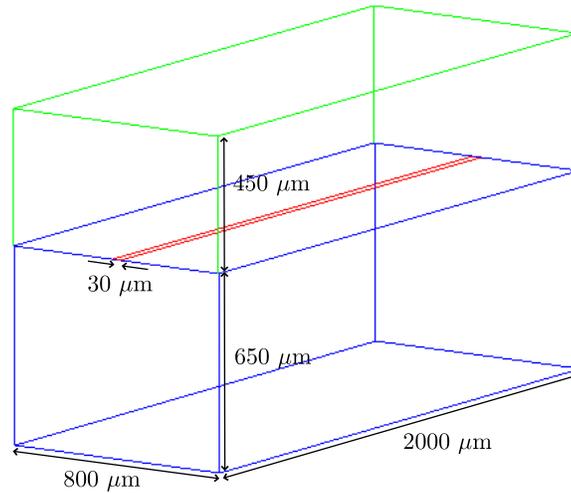


FIGURE 4.1 – Structure représentant un échantillon au substrat épais

#### 4.3.1 Transmission et atténuation

Les figures 4.2-1 et 4.2-2 présentent le comportement en fréquence des constantes d'atténuation et de propagation, respectivement. La figure 4.2-1 montre que tous les modes sont très atténués, à l'exception du mode 1. D'autre part, la figure 4.2-2 montre un comportement linéaire de la propagation du mode 1 en fonction de la fréquence, contrairement à tous les autres modes. Cela est en accord avec une relation de dispersion linéaire, telle qu'exposée à l'équation 1.11, où la vitesse de groupe est de  $(1,09 \pm 0,01) \times 10^8 \text{ m/s}$ . Il est possible de calculer la vitesse de groupe théorique d'une onde dans une ligne microruban ayant ces dimensions [23]. Celle-ci est de  $1,17 \times 10^8 \text{ m/s}$ , ce qui confirme que le mode 1 est bien le mode principal de propagation dans la ligne ; les modes 2 à 5 sont donc associés à des modes de boîtier. Ainsi, dans la suite de l'analyse des résultats de

simulation de ce dispositif, seul le mode 1 sera pris en considération.

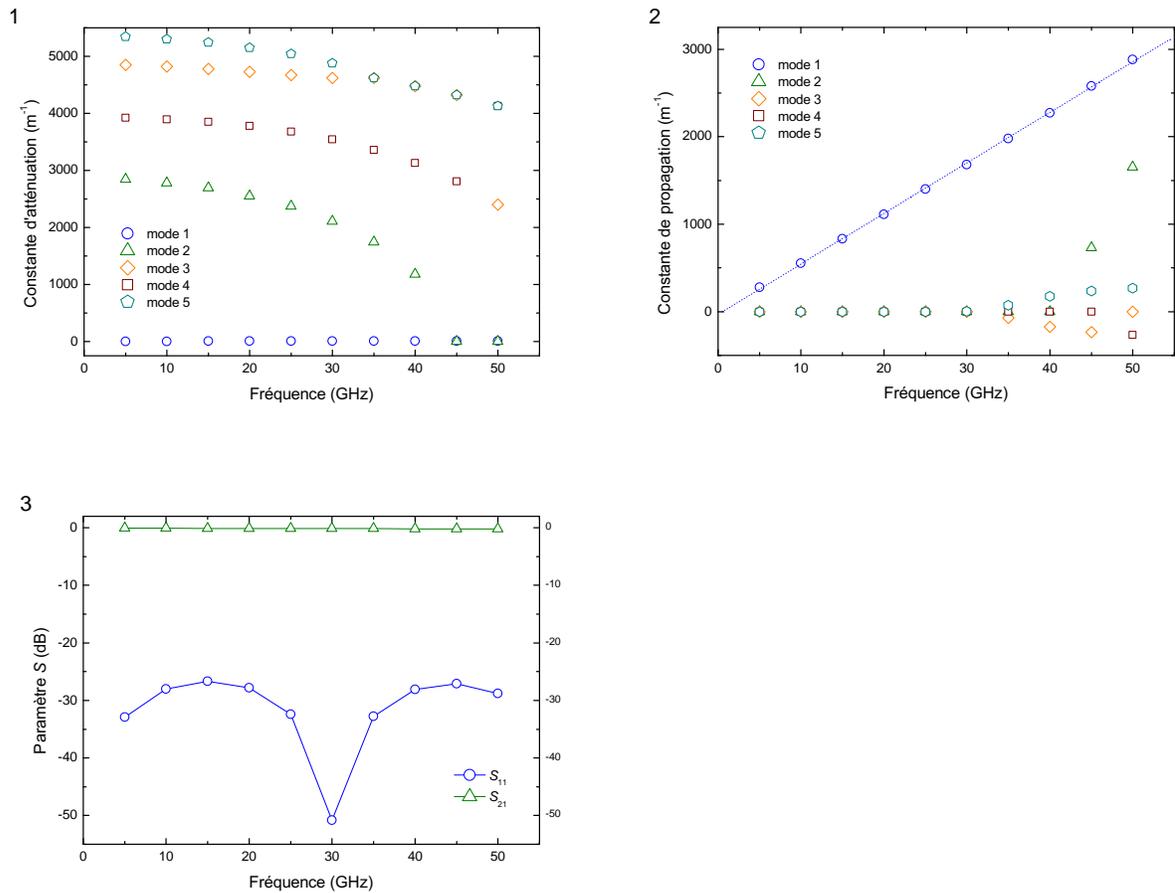


FIGURE 4.2 – Transmission, atténuation et paramètre  $S$  du dispositif à substrat épais

La figure 4.2-3 montre l'amplitude des éléments  $S_{11}$  et  $S_{21}$  du mode 1. Puisque la structure simulée est identique telle que vue par ses ports d'entrée et de sortie, la valeur de  $S_{11}$  est la même que celle de  $S_{22}$ , et  $S_{12}$  est identique à  $S_{21}$ . Ce graphique montre que les réflexions, associées à la composante  $S_{11}$ , sont trois ordres de grandeur plus faibles que la transmission, associée à  $S_{21}$ . Cela est caractéristique d'une ligne microruban typique.

### 4.3.2 Distribution de champ électrique

#### Fréquence de 50 GHz

La figure 4.3 présente le champ électrique selon trois plans spécifiques de la structure, à une fréquence de 50 GHz : le port d'entrée (A), la surface du substrat (B) et le plan vertical longeant le centre de la ligne (C).

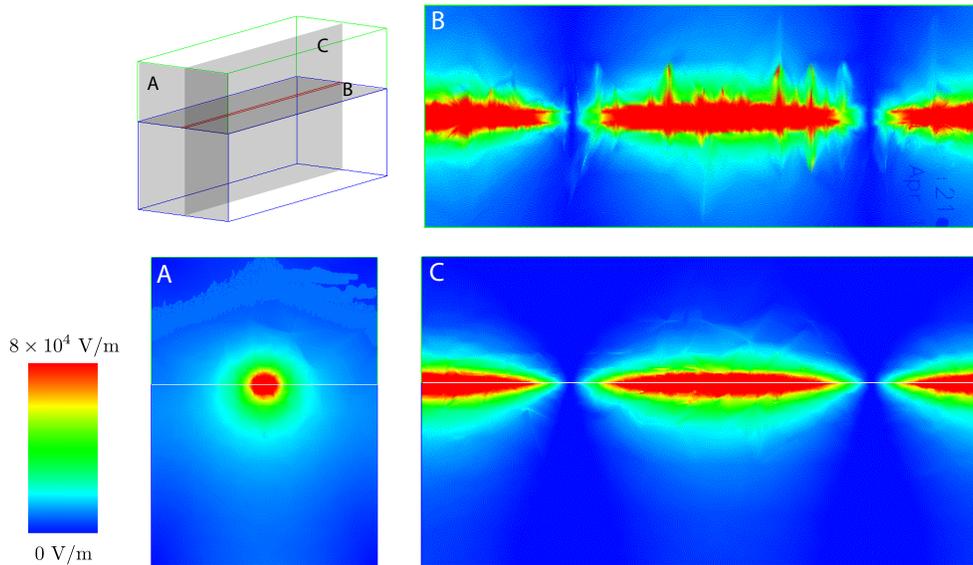


FIGURE 4.3 – Grandeur du champ électrique selon certains plans, pour le dispositif à substrat épais,  $f = 50$  GHz

Sur les figures 4.3-B et 4.3-C, il est possible de voir les modulations de l'intensité du champ électrique dues à sa nature alternative. D'autre part, la figure 4.3-A montre que le champ électrique n'est pas beaucoup plus étendu dans le substrat de GaAs que dans l'air. Finalement, il est clair qu'avec un substrat d'une aussi grande épaisseur, l'intensité du champ électrique aux environs du plan de masse est négligeable.

#### Fréquence de 25 GHz

Sur la figure 4.4, l'excitation à 50 GHz a été remplacée par une excitation à 25 GHz. Il est clair que la longueur d'onde est multipliée par un facteur 2, ce qui constitue une

confirmation que les modulations de l'intensité sont dues à la fréquence du signal d'excitation. Mis à part le changement des modulations directement dues à la fréquence du signal d'excitation, aucun changement majeur n'est dû à l'utilisation d'une fréquence différente.

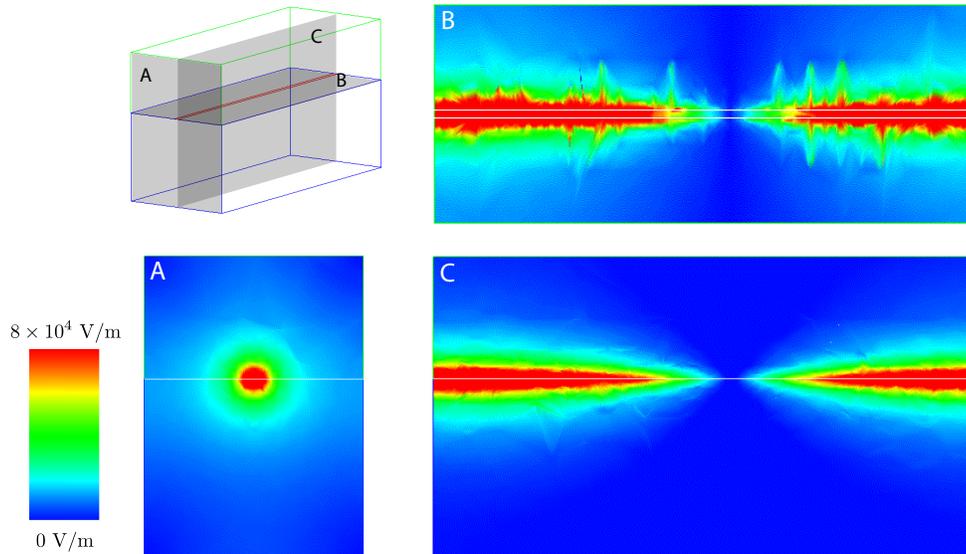


FIGURE 4.4 – Grandeur du champ électrique selon certains plans, pour le dispositif à substrat épais,  $f = 25$  GHz

## 4.4 Substrat mince

Afin de voir si l'épaisseur du substrat a une influence sur la distribution des lignes de champ électrique autour de la ligne, une simulation a été faite en utilisant un substrat d'une épaisseur de  $100 \mu\text{m}$ . Toutes les dimensions du dispositif simulé sont présentées à la figure 4.5.

### 4.4.1 Transmission et atténuation

Les graphiques 4.6-1 et 4.6-2 permettent de tirer les mêmes conclusions que pour la simulation avec le substrat épais, quant au fait que le mode 1 est le mode principal de la ligne, et les modes 2 à 5 sont associés au boîtier. Ici, la vitesse de groupe est de

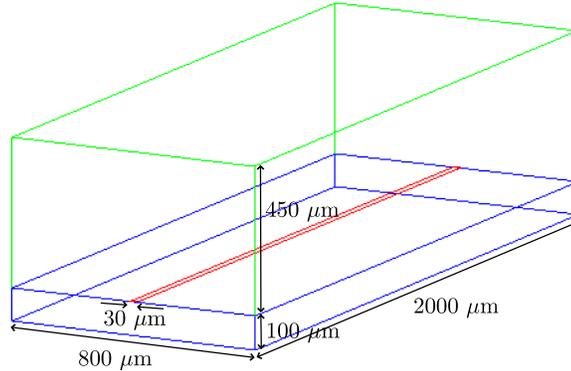


FIGURE 4.5 – Structure du dispositif à substrat mince

$(1,05 \pm 0,01) \times 10^8$  m/s, et peut être comparée à la vitesse calculée pour cette ligne, soit  $0,95 \times 10^8$  m/s.

Comme dans le cas précédent, puisque la structure vue par le port d'entrée est la même que celle vue par le port de sortie, les quantités  $S_{11}$  et  $S_{21}$  sont respectivement identiques aux quantités  $S_{22}$  et  $S_{12}$ . Ici encore, la figure 4.6-3 montre que les réflexions sont négligeables par rapport à la transmission.

#### 4.4.2 Distribution de champ électrique

La figure 4.7 illustre le champ électrique selon les mêmes plans que précédemment, soient le port d'entrée (A), le dessus du substrat (B) et le plan vertical coupant le centre de la ligne et longeant celle-ci (C).

Aucune différence majeure n'existe entre les figures 4.3-B et 4.7-B ; le champ électrique à la surface du substrat n'est donc pas modifié par l'épaisseur du substrat. Par contre, sur les figures 4.7-C et 4.7-A, il est possible de remarquer que l'allure de l'intensité du champ électrique dans le substrat est modifié par la proximité du plan de masse. En effet, l'image du port d'entrée montre que le champ électrique reste intense, même pour une distance latérale dépassant la largeur de la ligne métallique. Ainsi, la détection électro-optique, qui fait intervenir le champ électrique à chaque point d'un parcours, sera plus efficace avec l'utilisation d'un substrat mince.

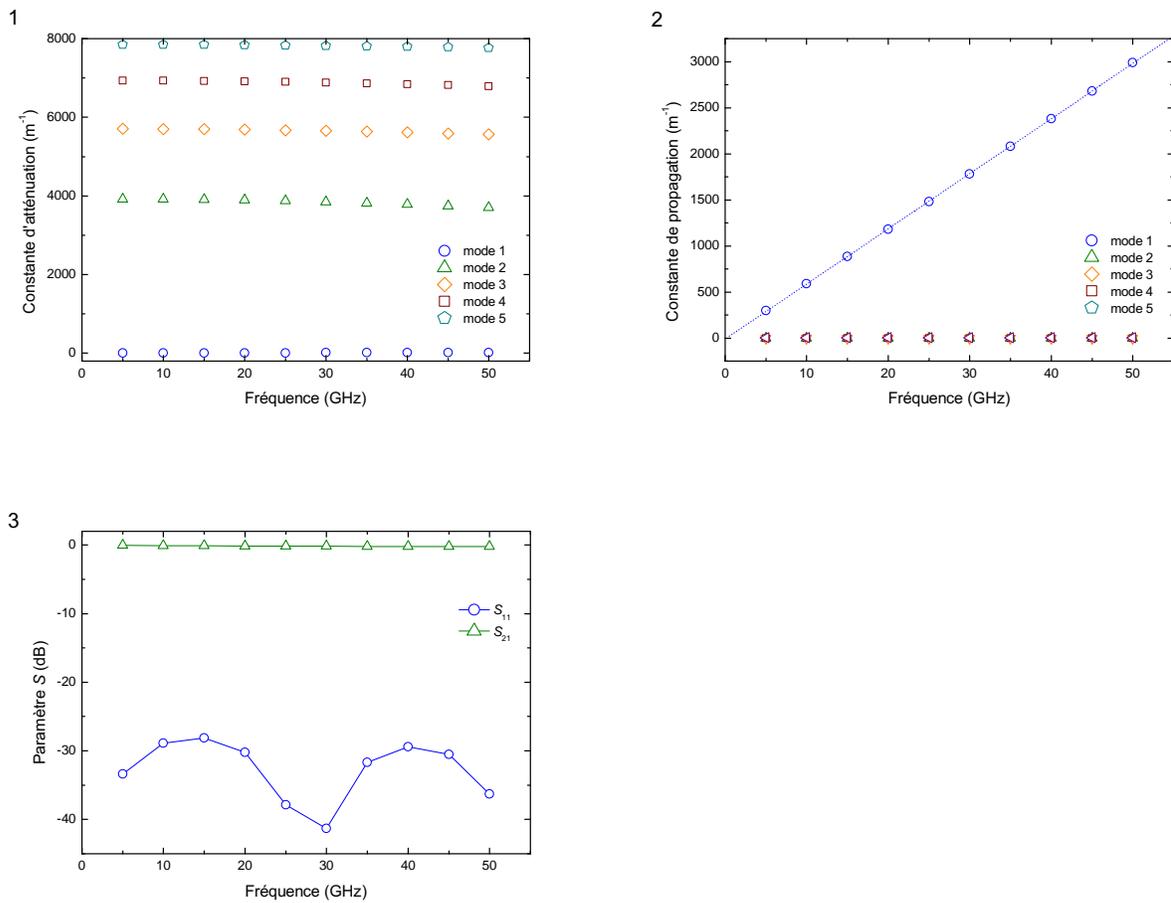


FIGURE 4.6 – Transmission, atténuation et paramètre  $S$  pour le dispositif à substrat mince

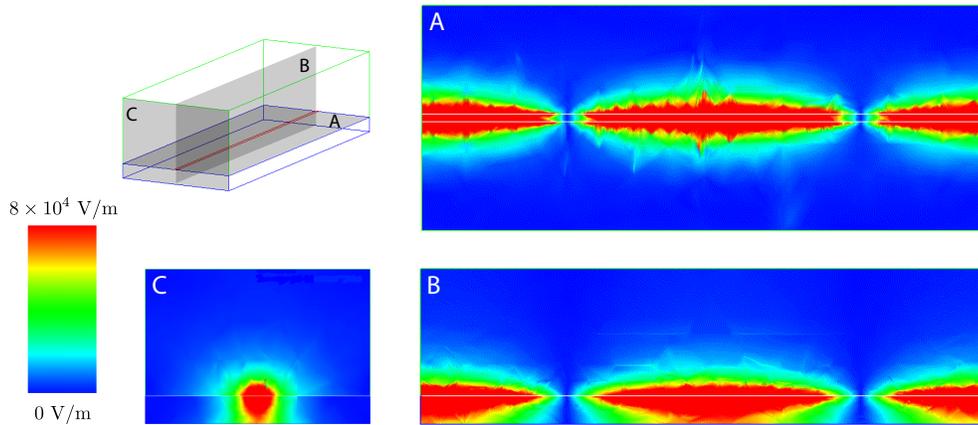


FIGURE 4.7 – Grandeur du champ électrique dans certains plans, pour le dispositif à substrat mince

Dans la théorie, il a été démontré que pour le GaAs (100), avec un champ électrique parallèle à la direction de propagation du faisceau de détection, l'efficacité électro-optique est indépendante de l'épaisseur du substrat. Cependant, cette conclusion est uniquement valable lorsque le champ appliqué est uniforme dans le volume de détection. Or, les figures 4.3-A et 4.7-A montrent que cela n'est pas le cas pour le dispositif étudié ici. Ainsi, la conclusion du paragraphe précédent selon laquelle l'efficacité électro-optique du dispositif à substrat mince est meilleure que celle du dispositif à substrat épais n'est pas contraire à la théorie.

## 4.5 Substrat mince avec ajout d'une ligne à la masse

Afin de mettre à profit l'idée présentée au dernier paragraphe de la section 3.1.2, une ligne à la masse doit être ajoutée sur la surface du substrat. Cependant, l'ajout de cette structure pourrait modifier considérablement la propagation du signal électrique dans le dispositif, de même que la forme des lignes de champ électrique. L'analyse de ces changements est donc très importante, pour savoir si cette géométrie influence considérablement, d'une part la propagation du signal dans la ligne, et d'autre part, la détection électro-optique.

La structure du dispositif simulé est illustrée à la figure 4.8. La partie de gauche de cette figure représente une vue en plongée de l'entrée du dispositif.

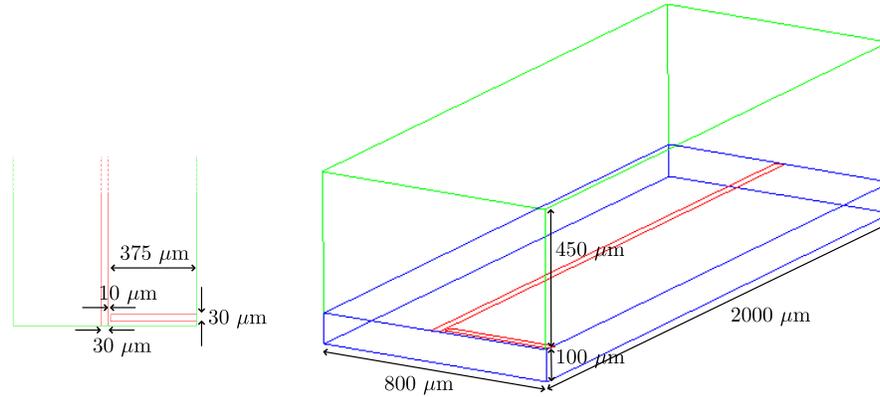


FIGURE 4.8 – Structure du dispositif à substrat mince, avec ajout d'une ligne à la masse

### 4.5.1 Transmission et atténuation

Tout d'abord, les figures 4.9-1 et 4.9-2 montrent que l'ajout d'une ligne à la masse ne change pas le fait que ce soit le mode 1 qui représente l'onde propagée dans la ligne. La vitesse de groupe associée à cette onde est de  $(1,05 \pm 0,01) \times 10^8$  m/s, ce qui correspond exactement à la vitesse trouvée pour la ligne microruban à substrat mince.

Ce dispositif, contrairement aux cas précédents, n'est pas le même s'il est vu par son port d'entrée ou s'il est vu par son port de sortie. Ainsi, les éléments  $S_{11}$  et  $S_{22}$  ne sont pas équivalents, et il en est de même pour les éléments  $S_{21}$  et  $S_{12}$ . Le graphique 4.9-3 représente donc la grandeur de ces quatre différents éléments de la matrice  $S$ . Sur ce graphique, on peut voir que les réflexions ont légèrement augmenté, par rapport au cas précédent, en restant toutefois au moins deux ordres de grandeur plus faibles que la transmission. L'ajout de la ligne à la masse sur la face avant de l'échantillon ne perturbe donc pas de façon significative la propagation du signal dans la ligne.

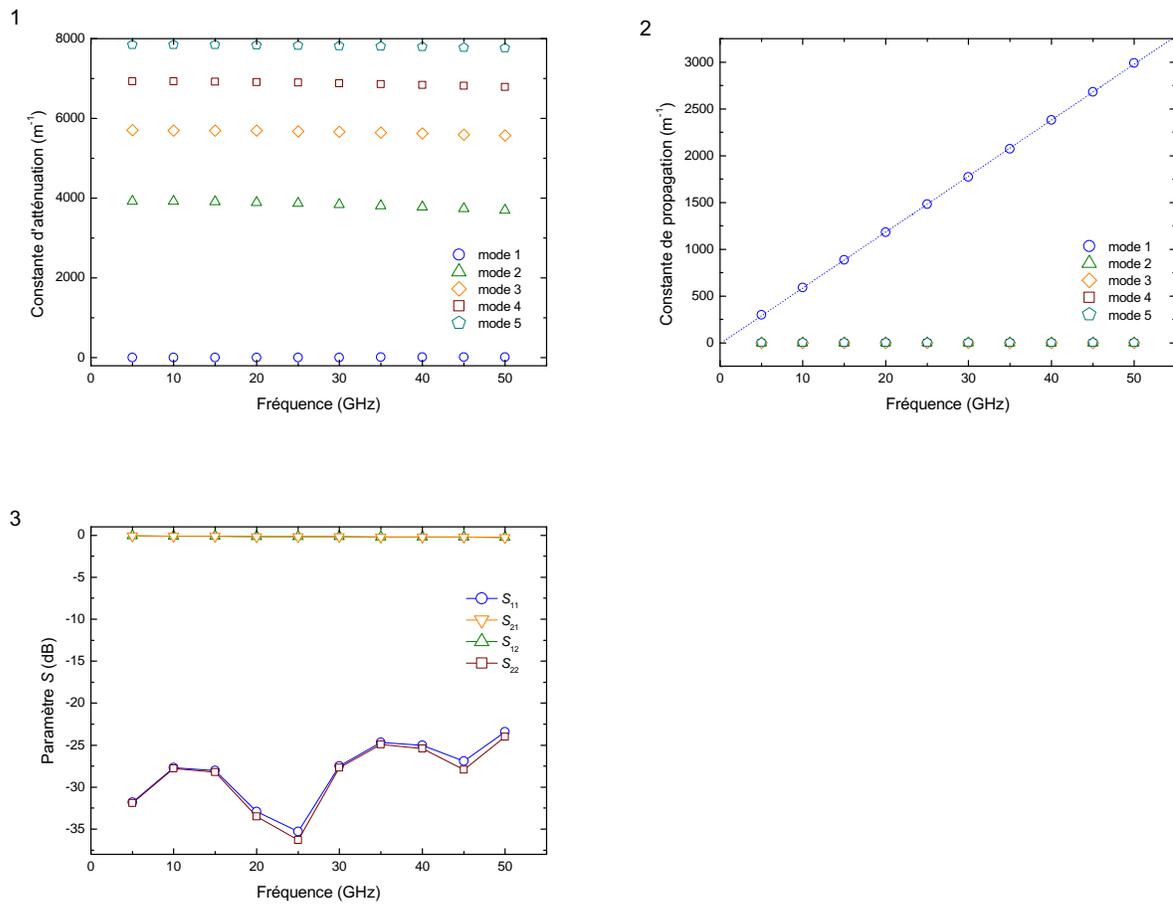


FIGURE 4.9 – Transmission, atténuation et paramètre  $S$  du dispositif à substrat mince avec ligne à la masse

### 4.5.2 Distribution de champ électrique

Le champ électrique est présenté à la figure 4.10, selon les mêmes plans que pour les dispositifs précédents.

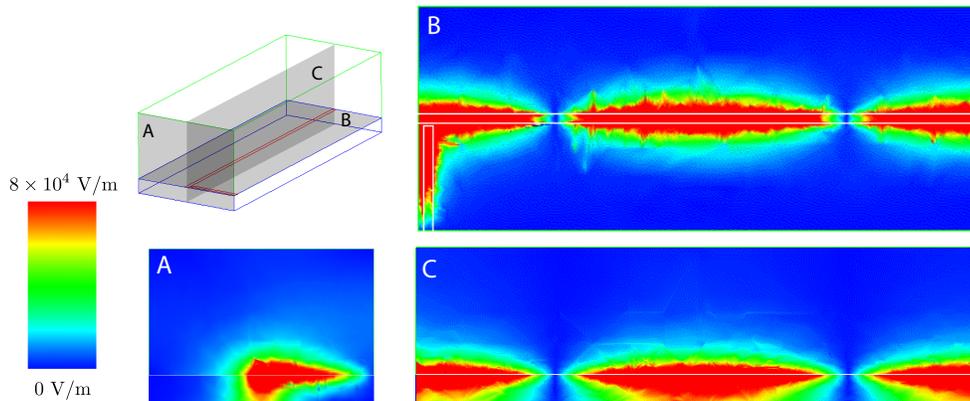


FIGURE 4.10 – Grandeur du champ électrique dans certains plans, pour le dispositif à substrat mince avec ligne à la masse

La figure 4.10-B montre que la perturbation du champ électrique due à la présence de la ligne à la masse ajoutée est présente jusqu'à une distance de  $100 \mu\text{m}$  du port d'entrée. De plus, la figure 4.10-A montre que le champ au centre de la ligne n'est que peu modifié.

Ainsi, les figures 4.9 et 4.10 montrent qu'une ligne reliée à la masse peut être ajoutée, près du port d'entrée du dispositif, sans que la propagation et le champ électrique soient beaucoup affectés. Ceci est une observation importante, car elle permet de mettre expérimentalement en pratique le court-circuit à la masse de la ligne de transmission après un certain délai, sans trop de craintes de perturber le système.

# Chapitre 5

## Résultats

### 5.1 Caractérisation des propriétés électro-optiques du GaAs

Ces premières mesures ont pour but d'investiguer l'efficacité du GaAs (100) en tant que cristal de détection électro-optique. Un champ électrique uniforme doit être appliqué sur le substrat ; l'échantillon utilisé est celui présenté à la figure 3.1 et le montage optique est celui avec la diode laser (figure 3.9). Lors de cette étude, plusieurs paramètres sont variés : la forme du signal alternatif, l'ajout d'une composante continue au signal AC, la grandeur de la tension appliquée et la puissance du faisceau de détection. Les prochains paragraphes traitent de l'impact de ces paramètres.

#### 5.1.1 Influence de la forme de la tension alternative appliquée

La figure 5.1 présente le signal détecté pour une tension appliquée de 20 V pic-à-pic, sous trois formes différentes : sinusoïdale, carrée et triangulaire. Pour chacun de ces trois signaux, le signal détecté pendant le cycle positif de tension a grosso modo la même forme que la tension appliquée elle-même. Cependant, lorsque la tension appliquée est négative, le signal détecté est presque nul.

Notons aussi que pour les différentes figures, l'amplitude du signal détecté pendant le cycle négatif de tension appliqué n'est pas la même. Cependant, la position du zéro

d'amplitude dépend de l'angle de la lame quart d'onde placée avant le détecteur (voir figure 3.9). Il est possible que la position de cette lame n'ait pas été la même pour chaque forme de tension appliquée. En effet, à tension nulle, la compensation n'était pas parfaite, c'est-à-dire que l'intensité à l'entrée des photodiodes D1 et D2 n'était pas exactement la même. Cela explique le décalage en amplitude observé entre les trois graphiques.

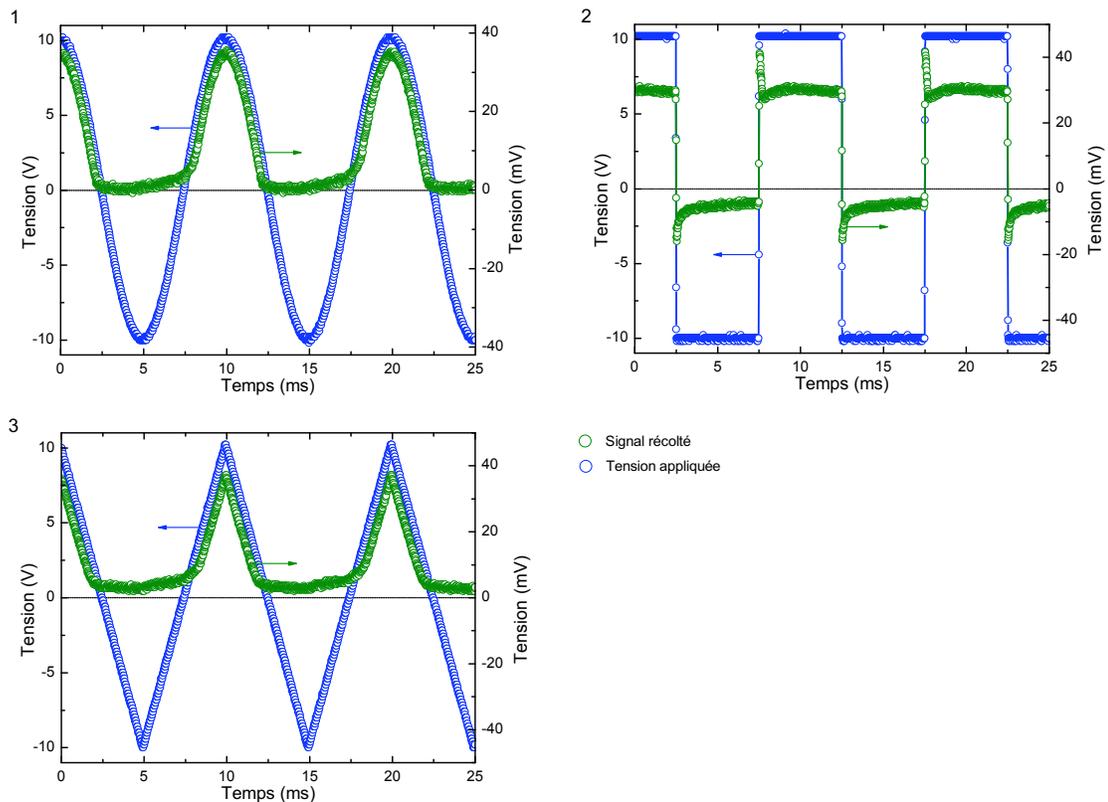


FIGURE 5.1 – Tension appliquée de 20  $V_{pp}$  et signal détecté, en fonction du temps

L'effet d'un signal nul pour une tension appliquée négative concorde avec les observations faites par [24], portant sur une asymétrie du champ électrique entre deux électrodes métalliques déposées sur un substrat de GaAs. En effet, lors de l'application d'une tension entre deux électrodes métalliques déposées sur un matériau semi-isolant, un fort champ électrique se développe aux environs de l'anode, positive. Cela est relié au fait que les pièges affectent les propriétés de transport d'un matériau semi-isolant. Lors de l'application d'une différence de potentiel entre les deux électrodes, les électrons se dirigent vers

l'anode, et les trous vers la cathode. Cependant, dans le GaAs, les pièges profonds de type EL2 ont une section efficace de capture plus grande pour les électrons que pour les trous. Cela entraîne une concentration importante de charges négatives près de l'anode. Cette charge d'espace modifie la distribution du champ entre les électrodes et cause une augmentation locale du champ électrique près de l'anode.

Dans le cas d'électrodes déposées de part et d'autre d'un substrat de GaAs, cette asymétrie prend la forme de celle illustrée à la figure 5.2. Lorsque la tension alternative est dans son cycle positif (figure 5.2-1), l'électrode du dessus du substrat est associée à l'anode et celle du dessous est associée à la cathode. Le champ électrique est donc très intense près de la face supérieure de l'échantillon et faible dans le reste du volume. Cependant, pendant le cycle négatif (figure 5.2-2), l'électrode du dessus est associée à la cathode et celle du dessous, à l'anode. Le champ électrique intense se trouve donc près de la face du dessous du substrat.

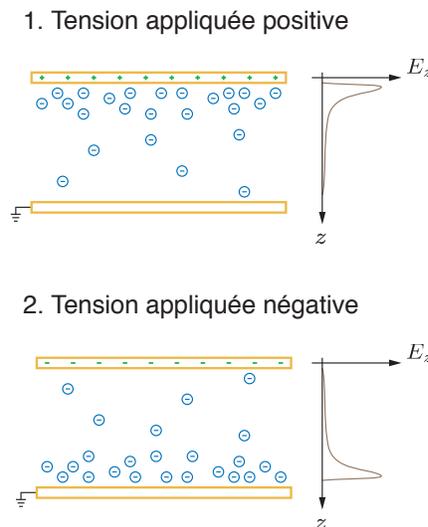


FIGURE 5.2 – Illustration de l'asymétrie du champ électrique entre les électrodes déposées de part et d'autre du substrat de GaAs

Si le faisceau fait un aller-retour complet dans l'épaisseur du substrat, cette asymétrie du champ électrique ne devrait pas avoir d'influence marquée sur le signal détecté. Cependant, l'absence de signal électro-optique récolté au détecteur pendant toute la durée

du cycle négatif de tension laisse croire que le faisceau ne franchit pas toute l'épaisseur du substrat. En effet, la partie du faisceau qui est réfléchié par la première face du substrat, et donc subissant l'effet d'un très fort champ électrique sur une toute petite distance, doit être plus importante que la partie du faisceau qui est transmis à travers le substrat.

Rappelons que la longueur d'onde du faisceau utilisé dans ce montage est de 905 nm. La longueur d'onde correspondant au seuil d'absorption du GaAs est de 871 nm. Toutefois, les impuretés créent des niveaux d'énergie dans le gap, ce qui se traduit par un décalage du seuil d'absorption. Ainsi, ce matériau commence à être transparent autour de 890 nm et l'absorption d'un faisceau d'une longueur d'onde de 905 nm est non-nulle. Cette absorption explique que le signal optique détecté ne semble pas venir du faisceau traversant la totalité de l'épaisseur du substrat.

### 5.1.2 Ajout d'une composante continue à la tension appliquée

Dans le but d'éliminer tout le cycle de tension négative appliquée à l'échantillon tout en conservant le caractère alternatif de la tension, une source de tension continue a été branchée en série avec la source alternative. La figure 5.3 présente donc la tension appliquée et le signal détecté pour les trois formes de tension alternative appliquée formées de l'addition d'un signal alternatif de  $20 V_{pp}$  et de  $15 V_{dc}$ .

Le signal détecté a maintenant la même forme que la tension appliquée, tant pour les tensions positives que pour les tensions négatives. Cela confirme que l'absence de signal détecté pour le cycle de tension négative, sur la figure 5.1, est bien due à une asymétrie de la densité de charge dans la profondeur du substrat.

### 5.1.3 Effet de la tension appliquée

À partir d'un signal sinusoïdal appliqué à l'échantillon, il a été possible, en variant l'amplitude pic-à-pic de tension appliquée, de tracer la figure 5.4.

L'équation 2.41 de la théorie montre que le déphasage occasionné par l'effet électro-optique varie linéairement en fonction de la tension appliquée à l'échantillon. D'autre

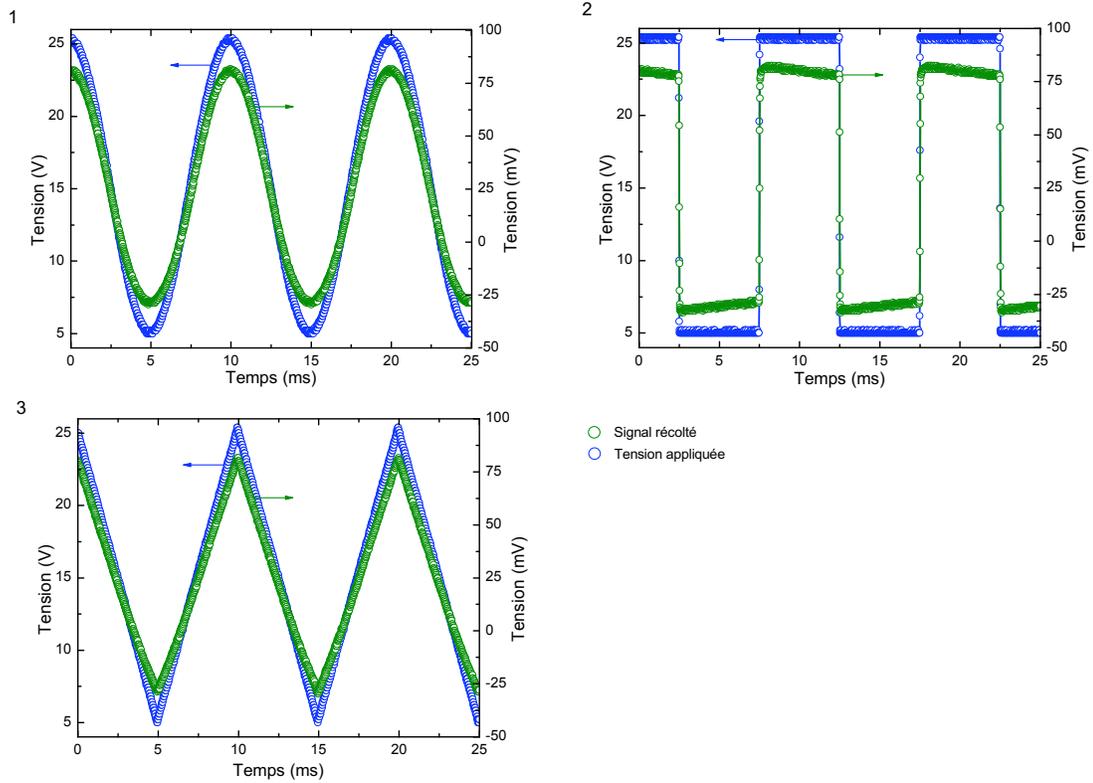


FIGURE 5.3 – Tension appliquée de  $20 V_{pp}$  additionné à  $15 V_{dc}$  et signal électro-optique récolté, en fonction du temps

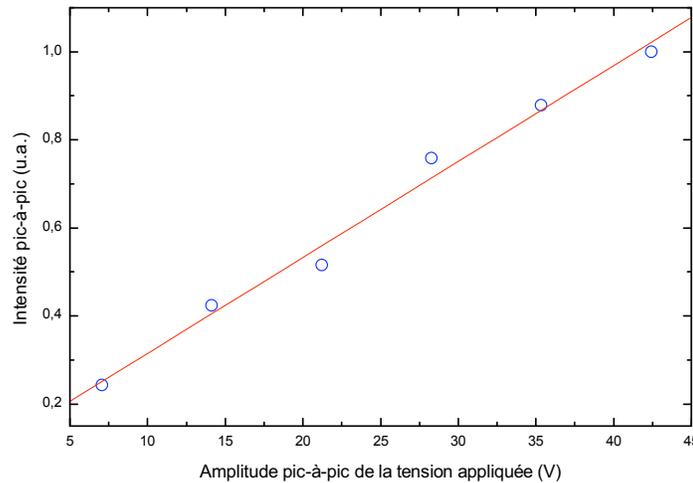


FIGURE 5.4 – Amplitude du signal détecté en fonction de la tension sinusoïdale appliquée à l'échantillon

part, l'équation 2.42 présente une dépendance sinusoïdale entre l'intensité observée aux deux détecteurs de la cellule de Pockels en fonction du déphasage occasionné par l'application d'un champ électrique sur le cristal électro-optique. Cependant, pour de petits déphasages, le comportement sinusoïdal se confond avec un comportement linéaire. Cela correspond bien à ce qui est observé ici.

### Effet Franz-Keldysh

Dû à des contraintes expérimentales, la longueur d'onde de la diode laser utilisée pour la détection est au maximum de 905 nm. Ainsi, l'énergie du faisceau de détection est inférieure à l'énergie du gap du substrat, mais tout de même assez proche. Dans ces conditions, il est possible que les changements observés soient dus à l'effet Franz-Keldysh, plutôt qu'à l'effet Pockels.

Afin de vérifier à quoi sont dues les variations d'intensité observées à la figure 5.4, pour différentes tensions appliquées, le montage 3.9 a été quelque peu modifié. En effet, la détection différentielle a été remplacée par une simple mesure de l'intensité totale. Pour ce faire, tout le système de détection placé après la lentille LC2 a été remplacé par une unique photodiode au silicium (la même que la photodiode D3 utilisée dans le second montage, figure 3.10).

Ces mesures montrent que l'application d'une tension aux bornes de l'échantillon n'occasionne aucun changement de l'intensité totale du faisceau recueilli. Cela confirme donc que l'effet prédominant ici est l'effet Pockels et non l'effet Franz-Keldysh.

#### 5.1.4 Effet de la puissance laser

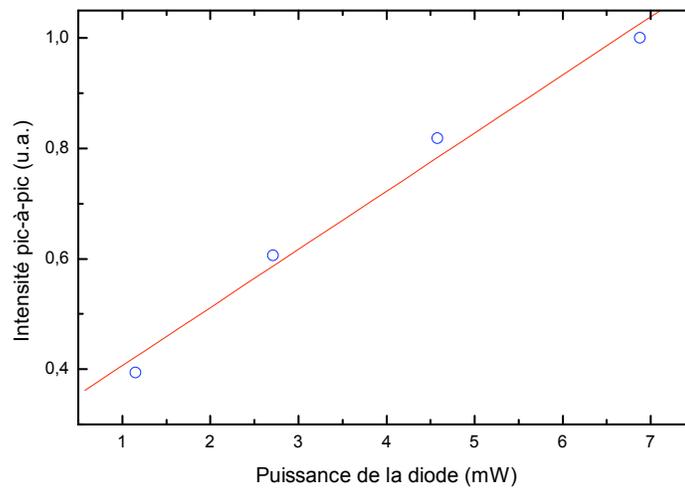


FIGURE 5.5 – Amplitude du signal détecté en fonction de la puissance de la diode laser

La figure 5.5 présente la dépendance de l'amplitude du signal détecté en fonction de la puissance de la diode laser. Cette dépendance est linéaire, ce qui signifie que le pourcentage de variation dû au signal électro-optique est constant ; une puissance de sonde plus importante amène un signal électro-optique plus grand. Ainsi, si le bruit est du même ordre de grandeur que le signal électro-optique à mesurer, il est plus intéressant d'utiliser une puissance de pompe plus élevée, tout en s'assurant que la puissance ne soit pas assez intense pour perturber le système.

## 5.2 Mesures d'échantillonnage électro-optique

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus grâce au montage illustré à la figure 3.10, et à l'échantillon 3.7, soit la ligne microruban à laquelle a été ajoutée une ligne à la masse et une lamelle de verre. Le faisceau d'excitation est utilisé pour créer une impulsion électrique se propageant dans la ligne et le faisceau de détection est retardé temporellement pour sonder la forme de l'impulsion, à un point quelconque de la ligne.

Dans les paragraphes qui suivent, certaines caractéristiques du montage et du laser sont d'abord investiguées. Ensuite sont présentés les résultats d'échantillonnage électro-optique, où le faisceau de détection est placé à une distance d'environ  $400 \mu\text{m}$  du commutateur. Enfin, certains points pouvant éventuellement améliorer les résultats sont présentées.

### 5.2.1 Synchronisation des deux impulsions

Une difficulté de la mesure d'échantillonnage électro-optique est la synchronisation du faisceau d'excitation avec le faisceau de détection. En effet, pour qu'une partie de l'impulsion électrique créée par le faisceau d'excitation soit détectée, celle-ci doit entrer dans la fenêtre temporelle de détection du second faisceau. La ligne à délai utilisée a un déplacement maximal de 25 mm, ce qui correspond à un balayage temporel de 166 ps. Cela signifie que la différence entre la longueur du parcours de chaque faisceau doit être inférieur à 25 mm pour détecter l'impulsion électrique. Malheureusement, vue l'épaisseur des lames et à cause d'autres difficultés techniques, cette précision ne peut être atteinte en mesurant la longueur de chacun des trajets optiques à l'aide d'une quelconque règle.

Heureusement, il est possible de s'assurer de la synchronisation des deux faisceaux en insérant, dans le montage, un cristal non-linéaire faisant le mélange des fréquences. Ce cristal est placé à un endroit où les deux faisceaux sont superposés et parallèles, soit juste après la lame séparatrice LS1. La lumière ressortant du cristal est ensuite dirigée vers une caméra. Pour cette digression expérimentale, le cristal doubleur est retiré du bras d'excitation, de sorte à ce que les deux faisceaux soient de même fréquence, correspondant à une longueur d'onde d'environ 900 nm. Enfin, un filtre passe-bas 790 nm est placé à l'entrée de la caméra.

Ainsi, si les impulsions des bras d'excitation et de détection atteignent le cristal non-linéaire en même temps, il y a génération de photons à la somme des fréquences et à la différence des fréquences. L'angle d'accord de phase du cristal est ajusté afin de favoriser la génération de la seconde harmonique. Les photons générés à la somme des fréquences ont une longueur d'onde de 450 nm, donc passent à travers le filtre et sont détectés par la caméra. La ligne à délai est donc déplacée jusqu'à ce que la caméra détecte un signal lumineux, nous indiquant que les deux bras du montage sont de la même longueur.

Cette configuration du montage a permis de voir que l'impulsion d'excitation et l'impulsion de détection sont synchronisées lorsque la ligne à délai est positionné entre 40 ps et 60 ps. Selon la distance où le faisceau de détection est positionné par rapport au commutateur photoconducteur, le délai est un peu différent, mais restera à l'intérieur des limites de balayage de la ligne à délai.

### 5.2.2 Absorption dans le substrat

La longueur d'onde du laser titane-saphir utilisé dans ce montage expérimental peut être ajustée. La limite haute longueur d'onde, déterminée par le gain de ce laser, est d'environ 920 nm. Cependant, la puissance laser fournie aux longueurs d'ondes aussi élevées se trouve grandement diminuée par rapport à la puissance d'une longueur d'onde plus faible. Tel que mentionné plus tôt, le faisceau de détection a avantage à être à une longueur d'onde la plus élevée possible, pour minimiser l'absorption dans le substrat. Un compromis doit donc être fait entre moins d'absorption dans le substrat et plus d'intensité laser.

La figure 5.6 a été tracée en utilisant uniquement le faisceau de détection. Ce faisceau a été positionné très loin de la ligne microruban de l'échantillon illustré à la figure 3.7. De plus, aucune tension n'a été appliquée sur la ligne. Ainsi, l'absorption dans le substrat de GaAs est le seul facteur influençant les mesures.

La figure 5.6 illustre, d'une part, la puissance du faisceau à la sortie du laser (points ronds). La puissance à une longueur d'onde de 920 nm est le tiers de celle à 880 nm.

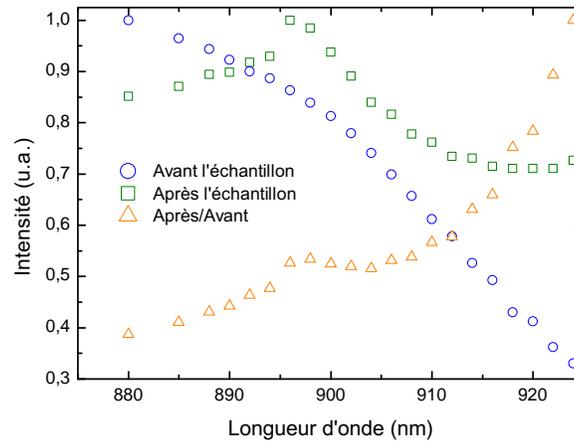


FIGURE 5.6 – Intensité laser avant et après un aller-retour dans un substrat de GaAs (100), en fonction de la longueur d'onde

D'autre part, cette figure montre l'intensité lumineuse après un aller-retour dans le substrat de GaAs, qui augmente avec la longueur d'onde, montrant bien que l'absorption diminue pour des longueurs d'onde plus élevées. Finalement, la figure illustre le ratio de l'intensité après l'échantillon par l'intensité à la sortie du laser, qui atteste d'un taux de transmission croissant très rapidement, pour des longueurs d'onde élevées.

L'observation importante de la figure 5.6, qui doit rester en tête, est que même si la puissance du laser diminue beaucoup à des longueurs d'onde élevées, l'intensité à la sortie de l'échantillon ne varie pas énormément. Ainsi, la longueur d'onde du laser a avantage à être la plus grande possible dans la suite des mesures.

### 5.2.3 Influence du pas de la ligne à délai

Lors du déplacement de la ligne à délai, certaines oscillations de longue période peuvent apparaître dans le signal électro-optique. Par contre, ces variations ne sont pas centrées autour de la position de la ligne à laquelle les deux faisceaux sont synchronisés.

De plus, l'amplitude et la période de ces oscillations ne sont pas très reproductibles d'une journée à l'autre et sont très sensibles aux conditions d'alignement des faisceaux, ainsi qu'à la vitesse de balayage de la ligne. Il est donc difficile de savoir à quoi elles sont dues.

Par exemple, la figure 5.7 illustre l'effet d'un changement du pas de balayage de la ligne à délai. Dans le cas de pas plus courts, donc d'un balayage plus précis, le signal récolté n'a pas du tout la même allure que pour des pas plus longs, mise à part la tendance générale décroissante.

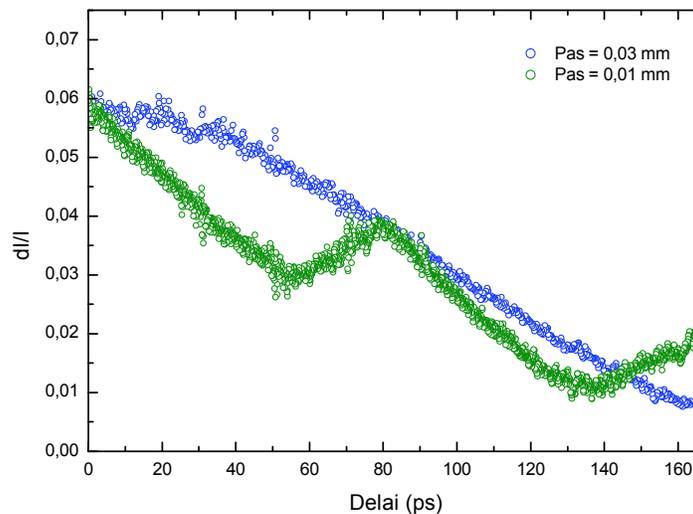


FIGURE 5.7 – Signal électro-optique en fonction du délai, influence du pas de la ligne à délai

Bien que la courbe associée au pas de 0,03 mm ne présente pas de pic, comme celle à 0,01 mm, il est quand même évident que sa pente n'est pas constante. En effet, à des délais autour de 10 ps et 160 ps, la pente est presque nulle. Pour le pas de 0,01 mm, le premier segment décroissant de la courbe dure environ 55 ps. Cela correspond au tiers du temps de décroissance de la courbe à 0,03 ps, soit 160 ps. Or, le temps réel d'acquisition de la courbe où le pas est trois fois plus petit est trois fois plus long. Cela nous porte à croire que les structures observées sur ce graphique sont plutôt reliées à des fluctuations de l'environnement extérieur, soit du laboratoire. Par exemple, elles pourraient être dues au système de climatisation ou au refroidissement à l'eau des lasers.

### 5.2.4 Influence de la tension appliquée

Même si les structures observées à la figure 5.7 ne sont pas dues à une corrélation entre les faisceaux d'excitation et de détection, il est intéressant de voir si la forme du signal dépend de la tension appliquée à la première borne du commutateur photoconducteur. La figure 5.8 montre deux courbes pour lesquelles la tension appliquée est de 15 V et 25 V.

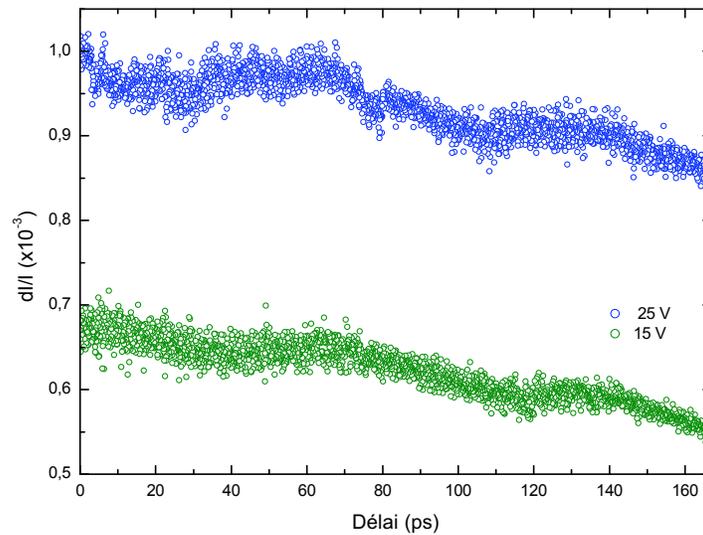


FIGURE 5.8 – Signal électro-optique en fonction du délai, influence de la tension appliquée

Il est possible de remarquer que, pour toutes les valeurs de délai, le signal est plus important pour une valeur de tension appliquée plus grande. Tout d'abord, de la même manière qu'à la section 5.1, des mesures ont été faites pour s'assurer que l'effet Franz-Keldysh n'est pas la source de cette variation. Les mesures montrent que l'intensité totale est indépendante de la tension appliquée. L'effet observé est donc dû à l'effet Pockels.

Cependant, si un pic tel quel celui illustré à la figure 1 avait été observé, l'effet d'une augmentation de la tension appliquée aurait entraîné une augmentation de l'amplitude du pic, et non un décalage de toute la courbe, comme ce qui est observé ici. Le fait que même le bruit soit décalé par l'application d'une tension plus élevée laisse croire que

la tension appliquée crée un champ électrique quasi-statique sur toute la longueur de la ligne. Évidemment, si un pulse d'amplitude un peu supérieure se propage également dans la ligne, il sera beaucoup plus difficile à détecter.

La nature du métal utilisé pour faire la ligne microruban donne lieu à un contact Schottky [25]. Dans ce cas, les courbures de bande présentes à la surface du semiconducteur (voir figure 5.9) peuvent modifier le champ électrique local sous l'électrode flottante de la ligne à transmission. Il semble que ce champ soit modulé à basse fréquence par l'intermédiaire de la capture des photoporteurs en surface du semiconducteur. Le long temps de vie des porteurs assure le transport de ces charges sur de longues distances le long de la ligne. Ce champ quasi-statique crée un niveau continu de signal, tel qu'observé à la figure 5.8. Dans le futur, il serait intéressant de vérifier si le même résultat est obtenu avec des contacts ohmiques.

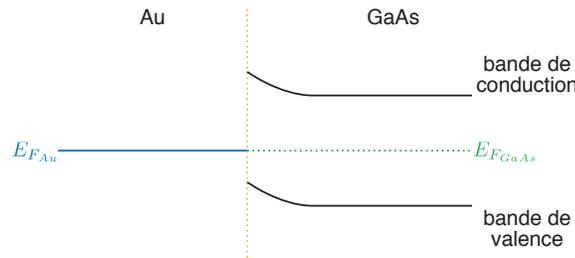


FIGURE 5.9 – Courbure de bandes entre l'arséniure de gallium et l'or ; les niveaux de Fermi de l'or ( $E_{F_{Au}}$ ) et de l'arséniure de gallium ( $E_{F_{GaAs}}$ ) sont alignés

### 5.2.5 Impulsions en bout de ligne

La fréquence de génération des impulsions ultra-courtes par le laser titane-saphire est de 80 MHz. Si des impulsions électriques sont bel et bien créées par le commutateur photoconducteur, elles auront la même fréquence. Un oscilloscope fonctionnant à assez haute fréquence peut être référencé à la fréquence du laser. En branchant cet oscilloscope aux bornes de la boîte à décades, elle-même connectée au bout de la ligne, il a été possible de voir que des impulsions se propageait bien dans la résistance. Cependant, pour une tension appliquée d'environ 25 V, l'amplitude des impulsions aux bornes de la résistance

est au maximum de quelques dizaines de millivolts. Notons qu'en l'absence du faisceau d'excitation, aucun signal n'est observé à l'oscilloscope.

Cette observation confirme la présence d'impulsions dans la ligne, mais celles-ci sont de très faible amplitude. Cela peut être dû aux pertes résistives et diélectriques très importantes dans cette ligne microruban. Les pertes font décroître l'amplitude de l'impulsion tout le long de son parcours dans la ligne. Ainsi, il est avantageux de sonder l'impulsion électrique assez près du commutateur photoconducteur. Ces pertes et la dispersion des impulsions n'ont pu être quantifiées, car il aurait fallu pouvoir mesurer l'amplitude et la forme des impulsions en fonction de la longueur de la ligne.

### 5.2.6 Pic à 50 ps

Dans certaines configurations précises et difficiles à obtenir<sup>1</sup>, il a été possible d'observer des oscillations du signal à très courte période, d'une amplitude beaucoup plus importante que le niveau du bruit. Cela est illustré à la figure 5.10.

Ces oscillations rapides semblent être causées par des effets cohérents liés à l'oscillation du champ optique d'excitation. Or, il est peu probable que le faisceau optique d'excitation soit réfléchi jusqu'à l'endroit où le faisceau sonde frappe la surface de l'échantillon, considérant que la longueur de pénétration d'un faisceau de 460 nm dans le GaAs est de l'ordre de 200 nm. Toutefois, il est possible que les porteurs de charge créés dans le volume du commutateur photoconducteur durant le temps de montée de l'impulsion oscillent sous l'effet du champ électrique du faisceau d'excitation. Ces oscillations donnent lieu à un rayonnement électromagnétique, à la même fréquence que celle du faisceau d'excitation, pouvant se coupler à la ligne à transmission. Ainsi, ce serait la perturbation de ce rayonnement sur le champ électromagnétique du faisceau de détection qui occasionnerait les oscillations remarquées sur la figure 5.10.

Les figures 5.11 et 5.12 présentent un balayage de plus en plus précis des structures présentes autour d'un délai de 50 ps. Sur la dernière figure, il est possible de voir que le pic présent entre 40 ps et 60 ps est formé de sous-pics espacés d'environ 2 ps. Ce délai

---

<sup>1</sup>La procédure d'alignement et des difficultés qui y sont reliées sont présentées à la section 3.3.2.

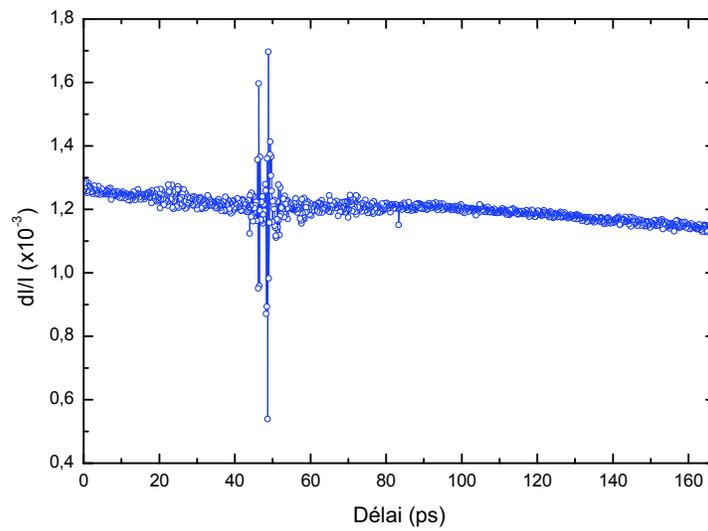


FIGURE 5.10 – Signal électro-optique en fonction du délai introduit entre les faisceaux d’excitation et de détection 0 ps à 166 ps ; vitesse de déplacement de 0,5 mm/s, pas de 0,02 mm, tension appliquée de 25 V

correspond au temps que prend le faisceau de détection à faire un aller-retour dans le substrat de GaAs. La présence de ces pics *avant* et *après* le pic principal ne nous permet toutefois pas de conclure qu’ils sont dus à des réflexions multiples dans le substrat, tel qu’illustré à la figure 5.13. En effet, si tel était le cas, il y aurait un premier pic de grande amplitude (1) suivi de pics d’amplitude décroissante (2, 3, ...).

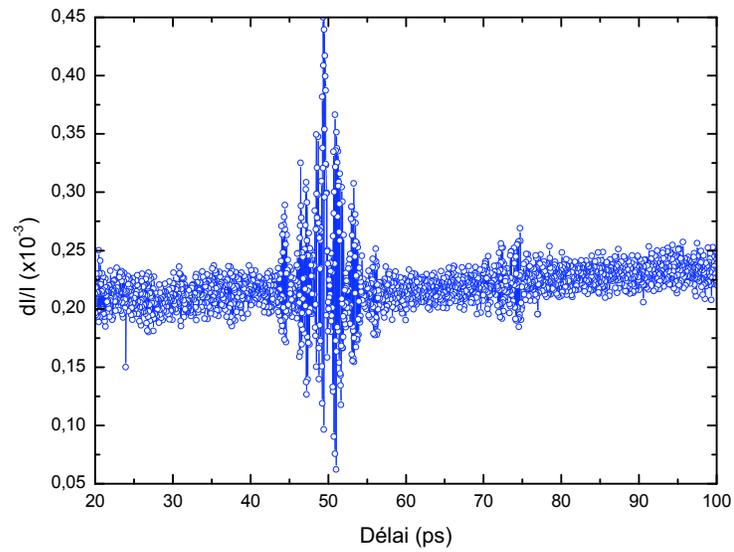


FIGURE 5.11 – Signal électro-optique en fonction du délai introduit entre les faisceaux d'excitation et de détection, 20 ps à 100 ps ; vitesse de déplacement de 0,5 mm/s, pas de 0,005 mm, tension appliquée de 25 V

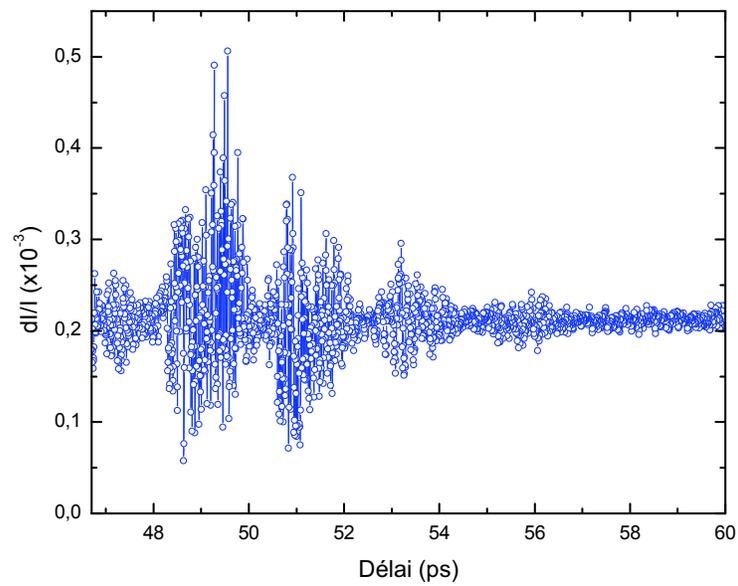


FIGURE 5.12 – Signal électro-optique en fonction du délai introduit entre les faisceaux d’excitation et de détection, 45 ps à 60 ps ; vitesse de déplacement de 0,01 mm/s, pas de 0,001 mm, tension appliquée de 25 V

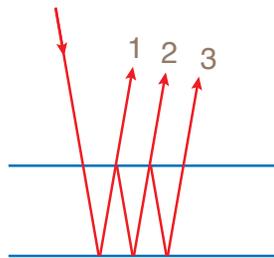


FIGURE 5.13 – Réflexions multiples dans un substrat

Sans être capable de déterminer avec certitude la provenance des pic présents sur les figures 5.10 à 5.12, l'hypothèse la plus probable semble être reliée à la proximité du faisceau de détection par rapport à la ligne microruban. En effet, en étant positionné en partie directement sur la ligne et en partie sur le substrat, le faisceau de détection est diffracté par le bord de la ligne. Les variations d'intensité dues à cet effet, couplées au rayonnement à haute fréquence provenant des charges à proximité du commutateur, pourraient expliquer l'allure de ces figures.

# Conclusion

Des simulations numériques ont été effectuées pour connaître l'influence de certaines géométries particulières de lignes métalliques, sur le champ électrique dans le substrat des échantillons. En premier lieu, la simulation d'une ligne microruban typique a permis de voir que le champ électrique est surtout concentré sous la ligne métallique. Entre autres, ces simulations ont permis de voir que, pour un substrat mince, la présence du plan de masse à proximité de la ligne métallique change l'allure des lignes de champ. Dans ce cas, le champ électrique s'étend dans un volume plus large que la largeur de la ligne. De plus, l'ajout d'un plan de masse fini sur le dessus du substrat ne modifie l'amplitude du champ électrique que dans un volume très rapproché.

Expérimentalement, une étude des propriétés électro-optiques du GaAs en régime quasi-statique a été effectuée. Celle-ci a mis en évidence l'asymétrie du champ électrique existant entre deux électrodes déposées sur du GaAs. Cette asymétrie a pu être expliquée par la présence de pièges profonds. De plus, l'existence d'un champ électrique très intense aux environs de l'anode a permis de conclure qu'un faisceau d'une longueur d'onde de 905 nm subit une absorption importante dans le GaAs et que seule la partie du faisceau réfléchi par la surface de l'échantillon contribue au signal électro-optique mesuré. Ceci explique pourquoi aucun signal électro-optique n'était observé lorsque la tension appliquée à l'électrode de la face supérieure de l'échantillon était négative.

Une dépendance linéaire a été trouvée entre l'amplitude du signal électro-optique et la grandeur de la tension appliquée (jusqu'à 45 V), ce qui concorde avec la théorie. Une telle dépendance a aussi été remarquée par rapport à la puissance du faisceau optique de détection (jusqu'à 7 mW).

Ensuite, des échantillons formés d'une ligne microruban alimentée avec un commu-

tateur photoconducteur, par le biais d'une impulsion laser d'excitation, sur lesquels a été ajouté un plan de masse, ont été fabriqués. Une seconde impulsion, de détection, a été utilisée pour sonder l'impulsion électrique se propageant dans la ligne. En doublant la fréquence du faisceau d'excitation, il a été possible de s'assurer que celui-ci était complètement absorbé par le substrat sur une très faible distance, tandis que le faisceau de détection subissait peu d'absorption.

Nous avons vu que les alignements étaient critiques, et que plusieurs paramètres influencent le signal recueilli, de façon plus ou moins reproductible. Aussi, l'observation des impulsions en bout de ligne, à l'aide d'un oscilloscope, a montré que pour une tension appliquée de quelques dizaines de volts, les impulsions en bout de ligne ont une amplitude maximale de quelques dizaines de millivolts. De cela, nous avons déduit que la ligne fabriquée était très dispersive.

Malgré tout, nous avons pu observer un effet cohérent entre les impulsions laser ultrabrèves provenant du faisceau d'excitation et celles provenant du faisceau de détection. Cependant, cette cohérence n'a pas pu être associée à la détection d'une impulsion électrique de courte durée se propageant dans la ligne à transmission. En effet, l'allure du pic observé nous a plutôt poussé à conclure qu'il était dû à un couplage entre le rayonnement émis par les charges excitées par le champ électrique du faisceau d'excitation et la diffraction du faisceau de détection. Si les pics observés aux figures 5.10 à 5.12 sont réellement dus à des effets de diffraction et de rayonnement, tel que mentionné à la fin du chapitre 5, cela signifie que l'impulsion électrique se propageant dans la ligne à transmission n'influence pas la polarisation du faisceau de détection. Ainsi, l'effet électro-optique du GaAs que nous voulions exploiter ne semble pas être dominant.

Peut-être que l'efficacité de la détection électro-optique, telle qu'utilisée dans ce cas, n'est pas suffisante pour l'échantillonnage électro-optique. Nous aurions certainement avantage à sonder le champ électrique directement sous la ligne, pour travailler dans les conditions optimales.

Une façon de sonder le champ électrique sous la ligne pourrait être d'orienter le faisceau de détection avec un certain angle par rapport à la verticale, pour qu'il soit dirigé d'un côté de la ligne microruban et récolté de l'autre côté, tel qu'illustré à la figure 5.14.

Cependant, les difficultés d'alignement reliées à l'application de cette technique sont trop contraignantes, voire impossibles à surmonter. Ainsi, cette solution n'est pas possible, en pratique.

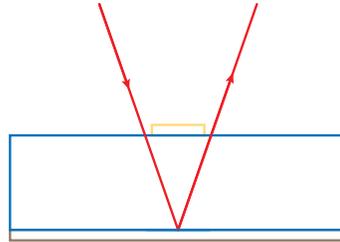


FIGURE 5.14 – Configuration d'une détection directement sous le substrat, où le faisceau de détection est orienté avec un certain angle par rapport à la verticale

Une autre possibilité pourrait être de faire une matrice de trous dans la ligne métallique déposée sur le dessus du substrat. Si les trous sont plus petits que la longueur d'onde du signal électrique se propageant dans la ligne, ce signal ne sera pas perturbé par l'absence de métal à certains endroits ; la ligne ne sera que plus dispersive. La ligne métallique serait donc semi-transparente au faisceau de détection dirigé directement sur elle. Ce faisceau sonderait donc le champ électrique là où il est maximal, c'est-à-dire directement sous la ligne.

Cependant, le caractère très dispersif de notre ligne est un problème qui a déjà été soulevé. L'utilisation d'un substrat de très faible constante diélectrique, tel que fait par [1], pourrait être une solution intéressante. En effet, la fabrication d'une ligne à transmission sur un substrat moins dispersif pourrait aider à augmenter l'amplitude des impulsions propagées. Si ces impulsions ne sont pas encore assez intense pour être détectées par effet électro-optique dans le GaAs, l'amplitude des impulsions en bout de ligne pourrait être mesurée de façon plus efficace grâce à un commutateur semblable à celui utilisé pour la génération de l'impulsion électrique dans la ligne [11]. Cependant, cette technique offre beaucoup moins de flexibilité, puisqu'elle ne permet de sonder l'impulsion électrique qu'à une seule position de la ligne à transmission.

# Annexe A

## Lames demi-onde et quart d'onde - Détails mathématiques

### A.1 Cristal anisotrope uniaxe

Au chapitre 2, il a été montré que les composantes du champ électrique d'une onde polarisée linéairement sont les suivantes (équation 2.5) :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x &= |\mathcal{E}_1| \cos(kz - \omega t + \alpha) \\ \mathcal{E}_y &= \pm |\mathcal{E}_2| \cos(kz - \omega t + \alpha).\end{aligned}\tag{A.1}$$

Il est possible de choisir la phase de sorte à simplifier ces expressions en changeant l'origine du temps :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x &= |\mathcal{E}_1| \cos(kz - \omega t) \\ \mathcal{E}_y &= |\mathcal{E}_2| \cos(kz - \omega t).\end{aligned}\tag{A.2}$$

Tel qu'illustré à la figure A.1, le repère  $O_{xy}$  est choisi de sorte à ce que l'axe ordinaire du cristal uniaxe soit parallèle à l'axe  $y$  et l'axe extraordinaire parallèle à l'axe  $x$ . L'angle entre le champ électrique de l'onde incidente et l'axe  $x$  est appelé  $\theta$ . La dépendance par rapport à cet angle d'incidence peut-être mis en évidence de la manière suivante, dans

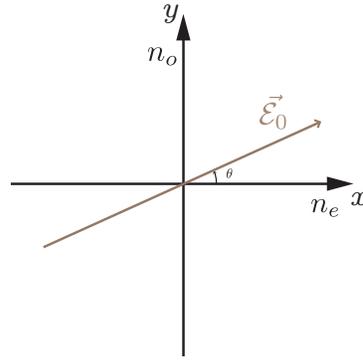


FIGURE A.1 – Champ électrique à l'entrée d'un cristal uniaxe

les composantes de l'onde :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x &= |\mathcal{E}_0| \cos \theta \cos(kz - \omega t) \\ \mathcal{E}_y &= |\mathcal{E}_0| \sin \theta \cos(kz - \omega t).\end{aligned}\tag{A.3}$$

À la sortie du cristal, la composante en  $x$  du champ électrique,  $\mathcal{E}'_x$ , aura pris un retard de phase de  $\phi_e$  et la composante en  $y$ ,  $\mathcal{E}'_y$ , un retard de phase de  $\phi_o$  :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'_x &= |\mathcal{E}_0| \cos \theta \cos(kz - \omega t - \phi_e) \\ \mathcal{E}'_y &= |\mathcal{E}_0| \sin \theta \cos(kz - \omega t - \phi_o).\end{aligned}\tag{A.4}$$

Sachant que la différence de phase entre ces deux composantes du champ électrique est noté  $\Delta\phi$ , l'équation A.4 s'écrit sous la forme

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'_x &= |\mathcal{E}_0| \cos \theta \cos(kz - \omega t - \phi_e) \\ \mathcal{E}'_y &= |\mathcal{E}_0| \sin \theta \cos(kz - \omega t - \phi_e + \Delta\phi).\end{aligned}\tag{A.5}$$

## A.2 lame demi-onde

La lame demi-onde introduit un déphasage,  $\Delta\phi$ , de  $\pi$  entre les deux composantes du champ électrique de l'onde électromagnétique traversant le cristal. Ainsi, la composante en  $y$  prend la forme

$$\mathcal{E}'_y = |\mathcal{E}_0| \sin \theta \cos(kz - \omega t - \phi_e + \pi).\tag{A.6}$$

En développant le cosinus comme la somme de  $kz - \omega t - \phi_e$  et de  $\pi$ , on trouve

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'_y &= |\mathcal{E}_0| \sin \theta [\cos(kz - \omega t - \phi_e) \cos \pi - \sin(kz - \omega t - \phi_e) \sin \pi] \\ &= -|\mathcal{E}_0| \sin \theta \cos(kz - \omega t - \phi_e).\end{aligned}\tag{A.7}$$

Il est possible de réécrire les deux composantes du champ électrique de l'onde sortante comme :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'_x &= |\mathcal{E}_0| \cos(-\theta) \cos(kz - \omega t - \phi_e) \\ \mathcal{E}'_y &= |\mathcal{E}_0| \sin(-\theta) \cos(kz - \omega t - \phi_e),\end{aligned}\tag{A.8}$$

et on voit que l'angle entre l'onde plane et l'axe  $x$  est maintenant de  $-\theta$ , alors que l'angle initial était de  $\theta$ . Ainsi, l'effet de la lame demi-onde est de tourner le plan de polarisation d'une onde plane d'un angle de  $2\theta$ .

### A.3 Lame quart d'onde

Quant à elle, la lame quart d'onde introduit un déphasage de  $\pi/2$  entre les composantes  $x$  et  $y$  du champ électrique de l'onde électromagnétique. Dans ce cas, la composante  $y$  de l'équation A.5 prend la forme

$$\mathcal{E}'_y = |\mathcal{E}_0| \sin \theta \cos(kz - \omega t - \phi_e + \pi/2).\tag{A.9}$$

Ici encore, en développant le cosinus comme la somme de deux termes,  $kz - \omega t - \phi_e$  et  $\pi/2$ , on trouve

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'_y &= |\mathcal{E}_0| \sin \theta [\cos(kz - \omega t - \phi_e) \cos(\pi/2) - \sin(kz - \omega t - \phi_e) \sin(\pi/2)] \\ &= -|\mathcal{E}_0| \sin \theta \sin(kz - \omega t - \phi_e).\end{aligned}\tag{A.10}$$

Les composantes en  $x$  et en  $y$

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'_x &= |\mathcal{E}_0| \cos(\theta) \cos(kz - \omega t - \phi_e) \\ \mathcal{E}'_y &= -|\mathcal{E}_0| \sin(\theta) \sin(kz - \omega t - \phi_e),\end{aligned}\tag{A.11}$$

correspondent à l'équation paramétrique d'un cercle uniquement si les préfacteurs  $|\mathcal{E}_0| \cos(\theta)$

et  $-|\mathcal{E}_0| \sin(\theta)$  sont égaux. Cela est possible uniquement si le cristal est placé de sorte à ce que l'angle  $\theta$  soit de  $-45^\circ$ .

Ainsi, il est possible d'utiliser une lame quart d'onde pour transformer une onde polarisée linéairement en onde polarisée circulairement, si l'angle entre le plan de polarisation de l'onde et un des axes principaux de la lame est de  $45^\circ$ .

# Annexe B

## Effet électro-optique dans le GaAs

### B.1 GaAs (100)

Rappelons la forme de l'équation de l'ellipsoïde des indices dans un repère quelconque  $O_{xyz}$  (équation 2.29) :

$$\frac{x^2}{n_{xx}^2} + \frac{y^2}{n_{yy}^2} + \frac{z^2}{n_{zz}^2} + \frac{2xy}{n_{xy}^2} + \frac{2yz}{n_{yz}^2} + \frac{2xz}{n_{xz}^2} = 1. \quad (\text{B.1})$$

Aussi, la façon d'obtenir le changement des indices de réfraction lors de l'application de champ électrique, dans le GaAs en particulier (équations 2.33 et 2.34), est :

$$\frac{1}{n_{ij}^2} = \frac{1}{n_{ij}^2} \Big|_{E=0} + r_{ij} E_j. \quad (\text{B.2})$$

Finalement, l'équation 2.35 donne la forme de la matrice qualifiant l'effet électro-optique linéaire dans le GaAs :

$$[r] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}, \quad (\text{B.3})$$

où  $r_{41} = 1,4 \times 10^{-12}$  m/V à une longueur d'onde de 1,15  $\mu\text{m}$ .

La figure B.1 illustre le système d'axes dans lequel est représenté la matrice  $[r]$  de l'équation B.3; l'axe  $x$  est parallèle à la direction  $[100]$ , l'axe  $y$  parallèle à  $[010]$  et l'axe  $z$  parallèle à  $[001]$ .

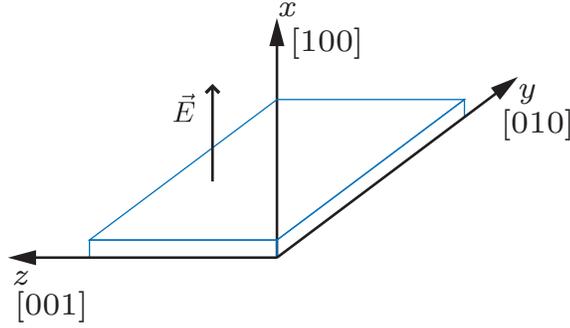


FIGURE B.1 – Axes de clivage du GaAs 100

Pour un champ électrique quelconque, en tenant compte de la forme de la matrice  $[r]$  du GaAs, l'équation B.1 devient

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} + 2r_{41}(E_x yz + E_y xz + E_z xy) = 1. \quad (\text{B.4})$$

Cependant, le GaAs est isotrope à champ électrique nul. Son indice de réfraction est alors noté  $n_o$  :

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + 2r_{41}(E_x yz + E_y xz + E_z xy) = 1. \quad (\text{B.5})$$

Pour avoir un champ électrique appliqué qui soit normal à la surface, pour le GaAs (100), celui-ci devra être selon la direction  $x$ , tel qu'illustré à la figure B.1 :

$$\vec{E} = E_x \hat{x}. \quad (\text{B.6})$$

Ainsi, l'équation B.5 se simplifie pour devenir

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + 2r_{41}E_x yz = 1. \quad (\text{B.7})$$

L'idée est maintenant de trouver le nouveau référentiel  $O_{x'y'z'}$  dans lequel l'équation de l'ellipsoïde des indices retrouve la forme de l'équation 2.28, donc de trouver les nouveaux axes principaux du système.

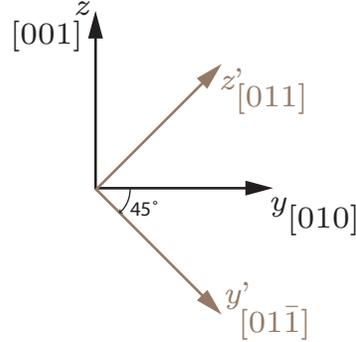


FIGURE B.2 – Système d’axes primés du GaAs 100

Prenons la transformation illustrée à la figure B.2, où les axes  $y$  et  $z$  tournent autour de l’axe  $x$  d’un angle de  $45^\circ$  dans le sens horaire. Le système d’axe original s’écrit donc, en fonction des axes du système primé :

$$\begin{aligned} x &= x' \\ y &= \frac{\sqrt{2}}{2}(y' + z') \\ z &= \frac{\sqrt{2}}{2}(-y' + z'). \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

En effectuant la transformation B.8 à l’équation B.7, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_o^2} \left[ x'^2 + \left( \frac{\sqrt{2}}{2}(y' + z') \right)^2 + \left( \frac{\sqrt{2}}{2}(-y' + z') \right)^2 \right] \\ + 2r_{41}E_x \left( \frac{\sqrt{2}}{2}(y' + z') \right) \left( \frac{\sqrt{2}}{2}(-y' + z') \right) = 1. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Quelques simplifications permettent d’arriver à

$$\frac{x'^2 + y'^2 + z'^2}{n_o^2} + r_{41}E_x (-y'^2 + z'^2) = 1, \quad (\text{B.10})$$

que l'on peut aussi écrire sous la forme

$$\frac{x'^2}{n_o^2} + y'^2 \left( \frac{1}{n_o^2} - r_{41} E_x \right) + z'^2 \left( \frac{1}{n_o^2} + r_{41} E_x \right) = 1. \quad (\text{B.11})$$

Et il est possible d'écrire l'équation B.11 comme

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1, \quad (\text{B.12})$$

en associant

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_{x'}^2} &= \frac{1}{n_o^2} \\ \frac{1}{n_{y'}^2} &= \frac{1}{n_o^2} - r_{41} E_x \\ \frac{1}{n_{z'}^2} &= \frac{1}{n_o^2} + r_{41} E_x, \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

où  $n'_{x'}$ ,  $n'_{y'}$  et  $n'_{z'}$  sont les indices de réfraction dans le nouveau repère principal. Sachant que le terme linéaire en champ électrique est beaucoup plus petit que le premier terme, les indices de réfraction dans le repère des axes principaux (en présence de champ électrique) sont

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_o \\ n_{y'} &\sim n_o + \frac{1}{2} r_{41} E_x n_o^3 \\ n_{z'} &\sim n_o - \frac{1}{2} r_{41} E_x n_o^3. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Pour ce qui est du champ électrique dans le référentiel des nouveaux axes principaux, il est selon l'axe  $x'$ , puisque  $\vec{E} = E_x \hat{x}$  et  $x' = x$ . Tel que mentionné à la section 3.1, les dispositifs utilisés sont dans la configuration où la direction de propagation du faisceau de sonde est parallèle au champ électrique appliqué. Quelque soit la polarisation du faisceau, son champ électrique est nécessairement dans le plan  $y'z'$  (ou  $yz$ ). Comme le montre l'équation B.14, l'effet électro-optique est produit dans le plan, ce qui constitue le cas optimal.

## B.2 GaAs (110)

Ici encore, selon la configuration de l'échantillon, le champ électrique est parallèle à la normale à la surface. Il faut trouver la direction dans laquelle il faut appliquer le champ électrique pour que le système représente bien le GaAs (110). Tel qu'illustré à la figure B.2, l'axe  $z'$  utilisé pour le GaAs (100) est justement le long de la direction [011]. Ainsi, dans le repère original  $O_{xyz}$ , le champ électrique prend la forme

$$\vec{E} = \frac{\sqrt{2}}{2}E\hat{y} + \frac{\sqrt{2}}{2}E\hat{z}. \quad (\text{B.15})$$

Dans ce cas particulier de champ électrique, et sachant que le GaAs est isotrope en l'absence de champ électrique appliqué, avec l'indice de réfraction  $n_o$ , l'équation B.4 devient

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + 2r_{41} \left( \left( \frac{\sqrt{2}}{2}E \right) xz + \left( \frac{\sqrt{2}}{2}E \right) xy \right) = 1 \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + \sqrt{2}r_{41}Ex(z + y) = 1. \quad (\text{B.17})$$

Comme dans le cas du GaAs (100), il s'agit maintenant de trouver un changement de système d'axes tel que l'équation B.17 retrouve la forme d'un ellipsoïde. La transformation à faire est la suivante :

$$\begin{aligned} x &= -\frac{\sqrt{2}}{2}y'' + \frac{\sqrt{2}}{2}z'' \\ y &= \frac{y''}{2} + \frac{z''}{2} + \frac{\sqrt{2}}{2}x'' \\ z &= \frac{y''}{2} + \frac{z''}{2} - \frac{\sqrt{2}}{2}x'' \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

En remplaçant  $x$ ,  $y$  et  $z$  par leur transformation B.18 dans l'équation B.17, cette

dernière devient

$$\begin{aligned} & \frac{1}{n_o^2} \left[ \left( -\frac{\sqrt{2}}{2}y'' + \frac{\sqrt{2}}{2}z'' \right)^2 + \left( \frac{y''}{2} + \frac{z''}{2} + \frac{\sqrt{2}}{2}x'' \right)^2 + \left( \frac{y''}{2} + \frac{z''}{2} - \frac{\sqrt{2}}{2}x'' \right)^2 \right] \\ & + \sqrt{2}r_{41}E \left( -\frac{\sqrt{2}}{2}y'' + \frac{\sqrt{2}}{2}z'' \right) \left[ \left( \frac{y''}{2} + \frac{z''}{2} - \frac{\sqrt{2}}{2}x'' \right) + \left( \frac{y''}{2} + \frac{z''}{2} + \frac{\sqrt{2}}{2}x'' \right) \right] = 1. \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

Quelques simplifications algébriques permettent d'obtenir la forme beaucoup plus simple

$$\frac{1}{n_o^2} (x''^2 + y''^2 + z''^2) + r_{41}E (-y'' + z'') = 1, \quad (\text{B.20})$$

qui peut aussi s'écrire comme

$$\frac{x''^2}{n_o^2} + y''^2 \left( \frac{1}{n_o^2} - r_{41}E \right) + z''^2 \left( \frac{1}{n_o^2} + r_{41}E \right) = 1. \quad (\text{B.21})$$

L'équation B.21 peut en effet s'écrire comme un ellipsoïde :

$$\frac{x''^2}{n_{x''}^2} + \frac{y''^2}{n_{y''}^2} + \frac{z''^2}{n_{z''}^2} = 1, \quad (\text{B.22})$$

en prenant

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_{x''}^2} &= \frac{1}{n_o^2} \\ \frac{1}{n_{y''}^2} &= \frac{1}{n_o^2} - r_{41}E \\ \frac{1}{n_{z''}^2} &= \frac{1}{n_o^2} + r_{41}E \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

Comme dans le cas du GaAs (100), la grandeur de l'effet électro-optique est très faible, alors il est possible d'écrire les indices de réfraction dans le repère des nouveaux

axes principaux  $O_{x''y''z''}$  :

$$\begin{aligned} n_{x''} &= n_o \\ n_{y''} &\sim n_o + r_{41}E \\ n_{z''} &\sim n_o - r_{41}E \end{aligned} \tag{B.24}$$

Dans ce nouveau repère, le champ électrique appliqué s'écrit

$$\vec{E} = \frac{\sqrt{2}}{2} E (\hat{y}'' + \hat{z}''). \tag{B.25}$$

Le système d'équations B.24 montre que l'effet du champ électrique sera observé dans le plan  $y''z''$ . D'autre part, l'équation B.25 montre que, dans ce nouveau système d'axes, le champ électrique appliqué est aussi dans le plan  $y''z''$ . Cette configuration est optimale pour un faisceau sonde se déplaçant selon l'axe  $x$ , donc perpendiculaire au champ électrique.

Ainsi, pour le type de dispositifs où le faisceau de détection est parallèle au champ électrique appliqué, il est préférable d'utiliser le GaAs (100).

# Annexe C

## Soudure de surfaces parallèles

Cette annexe présente une procédure élaborée afin de contrer un problème technique de taille : la manipulation d'échantillons de GaAs très minces. Afin de diminuer le risque de briser les échantillons devenus extrêmement fragiles après l'amincissement, il s'avère plus prudent de les coller sur des substrats de silicium plus épais. De plus, étant donnée la structure microruban des échantillons (voir section 3.1), le contact doit être conducteur ; cela ajoute une difficulté supplémentaire.

### C.1 Problématique

Les deux façons conventionnelles de coller deux substrats plans ensemble avec un contact conducteur sont les suivantes : la colle époxy conductrice et la laque d'argent. Cependant, l'un et l'autre de ces substances ont des caractéristiques empêchant leur utilisation dans ce cas précis. En effet, la colle époxy conductrice contenant des particules d'argent est très visqueuse. La pression nécessaire pour mettre l'échantillon en place entraînerait à coup sûr des brisures à l'échantillon de GaAs aminci. D'autre part, la laque d'argent est soluble dans l'acétone et ce solvant doit être utilisé dans une étape subséquente de fabrication de l'échantillon.

Une soudure à l'indium, un peu plus complexe, permet de s'affranchir de ces problèmes. L'indium étant un métal assez mou, il ne risque pas d'appliquer de fortes contraintes sur l'échantillon mince (et donc de le casser) lors de sa solidification. Aussi, la température

de fusion de ce métal est assez basse, soit  $156,6^{\circ}\text{C}$ <sup>1</sup>, ainsi l'échantillon n'a pas à supporter des températures trop élevées pendant la procédure de soudure. D'autre part, contrairement à la laque d'argent qui est soluble dans l'acétone, l'indium n'est pas détérioré par les différents solvants utilisés lors de la fabrication.

## C.2 À propos de la soudure à l'indium

*Note : Les informations contenues dans ce paragraphe sont tirées du site web de l'Indium Corporation of America : [www.indium.com](http://www.indium.com).*

Il est important que les différentes pièces à souder restent immobiles pendant la solidification de la soudure, car cela pourrait résulter, par exemple, en une plus grande résistance électrique du contact. D'autre part, l'utilisation d'un flux<sup>2</sup> permet d'éliminer les oxydes formés à la surface des métaux, mouillant bien les pièces à joindre. De plus, il est conseillé de chauffer à une température de  $30^{\circ}\text{C}$  à  $50^{\circ}\text{C}$  supérieure à la température de liquéfaction du matériau utilisé pour la soudure. Aussi, le temps pendant lequel ce matériau est fondu doit rester le plus court possible. Il va de soi que, si la température est davantage augmentée, le métal restera liquide plus longtemps ; il s'agit donc de trouver un compromis entre ces deux derniers points.

## C.3 Montage expérimental

Le montage utilisé est illustré à la figure C.1. L'échantillon<sup>3</sup> est placé sur un bloc renfermant un élément chauffant. Cet élément chauffant est branché à une source de tension variable. Un thermocouple, relié à un indicateur de température, est aussi déposé sur le bloc. Il est donc possible de connaître la température de ce dernier, et donc d'avoir une approximation de la température de l'indium dans l'échantillon. L'échantillon est surmonté d'un petit poids de laiton (d'une masse d'environ 10 g) qui est utilisé pour

---

<sup>1</sup>[www.webelements.com](http://www.webelements.com)

<sup>2</sup>Plusieurs substances, présentées sous diverses formes, peuvent jouer le rôle de flux lors d'une soudure. Le choix à faire dépend de la nature et de la forme des matériaux à souder entre eux, de la substance utilisée pour effectuer la soudure, etc.

<sup>3</sup>Pour ce qui est de la disposition des divers éléments formant l'échantillon lui-même, voir section C.4.

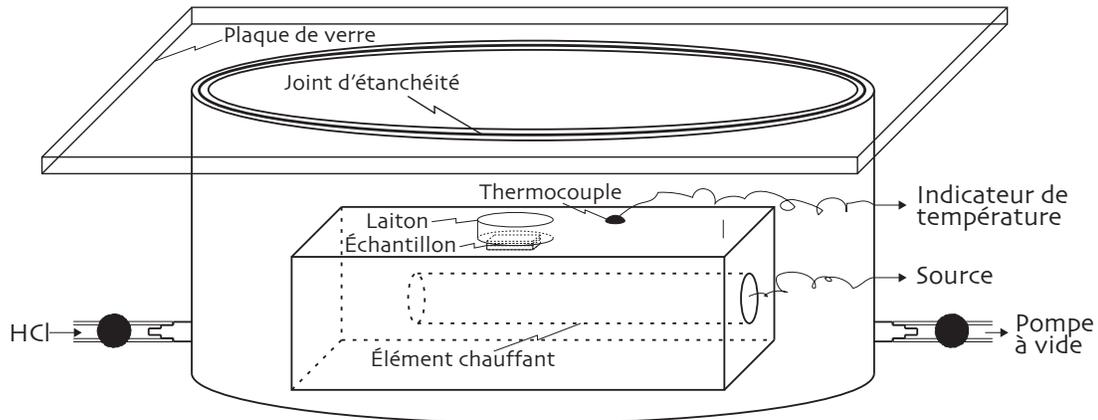


FIGURE C.1 – Schéma du montage utilisé pour la soudure à l'indium

assurer l'application d'une tension uniforme sur la surface de l'échantillon, en particulier pendant l'introduction du flux dans la chambre.

Le bloc est placé dans une chambre hermétique, fermée à l'aide d'un joint d'étanchéité et d'une plaque de verre. La chambre possède deux entrées : une reliée à une pompe à vide et l'autre à un Erlenmeyer contenant quelques gouttes de HCl. La pompe assure un vide dans la chambre pendant tout le procédé, ce qui évite l'oxydation des surfaces. En ouvrant la valve menant au contenant de HCl, des vapeurs pénètrent dans la chambre et agissent comme flux.

## C.4 Disposition de l'échantillon

Tel que mentionné à la section 3.2.2, une couche de métal doit d'abord être déposée sur chacune des deux surfaces qui seront mises en contact, soit le dos de l'échantillon de GaAs et la face du substrat de Si (voir figure C.2), .

L'indium servant à la soudure est une boule, écrasée à l'aide d'une presse mécanique, jusqu'à une épaisseur de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$ . Tout d'abord, la boule d'indium est placée entre deux morceaux d'acétate, entre des plaques parallèles, dans la presse. Les plaques parallèles, plus propres et plus lisses que la presse elle-même, permettent d'obtenir un

morceau d'indium dont la surface est en meilleure condition. D'autre part, tel que mentionné plus tôt, la température de fusion de l'indium est assez basse. Or, lors de l'aplatissement, l'indium chauffe un peu. Ainsi, les morceaux d'acétate ont pour rôle d'éviter que le morceau d'indium se soude avec les plaques parallèles. Il suffit alors de couper la taille d'indium désirée, à l'aide d'un scalpel, par exemple.

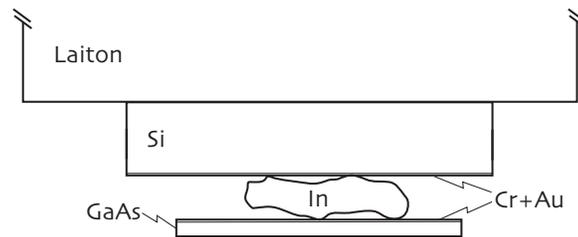


FIGURE C.2 – Schéma des différentes parties de l'échantillon lors de la soudure à l'indium

L'échantillon mince de GaAs est placé directement sur le bloc renfermant l'élément chauffant, surmonté de l'indium, du Si, puis du poids de laiton (voir figure C.2<sup>4</sup>). La présence du poids de laiton assure qu'une pression suffisante soit appliquée sur l'indium lorsqu'il fond, de sorte à ce qu'il s'étale en une fine couche. Finalement, la raison pour laquelle l'échantillon mince de GaAs se trouve directement sur le bloc est que la distance séparant l'indium du bloc est plus faible que si le Si avait été placé en dessous. Cela permet à l'indium de chauffer plus rapidement.

## C.5 Résultats

Avec un morceau d'indium d'une épaisseur de  $240 \mu\text{m}$ , nous avons obtenu les résultats suivants, relativement à l'épaisseur finale de la soudure :

- en largeur, une différence de  $0,03 \text{ mm}$  sur une distance de  $7,32 \text{ mm}$ , ce qui correspond à un angle de  $0,23^\circ$  ;
- en longueur, une différence de  $0,03 \text{ mm}$  sur une distance de  $8,47 \text{ mm}$ , ce qui correspond à un angle de  $0,20^\circ$ .

<sup>4</sup>Attention, le schéma n'est pas fait à l'échelle.

Un angle de l'ordre de un cinquième de degré est satisfaisant pour l'application souhaitée.

# Bibliographie

- [1] M. Nagel, F. Richter, P. Haring-Bolivar, et H. Kurz. *A functionalized THz sensor for marker-free DNA analysis. Physics in Medicine and Biology* **48**(22), 3625–36 (2003).
- [2] B.H. Kolner et D.M. Bloom. *Electrooptic sampling in GaAs integrated circuits. IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-22**(1), 79–93 (1986).
- [3] D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, et P.R. Smith. *Proceedings of the Topical Meeting*, 2–8, Lake Tahoe, NV, USA (1985).
- [4] L. Desplanques, J.F. Lampin, et F. Molloy. *Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs. Applied Physics Letters* **84**(12), 2049–51 (2004).
- [5] F. Ganikhanov, G.-R. Lin, W.-C. Chen, C.-S. Chang, et C.-L. Pan. *Subpicosecond carrier lifetimes in arsenic-ion-implanted GaAs. Applied Physics Letters* **67**(23), 3465–7 (1995).
- [6] F.W. Smith, H.Q. Le, V. Diadluk, M.A. Hollis, et A.R. Calawa. *Picosecond GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors. Applied Physics Letters* **54**(10), 890–2 (1989).
- [7] M. Mikulics, X. Zheng, R. Adam, R. Sobolewski, et P. Kordos. *High-speed photoconductive switch based on low-temperature GaAs transferred on SiO<sub>2</sub>-Si substrate. IEEE Photonics Technology Letters* **15**(4), 528–30 (2003).
- [8] X. Zheng, Y. Xu, R. Sobolewski, R. Adam, M. Mikulics, M. Siegel, et P. Kordos. *Femtosecond response of a free-standing LT-GaAs photoconductive switch. Applied Optics* **42**(9), 1726–31 (2003).
- [9] J.-H. Son, H.-H. Wang, J.F. Whitaker, et G.A. Mourou. *Picosecond pulse propagation on coplanar striplines fabricated on lossy semiconductor substrates : modeling and experiments. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **41**(9), 1574–80 (1993).
- [10] J.F. Holzman, F.E. Vermeulen, et A.Y. Elezzabi. *Ultrafast photoconductive self-switching of subpicosecond electrical pulses. IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**(2), 130–6 (2000).

- [11] M. B. Ketchen, D. Grischkowsky, T.C. Chen, C.-C. Chi, I.N. Duling, N.J. Halas, J.-M. Halbout, J.A. Kash, et G.P. Li. *Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines*. *Applied Physics Letters* **48**(12), 751–3 (1986).
- [12] K. Yang, L.P.B. Katehi, et J.F. Whitaker. *Electro-optic field mapping system utilizing external gallium arsenide probes*. *Applied Physics Letters* **77**(4), 486–8 (2000).
- [13] U.D. Keil et D.R. Dykaar. *Ultrafast pulse generation in photoconductive switches*. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**(9), 1664–70 (1996).
- [14] M.Y. Frankel, J.F. Whitaker, G.A. Mourou, et J.A. Valdmanis. *Experimental characterization of external electrooptic probes*. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* **1**(3), 60–2 (1991).
- [15] J.L. Freeman, S.K. Diamond, H. Fong, et D.M. Bloom. *Electro-optic sampling of planar digital GaAs integrated circuits*. *Applied Physics Letters* **47**(10), 1083–4 (1985).
- [16] G.A. Mourou et K.E. Meyer. *Subpicosecond electro-optic sampling using coplanar strip transmission lines*. *Applied Physics Letters* **45**(5), 492–4 (1984).
- [17] D. M. Pozar. *Microwave Engineering*. Wiley, 3e edition (2005).
- [18] K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, et P. Bhartia. *Microstrip lines and slotlines*. Artech House, Norwood, 2e edition (1996).
- [19] D. Sénéchal. *Ondes électromagnétiques*. Sherbrooke (2002).
- [20] S. Huard. *Polarisation de la lumière*. Masson, Paris (1993).
- [21] A. Yariv et P. Yeh. *Optical waves in crystals : propagation and control of laser radiation*. Wiley, New York (1984).
- [22] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 4e edition (2002).
- [23] B. C. Wandell. *Transmission Line Design Handbook*. Artech House, Boston (1991).
- [24] S.E. Ralph et D.R. Grischkowsky. *Trap-enhanced electric fields in semi-indulators : The role of electrical and optical carrier injection*. *Applied Physics Letters* **59**(16), 1972–4 (1991).
- [25] B. G. Streetman et S. Banerjee. *Solid State Electronic Devices*. Prentice Hall, 5e edition (2000).