



**HAL**  
open science

# Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique

Siham Badi

► **To cite this version:**

Siham Badi. Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique. Physique [physics]. Université de Savoie, 2008. Français. NNT: . tel-00368297

**HAL Id: tel-00368297**

**<https://theses.hal.science/tel-00368297>**

Submitted on 16 Mar 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre :

# THÈSE

Présentée à  
L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

Pour obtenir le titre de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

Spécialité :  
OPTIQUE ET RADIOFRÉQUENCES

---

## Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique

---

par

**Siham BADI**

Soutenue le 16 Octobre 2008 devant la commission d'examen composée de :

M. Georges ALQUIE	Professeur à l'Université Paris 6	Rapporteur
M. Didier DECOSTER	Professeur à l'Université Lille 1	Rapporteur
M. Jean-Claude VILLEGIER	Ingénieur au CEA de Grenoble	Examineur
M. Pascal FEBVRE	Maître de Conférences à l'Université de Savoie	Directeur de thèse
M. Jean-Louis COUTAZ	Professeur à l'Université de Savoie	Co-Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'HYPERFRÉQUENCES ET DE  
CARACTÉRISATION DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE (IMEP-LAHC)



à mes parents,  
à ma famille,



# Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation dirigé successivement par Gilbert ANGENIEUX et Jean-Louis COUTAZ. Je leur exprime toute ma gratitude pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire.

Je remercie également Messieurs Georges ALQUIE et Didier DECOSTER d'avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteurs, ainsi que Jean-Claude VILLEGIER de participer au jury de cette thèse en tant qu'examinateur.

Je remercie également Pascal FEBVRE, directeur de ma thèse, et Jean-Louis COUTAZ, co-directeur de ma thèse, d'avoir assuré le suivi et le bon déroulement de mon travail de thèse. Je les remercie vivement pour les nombreux et précieux conseils qui ont permis l'accomplissement de ce travail.

Je voudrais exprimer ma gratitude à Jean-François ROUX de m'avoir soutenue dans les moments de doute et de m'avoir aidée à franchir les caps difficiles. Je tiens aussi à le remercier pour toute l'aide scientifique qu'il m'a apportée.

J'exprime ma reconnaissance à Philippe FERRARI et Jean-Marc DUCHAMP pour leurs précieux conseils.

Je suis très reconnaissante envers Anne-Laure pour son soutien et ses balades à cheval avec Ebene. Je tiens à remercier également Thierry, Anne-Laure, Mohamed et Vanessa avec qui j'ai partagé mon lieu de travail.

Je tiens à saluer la solidarité féminine au laboratoire : Fernanda, Anne, Anne-Laure et Trang.

Je ne saurais oublier l'ensemble des permanents, doctorants et stagiaires du laboratoire. Je remercie également Gwen, Jérôme, Manu, Hervé, Stéphane, Guillermo, Benjamin, Michel pour les moments passés ensemble.

Je voudrais aussi remercier Vincent GOUDARD pour son aide technique concernant la fabrication de certaines pièces pour le montage du banc expérimental.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Généralités sur l'électronique supraconductrice . . . . .	3
1.1.1	Un peu d'histoire sur les supraconducteurs . . . . .	4
1.1.2	Applications des supraconducteurs . . . . .	6
1.1.3	Les différents dispositifs à base de supraconducteurs . . . . .	7
1.1.3.1	Jonctions Josephson . . . . .	7
1.1.3.1.1	Effet Josephson continu . . . . .	7
1.1.3.1.2	Effet Josephson alternatif . . . . .	8
1.1.3.2	SQUID . . . . .	9
1.1.3.3	Les circuits numériques supraconducteurs . . . . .	9
1.1.4	Les circuits RSFQ . . . . .	10
1.1.4.1	Logique statique . . . . .	10
1.1.4.2	Logique à quantum de flux . . . . .	11
1.2	Organisation de la thèse . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Contexte scientifique et technologique</b>	<b>16</b>
2.1	Principe de diagnostic des circuits RSFQ . . . . .	16
2.2	Techniques de mesure optique . . . . .	17
2.2.1	Échantillonnage . . . . .	17
2.2.1.1	Ancêtre de l'échantillonnage . . . . .	17
2.2.1.2	Principes de base de la mesure par échantillonnage . . . . .	18
2.2.1.3	L'échantillonnage en temps équivalent . . . . .	19
2.2.2	Méthode photoconductive . . . . .	20
2.2.2.1	Principe . . . . .	21
2.2.2.2	Mise en oeuvre . . . . .	22
2.2.3	Méthode électro-optique . . . . .	24

2.2.3.1	Principe . . . . .	25
2.2.3.2	Effet Pockels et propagation d'ondes lumineuses dans un milieu linéaire biréfringent . . . . .	25
2.2.3.2.1	Susceptibilité et polarisation non-linéaire pour l'effet Pockels . . . . .	28
2.2.3.3	Application au cas du tantalate de lithium ( $LiTaO_3$ ) . . .	30
2.2.3.4	Mise en oeuvre . . . . .	32
2.2.4	Effet Franz-Keldysh . . . . .	36
2.3	Les interfaces de déclenchement opto-RSFQ . . . . .	39
2.3.1	Photocommutateur supraconducteur . . . . .	39
2.3.2	Photocommutateurs semiconducteurs . . . . .	40
2.3.2.1	Les différents types de photocommutateurs . . . . .	42
2.4	Bilan et choix de la technique de mesure adaptée pour la détection de signaux RSFQ . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Théorie et Modèle</b>	<b>53</b>
3.1	Théorie des photocommutateurs . . . . .	53
3.1.1	Notions fondamentales sur les semi-conducteurs . . . . .	53
3.1.1.1	Semi-conducteurs photoélectriques . . . . .	53
3.1.1.2	Mécanismes de génération-recombinaison . . . . .	54
3.1.1.2.1	Absorption et génération des porteurs libres . . .	54
3.1.1.2.2	Processus de recombinaison . . . . .	55
3.1.1.3	Evolution du nombre de porteurs . . . . .	56
3.1.1.4	Contact métal-semiconducteur . . . . .	59
3.2	Simulation du photocommutateur rapide . . . . .	60
3.2.1	Modèle électrique . . . . .	61
3.2.2	Simplification du dispositif pour le calcul de la photo-résistance . .	62
3.2.3	Méthode de calcul et résolution numérique . . . . .	62
3.2.3.1	Calcul de la conduction des porteurs . . . . .	63
3.2.3.2	Circuit électrique . . . . .	64
3.2.4	Etude de la réponse du photocommutateur . . . . .	65
3.2.4.1	Paramètres intrinsèques et extrinsèques du photocommutateur . . . . .	65
3.2.4.2	Dynamique des porteurs photo-induits . . . . .	66
3.2.4.3	Réponse du photocommutateur . . . . .	69
3.2.4.3.1	La tension de polarisation est un signal sinusoïdal	69

<b>4</b>	<b>Etude hyperfréquence des photocommutateurs</b>	<b>75</b>
4.1	Outils hyperfréquences . . . . .	76
4.1.1	Caractérisation d'un quadripôle . . . . .	76
4.1.1.1	Paramètres $S$ . . . . .	76
4.1.1.2	Matrice $ABCD$ . . . . .	78
4.1.2	Mise en cascade de deux quadripôles . . . . .	79
4.1.3	Passage de la matrice $ABCD$ aux paramètres $S$ . . . . .	80
4.1.4	Passage des paramètres $S$ à la matrice $ABCD$ . . . . .	81
4.1.5	Application au modèle PI . . . . .	81
4.1.6	Ligne de transmission . . . . .	82
4.1.6.1	Modèle . . . . .	82
4.1.6.2	Matrice $ABCD$ . . . . .	84
4.1.6.3	Ligne coplanaire . . . . .	84
4.2	Quelques procédures de calibrage en hyperfréquence . . . . .	85
4.2.1	Calibrage OSLT (Open-Short-Load-Through) . . . . .	86
4.2.2	Calibrage TRL (Through-Reflect-Line) . . . . .	86
4.3	Analyse fréquentielle du photocommutateur . . . . .	88
4.3.1	Modèle hyperfréquence du photocommutateur . . . . .	88
4.3.2	Modèle PI . . . . .	88
4.3.3	Procédure de calcul . . . . .	91
4.3.4	Paramètres électriques $R$ , $C_g$ , $C_{p1}$ et $C_{p2}$ . . . . .	91
4.3.4.1	La résistance $R$ . . . . .	91
4.3.4.2	Les capacités $C_g$ , $C_{p1}$ et $C_{p2}$ . . . . .	94
4.4	Influence des paramètres géométriques . . . . .	97
4.4.1	Paramètres de la matrice de répartition $[S]$ . . . . .	97
4.4.1.1	Influence du gap inter-doigts $d$ . . . . .	97
4.4.1.2	Influence de la largeur $w$ et de la longueur $L$ des doigts . . . . .	102
4.4.1.3	Synthèse et conclusion . . . . .	106
4.4.2	Etude de l'influence des paramètres géométriques sur les paramètres $S$ . . . . .	106
4.4.3	Transmission du signal RSFQ . . . . .	112
4.5	Structures optimisées . . . . .	116
4.5.1	Forme interdigitée du photocommutateur . . . . .	116
4.5.2	Photocommutateur à gap . . . . .	117
4.6	Le kit de calibrage TRL . . . . .	117

4.6.1	Thru : . . . . .	119
4.6.2	Reflect : . . . . .	119
4.6.3	Line : . . . . .	119
4.7	Conclusion et idée de calcul . . . . .	120
<b>5</b>	<b>Caractérisations expérimentales</b>	<b>125</b>
5.1	Topologie des dispositifs photocommutateurs . . . . .	126
5.2	Caractérisation hyperfréquence des photocommutateurs à gap et à sillon . . . . .	126
5.2.1	Station de mesures sous pointe . . . . .	127
5.2.1.1	Station de mesures sous pointes du laboratoire . . . . .	128
5.2.1.2	Calibrage . . . . .	128
5.2.2	Mesure des paramètres $S$ . . . . .	129
5.3	Caractérisation optique des photocommutateurs . . . . .	134
5.3.1	Banc expérimental . . . . .	134
5.3.2	Mesure de courant moyen . . . . .	135
5.3.2.1	Dispositif de mesure . . . . .	135
5.3.2.2	Résultats de mesure . . . . .	136
5.3.2.2.1	Cas du photocommutateur à base d'AsGa-SI . . . . .	136
5.3.2.2.2	Etude du courant moyen autour de 0 V pour dif- férentes puissances optiques . . . . .	137
5.3.2.2.3	Etude du courant moyen pour différents photo- commutateurs . . . . .	139
5.3.3	Mesure de la réponse temporelle du photocommutateur . . . . .	140
5.3.3.1	photocommutateur VT1-c . . . . .	141
5.4	Échantillonnage du signal hyperfréquence . . . . .	142
5.4.1	Principe et objectif . . . . .	142
5.4.2	La source hyperfréquence . . . . .	143
5.4.3	Dispositif expérimental . . . . .	144
5.4.4	Caractérisation du photocommutateur à gap de $66 \mu m$ du dispositif VT1-c . . . . .	144
5.4.4.1	Mesures au TDR . . . . .	146
5.4.4.2	Échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence . . . . .	149
5.4.4.3	Influence de la puissance optique . . . . .	151
5.4.5	Échantillonnage du signal hyperfréquence par le photocommutateur à gap de $100 \mu m$ du dispositif VT1-c . . . . .	156
5.5	Conclusion . . . . .	157

<b>Conclusion</b>	<b>161</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>164</b>



# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION





# Chapitre 1

## Introduction

Actuellement, les techniques de traitement de l'information numérique sont omniprésentes dans la vie quotidienne (télécommunications, multimedia, automobile, etc) et demandent des circuits numériques fonctionnant avec des performances (densité d'intégration, rapidité, coût, etc.) de plus en plus élevées. Cela impose des critères de plus en plus sévères à toutes les fonctions de l'électronique. Depuis près de 30 ans, la technologie numérique à base de composants semiconducteurs a démontré un progrès remarquablement continu. En effet, il est possible actuellement de réaliser des circuits intégrant, sur une puce de silicium de l'ordre du centimètre carré, plusieurs dizaines de millions de transistors fonctionnant à plusieurs centaines de MHz. Néanmoins, si la réduction des dimensions des composants électroniques, axe de recherche privilégié de ces dernières années, permet la réalisation de dispositifs toujours plus complexes et rapides, cela se fait au détriment de la consommation et de la dissipation d'énergie. Là où l'électronique semiconductrice montre ses limites, l'électronique supraconductrice ouvre la voie de l'électronique ultrarapide en associant une large bande passante à une très faible dissipation pour des systèmes complexes de haute rapidité tels que des processeurs numériques fonctionnant à des fréquences d'horloge de l'ordre de 30 GHz, des convertisseurs analogiques-numériques, des commutateurs numériques à haut débit multi-Gb/s et des amplificateurs à faible bruit [Leung 1997]. Cette technologie cryogénique dépend des propriétés physiques des matériaux supraconducteurs tels que, par exemple Nb, NbN ou YBaCuO, et de l'élément de base des circuits, la jonction Josephson permettant de réaliser des architectures uniques d'efficacité et de performance sans précédent. Les circuits numériques sont basés sur la logique à quantum de flux, une technologie qui n'a pas d'homologue en électronique semiconductrice. Par leur fréquence d'horloge pouvant atteindre plusieurs dizaines de GHz et leur très faible dissipation, les circuits numériques supraconducteurs, fondés sur un principe nouveau, la logique à quantum de flux (RSFQ : Rapid Single-Flux Quantum), connaît aujourd'hui un regain d'intérêt du fait de ses performances exceptionnelles, très au delà de

celles des filières électroniques classiques (voir figure 1.1). Ces circuits RSFQ permettent

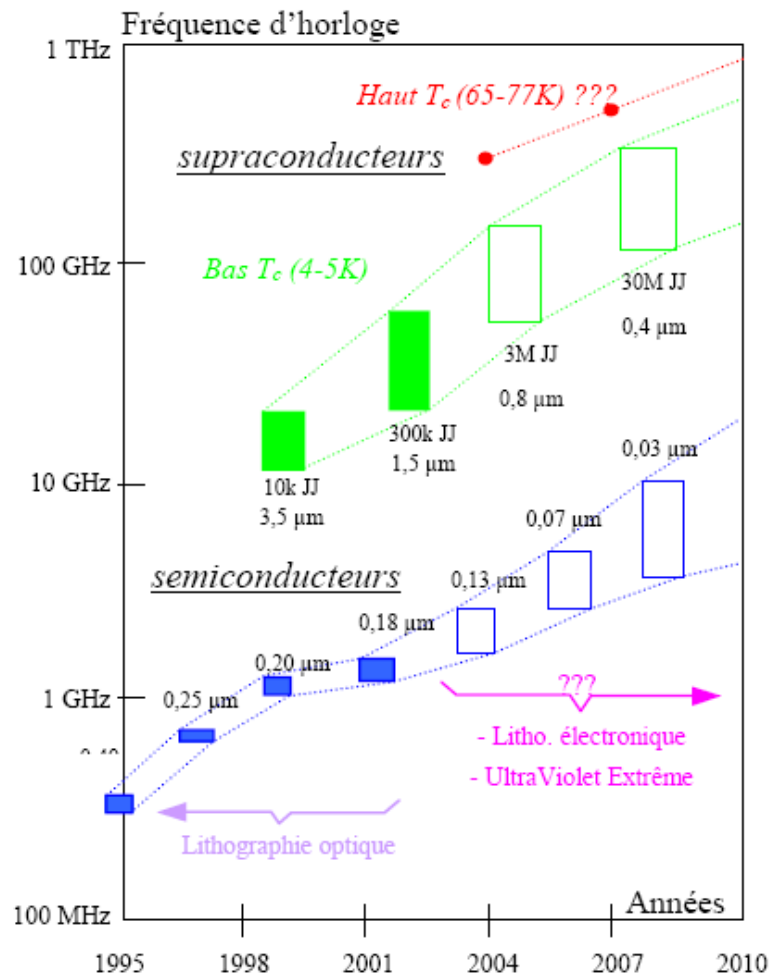


FIG. 1.1: Comparaison de la fréquence de fonctionnement de systèmes complexes (par exemple un processeur) entre l'électronique semiconductrice et l'électronique supraconductrice. Les données pour les semiconducteurs sont issues de la *National Technology Roadmap* [ITRS-net] et celles pour les supraconducteurs de [Kleinsasser 2001] (les valeurs  $X JJ$  donnent la densité d'intégration de jonctions Josephson et  $Y \mu m$  la taille minimum de la jonction utilisée pour une technologie donnée).

de transmettre les données numériques sous forme d'impulsions de tension picoseconde avec une aire quantifiée de  $2,07 mV \times ps$ , correspondant à un quantum de flux  $h/2e$  [Likharev 1991] [Mukhanov 1987] [Bunyk 2001]. Cette technologie est basée sur l'utilisation de jonctions Josephson shuntées de dimensions micrométriques ou submicrométriques.

Les systèmes de mesure classiques montrent leurs limites devant les performances des signaux à caractériser. En effet, les appareils de mesure actuels utilisant eux-mêmes des composants électroniques montrent leurs limites dès qu'il s'agit de mesurer les performances de composants encore plus rapides. De plus, la réduction des dimensions des composants ultra-rapides pose un problème de connectique avec les instruments de mesure.

Des solutions alternatives aux moyens de mesure actuels sont donc indispensables. L'une d'elles est basée sur le recours à l'optique. Depuis l'invention du laser par Maiman en 1960, les performances des lasers impulsionnels ont connu une évolution fulgurante supérieure à celle de la microélectronique puisque la durée des impulsions laser les plus courtes a diminué de neuf ordres de grandeur (impulsions de quelques microsecondes à quelques femtosecondes). On dispose aujourd'hui de sources lasers ultra-rapides commerciales délivrant des trains répétitifs d'impulsions dont la durée est inférieure à la dizaine de femtosecondes ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). Par un système de conversion optoélectronique ou électro-optique, il est possible, par une technique dite d'échantillonnage, de mesurer la réponse d'un composant électronique à une impulsion électrique picoseconde. Le spectre associé à cette impulsion s'étend jusqu'à plus de 1 THz, soit bien au-delà des capacités des méthodes de caractérisation classiques. Depuis une vingtaine d'années, plusieurs techniques optoélectroniques ont été développées mais elles nécessitent dans la plupart des cas un compromis sévère entre résolution temporelle, sensibilité et perturbation induite dans le circuit sous test. D'autre part, leur utilisation de manière courante pour la caractérisation est encore limitée par le manque de souplesse et la complexité du dispositif de mesure.

Dans ce mémoire nous allons étudier les interfaces optoélectroniques permettant de détecter et échantillonner les signaux ultra-brefs résultant de la commutation des jonctions Josephson shuntées qui composent les circuits RSFQ. Pour comprendre les différents phénomènes responsables de la génération des impulsions RSFQ, nous allons introduire quelques notions sur la supraconductivité en commençant par dresser un historique et citer les principaux phénomènes physiques "*magiques*" dans les supraconducteurs tels que l'effet Meissner. Nous décrivons ensuite l'élément de base des circuits supraconducteurs, la jonction Josephson, afin de comprendre les différentes applications de l'électronique supraconductrice.

## 1.1 Généralités sur l'électronique supraconductrice

Non seulement les supraconducteurs ont des comportements très différents d'un métal normal, mais ils ont aussi des propriétés uniques telles que la quantification du flux magnétique et l'effet Meissner. L'effet Meissner est le comportement diamagnétique du supraconducteur. Les plus importantes propriétés pour l'étude de composants en courant alternatif sont indiquées dans le tableau de la figure 1.2 [Mansour 2002].

Caractéristiques	Conducteur normal	Supraconducteur
Résistance de surface ( $R_s$ ) à 77 K et 3.7 GHz	2.2m $\Omega$ (Cu)	0.1 m $\Omega$ (YBCO)
Dépendance en fréquence de la résistance de surface	$f^{1/2}$	$f^2$
Dépendance en champ de la résistance de surface	Constante	$R_s \propto H^2$
Pénétration du champ à 77 K	Épaisseur de peau ( $\delta$ ) (Au $\sim$ 500 nm)	Longueur de pénétration ( $\lambda$ ) (YBCO $\sim$ 360 nm)
Effet Meissner	non	oui
Quantification du flux magnétique	non	oui

FIG. 1.2: Différences entre supraconducteurs et métaux normaux [Mansour 2002].

### 1.1.1 Un peu d'histoire sur les supraconducteurs



FIG. 1.3: Effet Meissner : phénomène de lévitation par répulsion magnétique .

La supraconductivité est un phénomène présent dans certains matériaux dits supraconducteurs. Il est caractérisé par l'absence de résistance électrique et l'annulation du champ magnétique à l'intérieur du matériau (effet Meissner). La supraconductivité conventionnelle se manifeste à des températures très basses, proches du zéro absolu ( $-273^\circ C$ ). Quelques techniques simples permettent de mettre en évidence le phénomène de la supraconductivité. D'abord, lorsqu'un matériau supraconducteur est parcouru par un courant continu, sa résistance se comporte comme celle d'un métal en fonction de la température. Le matériau est dit dans l'état normal. Toutefois, au-dessous d'une température précise, appelée température critique ( $T_c$ ), le matériau n'offre plus de résistance ( $R=0$ ) et il passe à l'état supraconducteur. C'est de cette façon que Heike Kamerlingh Onnes découvrit le phénomène en 1911 alors qu'il étudiait le comportement électrique de métaux très purs

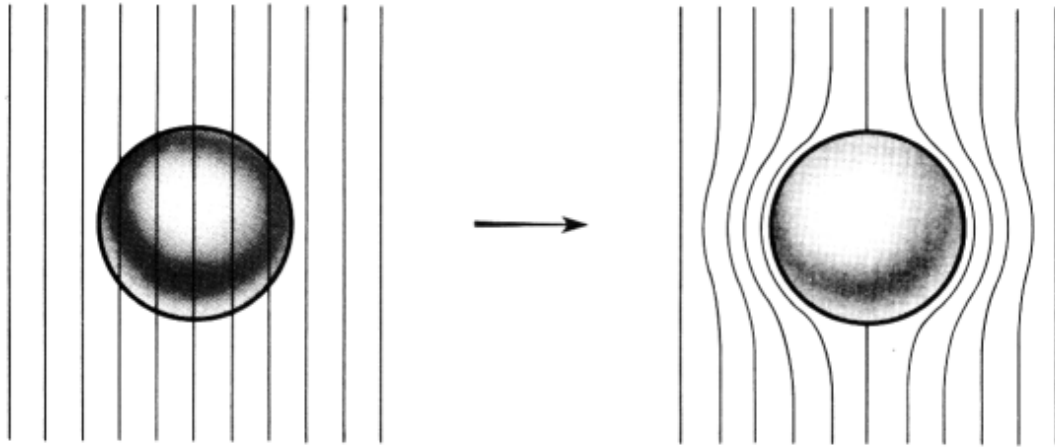


FIG. 1.4: Effet Meissner dans une sphère supraconductrice refroidie dans un champ magnétique constant en franchissant la température de transition, les lignes d'induction  $B$  sont éjectées de la sphère.

à basse température. Ayant peu auparavant réussi à liquéfier l'hélium ( $T_{He} = 4,21$  K à pression ambiante), il avait accès à des températures encore jamais atteintes. Il est connu que la résistivité des métaux diminue linéairement avec la température jusqu'à un point où elle reste généralement constante. C'est ce qu'on appelle la résistivité résiduelle due aux impuretés présentes dans le métal. Kamerlingh Onnes a choisi d'étudier la résistance du mercure dans l'hélium liquide. Le résultat était complètement inattendu : en-dessous de  $4,15$  K, la résistance tombe abruptement à zéro (figure 1.5)

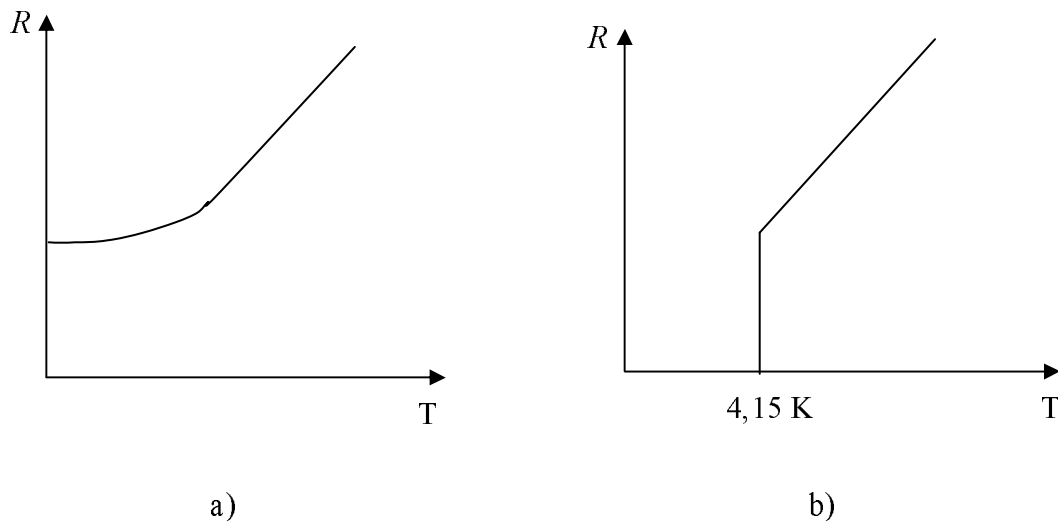


FIG. 1.5: Résistance électrique des métaux à basse température. a) conducteur normal, comme le cuivre. b) comportement supraconducteur du mercure.

La résistance nulle constitue une signature d'un supraconducteur. En 1933, Meissner et Ochensfeld découvrent un autre signe caractéristique d'un supraconducteur concernant ses propriétés magnétiques. En refroidissant un supraconducteur dans un champ magnétique constant, celui-ci écrante le champ qui le traverse en dessous de la température critique

$T_c$  (voir figure 1.3). Cet état du supraconducteur est nommé état Meissner. Dans cet état, le supraconducteur est un matériau diamagnétique parfait. Le moment magnétique du supraconducteur s'oppose au champ magnétique.

Il a fallu attendre une cinquantaine d'années pour que la physique fondamentale donne la première explication du phénomène de supraconductivité. En effet, une théorie complète de la supraconductivité a été proposée en 1957 par les chercheurs américains Bardeen, Cooper et Schrieffer (théorie BCS), qui explique la supraconductivité par la formation de paires d'électrons (paires de Cooper) sous l'effet d'une interaction attractive entre électrons résultant de l'échange de phonons avec le réseau du matériau.

### 1.1.2 Applications des supraconducteurs

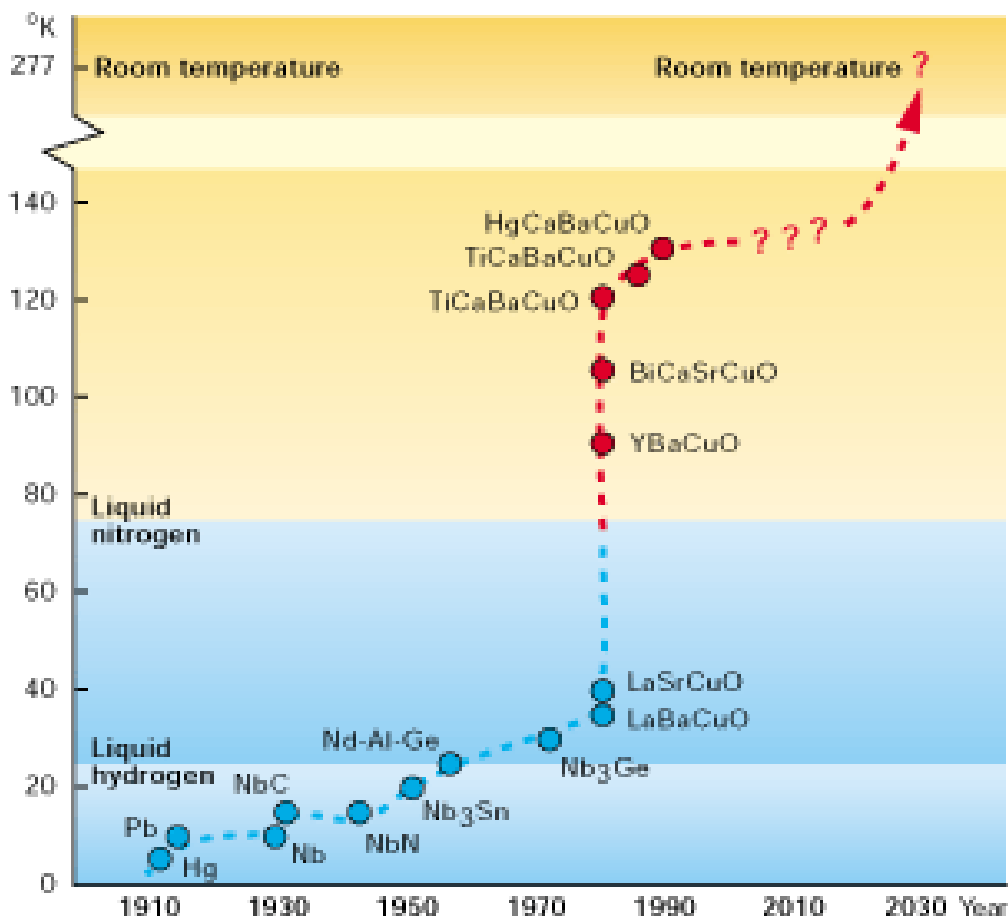


FIG. 1.6: Evolution de la température critique des supraconducteurs au cours du temps (Cortoisie de Erland Wikborg).

La découverte des supraconducteurs à haute température critique (SHTC) (ou High-Temperature Superconductors (HTS)) a ouvert de nouvelles perspectives de recherche et d'applications en supraconductivité. Si, aujourd'hui, la course à de plus hautes  $T_c$  tend à s'essouffler (voir figure 1.6) on ne désespère pas d'observer le phénomène à la température

ambiante. Grâce à une meilleure compréhension des phénomènes physiques au niveau atomique, le record de température critique ( $164\text{ K} = -109\text{ }^\circ\text{C}$ ) est atteint avec des composés au mercure sous haute pression [Gao 1994]. La figure 1.6 récapitule l'évolution au cours du temps de la température critique des matériaux supraconducteurs.

Actuellement, il existe déjà de nombreuses applications de la supraconductivité. Une des plus spectaculaires est le train à lévitation magnétique. Dans le secteur médical, les supraconducteurs sont nécessaires aux techniques telles que l'imagerie par résonance magnétique (IRM) basée sur le phénomène de résonance magnétique nucléaire (RMN). D'autres applications sont entrevues : ainsi le seul moyen de conserver indéfiniment l'énergie électrique serait son stockage sous forme magnétique dans des bobines supraconductrices.

### 1.1.3 Les différents dispositifs à base de supraconducteurs

#### 1.1.3.1 Jonctions Josephson

En 1962, le jeune doctorant Brian Josephson a ouvert une nouvelle voie pour la supraconductivité en démontrant l'existence et les caractéristiques d'un effet tunnel pouvant se produire entre deux matériaux supraconducteurs,  $S_1$  et  $S_2$ , séparés par un mince isolant (de l'ordre de nm) (voir figure 1.7). Dans un tel dispositif, baptisé "jonction Josephson", les paires de Cooper peuvent passer d'un matériau à l'autre en franchissant l'isolant même en l'absence de toute différence de tension. Bien que les paires de Cooper ne puissent pas exister dans un isolant ou un métal non-supraconducteur, si la couche qui sépare les deux supraconducteurs est suffisamment mince, les paires de Cooper, d'après la théorie BCS, peuvent traverser la barrière par effet tunnel et garder leur cohérence de phase. C'est la persistance de cette cohérence de phase qui donne lieu à l'effet Josephson [Kamper 1969].

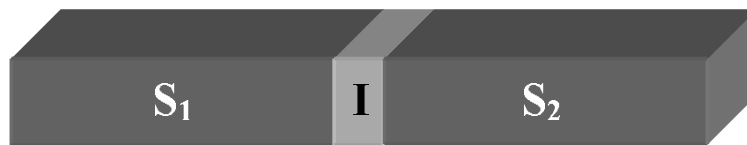


FIG. 1.7: Jonction Josephson reliant deux supraconducteurs séparés par un mince isolant.

On distingue en fait deux types d'effet Josephson, l'effet Josephson continu et l'effet Josephson alternatif.

##### 1.1.3.1.1 Effet Josephson continu

En l'absence de tension appliquée aux bornes d'une telle jonction, un courant continu, de paires de Cooper  $I$ , peut circuler dans la jonction jusqu'à une valeur critique  $I_c$ , qui

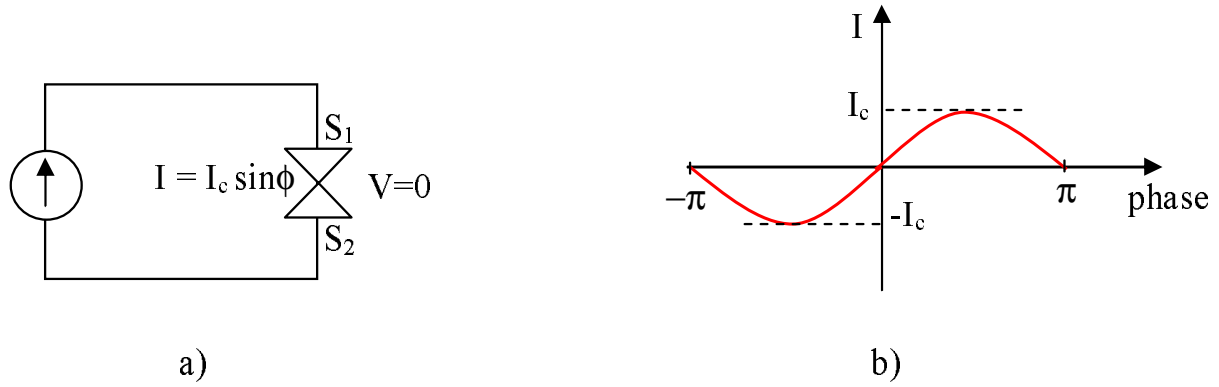


FIG. 1.8: Jonction Josephson reliant deux supraconducteurs polarisée en courant illustrant l'effet Josephson continu : a) Schéma du circuit. b) Relation sinusoïdale courant-phase de la jonction.

dépend de la géométrie, de la température et du champ magnétique (voir figure 1.8) [Kadin 1999]. Selon l'effet Josephson le courant traversant la jonction s'écrit :

$$I = I_c \sin(\Phi) \quad (1.1)$$

où  $I_c$  est le supercourant maximal ou bien le courant critique de la jonction et  $\Phi$  est une constante pour une tension nulle ( $V = 0$ ) aux bornes de la jonction. En physique quantique,  $\Phi$  est définie comme étant la différence de phase des fonctions d'onde des deux supraconducteurs constituant la jonction. L'effet Josephson continu est mis à profit dans les SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Device) pour mesurer les champs magnétiques.

### 1.1.3.1.2 Effet Josephson alternatif

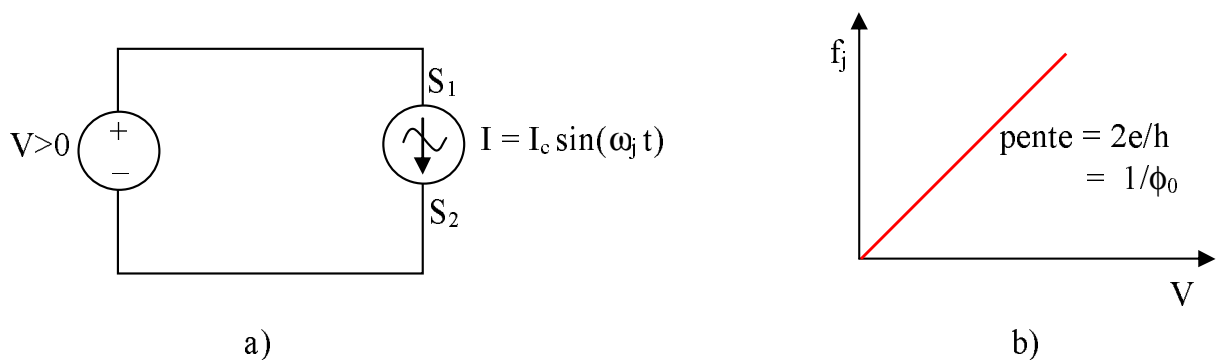


FIG. 1.9: Jonction Josephson polarisée en tension illustrant l'effet Josephson alternatif : a) Circuit équivalent, avec la jonction comme oscillateur de courant contrôlé par une tension dont l'amplitude est  $I_c$  et de pulsation  $\omega_j$ . b) Relation linéaire entre la fréquence d'oscillation et la tension appliquée, avec une pente  $= 2e/h = 1/\Phi_0 = 483,59 \text{ MHz}/\mu\text{V}$ .

Si une tension continue  $V$  est appliquée aux bornes de la jonction (voir figure 1.9), le courant de paires qui traverse cette dernière oscille à une fréquence qui dépend uniquement



de la tension appliquée et des constantes fondamentales :  $e$  la charge de l'électron et  $h$  la constante de Planck. En effet lorsqu'on applique une tension non nulle ( $V > 0$ ) aux bornes de la jonction,  $\Phi$  dépend de la tension à travers la jonction selon la relation suivante [Kadin 1999] :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V \quad (1.2)$$

d'où  $\Phi = 2eVt/\hbar$ , ce qui donne un courant alternatif :

$$I = I_c \sin(\omega_j t) \quad (1.3)$$

qui oscille à la fréquence Josephson :

$$f_j = \frac{\omega_j}{2\pi} = \frac{2eV}{h} = \frac{V}{\Phi_0} \quad (1.4)$$

La fréquence d'oscillation est donc liée à la tension DC à travers la jonction par une relation linéaire (voir figure 1.9-b). Ce courant alternatif est associé à l'effet Josephson alternatif.

### 1.1.3.2 SQUID

Le SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) continu (DC SQUID) (voir figure 1.10) est composé de deux jonctions Josephson en parallèle reliées par une liaison supraconductrice. Mettant en jeu les interférences quantiques à travers la boucle, un champ magnétique, même infinitésimal, imposé au centre de la boucle provoque l'apparition d'un signal électrique dans cette dernière. Le SQUID constitue le système de détection magnétique le plus sensible possédant une résolution qui peut attendre quelques femto-Teslas ( $< 10 fT$  pour LTS DC Squid [Kadin 1999]). Il existe aussi un SQUID composé d'une seule jonction dans une boucle supraconductrice. C'est un SQUID radio-fréquence noté SQUID rf ou SQUID ac. L'extrême sensibilité des SQUIDs au champ magnétique permet d'imaginer leur utilisation en médecine, en particulier dans les domaines de l'imagerie neurologique par magnéto-encéphalographie (champ typique :  $0,1 - 1 pT$ ) et de la cardiologie (champ typique :  $1 - 100 pT$ ). Il existe aussi des applications importantes dans le domaine de la métrologie et des sciences physico-chimiques.

### 1.1.3.3 Les circuits numériques supraconducteurs

Les propriétés singulières des jonctions Josephson et des phénomènes d'interférence magnétique quantique ont, en outre, ouvert la voie à une révolution potentielle de l'informatique supraconductrice. En effet les circuits SFQ (Single Flux Quantum), basés sur des jonctions Josephson, se comportent comme une nouvelle génération d'interrupteurs

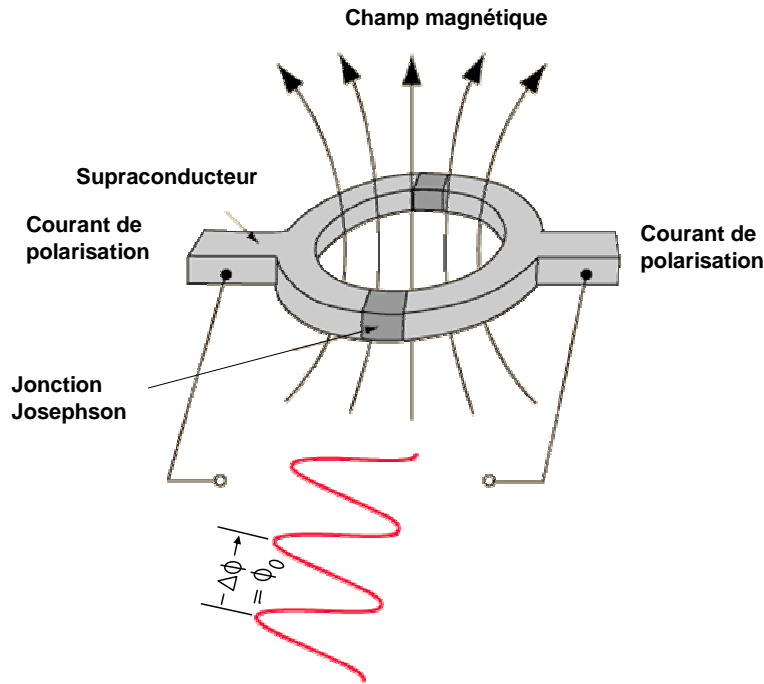


FIG. 1.10: Représentation du Squid.

logiques dont le temps de réaction est de l'ordre de la picoseconde. Par ailleurs, par l'absence de résistance dans un circuit supraconducteur, les lignes de transmission supraconductrices basées sur les jonctions Josephson permettent de véhiculer les signaux avec une dissipation très faible. On trouve ainsi toute une liste de composants permettant de réaliser des opérations de la logique combinatoire.

## 1.1.4 Les circuits RSFQ

### 1.1.4.1 Logique statique

Avant l'apparition de la jonction Josephson, coeur de tout composant logique supraconducteur actuel, les dispositifs supraconducteurs logiques (par exemple le cryotron [Buck 1956] [Brennemann 1960] [Matisoo 1968]) mettaient à profit le changement de phase supraconducteur/normal, permettant ainsi de commuter entre un état faiblement résistif (normal) et un état supraconducteur. De tels composants n'ont jamais débouché sur des applications concrètes du fait des principes thermiques intrinsèques mis en jeu limitant les vitesses de commutation. Au début des années 80, apparut une famille de composants logiques, dénommée logique à maintien (latching logic), qui utilisait la commutation d'une jonction Josephson présentant un effet d'hystérésis (voir figure 1.11). Cet hystérésis, nécessaire pour le maintien des états logiques, nécessitait cependant la remise à zéro périodique (et pendant un certain temps) du courant de polarisation de la jonction, ce qui limitait intrinsèquement la fréquence d'horloge des composants aux alentours du GHz. Cette tech-

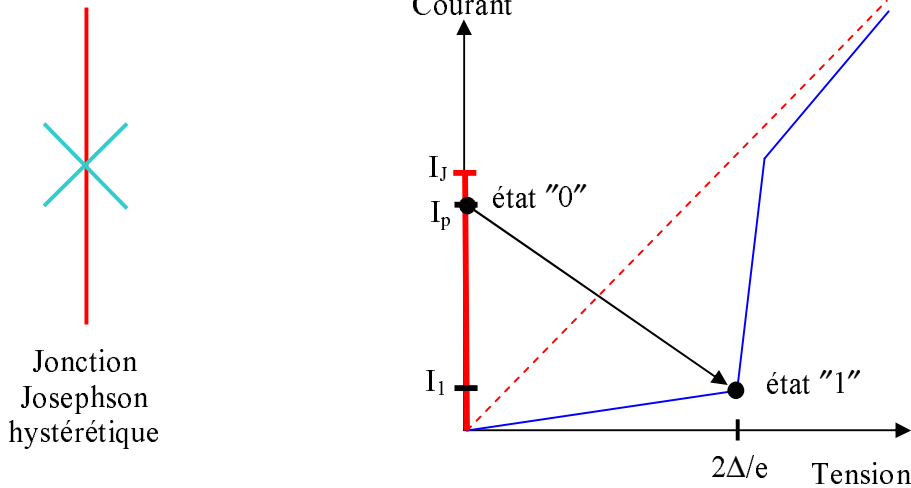


FIG. 1.11: Caractéristique I-V hystérétique d'une jonction Josephson ou jonction SIS (Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur) montrant le principe de fonctionnement de la logique à maintien fondée sur l'utilisation de ces jonctions [Likharev 1991].

nologie ne perça donc pas et le choix technique, qui consistait à imiter les composants semiconducteurs, en codant les états logiques par des tensions, fut remis en cause puis abandonné.

#### 1.1.4.2 Logique à quantum de flux

La logique Rapid Single Flux Quantum ou RSFQ fit alors son apparition. Elle est fondée sur l'utilisation de jonctions Josephson shuntées, donc non hystérétiques, et met à profit, comme son nom l'indique, leur comportement dynamique et quantique (figure 1.12). La figure 1.12 montre que lorsque le courant de polarisation  $I_p$  atteint le courant critique Josephson  $I_j$  de la jonction, une impulsion de tension, liée à l'effet Josephson alternatif, est générée aux bornes de la jonction. Par convention, on définit l'état logique 1 par la présence d'une impulsion durant la période du signal d'horloge et l'état 0 par l'absence d'une impulsion durant la période du signal d'horloge.

Dans les composants RSFQ ce n'est pas un niveau statique de tension qui code l'information, mais la présence ou l'absence d'un quantum de flux magnétique (fluxon)  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ . La cellule élémentaire RSFQ est constituée d'une boucle supraconductrice fermée par une jonction et shuntée par une résistance. Chaque variation d'un quantum de flux dans la boucle (fluxon entrant ou sortant de la boucle) induit une impulsion de tension aux bornes de la jonction, dont la valeur de l'intégrale temporelle est égale à  $\Phi_0$  soit  $2,07 \text{ mV} \times \text{ps}$ . La durée et donc l'amplitude de cette impulsion dépendent de la barrière isolante de la jonction et du matériau qui la compose. Le traitement des données revient donc à manipuler des impulsions de tensions résultant du transfert de

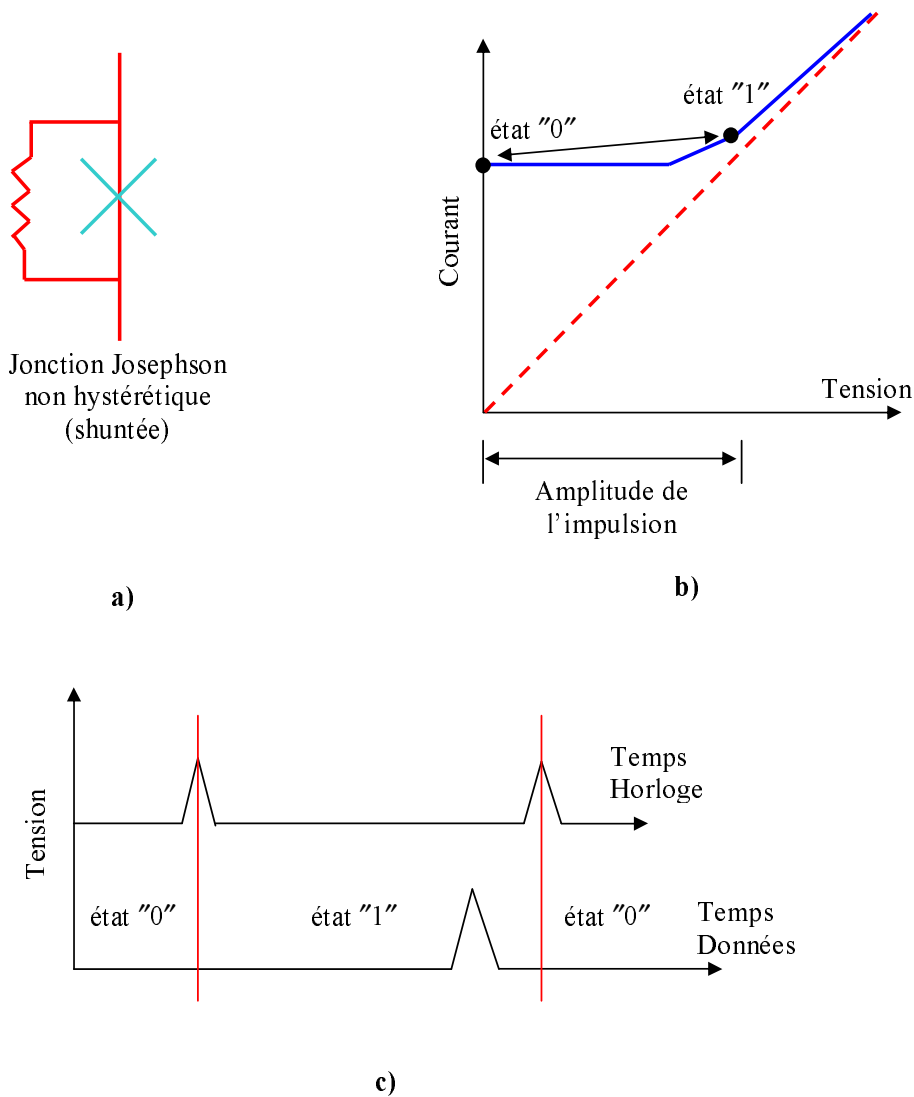


FIG. 1.12: a) Dispositif RSFQ basé sur une jonction Josephson shuntée par une résistance. b) Caractéristique I-V résultante du circuit. c) principe de fonctionnement de la logique RFSQ fondé sur l'utilisation d'une jonction Josephson shuntée avec une caractéristique I-V non hystérétique. [Likharev 1991].

quanta de flux, avec comme avantage que l'énergie dissipée lors du transfert d'un quantum de flux est indépendante de l'amplitude de l'impulsion et, est égale à  $I_j \times \Phi_0$  : soit pour un courant critique Josephson de  $100 \mu A$ , une énergie de  $2 \times 10^{-19} J$  ; ce qui est 5 ordres de grandeur plus faible que pour les semiconducteurs [Likharev 1991].

## 1.2 Organisation de la thèse

Ce mémoire s'organise de la façon suivante :

Le chapitre 2 expose le principe de diagnostic des circuits RSFQ et les différentes techniques existantes utilisées pour la caractérisation de composants électroniques rapides. Ces méthodes sont temporelles et optiques.

Le chapitre 3 détaille une étude théorique dans le domaine temporel des réponses des différents dispositifs expérimentaux de diagnostic ainsi qu'un bref rappel sur des notions de base d'hyperfréquence : quadripôles, paramètres S, matrice de chaîne et méthodes de calibrage.

Le chapitre 4 présente une analyse théorique, et les simulations associées, des dispositifs photocommutateurs dans le domaine fréquentiel afin d'optimiser leur sensibilité. Une étude paramétrique des coefficients de transmission et de réflexion à haute fréquence ( $0 - 40GHz$ ) est effectuée. L'impact des différents paramètres géométriques sur la sensibilité et le contraste des photocommutateurs est ainsi déterminé.

Le chapitre 5 présente les différents résultats expérimentaux dans le domaine temporel et fréquentiel. Des mesures de signal sinusoïdal à haute fréquence par échantillonnage optique ont été effectuées. Des mesures de la caractéristique  $I(V)$  du photocommutateur sont également présentées dans ce chapitre.

## CHAPITRE 2

# CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET TECHNOLOGIQUE



# Chapitre 2

## Contexte scientifique et technologique

La logique rapide à quantum de flux RSFQ (Rapid Single Flux Quantum), basée sur la représentation d'un bit numérique par un quantum de flux magnétique  $\Phi_0$  ( $\Phi_0 = 2,07 \text{ mV} \times \text{ps}$ ) dans la boucle supraconductrice, peut associer une rapidité de plusieurs dizaines à centaines de GHz avec une dissipation de puissance extrêmement faible (de l'ordre de  $10^{-18}$  Joule/bit). Elle nécessite une technologie de fabrication très simple [Bunyk 2001] [Likharev 1991], ce qui est un atout. Afin de caractériser les performances des circuits RSFQ et véhiculer ces signaux à température ambiante, il faut des interfaces entre le système cryogénique comportant ces circuits et le milieu externe. Puisque les signaux RSFQ présentent une faible durée, de l'ordre de quelques picosecondes, et une très faible amplitude en tension, de l'ordre de  $0,2 \text{ mV}$ , les techniques et composants optoélectroniques semblent convenir pour caractériser ces signaux.

Dans ce chapitre, nous proposons un schéma général présentant le principe de diagnostic des circuits RSFQ dans un premier temps. Ensuite nous faisons un rappel du principe d'échantillonnage afin d'appuyer son utilité pour mesurer des signaux rapides et répétitifs. Nous exposons les différents techniques d'échantillonnage optique permettant de mesurer des signaux émis ou propagés dans l'espace libre ou en guide d'onde. Après une présentation des différents types d'interfaces utilisées pour les circuits RSFQ à l'entrée et à la sortie, nous dressons un bilan permettant de justifier la méthode adoptée pour notre étude.

### 2.1 Principe de diagnostic des circuits RSFQ

Le principe utilisé dans notre étude pour diagnostiquer les performances des circuits RSFQ repose sur l'utilisation d'un laser femtoseconde Titane dopé saphir d'une longueur d'onde de  $800 \text{ nm}$  délivrant des impulsions de durée  $100 \text{ fs}$  à un taux de répétition de  $75,5 \text{ MHz}$ . Le faisceau est divisé en deux (figure 2.1) : le premier, appelé signal pompe,



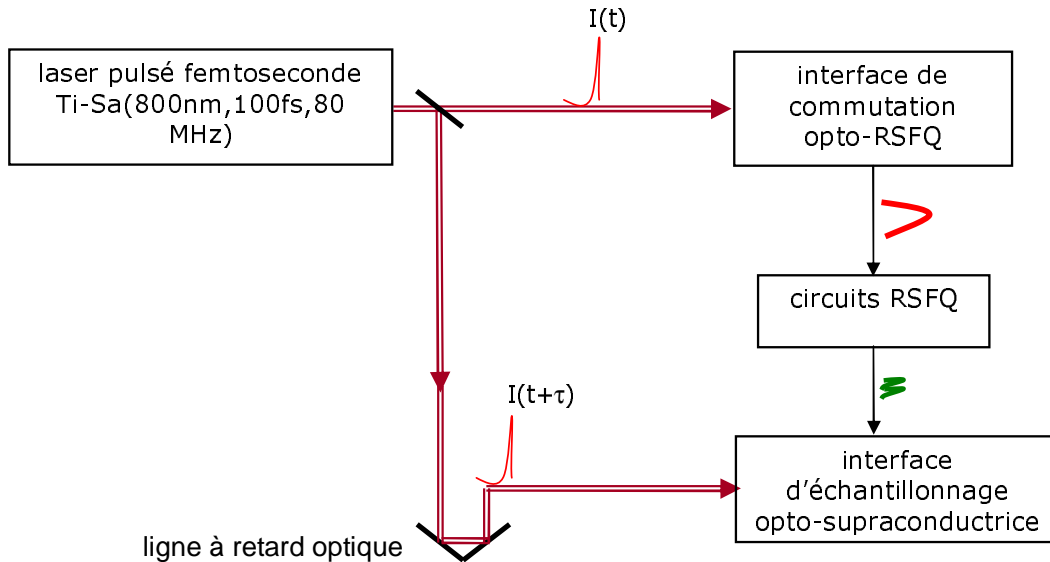


FIG. 2.1: Principe de diagnostic des circuits RSFQ

permet de déclencher les impulsions RSFQ via des interfaces opto-RSFQ (photocommutateur semiconducteur ou supraconducteur). Le deuxième faisceau, appelé signal sonde, retardé par rapport au signal pompe grâce à une ligne à retard optique, permet de "lire" les impulsions de tension. On reconstitue la forme temporelle des signaux issus des circuits RSFQ par échantillonnage optique, comme expliqué plus loin.

## 2.2 Techniques de mesure optique

### 2.2.1 Échantillonnage

L'échantillonnage est une technique de mesure de signaux répétitifs à l'aide de détecteurs " lents ", basée sur la transposition de l'échelle de temps réel vers une échelle de temps équivalent.

#### 2.2.1.1 Ancêtre de l'échantillonnage

L'observation d'un phénomène rapide se fait grâce à l'échantillonnage, méthode mise en oeuvre par Marey en 1893 lors de ses recherches concernant les techniques d'enregistrement des phénomènes vivants (locomotion humaine et animale). En effet, en 1882, il incorpore la photographie à ses méthodes de recherche. C'est la chronophotographie, inscription photographique des modifications de forme (mouvements) en fonction du temps. Il a inventé le fusil photographique (figure 2.2), véritable ancêtre de la caméra, qui enregistre douze images par seconde (figure 2.3). Ainsi que le chronophotographe à pellicule mobile en 1890 qui a permis la projection de ses premiers films, en 1893, permettant au chercheur

de disséquer au ralenti les différentes phases de la locomotion humaine et animale, qu'elle soit terrestre, aérienne ou aquatique.

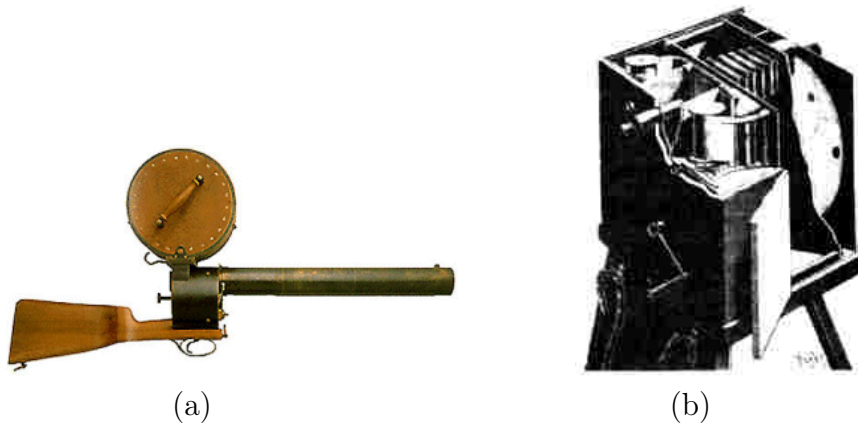


FIG. 2.2: a) Fusil photographique de Marey : il remplace le barillet d'un fusil par une plaque photographique circulaire et s'en va à la "chasse" au vol d'oiseaux. b) Vue du mécanisme du chronophotographe à pellicule mobile de 1890.

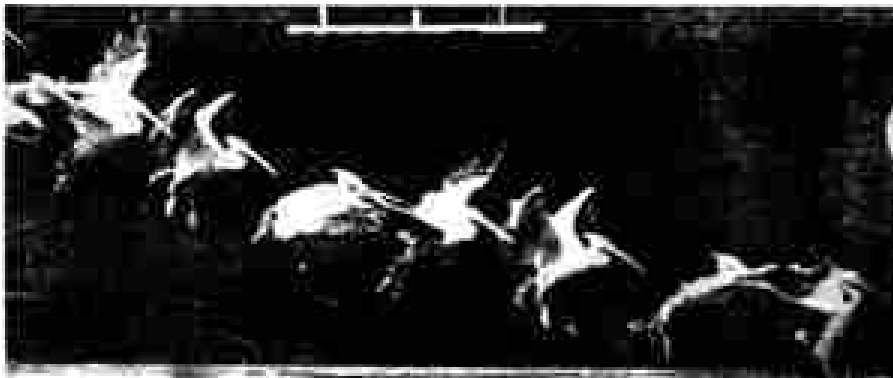


FIG. 2.3: Vol du Pélican réalisé par Marey en 1886

### 2.2.1.2 Principes de base de la mesure par échantillonnage

Actuellement on est capable de générer des signaux picosecondes et sub-picosecondes, mais il n'y a pas d'appareils de mesure capable de visualiser ces signaux en temps réel à part la caméra à balayage de fente (streak camera) pour les impulsion de lumière [Bonté 2007]. Pour s'affranchir de cela, on a recours à la méthode d'échantillonnage qui permet de reconstituer les signaux à mesurer, principalement grâce au développement du laser délivrant des impulsions ultracourtes (de l'ordre de  $100\text{ fs}$ ) à un taux de répétition élevé (typiquement  $100\text{ MHz}$ ) et remarquablement constant. On peut distinguer les mesures en "temps réel" et les mesures en temps équivalent. Les mesures en "temps réel" peuvent être réparties en deux catégories : les mesures continues et les mesures par échantillonnage. La mesure continue correspond à celle réalisée à l'aide d'un oscilloscope classique. La mesure

par échantillonnage en "temps réel" ou "monocoup" est réalisée grâce à de multiples portes d'échantillonnage réparties spatialement le long de la propagation du signal [Gerbe 1993]. Dans notre cas, nous allons nous intéresser aux mesures en temps équivalent qui offrent la possibilité, par des procédés optoélectroniques, de reconstituer des signaux répétitifs très brefs.

### 2.2.1.3 L'échantillonnage en temps équivalent

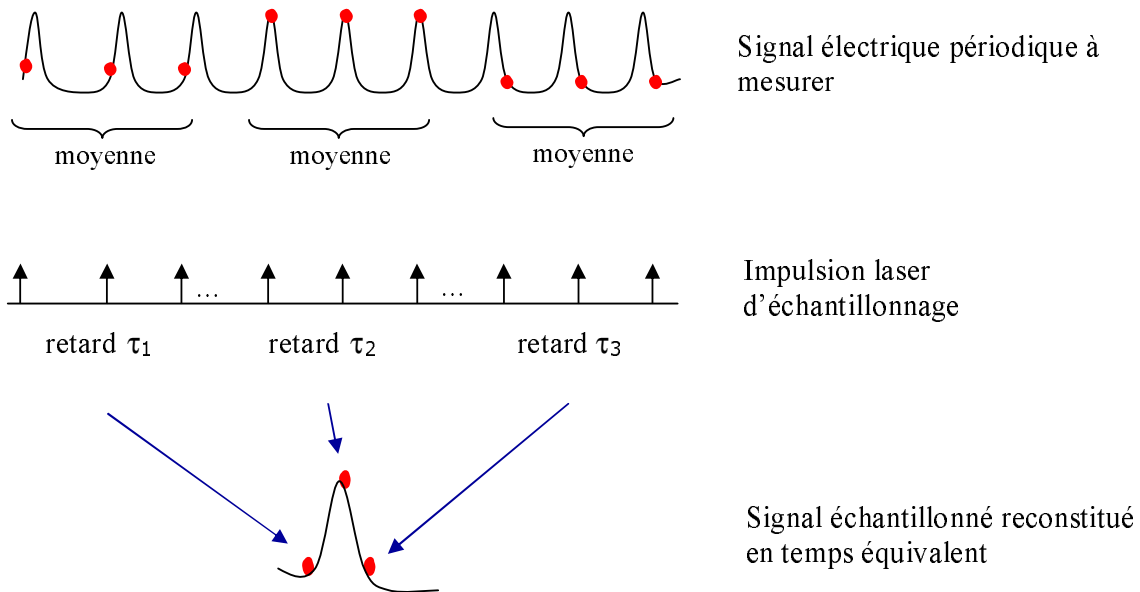


FIG. 2.4: Principe de l'échantillonnage en temps équivalent d'un signal périodique.

L'échantillonnage en temps équivalent permet d'échantillonner des signaux répétitifs très rapides à l'aide d'un système de mesure dont la bande passante est bien inférieure à celle du signal mesuré. Le principe, dans notre cas, consiste à mesurer le signal en un instant  $t$  par une impulsion optique. Cette mesure est basée sur un phénomène physique mettant en jeu l'interaction entre lumière (faisceau laser) et champ électrique (signal). Si ce signal est périodique (figure 2.4), cette mesure peut être répétée sur toutes les périodes du signal, chaque mesure étant effectuée à un instant différent. Le signal peut alors être reconstitué à partir de cette série de mesures ponctuelles. Ceci n'est possible que si le signal à mesurer est parfaitement périodique et s'il peut être synchronisé avec le signal utilisé pour la mesure. Cette synchronisation est facilement obtenue lorsque ces signaux sont tout deux déclenchés optiquement, puisqu'à partir d'un seul faisceau optique impulsionnel, qui sera divisé en deux via une lame semi réfléchissante, on déclenche le signal électrique et on le mesure.

D'une manière générale, le principe d'échantillonnage d'un signal rapide par un détecteur lent est décrit par l'équation (2.1). Le mélange du signal échantillonnant et le signal

à mesurer nécessite un système non linéaire.

$$S_{ech}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) f(t - \tau) dt \quad (2.1)$$

Où  $s(t)$  est le signal à échantillonner ou à mesurer,  $f(t)$  le signal qui échantillonne et  $S_{ech}(\tau)$  le signal échantillonné qui est fonction du retard temporel  $\tau$  entre  $f(t)$  et  $s(t)$ .

Si  $f(t - \tau)$  tend vers un peigne de Dirac  $\delta(\tau)$ , le signal  $S_{ech}(\tau)$  devient donc :

$$S_{ech}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \delta(\tau) dt = s(\tau) \quad (2.2)$$

En revanche, lorsque le signal échantillonnant n'est pas assez bref pour être assimilé à un peigne de Dirac, le signal échantillonné est alors le produit de convolution du signal réel à mesurer et du signal qui échantillonne.

En retardant l'impulsion optique dédiée à la mesure par rapport au signal à échantillonner, il est donc possible de mesurer la trace d'intercorrélation du signal électrique avec la forme de la fenêtre temporelle de la mesure et l'on reconstitue ainsi la forme temporelle du signal à analyser. Afin d'obtenir une bonne résolution temporelle le signal à mesurer est supposé quasiment invariant pendant la durée d'un point de mesure. Il est donc impératif que cette fenêtre temporelle de mesure soit très courte par rapport aux variations du signal à mesurer. Seuls des signaux "mono-coup" peuvent être mesurés sur des dispositifs comportant plusieurs portes d'échantillonnage [Armengaud-Lafarge 1996] [Gerbe 1993], déclenchées en des temps ou des positions différentes.

Le retard temporel est obtenu grâce à une ligne à retard optique dont l'incrément spatial détermine l'échelle des temps. Les mesures sont donc effectuées non pas en temps réel, mais en temps équivalent dont la correspondance se déduit de l'incrément spatial de la ligne à retard optique.

Suivant le phénomène physique mis en jeu pour échantillonner le signal par méthode optoélectronique, on peut distinguer plusieurs méthodes :

- l'échantillonnage photoconductif,
- l'échantillonnage électro-optique,
- l'échantillonnage par effet Franz-Keldysh.

## 2.2.2 Méthode photoconductive

Depuis les travaux d'Auston en 1975 [Auston 1975], différents phénomènes physiques ont été utilisés pour générer et échantillonner des signaux électriques ultra-rapides par voie optique. L'échantillonnage photoconductif est une des techniques les plus simples à mettre en oeuvre du fait que la génération et la mesure se font de la même manière.

### 2.2.2.1 Principe

Mettant en profit l'interaction photon/électron au sein d'un semiconducteur, cette méthode repose sur des considérations opto-électriques. En effet, une première impulsion interagit avec le matériau semiconducteur pour générer par photoconduction un signal électrique très rapide qui se propage ensuite le long des lignes de part et d'autre du photocommutateur (figure 2.5). Le courant moyen mesuré par l'ampèremètre, placé du côté de la charge (par opposition au côté source, où la tension de polarisation est appliquée), est dépendant de l'amplitude de l'impulsion électrique et de son taux de répétition. En

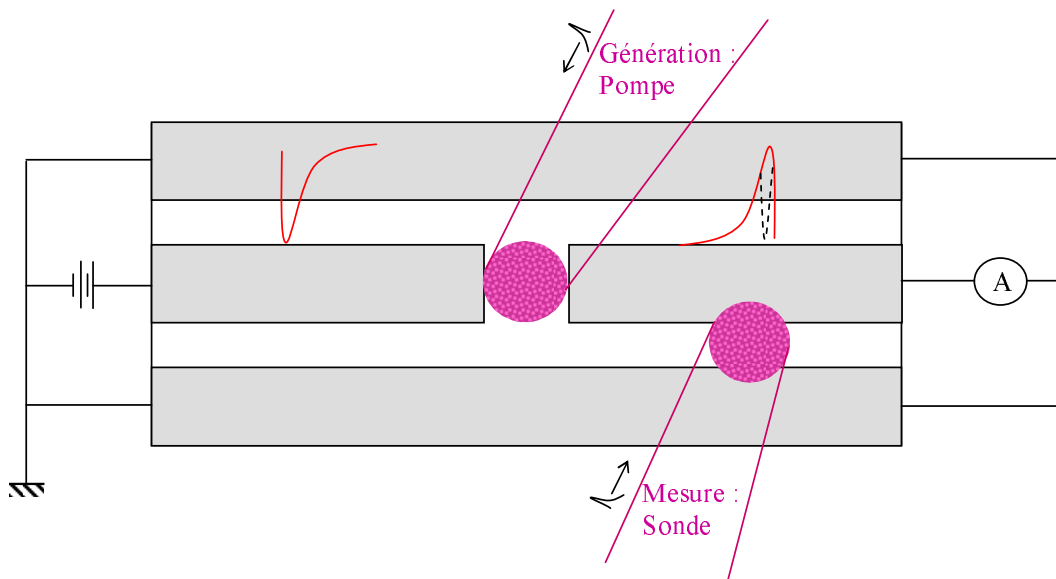


FIG. 2.5: Principe de l'échantillonnage photoconductif.

court-circuitant avec une deuxième impulsion éclairant le substrat, on réalise un contact glissant "Sliding contact" entre la ligne centrale et la masse. Lorsque le court-circuit et l'impulsion électrique se produisent au même endroit et en même temps, on extrait des charges du conducteur central et la valeur moyenne de l'impulsion diminue (figure 2.5). En retardant l'impulsion optique qui court-circuite le conducteur central et la masse par rapport à l'impulsion optique de génération, on peut alors sonder le signal électrique généré en fonction de ce retard. La représentation du courant moyen mesuré au bout de la ligne en fonction du retard optique permet de remonter à la forme temporelle du signal généré. Pour la génération, cette méthode offre une bonne résolution temporelle et elle permet de placer le point de mesure à un endroit quelconque de la ligne et permet ainsi d'observer la propagation de l'impulsion. Une alternative à cette méthode est d'utiliser le contact glissant pour générer l'impulsion et le photocommutateur pour la mesurer, cette technique présente une plus grande sensibilité [Eusèbe 2004].

### 2.2.2.2 Mise en oeuvre

En se basant sur le même principe, l'échantillonnage photoconductif permet d'échantillonner un champ THz généré par un gap photoconducteur sous l'effet d'une impulsion optique (figure 2.6). A l'aide du détecteur composé d'un dispositif identique à celui utilisé pour l'émission et retardant l'impulsion sonde par rapport à l'impulsion pompe, on peut reconstituer la forme temporelle du champ rayonné [Garet 1997]. On distingue également

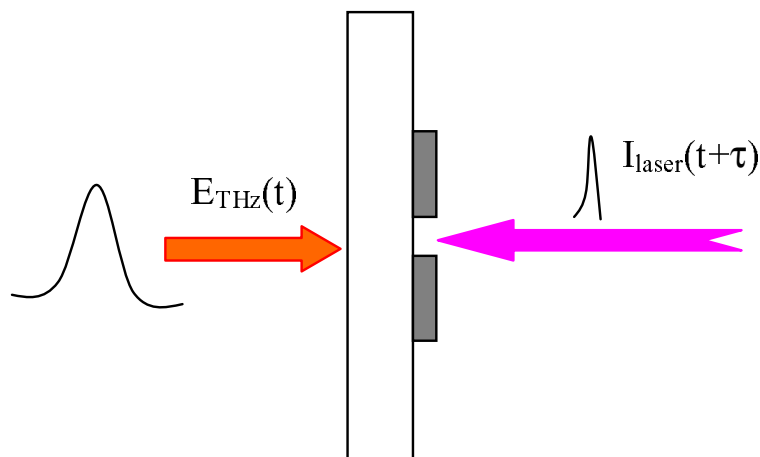


FIG. 2.6: Échantillonnage photoconductif d'un champ THz rayonné.

des techniques hybrides où le signal est généré à l'aide d'un générateur hyperfréquence pouvant être synchronisé par le laser tandis que la mesure est effectuée optiquement grâce au laser (figure 5.26). Cette mesure sera décrite plus en détail au chapitre 4 dans lequel nous effectuons des expériences d'échantillonnage photoconductif d'un signal hyperfréquence issu d'une source à verrouillage de phase. Ce système pourra être utilisé pour mesurer les impulsions RSFQ. Le circuit RSFQ sera déclenché par voie optique, afin d'assurer la synchronisation, via un photocommutateur générant un signal électrique faisant commuter le circuit RSFQ. Ensuite le signal RSFQ sera injecté à l'entrée du photocommutateur récepteur (figure 2.8). Cependant les circuits à échantillonner ne sont pas forcément déposés sur un substrat photoconducteur, il est alors nécessaire d'utiliser une sonde externe pour mesurer le signal. En 1993, Kim et al. ont réalisé une sonde photoconductive fibrée constituée d'un photocommutateur interdigité sur GaAs BT et d'une pointe métallique positionnée sur le circuit à tester. Ils ont pu échantillonner un signal avec une résolution de  $2,3 \text{ ps}$  et une sensibilité de  $4 \mu\text{V}$  [Kim 1993]. Lai et al. ont fabriqué une sonde couplée avec une fibre optique intégrant un préamplificateur JFET ( figure 2.9) qui permet d'avoir une sensibilité de  $15 \text{ nV}$  [Lai 1996] [David 1998] [Weiss 1999]. Ces méthodes sont relativement perturbatrices car elles prélèvent des charges sur le circuit à mesurer. Afin de minimiser cette perturbation, Hwang et al. ont construit une sonde

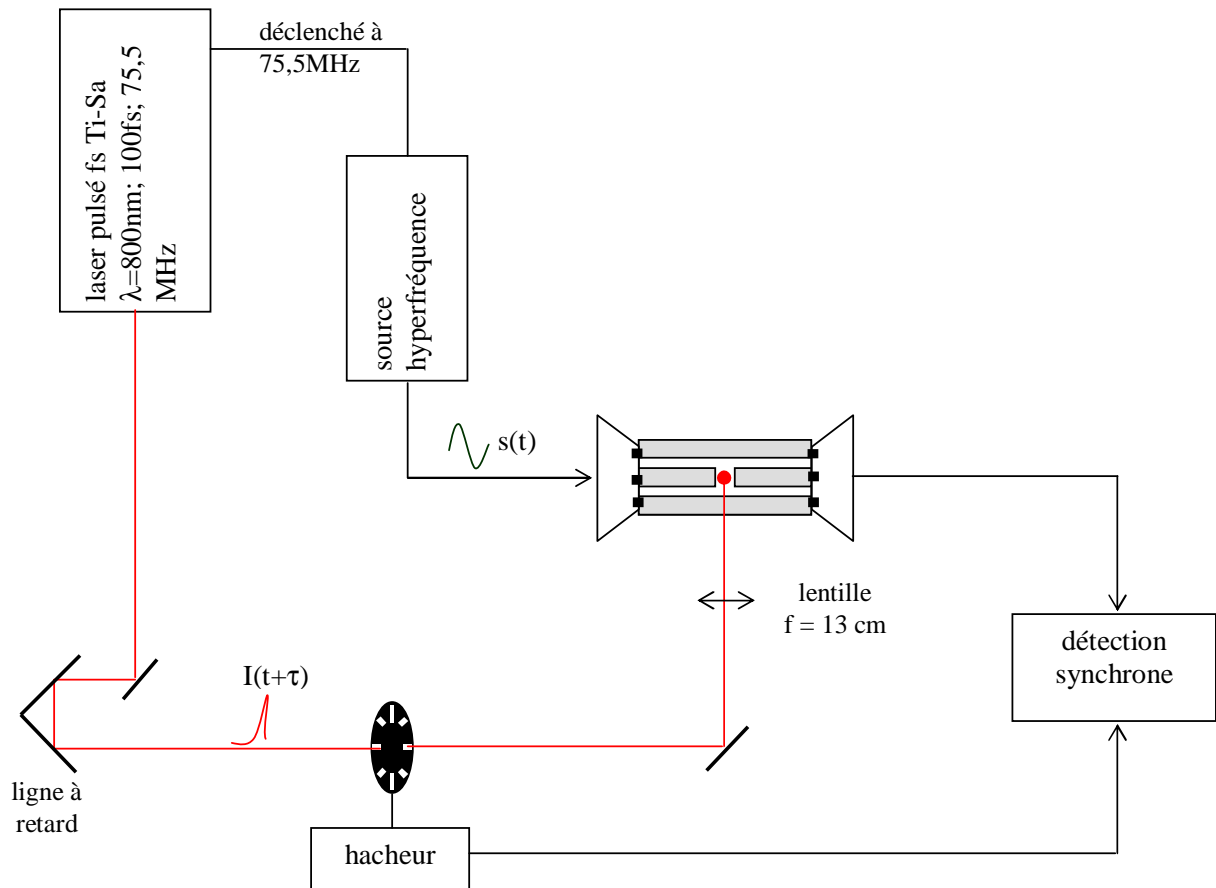


FIG. 2.7: Échantillonnage photoconductif d'un signal hyperfréquence.

de type antenne dipolaire montée sur une fibre optique [Hwang 1996]. Ainsi, il suffit de positionner la sonde en regard des électrodes à mesurer, le champ électrique induit par l'impulsion électrique va accélérer les porteurs de l'antenne. Cette technique fournit une résolution picoseconde et microvolt [David 1998], en effet d'après [Weatherford 1998] la sonde présente une sensibilité de  $15nV/\sqrt{Hz}$ .

L'échantillonnage photoconductif montre une très bonne sensibilité mais sa résolution temporelle est limitée par le temps de vie des porteurs dans le matériau rapide. Cette méthode présente cependant l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre.

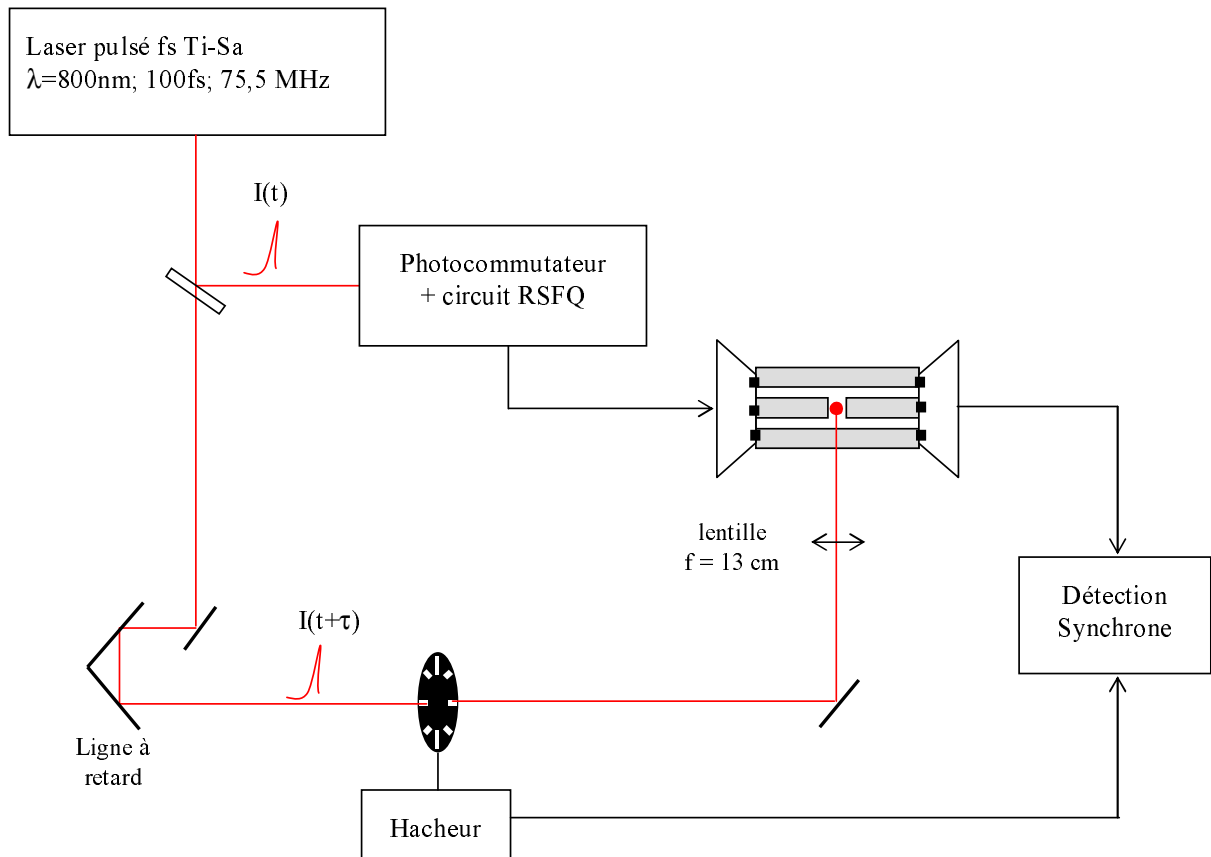


FIG. 2.8: Échantillonnage photoconductif des impulsions RSFQ.

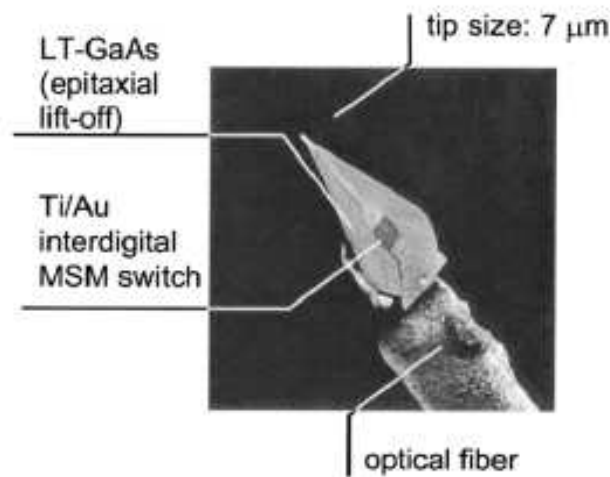


FIG. 2.9: Sonde d'échantillonnage photoconductif avec une fibre optique [Weiss 1999].

### 2.2.3 Méthode électro-optique

L'échantillonnage électro-optique (EO) est une technique qui repose sur l'effet électro-optique qui correspond à une modification de la propagation d'une onde optique traversant un matériau électro-optique en présence d'un champ électrique. Par ailleurs, cette technique permet de mesurer le champ électrique de manière résolue en temps. Cette mesure



est rapide grâce à la non-linéarité d'un cristal électro-optique, avec le champ électrique et le temps de relaxation extrêmement court de ce phénomène.

De façon générale, quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite ; dans un milieu anisotrope, la biréfringence est altérée.

- Si la modification d'indice de réfraction est proportionnelle au champ appliqué, on parle d'effet électro-optique linéaire ou d'effet Pockels.
- Si elle est proportionnelle au carré du champ, il s'agit alors de l'effet électro-optique quadratique ou effet Kerr. Cet effet est normalement négligé quand l'effet linéaire est présent.

### 2.2.3.1 Principe

Le principe de l'échantillonnage électro-optique est basé sur l'effet Pockels présent dans certains matériaux qui voient leurs indices de réfraction modifiés par la présence d'un champ électrique appliqué. Cette modification de l'ellipsoïde des indices peut être mesurée avec un laser impulsionnel. En effet la variation de polarisation du faisceau laser ayant traversé le cristal est proportionnelle au champ électrique appliqué. Par ailleurs, cette variation de polarisation peut être mesurée en retardant l'impulsion optique de sonde par rapport à celle qui a généré le signal électrique. Nous détaillons par la suite l'effet Pockels et les notions issues de la propagation d'ondes lumineuses dans un milieu anisotrope.

### 2.2.3.2 Effet Pockels et propagation d'ondes lumineuses dans un milieu linéaire biréfringent

En 1906, Pockels a découvert que l'application d'un champ électrique à certains cristaux changeait leurs propriétés de biréfringence optique et donc modifiait la polarisation de la lumière qui les traverse. En plaçant le cristal entre deux polariseurs croisés, l'intensité de la lumière transmise par le système est modulée par le champ électrique appliqué au cristal. On peut ainsi exploiter cette modulation pour obtenir une modulation d'amplitude à l'aide d'une photodiode qui convertit la modulation induite en une modulation de courant ou une modulation de phase via un interféromètre [Gaborit 2005].

En optique classique, la relation constitutive électrique  $\vec{D} = f(\vec{E})$ , reliant le vecteur déplacement électrique  $\vec{D}$  au vecteur champ électrique  $\vec{E}$  dans un matériau, est une

relation linéaire du champ électrique :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.3)$$

avec  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide et  $\vec{P}$  le vecteur polarisation électrique du milieu considéré. La polarisation du matériau est une fonction tensorielle linéaire du champ  $\vec{E}$  présent dans le matériau :

$$\vec{P} = \vec{\chi} \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{\chi}_r \vec{E} \quad (2.4)$$

$\vec{\chi}_r$  étant le tenseur susceptibilité électrique du milieu. L'équation (2.3) devient donc :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (\vec{\chi}_r + \vec{1}) \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{\varepsilon}_r \vec{E} \quad (2.5)$$

avec  $\vec{\varepsilon}_r = \vec{\chi}_r + \vec{1}$ , tenseur permittivité relative du matériau ou milieu considéré. En introduisant le tenseur permittivité absolue du matériau  $\vec{\varepsilon} = \varepsilon_0 \vec{\varepsilon}_r$ , on écrit finalement la relation constitutive électrique sous la forme :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Les propriétés linéaires de propagation de la lumière dans un cristal sont résumées par le tenseur  $\vec{\varepsilon}$  dont les différents coefficients caractérisent les différentes directions de propagation et de polarisation.

Il est toujours possible de choisir un repère  $(Ox'y'z')$  tel que les éléments non diagonaux du tenseur permittivité absolue s'annulent :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \begin{pmatrix} D_{x'} \\ D_{y'} \\ D_{z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \\ E_{z'} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Un tel repère est appelé repère diélectrique principal du milieu. Ses axes sont généralement les axes diélectriques du matériau. Nous nous placerons désormais dans ce repère.

Les matériaux pour lesquels  $\varepsilon_{x'} = \varepsilon_{y'} = \varepsilon_{z'}$  sont isotropes. Dans ces matériaux, la propagation d'une onde optique ne dépendra pas de sa polarisation. Au contraire, dans les matériaux anisotropes, la propagation d'une onde lumineuse dépend de sa polarisation. La vitesse de phase d'une onde polarisée sur un axe  $i$  ( $i = x, y, z$ ) est :

$$c_i = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon_i}} \quad (2.8)$$

Le cas d'une onde polarisée de manière quelconque est plus compliqué car il faut projeter la polarisation selon deux axes de polarisation propres. On résout ce problème à l'aide de l'ellipsoïde des indices. Introduisons les indices de réfraction  $n_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}} = \frac{c_i}{c_0}$ , où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Écrivons la densité d'énergie électrique  $W_e$  du champ en fonction du déplacement électrique et du champ électrique [Born 1964] [Huard 1994]. Dans le repère principal on a :

$$W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D} = \varepsilon_0 (E_x D_x + E_y D_y + E_z D_z) = \frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z} \quad (2.9)$$

En utilisant les définitions des indices principaux on obtient :

$$W_e = \frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2} \quad (2.10)$$

Effectuant les changements de variable suivant :

$$x = D_x / \sqrt{W_e}, y = D_y / \sqrt{W_e}, z = D_z / \sqrt{W_e}$$

On obtient alors une équation donnant l'indice de réfraction rencontré par une onde en fonction de son vecteur déplacement électrique. La surface ainsi définie est l'ellipsoïde des indices du matériau dans son repère diélectrique :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.11)$$

La figure 2.10 représente la forme générale de l'ellipsoïde des indices dans son repère diélectrique principal. Pour trouver les directions de polarisation principales pour une onde optique donnée, il faut considérer l'intersection de cet ellipsoïde avec le plan de

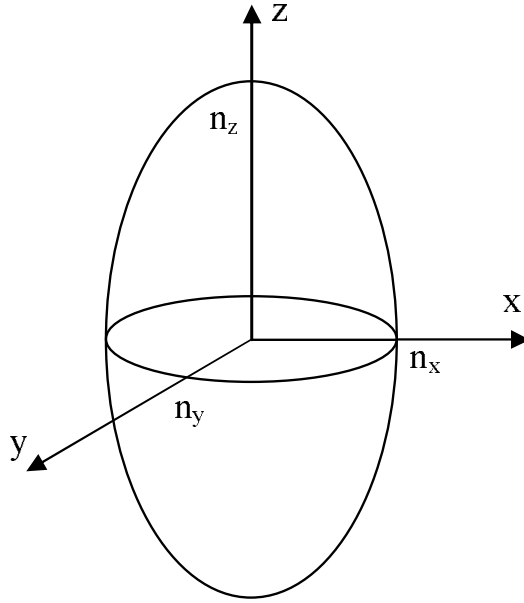


FIG. 2.10: Représentation de l'ellipsoïde des indices.

polarisation de l'onde. Les axes de l'ellipse ainsi définis sont les directions de polarisation principales. La longueur des axes donne l'indice, donc la vitesse de phase, de chacune des deux composantes de polarisation de l'onde.

Prenons par exemple le cas d'un matériau biréfringent uniaxe, c'est-à-dire un matériau possédant un indice ordinaire (soit  $n_o = n_x = n_y$ ) et un indice extraordinaire ( $n_e = n_z$ ). Une onde optique polarisée rectilignement traversant un tel matériau verra sa polarisation transformée en polarisation elliptique à condition que l'onde ne se propage pas selon  $z$ . Cet effet est par exemple exploité dans les lames quart ou demi-onde.

### 2.2.3.2.1 Susceptibilité et polarisation non-linéaire pour l'effet Pockels

Pour décrire l'effet Pockels, il faut généraliser ces grandeurs d'optique classique en prenant en compte les effets non-linéaires. En optique non-linéaire le déplacement électrique  $\vec{D}$  n'est plus une fonction tensorielle linéaire du champ électrique  $\vec{E}$  mais peut être développé en série de  $\vec{E}$  [Bloembergen 1996] [Shen 1984] :

$$\vec{\chi}_r = \vec{\chi}_r(\vec{E}) = \vec{\chi}_r^{(1)} + \vec{\chi}_r^{(2)}\vec{E} + \vec{\chi}_r^{(3)}\vec{E}^2 + \dots \quad (2.12)$$

Le premier terme  $\vec{\chi}$  correspond à la susceptibilité employée en optique linéaire. L'apparition d'ordres supérieurs est expliquée physiquement par la saturation de la distorsion du nuage électronique des atomes ou des molécules induites par le champ électrique appliqué [Shen 1984]. Le premier terme  $\vec{\chi}^{(2)}$  permet de rendre compte des interactions à deux

ondes : doublement de fréquence, redressement optique ou effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Dans ce dernier cas, la deuxième onde (le champ appliqué) est considérée comme ayant une fréquence nulle :  $\vec{E}(0)$ . La pulsation de l'onde optique est notée  $\omega$  dans les formules qui suivent.

Dans le cas d'un matériau électro-optique, nous allons considérer la perturbation créée par le champ électrique sur l'ellipsoïde des indices à partir des grandeurs précédemment définies. On peut réécrire la relation liant  $\vec{D}$  à  $\vec{E}$  :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \varepsilon_0 \left( \vec{\varepsilon}_r(\omega) + \vec{\chi}_r^{(2)}(\omega) \vec{E}(0) \right) \vec{E}(\omega) \quad (2.13)$$

En appelant  $\vec{\varepsilon}_r^p(\omega) = \vec{\varepsilon}_r(\omega) + \vec{\chi}_r^{(2)}(\omega) \vec{E}(0)$  le tenseur permittivité relative Pockels, on obtient :

$$\vec{D}(\vec{E}) = \varepsilon_0 \left( \left( \begin{array}{ccc} \varepsilon_1^L & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2^L & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3^L \end{array} \right) + \left( \begin{array}{ccc} \varepsilon_1^{NL} & \varepsilon_6^{NL} & \varepsilon_5^{NL} \\ \varepsilon_6^{NL} & \varepsilon_2^{NL} & \varepsilon_4^{NL} \\ \varepsilon_5^{NL} & \varepsilon_4^{NL} & \varepsilon_3^{NL} \end{array} \right) \right) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$= \varepsilon_0 \vec{\varepsilon}_r^p(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (2.15)$$

$\varepsilon_i^{NL} = \sum_k \chi_{ik}^{(2)} E_k(0)$  est la matrice linéaire définie de la même manière que dans l'équation (2.7). On peut alors écrire la densité d'énergie électrique  $W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D}$  mais à partir de l'équation (2.15) inversée en exprimant le champ  $\vec{E}$  en fonction du champ  $\vec{D}$  :

$$W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D} = \left( (\vec{\varepsilon}_r^p)^{-1} \vec{D} \right) \vec{D} \quad (2.16)$$

En développant cette forme et en posant  $(\frac{1}{n^2})_i = ((\varepsilon_r^p)^{-1})_i^{NL} = r_{ij} E_j^0$  on obtient finalement :

$$\begin{aligned} & x^2 \left( \frac{1}{n_x^2} + r_{11} E_x^0 + r_{12} E_y^0 + r_{13} E_z^0 \right) + y^2 \left( \frac{1}{n_y^2} + r_{21} E_x^0 + r_{22} E_y^0 + r_{23} E_z^0 \right) \\ & + z^2 \left( \frac{1}{n_z^2} + r_{31} E_x^0 + r_{32} E_y^0 + r_{33} E_z^0 \right) + yz (r_{41} E_x^0 + r_{42} E_y^0 + r_{43} E_z^0) \\ & + xz (r_{51} E_x^0 + r_{52} E_y^0 + r_{53} E_z^0) + xy (r_{61} E_x^0 + r_{62} E_y^0 + r_{63} E_z^0) = 1 \end{aligned} \quad (2.17)$$

Les  $r_{ij}$  sont définis comme les coefficients électro-optiques du matériau. Ces coefficients sont listés dans la littérature pour de nombreux matériaux intéressants [Yariv 1997]. Cette dernière équation (2.17) est l'ellipsoïde des indices d'un matériau électro-optique sous champ statique. Par rapport au cas non perturbé, l'ellipsoïde a été déformée et le tenseur permittivité n'est plus sous sa forme diagonale dans le repère diélectrique.

La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique  $\vec{E}$  de composantes  $E_j$  se traduit par :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (2.18)$$

Où  $i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  où  $j = 1, 2, 3$  sont associés à  $x, y, z$  respectivement. Par convention est adoptée la notation contractée suivante :

$$\begin{aligned} 11 &\longrightarrow 1 \\ 22 &\longrightarrow 2 \\ 33 &\longrightarrow 3 \\ 23, 32 &\longrightarrow 4 \\ 13, 31 &\longrightarrow 5 \\ 12, 21 &\longrightarrow 6 \end{aligned}$$

Pour déterminer la variation de la polarisation de l'onde optique transmise sous l'effet du champ appliqué, il est pratique de diagonaliser l'équation (2.16). Cette méthode est difficilement exploitable dans le cas général car le tenseur résultant ne possède que peu d'éléments non nuls et indépendants. On trouve cependant dans la littérature de nombreux exemples de calculs électro-optiques pour des matériaux présentant un tenseur électro-optique simple comme les matériaux isotropes ou uniaxes [Duvillaret 1994].

### 2.2.3.3 Application au cas du tantalate de lithium ( $LiTaO_3$ )

Nous allons dans cette partie appliquer ces calculs au cas du tantalate de lithium, un cristal classiquement utilisé comme milieu non-linéaire en échantillonnage électro-optique en raison de son fort coefficient électro-optique  $r_{33}$ . Son orientation standard (axe  $c$  du cristal parallèle à  $z$ ) conduit pour une longueur d'onde de  $633 \text{ nm}$  au tenseur électro-

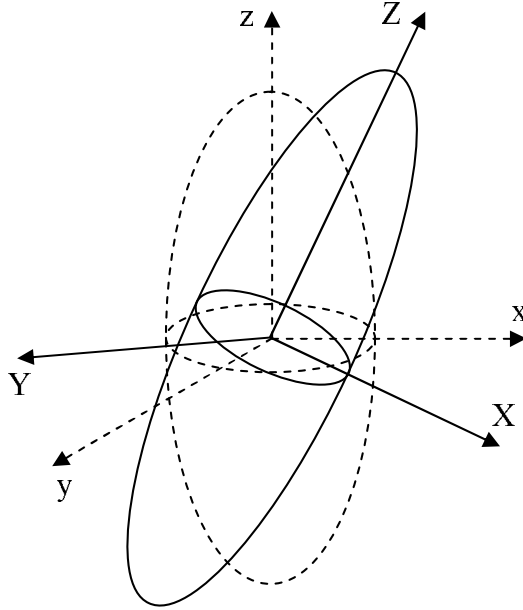


FIG. 2.11: Représentation de l'ellipsoïde des indices d'un matériau électro-optique sous l'effet d'un champ appliqué dans son repère diélectrique.

optique suivant [Yariv 1997] :

$$r^{e0} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 7,5 \\ 0 & 1 & 7,5 \\ 0 & 0 & 33 \\ 0 & 20 & 0 \\ 20 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ en pm/V} \quad (2.19)$$

Ce cristal est biréfringent. Ses indices sont  $n_o = 2,176$  et  $n_e = 2,180$  à  $633 \text{ nm}$ . Pour bénéficier du maximum de sensibilité, le champ électrique doit être appliqué selon l'axe standard du cristal et la polarisation de la lumière à  $45^\circ$  de cet axe afin de bénéficier de la combinaison linéaire de deux coefficients électro-optiques et d'être en régime linéaire entre la rotation de l'onde optique et l'amplitude du champ électrique [Rialland 2000]. De plus, cette orientation présente l'avantage de n'être sensible qu'à une seule composante du champ électrique. Le schéma de principe de cette mesure est montré ci-dessous (figure 2.12). La lumière incidente traverse le cristal à  $45^\circ$  de son axe principal à l'aide du polariseur afin d'avoir une sensibilité optimale des modifications d'indices de réfraction du cristal induite par la variation du champ électrique. Après le cristal, la polarisation est elliptique à cause de la biréfringence du cristal et du déphasage induit par le champ élec-

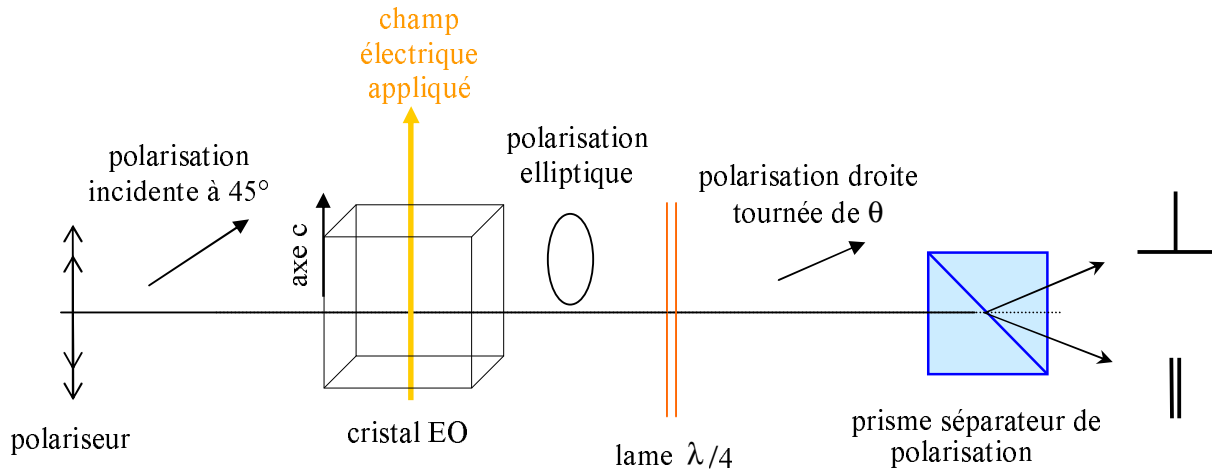


FIG. 2.12: Schéma de principe de la cellule électro-optique optimale pour l'échantillonnage électro-optique. La polarisation elliptique dépend du champ électrique appliqué ainsi que de l'angle  $\theta$  de la polarisation droite après la lame  $\lambda/4$ .

trique sur le cristal électro-optique. La lame  $\lambda/4$  transforme cette polarisation elliptique en polarisation droite. L'orientation de cette polarisation est directement dépendante de la valeur du champ électrique. Ensuite, les deux composantes perpendiculaires sont séparées afin de réaliser une mesure différentielle de la puissance optique.

#### 2.2.3.4 Mise en oeuvre

En début de ce travail de thèse, nous avons profité du montage réalisé par H. Eusèbe pour caractériser par méthode électro-optique les photocommutateurs utilisés au cours de cette thèse. Grâce à ce montage j'ai pu effectuer les mesures représentées ici. Le banc optique expérimental de l'échantillonnage électro-optique est représenté sur la figure 2.13. Dans cet arrangement optique nous avons utilisé un cristal de tantalate de lithium dont les dimensions sont :  $0,5 \times 1 \times 2 \text{ mm}^3$ . Le cristal a subi un traitement diélectrique réfléchissant à  $800 \text{ nm}$  sur une des plus grandes faces, celle qui est au contact du circuit, afin de renvoyer le faisceau sonde sur le détecteur sans éclairer le dispositif à tester. Le cristal est simplement posé sur les lignes et son axe principal est placé dans la direction du champ à mesurer. La première lame  $\lambda/2$  tourne la polarisation verticale du laser en polarisation à  $45^\circ$  par rapport à l'axe standard du cristal. C'est une lame du premier ordre qui n'augmente pratiquement pas la durée de l'impulsion optique.

La lame  $\lambda/4$  transforme la polarisation elliptique en polarisation droite. C'est une lame du premier ordre bien que la dispersion engendrée par les éléments en aval de l'interaction électro-optique soit sans importance. La deuxième lame  $\lambda/2$  associée au prisme de Wollaston répartit les puissances de chaque composante de la polarisation droite sur le détecteur Nirvana (New Focus) à double photodiode. Ce détecteur est auto-équilibré,





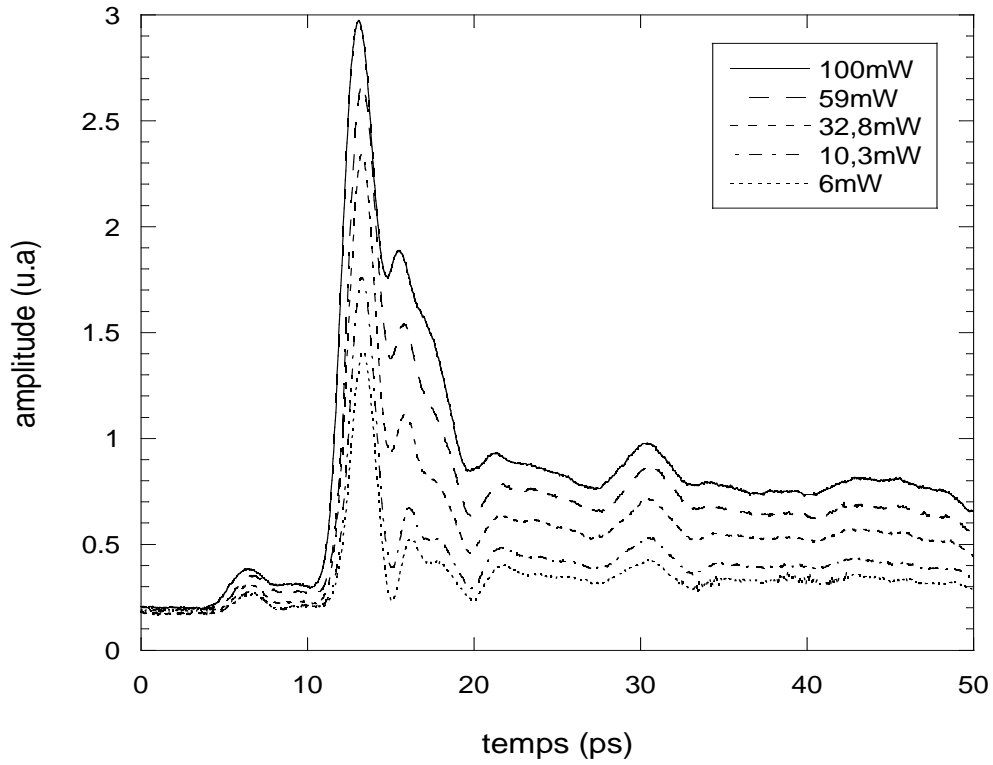


FIG. 2.14: Mesures en temps équivalent des impulsions générées, par le photocommutateur interdigité à base d'AsGa-BT dont les doigts sont de longueur  $30\mu m$ , de largeur  $1\mu m$  et espacés de  $8.75\mu m$ , pour différentes puissances optiques à une polarisation de 20V. .

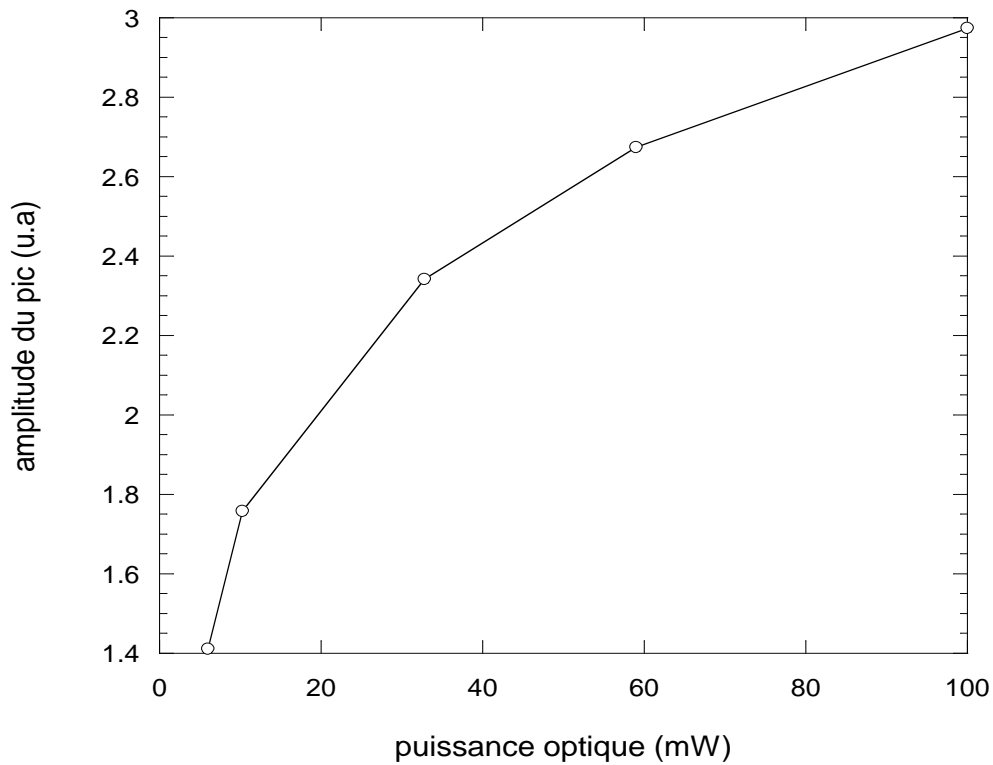


FIG. 2.15: Amplitude de l'impulsion générée par le photocommutateur interdigité à base d'AsGa-BT, dont les doigts sont de longueur  $30\mu m$ , de largeur  $1\mu m$  et espacés de  $8.75\mu m$ , en fonction de la puissance optique.

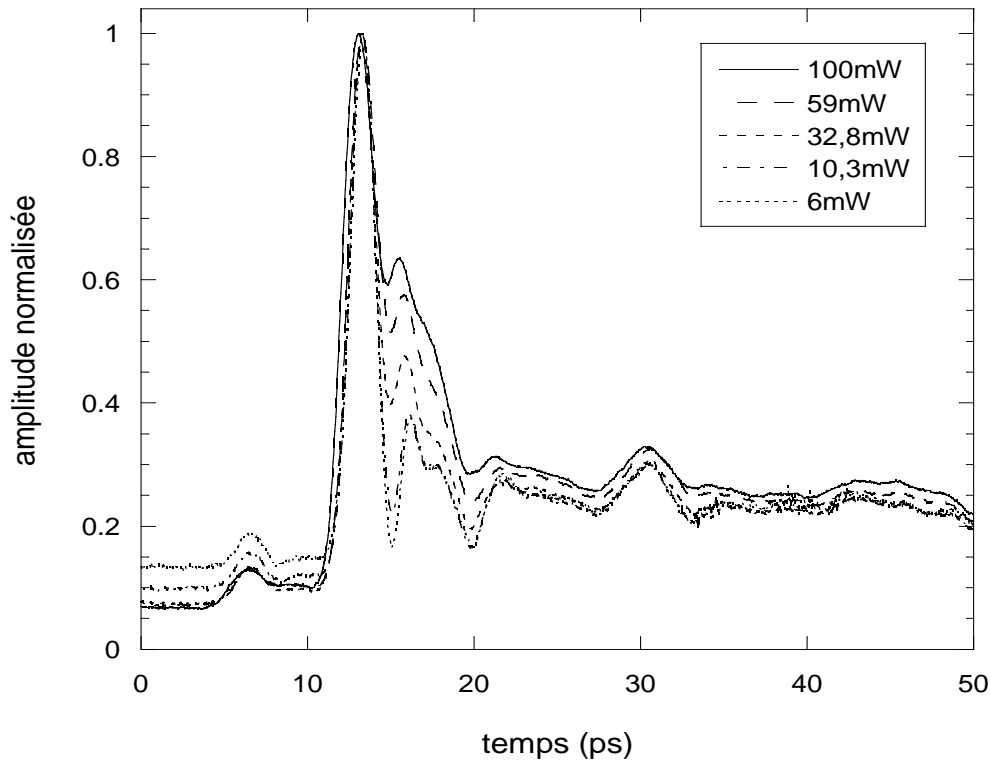


FIG. 2.16: Mesures normalisées des impulsions générées pour différentes puissances optiques.

liorer le rapport signal sur bruit. En effet, on a la possibilité de moduler à haute fréquence d'une manière électrique, jusqu'à  $100\text{ kHz}$  contre  $4\text{ kHz}$  pour le hacheur. Puisque le bruit est un bruit en  $1/f$  dû principalement au laser [Rialland 2000], on peut s'en affranchir partiellement. La fréquence de modulation est choisie à  $80\text{ kHz}$  pour présenter un meilleur rapport signal/bruit [Eusèbe 2004].

La forme du signal est mesurée à la sortie du photocommutateur à l'aide du cristal électro-optique, le tantalate de lithium ( $LiTO_3$ ), placé à  $200\ \mu m$  du photocommutateur interdigité à base d'AsGa-BT, dont les doigts sont de longueur  $30\ \mu m$ , de largeur  $1\ \mu m$  et espacés de  $8,75\ \mu m$ . Ce dernier étant polarisé avec  $\pm 20\text{ V}$ , la figure 2.14 montre la forme de l'impulsion générée à plusieurs puissances optiques. En traçant l'amplitude de l'impulsion générée en fonction de la puissance optique, on observe une non-linéarité (voir figure 2.15). Afin d'observer l'allongement de l'impulsion, on normalise les courbes de la figure 2.14 (voir figure 2.16). Ce phénomène, d'allongement de l'impulsion, est dû à la saturation du niveau de pièges du matériau, mais l'interprétation exacte de cette mesure est rendue difficile par les perturbations engendrées par les réflexions au niveau du cristal.

## 2.2.4 Effet Franz-Keldysh

Franz [Franz 1958] et Keldysh [Keldysh 1958] ont développé, en 1958, de manière indépendante la théorie des transitions optiques "interbande" dans les semi-conducteurs en présence d'un champ électrique quasi-statique. Cette théorie prédit qu'un électron peut effectuer une transition de la bande de valence vers la bande de conduction même si son énergie est inférieure au gap du semi-conducteur, avec une probabilité dépendante de la valeur du champ électrique. Dès lors, il devient possible de connaître la valeur d'un champ électrique en mesurant l'absorption optique d'un semi-conducteur présentant les conditions adéquates. Cet effet, au temps de relaxation très court, a été mis à profit par Lampin et al. [Lampin 2001] afin de mesurer des impulsions sub-picosecondes.

Une façon simple d'expliquer l'effet Franz-Keldysh est de dire que pour une énergie donnée, inférieure à celle de la bande interdite, la probabilité de l'effet tunnel est augmentée sous l'effet d'un champ électrique  $E$  appliqué [Pankove 1971].

En présence d'un champ électrique (qui incline le profil des bandes du semi-conducteur, figure 2.17)-b, la probabilité de trouver un électron dans le gap est décrite par une fonction d'onde de l'électron  $ue^{ikx}$ , où  $k$  est le vecteur d'onde (imaginaire) de la fonction d'onde associée à l'électron. La probabilité de trouver un électron dans le gap décroît donc exponentiellement depuis la bande de valence. L'électron de valence doit alors traverser la barrière par effet tunnel pour apparaître dans la bande de conduction. La hauteur de cette barrière correspond au gap du semiconducteur  $E_g$  et sa largeur a la valeur :

$$d = \frac{E_g}{qE} \quad (2.20)$$

avec  $q$  la charge de l'électron. Lorsque le champ électrique augmente, la longueur d'absorption par effet tunnel diminue et le recouvrement des fonctions d'onde, décrivant la probabilité de l'effet tunnel, est augmentée.

L'assistance d'un photon d'énergie  $h\nu$  inférieure à  $E_g$  est équivalente à réduire la largeur de la barrière à une valeur :

$$d' = \frac{E_g - h\nu}{qE} \quad (2.21)$$

Alors, le recouvrement des fonctions d'onde est augmenté, rendant la transition par effet tunnel plus probable et donc augmentant l'absorption des photons. L'effet tunnel

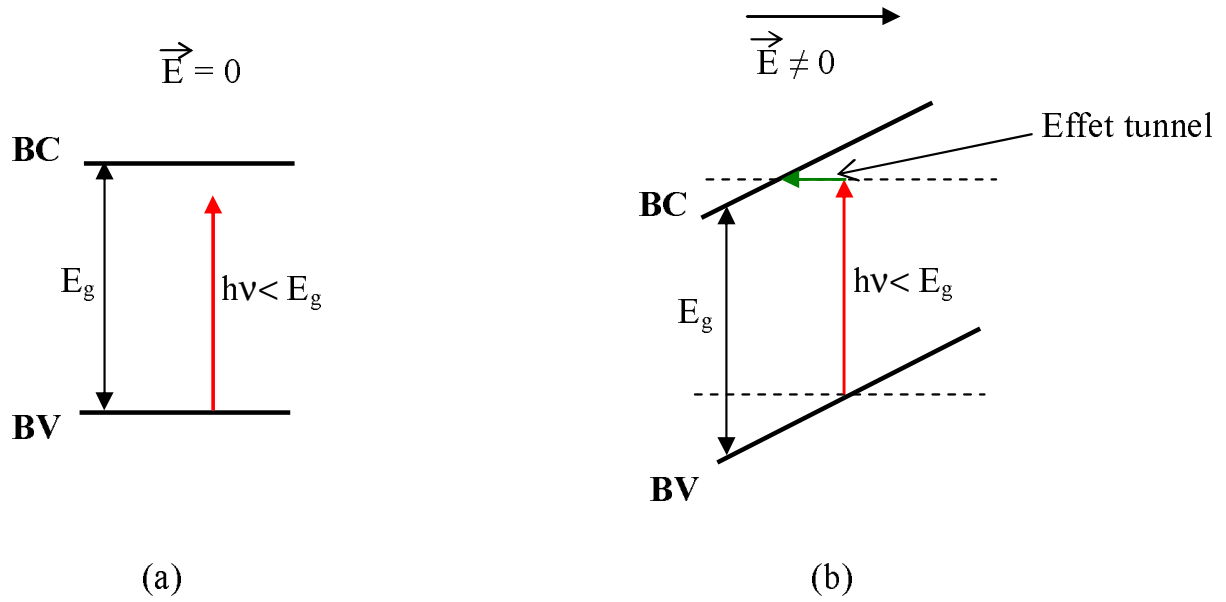


FIG. 2.17: Principe de l'effet Franz-Keldysh :a) Pas d'absorption à champ électrique nul ; b) Effet tunnel interbande assisté par un photon (absorption optique) en présence d'un champ électrique.

implique seulement la composante longitudinale du moment de l'électron, sa composante transverse étant conservée. Le moment longitudinal, parallèle au champ électrique, s'annule au bas de la bande de conduction et ce type de transition ne fait donc pas forcément intervenir de phonon. Cet effet peut ainsi être utilisé pour déterminer un champ électrique en mesurant la lumière transmise à travers un matériau photo-absorbant soumis à ce champ. De plus, on peut caractériser des impulsions électriques sub-picosecondes car le temps de relaxation de ce phénomène est extrêmement bref [Yacoby 1968]. Une étude détaillée peut être trouvée dans [Desplanque 2003]. D'un point de vue pratique, pour que cet effet soit fort et linéaire, il est nécessaire que le champ électrique appliqué soit supérieur à quelques dizaines de kV/cm. Les impulsions n'étant pas toujours aussi intenses, il est indispensable d'appliquer un champ électrique de polarisation au matériau électro-absorbant.

Les premières mesures réalisées par Lampin et al. [Lampin 2001] ont été effectuées de manière interne sur une ligne coplanaire (rubans d'or de  $10 \mu\text{m}$  de largeur espacés de  $25 \mu\text{m}$ ) déposée sur de l'arséniure de gallium épitaxié à basse température (AsGa-BT) sur un substrat d'arséniure de gallium semi-isolant (AsGa-SI). Les propriétés d'électro-absorption du substrat et de la couche épitaxiale ont été utilisées pour réaliser les mesures. La longueur d'onde du laser a été réglée à  $900 \text{ nm}$  afin de rendre le substrat transparent et de pouvoir effectuer la mesure sur la face arrière du dispositif. Pour créer des photoporteurs dans l'AsGa-BT et ainsi générer l'impulsion électrique, il a été nécessaire de doubler la fréquence de l'onde optique avec un cristal non-linéaire de borate de baryum (BBO). La

ligne était polarisée avec 60 V. L'impulsion mesurée présentait alors un temps de montée de 1,1 ps après 140  $\mu\text{m}$  de propagation.

Afin de généraliser cette mesure et de pouvoir caractériser des composants actifs ne présentant pas de propriétés d'électro-absorption, cette équipe a développé une méthode de mesure externe [Desplanque 2003](figure 2.18). Grâce à une technique de " lift-off " épitaxiale, on fabrique des patches de matériau électro-absorbant d'une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  qu'il est possible de déposer sur n'importe quel circuit à caractériser. Étant donnée la faible épaisseur du patch, celui-ci adhère au substrat par l'intermédiaire des forces de Van Der Waals et il épouse la surface hôte si celle-ci présente des faibles différences de hauteur. Une technique ultime de mesure par électro-absorption a été démontrée [Desplanque 2003]

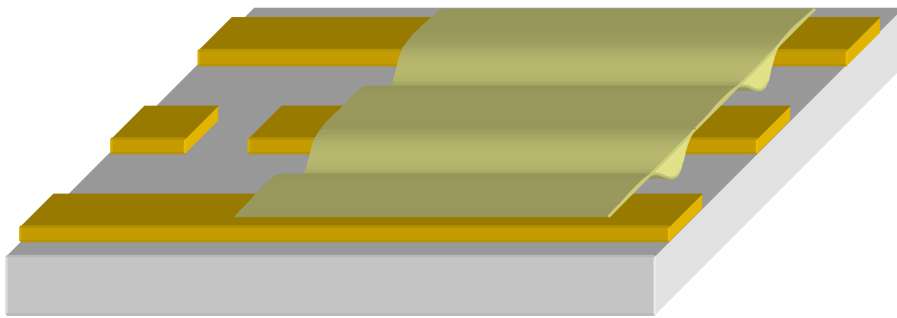


FIG. 2.18: Schématisation du patch déposé sur les lignes [Eusèbe 2004].

à l'aide de pointes externes permettant de mesurer in situ tout type de dispositif rapide.

Finalement, bien que cette technique ait déjà permis de mesurer des impulsions ultra brèves (de l'ordre de la picoseconde), elle reste difficile de mise en oeuvre car elle nécessite des moyens technologiques importants (bancs d'épitaxie, laser femtoseconde accordable en longueur d'onde), et elle nécessite des semi-conducteurs susceptibles de perturber la mesure. Mais surtout, elle ne permet pas de caractériser vectoriellement le champ électrique et ne rend compte que du module du champ.

## 2.3 Les interfaces de déclenchement opto-RSFQ

### 2.3.1 Photocommutateur supraconducteur

Les photocommutateurs supraconducteurs sont basés sur des matériaux supraconducteur tel que le niobium ou YBaCuO. Le mécanisme de la photocommutation est traduit par une variation de la résistivité (passage d'une résistance nulle (état supraconducteur) à une résistance non nulle (état métal normal)) du matériau supraconducteur sous illumination. Autrement dit, on change la température des porteurs du matériau (effet d'électrons chauds) sous l'effet d'une puissance optique ce qui permet de changer l'état du matériau supraconducteur.

L'avantage des photocommutateurs supraconducteurs réside dans l'intégrabilité de ces derniers avec les circuits RSFQ. En effet, du fait qu'on utilise la même technologie pour la conception et la fabrication, les circuits RSFQ et les photocommutateurs supraconducteurs se placent sur le même circuit. Nous présentons dans cette partie quelques

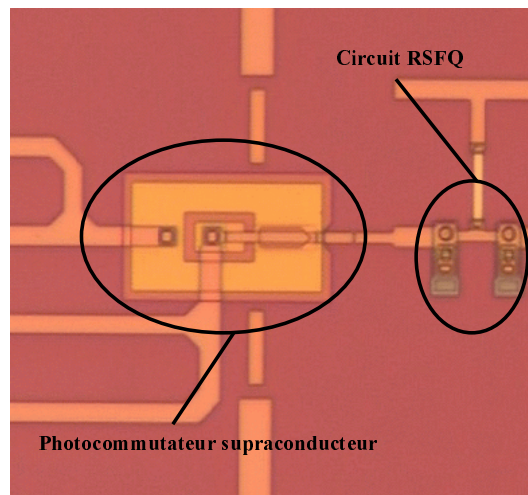


FIG. 2.19: Pont supraconducteur en Niobium utilisé comme interface de déclenchement pour alimenter un circuit RSFQ en utilisant le process  $1kA/cm^2 Nb/Al - Al_2O_3/Nb$  basé sur des jonctions Josephson shuntées.

photocommutateurs supraconducteurs qui ont été conçus et intégrés avec des circuits *RSFQ* pour l'analyse. Ils ont été fabriqués à Jena en Allemagne par la fonderie certifiée *ISO - 9001* de IPHT. La figure 2.19 montre la photo du circuit RSFQ intégré avec le photocommutateur.

### 2.3.2 Photocommutateurs semiconducteurs

L'effet photoconductif dans les semiconducteurs constitue la clé de leur utilisation dans des applications opto-électriques. En effet, la photoconduction traduit une augmentation de la conductivité d'un matériau sous l'influence de l'éclairage. Dans un matériau semiconducteur, l'absorption d'un photon d'énergie supérieure à son énergie de bande interdite entraîne la photogénération d'une paire électron-trou. En effet, lorsqu'un semiconducteur est soumis à un faisceau lumineux, dont la longueur d'onde  $\lambda$  satisfait à la condition d'absorption de l'équation (2.22), des paires électron-trous sont créées dans la zone du semiconducteur éclairé, modifiant la conductivité et la permittivité dans cette zone.

$$\lambda(\mu m) \leq \frac{1,24}{E_g(eV)} \quad (2.22)$$

Le développement des procédés de fabrication afin de rendre la durée de vie des porteurs très courte, a ouvert une filière de génération et de détection des signaux très rapides à des fréquences de l'ordre du térahertz (THz). Les photocommutateurs utilisés dans notre étude sont basés sur l'AsGa à basse température dont la durée de vie des porteurs est de l'ordre de  $560 \text{ fs}$  et d'une mobilité d'électron de  $540 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  [Eusèbe 2005] [Krotkus 2002]. Par leurs propriétés physiques vis-à-vis de la lumière, les photocommutateurs à semiconducteurs peuvent être utilisés comme interfaces pour les circuits RSFQ, permettant ainsi de générer et d'échantillonner les signaux ultra-rapides issus des circuits RSFQ. Ces derniers peuvent être déclenchés une fois que l'on tente de faire passer un courant supérieur au courant critique d'une jonction Josephson shuntée composant le circuit RSFQ. Comme interface d'entrée, nous pouvons utiliser des photocommutateurs qui ne sont pas forcément rapides. Après commutation, les circuits RSFQ génèrent des impulsions ultra-brèves (quelques ps) ce qui nécessite l'utilisation des matériaux très rapides comme l'AsGa BT. Nous développerons plus en détail cette partie concernant les photocommutateurs rapides dans le troisième chapitre ainsi que dans le paragraphe qui traite la méthode de mesure optique photoconductrice. Le contrôle de la commutation des circuits RSFQ par voie optique via un photodétecteur d'entrée, assure la synchronisation de la mesure du fait qu'elle se fait d'une manière optique en utilisant les méthodes d'échantillonnage optique. Pour ce qui concerne les interconnexions entre circuits supraconducteur et photocommutateur photoconductif, on peut citer quelques solutions. Pour éviter la difficulté d'intégration, Martin et al. [Martin 1989] ont utilisé la technique "flip-chip" (voir



figure 2.20) pour réaliser le contact entre le photocommutateur à base de silicium sur saphir et la ligne de transmission supraconducteur à base d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Il y a aussi des procédés de fabrication qui permettent de réaliser des circuits supraconducteur sur du silicium ce qui facilite l'intégration du photocommutateur semiconductrice avec le circuit supraconducteur [Wang 1995] [Sobolewski 2001].

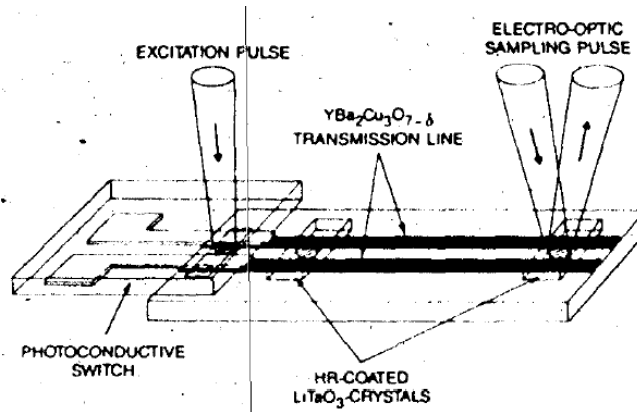


FIG. 2.20: Schéma du "Flip-Chip" qui déclenche, véhicule et mesure des impulsions électriques de largeur de bande de 1THz propagées le long d'une ligne coplanaire à fente à base d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [Martin 1989].

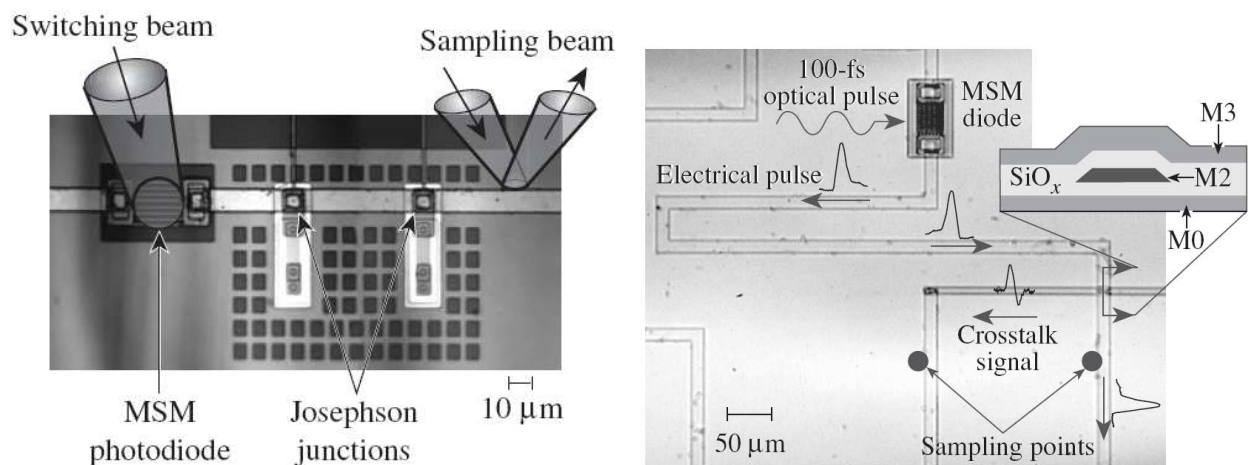
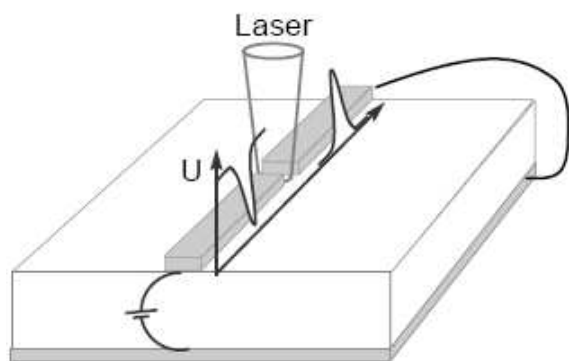


FIG. 2.21: représentation d'un photocommutateur MSM Nb-Si-Nb intégré avec un circuit RSFQ pour générer via un faisceau laser une impulsion ps [Wang 1995] [Sobolewski 2001].

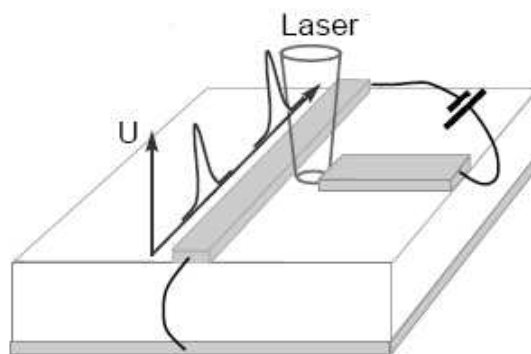
### 2.3.2.1 Les différents types de photocommutateurs

Il existe plusieurs configurations pour la génération d'impulsions rapides qui dépendent de la topologie des électrodes et de leur intégration au sein de la ligne de transmission. On distingue principalement deux techniques : l'injection de charges sur une seule des électrodes constituant la ligne de propagation, on parle alors de photocommutateur d'Auston (figure 2.22), ou le transfert de charges entre deux électrodes constituant la ligne, on parle alors de contact glissant (figure 2.23). En 1975, afin de générer des impulsions courtes à partir de matériaux lents, Auston a proposé une technique à deux impulsions optiques retardées pour générer une impulsion électrique rapide [Auston 1975]. Il a utilisé un dispositif (figure 2.22-a) réalisé par une coupure dans une ligne microruban déposée sur un substrat à haute résistivité ( $10^4 \Omega cm$ ). Une première impulsion laser "ON", de longueur d'onde  $0,53 \mu m$ , crée une conduction de surface entre les électrodes planaires et ferme le photocommutateur ; une deuxième impulsion "OFF", de longueur d'onde  $1,06 \mu m$ , crée une conduction sur l'épaisseur du substrat et court-circuite la ligne microruban et la tension est ramenée à zéro. La durée des impulsions électriques générées est donc indépendante de la durée de vie des porteurs dans le substrat mais elle est fixée par le décalage temporel entre les deux impulsions optiques. Par cette technique, Auston génère et mesure des impulsions électriques présentant une largeur à mi-hauteur d'environ 25 ps. Différentes topologies de ligne de propagation sont adaptées à ce type d'excitation, on trouve la ligne coplanaire à deux rubans (figure 2.22-c) ou le guide coplanaire (figure 2.22-e). Cependant l'excitation est plus efficace lorsqu'elle respecte la symétrie du mode de propagation sinon, une partie du signal généré est rayonnée dans l'espace libre ou dans le substrat. Il existe d'autres variantes de la méthode d'Auston qui consistent à utiliser une électrode située à proximité de la ligne pour injecter des charges sur l'une des électrodes de la ligne en illuminant l'espace entre ces deux électrodes (figure 2.22-b et figure 2.22-d). Ce type d'excitation a pour avantage d'éviter l'interruption d'une des électrodes de la ligne étudiée. Cependant, il est difficile par cette technique de respecter la symétrie des modes de propagation et une partie importante du signal électrique généré est rayonnée en espace libre ou dans le substrat.

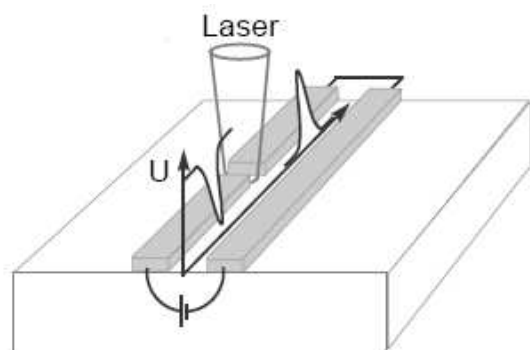
Utilisée essentiellement pour des lignes planaires, le contact glissant est la configuration la plus simple de génération d'impulsion (figure 2.23). En éclairant avec une impulsion laser entre les rubans, on crée une photocommutation parallèle et par la suite on réalise un court-circuit électrique entre les deux rubans métalliques polarisés. Cette technique a pour avantage de pouvoir générer un transitoire électrique à une position arbitraire sur la ligne d'où l'appellation "contact glissant". De plus, la capacité du photocommutateur



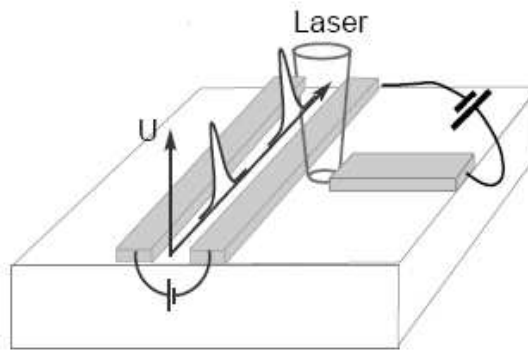
a). Excitation de la ligne microruban (1)



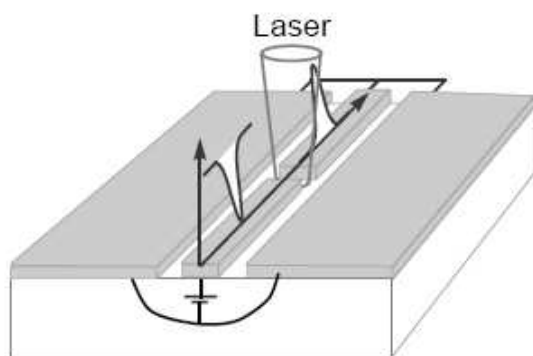
b). Excitation de la ligne microruban (2)



c). Excitation de la ligne coplanaire à deux rubans (1)



d). Excitation de la ligne coplanaire à deux rubans (2)



e). Excitation du guide coplanaire

FIG. 2.22: Différents types de photocommutateurs.

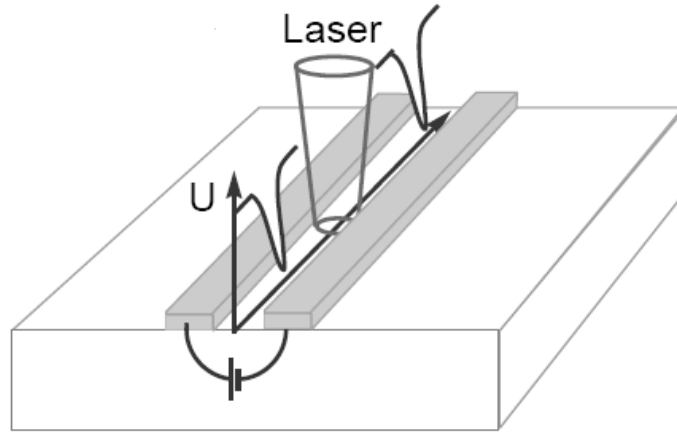


FIG. 2.23: Photocommutateur à "contact glissant".

est ici négligeable car la ligne n'est pas interrompue [Grischkowsky 1988] et la durée de l'impulsion est directement liée au temps de vie des porteurs.

## 2.4 Bilan et choix de la technique de mesure adaptée pour la détection de signaux RSFQ

De nombreuses techniques sont utilisées pour mesurer un signal électrique émis ou propagé, soit en espace libre, soit par une structure de propagation, tel un guide d'onde. Dans certains cas, une caractérisation spectrale est suffisante, dans d'autres cas, l'évolution temporelle du champ électrique est indispensable. Nous avons exposé précédemment les méthodes de caractérisation les plus pertinentes dans le domaine de fréquences supérieures au GHz et nous avons précisé les applications potentielles de chaque technique. Nous pouvons ainsi dresser un tableau récapitulant les différentes méthodes citées précédemment (figure 2.24).

Cherchons maintenant à déterminer laquelle de ces techniques est la plus adaptée pour caractériser les performances des circuits supraconducteurs à quantum de flux RSFQ, nous permettant ainsi de reconstituer par échantillonnage le signal électrique issu de ces composants. La méthode électro-optique présente de très bonnes performances et est plus sensible [Eusèbe 2004], mais la mettre en oeuvre à température cryogénique reste très difficile. Néanmoins, le groupe de Sobolewski utilise cette méthode pour la mesure des impulsions RSFQ [Wang 1995] et pour la caractérisation de la rapidité des photocommutateurs supraconducteurs à base de YBaCuO (figure 2.28) [Lindgren 1999] [Adam 1999]. Pour cela, ces auteurs déposent une fine couche du cristal  $LiTaO_3$  sur l'intégralité du circuit (figure 2.26).

Par la méthode électro-optique, Wang et al ont observé directement, ou autrement dit ont pu reconstituer, l'impulsion issue du circuit RSFQ commuté à l'aide d'une photodiode MSM (Métal-semiconducteur-métal) (figure 2.26, figure 2.27). Cette méthode donne des résultats très satisfaisants, mais nécessite des moyens technologiques pour venir déposer de manière routinière une fine couche de cristal électro-optique sur le circuit à caractériser. Notons aussi que le signal représenté sur la figure 2.27 est bruyant, montrant les limites en sensibilité de la technique. D'ailleurs, ce type de résultats n'a jamais été reproduit depuis 1995, montrant sans doute la difficulté à les obtenir.

La méthode basée sur l'effet Franz-Keldysh présente aussi de bonnes performances de mesure en terme de résolution temporelle, sensibilité de la technique aux perturbations électriques (problème de masse) et optiques et dynamique [Eusèbe 2004] [Desplanque 2003]. Mais elle présente une certaine difficulté de fabrication.

Nous allons plutôt nous intéresser à la méthode photoconductive pour des raisons de simplicité et de faisabilité de mesure à froid. Nous proposons d'utiliser deux photocommu-

tateurs à l'entrée et à la sortie du circuit RSFQ. Comme décrit sur les figures 2.1 et 2.8, le premier photocommutateur, qu'il soit supraconducteur ou semiconducteur, permet de déclencher les jonctions Josephson shuntées et de générer ainsi l'impulsion RSFQ caractérisé par sa courte durée (quelques picosecondes) et sa faible amplitude (0,2 mV). Cette impulsion sera ensuite véhiculée vers le photodétecteur de sortie pour être échantillonnée en retardant le faisceau laser de mesure par rapport à celui de commutation. Ce dernier photocommutateur doit assurer une bonne résolution temporelle et d'amplitude. Cela définit l'objectif de notre étude dans ce mémoire. **Nous allons étudier les photocommutateurs de sortie afin d'optimiser la sensibilité de détection.** Au sein du laboratoire, nous possédons des photocommutateurs interdigités très rapides à base d'AsGa-BT, qui ont fait l'objet d'étude pour une thèse de génération THz par photocommutation [Eusèbe 2004].

En terme de sensibilité temporelle nous allons montrer dans le chapitre suivant que les propriétés physiques du matériau permettent d'avoir une bonne résolution temporelle. Afin d'optimiser la sensibilité du photocommutateur au passage de l'impulsion RSFQ à travers le photocommutateur, une étude hyperfréquence est nécessaire. Dans le chapitre 4, nous étudions la réponse du photocommutateur dans le domaine fréquentiel. Afin d'avoir une bonne sensibilité, nous avons étudié l'impact des différents paramètres géométriques du photodétecteur à doigts interdigités à l'aide du modèle PI de ce dispositif. A l'issue de cette étude, nous proposons de nouvelles géométries qui pourront être plus sensibles.

Dans le cadre de cette thèse, nous validerons nos études par des mesures expérimentales sur des dispositifs dont nous disposons au laboratoire, qui avaient été fabriqués à l'occasion d'une thèse précédente [Eusèbe 2004].

Méthode	Type de mesure	Résolution temporelle	Référence	Critère de résolution temporelle	Sensibilité du champ	Désavantages	Fabrication	Mise en oeuvre
photoconductive	interne	0,52ps	Grischkowsky 1988	Durée de vie des porteurs dans le matériau	module	- Sensible aux perturbation électrique (problème de masse) - Nécessite une déconvolution pour extraire la forme temporelle réelle du signal	X	facile
électro-optique	interne	0,5ps	Mourou 1984	- Epaisseur du cristal : la résolution temporelle correspond au temps d'un aller-retour de la lumière dans le cristal EO - Temps de transit	composante	- Sensible aux perturbations optiques - Perturbe la mesure du fait des réflexions dans le cristal (pour l'effet électro-optique de manière externe).	facile	moyen
	externe	< 0,2ps	Valdmanis 1986					
électro-absorption (Franz-Keldysh)	interne	< 1ps	Lampin 2001	Temps de transit	module	Nécessite des semi-conducteurs susceptibles de perturber la mesure	complexe	moyen

FIG. 2.24: Bilan des méthodes de mesure optique.

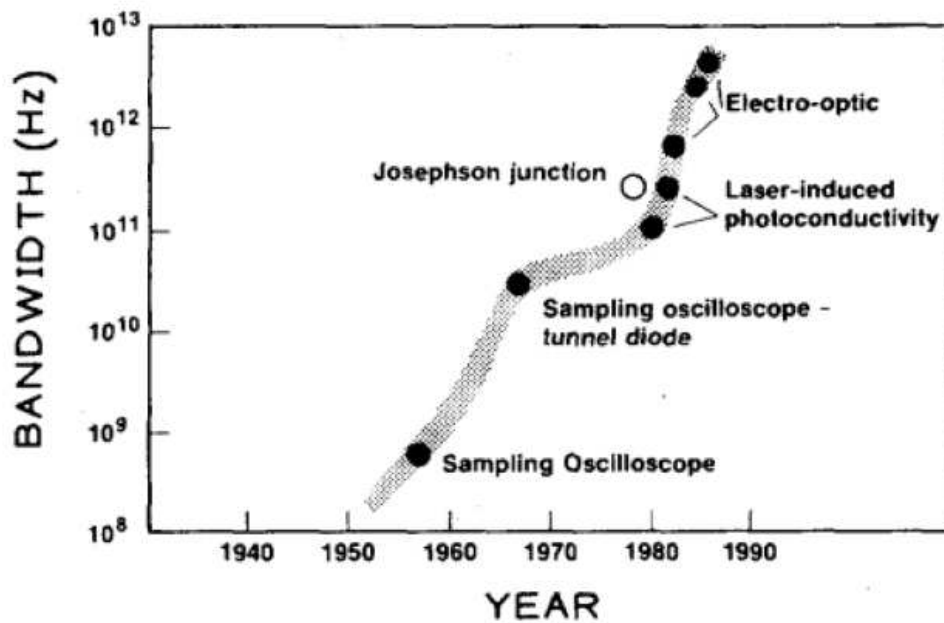


FIG. 2.25: Représentation graphique, basée sur la résolution temporelle, de l'évolution des systèmes d'échantillonnage pour la caractérisation des signaux temporels [Valdmanis 1986].

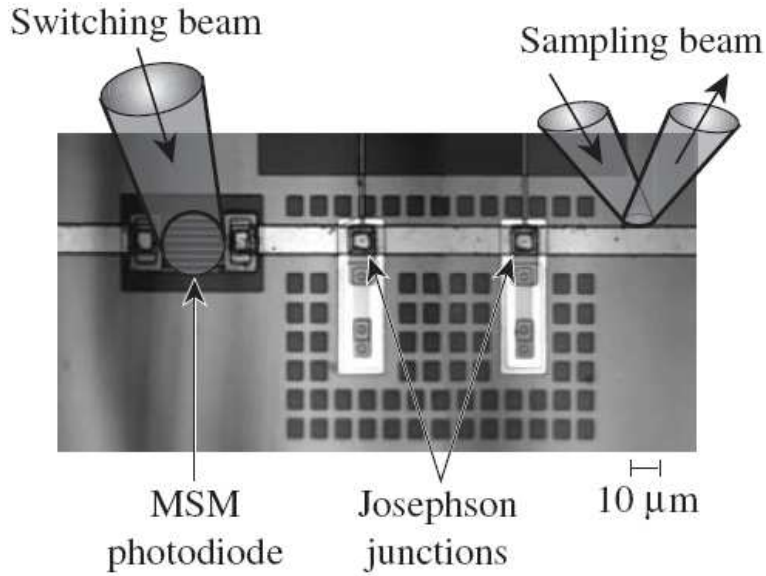


FIG. 2.26: Photographie du circuit supraconducteur optoélectronique basé sur une technologie niobium(Nb) composé d'une photodiode MSM Nb-Si-Nb couplée à une ligne microruban reliée à deux jonctions Josephson. Le circuit est totalement couvert par le cristal électro-optique  $LiTaO_3$  pour l'échantillonnage électro-optique [Wang 1995].

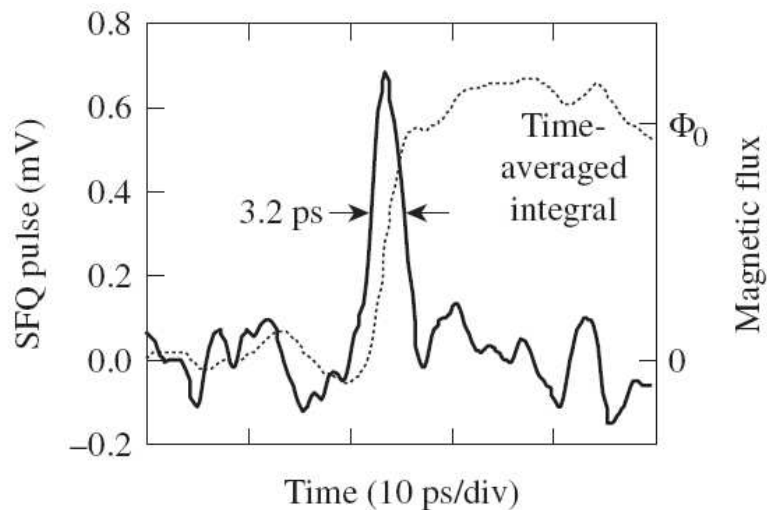


FIG. 2.27: L'impulsion SFQ résolue en temps mesurée par échantillonnage électro-optique et son intégrale dans le temps. La température de travail est de 2,1K [Wang 1995].



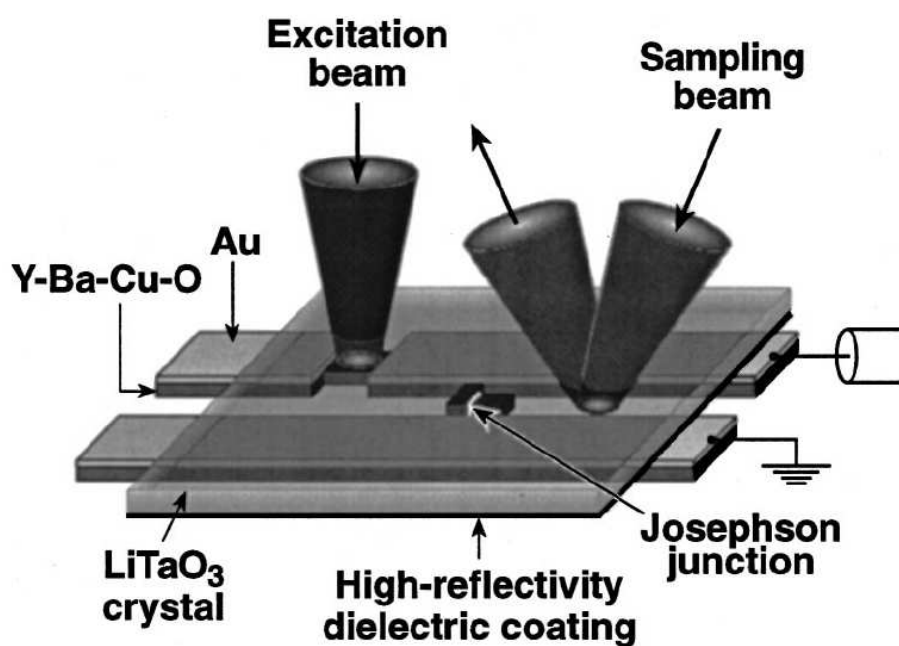


FIG. 2.28: Banc expérimental pour la mesure du temps de réponse intrinsèque du photodétecteur à base de YBaCuO. Le circuit est totalement couvert par le cristal électro-optique  $\text{LiTaO}_3$  pour l'échantillonnage électro-optique [Adam 1999].



CHAPITRE 3

THÉORIE ET MODÈLE



# Chapitre 3

## Théorie et Modèle

Nous allons nous intéresser, dans ce chapitre, aux propriétés physiques des semiconducteurs utilisés en optoélectronique. Nous commençons par faire un rappel des notions de base théoriques des phénomènes physiques qui gèrent l'interaction photon-électron dans un semiconducteur. En se basant sur un modèle électrique simplifié de photocommutateurs de structure planaire, nous effectuons des simulations pour calculer la réponse des dispositifs photocommutateurs. Nous présenterons la réponse du photocommutateur à des signaux de haute fréquence ainsi que des signaux ultra-courts et de faible amplitude en particulier les signaux RSFQ. Et cela pour démontrer la possibilité d'échantillonner ces signaux par voie optique. La rapidité des matériaux utilisés permet d'assurer une bonne résolution temporelle d'échantillonnage. En effet, avec une durée de vie de porteur de l'ordre de  $0,5ps$ , l'AsGa épitaxié à basse température dopé beryllium est le candidat idéal pour l'échantillonnage optique de signaux rapides.

### 3.1 Théorie des photocommutateurs

#### 3.1.1 Notions fondamentales sur les semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux intermédiaires entre les isolants et les conducteurs. On entend par là que, lorsqu'ils se trouvent dans un état d'équilibre, ils sont isolants, mais qu'une excitation, soit un apport d'énergie procuré de l'extérieur comme le passage d'une impulsion laser ou un apport calorifique, permet au matériau de conduire l'électricité. C'est cette propriété qui est à la source de la forte réactivité des semi-conducteurs.

##### 3.1.1.1 Semi-conducteurs photoélectriques

Les semi-conducteurs sont caractérisés par leur bande interdite ou gap, qui sépare les derniers états occupés de la bande de valence et les états libres suivants dans la bande de conduction. Les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de

valence ont une énergie qui dépend de leur vecteur d'onde. On repère ainsi le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Lorsque le minimum de la bande de conduction possède le même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence, le gap est dit direct (tel que AsGa) et il est dit indirect (Si par exemple) dans le cas contraire (figure 3.1). Dans un matériau à gap direct, l'absorption d'un photon d'énergie  $h\nu$  supérieure à l'énergie  $E_g$  du gap génère un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence. Par ailleurs, dans le cas d'un gap indirect, ce processus s'accompagne de la génération de phonons pour préserver la conservation du vecteur d'onde. La recombinaison radiative dans ce type de matériau étant moins efficace, les semi-conducteurs à gap direct sont donc, d'une manière générale, plus adaptés pour les applications optoélectroniques.

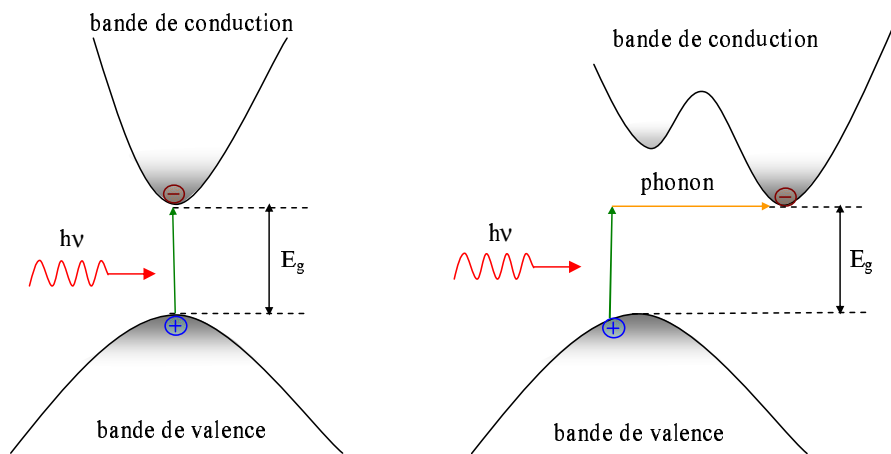


FIG. 3.1: Représentation du processus d'excitation optique dans un semi-conducteur à gap direct (à gauche) et à gap indirect (à droite).

### 3.1.1.2 Mécanismes de génération-recombinaison

#### 3.1.1.2.1 Absorption et génération des porteurs libres

La création optique des porteurs dans les semi-conducteurs se fait par l'excitation d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. En effet quand un matériau semi-conducteur est soumis à une irradiation lumineuse d'énergie supérieure à la bande interdite du substrat, des paires électron-trou sont créées par absorption des photons (voir figure 3.1).

La photoconductivité ou effet photoconducteur repose sur le phénomène d'absorption de photons par un matériau semi-conducteur. La longueur d'onde maximale nécessaire pour qu'il y ait absorption de photons est :

$$\lambda_{max}(\mu m) = \frac{1,24}{E_g(eV)} \quad (3.1)$$

Soit  $\lambda = 0,873\mu m$  dans le cas du GaAs à température ambiante ( $E_g = 1,42eV$ ).

### 3.1.1.2.2 Processus de recombinaison

Pendant l'illumination, les propriétés du semiconducteur sont modifiées par la création d'un plasma photoinduit. Dans la bande de conduction et dans la bande de valence il y a un excès d'électrons libres et de trous libres par rapport aux concentrations à l'équilibre thermique, différents processus de recombinaison interviennent pour ramener le système à son état d'équilibre thermique. La recombinaison d'un électron avec un trou, dans le semiconducteur, peut se produire soit directement avec émission d'un photon, on parle dans ce cas d'une transition radiative, soit indirectement par l'excitation d'un phonon ou par l'intermédiaire d'un défaut (dislocations, lacunes, impuretés chimiques, interactions avec la surface) sans émission de photon, c'est le cas d'une transition non radiative (figure 3.2).

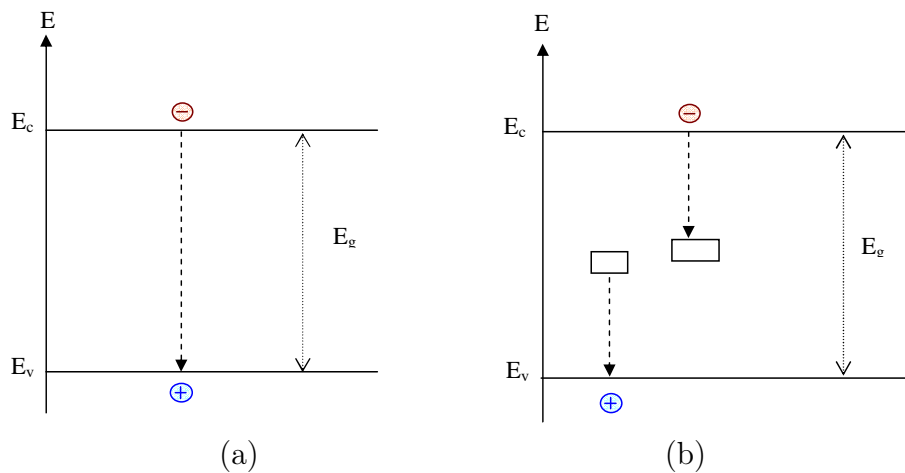


FIG. 3.2: Processus de recombinaison (a)directe et (b)indirecte assistée par centre de recombinaison.

- La transition radiative est le phénomène inverse de l'absorption : il s'agit de l'émission d'un photon lors de la désexcitation spontanée d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence (figure 3.2-a). La transition radiative est prépondérante dans les matériaux intrinsèques. Ce phénomène est minoritaire dans les matériaux rapides mais est cependant utilisé pour les mesures de photoluminescence résolues en temps [Krotkus 2002].

- Dans le cas d'une transition non radiative (figure 3.2-b), les électrons excités peuvent alors perdre de l'énergie de manière non radiative par transfert avec les phonons du réseau cristallin, via les niveaux intermédiaires. Pour qu'un électron soit piégé dans un niveau profond, localisé dans la bande interdite, il lui faut donc des échanges d'énergie avec plusieurs phonons puisque l'énergie d'un phonon est généralement très inférieure au gap des semiconducteurs [Haelterman ].

Le temps de recombinaison dans un semiconducteur intrinsèque à gap direct est principalement déterminé par les recombinaisons radiatives et peut varier entre 100 *ps* et plusieurs microsecondes. On incorpore des défauts dans ces matériaux afin de produire des recombinaisons non radiatives et de réduire le temps de vie des porteurs puisque ces défauts agissent comme des centres de recombinaison rapide. Le temps de vie par piégeage  $\tau_t$  des porteurs dans un matériau dépend de la probabilité qu'un électron transite dans la zone proche d'un défaut (modèle de Schokley-Read-Hall) :

$$\tau_t = \frac{1}{N_t \sigma \bar{v}} \quad (3.2)$$

Avec  $N_t$  la densité de défauts,  $\sigma$  la section efficace de capture et  $\bar{v}$  la vitesse moyenne des porteurs (à température ambiante, on prend la vitesse thermique à l'équilibre puisque celle-ci est très supérieure à la vitesse de dérive). Dans l'AsGa épitaxié à basse température (BT), les principaux pièges à électrons sont des antisites d'As (un As occupe la place de Ga) ionisés positivement ( $AsGa^+$ ). Les antisites neutres jouent le rôle de piège à trous ( $AsGa^o$ ). Dans certaines conditions d'épitaxie (température de l'échantillon maintenue vers 250°C) et de recuit ( $T_a = 600^\circ C$  durant 30 s) ces pièges peuvent être présents avec des densités élevées de l'ordre de  $10^{17} cm^{-3}$  à  $10^{18} cm^{-3}$  pour les antisites positifs et  $10^{19} cm^{-3}$  pour les neutres. Les sections efficaces de capture peuvent prendre des valeurs de  $6 \cdot 10^{-15} cm^2$  pour les électrons et  $10^{-16} cm^2$  pour les trous dans du AsGa-BT [Stellmacher 2000]. Dans le cas du GaAs-BT dopé Beryllium la section efficace a été estimée à  $\sigma_n = 10^{-13} cm^2$  pour les électrons et  $\sigma_p = 10^{-13} cm^2$  pour les trous [Krotkus 2002] [Eusèbe 2005]. Ce qui permet d'obtenir des durées de vie variant de quelques centaines de femtosecondes à plusieurs picosecondes pour les électrons et quelques picosecondes pour les trous.

### 3.1.1.3 Evolution du nombre de porteurs

Dans cette partie nous allons modéliser l'évolution du nombre de porteurs photo-crées. En effet, lorsque le semiconducteur est photoexcité, les porteurs créés diffusent et se recombinent. Selon le type de semiconducteur, les porteurs photo-générés évoluent selon différents processus :

- Les électrons et les trous se recombinent avec une constante de temps (équivalente à la durée de vie des porteurs) de l'ordre de 1 *ns* pour l'AsGa.
- Si le semiconducteur présente une forte proportion de pièges, ce qui est le cas du AsGa-BT, les électrons et les trous sont piégés avant recombinaison directe du pho-



to-commutateur.

- Sous l'effet du champ électrique dû à la polarisation et d'une éventuelle diffusion due à un gradient de concentration de porteurs, les porteurs se déplacent en créant une densité de courant  $\vec{J}_n$  pour les électrons et  $\vec{J}_p$  pour les trous.

L'ensemble de ces phénomènes est régi, dans le cas général, par les équations de continuité [Mathieu 1996] :

$$\begin{cases} \frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = G(r, t) - R_n(r, t) + \frac{1}{q} \text{div}(\vec{J}_n) \\ \frac{\partial p(r, t)}{\partial t} = G(r, t) - R_p(r, t) - \frac{1}{q} \text{div}(\vec{J}_p) \end{cases} \quad (3.3)$$

Le taux de génération de porteurs photo-crés  $G(r, t)$  dépend de l'excitation optique du semiconducteur. Dans le cas d'une impulsion lumineuse de forme gaussienne :

$$G(r, t) = G_0 \cdot e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_{las}}\right)^2} \quad (3.4)$$

Avec  $\tau_{las}$  est la demi largeur à  $1/e^2$  de l'impulsion.

$R_n$  et  $R_p$  sont les taux de recombinaison des électrons et des trous. Dans le cas de l'AsGa-BT, le processus de capture par les pièges est prépondérant devant les processus de recombinaison électron-trou. On peut écrire :

$$\begin{aligned} R_n(r, t) &= \frac{n(r, t)}{\tau_n} \\ R_p(r, t) &= \frac{p(r, t)}{\tau_p} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Les densités de courant de trous et d'électrons dépendant de la dérive et de la diffusion peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = q\mu_n n(r, t) \vec{E}(r, t) + qD_n \overrightarrow{\text{grad}}(n(r, t)) \\ \vec{J}_p = q\mu_p p(r, t) \vec{E}(r, t) - qD_p \overrightarrow{\text{grad}}(p(r, t)) \end{cases} \quad (3.6)$$

$D_n$  et  $D_p$  représentent les constantes de diffusion des électrons et des trous respectivement qui s'expriment selon la relation d'Einstein par :

$$\begin{aligned} D_n &= \frac{kT}{q} \mu_n \\ D_p &= \frac{kT}{q} \mu_p \end{aligned} \quad (3.7)$$

En substituant 3.6 dans 3.3, les équations de continuité décrites par (3.3) s'écrivent donc, dans le cas unidimensionnel suivant  $x$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + G(x, t) - R_n(x, t) \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -p\mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + G(x, t) - R_p(x, t) \end{cases} \quad (3.8)$$

Le premier terme traduit l'effet de l'inhomogénéité du champ électrique, le second prend en compte le déplacement d'une densité de porteurs inhomogène sous l'action du champ électrique. Le troisième terme, de diffusion, prend en compte l'inhomogénéité de la distribution spatiale des porteurs dans le matériau. Les deux derniers termes représentent la génération et la recombinaison des porteurs.

La résolution de ce système d'équation est relativement complexe. Nous pouvons toutefois émettre certaines hypothèses afin de simplifier ce système d'équations :

- On considère que le champ électrique est spatialement uniforme :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 0$$

- Le champ électrique est supposé temporellement constant (lentement variable devant la durée de vie des porteurs) : la chute de tension entraînée par la création du courant photo-induit n'est pas suffisante pour écranter le champ électrique appliqué. En effet, pour des densités de porteurs inférieures à quelques  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ , l'effet du champ d'écrantage sur le champ électrique appliqué est négligeable [Duvillaret 2001] [Park 1999].
- Les termes de diffusion sont négligés. En effet, en comparant  $D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$  et  $\mu_n E \frac{\partial n}{\partial x}$  avec le taux de piégeage dans les semiconducteurs rapides.

En se basant sur le modèle Shockley-Read-Hall, la présence d'un niveau profond, agissant comme centre de recombinaison, est prise en compte dans la modélisation du matériau [Bube 1992]. Ce dernier contient alors trois niveaux d'énergie.

Avec ces hypothèses et ces considérations, nous pouvons alors écrire les équations d'évolution des taux de population des porteurs dans chacun de ces niveaux en ne prenant en compte que la génération et les recombinaisons non radiatives par les pièges. Par ailleurs

les équations de continuité se simplifient sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} = G(r, t) - \frac{n}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = G(r, t) - \frac{p}{\tau_p} \\ n_{\text{piege}} = p - n = -p_{\text{piege}} \end{array} \right. \quad (3.9)$$

Avec  $n_{\text{piege}}$  et  $p_{\text{piege}}$  représentent respectivement les densités d'électrons et de trous piégés.

A l'équilibre thermodynamique, la densité de pièges est définie par la densité d'antisites ionisés  $[AsGa^+]_0$ , pour les électrons, et neutres  $[AsGa^o]_0$ , pour les trous. Hors équilibre, cette densité change et modifie le temps de vie des porteurs. La densité d'antisites ionisés  $[AsGa^+]_0$  et neutres  $[AsGa^o]_0$  s'exprime alors en fonction de la densité de porteurs piégés :

$$\begin{aligned} [AsGa^+] &= [AsGa^+]_0 - n_{\text{piege}} \\ [AsGa^o] &= [AsGa^o]_0 + n_{\text{piege}} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Soit  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  la section efficace de capture des électrons et des trous respectivement et  $v_{th}^n$  et  $v_{th}^p$  leur vitesses thermique. D'après la théorie de Shockley-Read-Hall, le temps de vie des porteurs s'écrit :

$$\begin{aligned} \tau_n &= \frac{1}{\sigma_n [AsGa^+] v_{th}^n} \\ \tau_p &= \frac{1}{\sigma_p [AsGa^o] v_{th}^p} \end{aligned} \quad (3.11)$$

### 3.1.1.4 Contact métal-semiconducteur

Le type de contact métal-semiconducteur joue un rôle prépondérant sur la réponse des photocommutateurs car, en fonction de la technologie développée, on peut obtenir des contacts ohmiques ou Schottky entre le semi-conducteur et le métal [Ueng 2001]. Si un contact ohmique permet d'obtenir des signaux électriques de forte amplitude, un contact Schottky permet d'avoir une grande résistance d'obscurité [Kuchta 1990]. Comme montré dans [Mikulics 2005], la caractéristique I(V) change selon le type de contact. En effet, la figure 3.3 montre que le photocommutateur MSM avec un contact ohmique possède un comportement linéaire. En revanche, la caractéristique du photodétecteur MSM (ici à

base de nitrure de gallium (GaN)) avec un contact Schottky est plus complexe. Elle est définie par le courant inverse du contact Schottky.

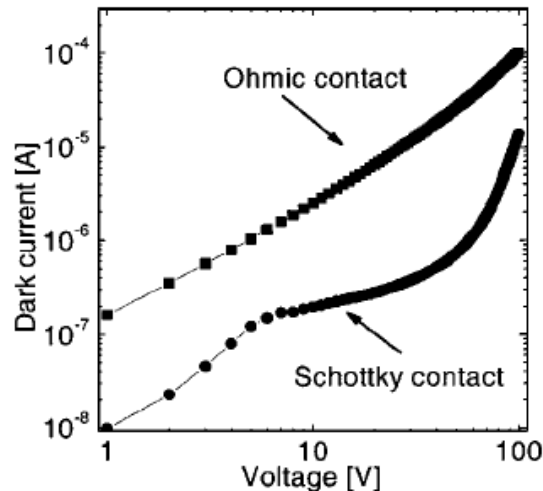


FIG. 3.3: Caractéristique courant-tension d'obscurité d'un photocommutateur MSM à base de GaN avec des contacts Schottky et ohmique. Le photodétecteur a une surface active de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ , une largeur des doigts de  $1 \mu\text{m}$  et un espacement entre doigts de  $1,5 \mu\text{m}$  [Mikulics 2005].

Nous verrons que selon la nature du semiconducteur (épitaxié à basse température, intrinsèque) et la métallisation, nous utilisons des contact soit ohmique (matériau rapide) soit schottky (matériau intrinsèque). En effet, dans le chapitre 5 nous allons effectuer des mesures de la caractéristique  $I(V)$  des photocommutateur à base d'AsGa intrinsèque qui révèlent la nature du contact métal-semiconducteur qui est un contact Schottky.

## 3.2 Simulation du photocommutateur rapide

La simulation de la réponse du photocommutateur est basée sur les paramètres du matériau et du circuit hyperfréquence. Ce qui permet une analyse incluant à la fois l'analyse de la conduction des porteurs de charge dans la structure et le circuit hyperfréquence qui constitue la partie intégrante du dispositif. Le modèle développé dans ce chapitre est basé sur un schéma électrique équivalent contenant une résistance variable en parallèle avec une capacité. Le système d'équations différentielles lié au dispositif est résolu numériquement avec la méthode des différences finies.

La structure étudiée dans ce chapitre est une structure planaire avec des peignes interdigités (voir figure 3.4). Il s'agit de guides d'onde coplanaires déposés sur AsGa basse température dopé béryllium. Le photocommutateur est constitué d'un peigne interdigité situé au milieu du ruban central. Les plans de masse sont communs à deux guides contigus.

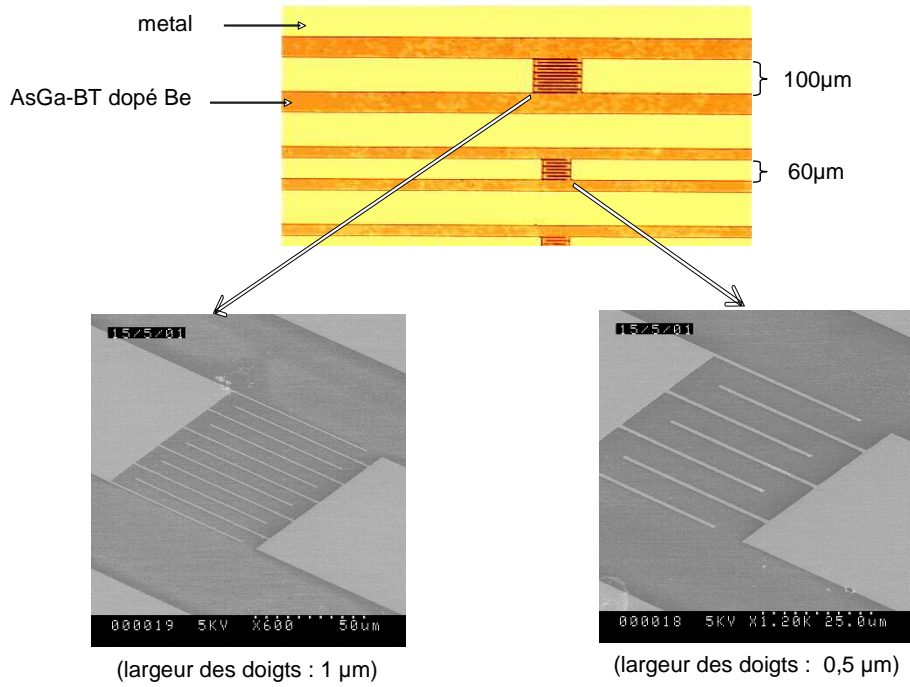


FIG. 3.4: Photographie du dispositif ainsi que celle au microscope électronique des photocommutateurs contenus dans le dispositif.

Les dimension des lignes sont calculées pour avoir une impédance de  $50\Omega$ .

### 3.2.1 Modèle électrique

En utilisant les hypothèses énoncées précédemment, le photocommutateur se comporte comme une résistance variable traduisant la variation de la densité de porteurs sous l'effet d'une impulsion optique. Le modèle est affiné en tenant compte de la résistance d'obscurité  $R_{obs}$  qui dépend du matériau utilisé. D'un point de vue micro-onde les travaux d'Auston ont montré que le photocommutateur peut aussi être modélisé par un gap [Auston 1983] qui se traduit par un ensemble de capacités  $C_g$  et  $C_p$  [Gupta 1979] [Naghed 1990]. Le modèle électrique du photocommutateur est donné par la figure 3.5 :

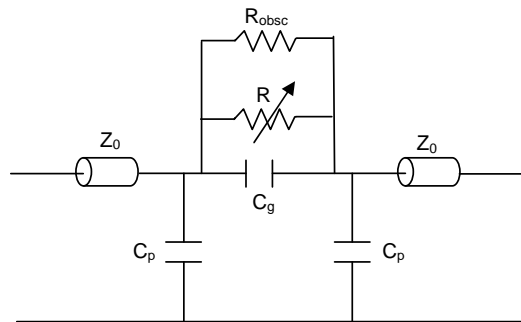


FIG. 3.5: Modèle équivalent du photocommutateur avec des lignes d'accès d'impédance caractéristique  $Z_0$

Les capacités  $C_p$  permettent de modéliser le couplage entre la ligne de propagation et

les plans de masse. Dans ce chapitre, nous négligerons l'effet de ces capacités sur la réponse temporelle du photocommutateur étant donné les dimensions des structures étudiées qui conduisent à des valeurs de  $C_p$  généralement 10 fois plus faibles que celles de  $C_g$ .

La capacité  $C_g$  permet de modéliser les effets de couplage entre électrodes situés de part et d'autre du gap. Nous verrons plus loin, les formules analytiques des capacités  $C_g$  et  $C_p$  ainsi que l'influence de ces dernières sur la sensibilité du photocommutateur.

### 3.2.2 Simplification du dispositif pour le calcul de la photo-résistance

La structure interdigitée du photocommutateur ne permet pas de passer simplement de la densité de photons à la résistance équivalente du photocommutateur. Une simplification est nécessaire avant de développer le calcul. En pratique le spot n'éclaire pas la totalité de la surface active du photocommutateur. On considérera que le spot est carré et d'éclairage uniforme puisque la puissance totale contenue dans un spot gaussien, de forme  $e^{-(r/r_0)^2}$ , est équivalente à la puissance contenue dans un carré de côté  $\sqrt{\pi}r_0$ .

En utilisant cette simplification, la surface éclairée du photocommutateur est équivalente à un rectangle (voir figure 3.6) dont la largeur est la distance inter-doigts  $d$  et la longueur  $l_p$  fonction du nombre de doigts éclairés  $N$  comme suit :

$$l_p = (N - 1)r_0\sqrt{\pi} \quad (3.12)$$

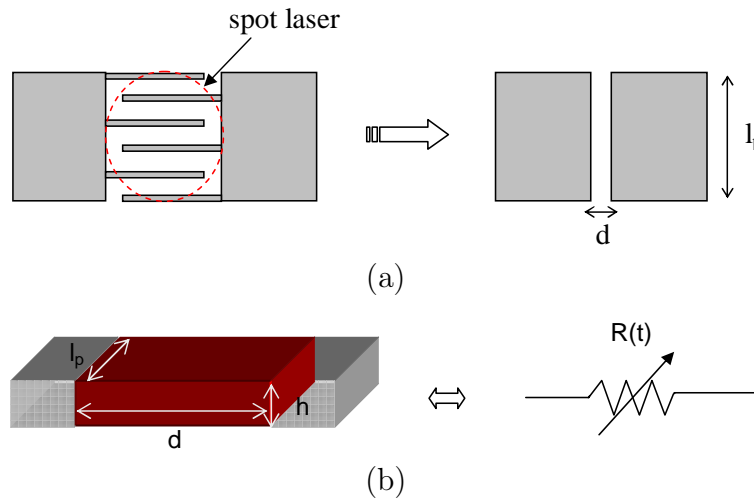


FIG. 3.6: (a) Configuration équivalente de la surface éclairée.(b) Résistance équivalente de la partie active du photocommutateur

### 3.2.3 Méthode de calcul et résolution numérique

Les calculs mis en oeuvre font intervenir les équations de continuité dans le matériau semiconducteur et les équations de Kirchhoff liées au circuit électrique.

### 3.2.3.1 Calcul de la conduction des porteurs

Nous commençons par le calcul de l'excitation optique. En effet, le photocommutateur est éclairé avec une impulsion optique de largeur temporelle  $\tau_{las}$  et de puissance moyenne  $P_{opt}$  à la fréquence de répétition  $f_{las}$  :

- L'énergie d'une impulsion est donnée par :

$$E_{imp} = \frac{P_{opt}}{f_{las}} \quad (3.13)$$

- Soit  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence d'un photon, le nombre de photons par impulsion est donc :

$$N_{photons} = \frac{E_{imp}}{h\nu} \quad (3.14)$$

- Considérant que le rendement quantique est de 1 et le coefficient de réflexion du matériau R, la densité de photons générant des électrons dans le volume éclairé est donnée par :

$$D_{photons} = \frac{(1 - R) N_{photons}}{l_p d h} \quad (3.15)$$

Où  $h = \frac{1}{\alpha}$  est la profondeur d'absorption optique dans l'AsGa.

- L'impulsion s'écrit sous la forme :

$$Imp(t) = \frac{D_{photons}}{\tau_{las} \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{t - t_0}{\tau_{las}}\right)^2\right) \quad (3.16)$$

Cette impulsion exprime le taux de génération de porteurs photoinduits par excitation optique :

$$G(t) = \frac{D_{photons}}{\tau_{las} \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{t - t_0}{\tau_{las}}\right)^2\right) \quad (3.17)$$

La modélisation du matériau est basée sur le modèle Shockley-Read-Hall. Selon les équations de continuité (3.9) et (3.11), la variation de la concentration de porteurs dans

le matériau suit les équations différentielles :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{D_{photons}}{\tau_{las} \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau_{las}}\right)^2\right) - \frac{n(t)}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{D_{photons}}{\tau_{las} \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau_{las}}\right)^2\right) - \frac{p(t)}{\tau_p} \end{cases} \quad (3.18)$$

La conductivité du matériau dépend directement de la densité de porteurs photo-générés :

$$\sigma(t) = q (n(t)\mu_n + p(t)\mu_p) \quad (3.19)$$

La résistance équivalente vaut alors :

$$R(t) = \frac{d}{\sigma(t) l_p h} = \frac{d}{q l_p h (n(t)\mu_n + p(t)\mu_p)} \quad (3.20)$$

### 3.2.3.2 Circuit électrique

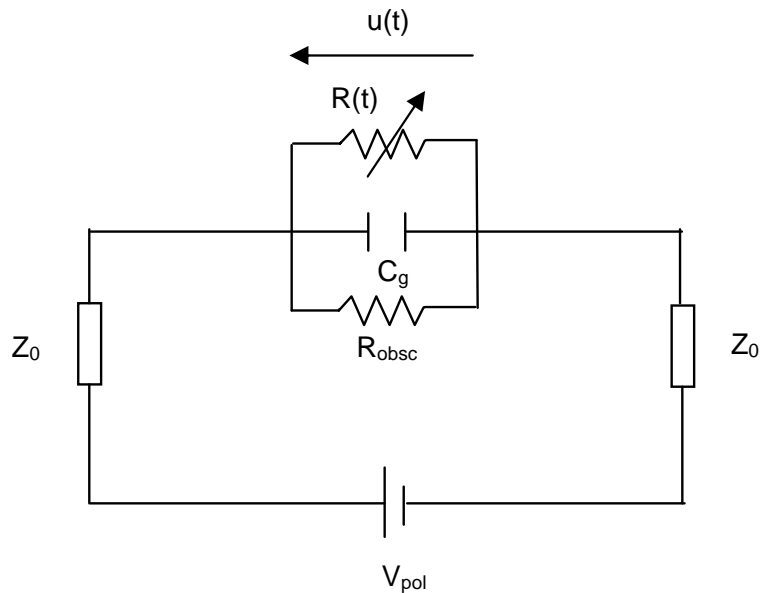


FIG. 3.7: circuit électrique équivalent du photocommutateur

Le photocommutateur est alimenté par une tension de polarisation  $V_{pol}$  via les lignes d'accès d'impédance caractéristique  $Z_0$  (voir figure 3.7). On définit  $u(t)$  la tension aux bornes du photocommutateur et  $R_{eq}(t)$  la résistance équivalente à la mise en parallèle



de la résistance d'obscurité et la résistance variable du matériau. En utilisant les lois de Kirchhoff sur le circuit de la figure 3.7, l'équation différentielle du circuit s'écrit :

$$\frac{du(t)}{dt} = \frac{1}{C} \left( \frac{V_{pol} - u(t)}{2Z_0} - \frac{u(t)}{R_{eq}(t)} \right) \quad (3.21)$$

La résolution analytique des équations différentielles des densités de porteurs et du circuit électrique, vues précédemment, se révèle complexe. La méthode des différences finies, qui est une méthode de discrétisation, permet de résoudre des systèmes d'équations qui font intervenir des dérivées d'un ordre quelconque. Par ailleurs, on peut décrire, à l'aide de cette méthode, à chaque instant la tension aux bornes du photocommutateur en fonction de sa tension à l'instant précédent et de la résistance instantanée.

### 3.2.4 Etude de la réponse du photocommutateur

#### 3.2.4.1 Paramètres intrinsèques et extrinsèques du photocommutateur

Les photocommutateurs utilisés pour cette étude sont basés sur l'AsGa basse température et de structure interdigitée dont les dimensions sont réalistes, c.à.d correspondent à des photocommutateurs qui ont fait l'étude d'une thèse [Eusèbe 2004]. Les caractéristiques physiques intrinsèques du matériau sont fixées aux valeurs connues pour l'AsGa-BT. L'excitation optique correspond aux caractéristiques du laser pulsé titane :saphir.

$$\begin{array}{l} \text{- Éléments du circuit} \\ \text{- Impulsion Optique} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} V_{pol} : \text{signal continu ou sinusoïdal ou impulsionnel} \\ Z_0 = 50 \Omega \\ R_{obs} = 100 M\Omega \\ \\ P_{opt} \\ \lambda = 800 \text{ nm} \\ \tau_{las} = 100 \text{ fs} \\ f_{las} = 75 \text{ MHz} \end{array} \right.$$

$$\left. \begin{array}{l} \mu_n = 540 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} \\ [AsGa^+]_0 = 4,54 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ \sigma_n = 10^{-13} \text{ cm}^2 \\ v_{th}^n = 4,4 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1} \end{array} \right\} \tau_n = 0,5 \text{ ps}$$

$$- \text{ Propriétés intrinsèques du matériau } \left\{ \begin{array}{l} \mu_p = 90 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} \\ [AsGa^o]_0 = 3,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \\ \sigma_p = 1,8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \\ v_{th}^p = 1,4 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1} \end{array} \right\} \tau_p = 12,4 \text{ ps}$$

### 3.2.4.2 Dynamique des porteurs photo-induits

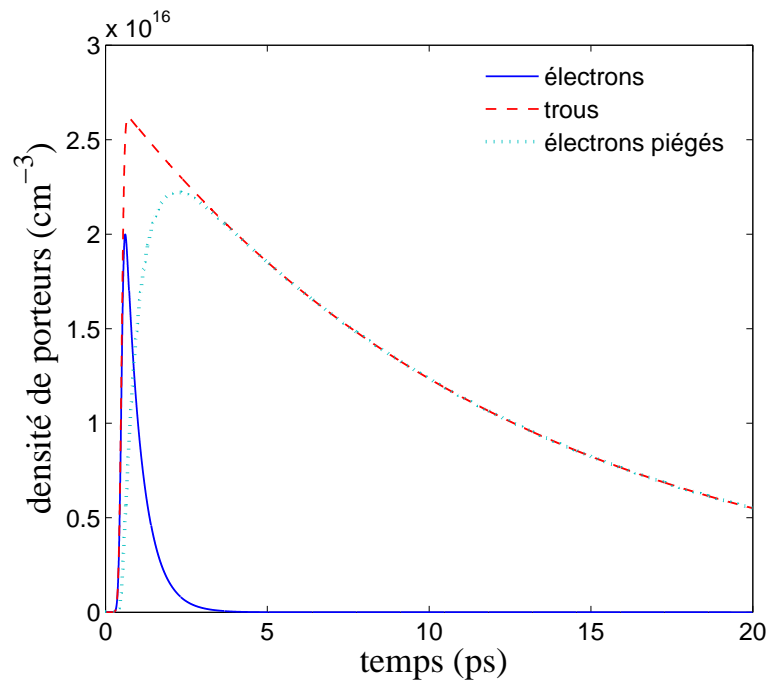


FIG. 3.8: Dynamique des porteurs photogénérés dans le matériau.

Dans cette partie nous allons calculer la densité de porteurs photo-crés par la méthode des différences finies. En effet, par la résolution numérique des équations de continuité définies précédemment (équations (3.9)), on détermine la dynamique des porteurs dans le photocommutateur, le courant circulant dans ce dernier et la tension aux bornes de ce dernier.

Le photocommutateur est considéré totalement éclairé par un faisceau optique d'une puissance de 2 mW et polarisé par une tension continue de 10 V. L'étude est effectuée

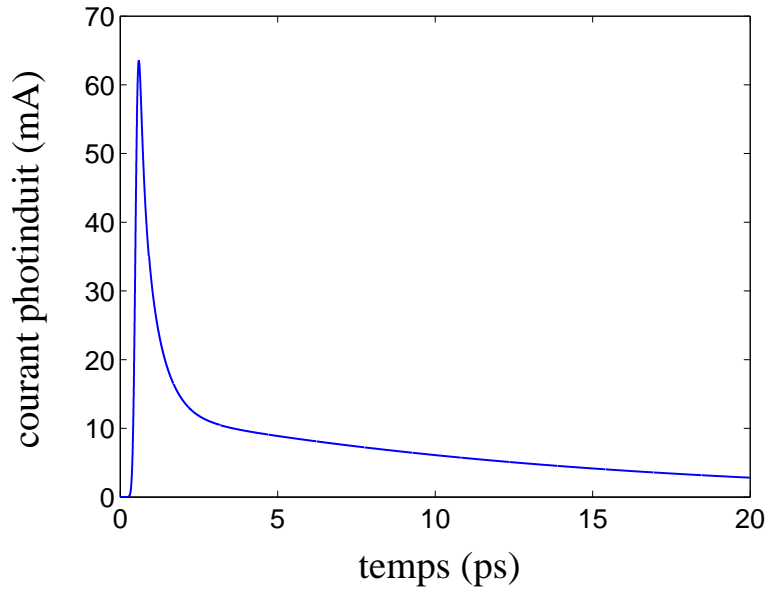


FIG. 3.9: courant induit dans le photocommutateur.

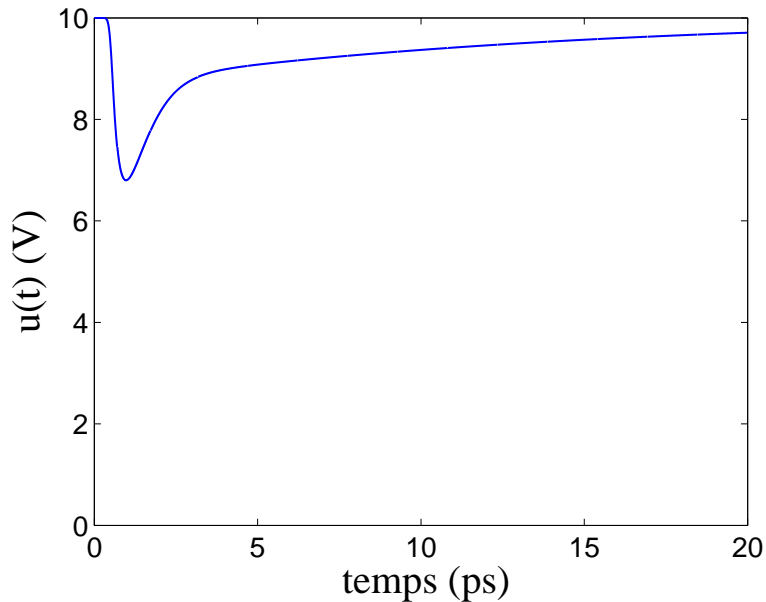


FIG. 3.10: Tension aux bornes du photocommutateur.

sur un photocommutateur à peignes interdigités (de longueur  $L = 30 \mu m$ , de largeur  $w = 1 \mu m$  et de distance inter-doigts  $d = 8,75 \mu m$ ) à base d'AsGa-BT dont les propriétés physiques sont celles citées dans le paragraphe précédent.

La valeur de la capacité est de l'ordre de  $3,3 fF$ . Elle dépend des dimensions des doigts, de l'espacement inter-doigts et du nombre des doigts. La formule analytique de la capacité interdigitée sera décrite dans le chapitre 4. Associée à une impédance de ligne de  $50 \Omega$ , cette valeur de capacité donne une constante de temps de l'ordre de  $150 fs$ . L'influence de la capacité sur la réponse temporelle est faible dans ce cas.

L'évolution temporelle de la densité des porteurs dans le photocommutateur est représentée sur la figure 3.8. Le temps de montée est conditionné par la durée de l'impulsion optique incidente, qui dans ce cas est de  $0,1 \text{ ps}$ . La durée de vie des électrons est très faible par rapport à celle des trous ( $0,5 \text{ ps}$  devant  $12,4 \text{ ps}$ ). Les niveaux de piège présents dans l'AsGa-BT permettent une recombinaison rapide des électrons ce qui signifie que la durée de vie des porteurs varie suivant le niveau de remplissage des pièges [Eusèbe 2004].

Le courant généré par le photocommutateur est représenté sur la figure 3.9. Puisque le matériau étudié est un matériau très rapide qui est limité par la durée de vie, le courant est proportionnel à la population de porteurs.

En ce qui concerne la tension présente aux bornes du photocommutateur elle n'est pas directement proportionnelle à la population de porteurs du fait de l'effet "pont diviseur" de tension induit par l'impédance équivalente des lignes. En négligeant l'effet de la capacité  $C_g$  dans l'analyse du circuit (figure 3.7) nous obtenons :

$$u(t) = \frac{V_{pol} R_{eq}(t)}{2Z_0 + R_{eq}(t)} = \frac{V_{pol}}{1 + \frac{2Z_0}{R_{eq}(t)}} \quad (3.22)$$

Dans le cas où  $R_{eq}(t)$  reste très supérieur à  $2Z_0$  nous pouvons écrire :

$$u(t) = V_{pol} \left( 1 - \frac{2Z_0}{R_{eq}(t)} \right) \quad (3.23)$$

qui est une fonction linéaire de la population des porteurs ( $R_{eq}(t) \propto \frac{1}{\mu_n n(t) + \mu_p p(t)}$ ). Ce qui permet d'obtenir directement la dynamique des porteurs par mesure de la réponse électrique du circuit.

Pour les paramètres de simulation présentés plus haut ( $P_{opt} = 2mW$ ), la résistance  $R_{eq}(t)$  chute à une valeur minimale de  $130,6 \Omega$ . Dans ce cas l'approximation de l'équation (3.23) n'est pas valable.

La figure 3.10 trace la variation temporelle de la tension aux bornes du photocommutateur. Cette figure montre que le photocommutateur est dépolarisé suite à une chute de la résistance de ce dernier à une valeur minimale de  $130,6 \Omega$ . La réponse temporelle du photocommutateur ( $u(t)$ ) est perturbée par l'effet du circuit. Elle reste néanmoins une image de la dynamique des porteurs. On retrouve ainsi une réponse rapide liée aux électrons et une réponse plus lente liée aux trous.

### 3.2.4.3 Réponse du photocommutateur

Nous rappelons que le but de cette étude est d'analyser la possibilité d'échantillonner des signaux de haute fréquence et/ou de faible amplitude par des photocommutateurs rapides tel que l'AsGa-BT. Des études et des mesures effectuées sur ce matériau ont prouvé que les propriétés physiques telles que la résistance d'obscurité, la mobilité et la durée de vie des porteurs assurent une génération d'impulsions électriques subpicosecondes. En effet, avec un photocommutateur réalisé avec un peigne interdigité en or déposé sur de l'AsGa basse température dopé béryllium, on peut générer des impulsions dont la largeur correspondant à la durée de vie des électrons est de l'ordre de  $0,5 \text{ ps}$ . En utilisant ces matériaux pour échantillonner des signaux de faible durée tels que les impulsions RSFQ, la résolution temporelle est donc assurée.

Nous allons illustrer la réponse temporelle des photocommutateurs à base d'AsGa-BT polarisés par une tension sinusoïdale haute fréquence dans un premier temps puis avec une impulsion RSFQ.

#### 3.2.4.3.1 La tension de polarisation est un signal sinusoïdal

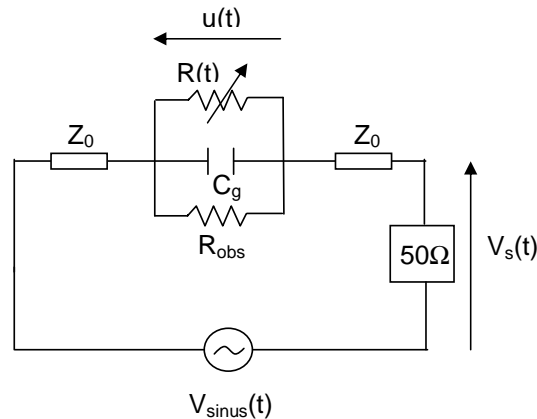


FIG. 3.11: Circuit électrique de mesure.

Le signal polarisant est ici un signal sinusoïdal de fréquence  $f = 10 \text{ GHz}$  et d'amplitude  $A_m = 1 \text{ V}$ . La figure 3.12 présente le signal calculé sur une charge de  $50 \Omega$  placée à la sortie du dispositif photocommutateur selon le figure 3.11.

#### 3.2.4.3.2 La tension de polarisation est une impulsion RSFQ

La forme de l'impulsion RSFQ théorique est donnée par l'équation 4.32 [Feldman 1999] [Febvre 2001]. Cette impulsion est caractérisée par une largeur à mi-hauteur (Full-Width at Half-Maximum)  $FWHM = 0,4 \text{ ps}$  et une amplitude de  $0,52 \text{ mV}$  qui sont des valeurs typiques.

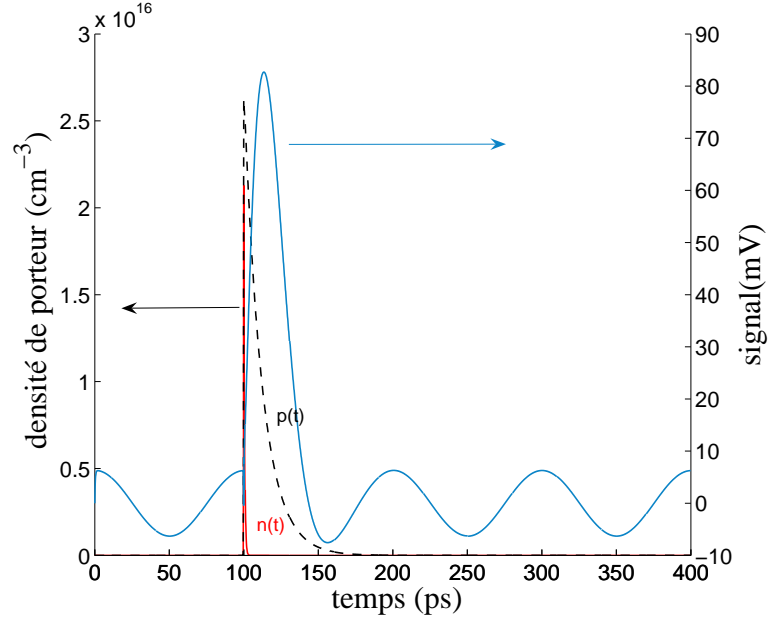


FIG. 3.12: Signal de sortie calculé sur  $50 \Omega$  ainsi que la dynamique des porteurs photogénérés pour une excitation sinusoïdale de  $10 \text{ GHz}$  d'amplitude  $1 \text{ V}$  et pour une puissance optique de  $2 \text{ mW}$

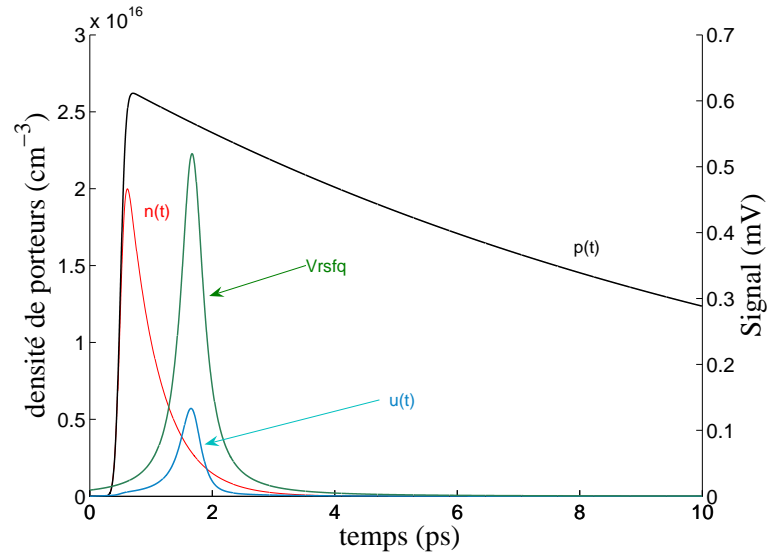


FIG. 3.13: Signal calculé aux bornes du photocommutateur lorsqu'il est polarisé par une impulsion RFSQ ainsi que la dynamique des porteurs photogénérés pour une puissance optique de  $2 \text{ mW}$ . Le retard entre l'impulsion RFSQ et l'excitation optique est  $\tau = 1 \text{ ps}$ .

$$V(t) = V_c \frac{a^2}{i + \cos(2\pi(\frac{2e}{h}V_c a)t)} \quad (3.24)$$

où  $i = \frac{I_{bias}}{I_c}$ ,  $a = \sqrt{i^2 - 1}$  et  $V_c = R_n I_c$ .  $I_c$  est le courant critique de la jonction Josephson qui génère l'impulsion RFSQ,  $I_{bias}$  est le courant de polarisation de cette jonction et  $R_n$  est la résistance de shunt.

Le signal RSFQ peut être échantillonné par voie optique en utilisant des matériaux ultra-rapides comme nous l'avons étudié avec l'AsGa-BT dopé béryllium. En retardant l'impulsion optique par rapport au signal RSFQ on peut reconstituer la forme du signal et mesurer par échantillonnage optique dont la résolution temporelle correspond à la durée de vie des porteurs.

Nous verrons dans les chapitres suivants que la sensibilité des photocommutateurs à des signaux de haute fréquence et de faible amplitude dépend aussi des paramètres géométriques du photocommutateur.





## CHAPITRE 4

# ETUDE HYPERFRÉQUENCE DES PHOTOCOMMUTATEURS



# Chapitre 4

## Etude hyperfréquence des photocommutateurs

Nous avons vu dans les chapitres précédents qu'avec des matériaux ultra-rapides tels que l'AsGa-BT dopé beryllium, présentant une mobilité d'électron de  $540 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$  et une durée de vie d'électron de  $560 \text{ fs}$  [Krotkus 2002], nous pouvons générer des impulsions ultra-courtes permettant ainsi d'assurer une bonne résolution temporelle. Dans ce chapitre, nous allons étudier l'influence de la géométrie du photocommutateur sur la transmission des signaux de faible amplitude telles que les impulsions RSFQ. En effet, en partant de la structure interdigitée du photocommutateur, nous nous intéressons à l'impact de chaque paramètre géométrique sur le contraste du dispositif.

Par ailleurs, dans le but de mesurer la forme électrique des signaux de sortie des circuits supraconducteurs RSFQ (Rapid-Single-Flux-Quantum), la sensibilité du photocommutateur doit être optimisée. Pour ce faire, une analyse hyperfréquence est nécessaire dans le domaine fréquentiel correspondant aux signaux à mesurer. Notre but est aussi de réaliser un bon contraste. Autrement dit le signal RSFQ génère un signal de sortie important quand le photocommutateur est éclairé et génère un signal de sortie le plus faible possible dans le cas contraire. Le photocommutateur doit réaliser, en quelque sorte, la fonction d'interrupteur optique des impulsions RSFQ. Ce chapitre traite le comportement hyperfréquence des photocommutateurs. Les paramètres  $S$  sont calculés et analysés en fonction de la fréquence pour différents paramètres géométriques du photocommutateur sur une bande passante de  $200 \text{ GHz}$ . Cette étude permet la définition du jeu de paramètres géométriques permettant une bonne sensibilité en amplitude. A l'issue de cette analyse, une structure optimisée est proposée.

## 4.1 Outils hyperfréquences

La caractérisation d'un composant se fait en établissant une loi de comportement qui décrit avec précision les relations entrée-sortie du composant. Lorsque ce composant est un quadripôle (comme ce sera le cas pour notre étude), les relations entrée-sortie sont multiples et la loi de comportement est une matrice de transfert qui traduit les propriétés de transmission ou de réflexion du composant. Ces propriétés sont généralement établies par une approche fréquentielle "petit-signal" (régime linéaire) et la matrice regroupant ces lois de transfert est appelée matrice de répartition ou matrice Scattering (matrice  $S$ ). Ses différents coefficients complexes sont appelés paramètres  $S$ .

Nous rappelons dans cette partie quelques notions de base qui nous ont permis de réaliser l'étude théorique de la réponse hyperfréquence des photocommutateurs dans la suite de ce chapitre. Ainsi, nous évoquons la notion de quadripôle et les méthodes de caractérisation associées [Combes 1997]. Les équations des quadripôles cascades sont présentées à l'aide des matrices  $ABCD$ . Plus loin dans ce chapitre, nous utilisons des modèles hyperfréquences des photocommutateurs dont on va étudier dans cette partie les différents quadripôles correspondant et le passage des matrices  $ABCD$  aux paramètres  $S$ . Nous rappelons aussi le quadripôle de la ligne de transmission avec et sans pertes.

Enfin nous présentons brièvement le calibrage TRL (Thru-Reflect-Line) prévu dans la conception du nouveau dispositif de photodétection sur ligne coplanaire et le calibrage OSTL (Open-short-Thru-Line) utilisé lors des mesures effectuées sur les structures coplanaires à gap et à sillon du chapitre 5.

### 4.1.1 Caractérisation d'un quadripôle

Un quadripôle est un circuit à deux bornes d'entrée et deux bornes de sortie, permettant le transfert d'énergie entre deux dipôles.

Parmi plusieurs méthodes permettant la caractérisation d'un quadripôle, nous aborderons la méthode des paramètres  $S$  et la méthode de matrice de chaîne ou matrice  $ABCD$ . La première méthode est une caractérisation par les ondes. La deuxième méthode consiste à faire correspondre la tension et le courant d'entrée aux tension et courant de sortie par la matrice  $ABCD$ .

#### 4.1.1.1 Paramètres $S$

Les composants que nous étudierons seront modélisés par un quadripôle afin d'étudier leurs propriétés de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence. Nous présentons dans cette partie la définition et l'établissement de la matrice regroupant les lois de

transfert entrée-sortie, c'est-à-dire la matrice de répartition ou matrice  $S$ .

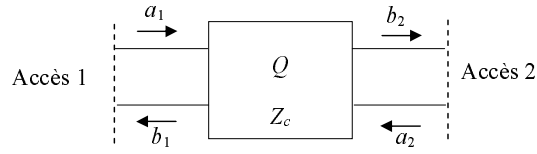


FIG. 4.1: Ondes entrantes  $a$  et sortantes  $b$  d'un quadripôle  $Q$ .

Pour le quadripôle  $Q$  de la figure 4.1 avec deux accès 1 et 2, une onde incidente à l'accès 1 donne naissance à une onde réfléchie et à une onde transmise, de même pour une onde incidente à l'accès 2. En notant  $a$  les amplitudes complexes des ondes entrantes et  $b$  les amplitudes complexes des ondes sortantes, nous avons :

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Ce qui donne, sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Les paramètres  $S_{ij}$  de la matrice sont appelés paramètres de répartition ou "paramètres  $S$ ".

Définissons maintenant les relations liant les tensions et courants entrant dans un quadripôle ( $V_i$  et  $I_i$ ) aux ondes incidentes et réfléchies ( $a_i$  et  $b_i$ ). On considère le quadripôle de la figure 4.2 :

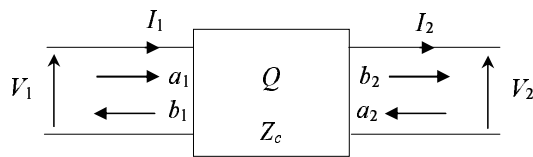


FIG. 4.2: Tensions et courants ( $V_i$  et  $I_i$ ) appliqués au quadripôle  $Q$  et de tension incidentes et réfléchies ( $a_i$  et  $b_i$ ).

Les ondes  $a_i$  et  $b_i$  sont définies de la façon suivante [Frickey 1994] [D.Courivaud 2002] :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \quad b_1 = \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \quad (4.3)$$

et

$$a_2 = \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \quad b_2 = \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \quad (4.4)$$

Les grandeurs  $a$  et  $b$  ont la dimension de la racine carrée d'une puissance et s'expriment en  $W^{1/2}$ .

#### 4.1.1.2 Matrice $ABCD$

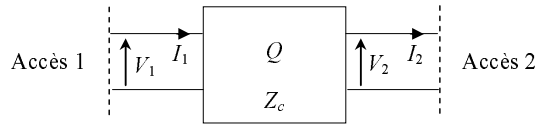


FIG. 4.3: Tension  $V$  et courant  $I$  caractérisant le quadripôle  $Q$ .

Plusieurs matrices permettent de relier les tensions  $V$  et courants  $I$  aux deux accès d'un quadripôle. Dans ce paragraphe, nous ne rappelons que le principe de la matrice  $ABCD$  car elle est utilisée pour l'analyse du modèle hyperfréquence du photocommutateur. Cette matrice  $ABCD$  permet d'exprimer la tension  $V_1$  et le courant  $I_1$  de l'accès 1 d'un quadripôle en fonction de la tension  $V_2$  et du courant  $I_2$  de l'accès 2 (relation 4.5). Les conventions utilisées pour les tensions et courants sont définies sur la figure 4.3.

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Ainsi en développant nous obtenons :

$$\begin{aligned} V_1 &= AV_2 + BI_2 \\ I_1 &= CV_2 + DI_2 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Les quatre paramètres chaîne sont définis comme suit :

- $A$  représente le gain en tension inverse lorsque la sortie est en circuit ouvert.
- $B$  et  $C$  représentent une impédance et une admittance de transfert.
- $D$  représente l'opposé du gain en courant inverse lorsque la sortie est en court circuit.

Pour un quadripôle constitué d'une impédance en série (figure 4.4 (a)), sa matrice  $ABCD$  s'écrit sous la forme :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{Z_s} = \begin{bmatrix} 1 & Z_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

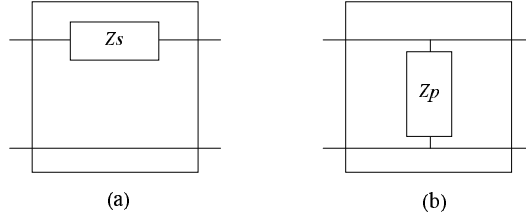


FIG. 4.4: Quadripôle constitué d'une impédance série (a) ou parallèle (b).

Lorsque l'impédance est en parallèle (figure 4.4 (b)) la matrice  $ABCD$  est de la forme :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{Z_p} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_p & 1 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

### 4.1.2 Mise en cascade de deux quadripôles

Nous avons vu précédemment que tout quadripôle (passif ou actif, quel que soit le nombre d'éléments qu'il comprenne) est complètement caractérisé par les 4 éléments d'une de ses matrices représentatives. L'intérêt du quadripôle réside essentiellement dans la compacité de ses représentations matricielles. Il est alors facile de construire des quadripôles plus évolués, en associant des quadripôles plus simples. Pour réaliser des fonctions électroniques complexes, de nombreux éléments hyperfréquences passifs ou actifs peuvent être placés en cascade.

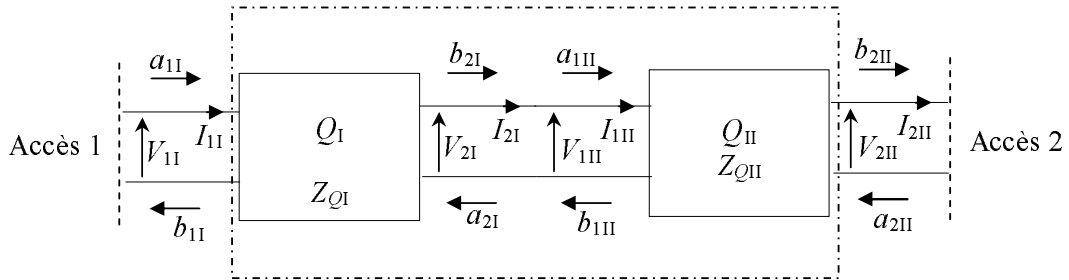


FIG. 4.5: Mise en cascade de deux quadripôles hyperfréquences I et II.

Dans ce paragraphe, nous rappelons la mise en équation de deux quadripôles en cascade comme présenté sur la figure 4.5.

Les matrices  $S$  ne sont pas cascadables puisque l'on ne peut pas relier  $b_{2I}$  à  $a_{1II}$  ni  $b_{2II}$  à  $a_{1I}$ . Pour étudier théoriquement un système hyperfréquence constitué de plusieurs éléments, nous devons passer par leurs matrices  $ABCD$ . Ainsi les matrices  $ABCD$  des

éléments  $Q_I$  et  $Q_{II}$  de la figure 4.5 s'écrivent :

$$\begin{bmatrix} V_{1I} \\ I_{1I} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_I \cdot \begin{bmatrix} V_{2I} \\ I_{2I} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

$$\begin{bmatrix} V_{1II} \\ I_{1II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{II} \cdot \begin{bmatrix} V_{2II} \\ I_{2II} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Comme  $V_{2I} = V_{1II}$  et  $I_{2I} = I_{1II}$ , on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} V_{1I} \\ I_{1I} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_I \cdot \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{II} \cdot \begin{bmatrix} V_{2II} \\ I_{2II} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Ainsi la matrice  $ABCD$  totale du système constitué des deux éléments I et II s'écrit :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{systeme} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_I \cdot \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{II} \quad (4.12)$$

La matrice de chaîne de deux quadripôles en cascade est donc le produit des matrices  $ABCD$  partielles.

### 4.1.3 Passage de la matrice $ABCD$ aux paramètres $S$

Dans certains cas, il est facile de déterminer la matrice de chaîne ( $ABCD$ ) connaissant le modèle électrique du circuit. Dans le cas où les accès possèdent la même impédance  $Z_0$ , les paramètres  $S$  sont alors exprimés à partir de la matrice  $ABCD$  selon les relations suivantes [Frickey 1994] :

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{A + B/Z_0 - CZ_0 - D}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} \\ S_{21} &= \frac{2(AD - BC)}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} \\ S_{21} &= \frac{2}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} \\ S_{22} &= \frac{-A + B/Z_0 - CZ_0 + D}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} \end{aligned} \quad (4.13)$$



#### 4.1.4 Passage des paramètres $S$ à la matrice $ABCD$

En pratique, à partir des mesures des paramètres  $S$  on peut déterminer le modèle électrique du dispositif sous test. Dans le cas où les accès possèdent la même impédance  $Z_0$ , la matrice  $ABCD$  est alors exprimés à partir des paramètres  $S$  selon les relations suivantes [Frickey 1994] :

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \\
 B &= Z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \\
 C &= \frac{1}{Z_0} \frac{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \\
 D &= \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}}
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

#### 4.1.5 Application au modèle PI

Nous verrons le modèle PI de la capacité interdigitée coplanaire dans le domaine fréquentiel dans le chapitre 4, notamment la signification de chaque paramètre  $Y_i$  quand le photocommutateur de la structure interdigitée est illuminé ou non par un faisceau laser. Le modèle hyperfréquence de la capacité interdigitée coplanaire est décrit par la figure 4.6 selon le modèle PI [Naghd 1990]. Les paramètres  $Y_i$  représentent les admittances de la structure.

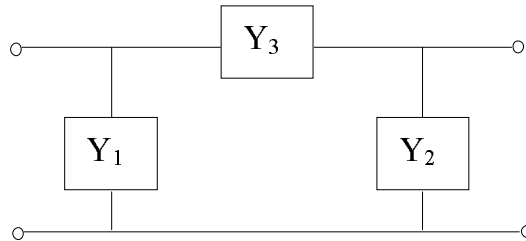


FIG. 4.6: Modèle en PI de la capacité interdigitée coplanaire.

La représentation matricielle du quadripôle type réseau en  $\pi$  [Alley 1970] est de la forme :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + Y_2/Y_3 & 1/Y_3 \\ Y_1 + Y_2 + Y_1Y_2/Y_3 & 1 + Y_1/Y_3 \end{bmatrix} \tag{4.15}$$

## 4.1.6 Ligne de transmission

Les lignes d'accès aux photodétecteurs utilisés dans notre étude sont des lignes coplanaires. Dans ce paragraphe, nous allons rappeler brièvement la théorie de la ligne de transmission d'une manière globale et comment on peut décomposer une ligne de transmission en petits tronçons de ligne. Nous rappelons ainsi la matrice ABCD d'une ligne de transmission dans le cas d'une ligne avec et sans pertes. Ensuite, nous nous intéressons aux lignes de transmission coplanaires.

### 4.1.6.1 Modèle

Dès que la ligne de transmission n'est pas de longueur très faible devant la longueur d'onde  $\lambda$ , elle peut être décomposée en une suite d'éléments-unités très petits devant  $\lambda$ , dits tronçons de lignes. Chacun de ces tronçons est modélisé par le circuit électrique équivalent de la figure 4.7. Ce modèle est valable lors d'une propagation dite TEM (Transversal Electric and Magnetic fields) c'est à dire lorsque les champs électrique et magnétique se trouvent dans des plans perpendiculaires aux conducteurs. Les lignes coaxiales, bifilaires et triplaques sont de bons exemples de lignes permettant une propagation TEM. Néanmoins l'approximation TEM est aussi valable pour les lignes microrubans.

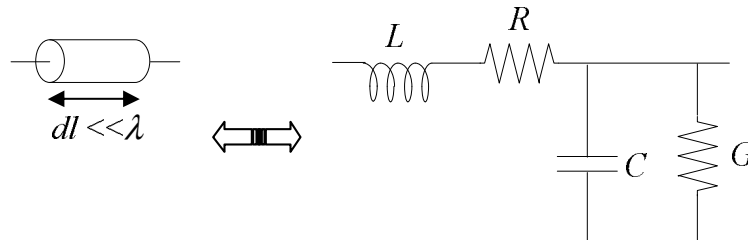


FIG. 4.7: Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission.

Le modèle comporte :

- en série, une résistance  $R$  et une inductance  $L$ , pour représenter respectivement les pertes d'énergie active et l'énergie réactive stockée sous forme électromagnétique dans les conducteurs de la ligne.

- en parallèle, une conductance  $G$  et une capacité  $C$ , pour représenter les pertes d'énergie active et l'énergie réactive stockée sous forme électrostatique dans le diélectrique de la ligne.

$R$ ,  $L$ ,  $C$  et  $G$  sont les paramètres primaires de la ligne ; ils sont respectivement exprimés en  $\Omega/m$ ,  $H/m$ ,  $F/m$  et  $S/m$ .

En régime stationnaire, deux autres paramètres  $Z_c$  et  $\gamma$ , dits paramètres secondaires, interviennent dans les équations de la tension et du courant se propageant le long de la

ligne. Ces paramètres secondaires sont exprimés en fonction des paramètres primaires  $R$ ,  $L$ ,  $C$  et  $G$  de la ligne de transmission.

L'impédance caractéristique  $Z_c$  est exprimée en  $\Omega$  et la constante de propagation  $\gamma$  est exprimée en  $m^{-1}$  selon les relations :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (4.16)$$

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (4.17)$$

Cette relation peut aussi s'écrire  $\gamma = \alpha + j\beta$  où :

- la partie réelle  $\alpha$  est un paramètre d'affaiblissement exprimé en Np/m ou en dB/m.

Il représente les pertes dans la ligne de transmission.

- la partie imaginaire  $\beta$  est un paramètre de phase exprimé en rad/m. Il est caractéristique de la propagation dans la ligne.

Une onde se propageant dans une ligne de transmission peut être définie :

- en un point donné de la ligne. Dans ce cas, la tension est une fonction sinusoïdale du temps dont la périodicité dans le temps est la période exprimée en seconde :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (4.18)$$

- à un instant donné, la tension est une fonction sinusoïdale de la position sur la ligne suivant l'axe de propagation dont la périodicité dans l'espace est la longueur d'onde exprimée en mètre :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (4.19)$$

Enfin cette onde se déplace dans la ligne avec une vitesse constante  $v_\varphi$ , appelée vitesse de phase exprimée en mètres par seconde :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} \quad (4.20)$$

### Cas d'une ligne sans perte $\alpha = 0$

La ligne sans perte désigne une ligne idéale : si la ligne est adaptée, toute la puissance injectée en son entrée est transmise à sa sortie. Dans ce cas, les paramètres  $R$  et  $G$  sont nuls et la ligne est caractérisée par les relations :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4.21)$$

$$T_c = \frac{1}{v_\varphi} = \sqrt{LC} \quad (4.22)$$

$$\gamma = j\beta \quad (4.23)$$

où  $T_c$ , exprimé en s/m est le temps caractéristique de la ligne.

#### 4.1.6.2 Matrice $ABCD$

La matrice  $ABCD$  d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique  $Z_c$ , de longueur  $l$  et d'exposant de propagation  $\gamma$  est donnée par la relation 4.24.

$$ABCD_{\alpha \neq 0} = \begin{bmatrix} ch(\gamma l) & Z_c sh(\gamma l) \\ \frac{sh(\gamma l)}{Z_c} & ch(\gamma l) \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

Dans le cas d'une ligne sans perte la matrice  $ABCD$  est simplifiée pour donner la relation 4.25.

$$ABCD_{\alpha=0} = \begin{bmatrix} \cos(\beta l) & jZ_c \sin(\beta l) \\ \frac{j \sin(\beta l)}{Z_c} & \cos(\beta l) \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

#### 4.1.6.3 Ligne coplanaire

Par sa structure planaire, la ligne coplanaire [Wen 1969] offre l'avantage de rassembler tous les conducteurs dans le même plan ce qui simplifie l'insertion de composants et leur interconnexion.

La ligne coplanaire, présentée sur la figure 4.8, est constituée de trois conducteurs métalliques placés sur un diélectrique. Les conducteurs sont séparés par deux fentes identiques. Les paramètres géométriques caractérisant cette ligne sont la largeur du ruban central  $W$ , la largeur des fentes  $S$ , les épaisseurs du substrat  $h$  et du conducteur  $t$  ainsi que la largeur des plans de masse  $g$ .

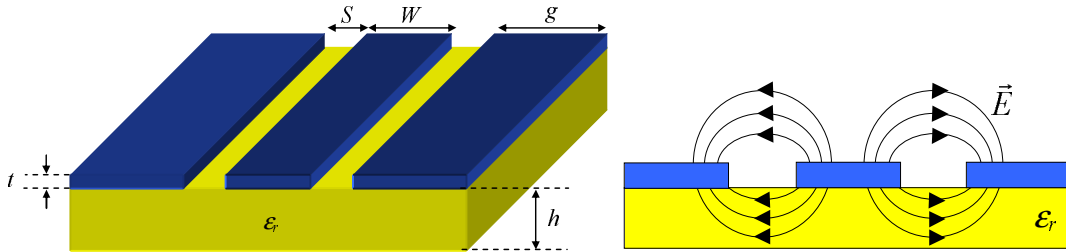


FIG. 4.8: La ligne coplanaire avec la répartition des lignes de champ électrique.

Dans cette configuration, le champ électrique se propage dans deux diélectriques différents [Gupta 1979], celui du substrat et celui présent au-dessus de la ligne, qui est souvent de l'air.

## 4.2 Quelques procédures de calibrage en hyperfréquence

A hautes fréquences, on ne peut pas négliger les dimensions des éléments constituant le circuit de mesure devant la longueur d'onde guidée dans le milieu de propagation. Il est donc impératif de définir rigoureusement les plans de la mesure (figure 4.9).

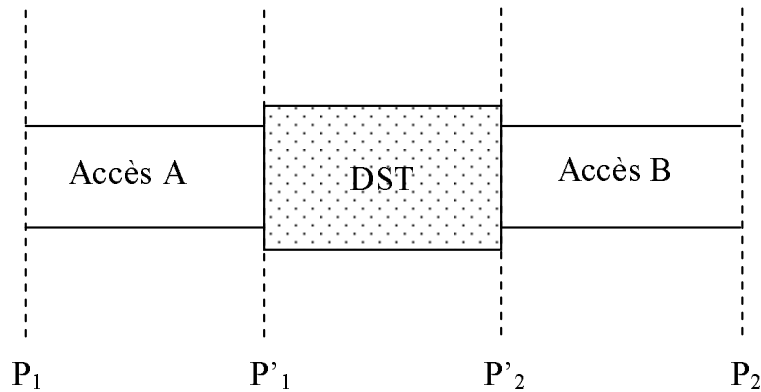


FIG. 4.9: Plans de mesure ( $P_1 - P_2$ ) et plans de référence du dispositif sous test (DST) ( $P'_1 - P'_2$ ).

La différence entre les plans  $P_1 - P'_1$  et  $P_2 - P'_2$  fait que les mesures hyperfréquences des paramètres S du dispositif sous test (DST) présentent un certain nombre d'erreurs systématiques et d'autres aléatoires qui ne sont pas répétitives.

Les erreurs systématiques sont répétibles et prédominantes, elles dépendent des éléments matériels du système de mesure tel que sa directivité, la désadaptation d'impédance de source et de charge, le couplage parasite entre accès, la variation du niveau de puissance délivré par la source et les caractéristiques des accès en fonction de la fréquence. Une bonne modélisation de ces erreurs permet de les corriger. La procédure de calibrage, qui est une opération fondamentale, consiste alors à corriger et déplacer les plans de mesure. Elle permet d'améliorer la précision et la fiabilité des mesures. Différentes méthodes de correction d'erreurs et extraction des paramètres S intrinsèques du dispositif à tester ont été développées.

Parmi les nombreuses méthodes de calibrage, citons-en deux principales qui ont été utilisées lors de la caractérisation hyperfréquence de nos dispositifs : les calibrages OSLT (Open-Short-Load-Through) [Hewlett-Packard 1999] et TRL (Through-Reflect-Line) [Engen 1979] [Hewlett-Packard 1980].

Quant aux erreurs aléatoires, elles ne sont pas répétibles ; elle sont difficiles à corriger. Elles sont liées à l'opérateur et à l'environnement de la mesure (connectique, la température, le bruit, etc). En effet, il est techniquement impossible de configurer un banc de mesure (analyseurs, câbles de connexion, boîtier et monture de test,...) de la même façon

pendant plusieurs mesures éloignées dans le temps. Par exemple, pour serrer les connecteurs on n'applique pas le même couple de force, ce en quoi une clé dynamométrique peut minimiser cet effet. Une légère torsion des câbles peut produire un léger décalage des plans de mesures lors du serrage des connecteurs. Ceci introduit une rotation de phase, ce qui est contraignant par rapport au but de la procédure de calibrage qui consiste à connaître avec une grande précision la phase localisant la position réelle des plans de mesure. Avec un maximum de précaution et de rigueur, ces erreurs humaines et aléatoires peuvent être négligées.

#### 4.2.1 Calibrage OSLT (Open-Short-Load-Through)

La méthode de calibrage OSTL est la plus utilisée pour la mesure des structures planaires. Cette technique utilise quatre standards "Open" "Short" "Load" "Through". "Open" est obtenu en laissant les pointes de mesure en l'air. Elle utilise une résistance coplanaire de  $50 \Omega$  comme impédance de référence. La figure 4.10 montre les standards de calibrage OSTL. Cette méthode donne de bon résultats dans le cas des technologies

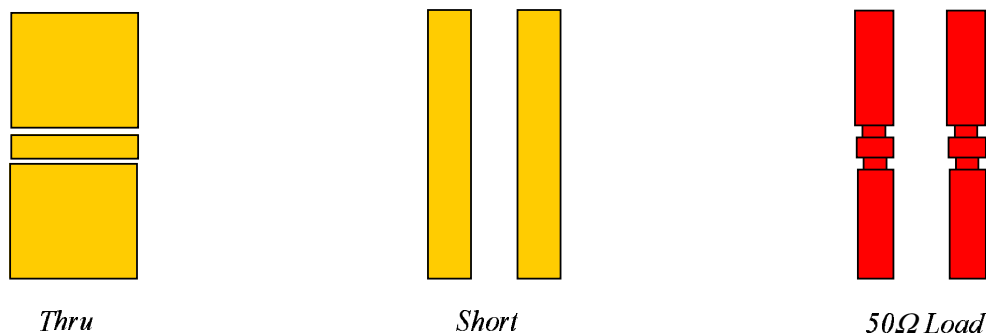


FIG. 4.10: Standard de calibrage OSTL.

standards (coaxiale, guide d'onde, etc) où les plans de référence du dispositif à tester peuvent être directement connectés à la sortie des câbles d'accès.

#### 4.2.2 Calibrage TRL (Through-Reflect-Line)

Le principe de cette méthode consiste à modéliser les différents accès ou interfaces, entre les plans de référence du dispositif sous test (DST) et ceux de sortie des appareils de mesure, par des quadripôles d'accès  $Q_A$  et  $Q_B$  (figure 4.11).

Comme son nom l'indique, ce calibrage se fait en trois étapes :

- *Étape de connexion directe ou "Through"* qui consiste à connecter directement les deux accès (figure 4.12) par une ligne de transmission de longueur électrique nulle. Les accès sont identiques et adaptés.

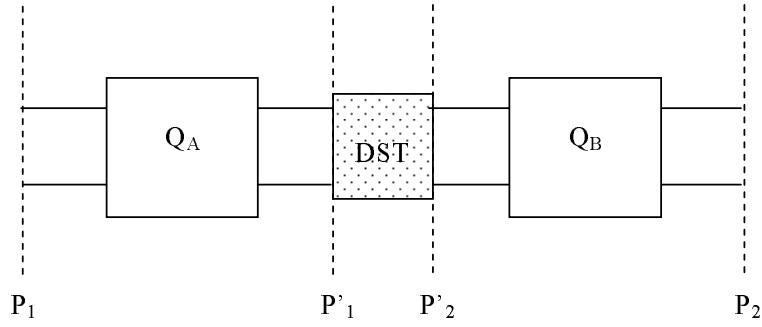


FIG. 4.11: Modélisation des interfaces par des quadripôles d'accès  $Q_A$  et  $Q_B$ .

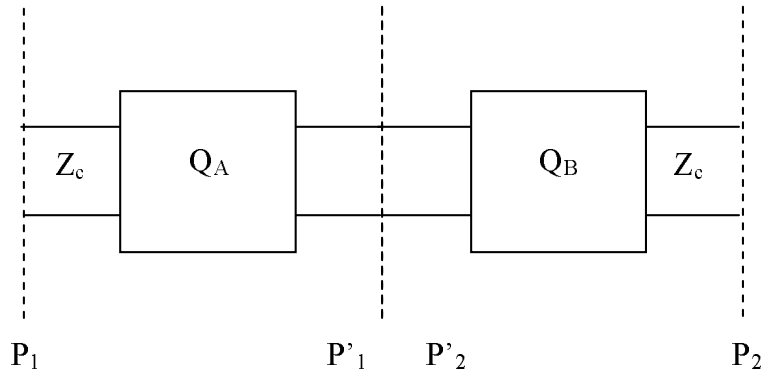


FIG. 4.12: Connexion directe des accès ou Through.

- *Étape "Reflect"* : Il s'agit de terminer chaque accès  $A$  et  $B$  par une même charge de coefficient de réflexion très élevé. En pratique, les accès sont des lignes ouvertes, ce qui correspond au circuit ouvert de la TRL (figure 4.13).

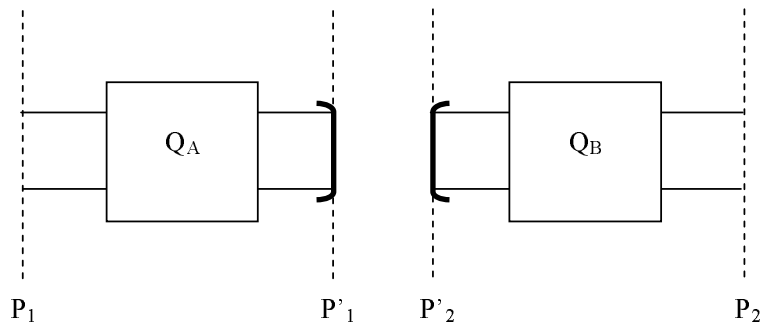


FIG. 4.13: Circuit ouvert aux terminaisons de chaque quadripôle d'accès  $A$  et  $B$ .

- *Étape de ligne à retard ou "Line"* : cette étape consiste à séparer les deux accès par un tronçon de ligne de longueur  $\Delta l$  (figure 4.14). Cette longueur est choisie [Hoer 1986] pour qu'aux deux extrémités de la bande de travail, le déphasage introduit par le tronçon soit différent de  $k\pi$ . Sinon cette étape se confond avec la première dont le déphasage entre les accès est nul. La longueur de la ligne doit satisfaire une marge de phase comprise entre  $20^\circ$  et  $160^\circ$  [Hewlett-Packard 1980]. Le calibrage TRL impose une limitation de la bande

de fréquence à un rapport 8 entre les deux fréquences extrêmes de la bande de travail. Pour y remédier, dans le cas d'une large bande, on réalise plusieurs lignes à retard.

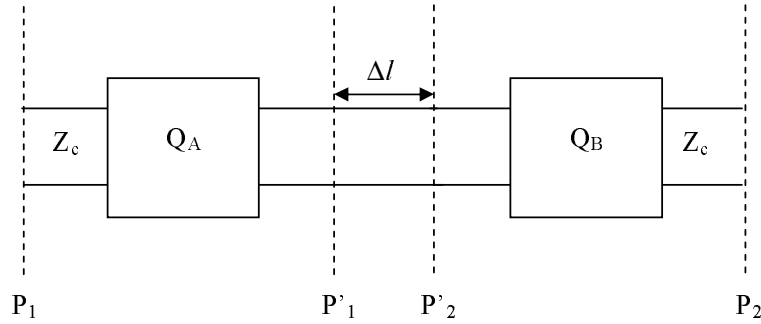


FIG. 4.14: Tronçon de longueur  $\Delta l$  inséré entre  $Q_A$  et  $Q_B$ .

Cette méthode d'autocalibrage est appelée ainsi parce que les standards de calibrage sont élaborés et réalisés par l'utilisateur lui-même dans la même technologie que le dispositif à caractériser (DST). En effet, elle nécessite seulement trois éléments d'étalonnage et la modélisation de ces éléments est globale et ne pose pas de difficulté puisque chaque accès est représenté par un quadripôle à quatre paramètres  $S_{ij}$ .

### 4.3 Analyse fréquentielle du photocommutateur

L'analyse du comportement hyperfréquence de nos interrupteurs optiques, les photocommutateurs, se fait dans le but de laisser passer le signal quand le photocommutateur est éclairé (mode ON) et de le couper quand il n'est pas éclairé (mode OFF). Pour cela, nous analysons les paramètres S en fonction de la fréquence. Afin de réaliser un bon contraste ON/OFF, le signal RSFQ doit être transmis en mode ON et réfléchi en mode OFF.

#### 4.3.1 Modèle hyperfréquence du photocommutateur

Cette analyse nous permet de prédire la réponse fréquentielle du photodétecteur polarisé par l'impulsion RSFQ dans le cas éclairé et dans le cas non éclairé. Au sein du laboratoire, nous possédons des photocommutateurs MSM (Métal-Semiconducteur-Métal) de structure coplanaire interdigités dont la configuration est représentée en figure 4.15.

#### 4.3.2 Modèle PI

Pour faciliter l'analyse et extraire les paramètres pertinents afin d'optimiser la sensibilité du photocommutateur, le modèle PI proposé par [Naghed 1990], modélise la structure



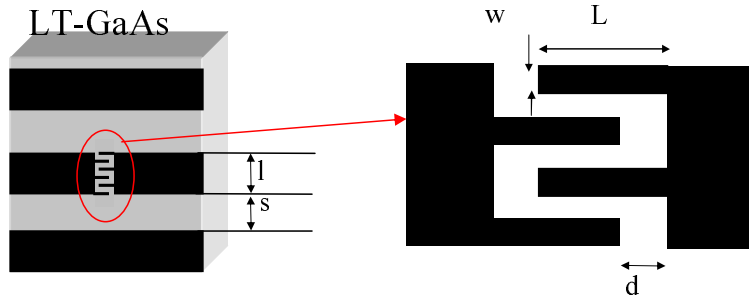


FIG. 4.15: Configuration du photodétecteur MSM : les électrodes en or sont déposées sur le substrat AsGa-BT. Les paramètres  $l$ ,  $s$ ,  $L$  et  $w$  peuvent être ajustés selon le nombre de doigts  $N$ .

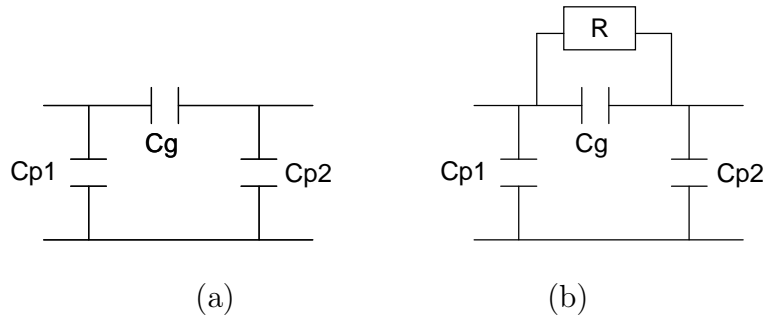


FIG. 4.16: Modèle PI du photodétecteur MSM (a) sans éclairage et (b) avec éclairage.

$\epsilon_r$	$\eta_f$	$w_f$ $\mu\text{m}$	$s_f$ $\mu\text{m}$	$t$ $\mu\text{m}$	$h$ $\mu\text{m}$	$l_f$ $\mu\text{m}$	$C_{p1}$ in fF		$C_{p2}$ in fF		$C_g$ in fF	
							calc.	meas.	calc.	meas.	calc.	meas.
12.9	4	17	3	3	400	100	9.65	11	9.65	11	40.1	41
12.9	10	12	2	3	400	100	9.9	11	9.9	11	113.3	116
12.9	4	17	3	3	400	200	19.2	20	19.2	20	73	76
9.8	5	38	25	5	635	200	22.94	23	10.78	11	55	56
9.8	7	38	25	5	635	200	21.78	22	11.64	12	85	86

FIG. 4.17: Tableau des paramètres équivalents de la capacité interdigitée coplanaire [Naghd 1990]

coplanaire de la capacité interdigitée suivant la figure 4.16-a. Le modèle associe le photo-commutateur aux capacités  $C_g$ ,  $C_{p1}$  et  $C_{p2}$ . Il est démontré que le modèle PI est en accord avec les résultats expérimentaux jusqu'à  $25\text{ GHz}$  limité par l'appareil de mesure utilisé dans le cas de la publication [Naghd 1990]. Les courbes de mesure montrant cet accord sont présentées sur les figures 4.17 et 4.18.

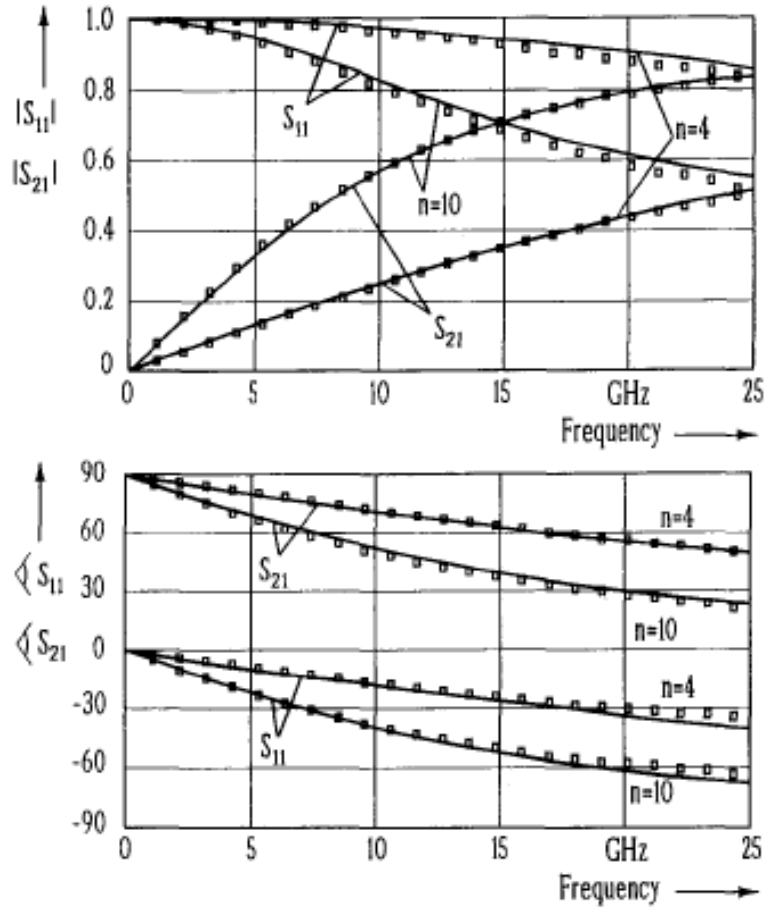


FIG. 4.18: Paramètres S de différentes géométries d'une capacité interdigitée coplanaire calculés (—) et mesurés (□□□) pour les structures correspondant à la première ( $n = 4$ ) et la deuxième ( $n = 10$ ) ligne du tableau de la figure 4.17 [Naghed 1990].

En se basant sur les résultats de Naghed et Wolff [Naghed 1990], la géométrie du photocommutateur est modifiée pour obtenir de bonnes performances jusqu'à  $200\text{ GHz}$ . Dans un premier temps, les paramètres S sont calculés avec Ansoft Designer et comparés avec les résultats obtenus dans [Naghed 1990] pour l'AsGa ( $\epsilon_r = 12, 9$ ). Les résultats donnés par Ansoft sous forme de paramètres S en module et en phase, sont transformés en impédance à l'aide de la matrice ABCD associée au modèle PI ce qui permet de déduire les valeurs des capacités  $C_g$ ,  $C_{p1}$  et  $C_{p2}$  (voir figure 4.6). Les résultats de simulation et ceux donnés dans le tableau de résultats de la figure 4.17 sont similaires. Après cette comparaison, nous avons utilisé le même principe pour étudier les configurations de capacité à peignes interdigités que nous possédons.

Sous l'effet de l'éclairage laser, le gap inter-électrodes devient conducteur par des procédés de transfert de porteurs d'une électrode à l'autre sous l'effet de la lumière d'énergie  $h\nu$ . La variation des porteurs selon la puissance optique et les propriétés physiques du matériau est traitée dans le chapitre précédent. La présence d'un faisceau laser au niveau du

gap inter-doigts est traduite par une résistance variable, image de la densité de porteurs photo-crées.

### 4.3.3 Procédure de calcul

En se basant sur le modèle hyperfréquence du photocommutateur dans le domaine fréquentiel, nous allons calculer les paramètres  $S$  du photocommutateur à partir de la matrice  $[ABCD]$  du modèle équivalent, modèle PI, en mode ON et en mode OFF. Dans la partie "Outils hyperfréquences", citée précédemment, nous avons donné la matrice  $[ABCD]$  du modèle en fonction des différents éléments électriques et nous avons expliqué le passage de la matrice  $[ABCD]$  à la matrice  $[S]$ . Par ailleurs, pour déterminer l'influence de la géométrie du photocommutateur sur la réponse fréquentielle de ce dernier, nous allons déterminer les différents paramètres électriques  $R$ ,  $C_g$ ,  $C_{p1}$  et  $C_{p2}$  du modèle équivalent en fonction des dimensions du guide coplanaire interdigité ( $l$ ,  $s$ ,  $N$ ,  $L$ ,  $d$  et  $w$ ).

### 4.3.4 Paramètres électriques $R$ , $C_g$ , $C_{p1}$ et $C_{p2}$

Les paramètres électriques (résistance  $R$  et capacités  $C_g$ ,  $C_{p1}$  et  $C_{p2}$ ) sont analysés en fonction des paramètres géométriques du photodétecteur. Nous allons exprimer les différents paramètres électriques du modèle PI du photocommutateur interdigité en mode OFF et en mode ON (sachant qu'en mode ON on garde le même circuit qu'en mode OFF en ajoutant en parallèle la résistance traduisant la photoconduction du matériau sous l'effet d'un faisceau laser) en fonction des dimensions des doigts et celles de la ligne coplanaire comportant le photocommutateur. Par ailleurs, nous allons effectuer des hypothèses d'étude pour simplifier le calcul des paramètres  $S$  en fonction des paramètres géométriques. En effet, le mode ON est particulièrement difficile à modéliser dans le domaine fréquentiel sachant que la résistance varie dans le temps. En outre, pour le calcul des paramètres  $S$  en tenant compte la variation temporelle de la résistance, nous allons proposer une démarche de calcul utilisant la transformée de Fourier.

#### 4.3.4.1 La résistance $R$

La zone éclairée du photocommutateur devient conductive et elle correspond à une résistance variable qui dépend de la densité de porteurs ainsi que de la géométrie du photocommutateur.

La résistance photo-variable peut être décrite par la relation suivante :

$$R(t) = \frac{d}{ql_p h(\mu_n n(t) + \mu_p p(t))} \quad (4.26)$$

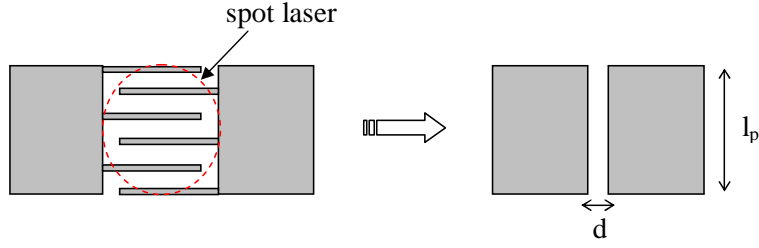


FIG. 4.19: Configuration équivalente de la surface éclairée.

Où  $q$  est la charge d'électron,  $h$  est la profondeur de pénétration de la lumière dans le matériau,  $l_p$  la longueur de la surface éclairée,  $\mu_n$  et  $n(t)$  ( $\mu_p$  et  $p(t)$ ) sont respectivement la mobilité et la concentration des électrons (trous),  $d$  la distance ("gap") entre doigts (voir figure 4.15). A l'obscurité, la résistance est supposée infinie et agit comme un circuit ouvert. Cette résistance atteint une valeur minimale correspondant à la valeur maximale de la densité de porteurs photogénérés, autrement dit au maximum d'éclairage. Dans notre étude, nous considérons que le photocommutateur est à base d'AsGa-BT dopé beryllium qui présente une mobilité d'électron de  $540 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$  et une durée de vie d'électron de  $560 \text{ fs}$  [Krotkus 2002]. La figure 4.20 montre un exemple de résistance photovisible du

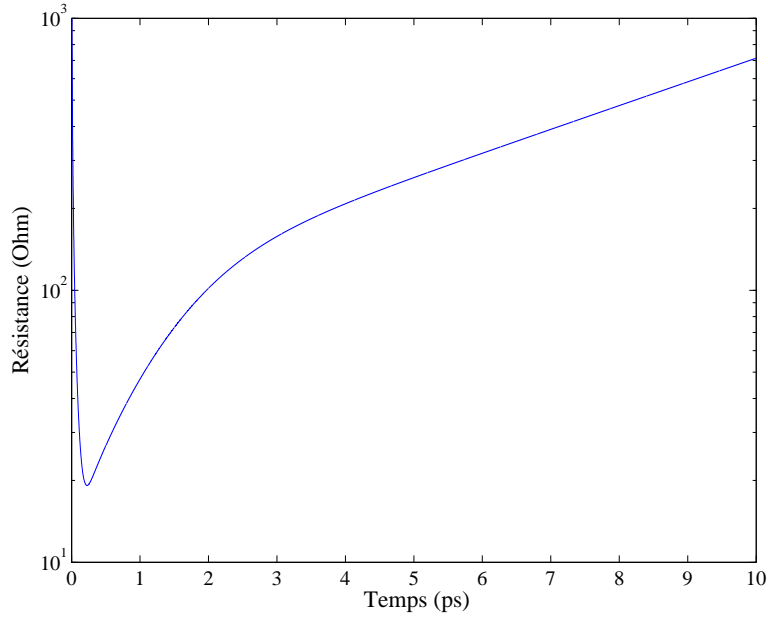


FIG. 4.20: Variation temporelle de la résistance du photocommutateur éclairé avec une puissance optique de  $10 \text{ mW}$ . Les paramètres géométriques du photocommutateur sont :  $L = 40 \mu\text{m}$ ,  $d = 8,75 \mu\text{m}$ ,  $w = 1 \mu\text{m}$  et  $N = 5$ .

photocommutateur à 5 doigts de largeur  $w = 1 \mu\text{m}$ , de longueur  $L = 40 \mu\text{m}$  et espacés de  $d = 8,75 \mu\text{m}$ . Le photocommutateur est éclairé avec un faisceau laser impulsionnel (la durée de l'impulsion laser est de  $100 \text{ fs}$ ) d'une puissance optique de  $10 \text{ mW}$ . Dans cette configuration la valeur minimale de la résistance photo-variable est égale à  $19 \Omega$  (figure

4.21).

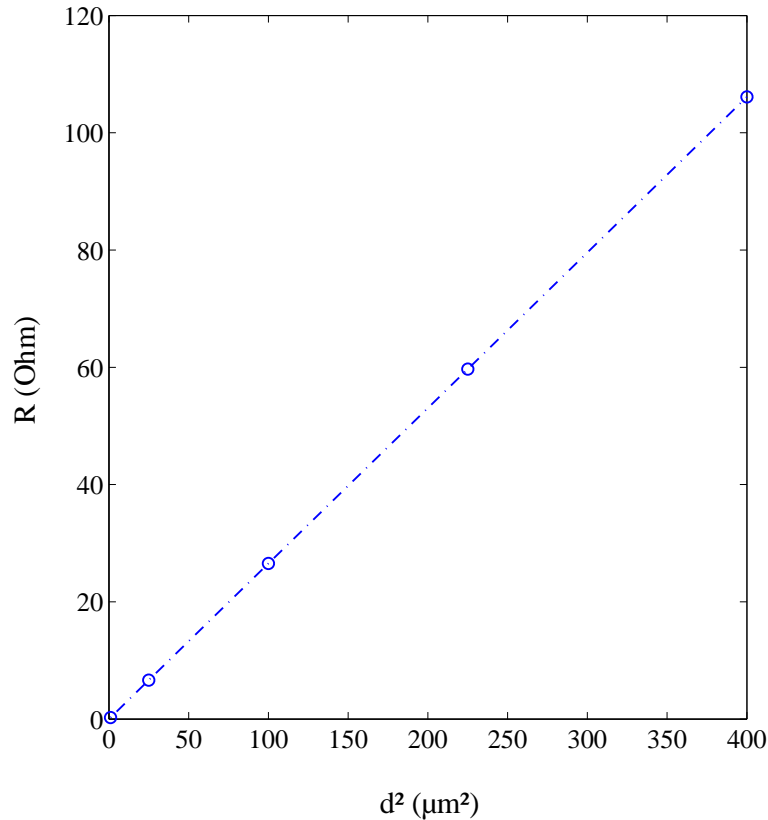


FIG. 4.21: Valeur minimale de la résistance photo-variable du photocommutateur, éclairé avec une puissance optique de 10 mW, en fonction du gap inter-doigts au carré  $d^2$ . Les paramètres géométriques du photocommutateur interdigité sont :  $L = 40 \mu\text{m}$ ,  $d = 8,75 \mu\text{m}$ ,  $w = 1 \mu\text{m}$  et  $N = 5$ .

Les densités de porteurs  $n(t)$  et  $p(t)$  sont inversement proportionnelles à  $(l_p \times d)$ , ainsi, d'après (4.26)  $R(t)$  dépend a priori de la largeur de la zone active au carré  $d^2$  à puissance du laser constante focalisé sur la surface active du dispositif. En effet, à partir des équations des densités de porteurs (3.18) et l'équation (4.26) nous avons calculé la résistance photo-variable en fonction du temps selon les considérations faites dans le chapitre précédent et nous avons relevé la valeur minimale de cette résistance. La figure 4.21 présente la résistance minimale de la zone active, sous l'effet d'une puissance optique de 10 mW, du photocommutateur interdigité dont le nombre des doigts  $N$ , la longueur des doigts  $L$  et la largeur des doigts  $w$  sont respectivement fixés à  $N = 5$ ,  $L = 40 \mu\text{m}$  et  $w = 1 \mu\text{m}$  pour différents gaps  $d$ .

Pour notre étude hyperfréquence du photocommutateur, nous allons considérer que la résistance est constante et prend la valeur minimale correspondant à un maximum d'éclairage (voir figure 4.20). Cette hypothèse permettra de simplifier les calculs et calculer les paramètres  $S$  au maximum d'éclairage.

#### 4.3.4.2 Les capacités $C_g$ , $C_{p1}$ et $C_{p2}$

Le gap entre doigts est caractérisé par une capacité  $C_g$  exprimée par l'équation (4.27) où  $K$  est l'intégrale elliptique complète du premier ordre.  $N$  et  $L$  sont respectivement le nombre et la longueur des doigts [Lim 1968] [Soole 1990](voir figure ??).

$$C_g = NL\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1) \frac{K(k)}{K(k')} \quad (4.27)$$

$$k = \frac{w}{w+d} ; k' = \sqrt{1-k^2} \quad (4.28)$$

La valeur de  $C_g$  dépend du substrat et de la géométrie des doigts de la structure. Cette valeur est calculée par transformation conforme [Lim 1968] [Soole 1990] [Chou 1992]. Dans l'expression (4.27), la constante diélectrique relative est celle de l'arséniure de gallium (AsGa). Dans le calcul, on prendra sa valeur statique ( $\varepsilon_r = 12,9$ ). La figure 4.22 trace la capacité  $C_g$  en fonction du rapport  $\frac{w}{w+d}$  pour  $N = 5$  et  $L = 40 \mu m$ .

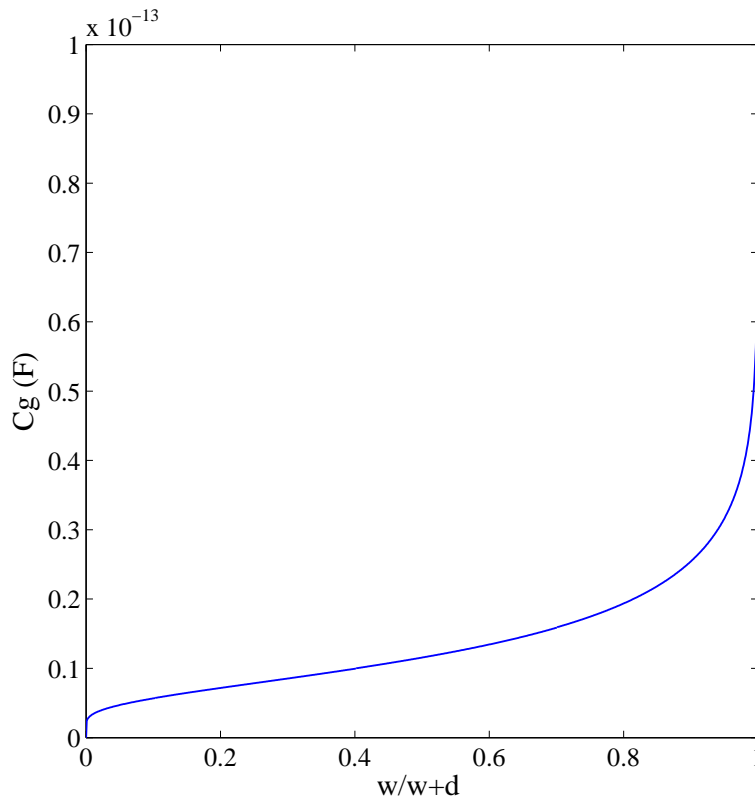


FIG. 4.22: Capacité du méandre formé par les doigts du photocommutateur pour  $L = 40 \mu m$  et  $N = 5$ .

Les capacités parasites  $C_{p1}$  et  $C_{p2}$  de la figure 4.16 sont reliées à la capacité par unité de longueur de la ligne de transmission coplanaire dont l'espacement interligne est  $s$  et la

largeur de la ligne centrale est  $l$  (voir figure 4.15). Une bonne approximation est donnée par les équations (4.29) et (4.30) [Gupta 1979] [Simons 2001].

$$C_{pi} = L\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1) \frac{K(k_1)}{K(k_1')} \quad (4.29)$$

$$k_1 = \frac{l}{l + 2s} ; k_1' = \sqrt{1 - k_1^2} \quad (4.30)$$

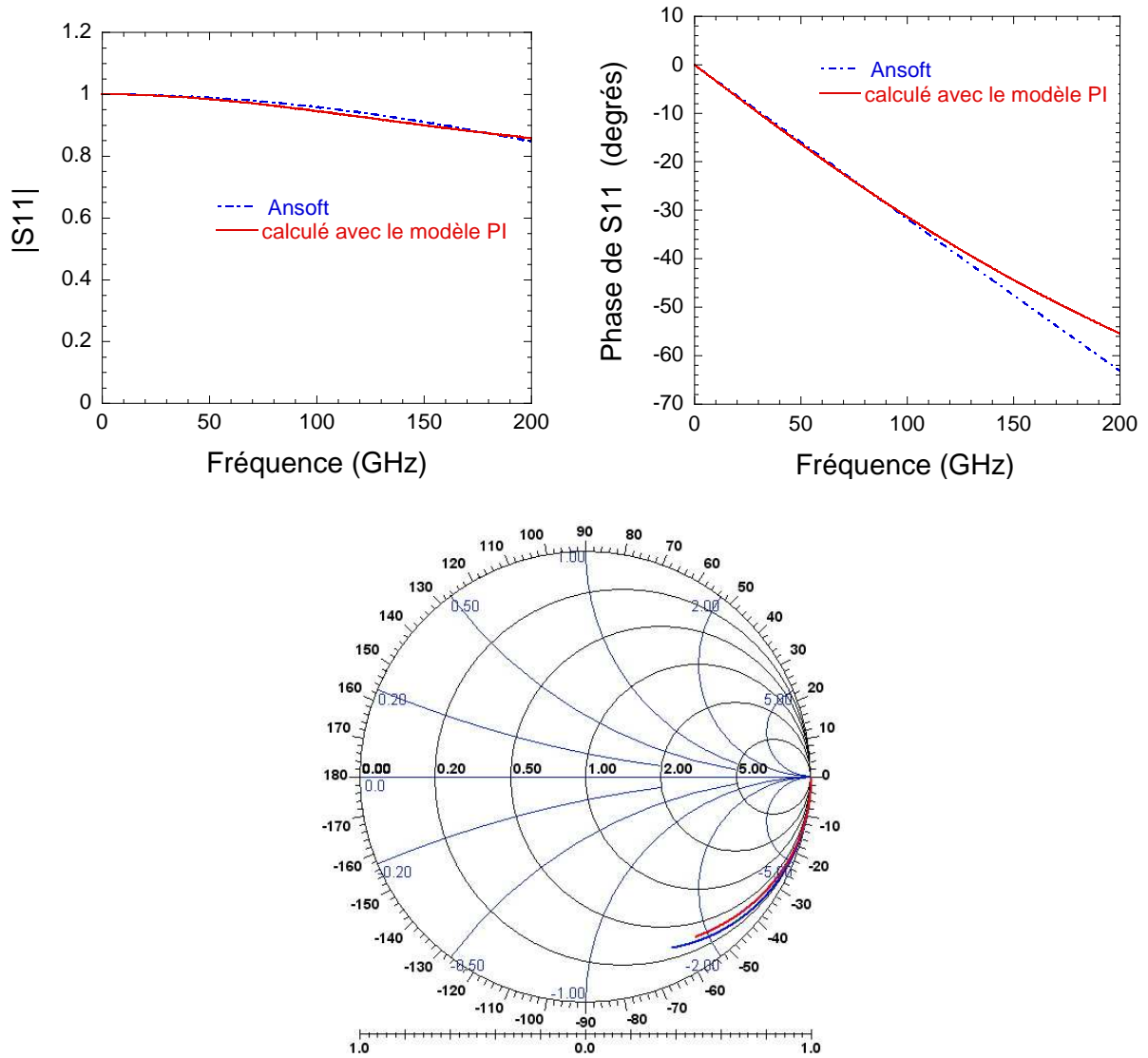


FIG. 4.23: Module, phase et abaque de Smith de  $S_{11}$  du photocommutateur interdigité ( $N = 5$ ,  $L = 40 \mu m$ ,  $d = 8,75 \mu m$  et  $w = 1 \mu m$ ) en mode OFF.

Cette approximation est vérifiée avec Ansoft Designer 2.5D. En effet, nous avons simulé la réponse fréquentielle de plusieurs configurations de photocommutateurs interdigités et nous avons comparé les résultats avec ceux obtenus en utilisant les formules citées précédemment, des capacités  $C_g$ ,  $C_{p1}$  et  $C_{p2}$  montées en PI. Nous avons remarqué un bon

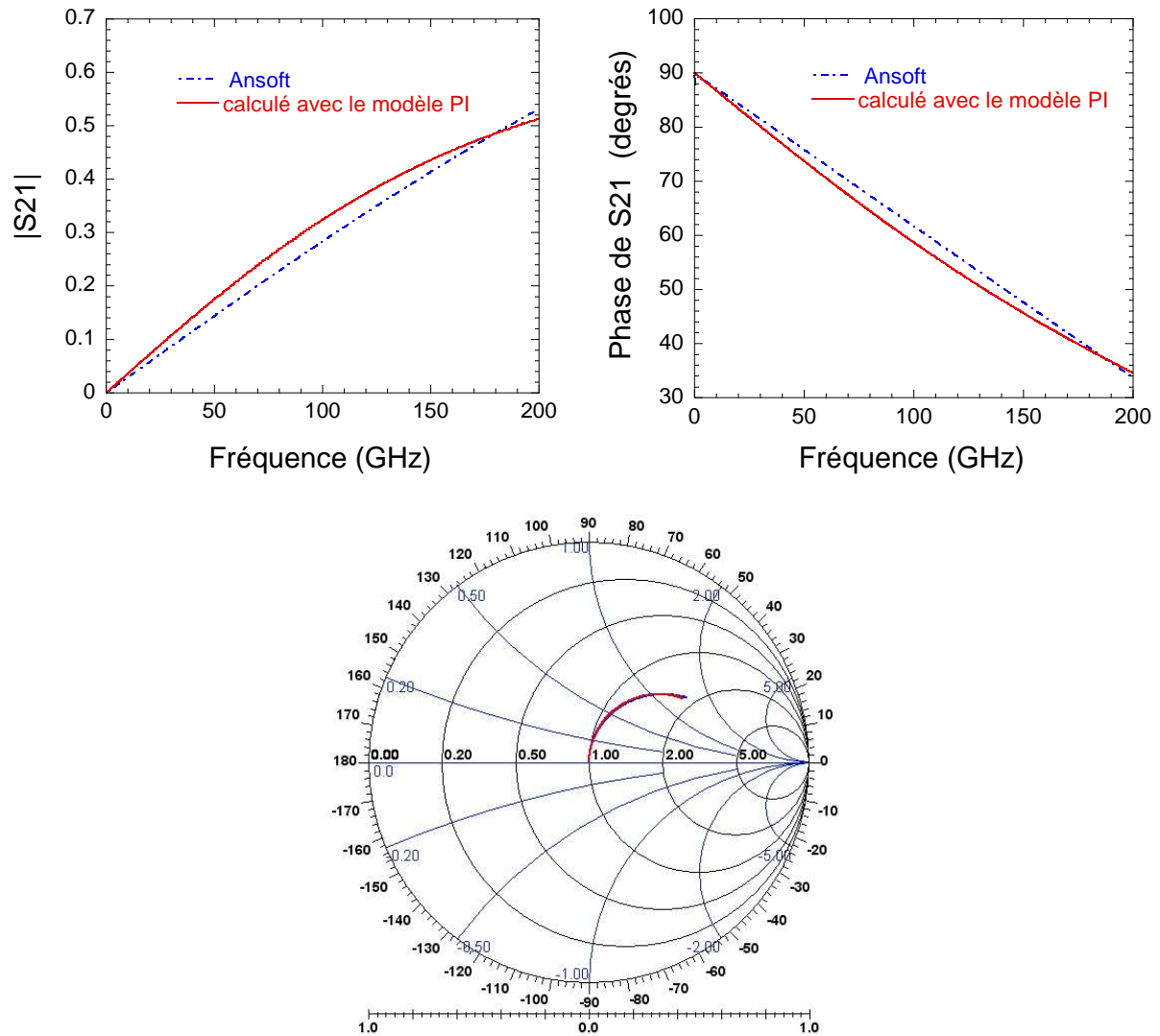


FIG. 4.24: Module, phase et abaque de Smith de  $S_{21}$  du photocommutateur interdigité ( $N = 5$ ,  $L = 40 \mu m$ ,  $d = 8,75 \mu m$  et  $w = 1 \mu m$ ) en mode OFF.

accord entre les deux types de calcul. Les figures 4.23 et 4.24 représentent les coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{21}$ ) en module et en phase ainsi que l'abaque de Smith, calculés avec Ansoft Designer et en utilisant le modèle PI. Le photocommutateur interdigité de structure coplanaire étudié possède 5 doigts de longueur  $L = 40 \mu m$ , de largeur  $w = 1 \mu m$  et espacés de  $d = 8,75 \mu m$ .



## 4.4 Influence des paramètres géométriques

### 4.4.1 Paramètres de la matrice de répartition [ $S$ ]

Les coefficients de réflexion et de transmission de la matrice de répartition  $S_{11}$  et  $S_{21}$  ont été calculés à partir des paramètres électriques pour différentes configurations géométriques du photocommutateur MSM (Métal-Semiconducteur-Métal) interdigités [Badi 2006].

#### 4.4.1.1 Influence du gap inter-doigts $d$

Dans cette partie, nous allons étudier la réponse fréquentielle du photocommutateur en mode OFF, cas non éclairé, et en mode ON, cas éclairé, en fonction de la distance inter-doigts  $d$ . En se basant sur des paramètres géométriques des photocommutateurs déjà fabriqués à base d'AsGa-BT, nous avons fixé le nombre de doigts à  $N = 5$ , la longueur des doigts à  $L = 40 \mu m$  et la largeur des doigts à  $w = 1 \mu m$ . Ce choix de paramètres géométriques est argumenté par la possibilité de valider l'étude théorique avec des résultats de mesure.

Les figures 4.25 et 4.26 montrent l'influence du gap inter-doigts  $d$  quand le photocommutateur n'est pas éclairé, mode OFF, tout en fixant la longueur, la largeur et le nombre des doigts du guide. D'après ces courbes, on peut noter qu'à basse fréquence, c'est à dire pour des fréquences inférieures à  $12 GHz$ , les coefficients de réflexion  $|S_{11}|$  et de transmission  $|S_{21}|$  sont pratiquement constants pour différents gaps  $d$ . A haute fréquence, le coefficient de réflexion diminue largement pour de faibles gaps  $d$ , pour  $d = 1 \mu m$   $|S_{11}|$  diminue de plus de 30% entre  $0 GHz$  et  $200 GHz$ , et légèrement pour  $d = 20 \mu m$ ,  $|S_{11}|$  diminue de 10% entre  $0 GHz$  et  $200 GHz$ . D'autre part, plus la distance inter-doigts est grande, plus le coefficient de transmission est faible à haute fréquence ce qui est attendu, du fait que le rapport gap/longueur d'onde est plus grand à haute fréquence, impliquant une meilleure isolation du photocommutateur. L'abaque de Smith de la figure 4.25 montre que le photocommutateur se comporte comme un circuit ouvert en mode OFF dans une large gamme de fréquence.

En mode ON, les coefficients de réflexion et de transmission sont représentés sur les figure 4.27 et 4.28. Lorsque le photocommutateur est éclairé, le coefficient de réflexion est inférieur à  $-11 dB$  pour une gamme de fréquence allant jusqu'à  $200 GHz$  pour un gap inter-doigts inférieur à  $d = 10 \mu m$ . Pour  $d = 20 \mu m$  et à  $200 GHz$ , la réflexion du signal incident commence à devenir significative puisqu'elle atteint  $-5,2 dB$ .

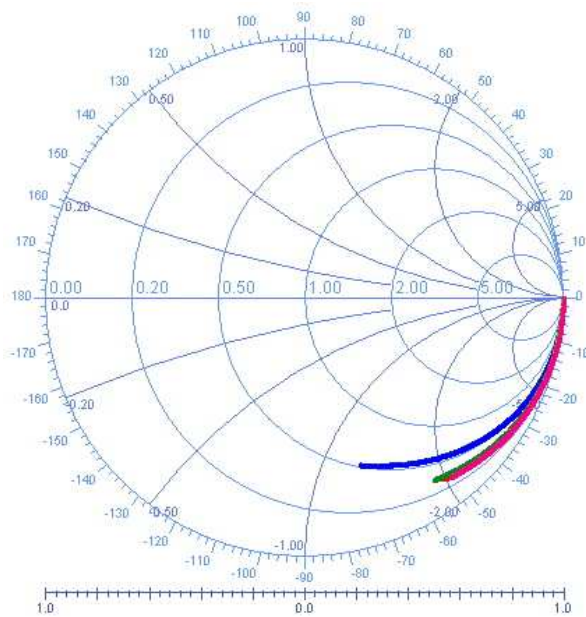
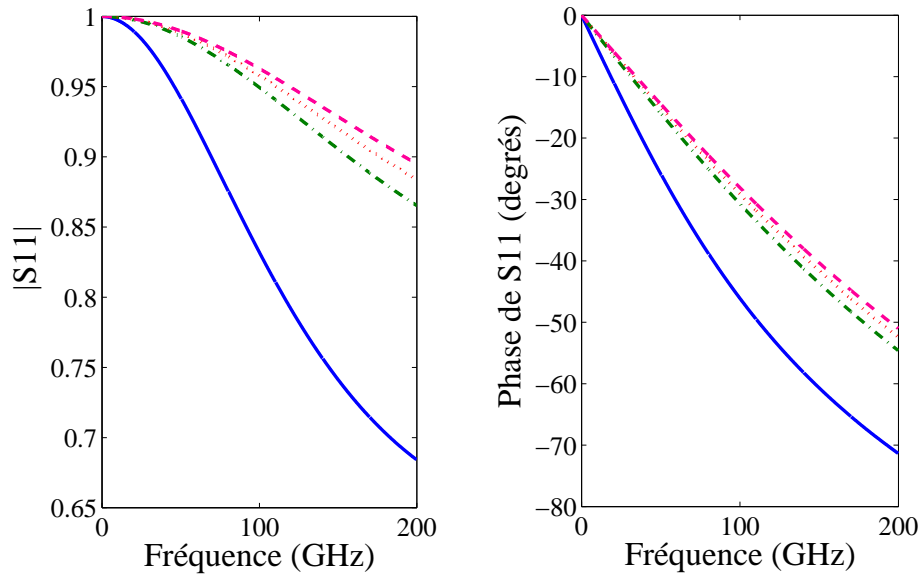


FIG. 4.25:  $S_{11}$ (module, phase et abaque de Smith) du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de longueur  $L = 40 \mu\text{m}$  et de largeur  $w = 1 \mu\text{m}$  pour différentes distances inter-doigts :  $d = 1 \mu\text{m}$  (—);  $d = 10 \mu\text{m}$  (- - -);  $d = 15 \mu\text{m}$  (· · ·) et  $d = 20 \mu\text{m}$  (- · -) dans le cas non éclairé (mode OFF).

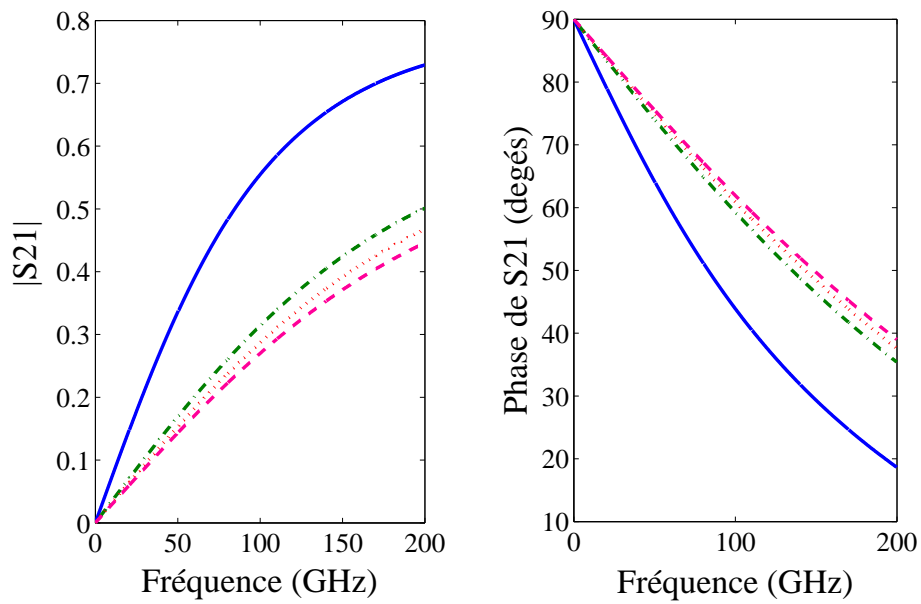


FIG. 4.26:  $S_{21}$  (module et phase) du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de longueur  $L = 40 \mu m$  et de largeur  $w = 1 \mu m$  pour différentes distances inter-doigts :  $d = 1 \mu m$  (—);  $d = 10 \mu m$  (- · -);  $d = 15 \mu m$  (· · ·) et  $d = 20 \mu m$  (- -) dans le cas non éclairé (mode OFF).

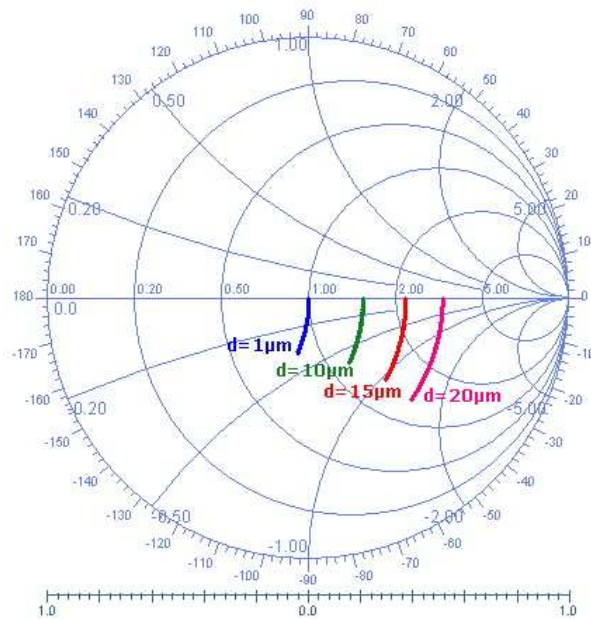
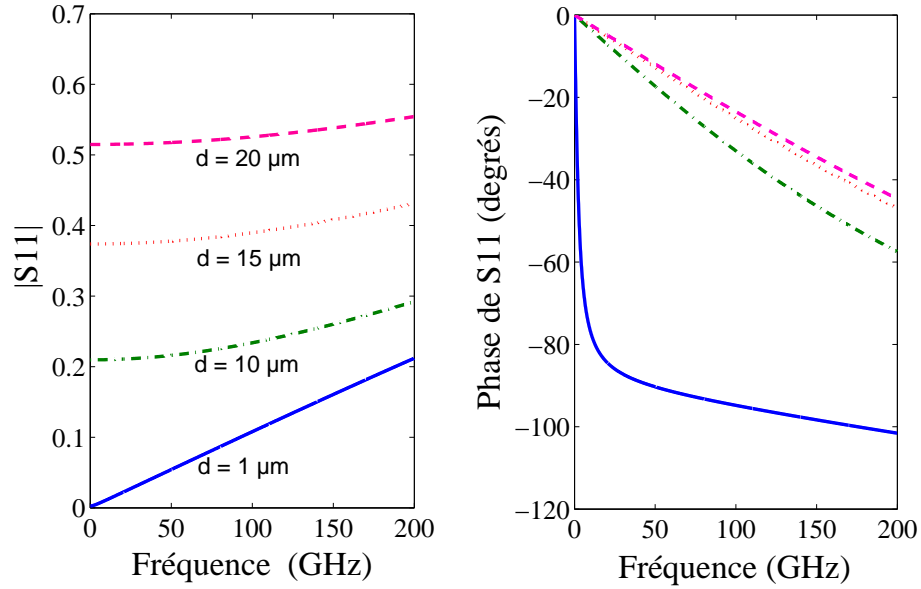


FIG. 4.27:  $S_{11}$ (module, phase et abaque de Smith) du photocommutateur ( $N = 5$ ,  $L = 40 \mu m$ ,  $w = 1 \mu m$ ) pour différentes distances inter-doigts :  $d = 1 \mu m$  (—);  $d = 10 \mu m$  (- · -);  $d = 15 \mu m$  (····) et  $d = 20 \mu m$  (- -) dans le cas éclairé avec une puissance optique de  $10 mW$  (mode ON).

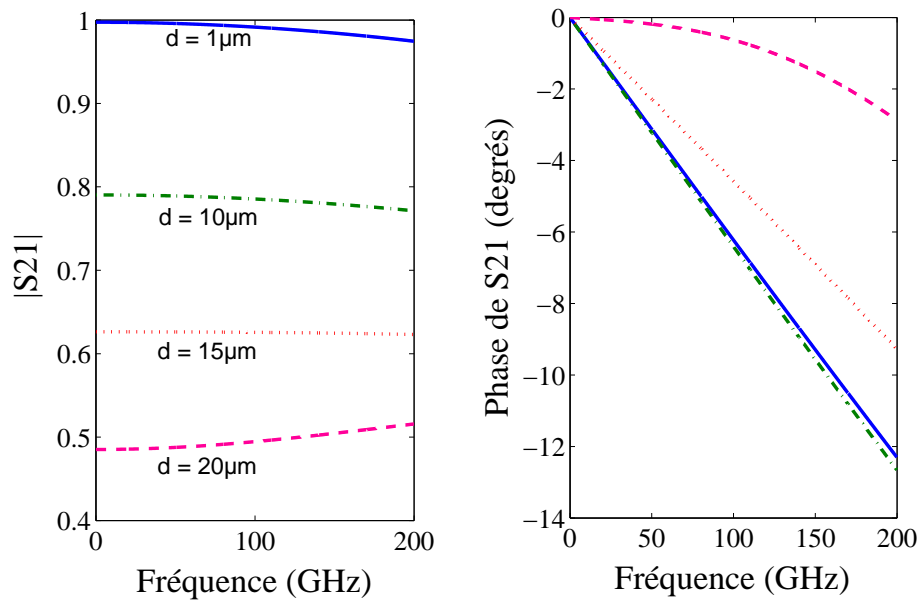


FIG. 4.28:  $S_{21}$  (module et phase) du photocommutateur ( $N = 5$ ,  $L = 40 \mu\text{m}$ ,  $w = 1 \mu\text{m}$ ) pour différentes distances inter-doigts :  $d = 1 \mu\text{m}$  (—);  $d = 10 \mu\text{m}$  (-·-);  $d = 15 \mu\text{m}$  (····) et  $d = 20 \mu\text{m}$  (- -) dans le cas éclairé avec une puissance optique de  $10 \text{ mW}$  (mode ON).

#### 4.4.1.2 Influence de la largeur $w$ et de la longueur $L$ des doigts

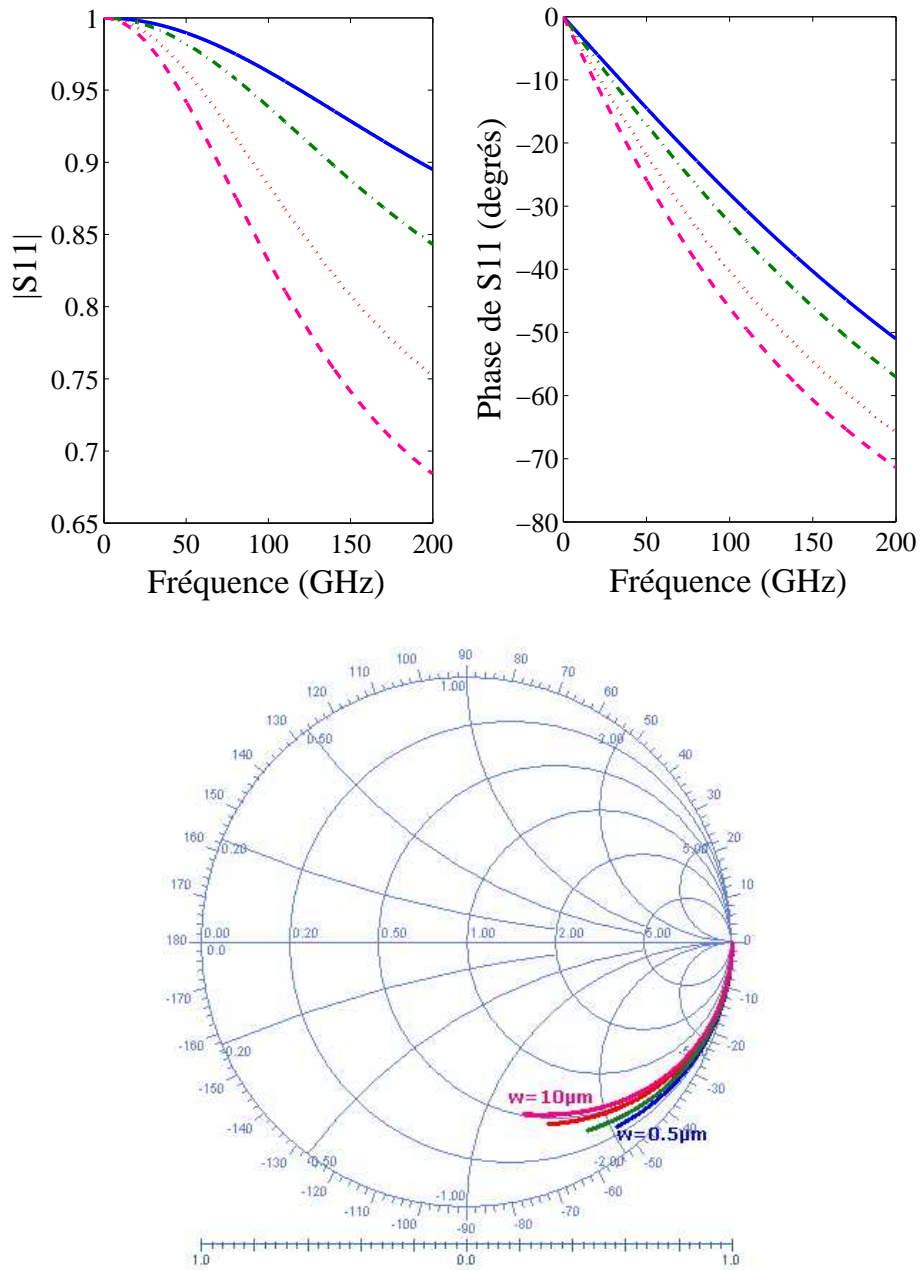


FIG. 4.29:  $S_{11}$ (module, phase et abaque de Smith) du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de longueur  $L = 40 \mu m$  et d'espacement inter-doigts  $d = 10 \mu m$  pour différentes largeurs des doigts :  $w = 0.5 \mu m$  (—);  $w = 1,5 \mu m$  (- - -);  $w = 4 \mu m$  (· · ·) et  $w = 10 \mu m$  (- · -). dans le cas non éclairé (mode OFF).

Après l'analyse des paramètres  $S$  en mode OFF et en mode ON en fonction de  $d$  (voir figures 4.25, 4.26, 4.27 et 4.28), l'espacement  $d = 10 \mu m$  permet d'obtenir un bon compromis. En effet, on calcule une meilleure réflexion du signal incident, qui atteint 87% à 200 GHz, en mode OFF et une bonne transmission, 78% à 200 GHz, du signal incident en mode ON. Par conséquent, pour étudier la variation des paramètres  $S$  dans le domaine fréquentiel avec la largeur et la longueur des doigts nous allons fixer le gap entre doigts à

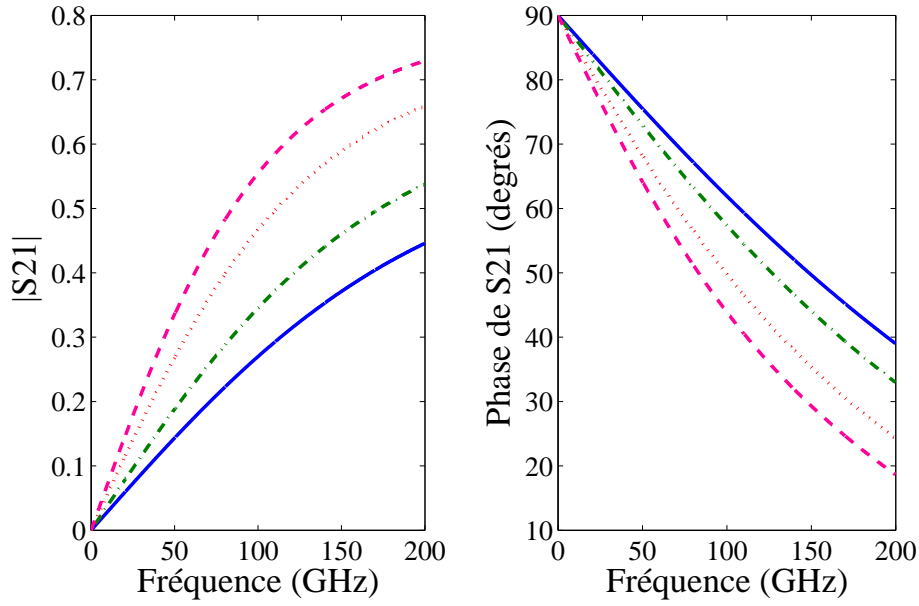


FIG. 4.30: S21 (module et phase) du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de longueur  $L = 40 \mu m$  et d'espacement inter-doigts  $d = 10 \mu m$  pour différentes largeurs des doigts :  $w = 0.5 \mu m$  (—);  $w = 1,5 \mu m$  (- · -);  $w = 4 \mu m$  (· · ·) et  $w = 10 \mu m$  (- -). dans le cas non éclairé (mode OFF).

$d = 10 \mu m$ .

Les figures 4.29 et 4.30 donnent les coefficients de réflexion et de transmission dans la gamme de fréquence  $0 - 200 GHz$  pour différentes largeurs des doigts  $w$ . Le photocommutateur étant non éclairé, mode OFF, et possédant 5 doigts de longueur  $L = 40 \mu m$  espacés de  $d = 10 \mu m$ . Ces courbes montrent que la meilleure réflexion est obtenue pour une faible largeur des doigts. A  $200 GHz$  et pour  $w = 10 \mu m$ , nous calculons un coefficient de réflexion  $S11 = -3,3 dB$  et coefficient de transmission  $S21 = -3 dB$ . Nous traçons également l'influence de la longueur des doigts sur les coefficients de réflexion et de transmission du photocommutateur en mode OFF (voir figure 4.31 et figure 4.32).

On peut déduire des courbes des paramètres  $S$  pour différentes largeurs  $w$  (figure 4.29 et figure 4.30) et longueurs  $L$  des doigts (figure 4.31 et figure 4.32) qu'une faible transmission est obtenue pour des doigts courts et fins.

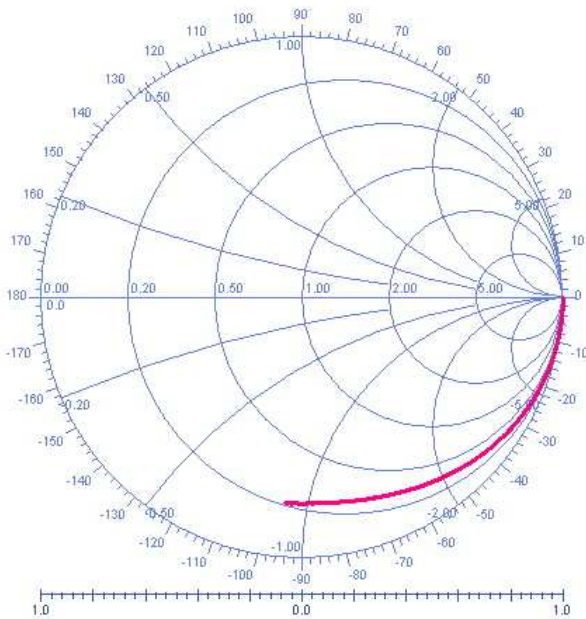
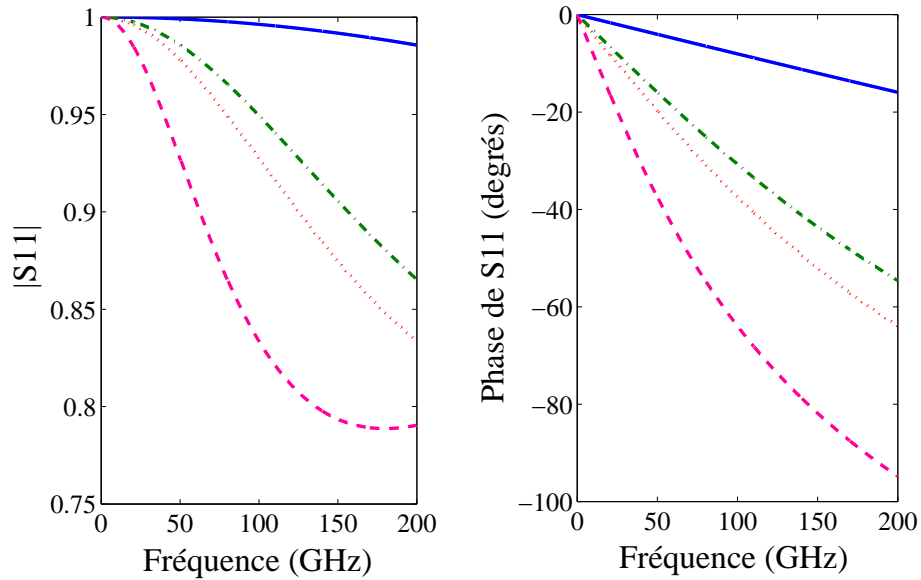


FIG. 4.31:  $S_{11}$ (module, phase et abaque de Smith) du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de largeur  $w = 1 \mu\text{m}$  et d'espacement inter-doigts  $d = 10 \mu\text{m}$  pour différents longueurs des doigts :  $L = 10 \mu\text{m}$  (—);  $L = 40 \mu\text{m}$  (- - -);  $L = 50 \mu\text{m}$  (· · ·) et  $L = 100 \mu\text{m}$  (- · -) dans le cas non éclairé (mode OFF).



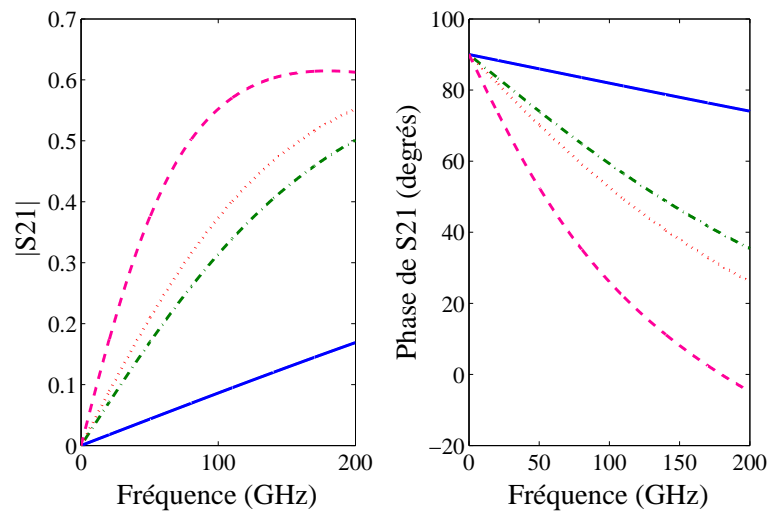


FIG. 4.32:  $S_{21}$  (module et phase) du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de largeur  $w = 1 \mu m$  et d'espacement inter-doigts  $d = 10 \mu m$  pour différentes longueurs des doigts :  $L = 10 \mu m$  (—);  $L = 40 \mu m$  (- · -);  $L = 50 \mu m$  (· · ·) et  $L = 100 \mu m$  (- -) dans le cas non éclairé (mode OFF).

### 4.4.1.3 Synthèse et conclusion

En mode ON, les paramètres  $S$  ne dépendent pas beaucoup de de la largeur, de la longueur et du nombre de doigts pour un espacement entre doigts fixe [Badi 2006]. En effet, la capacité interdigitée  $C_g$  est shuntée par la résistance  $R$  qui dépend a priori de la largeur de la zone active au carré, c'est à dire de  $d^2$ . Par conséquent, le paramètre géométrique pertinent qui agit sur le comportement du photocommutateur en terme de sensibilité, sous l'effet d'un faisceau laser, est l'espacement inter-doigts  $d$  qui doit être minimisé pour augmenter la transmission du signal incident. Les résultats obtenus précédemment impliquent que la valeur optimale est le compromis entre une bonne transmission en mode ON et une bonne réflexion en mode OFF. Une solution pour réaliser ce compromis est de minimiser l'espacement  $d$  pour maximiser la transmission du signal incident et de jouer sur les autres paramètres géométriques pour minimiser la transmission du signal en mode OFF.

### 4.4.2 Etude de l'influence des paramètres géométriques sur les paramètres $S$

Dans cette partie nous allons étudier les paramètres de réflexion et de transmission du photocommutateur à une fréquence fixée à  $200\text{ GHz}$  en mode OFF et en mode ON. Dans l'objectif de faire une synthèse et d'avoir une idée générale sur l'influence, en mode ON et en mode OFF, des paramètres géométriques du photocommutateur sur les paramètres  $S$ , nous avons tracé ces derniers en fonction du gap inter-doigts  $d$  et de la largeur  $w$  tout en maintenant la largeur de la ligne centrale du guide coplanaire fixe à  $l = 20\ \mu\text{m}$ .

A  $200\text{ GHz}$ , les figures 4.33 et 4.34 montrent ,respectivement,  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en mode OFF et les figures 4.35 et 4.36 montrent les mêmes paramètres en mode ON.

Les représentations 3D sont composées de plusieurs courbes correspondant chacune à un nombre de doigts différent. En effet, comme la ligne centrale du guide coplanaire est fixe, il y a une relation entre cette constante et l'espacement  $d$  et la largeur  $w$  par le nombre des doigts  $N$  (voir figure 4.37). La relation peut être exprimée selon l'équation (4.31) :

$$l = Nw + (N - 1)d \quad (4.31)$$

Les résultats des figures 4.33 et 4.34 confirment l'analyse effectuée précédemment et montrent qu'un bon coefficient de réflexion en mode OFF est obtenu pour un large espacement inter-doigts  $d$  et une fine largeur des doigts  $w$ . D'autre part, en mode ON,

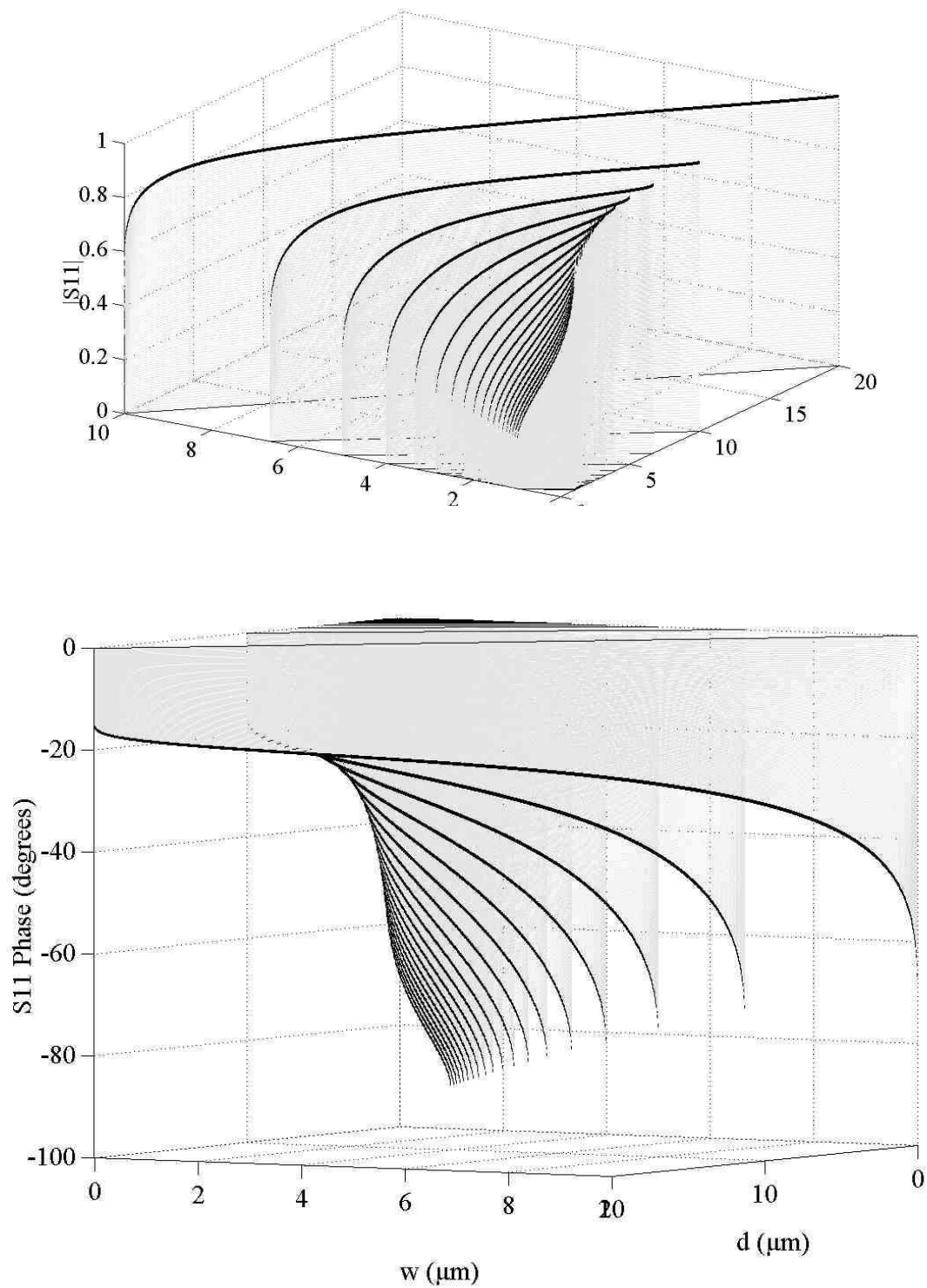


FIG. 4.33: Variation en fonction de la largeur  $w$  des doigts et de la distance inter-doigts  $d$  de  $S_{11}$  (module et phase) du photocommutateur en mode OFF.  $L = 20 \mu\text{m}$  et la largeur de la ligne centrale est fixée à  $20 \mu\text{m}$ . Cette étude est effectuée pour une fréquence fixée à  $200 \text{ GHz}$ .

les figures 4.35 et 4.36 présentent un bon coefficient de transmission pour des doigts larges et espacés d'un faible gap  $d$ . Comme mentionné précédemment, on a choisi un

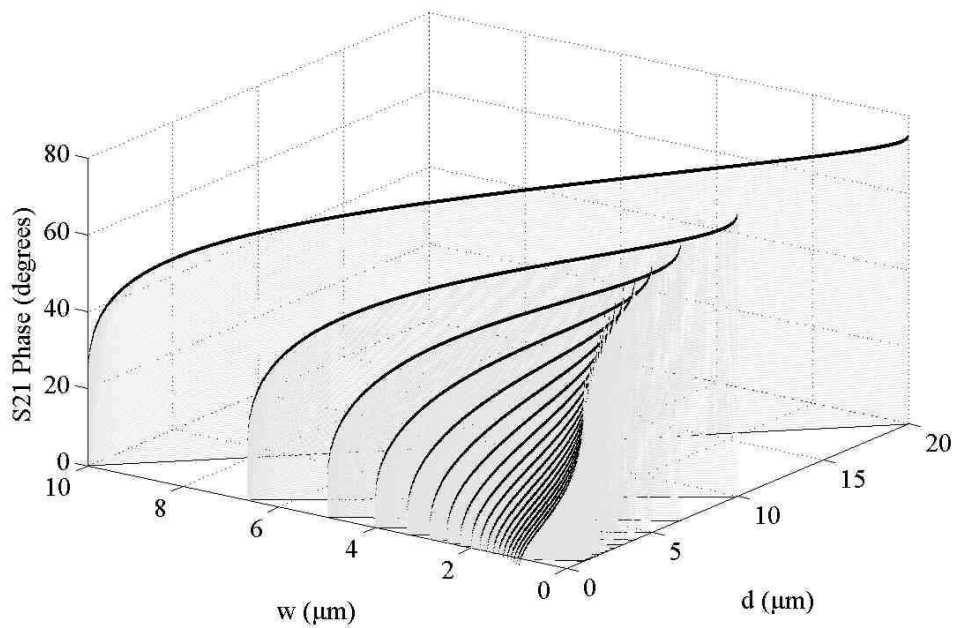
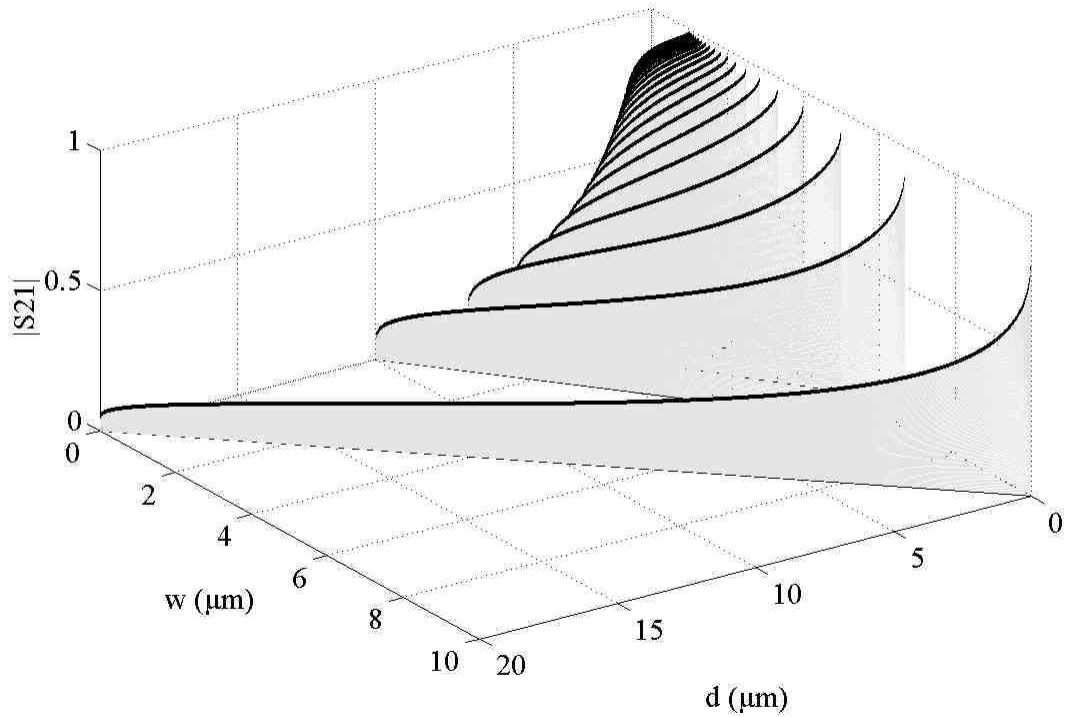


FIG. 4.34: Variation en fonction de la largeur  $w$  des doigts et de la distance inter-doigts  $d$  de  $S_{21}$  (module et phase) du photocommutateur en mode OFF.  $L = 20 \mu m$  et la largeur de la ligne centrale est fixée à  $20 \mu m$ . Cette étude est effectuée pour une fréquence fixée à  $200 GHz$ .

faible espacement  $d$  pour avoir une transmission optimale du signal en mode ON. Par conséquent, la largeur des doigts  $w$  associée est large. Cependant, pour un faible gap  $d$  fixe, la figure 4.33 montre que la réflexion en mode OFF est maximum pour des larges

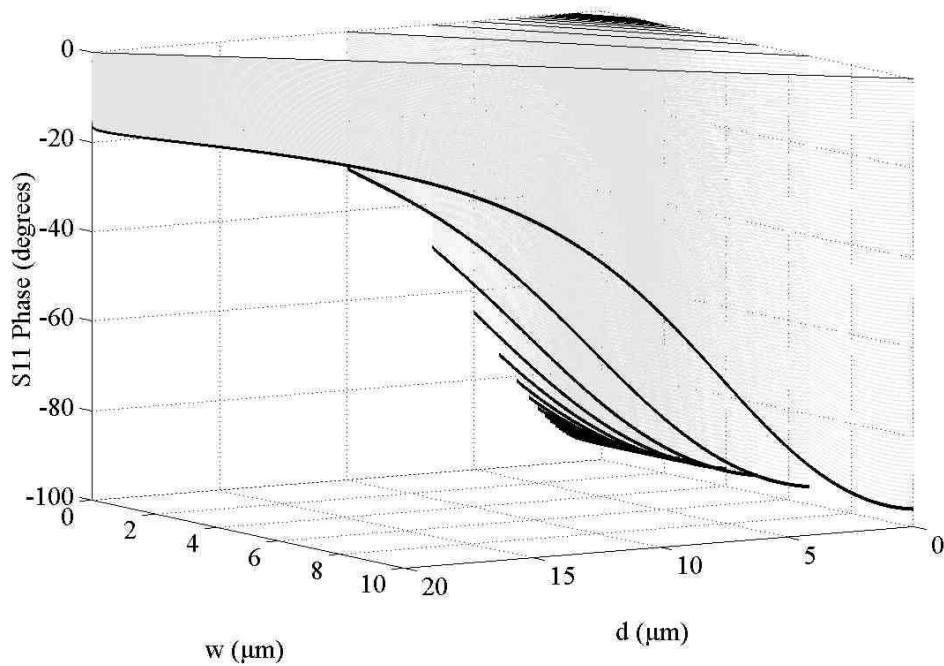
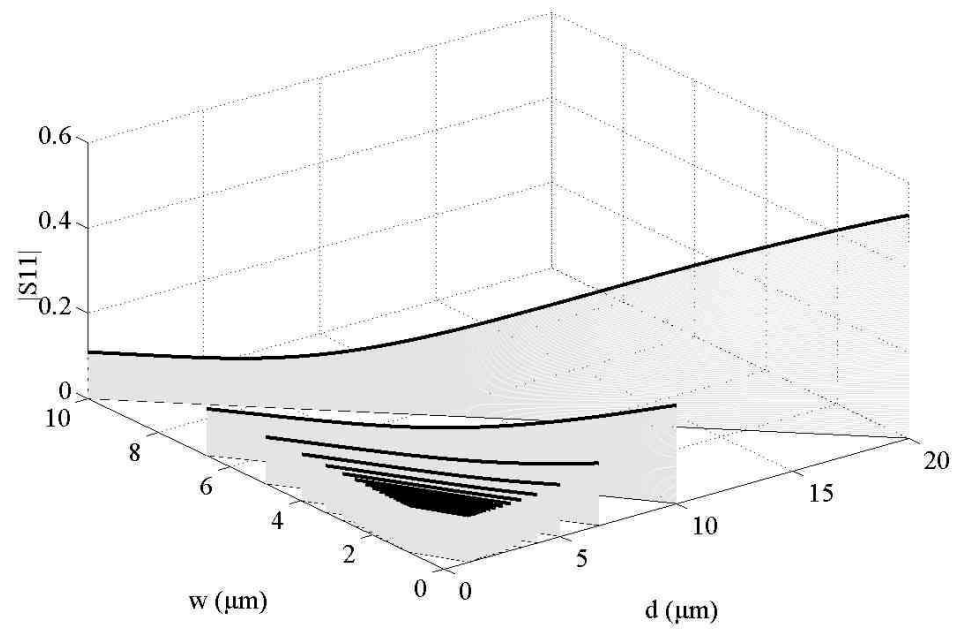


FIG. 4.35: Variation en fonction de la largeur  $w$  des doigts et de la distance inter-doigts  $d$  de  $S_{11}$ (module et phase) du photocommutateur en mode ON.  $L = 20 \mu\text{m}$  et la largeur de la ligne centrale est fixée à  $20 \mu\text{m}$ . Cette étude est effectuée pour une fréquence fixée à  $200 \text{ GHz}$ .

doigts, cette réflexion n'est satisfaisante que si on ne considère que le mode OFF pour l'optimisation.

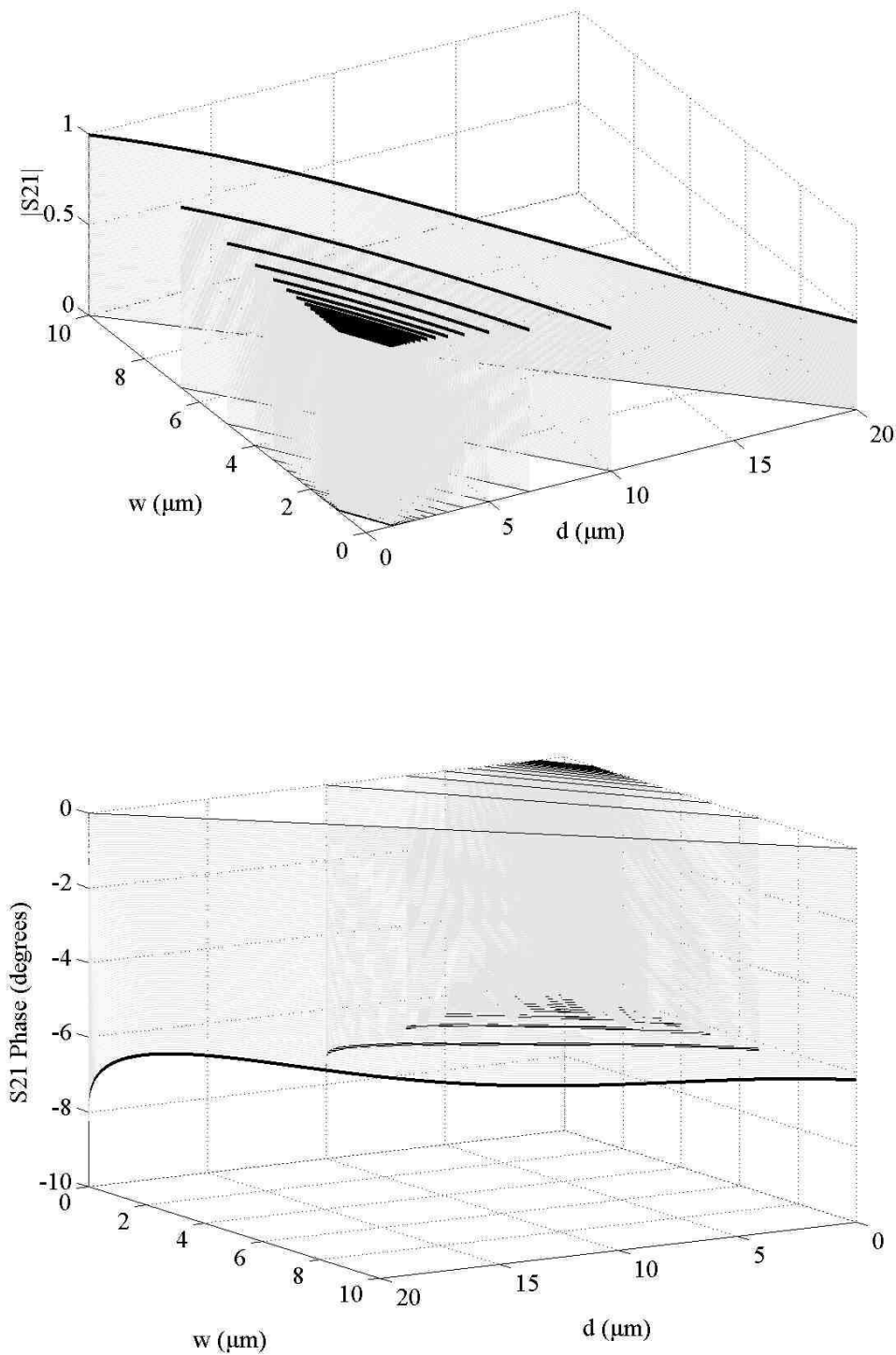


FIG. 4.36: Variation en fonction de la largeur  $w$  des doigts et de la distance inter-doigts  $d$  de  $S_{21}$  (module et phase) du photocommutateur en mode ON.  $L = 20 \mu\text{m}$  et la largeur de la ligne centrale est fixée à  $20 \mu\text{m}$ . Cette étude est effectuée pour une fréquence fixée à  $200 \text{ GHz}$ .

Par conséquent, la géométrie optimale du photocommutateur, lorsque l'on fixe la largeur de la ligne centrale (à  $20 \mu\text{m}$  dans notre cas), consiste à utiliser un faible espacement

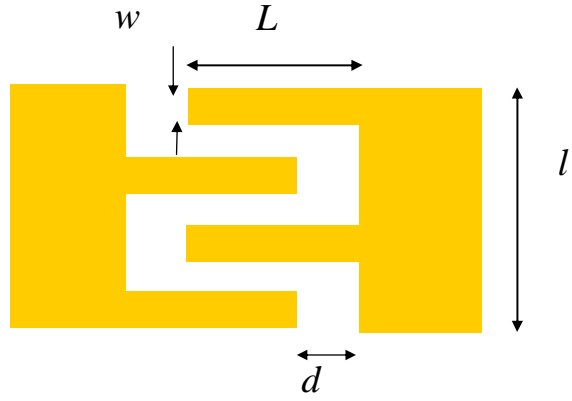


FIG. 4.37: Configuration de la ligne centrale du guide coplanaire.

$d$  et une largeur de doigts  $w$  élevée. Cela implique que le nombre de doigts doit être faible selon la relation (4.31) et que la surface active du photocommutateur est maximale. En poussant cette analyse aux limites, on peut simplifier la géométrie optimale par une ligne coplanaire à gap.

### 4.4.3 Transmission du signal RSFQ

Nous allons étudier dans cette partie l'influence de l'espacement inter-doigts  $d$  sur le passage de l'impulsion RSFQ à travers le guide dans le cas éclairé (mode ON) et non éclairé (mode OFF). Pour cela, nous allons supposer que la résistance photo-variable, en mode ON, reste constante lors du passage de l'impulsion RSFQ. On choisit la valeur minimale de la résistance photo-variable (voir figure 4.21).

A partir des paramètres  $S$  du photocommutateur pour différents gaps  $d$ , nous allons calculer le signal à la sortie du photocommutateur sachant que ce dernier est polarisé par le signal RSFQ issu des jonctions Josephson shuntées.

Pour cette étude, nous allons utiliser une impulsion RSFQ théorique typique, pour laquelle la dépendance de la tension en fonction du temps est donnée par l'équation 4.32 [Feldman 1999] [Febvre 2001]. Cette impulsion est caractérisée par une largeur à mi-hauteur (Full-Width at Half-Maximum)  $FWHM = 6 ps$  qui correspond à une amplitude de  $0,22 mV$  :

$$V(t) = V_c \frac{a^2}{i + \cos(2\pi(\frac{2e}{h}V_c a)t)} \quad (4.32)$$

où  $i = \frac{I_{bias}}{I_c}$ ,  $a = \sqrt{i^2 - 1}$  et  $V_c = R_n I_c$ .  $I_c$  est le courant critique de la jonction Josephson qui génère l'impulsion RSFQ,  $I_{bias}$  est le courant de polarisation de cette jonction et  $R_n$  est la résistance de shunt. L'aire de l'impulsion RSFQ représentée sur la figure 4.38-a est constante : elle est égale à  $2,07 mV \times ps$ . La puissance spectrale associée à l'impulsion RSFQ est tracée sur la figure 4.38-b. La puissance spectrale de l'onde réfléchie et de l'onde transmise ainsi que le signal de sortie image de l'impulsion RSFQ, sont représentés sur les figures 4.39 et 4.40, respectivement, en mode OFF et en mode ON. Pour cette étude, le photocommutateur considéré possède 5 doigts de longueur  $40 \mu m$ , de largeur  $1 \mu m$  et un espacement inter-doigts  $d$  que nous allons faire varier. Ces courbes confirment ce que nous avons déduit précédemment, c'est à dire qu'un faible espacement  $d$  est associé à une bonne transmission en mode ON du signal et aussi, contrairement à ce qui est souhaitable, à une bonne transmission lorsque le photocommutateur n'est pas éclairé. Néanmoins, on peut noter que la moyenne de l'amplitude du signal en mode ON est environ quatre fois plus élevée qu'en mode OFF, ce qui correspond à un contraste raisonnable.



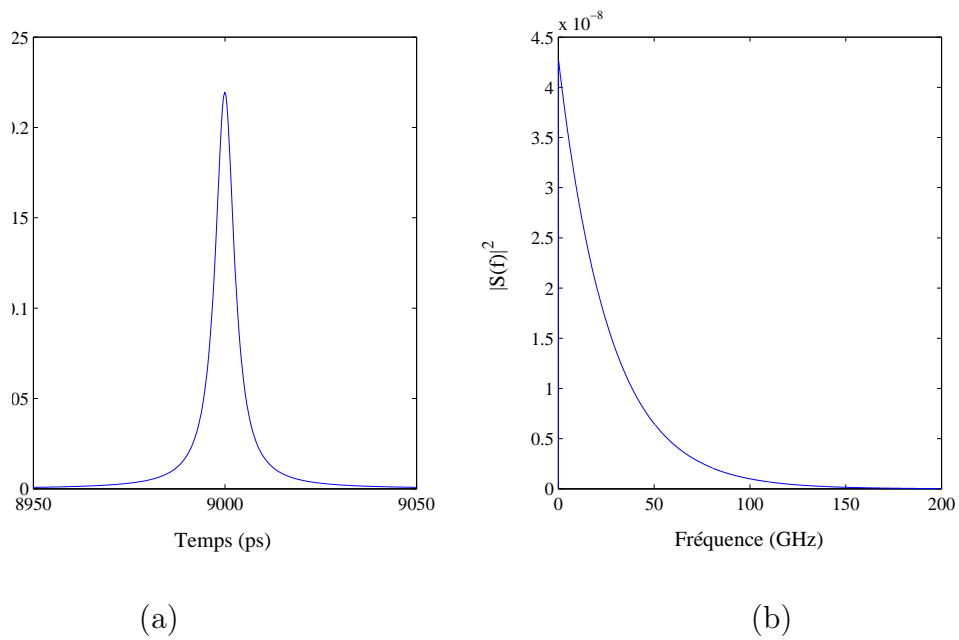


FIG. 4.38: (a) Impulsion RSFQ générée par une jonction Josephson shuntée avec une  $FWHM = 6 \text{ ps}$  et  $R_n I_c = 0,11 \text{ mV}$ ; (b) puissance spectrale associée.

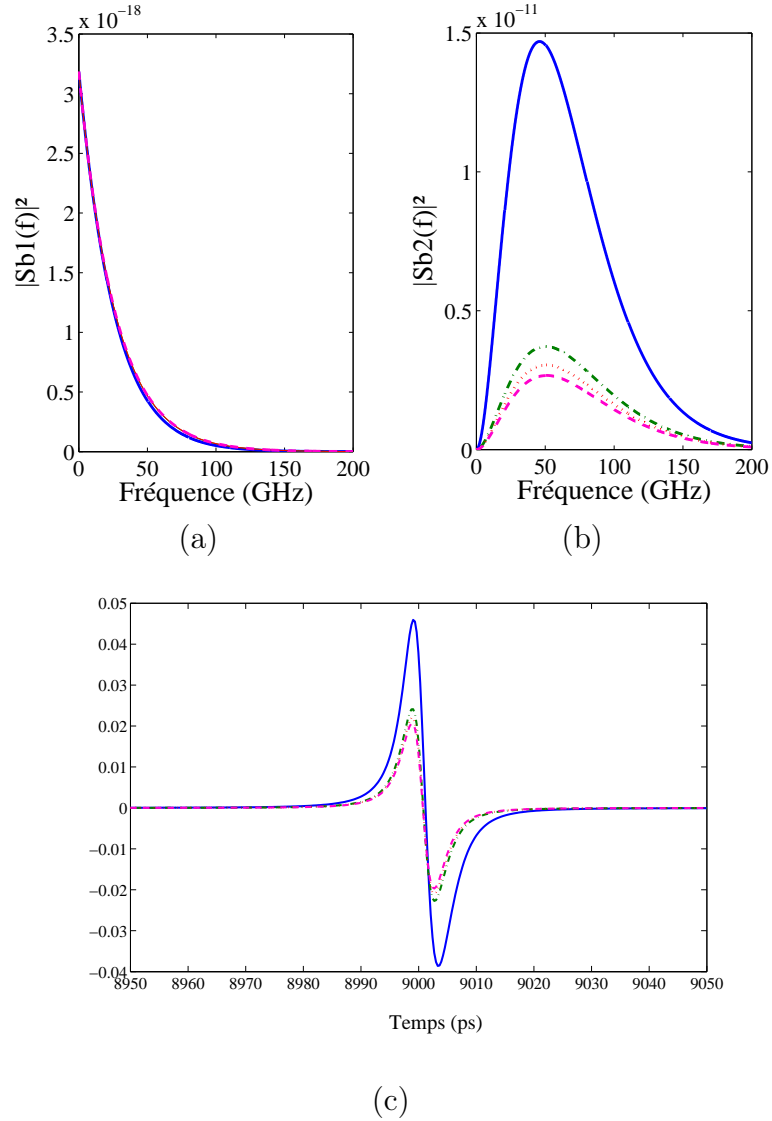


FIG. 4.39: Puissance spectrale en mode OFF de (a) l'onde réfléchie et (b) transmise du photocommutateur à  $N = 5$  doigts de longueur  $L = 40 \mu m$  et  $w = 1 \mu m$ ; (c) signal de sortie du photocommutateur polarisé par une impulsion RSFQ de FWHM = 6 ps. Différents espacements inter-doigts sont considérés :  $d = 1 \mu m$  (—);  $d = 10 \mu m$  (- · -);  $d = 15 \mu m$  (· · ·) et  $d = 20 \mu m$  (- -).

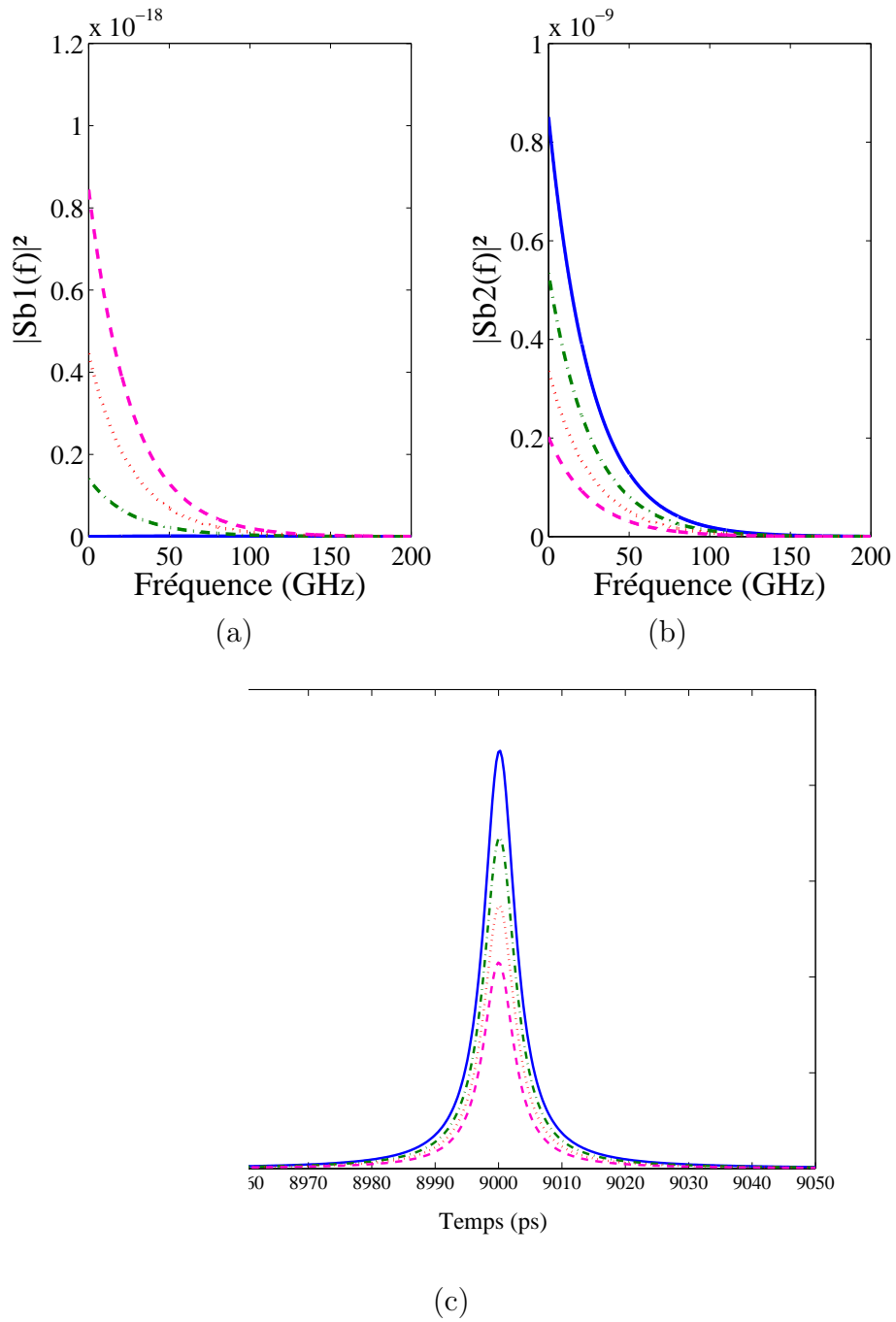


FIG. 4.40: Puissance spectrale en mode ON de (a) l'onde réfléchie et (b) transmise du photocommutateur ( $N = 5$ ,  $L = 40 \mu m$ ,  $w = 1 \mu m$ ); (c) signal de sortie du photocommutateur polarisé par une impulsion RSFQ de FWHM = 6 ps. Différents espacements inter-doigts sont considérés :  $d = 1 \mu m$  (—);  $d = 10 \mu m$  (- · -);  $d = 15 \mu m$  (· · ·) et  $d = 20 \mu m$  (- -).

## 4.5 Structures optimisées

A l'issue de cette étude, nous avons conçu différentes configurations de photocommutateurs afin d'illustrer et valider les résultats théoriques. Mais, malheureusement, ces photocommutateurs n'ont pas été fabriqués. Nous allons exposer quelques exemples de photocommutateurs ainsi que le kit de calibrage prévu pour la caractérisation hyperfréquence de ces derniers. Nous avons également prévu des structures adaptées pour un déclenchement optique via une fibre optique. Par ailleurs, deux types de dispositifs sont considérés selon la largeur de la ligne centrale du guide coplanaire :  $20\ \mu m$  faisceau optique "libre" et  $10\ \mu m$  dans le cas d'utilisation d'une fibre optique.

### 4.5.1 Forme interdigitée du photocommutateur

La transmission en mode ON est contrôlée par la distance entre doigts ; plus la distance est faible, meilleure est la transmission. Les résultats précédents ont montré que la géométrie permettant d'avoir une bonne transmission n'est pas forcément adaptée pour une bonne réflexion en mode OFF. Ce qui permet de déduire qu'il faut plutôt trouver le bon paramètre pour améliorer le mode OFF, d'un point de vue réflexion, tout en maintenant une distance entre doigts faible. On peut dire que le bon jeu de paramètres géométriques du photocommutateur MSM à doigts donnant à la fois une bonne réflexion en mode OFF, et une bonne transmission en mode ON, est traduit par des faibles distances entre doigts ( $d$ ) dont la largeur ( $w$ ) est assez importante. Nous avons proposé quelques configurations de photocommutateurs :

- photocommutateur à plusieurs doigts pour étudier l'influence du nombre des doigts sur la transmission du signal RSFQ.
- photocommutateurs à 2 doigts larges de longueurs différentes pour étudier à la fois l'impact de la longueur et la largeur des doigts sur la réponse du photocommutateur.

Le tableau de la figure 4.41 illustre quelques exemples de dimensions de photocommutateur pour une largeur de ligne centrale fixe à  $20\ \mu m$ .

<b>Photocommutateur</b>				
	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>c</b>	<b>d</b>
<b>Largeur des doigts (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	19.5	0.5	0.1	19.5
<b>Longueur des doigts (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	40	40	40	20
<b>Espace inter-doigts (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	1	4,4	1	1
<b>Nombre des doigts</b>	2	9	40	2

FIG. 4.41: Exemple de structure optimisée.

### 4.5.2 Photocommutateur à gap

Les résultats de simulation montrent que cette structure satisfait les conditions de mesure des impulsions RSFQ. En effet, en partant de la forme interdigitée du photocommutateur, on a déduit que la largeur des doigts améliore la réflexion du signal en mode OFF. Par conséquent la structure coplanaire à gap permet d'avoir un bon contraste OFF/ON. A l'issue de cette étude, nous avons proposé des photocommutateurs à plusieurs largeurs de gap.

## 4.6 Le kit de calibrage TRL

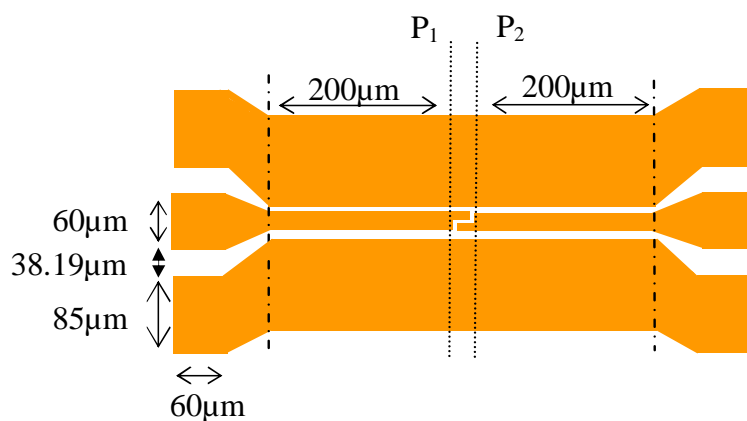


FIG. 4.42: Schéma du dispositif photocommutateur avec les plots afin de poser les pointes pour la caractérisation hyperfréquence.

Les photocommutateurs conçus sont destinés à être utilisés pour la détection de faibles signaux, notamment les signaux issus des circuits supraconducteurs, et aussi pour valider le modèle proposé. Donc, il faut prévoir deux dispositifs de photocommutateurs : un pour

être connecté au circuit supraconducteur et un autre pour la caractérisation hyperfréquence.

Tenant compte de la taille des pointes des sondes de caractérisation hyperfréquence, nous avons prévu des structures avec des plots afin de faciliter l'accès aux lignes et la caractérisation hyperfréquence des photocommutateurs.

Les plans P1 et P2 représentent les plans de référence. En les fixant on peut extraire les paramètres à étudier pour la structure voulue entre P1 et P2. Deux études peuvent se faire :

- étude propre du photocommutateur à doigts ou à gap pour valider le modèle des photocommutateurs.
- étude du photocommutateur avec les lignes d'accès.

4.6.1 Thru :

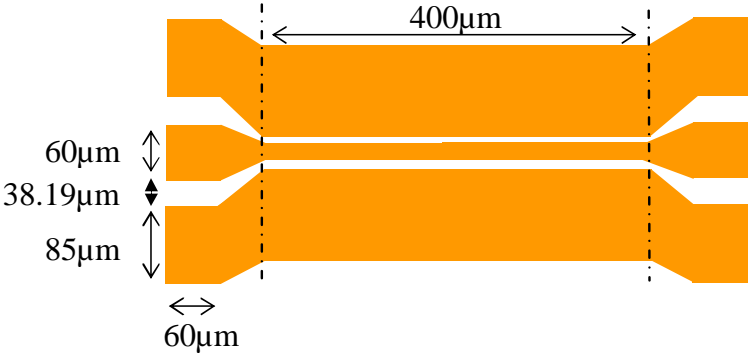


FIG. 4.43: Représentation des dimensions du THRU pour le calibrage TRL.

4.6.2 Reflect :

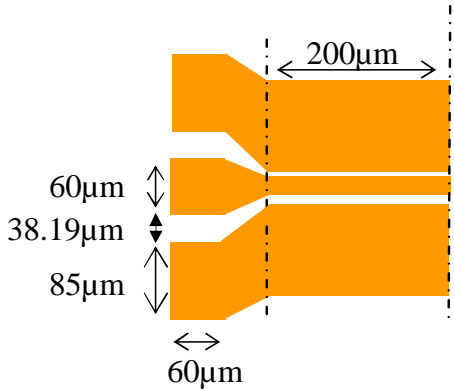


FIG. 4.44: REFLECT.

4.6.3 Line :

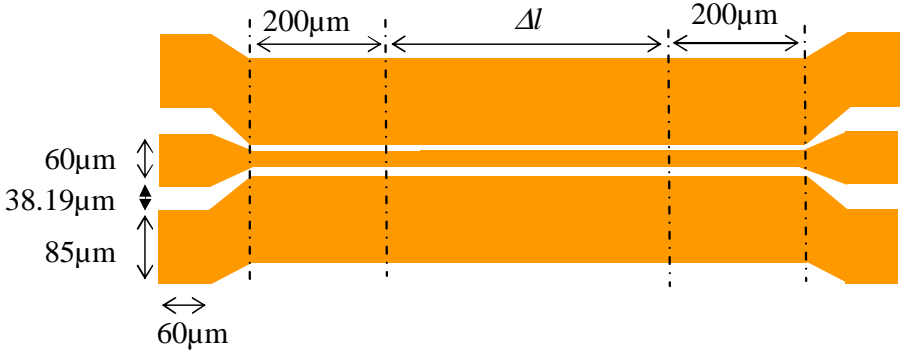


FIG. 4.45: LINE.

"Line" est une ligne de transmission dont la longueur est la somme du THRU et une longueur supplémentaire  $\Delta l$  qui dépend de la gamme de fréquence d'étude selon la relation suivante [Hewlett-Packard 1987] :

$$\Delta l = \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_r)_{eff}}} \frac{15}{f_{min} + f_{max}} \quad (4.33)$$

En fixant la gamme de fréquence  $[f_{min}; f_{max}]$  dans laquelle on veut étudier notre système, la longueur  $\Delta l$  est déterminée connaissant la permittivité relative efficace  $(\varepsilon_r)_{eff}$  du substrat. Les photodétecteurs sont basés sur l'arséniure de Gallium dopé Beryllium à basse température dont la permittivité relative est  $\varepsilon_r = 12,9$ . La permittivité relative efficace du substrat est donnée par :

$$(\varepsilon_r)_{eff} = \frac{1 + \varepsilon_r}{2} \quad (4.34)$$

Cependant, il faut prévoir plusieurs longueurs du "Line" pour des fréquences élevées et faibles, lorsque la gamme de fréquence d'étude est large.

## 4.7 Conclusion et idée de calcul

Ce chapitre a fait l'objet d'une étude hyperfréquence du photocommutateur afin d'optimiser la géométrie permettant de réaliser un bon contraste ON/OFF. Les calculs des paramètres  $S$  pour différentes géométries ont permis de déduire les paramètres pertinents pour un bon contraste ON/OFF et de définir ainsi une géométrie adaptée. Nous concluons que la diminution de l'espacement entre-doigt permet d'améliorer le coefficient de transmission en mode ON et que l'augmentation de la largeur des doigts améliore le coefficient de réflexion en mode OFF. Cela permet de déduire que la structure coplanaire à simple gap permet de réaliser un bon contraste ON/OFF.

Vue la complication des calculs, nous avons supposé que la résistance ne varie pas dans le temps, autrement dit nous avons considéré que l'éclairage du photocommutateur est continu. Les paramètres  $S$  du photocommutateur ne prennent pas en compte la variation temporelle de la résistance photo-induite. En revanche, le passage du domaine fréquentiel au domaine temporel et inversement se fait par transformée de Fourier. D'où l'idée de calcul suivante qui permet de prendre en compte la résistance photovisible :



- exprimer, analytiquement, les paramètres S en fonction des éléments électriques notamment la résistance photovariante et la fréquence :  $S_{ij}(w) = f(R, C_g, C_{p1}, C_{p2}, Z_0, w)$
- effectuer la transformée de Fourier inverse des paramètres S ainsi exprimés pour passer du domaine fréquentiel au domaine temporel :  $TF(S_{ij}) \longrightarrow S(t)$
- remplacer la résistance par sa formule temporelle dans les expressions des paramètres S dans le temps :  $R(t)$  dans  $S(t)$
- revenir dans le domaine fréquentiel via la transformée de Fourier :  $INVTF(S) \longrightarrow S_{ij}(w)$

Cela nous permettra ainsi de calculer les paramètres S en tenant compte de la variation temporelle de la résistance due à l'éclairage de la zone active du photocommutateur.



# CHAPITRE 5

## MESURES



# Chapitre 5

## Caractérisations expérimentales

Ce chapitre décrit l'étude expérimentale des photocommutateurs, dont on dispose au sein du laboratoire, à la fois dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel. Ces mesures ont pour but de caractériser la sensibilité des photocommutateurs vis-à-vis des faibles signaux à haute fréquence.

Pour des raisons de logistique, les photocommutateurs optimisés dans le chapitre précédent n'ont pas été fabriqués et par la suite on ne peut pas vérifier la fiabilité des calculs ni confronter les simulations avec les réalités expérimentales. En revanche, on peut déduire de l'étude théorique effectuée précédemment, concernant l'optimisation de la structure du photocommutateur pour avoir un bon contraste ON/OFF, que la structure qui permet d'avoir un bon coefficient de transmission dans le mode ON et un bon coefficient de réflexion en mode OFF est une structure coplanaire à gap. C'est heureusement la géométrie des dispositifs dont nous disposons, mais les dimensions ne sont pas celles optimisées pour les impulsions RSFQ. Nous avons effectué également quelques mesures sur les photocommutateurs interdigités à base d'AsGa-BT, mais leurs dispositions dans le guide coplanaire et l'état de la métallisation ne permettent pas d'en faire plus de caractérisation ni de déduire les performances de la topologie dans le domaine fréquentiel. En effet, nous avons mesuré les paramètres  $S$  de ces photocommutateurs interdigités, mais nous avons été confronté au problème de calibrage par manque de kit de calibrage TRL. Nous avons opté pour le calibrage OSTL, qui ramène une impédance de  $50 \Omega$  au niveau des pointes, mais comme les lignes d'accès sont longues et par endroit détériorées, nous avons fait des mesures au niveau du photocommutateur interdigité. Par ailleurs, les lignes d'accès de chaque côté du photocommutateur agissent comme un "stub" qui ramène une impédance en parallèle. Cette impédance ne peut être déterminée vu l'état des lignes et le manque d'éléments pour effectuer un calibrage correct et extraire les paramètres  $S$  propres au photocommutateur.

Par conséquent, nous ne présentons dans cette partie que les résultats de mesures

effectuées essentiellement sur les guides coplanaires à gap et par la suite sur des photocommutateurs à sillon.

Ces dispositifs à sillon ont été obtenus dans le cadre d'un autre projet du laboratoire, en partenariat avec la société Thalès AS. Ils ont été conçus et dessinés par C. Algani du laboratoire LISIF de Paris VI, et fabriqués (épitaxie et lithographie) par le groupe du professeur Krotkus de l'Institut des Semi-conducteurs de Vilnius. L'idée originale qui est à la base de ces dispositifs à sillon est la suivante : en creusant un sillon entre les électrodes, on diminue la constante diélectrique effective de cette zone, donc on diminue la capacité du dispositif.

## 5.1 Topologie des dispositifs photocommutateurs

Nous avons quatre configurations de photocommutateurs ( $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$ ) selon la forme des photocommutateurs et les dimensions des guides coplanaires. Nous disposons de photocommutateurs à gap dont le gap varie de  $51 \mu m$  à  $154 \mu m$ , appelés  $PCi$  selon la largeur du gap, (voir figure 5.1) et de photocommutateurs à sillon dont la forme et les dimensions du sillon sont décrites sur la figure 5.2. Ces derniers ont été conçus dans le but d'améliorer le contraste ON/OFF, c'est à dire le photocommutateur doit laisser passer le signal incident une fois éclairé et surtout ne doit pas le laisser passer dans le cas non éclairé. Les dimensions des lignes coplanaires comprenant les photocommutateurs sont décrites sur la figure 5.1. Elles ont été calculées pour avoir une impédance caractéristique de  $50 \Omega$  de chaque côté du photocommutateur.

Le tableau de la figure 5.3 récapitule les paramètres géométriques des photocommutateurs des différents dispositifs  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$ . Les photocommutateurs des différents dispositifs  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  sont classés selon la largeur du gap : du plus petit gap au plus grand. Les photocommutateurs à sillon sont à base d'AsGa-BT et ceux à gap sont à base d'AsGa.

## 5.2 Caractérisation hyperfréquence des photocommutateurs à gap et à sillon

A l'aide d'un analyseur vectoriel (VNA : ANRITSU 77397C), nous avons mesuré avec des micro-pointes hyperfréquences la réponse fréquentielle des photocommutateurs à gap et à sillon. Le calibrage utilisé pour cette mesure est un calibrage OSTL (Open Short Thru Load) permettant de ramener les plans de référence au niveau des pointes. L'impédance des ports est de  $50 \Omega$  ce qui correspond à l'impédance caractéristique du guide coplaire

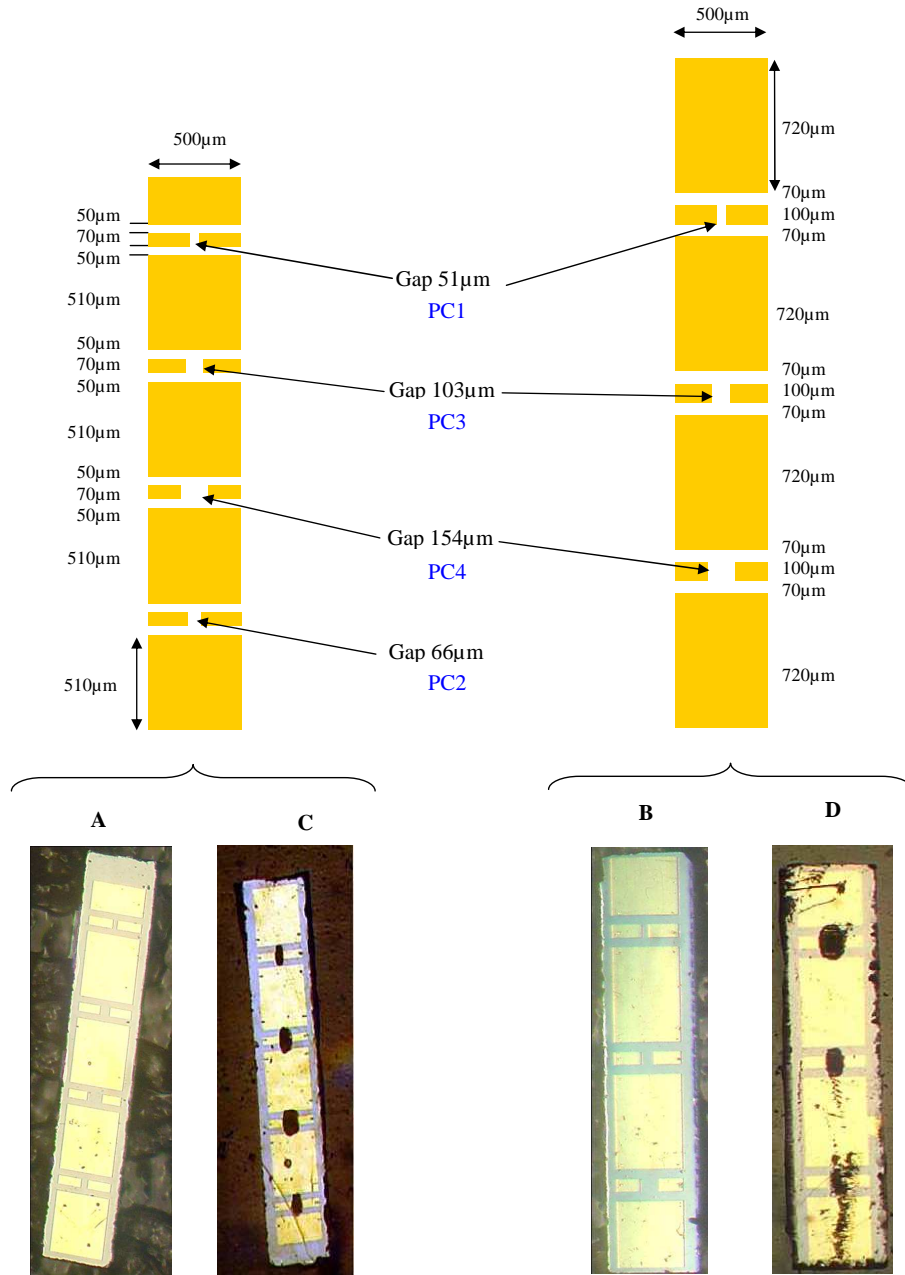


FIG. 5.1: Configuration et dimension des dispositifs des guides coplanaires à gap (A et B) et à sillon (C et D).

du photocommutateur.

### 5.2.1 Station de mesures sous pointe

Pour faire des mesures correctes, on doit utiliser une station de mesure sous pointe qui permet de diminuer les incertitudes causées par les réflexions, les pertes et le couplage (crosstalk). La station de mesure sous pointe permet de faire des mesures jusqu'à 65 GHz, d'avoir des mesures précises et reproductibles et de faire un calibrage plus simple.

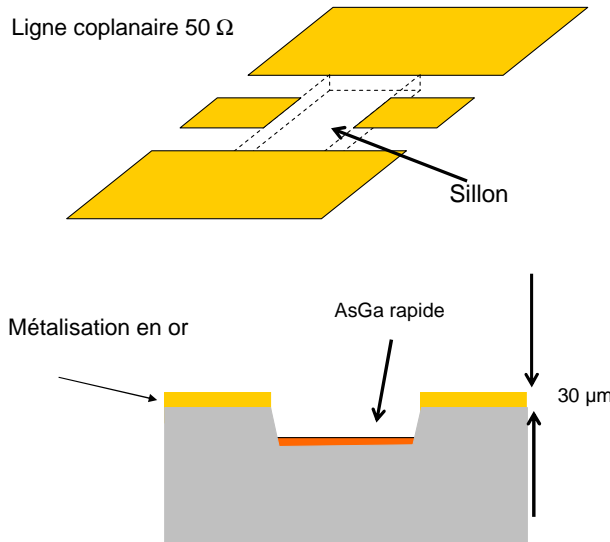


FIG. 5.2: Structure des photocommutateurs à sillon.

	Photocommutateurs à gap		Photocommutateurs à sillon	
	Dispositif A	Dispositif B	Dispositif C	Dispositif D
<b>Largeur de la ligne centrale du guide</b>	100 $\mu\text{m}$	70 $\mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$	70 $\mu\text{m}$
<b>Distance interligne du guide</b>	70 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$	70 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
<b>Largeur des plans de masse</b>	720 $\mu\text{m}$	510 $\mu\text{m}$	720 $\mu\text{m}$	510 $\mu\text{m}$

FIG. 5.3: Tableau explicatif des dimensions relatives aux dispositifs (A B C D) des photocommutateurs à gap ou à sillon.

### 5.2.1.1 Station de mesures sous pointes du laboratoire

La station de mesure sous pointe est constituée de deux sondes, d'un moniteur, d'une pompe mécanique pour fixer les circuits sur un plan stable et d'une loupe binoculaire (figure 5.4). Les sondes ont un "pitch" de 150  $\mu\text{m}$ .

### 5.2.1.2 Calibrage

Pour faire des mesures correctes, le système doit être calibré dans le but de transférer les plans de mesure à des plans de référence du dispositif sous test (DST). En plus, il faut corriger les erreurs résultant des réflexions et des pertes de transmission. Nous avons utilisé le calibrage OSTL pour nos mesures. C'est un calibrage qui utilise les quatre standards "Open", "Short", "Thru" et "Line".



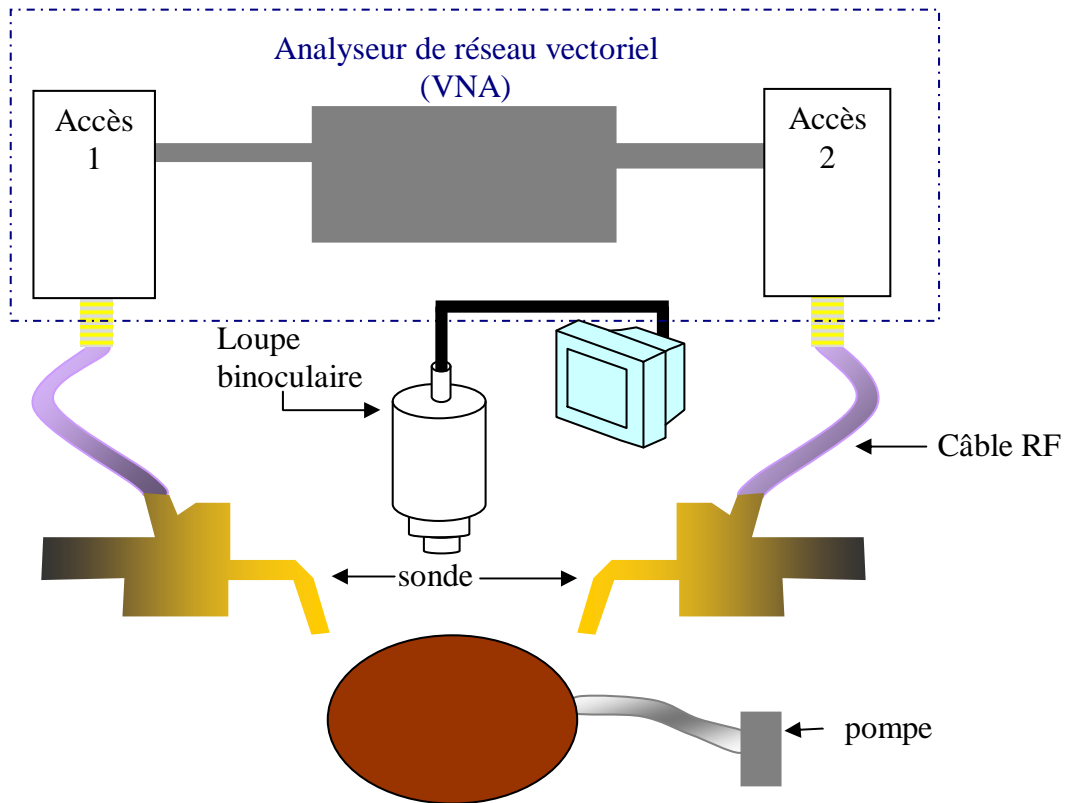


FIG. 5.4: Station de mesure sous pointes.

## 5.2.2 Mesure des paramètres $S$

Dans ce paragraphe, une caractérisation hyperfréquence dans l'état OFF est effectuée dans la gamme de fréquence  $40 \text{ MHz} - 40 \text{ GHz}$  à l'aide de l'analyseur vectoriel. Les paramètres  $S$  des différents photodétecteurs sont tracés en module et en phase en fonction de la fréquence (voir les figures 5.5, 5.6, 5.7, 5.8). Les résultats de mesure montrent des coefficients de réflexion en module inférieur à  $-20 \text{ dB}$  sur toute la gamme de fréquence pour tous les dispositifs.

Pour la suite de ce travail, nous optons pour les photocommutateurs à gap (dispositifs A et B) puisque c'était la structure optimisée pour réaliser un bon contraste ON/OFF. Mais par des considérations expérimentales qui imposent une largeur de ligne centrale aussi large que la taille du spot laser, nous allons traiter plutôt les guides dont la ligne centrale est de  $70 \mu\text{m}$  de largeur. En revanche, on peut élargir la taille du spot laser par rapport à la ligne centrale du guide, mais cela pourra être moins proche de nos considérations lors de l'étude théorique effectuée dans le chapitre précédent.

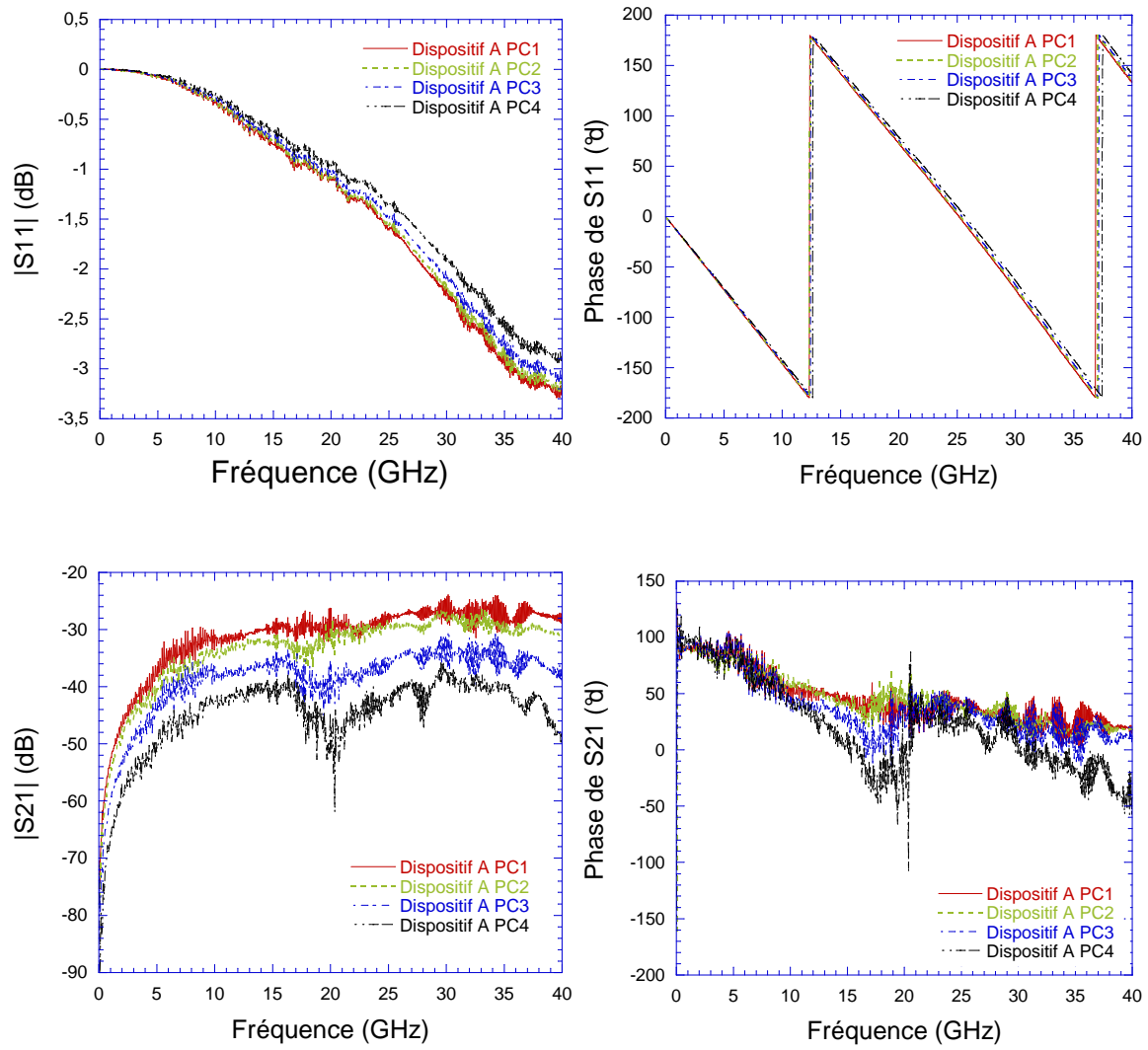


FIG. 5.5: Paramètres S en module et en phase des photocommutateurs à gap du dispositif A.

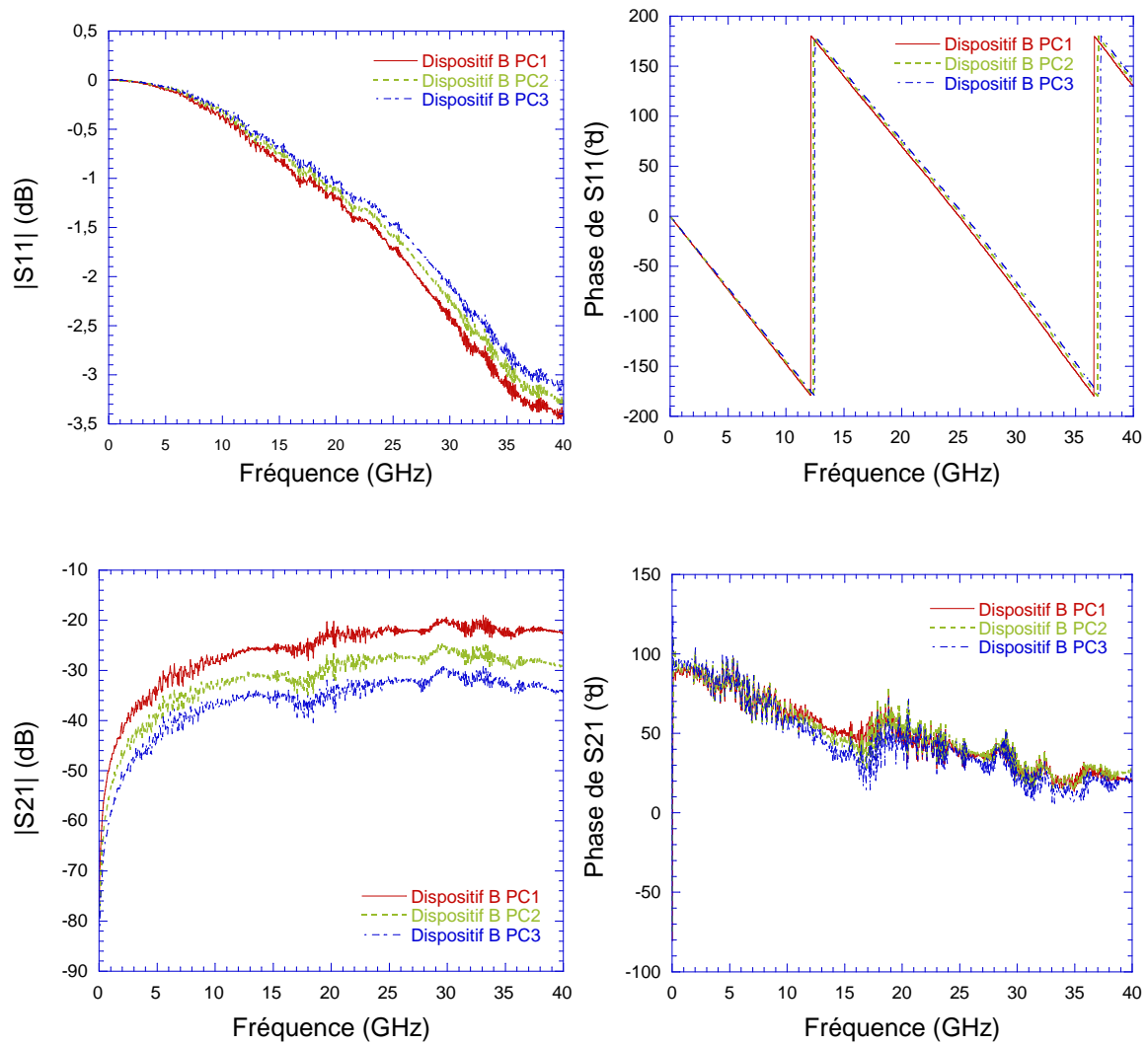


FIG. 5.6: Paramètres S en module et en phase des photocommutateurs à gap du dispositif B.

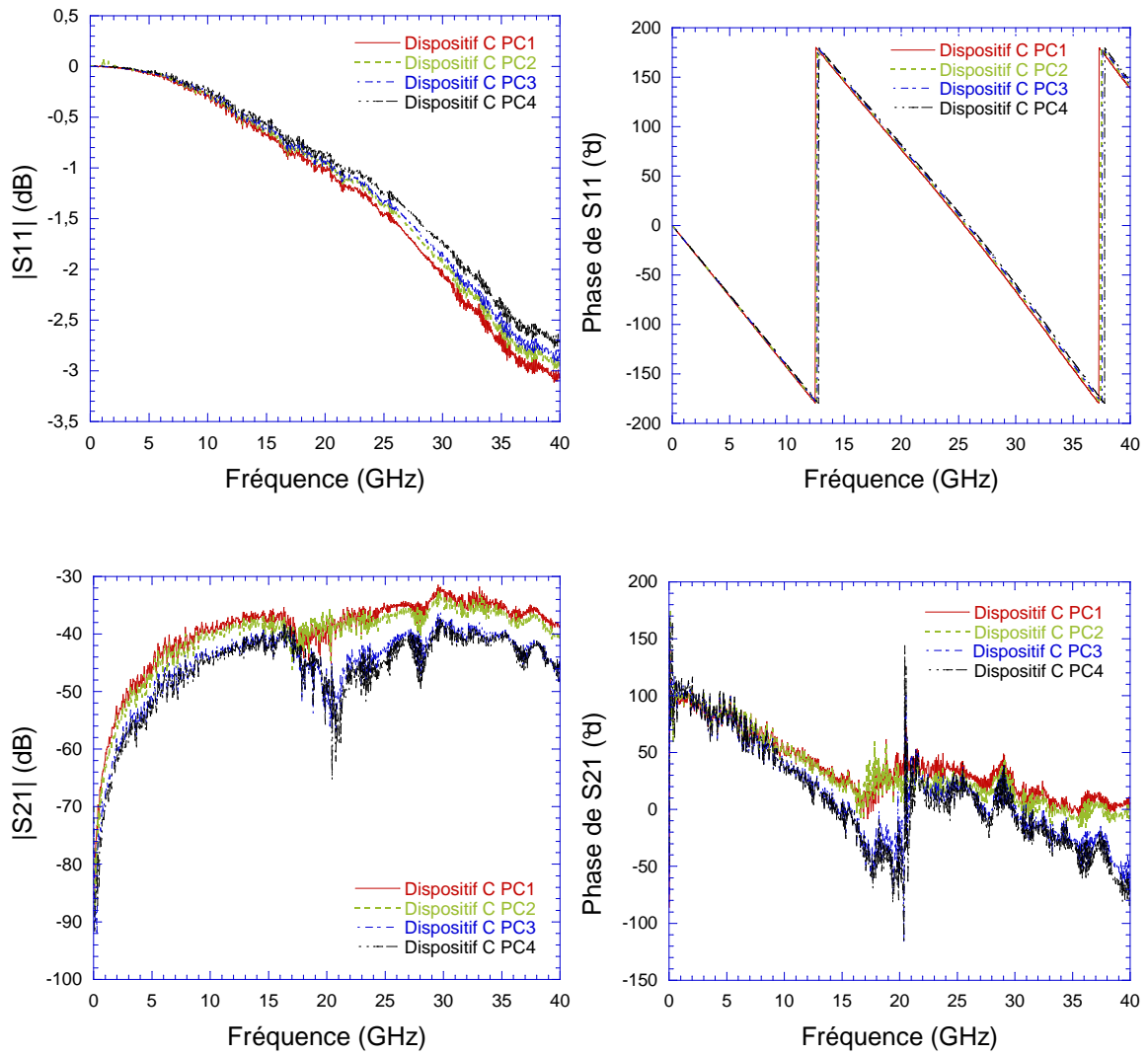


FIG. 5.7: Paramètres S en module et en phase des photocommutateurs à sillon du dispositif C.

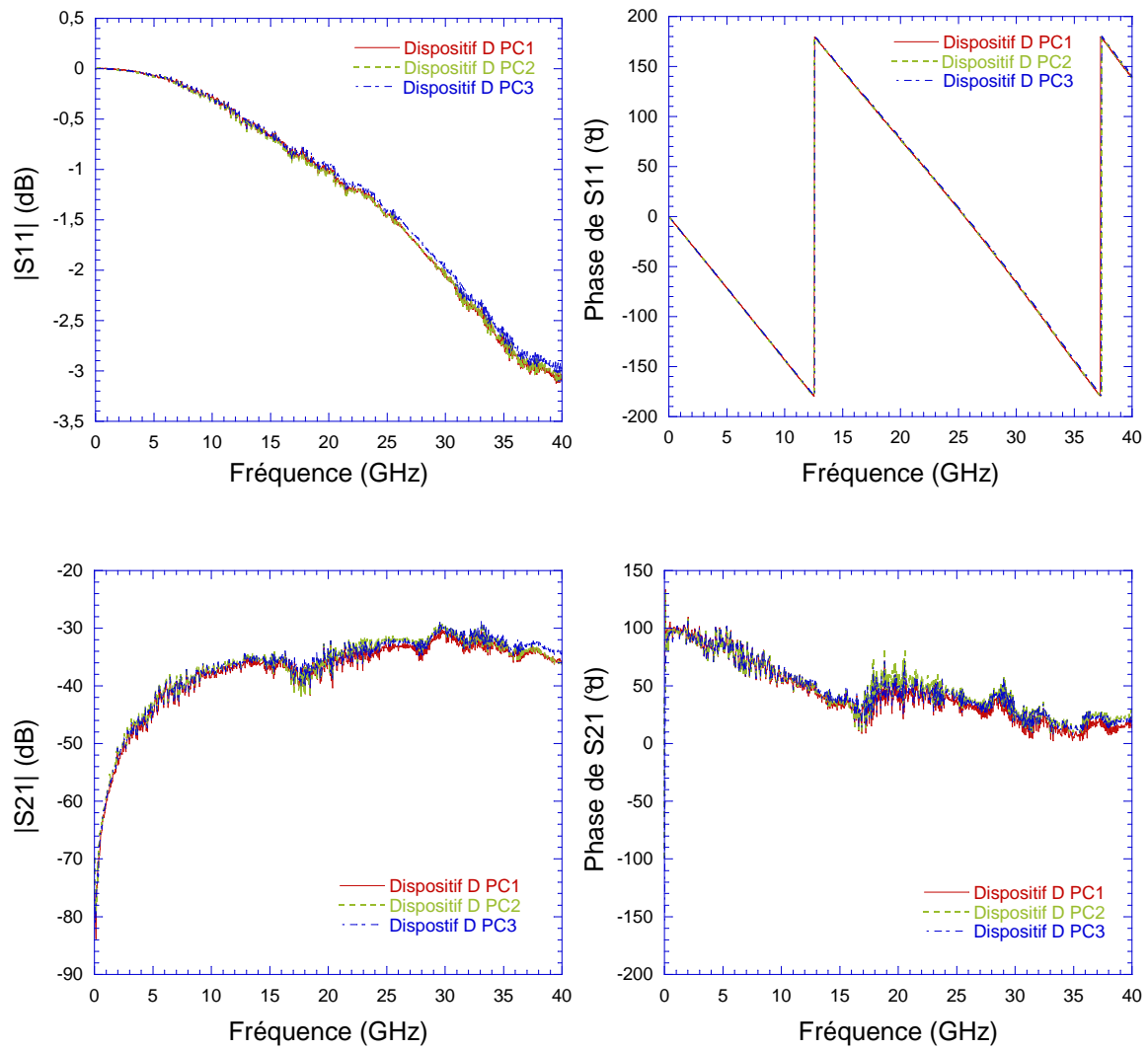


FIG. 5.8: Paramètres S en module et en phase des photocommutateurs à sillon du dispositif D.

## 5.3 Caractérisation optique des photocommutateurs

### 5.3.1 Banc expérimental

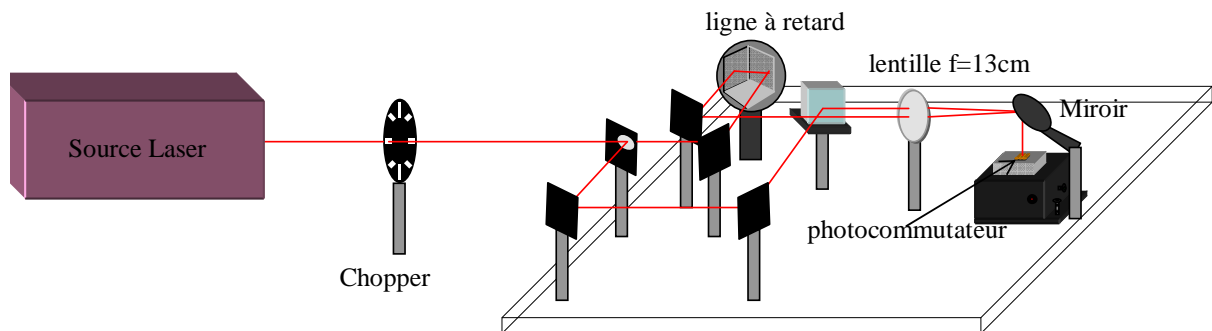
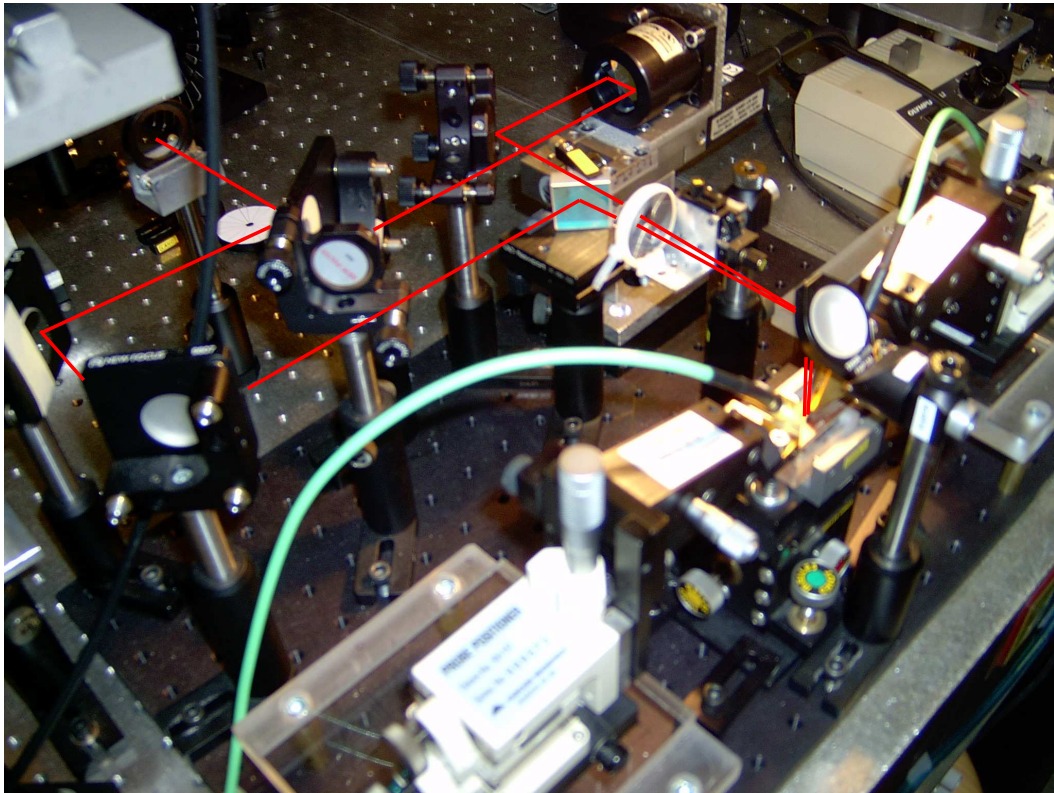


FIG. 5.9: Photographie/schéma de principe du banc de mesure optique pompe sonde avec des pointes.

Pour caractériser les photocommutateurs agissant comme interfaces optoélectroniques pour les circuits RSFQ, nous avons réalisé un banc de mesure optique hyperfréquence (voir figure 5.9). Le banc est réalisé pour faire passer un signal hyperfréquence à travers le dispositif photocommutateur via les sondes hyperfréquences. La particularité de ce banc de mesure à température ambiante réside dans le fait qu'il est mobile et qu'il est adapté pour envoyer le faisceau laser dans le cryostat contenant les circuits RSFQ. En enlevant le miroir qui envoie le faisceau optique vers le photocommutateur à température ambiante,

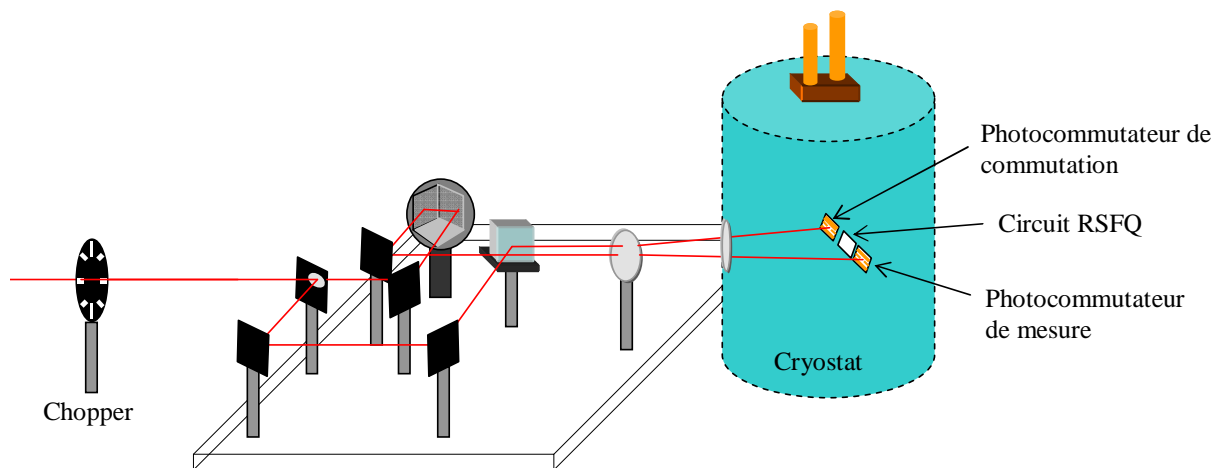


FIG. 5.10: Banc de mesure optique pompe sonde des circuits RSFQ.

le faisceau est directement envoyé vers le cryostat pour faire la caractérisation des circuits RSFQ (voir 5.10). Via une fenêtre au niveau du cryostat ou une fibre optique le faisceau laser est dirigé vers le photocommutateur de commutation et de mesure. Le faisceau laser est issu d'un laser saphir dopé titane délivrant des impulsions femtosecondes d'une durée de  $100 \text{ fs}$  tous les  $75,5 \text{ MHz}$ . La longueur d'onde du faisceau laser est  $800 \text{ nm}$ .

### 5.3.2 Mesure de courant moyen

Afin de déterminer les zones de sensibilité du photocommutateur, nous allons étudier la réponse de ce dernier en statique. En effet, par la variation de la tension de polarisation, nous analysons le courant mesuré à la sortie du photocommutateur éclairé par des impulsions laser. En polarisant le photocommutateur on accélère les photoporteurs créés sous l'effet du faisceau laser. A l'aide d'un ampèremètre on mesure le courant moyen à la sortie du photocommutateur.

#### 5.3.2.1 Dispositif de mesure

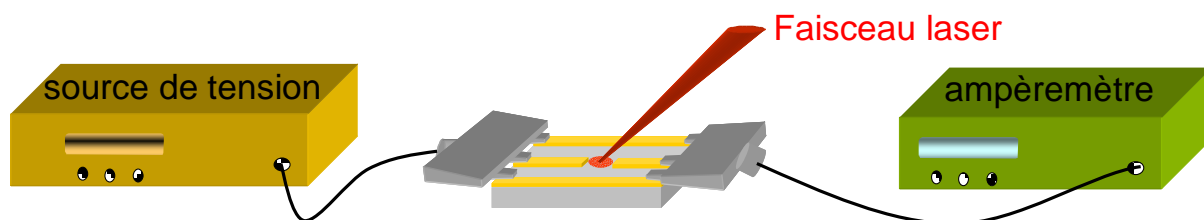


FIG. 5.11: Banc de mesure de courant moyen à la sortie du photocommutateur.

Le banc de mesure de courant moyen est constitué d'une source de tension permettant une variation assez fine de la tension de polarisation d'un photocommutateur à base

d'AsGa de structure coplanaire et d'un picoampèremètre permettant une mesure plus précise du courant moyen à la sortie du photocommutateur. Le gap du guide coplanaire est éclairé par un faisceau laser en impulsionnel. L'accès à la ligne coplanaire formant le photocommutateur est assuré par des pointes au niveau de la polarisation ainsi qu'au niveau de la charge (voir figure 5.11).

### 5.3.2.2 Résultats de mesure

#### 5.3.2.2.1 Cas du photocommutateur à base d'AsGa-SI

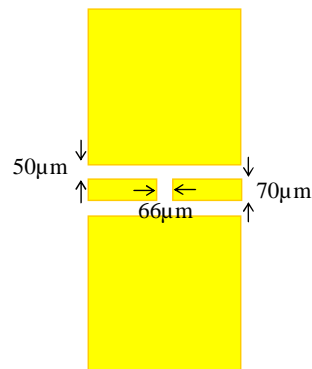


FIG. 5.12: Paramètres géométriques du photocommutateur.

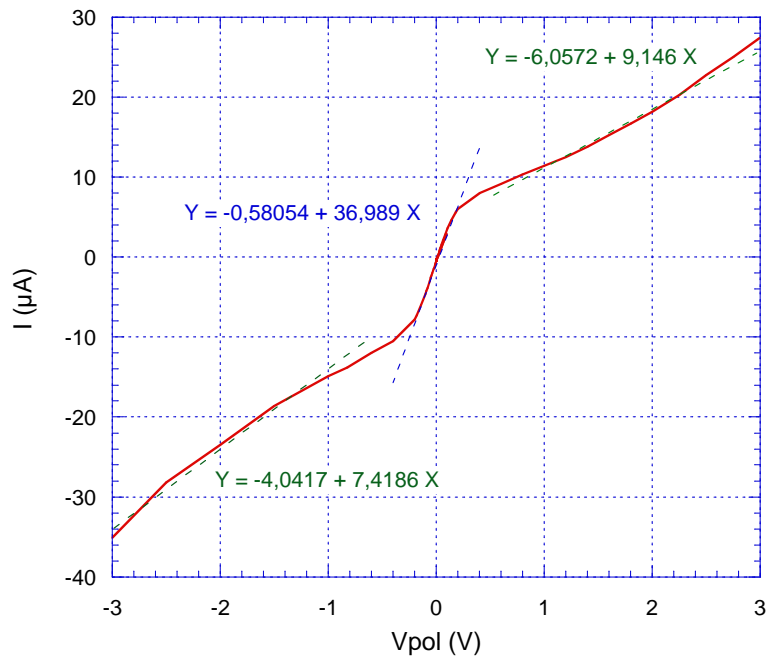


FIG. 5.13: Variation du courant mesuré à la sortie du photocommutateur en fonction de la tension de polarisation de ce dernier. Le photocommutateur est éclairé avec un faisceau laser pulsé d'une puissance optique de  $17 \text{ mW}$ , il a la topologie d'une ligne coplanaire à gap, le gap est de  $66 \mu\text{m}$ .

Le photocommutateur caractérisé est une structure coplanaire à gap à base d'AsGa



semi-isolant. Ce matériau présente un temps de vie des porteurs assez long ( $600 \sim 800 \text{ ps}$ ) mais aussi une grande mobilité ( $\mu_n \sim 6000 - 7000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ). Les paramètres géométriques sont décrits sur la figure 5.12. Le gap du photodétecteur est éclairé par un faisceau laser impulsionnel de puissance optique de  $17 \text{ mW}$ . Les résultats de mesure de courant en fonction de la tension de polarisation sont présentés sur la figure 5.13. Cette figure montre trois zones de sensibilité pour lesquelles la variation du courant en fonction de la tension de polarisation est linéaire. On peut distinguer trois différentes pentes liées aux droites de variation du courant moyen avec la polarisation. Autour d'une polarisation nulle, le photodétecteur est plus sensible. En effet, entre  $-0,4 \text{ V}$  et  $0,4 \text{ V}$  la droite présente une pente plus élevée, de l'ordre de  $37 \mu\text{A}/\text{V}$ .

### 5.3.2.2 Etude du courant moyen autour de 0 V pour différentes puissances optiques

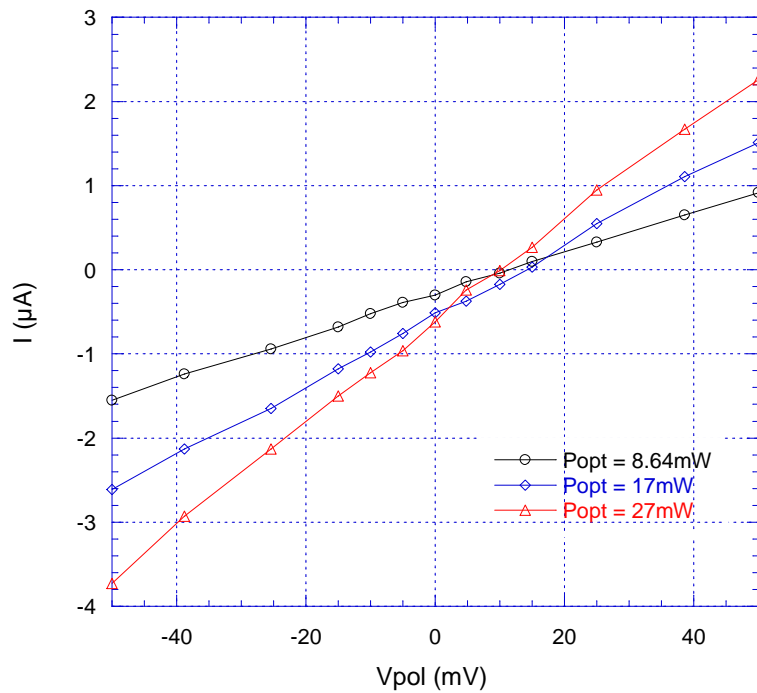


FIG. 5.14: Variation du courant mesuré à la sortie du photocommutateur en fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances optiques.

On remarque sur la courbe de la figure 5.13 que le courant n'est pas nul à polarisation nulle. Nous avons fait un zoom autour de  $0 \text{ V}$  et nous avons effectué la même mesure pour différentes puissances optiques (figure 5.14). La pente de la droite, variation du courant moyen avec la tension de polarisation, change avec la puissance optique. Plus la puissance optique est élevée, plus la pente est importante. Cette mesure nous permet de déterminer la partie la plus sensible. Rappelons nous que l'impulsion de tension RSFQ a

	8,64 mW	17 mW	27 mW
Courant ( $\mu A$ ) $V_{pol} = 0V$	- 0,29079	- 0,54836	- 0,62631
Pente ( $\mu A/V$ )	24,7	41,635	99,18
Courant moyen qui serait généré par un train d'impulsions RSFQ (amplitude=0,2 mV) � 75 MHz	50 nA	83 nA	198 nA

FIG. 5.15: Tableau résumant les différentes pentes de  $I(V_{pol})$  pour différentes puissances optiques autour d'une polarisation nulle.

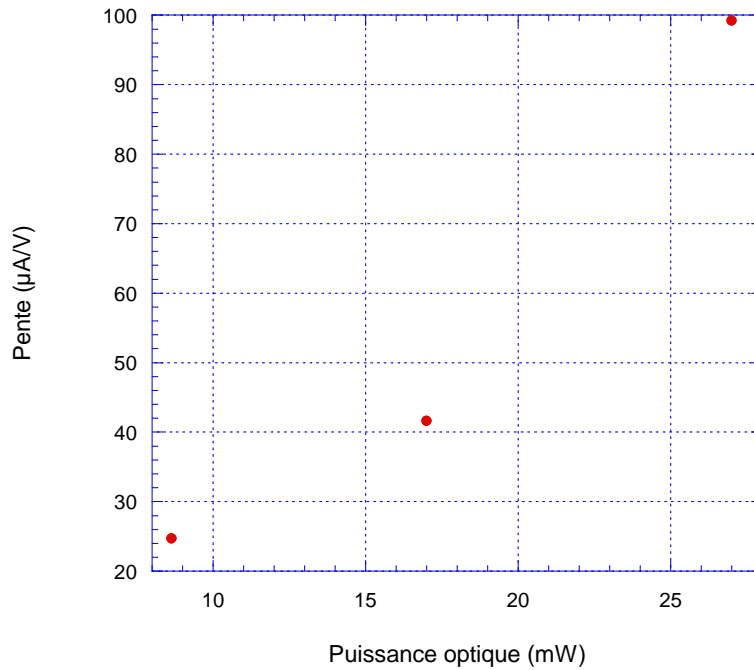


FIG. 5.16: Evolution de la sensibilité en fonction de la puissance optique.

une amplitude de l'ordre de 0,2 mV. Dans le tableau 5.15, nous avons dressé les différentes pentes représentant la sensibilité en courant par rapport à la tension de polarisation dans le cas de différentes puissances optiques appliquées au même photocommutateur ainsi que la valeur du courant moyen   0 V. Nous indiquons aussi le courant que pourrait générer un signal RSFQ de fréquence de répétition 75 MHz. Nous obtenons des valeurs de quelques centaines de nA, qui peuvent être mesurées et démontre ainsi la faisabilité de la méthode. A partir de ce tableau, nous avons tracé l'évolution de la sensibilité en fonction de la puissance optique (figure 5.16). Plus la puissance optique augmente, plus grande est la sensibilité. On ne peut cependant augmenter indéfiniment la puissance optique de pompe, car on saturerait la réponse du semiconducteur. Le phénomène de saturation pourra intervenir pour des puissances optiques élevées. Cela entraîne une diminution de la mobilité et une saturation de la vitesse des électrons. Par conséquent, la vitesse ne

croît plus linéairement avec le champ mais reste constante. La résistance minimale du photocommutateur en mode ON est inversement proportionnelle à la puissance optique maximum. De ces considérations, on peut déduire qu'à forte puissance optique le courant moyen ne varie pas linéairement avec la puissance optique, mais il restera constant.

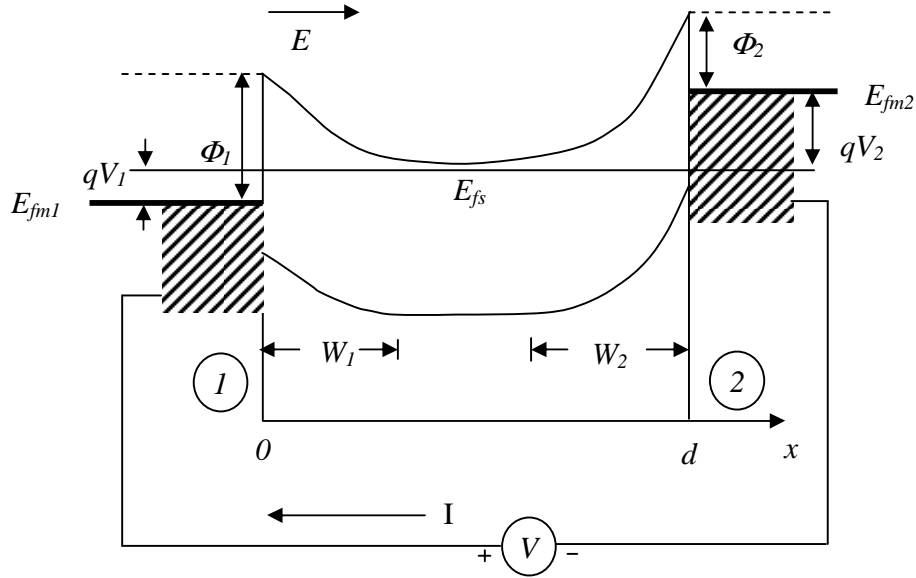


FIG. 5.17: Diagramme de bande d'énergie du dispositif MSM anisotropique ( $\phi_1 < \phi_2$ ) avec une tension de polarisation  $V$  [Shen 2002].

On observe aussi sur ces courbes que le courant n'est pas nul à  $0V$ . Selon [Shen 2002] et [Liou 1996], ceci est expliqué par l'anisotropie du photocommutateur MSM due au contact Schottky entre la métallisation et le semiconducteur, qui ne se fait pas de la même manière sur chaque électrode. En effet, la hauteur de la barrière Schottky au niveau de l'électrode 1 est différente par rapport à celle du niveau de l'électrode 2 du photocommutateur MSM (voir figure 5.17). La figure 5.17 représente le diagramme de bande d'énergie d'un photodétecteur à gap  $d$ , 1 et 2 étant les contacts de métal avec des hauteurs de barrière Schottky  $\phi_1$  et  $\phi_2$  à gauche et à droite du dispositif [Shen 2002] [Liou 1996]. Le courant négatif à  $0V$  est causé par le fait que  $\phi_1 > \phi_2$ , ce qui induit une largeur de déplétion de la diode 1, c'est à dire au niveau du contact métal1-semiconducteur, plus large que celle de la diode 2. Donc, il y a plus de porteurs photogénérés dans la région de déplétion 1 que dans la région 2.

### 5.3.2.2.3 Etude du courant moyen pour différents photocommutateurs

Nous avons effectué des mesures du courant moyen en fonction de la tension de polarisation sur différents photocommutateurs de même topologie, c.à.d la topologie coplanaire

à gap.

La figure 5.18 trace l'évolution du courant moyen en fonction de la tension de polarisation.

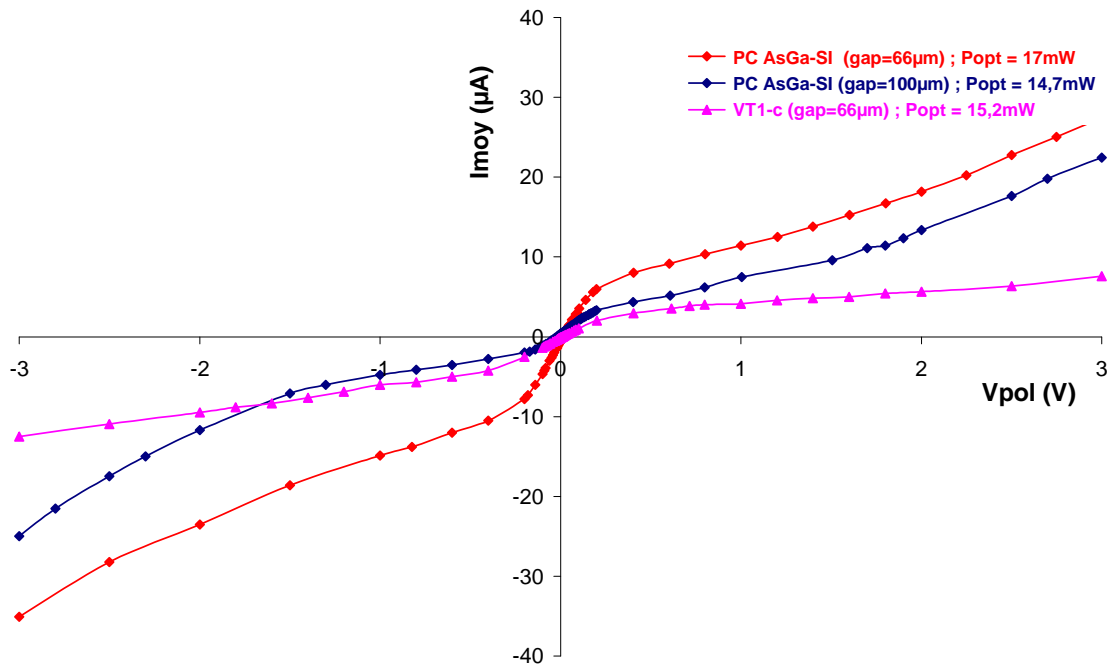


FIG. 5.18: Le courant moyen mesuré à la sortie de différents photocommutateurs pour différentes puissances optiques (les valeurs de la puissance optique restent assez proches) en fonction de la tension de polarisation.

### 5.3.3 Mesure de la réponse temporelle du photocommutateur

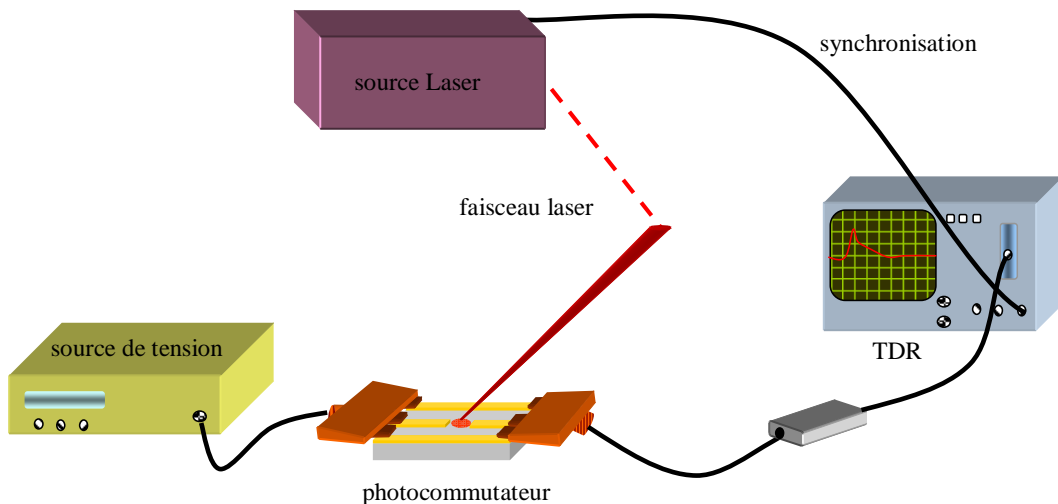


FIG. 5.19: Banc de mesure de la réponse temporelle du photocommutateur à l'aide du TDR utilisé comme oscilloscope.

Nous avons mesuré la réponse temporelle du photocommutateur à l'aide du réflectomètre temporel (TDR :Time Domain Reflectometer), déclenché d'une manière externe sur

le signal du laser en impulsionnel, utilisé comme oscilloscope. Les photocommutateurs à tester sont basés sur l'AsGa dont la durée de vie des porteurs est nettement plus élevée que le temps de réponse du réflectomètre temporel (TDR) qui est de l'ordre de  $30\text{ ps}$ .

### 5.3.3.1 photocommutateur VT1-c

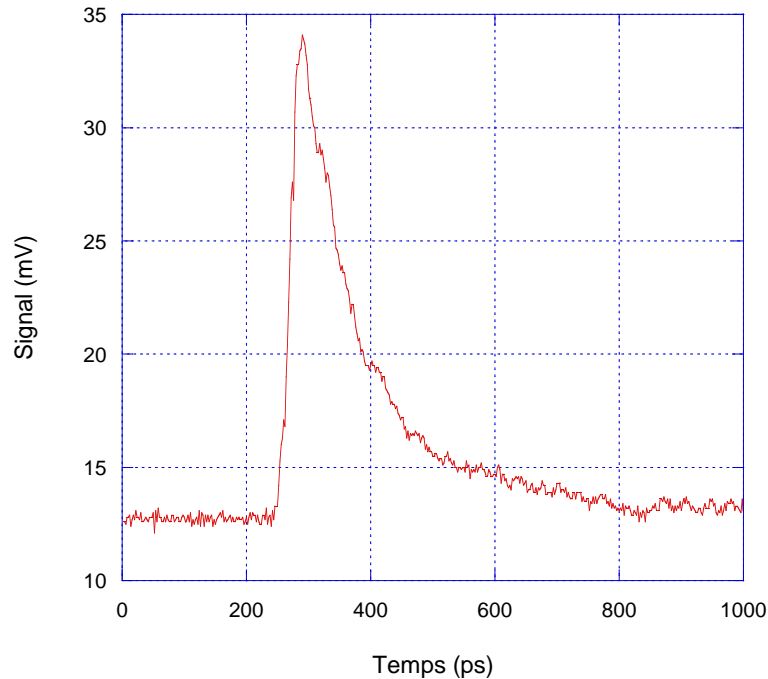


FIG. 5.20: Réponse temporelle du photocommutateur à gap ( $gap = 64\ \mu m$ )VT1-c polarisé par une tension de  $1,7\text{ V}$  et éclairé par un faisceau laser d'une puissance optique de  $8\text{ mW}$ .

Les photocommutateurs caractérisés dans ce chapitre sont des dispositifs réalisés à l'institut de physique des semiconducteurs de Vilnius. Le dispositif VT1-c est un ensemble de photocommutateurs à base d'AsGa de structure coplanaire à gap. Les paramètres géométriques sont identiques à ceux décrits en figure 5.1. Nous avons mesuré à l'aide du réflectomètre temporel (TDR) le signal de sortie du photocommutateur selon le montage donné par la figure 5.19. En effet en utilisant le TDR comme un oscilloscope, le déclenchement se fait d'une manière externe sur la fréquence du laser pour assurer la synchronisation. La réponse temporelle du photocommutateur à gap de  $66\ \mu m$  polarisé par une tension constante de valeur  $1,7\text{ V}$  et éclairé par le faisceau laser pulsé d'une puissance optique de  $8\text{ mW}$  est représenté sur la figure 5.20. Pour déterminer la durée de vie des porteurs, nous avons normalisé le signal et nous l'avons représenté sur une échelle logarithmique. On peut déterminer par la suite la durée de vie des électrons en calculant la pente de la partie décroissante de la courbe. La durée des électrons pour le dispositif VT1-c, qui est à base d'AsGa, est alors égale à  $97\text{ ps}$ . La figure 5.21 trace le signal normalisé et l'asymptote de la partie décroissante de ce dernier. La décroissance temporelle peut

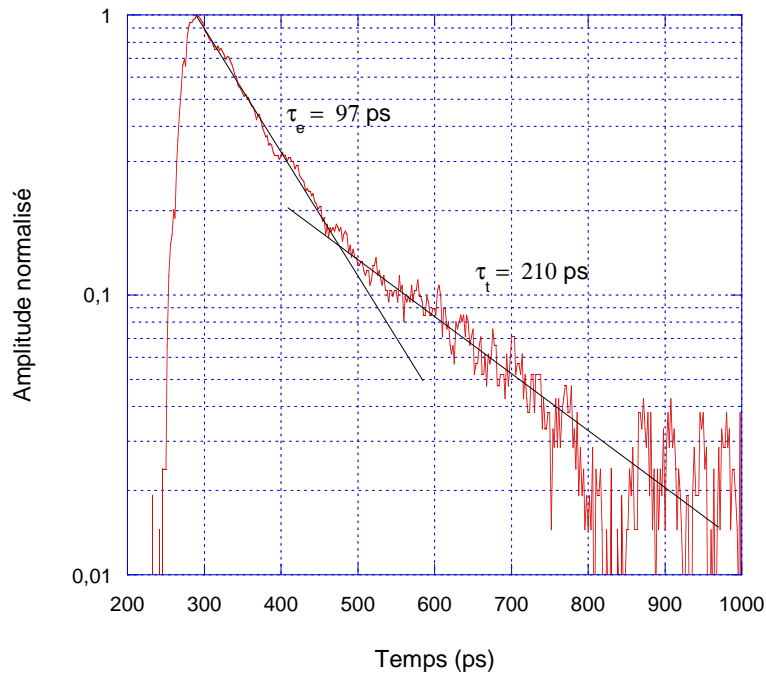


FIG. 5.21: Amplitude normalisée de la réponse temporelle du photocommutateur à gap ( $gap = 64 \mu m$ ) VT1-c sur une échelle logarithmique et courbe donnant l'asymptote qui permet de déterminer la durée de vie des électrons.

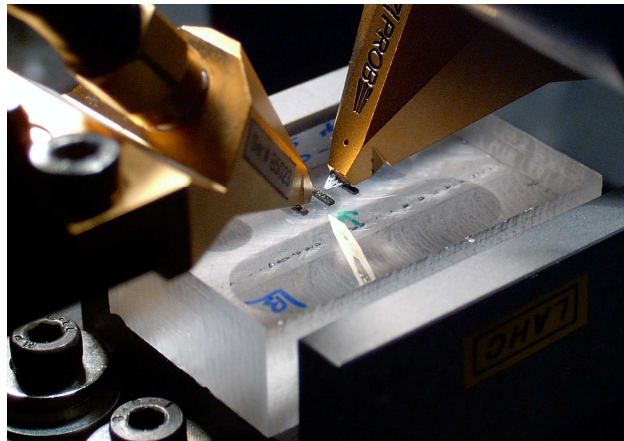


FIG. 5.22: Photo des dispositifs à mesurer montés sur une plaque de plexiglas servant comme support.

être approchée par deux exponentielles décroissantes de constantes de temps  $\tau_e = 97 ps$  et  $\tau_t = 210 ps$  (voir figure 5.21).

## 5.4 Échantillonnage du signal hyperfréquence

### 5.4.1 Principe et objectif

Le principe de l'échantillonnage d'un signal hyperfréquence est le suivant : une impulsion optique vient éclairer la zone active du photocommutateur ce qui permet de créer les porteurs. Le signal hyperfréquence polarisant le photocommutateur accélère les porteurs

photogénérés induisant ainsi un passage de courant. Étant donné que la source hyperfréquence génère un signal sinusoïdal dont la fréquence est multiple de la fréquence des impulsions laser, la synchronisation entre le signal optique et le signal hyperfréquence est donc assurée. En créant un déphasage entre signaux optique et hyperfréquence via la ligne à retard, le signal mesuré à la sortie du photocommutateur retrace la forme du signal hyperfréquence incident à la même fréquence.

La mesure du signal à la sortie du photocommutateur permet d'accéder au coefficient de transmission (coefficient de réflexion) quand le photocommutateur est éclairé ou pas c'est à dire en mode ON et en mode OFF. L'atténuation du signal incident nous permet de déterminer la limite de sensibilité du photocommutateur. Avec cette expérience on peut prédire si les photocommutateurs dont on dispose sont capables de détecter les signaux de faible amplitude tels que les impulsions RSFQ.

#### 5.4.2 La source hyperfréquence

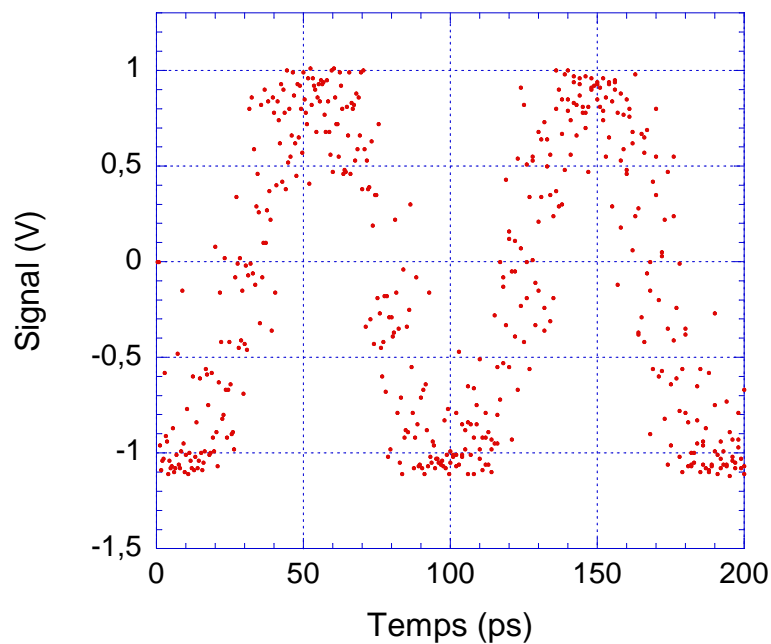


FIG. 5.23: Forme temporelle du signal issu de la source hyperfréquence à  $10\text{ GHz}$ .

La source hyperfréquence utilisée dans nos mesures comporte une boucle à verrouillage de phase qui permet d'asservir la fréquence de sortie sur un multiple de la fréquence d'entrée qui représente le taux de répétition des impulsions laser. A la sortie de cette source on obtient un signal sinusoïdal d'amplitude crête-crête de  $\simeq 2\text{ V}$  et d'une fréquence de  $10,7\text{ GHz}$ . La figure 5.23 représente le signal de sortie de la source hyperfréquence mesuré à l'aide du réflectomètre temporel (TDR) utilisé comme oscilloscope, en moyennant sur 32 points on obtient la sinusoïde tracée sur la figure 5.24. La source hyperfréquence,

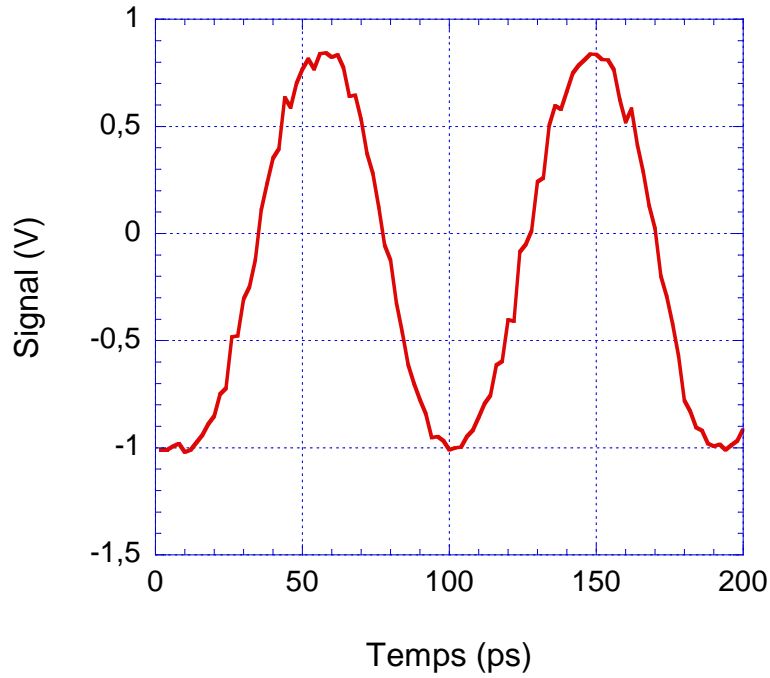


FIG. 5.24: Forme temporelle du signal issu de la source hyperfréquence à  $10\text{ GHz}$  moyenné sur 32 points.

référéncée 751420, nécessite une alimentation supérieure à  $15\text{ V}$ . Pendant nos mesures, nous avons alimenté la source avec une tension égale à  $15,78\text{ V}$ .

### 5.4.3 Dispositif expérimental

Utilisé comme oscilloscope, le TDR donne la réponse temporelle du photocommutateur. Le signal de sortie du photocommutateur est mesuré via la sonde de sortie comme montré sur la figure 5.25. Le signal hyperfréquence est véhiculé à travers le photocommutateur sous test via la pointe d'entrée. Le photocommutateur étant éclairé ou pas, le signal mesuré au niveau du TDR permet de déduire la forme du signal ainsi que le comportement du photocommutateur vis-à-vis du signal hyperfréquence. Le schéma d'échantillonnage photoconductif d'un signal hyperfréquence issu d'une source à verrouillage de phase est donné sur la figure 5.26. En mettant à profit l'interaction opto-électrique au niveau du substrat du photocommutateur, nous pouvons reconstituer le signal hyperfréquence. Le signal est généré à l'aide d'un générateur hyperfréquence pouvant être synchronisé par le laser tandis que la mesure est effectuée optiquement grâce au laser.

### 5.4.4 Caractérisation du photocommutateur à gap de $66\ \mu\text{m}$ du dispositif VT1-c

Dans cette partie, une étude dynamique du photocommutateur est effectuée. En effet, nous allons étudier les caractéristiques de transmission du photocommutateur à gap à



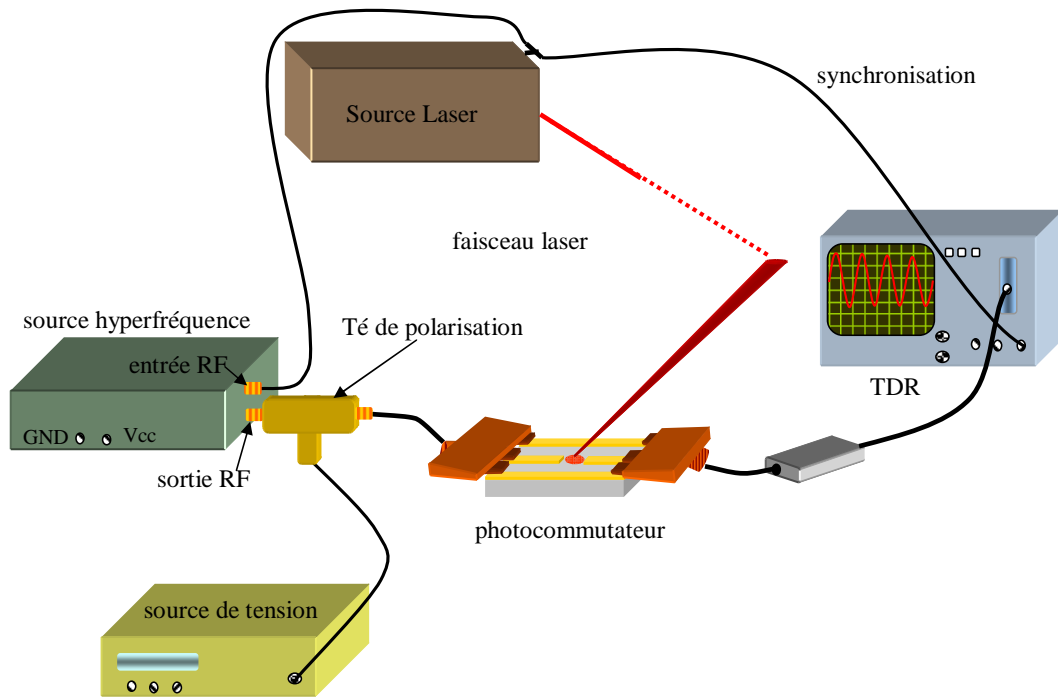


FIG. 5.25: Dispositif de mesure temporelle du signal de sortie du photocommutateur alimenté par le signal issu de la source hyperfréquence. Le réflectomètre temporel (TDR) est utilisé pour lire le signal de sortie.

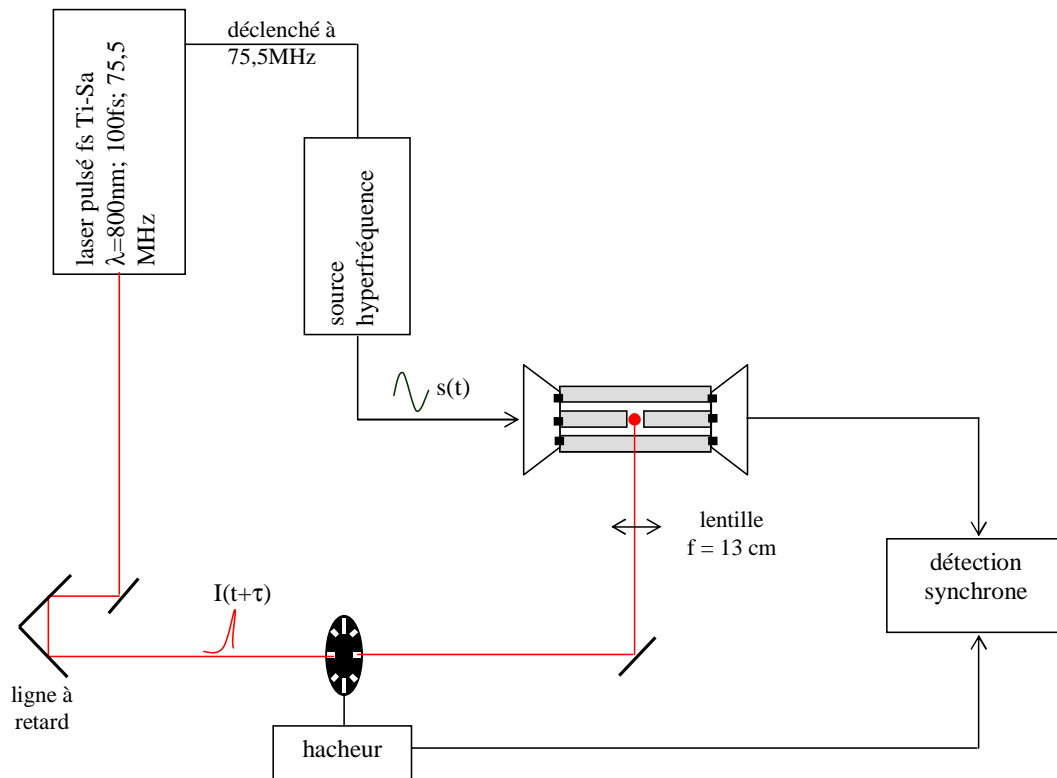


FIG. 5.26: Banc de mesure par échantillonnage photoconductif d'un signal hyperfréquence.

la fréquence du signal du générateur hyperfréquence. Les paramètres géométriques du photocommutateur sous test sont : gap  $66 \mu m$ , largeur de la ligne centrale  $70 \mu m$  et

distance inter ligne centrale et plan de masse  $50 \mu m$ .

#### 5.4.4.1 Mesures au TDR

En réalisant le montage de la figure 5.25, nous traitons la transmission du signal à  $10,7 GHz$  à travers le photocommutateur en mode OFF et en mode ON. Le signal de la

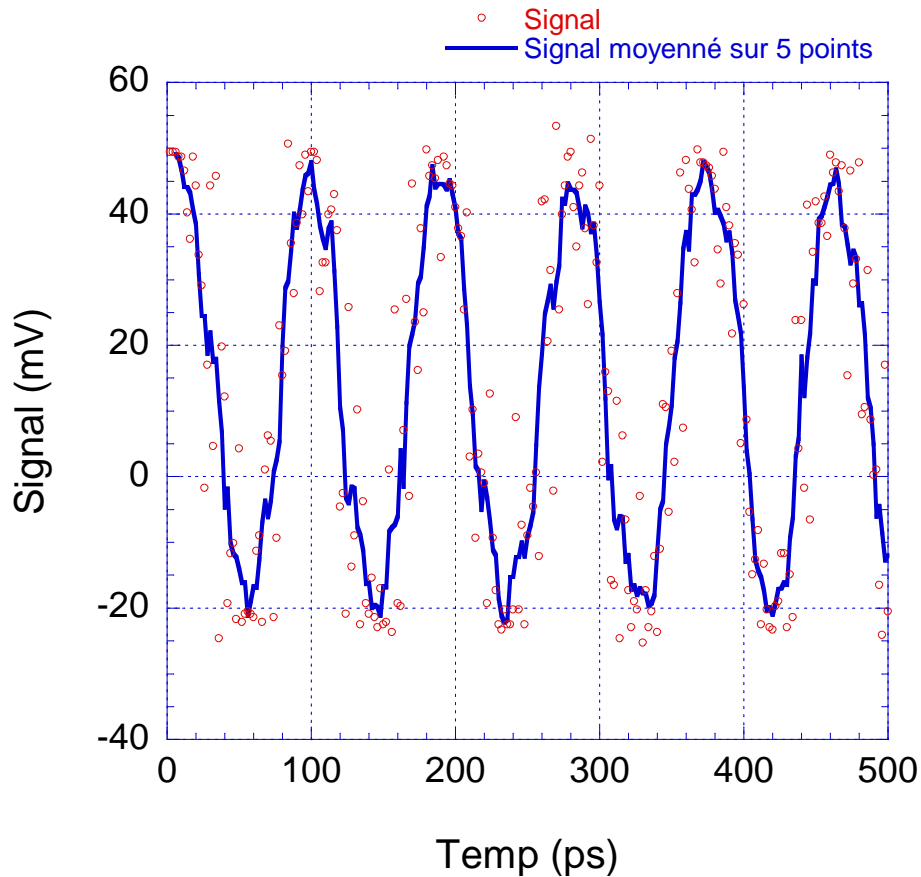


FIG. 5.27: Signal de sortie du photocommutateur à gap ( $gap = 66 \mu m$ ), du dispositif VT1-c, non éclairé mesuré à l'aide du TDR en mode oscilloscope.

figure 5.27 représente la réponse temporelle du photocommutateur à gap ( $gap = 66 \mu m$ ) en mode OFF polarisé par un signal sinusoïdal d'amplitude crête-crête  $2 V$  et de fréquence  $10,7 GHz$ . Cette courbe montre bien que le signal sinusoïdal à  $10,7 GHz$  passe à travers le gap non éclairé du guide. On obtient un signal sinusoïdal d'amplitude crête-crête de  $66 mV$ . Cela représente  $3,3\%$  du signal d'entrée ce qui veut dire que le photocommutateur a atténué le signal d'entrée de  $29,6 dB$ . Lorsque le gap du photocommutateur est éclairé par une puissance optique de  $9 mW$ , on mesure à la sortie le signal représenté sur la figure 5.28. Cette courbe montre bien que, lorsque l'impulsion optique est présente, l'amplitude de la sinusoïde varie. On note que l'enveloppe du signal de sortie trace la forme temporelle de la réponse optique du substrat. Grâce aux calculs numériques basés sur le modèle mixte matériau-électrique développé au chapitre 3, nous avons tracé sur la figure 5.21 la densité

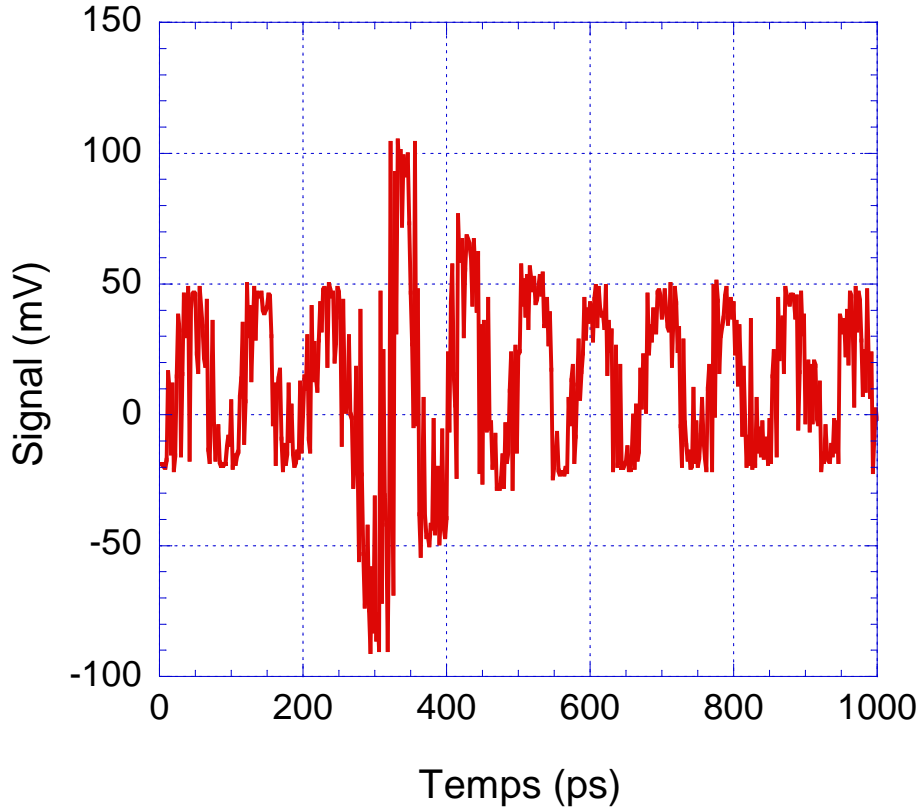


FIG. 5.28: Signal de sortie du photocommutateur à gap ( $gap = 66 \mu m$ ), du dispositif VT1-c, mesuré à l'aide du TDR en mode oscilloscope. Le photocommutateur est éclairé avec une puissance optique de  $9 mW$ .

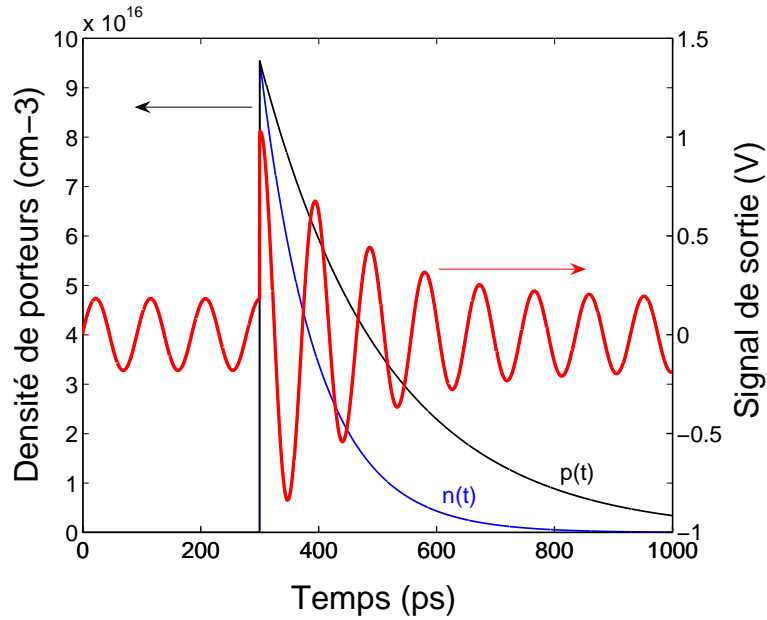


FIG. 5.29: Signal de sortie du photocommutateur à gap ( $gap = 66 \mu m$ ), du dispositif VT1-c, calculé en utilisant le modèle électrique du photocommutateur. Le photocommutateur est éclairé avec une puissance optique de  $9 mW$ . La durée de vie des porteurs est celle déterminée expérimentalement (voir figure 5.21) :  $\tau_e = 97 ps$  et  $\tau_p = 210 ps$

d'électrons et de trous ainsi que le signal de sortie du photocommutateur sous un éclairage de  $9 \text{ mW}$ . La durée de vie des porteurs est celle déterminée expérimentalement (voir figure 5.21) :  $\tau_e = 97 \text{ ps}$  et  $\tau_p = 210 \text{ ps}$ . En mode dynamique la résistance d'obscurité est shuntée par l'impédance due à la capacité du gap ce qui fait que le signal hyperfréquence passe en partie, même en l'absence de l'impulsion optique. La densité des porteurs traduit l'interaction photo-électron au niveau du substrat lors du passage de l'impulsion optique.

#### 5.4.4.2 Échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence

Dans le cadre de l'étude de la sensibilité du photocommutateur à de faibles signaux, nous avons effectué le montage d'échantillonnage photoconductif représenté sur la figure 5.26. En atténuant le signal hyperfréquence d'entrée, on détermine la limite de sensibilité en amplitude du photocommutateur. Nous pouvons ainsi tirer des conclusions sur le choix de la topologie proposée vis à vis de la détection de signaux RSFQ. Le photocommutateur est éclairé par un faisceau laser de  $9 \text{ mW}$  de puissance optique. En créant un déphasage entre le signal optique et le signal électrique de la source, via la ligne à retard, on mesure sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance le signal moyen de sortie du photocommutateur. La figure 5.30 représente le signal reconstitué à partir du signal sinusoïdal à  $10,7 \text{ GHz}$  de la source hyperfréquence à l'aide de la détection synchrone. On mesure une amplitude crête-crête de  $110 \text{ mV}$  soit  $5,5\%$  de l'amplitude de l'entrée. Ce qui représente un coefficient de transmission de  $-25 \text{ dB}$ . En atténuant le signal du générateur hyperfréquence à l'aide d'un atténuateur  $6 \text{ dB}$ , on mesure un signal sinusoïdal d'amplitude crête crête de  $66 \text{ mV}$  ce qui correspond à un coefficient de transmission de  $-29,6 \text{ dB}$ . On peut remarquer que la courbe du signal non atténué et celle du signal atténué de  $6 \text{ dB}$  ne sont pas centrées sur le même axe, cela est dû au contact schottky entre le métal et le substrat du guide. En effet la présence d'un champ électrique en absence de la polarisation induit une impulsion électrique en éclairant la zone active du photocommutateur. L'amplitude de cette impulsion ainsi que l'aire associée au courant moyen mesuré, varient avec la tension présente aux bornes du photocommutateur. Les figures 5.31 et 5.32 représentent le signal reconstitué par échantillonnage photoconductif, via le photocommutateur à gap ( $gap = 66 \mu\text{m}$ ) éclairé par une puissance optique de  $9 \text{ mW}$ , du signal de la source hyperfréquence atténuée, respectivement, de  $42 \text{ dB}$  et de  $51 \text{ dB}$ . Ces résultats montrent que le photocommutateur d'un gap de  $66 \mu\text{m}$  est capable de détecter des signaux de faible amplitude. En effet la figure 5.32 montre que la sinusoïde est bien détectée malgré le bruit par le photocommutateur en mode ON (puissance optique de  $9 \text{ mW}$ ).

A partir des différentes courbes obtenues précédemment, nous avons tracé l'amplitude crête-crête du signal traversant le gap de  $66 \mu\text{m}$  du guide coplanaire mesuré avec la détection synchrone en fonction de l'amplitude crête-crête du signal incident. La figure 5.33 montre une variation linéaire de l'amplitude de sortie avec l'amplitude du signal d'entrée. La pente de cette variation est égale à  $78,5 \text{ mV/V}$  et correspond à  $-22,1 \text{ dB}$ , qui représente le coefficient de transmission du photocommutateur en mode ON.

Lorsque le signal d'entrée est atténué de  $51 \text{ dB}$ , le signal de sortie est noyé dans le

bruit. Par un traitement par transformée de Fourier nous pouvons déduire l'amplitude du signal ainsi que sa fréquence. La figure 5.34 donne la puissance spectrale du signal, de la figure 5.32, mesuré à la sortie du photocommutateur éclairé et polarisé par la sinusoïde de la source hyperfréquence atténuée de  $51\text{ dB}$ , ou autrement dit avec un signal incident de  $5,6\text{ mV}$  d'amplitude crête-crête. On mesure un signal à la sortie de  $118\text{ }\mu\text{V}$  d'amplitude crête-crête. La SFDR (Spurious-Free Dynamic Range) est par définition le rapport entre l'amplitude du signal, à  $10\text{ GHz}$  dans notre cas, et celle de l'harmonique maximale, qui correspond à  $60\text{ GHz}$  d'après la courbe de la figure 5.34. Par ce paramètre on peut déduire qu'on a une marge de  $8\text{ dB}$  en puissance donc une marge de  $4\text{ dB}$  en amplitude. On peut alors mesurer un signal qui correspond grosso modo à une tension de  $1\text{ mV}$  en entrée ( $2\text{ mV}$  amplitude crête-crête) et de  $80\text{ }\mu\text{V}$  en sortie.

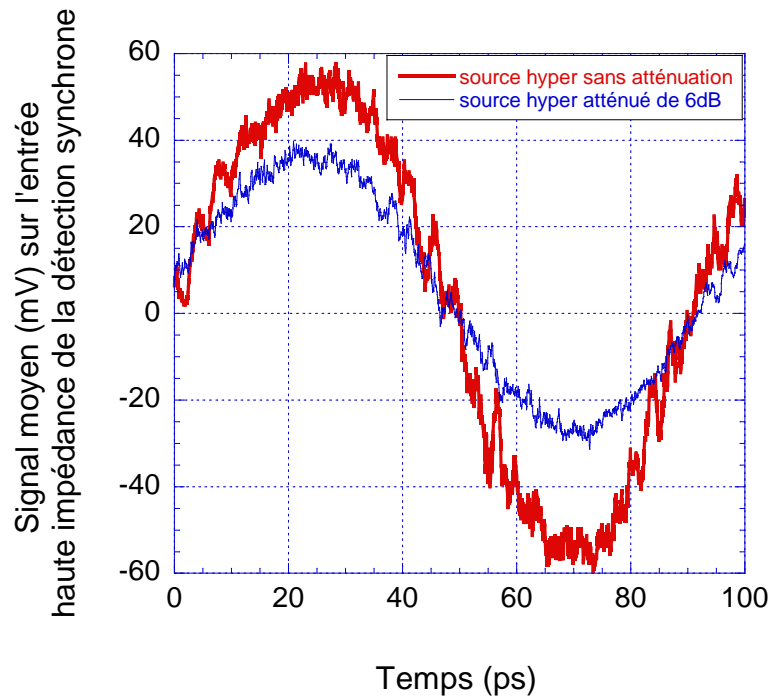


FIG. 5.30: Signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence avec une atténuation de  $6\text{ dB}$  et sans atténuation. Le photocommutateur à gap est éclairé avec une puissance optique de  $9\text{ mW}$ .

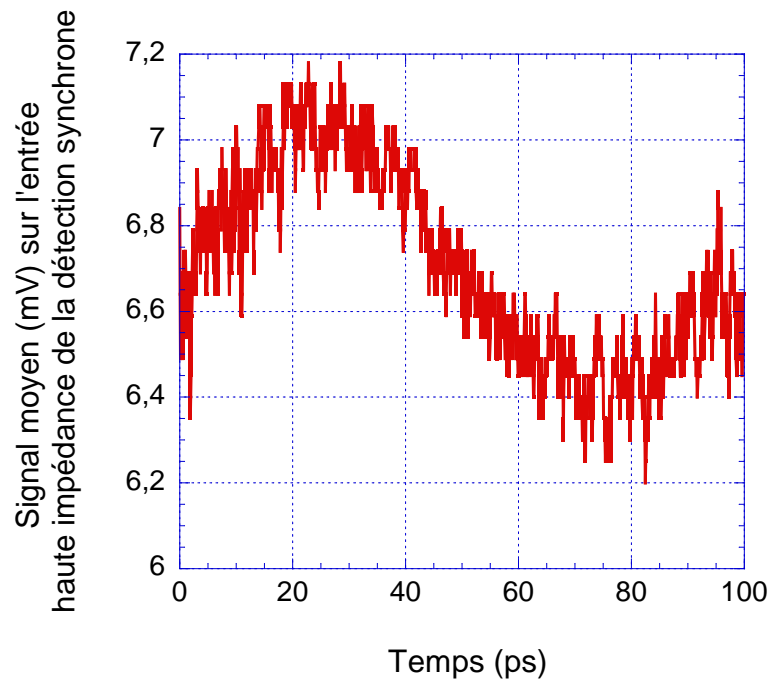


FIG. 5.31: Signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence avec une atténuation de 42 dB. Le photocommutateur à gap est éclairé avec une puissance optique de 9 mW.

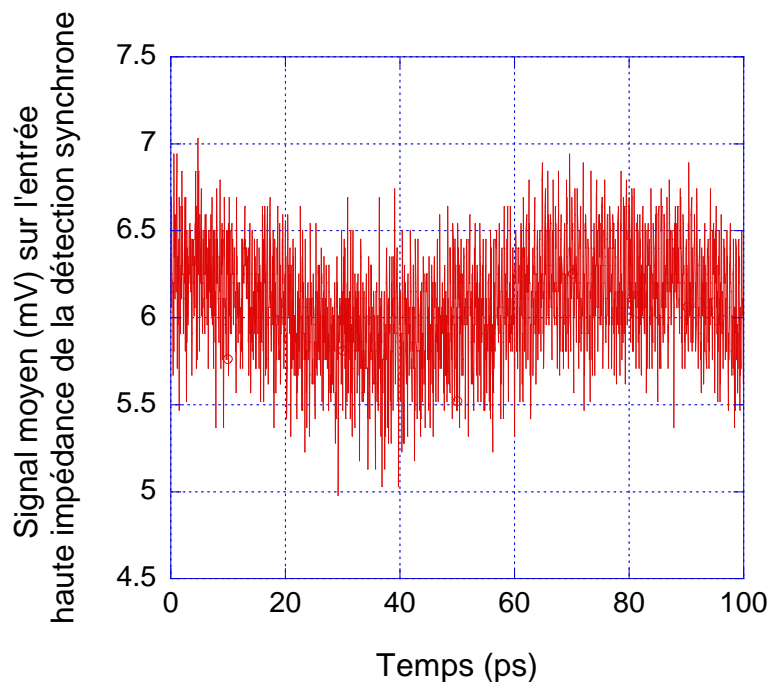


FIG. 5.32: Signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence avec une atténuation de 51 dB. Le photocommutateur à gap est éclairé avec une puissance optique de 9 mW.

#### 5.4.4.3 Influence de la puissance optique

Afin de déterminer l'influence de la puissance optique sur le coefficient de transmission du photocommutateur en mode ON, nous avons mesuré le signal moyen de sortie lorsque

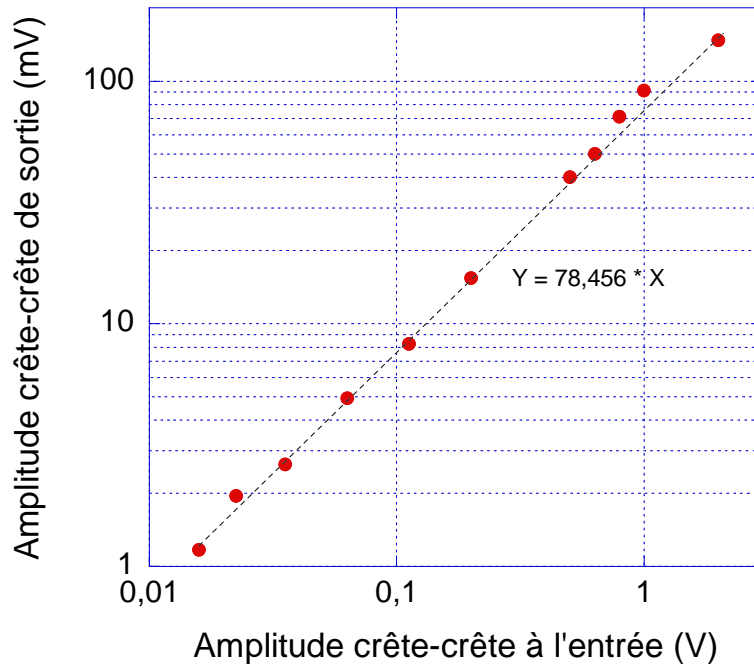


FIG. 5.33: Variation de l'amplitude de sortie en fonction de l'amplitude du signal incident à  $10,7 \text{ GHz}$ . Le photocommutateur à gap (gap =  $66 \mu\text{m}$ ) est éclairé avec une puissance optique de  $9 \text{ mW}$ .

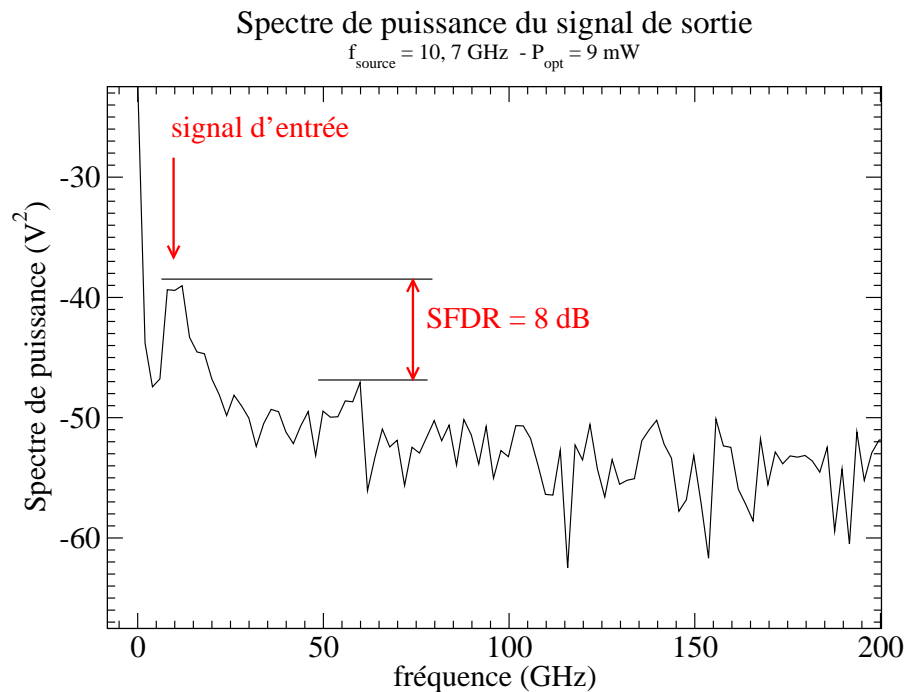


FIG. 5.34: Puissance spectrale du signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence avec une atténuation de  $51 \text{ dB}$ . Le photocommutateur à gap est éclairé avec une puissance optique de  $9 \text{ mW}$ .

le photocommutateur est polarisé par le signal sinusoïdal à  $10,7 \text{ GHz}$  issu de la source hyperfréquence pour plusieurs puissances optiques. Les courbes de mesure sont représentées sur la figure 5.35 pour une amplitude crête-crête du signal hyperfréquence de  $2 \text{ V}$ .



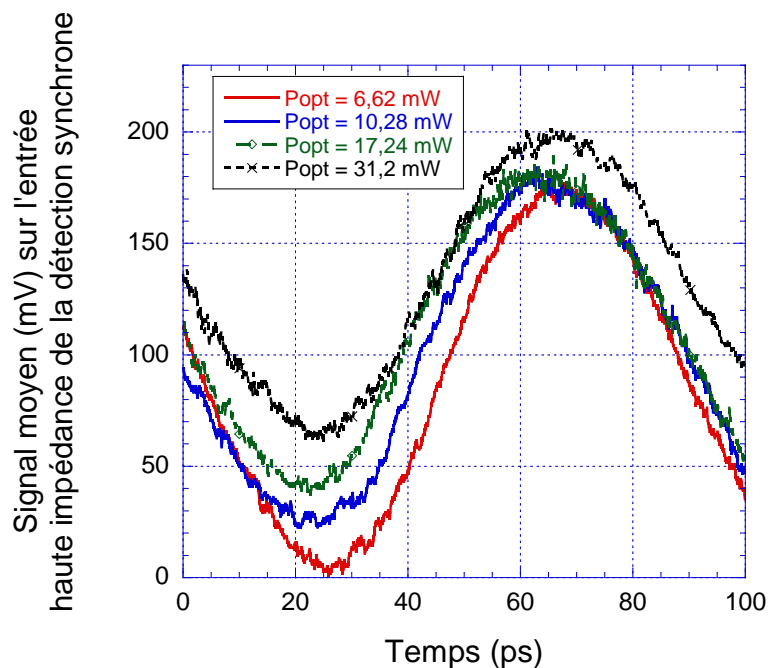


FIG. 5.35: Signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence sans atténuation pour différentes puissances optiques.

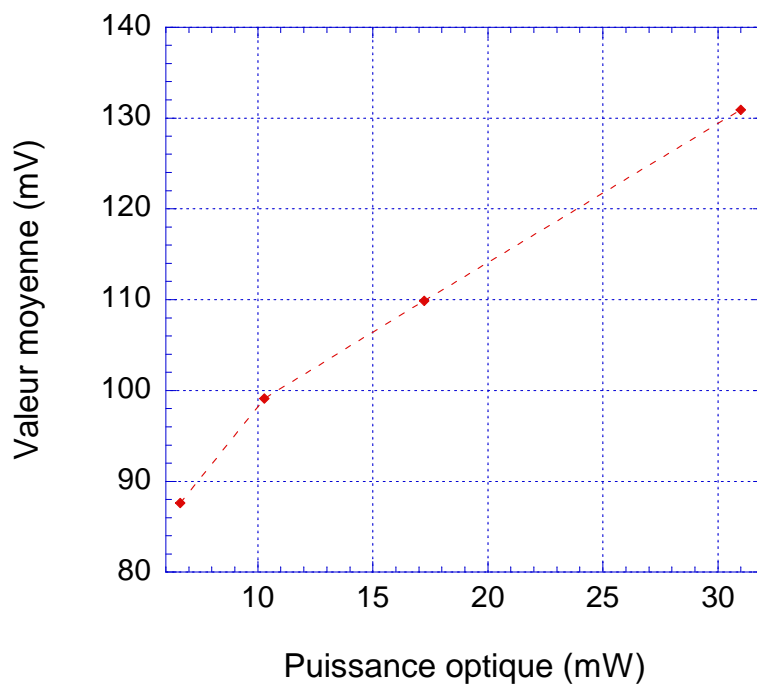


FIG. 5.36: Variation en fonction de la puissance optique de la valeur moyenne du signal mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance, par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence sans atténuation.

Cette figure montre que l'amplitude crête crête diminue avec la puissance optique (voir figures 5.37 et 5.38) On remarque aussi que le décalage de tension moyenne augmente avec la puissance optique (voir figure 5.36) cela est dû à la présence d'une impulsion électrique

malgré l'absence de polarisation du photocommutateur. Cette impulsion à polarisation nulle se forme du fait que le contact métal-semiconducteur est un contact Schottky. En augmentant la puissance optique l'amplitude de l'impulsion Schottky augmente aussi, ce qui explique la présence et l'augmentation du décalage.

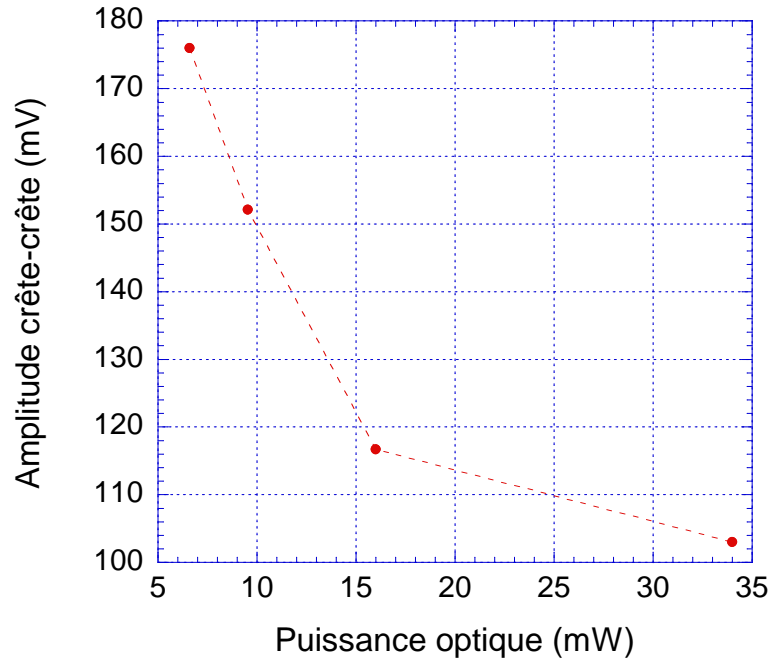


FIG. 5.37: Variation en fonction de la puissance optique de l'amplitude crête crête du signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance, par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence sans atténuation (2 V crête-crête).

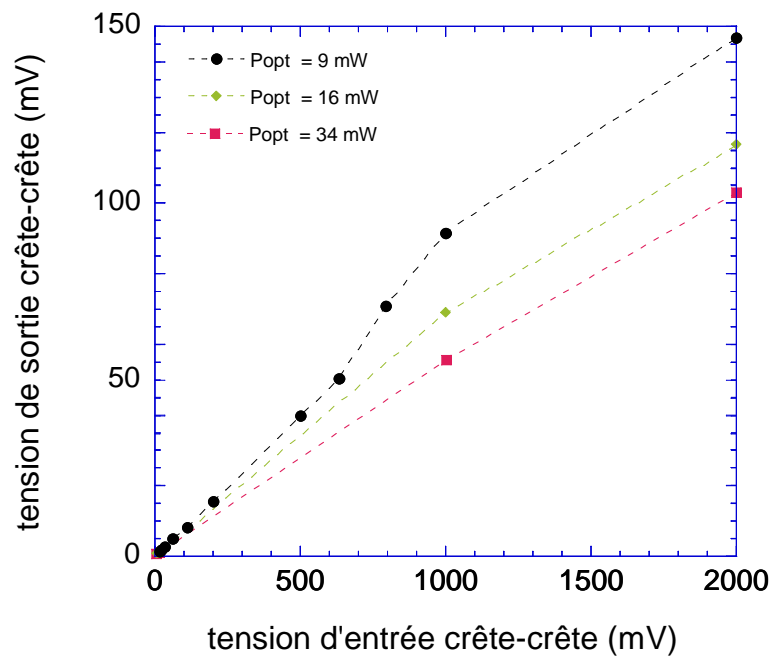


FIG. 5.38: Variation de la tension de sortie en fonction du signal incident à 10,7 GHz pour différentes puissances optiques. Le photocommutateur possède un gap de 66  $\mu m$ .

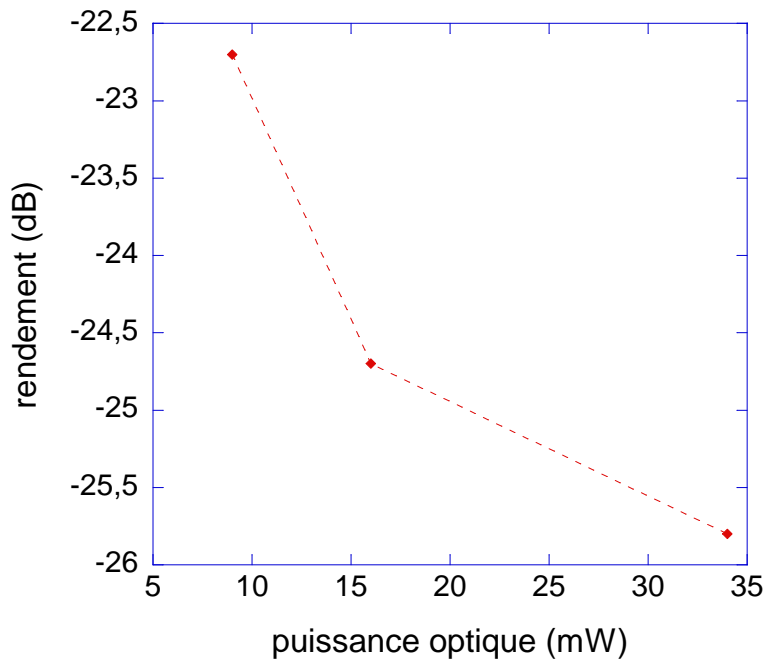


FIG. 5.39: Rendement du photocommutateur en mode ON, en fonction de la puissance optique, déduit des résultats de la figure 5.37.

En mesurant la variation de la tension de sortie par rapport à la tension d'entrée pour différentes puissances optiques (figure 5.37). Ainsi, nous avons déterminé le rendement en  $dB$  pour différentes puissances optiques (figure 5.39). Ces résultats montrent que plus la puissance est grande plus le rendement diminue. Ceci est contradictoire avec les résultats présentés sur la figure 2.15 du chapitre 2 obtenus lors de l'étude de la réponse temporelle du photocommutateur par échantillonnage électro-optique.

On peut expliquer cette contradiction par la forme gaussienne du spot laser. Sur les bords de cette gaussienne, la densité de photon peut être importante à fort éclairement ce qui permet d'accélérer les porteurs créant ainsi un court-circuit. De plus, la distance interligne de la ligne coplanaire, comportant le photocommutateur étudié, est de  $50 \mu m$  plus petite que le gap qui vaut  $66 \mu m$ . Vu les dimensions de la ligne coplanaire, le gap du photocommutateur et la forme gaussienne du spot laser, on peut expliquer la diminution du gain en fonction de la puissance optique. Par voie de conséquence, lors des mesures, il convient de focaliser le plus possible le spot de mesure afin de minimiser cet effet.

### 5.4.5 Échantillonnage du signal hyperfréquence par le photocommutateur à gap de $100\ \mu\text{m}$ du dispositif VT1-c

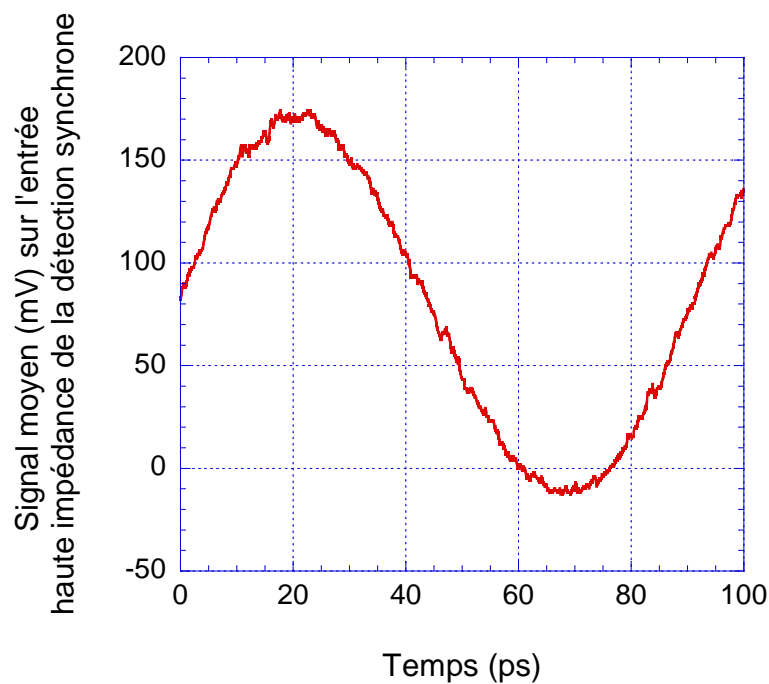


FIG. 5.40: Signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage du signal hyperfréquence par le photocommutateur à gap de  $100\ \mu\text{m}$  éclairé avec une puissance optique de  $9,6\ \text{mW}$ .

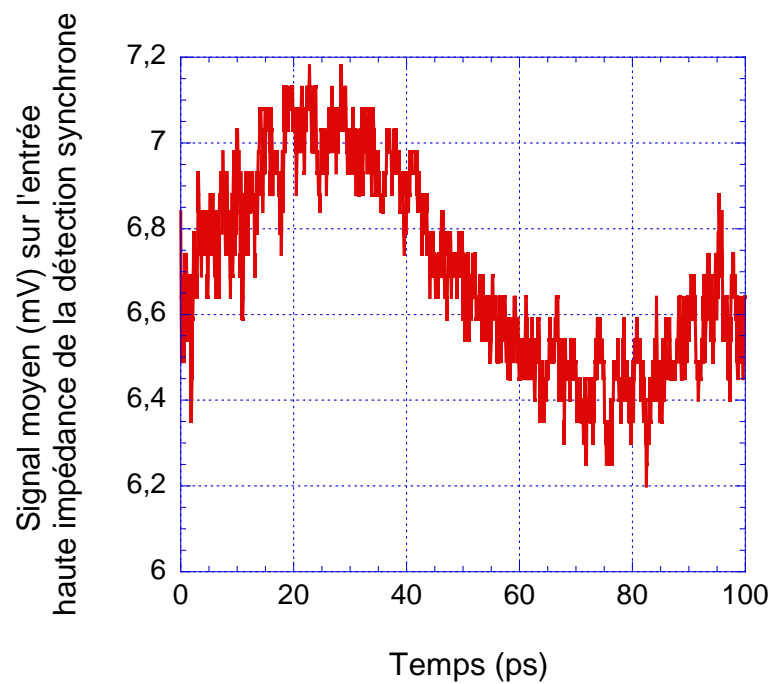


FIG. 5.41: Signal moyen mesuré sur l'entrée de la détection synchrone haute impédance par échantillonnage photoconductif du signal hyperfréquence atténué de  $42\ \text{dB}$ . Le photocommutateur à de  $100\ \mu\text{m}$  gap est éclairé avec une puissance optique de  $9,6\ \text{mW}$ .

Nous allons déterminer dans cette partie la sensibilité du photocommutateur à gap de  $100\ \mu m$  au signal sinusoïdal de faible amplitude. Les figures 5.40 et 5.41 montrent le signal mesuré à la sortie du photocommutateur à gap ( $gap = 100\ \mu m$ ) polarisé par le signal hyperfréquence d'amplitude de  $2V$  et de  $15,9mV$  respectivement. Ces courbes montrent que le photocommutateur du dispositif VT1-c à  $100\ \mu m$  de gap est également capable de détecter un signal de faible amplitude à  $10,7\ GHz$ . En augmentant la distance inter-électrodes du photocommutateur à gap, on augmente la résistance minimale au point de génération optique puisque la résistance minimale est proportionnelle au carré de la largeur du gap. Le signal passera donc moins bien. Comme démontré dans le chapitre précédent en augmentant la largeur du gap on diminue le coefficient de transmission en mode ON. En mode OFF les courbes de la première partie de ce chapitre des paramètres  $S$  mesurés en mode OFF montrent qu'à  $10,7\ GHz$  le coefficient de transmission est quasiment identique pour un gap de  $66\ \mu m$  et de  $100\ \mu m$ . Le signal en mode OFF passe a priori de la même manière à travers les deux gaps.

## 5.5 Conclusion

L'étude statique des photocommutateurs à gap à base d'AsGa du dispositif VT1-c ainsi que ceux à base d'AsGa-SI révèle un contact Schottky entre la métallisation et le substrat du guide. La nature de ce contact induit une impulsion à polarisation nulle du photocommutateur éclairé. L'amplitude de cette impulsion augmente avec la puissance optique et avec la tension de polarisation. Par ailleurs, le signal mesuré par échantillonnage présente un décalage qui varie avec la puissance d'éclairage optique et l'amplitude du signal à échantillonner.

Nous avons montré dans ce chapitre que la structure coplanaire étudiée, bien que non optimisée, est capable de détecter des signaux de l'ordre du  $mV$  à  $10,7\ GHz$ .

Il est donc envisageable d'améliorer encore cette sensibilité en optimisant la largeur du gap et en utilisant des matériaux semiconducteurs plus rapides.



## CONCLUSION GÉNÉRALE





# Conclusion générale

Le travail effectué pendant cette thèse a porté sur l'étude de la sensibilité de photocommutateurs destinés à la détection d'impulsions RSFQ. Nous avons modélisé le dispositif afin de déterminer les paramètres pertinents pour améliorer sa sensibilité. Nous avons finalement réalisé un banc de mesure optique hyperfréquence permettant d'échantillonner un signal de haute fréquence.

Dans l'introduction nous avons rappelé quelques généralités sur l'électronique supraconductrice et en particulier sur les circuits RSFQ. Nous avons présenté l'élément de base des circuits supraconducteurs, la jonction Josephson, puis les circuits RSFQ basés sur des jonctions Josephson shuntées qui permettent de réaliser des fonctions numériques par leurs propriétés dynamiques et quantiques.

Dans la seconde partie du manuscrit, nous avons déterminé la méthodologie de mesure des impulsions RSFQ ainsi que les objectifs à atteindre pour une sensibilité optimale. Étant données les caractéristiques des impulsions RSFQ qui présentent une faible amplitude (de l'ordre de  $0,2\text{ mV}$ ) et une courte durée (de l'ordre de  $10\text{ ps}$ ), nous avons fixé une résolution temporelle de  $0,5\text{ ps}$  et une résolution en amplitude de  $100\text{ }\mu\text{V}$  afin de pouvoir mesurer rigoureusement la forme temporelle de ces impulsions. Après avoir rappelé le principe de l'échantillonnage et présenté les différentes techniques d'échantillonnage optique, nous avons précisé pour chacune de ces méthodes optiques (photoconductive, électro-optique et Franz-Keldysh) la facilité de mise en oeuvre et la résolution temporelle. Nous avons présenté des résultats de mesure par échantillonnage photoconductif et électro-optique de la réponse temporelle des photocommutateurs interdigués pour différentes puissances optiques ainsi que pour différentes tensions de polarisation. Ces résultats ont démontré la possibilité de mesurer des impulsions ultra-rapides d'une durée de l'ordre de  $2\text{ ps}$ . Par comparaison de ces méthodes de caractérisation, nous avons montré que seule la mesure photoconductive permet une mesure simple à mettre en oeuvre, adaptée au principe de diagnostic des circuits à quantum de flux (RSFQ) assurant ainsi la synchronisation entre signaux électrique et optique, et offrant une très bonne résolution temporelle et une excellente sensibilité.

Afin de démontrer la possibilité d'une résolution temporelle faible, nous avons présenté dans le troisième chapitre une optimisation du photocommutateur pour améliorer la résolution temporelle et la sensibilité de la mesure. Pour cela, nous avons effectué une modélisation simple du photocommutateur. Ce modèle mixte prend en compte les propriétés physiques du matériau ainsi que le circuit électrique modélisant la partie intégrante du dispositif et la polarisation de ce dernier. Par la suite, nous avons détaillé la méthode de résolution numérique par différences finies.

Ensuite, nous avons effectué une étude paramétrique dans le domaine fréquentiel qui a permis de mettre en évidence l'influence de la géométrie du photocommutateur sur la réponse fréquentielle du dispositif. Pour cela, nous avons adopté le modèle PI du photocommutateur composé de la capacité du photocommutateur et de deux capacités parasites. En mode ON nous mettons en parallèle avec la capacité du photocommutateur une résistance traduisant l'effet photoconductif du substrat photosensible. Nous avons effectué l'hypothèse que la résistance est constante lors du passage du signal hyperfréquence. Elle correspond au maximum d'éclairage. Nous avons montré que le paramètre pertinent permettant d'améliorer la transmission du signal incident en mode ON du photocommutateur est la distance inter-doigt, mais au détriment du coefficient de réflexion en mode OFF. En revanche, on peut améliorer ce dernier en augmentant la largeur des doigts. Nous en avons déduit que la structure coplanaire à gap est la mieux adaptée pour réaliser un bon contraste ON/OFF.

Le dernier chapitre présente une étude expérimentale du photocommutateur en mode OFF et en mode ON. L'étude statique du photocommutateur à gap notamment la courbe  $I(V)$  a révélé la nature du contact métal-semiconducteur qui est un contact Schottky. Nous avons montré que les photocommutateurs à gap dont nous disposons peuvent détecter des signaux de faible amplitude. En effet, le signal sinusoïdal à  $10\text{ GHz}$  issu d'une source hyperfréquence a été atténué jusqu'à  $51\text{ dB}$  et à la sortie nous avons mesuré un signal sinusoïdal. En terme de sensibilité nous avons démontré qu'il est possible d'échantillonner des signaux de haute fréquence et de faible amplitude.



# Bibliographie

- [Adam 1999] Adam R., Williams C., Sobolewski R., Harnack O. and Darula M., "Experiments and simulations of picosecond pulse switching and turn-on delay time in Y-Ba-Cu-O Josephson junctions", *Superconductor Science and Technology*, vol. 12, no. 11, pp. 912–914, June 1999.
- [Alley 1970] Alley G. D., "Interdigital capacitors and their application to lumped-element microwave integrated circuits", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 18, no. 12, pp. 1028–1033, December 1970.
- [Armengaud-Lafarge 1996] Armengaud-Lafarge L., "Analyse électromagnétique d'échantillonnage optoélectronique monocoups pour la mesure d'impulsions électromagnétiques ultra-brève", Thèse de doctorat, France, Octobre 1996.
- [Auston 1975] Auston D. H., "Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon", *Applied Physics Letters*, vol. 26, no. 3, pp. 101–103, February 1975.
- [Auston 1983] Auston D. H., "Impulse response of photoconductors in transmission lines", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 4, pp. 639 – 648, April 1983.
- [Badi 2006] Badi S. and Febvre P., "Microwave analysis of MSM photodiodes for time-resolved measurements of RSFQ pulses", *Semiconductor Science and Technology*, vol. 21, no. 10, pp. 1377–1386, October 2006.
- [Bloembergen 1996] Bloembergen N., *Nonlinear optics*, Ed. 4th Edition, 1996,
- [Bonté 2007] Bonté C., Harmand M., Dorchie F., Magnan S., Pitre V., Kieffer J.-C., Audebert P. and Geindre J.-P., "High dynamic range streak camera for subpicosecond time-resolved x-ray spectroscopy", *Review of Scientific Instruments*, vol. 78, pp. 043503, April 2007.
- [Born 1964] Born M. and Wolf E., *Principles of optics*, Ed. 1964,
- [Brennemann 1960] Brennemann A. E., "The variation of Cryotron current amplification factor with temperature", *IBM Journal*, vol. 4, no. 2, pp. 197, April 1960.
- [Bube 1992] Bube R. H., *Photoelectronic properties of semiconductors*, Ed. 1992,

- [Buck 1956] Buck D. A., "The Cryotron-a superconductive computer component", *Proceedings of the IRE*, vol. 44, pp. 482 – 493, April 1956.
- [Bunyk 2001] Bunyk P., Likharev K. and Zinoviev D., "RSFQ technology : physics and devices", *Journal on High Speed Electronics and Systems*, vol. 11, no. 1, pp. 257–306, 2001.
- [Chou 1992] Chou S. Y. and Liu M. Y., "Nanoscale tera-hertz metal-semiconductor-metal photodetectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 10, pp. 2358 – 2368, October 1992.
- [Combes 1997] Combes P. F., *Micro-ondes*, Ed. Dunod, 1997, vol. 2. Circuits passifs, propagation, antennes.
- [David 1998] David G., Whitaker J. F., Weatherford T. R., Jobe K., Meyer S., Bustamante M., Goyette W., Thomas S. and Elliott K., "DC-to-mm-wave absolute potential measurements inside digital microwave ICs using a micromachined photoconductive sampling probe", *1998 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 3, pp. 1333–1336, Baltimore, MD, USA, 7-12 June 1998.
- [D.Courivaud 2002] D.Courivaud (2002). *Micro-ondes*.
- [Desplanque 2003] Desplanque L., "Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh", Thèse de doctorat, France, 20 Novembre 2003.
- [Desplanque 2003] Desplanque L. and Mollot F., "ultrafast sampling of THz pulses using post-process bonding of low temperature", *Tech. Dig. Conf. THz Electron, THz F-5*, 2003.
- [Duvillaret 1994] Duvillaret L., "Echantillonnage électro-optique de circuit intégrés III/V avec lasers à semi-conducteurs picosecondes", Thèse de doctorat, France, 1994.
- [Duvillaret 2001] Duvillaret L., Garet F., Roux J. F. and Coutaz J. L., "Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments using photoswitches as antennas", *IEEE Journal on Quantum Electronics*, vol. 7, no. 4, pp. 615 – 623, August 2001.
- [Engen 1979] Engen G. F. and Hoer C. A., "Thru-Reflect-Line : An improved technique for calibrating the dual six-port automatic network analyzer", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 27, no. 12, pp. 987 – 993, December 1979.
- [Eusèbe 2004] Eusèbe H., "Etude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocomutation dans des composants en GaAs basse température", Thèse de doctorat, France, 10 Décembre 2004.

- [Eusèbe 2005] Eusèbe H., Roux J.-F., Coutaz J.-L. and Krotkus A., "Photoconductive sampling of low-temperature-grown Be-doped GaAs layers", *Journal of applied physics*, vol. 98, no. 3, pp. 33711, August 2005.
- [Febvre 2001] Febvre P., Berthet J. C., Ney D., Roussy A., Tao J., Angénieux G., Hadacek N. and Villégier J. C., "On-chip high-frequency diagnostic of RSFQ logic cells", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1, pp. 284–287, March 2001.
- [Feldman 1999] Feldman M. J., "Digital applications of Josephson Junctions", pp. 289–304, Physical Society of Japan, Tokyo, 1999.
- [Franz 1958] Franz W. (1958). *Z. naturforsch.*
- [Frickey 1994] Frickey D., "Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, no. 2, pp. 205–211, February 1994.
- [Gaborit 2005] Gaborit G., "Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteurs électro-optiques vectoriels fibrés", Thèse de doctorat, France, 3 novembre 2005.
- [Gao 1994] Gao L., Xue Y. Y., Chen F., Xiong Q., Meng R. L., Ramirez D., Chu C. W., Eggert J. H. and Mao H. K., "Superconductivity up to 164 K in  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{(2m+2+d)}$  ( $m=1, 2, \text{ and } 3$ ) under quasihydrostatic pressures", *Physical Review*, vol. 50, no. B, pp. 4260 – 4263, August 1994.
- [Garet 1997] Garet F., "Génération optoélectronique d'impulsions électromagnétiques ultra-courtes ; application à la spectroscopie THz", Thèse de doctorat, France, 21 Novembre 1997.
- [Gerbe 1993] Gerbe V., "Etude et réalisation d'un dispositif optoélectronique d'échantillonnage pour l'analyse d'impulsions brèves et uniques", Thèse de doctorat, France, Septembre 1993.
- [Grischkowsky 1988] Grischkowsky D.-R., Ketchen M.-B., Chi C.-C., I.-N.Duling, Halas N.-J., Halbout J.-M. and May P.-G., "Capacitance free generation and detection of sub-picosecond electrical pulses on coplanar transmission lines", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 2, pp. 221 – 225, February 1988.
- [Gupta 1979] Gupta K. C., Garg R. and Bahl I. J., *Microstrip lines and slotlines*, Ed. 1979,
- [Haelterman ] Haelterman M. *Notes de cours de physique des semiconducteurs.*
- [Hewlett-Packard 1980] Hewlett-Packard (1980). Automating the HP 8410b microwave network analyzer. application note 221A.

- [Hewlett-Packard 1987] Hewlett-Packard (1987). Applying the HP 8510 TRL calibration for non coaxial measurements.
- [Hewlett-Packard 1999] Hewlett-Packard (1999). In-fixture measurements using vector network analyzers. Application note 1287-9.
- [Hoer 1986] Hoer C. A. and Engen G. F., "Calibrating a dual six-port or four-port for measuring two-ports with any connectors", *Microwave Symposium Digest, MTT-S International*, vol. 86, no. 1, pp. 665 – 668, 2 Jun 1986.
- [Huard 1994] Huard S., *Polarisation de la lumière*, Ed. 1994,
- [Hwang 1996] Hwang J. R., Lai R. K., Nees J., Norris T. and Whitaker J. F., "A field-sensitive photoconductive probe for sampling through passivation layers", *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 15, pp. 2211–2213, October 7 1996.
- [ITRS-net ] ITRS-net. voir <http://public.itrs.net/>.
- [Kadin 1999] Kadin A. M., *Introduction to superconducting circuits*, Ed. John Wiley and Sons, INC, ISBN 0-471-31432-3, 1999,
- [Kamper 1969] Kamper R. A., "The Josephson Effect", *IEEE Transactions on Electronics Devices*, vol. 16, no. 10, pp. 840–844, October 1969.
- [Keldysh 1958] Keldysh L. V., ", *Zh. Eksperim. i teor. Fiz.*, vol. 34, pp. 1138, 1958.
- [Kim 1993] Kim J., Williamson S., J.Nees, Wakana S. and Whitaker J., "Photoconductive sampling probe with 2.3ps temporal resolution and 4 $\mu$ V sensitivity", *Applied Physics Letters*, vol. 62, no. 18, pp. 2268 – 2270, May 3 1993.
- [Kleinsasser 2001] Kleinsasser A., "High performance Nb josephson devices for petaflops computing", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1, pp. 1043–1049, 2001.
- [Krotkus 2002] Krotkus A., Bertulis K., Kaminska M., Korona K., Wolos A., J.Siegert, Marcinkevicius S. and Coutaz J.-L., "Be-doped low-temperature-grown GaAs material for optoelectronic switches", *Optoelectronics, IEE Proceedings*, vol. 149, no. 3, pp. 111–115, June 2002.
- [Kuchta 1990] Kuchta D., Whinnery J. R., Smith J. S., Woodall J. M. and Pettit D., "Improved contacts to semi-insulating GaAs photoconductive switches using a graded layer of InGaAs", *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 15, pp. 1534–1536, 1990.
- [Lai 1996] Lai R. K., Hwang J. R., Nees J., Norris T. B. and Whitaker J. F., "A fiber-mounted, micromachined photoconductive probe with 15 nV/Hz<sup>1/2</sup> sensitivity", *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 13, pp. 1843–1845, September 23 1996.

- [Lampin 2001] Lampin J. F., Desplanque L. and Mollet F., "Detection of picosecond electrical pulses by the intrinsic Franz-Keldysh effect", *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 26, pp. 4103–4105, June 2001.
- [Leung 1997] Leung M., Spargo J., Kobayashi K. and Silver A., "Superconductive electronics—a high speed and low power technology complementing III-V technologies for advanced systems", *Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium, 1997. Technical Digest 1997., 19th Annual*, pp. 123 – 126, Anaheim, CA, USA, October 1997.
- [Likharev 1991] Likharev K. and Semenov V., "RSFQ logic/memory family : a new Josephson junction technology for sub-terahertz clock frequency digital systems", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 1, pp. 3–28, March 1991.
- [Lim 1968] Lim Y. C. and Moore R. A., "Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mappings", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 15, no. 3, pp. 173 – 180, March 1968.
- [Lindgren 1999] Lindgren M., Currie M., Williams C., Hsiang T. Y., Fauchet P.-M., Mofat S. H., Hughes R. A., Preston J. S. and Hegmann F.-A., "Intrinsic picosecond response times of YBaCuO superconducting photodetectors", *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 6, pp. 853–855, February 1999.
- [Liou 1996] Liou L. and Nabet B., "Simple analytical model of bias dependence of the photocurrent of metal-semiconductor-metal photodetectors", *Applied Optics*, vol. 35, no. 1, pp. 15–23, January 1996.
- [Mansour 2002] Mansour R., "Microwave Supraconductivity", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, no. 3, pp. 750–759, March 2002.
- [Martin 1989] Martin C., Nuss C. and Goossen K. W., "Investigation of high-temperature superconductors with terahertz band width electrical pulses", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 12, pp. 2596–2607, December 1989.
- [Mathieu 1996] Mathieu H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Ed. 1996,
- [Matisoo 1968] Matisoo J., "Tunneling cryotron flip-flop", *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 6, pp. 2587, May 1968.
- [Mikulics 2005] Mikulics M., Marso M., Javorka P., Kordo P., Lüth H., Koëan M., Rizzi A., Wu S. and Sobolewski R., "Ultrafast metal-semiconductor-metal photodetectors on low-temperature-grown GaN", *Applied physics letters*, vol. 86, no. 21, pp. 211110, May 2005.



- [Mukhanov 1987] Mukhanov . A., Semenov V. K. and Likharev K.-K., "Ultimate performance of RSFQ logic circuits", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 23, no. 2, pp. 759–762, March 1987.
- [Naghed 1990] Naghed M. and Wolff I., "Equivalent capacitances of coplanar waveguide discontinuities and integrated capacitors using a three-dimensional finite difference method", *IEEE Transaction Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, no. 2, pp. 1808–1805, December 1990.
- [Pankove 1971] Pankove J. I., *Optical processes in semiconductors*, Ed. Dover Science Books, ISBN 0-486-60275-3, 1971,
- [Park 1999] Park S. G., Weiner A. M., Melloch M. R., Siders C. W., Siders J. L. and Taylor A. J., "High-power narrow-band terahertz generation using large-aperture photoconductors", *IEEE of Journal on Quantum Electronics*, vol. 35, no. 8, pp. 1257–1267, August 1999.
- [Rialland 2000] Rialland S., "Echantillonnage électro-optique de circuit électronique", Thèse de doctorat, France, 25 Janvier 2000.
- [Shen 2002] Shen H. and Aliberti K., "Theoretical analysis of an anisotropic metal-semiconductor-metal optoelectronic mixer", *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 6, pp. 3880–3890, March 2002.
- [Shen 1984] Shen Y. R., *The principles of nonlinear optics*, Ed. 1984,
- [Simons 2001] Simons R. N., *Coplanar waveguide circuits, components and systems*, Ed. 2001,
- [Sobolewski 2001] Sobolewski R., "Ultrafast optoelectronic interface for digital superconducting electronics", *Superconductor Science and Technology*, vol. 14, no. 12, pp. 994–1000, November 2001.
- [Soole 1990] Soole J. B. D. and Schumacher H., "Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 37, no. 11, pp. 2285–2291, November 1990.
- [Stellmacher 2000] Stellmacher M., Nagle J., Lampin J.-F., Santoro P., Vaneecloo J. and Alexandrou A., "Dependence of the carrier lifetime on acceptor concentration in GaAs grown at low-temperature under different growth and annealing conditions", *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 10, pp. 6026–6031, November 2000.
- [Ueng 2001] Ueng H. J., Chen N.-P., Janes D. B., Webb K. J., McInturff D. T. and Melloch M. R., "Temperature-dependent behavior of low-temperature-grown GaAs nonalloyed

- ohmic contacts”, *Journal of Applied Physics*, vol. 90, no. 11, pp. 5637–5641, December 2001.
- [Valdmanis 1986] Valdmanis J. and Mourou G., ”Subpicosecond electrooptic sampling : Principles and applications”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, no. 1, pp. 69 – 78, January 1986.
- [Wang 1995] Wang C., Currie M., Jacobs-Perkins D., Feldman M. J., Sobolewski R. and Hsiang T., ”Optoelectronic generation and detection of Single- Flux- Quantum pulses”, *Applied physics letters*, vol. 66, no. 24, pp. 3325–3327, 12 June 1995.
- [Weatherford 1998] Weatherford T., David G., Crites M., Whitaker J., Jobe K., Ledbetter E., Meyer S., Bustamante M., Thomas S. and Elliott K., ”In-situ picosecond measurements of InP and GaAs ICs utilizing photoconductive sampling probes”, pp. 53 – 55, 1998.
- [Weiss 1999] Weiss M. D., Crites H., Bryerton E. W., Whitaker J. F. and Popović Z., ”Time-domain optical sampling of switched-mode microwave amplifiers and multipliers”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 12, pp. 2559 – 2604, December 1999.
- [Wen 1969] Wen C. P., ”Coplanar waveguide, a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, no. 12, pp. 1087–1090, December 1969.
- [Yacoby 1968] Yacoby Y., ”High frequency Franz Keldysh effect”, *Physics Review*, vol. 169, no. 610, 1968.
- [Yariv 1997] Yariv A., *Optical Electronics in Modern Communications*, Ed. Oxford University press, 5ème édition, 1997,

**Adresse :**

✉ Université de Savoie,  
Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation (IMEP-LAHC),  
UFR SFA  
Bâtiment Chablais  
73376 Le Bourget du Lac cedex  
FRANCE

☎ +33 (0) 479 75 87 83

📠 +33 (0) 479 75 87 42

✉ [siham.badi@univ-savoie.fr](mailto:siham.badi@univ-savoie.fr)



## INTERFACES OPTOÉLECTRONIQUES POUR L'ÉLECTRONIQUE SUPRACONDUC- TRICE À QUANTUM DE FLUX MAGNÉTIQUE (RSFQ)

### Résumé :

Par leur fréquence d'horloge pouvant atteindre plusieurs dizaines de GHz et leur très faible dissipation, les circuits numériques supraconducteurs, fondés sur la logique à quantum de flux (RSFQ : Rapid Single-Flux Quantum), sont envisagés pour diverses applications spécifiques du fait de leurs performances exceptionnelles, très au delà de celles des filières électroniques classiques. Ces circuits RSFQ traitent l'information numérique sous forme d'impulsions de tension picoseconde avec une aire quantifiée de  $2,07 \text{ mV} \times \text{ps}$ , correspondant à un quantum de flux  $h/2e$ . L'électronique numérique supraconductrice ouvre ainsi la voie de l'électronique ultra-rapide en associant une large bande passante à une très faible dissipation.

L'objectif de ce travail est d'étudier les interfaces optoélectroniques permettant de détecter et échantillonner les impulsions quantifiées résultant de la commutation des jonctions Josephson shuntées qui composent les circuits RSFQ. Nous avons développé une approche théorique et expérimentale de la sensibilité des photocommutateurs destinés à la détection d'impulsions RSFQ. Nous avons utilisé des photocommutateurs MSM (Métal-Semiconducteur-Métal) rapides de structure planaire à base d'Arséniure de Gallium épitaxié à basse température (AsGa-BT). Les caractéristiques physiques du matériau semi-conducteur telles que la résistance d'obscurité, la mobilité des porteurs libres et la durée de vie sont les paramètres clé pour obtenir des impulsions ultracourtes. La bonne résolution temporelle est donc assurée par les propriétés physiques du matériau. Un modèle basé sur un circuit hyperfréquence équivalent, a permis de prédire le comportement hyperfréquence du photocommutateur, éclairé ou non éclairé, lors du passage d'une impulsion RSFQ. De plus, ce modèle permet d'étudier l'influence des paramètres géométriques du photocommutateur sur la sensibilité de ce dernier. Nous avons déduit que le photocommutateur à gap à base d'AsGa-BT est bien adapté pour la détection des signaux subpicosecondes de faible amplitude ...

**Mots clés :** RSFQ, jonction Josephson, échantillonnage , photocommutateur, MSM, AsGa-BT, photoconduction, hyperfréquence

---

## OPTOELECTRONIC INTERFACES FOR SUPERCONDUCTING DIGITAL ELECTRO- NICS BASED ON MAGNETIC FLUX QUANTA (RSFQ)

### Abstract :

Superconducting digital electronic paves the way for ultra-fast electronic involving a wide bandwidth with a very low power dissipation. With a clock speed of up to several tens of GHz, superconducting digital circuits based on the quantum flux logic (RSFQ : Rapid Single-Flux Quantum) are currently used for several applications because of their exceptional performance, beyond the one of conventional electronic techniques. RSFQ circuits process digital data in the form of picosecond voltage pulses with a quantized area of  $2.07 \text{ mV} \times \text{ps}$ , corresponding to a quantum of magnetic flux  $h/2e$ .

The aim of this work is to study optoelectronic interfaces to detect and sample ultra-short signals generated by the switching of shunted Josephson junctions that compose RSFQ circuits. We developed a theoretical and experimental approach to study the sensitivity of photoswitches used to detect RSFQ pulses ...

**Keywords :** RSFQ, Josephson junction, sampling, photoswitch, MSM, LT-GaAs, photoconduction, microwave