



HAL
open science

Imagerie et injection électromagnétique en champ proche micro-onde et millimétrique

Rachid Omarouayache

► **To cite this version:**

Rachid Omarouayache. Imagerie et injection électromagnétique en champ proche micro-onde et millimétrique. Electronique. Université Montpellier, 2015. Français. NNT : 2015MONT032 . tel-01496503

HAL Id: tel-01496503

<https://theses.hal.science/tel-01496503>

Submitted on 27 Mar 2017

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l'Université de Montpellier

Préparée au sein de l'école doctorale **I2S**
Et de l'unité de recherche **UMR 5214**

Spécialité: **Électronique**

Présentée par **OMAROUAYACHE Rachid**

Imagerie et injection
électromagnétique en champ
proche micro-onde et
millimétrique

Soutenue le 7 décembre 2015 devant le jury composé de

M. Étienne SICARD	Professeur	INSA Toulouse	Rapporteur
M. Tuami LASRI	Professeur	IEMN Lille	Rapporteur
M. Laurent CHUSSEAU	DR	IES Montpellier	Directeur de thèse
M. Jérémy RAOULT	MdC	IES Montpellier	Co-encadrant
Mme Pascale GALL-BORRUT	Professeur	IES Montpellier	Examineur
M. Jean-Paul GUILLET	MdC	IMS Bordeaux	Examineur
M. Robin MARIJON	Docteur	Thalès	Examineur
M. Philippe MAURINE	MdC	LIRMM Montpellier	Examineur



TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	v
1 INTRODUCTION	1
I État de l'art	5
2 IMAGERIE ET INJECTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE EN CHAMP PROCHE	7
2.1 RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE - DÉFINITION DU CHAMP PROCHE	10
2.2 RÉOLUTION SPATIALE EN CHAMP PROCHE	11
2.2.1 Les limites de la résolution	11
2.2.2 Importance des ondes évanescentes	12
2.3 MICROSCOPIE EN CHAMP PROCHE À SONDE LOCALE	15
2.3.1 Principe de fonctionnement d'un microscope en champ proche	15
2.3.2 Sonde à ouverture	16
2.3.3 Sonde diffusante	17
2.4 SONDE LOCALE DANS LE DOMAINE DES MICRO-ONDES	18
2.5 IMAGES OBTENUES PAR MICROSCOPIE MICRO-ONDE EN CHAMP PROCHE	24
2.6 INJECTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE SUR CIRCUIT	28
2.6.1 Injection en mode conduit	28
2.6.2 Injection en mode rayonné	29
2.6.3 Sonde de champ proche pour l'injection	30
2.6.4 Étude de susceptibilité des circuits	31

II	Inspection de circuits et de matériaux à 60 GHz	35
3	MATÉRIEL UTILISÉ, EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE ET SONDE	37
3.1	BANC D'INSPECTION	39
3.1.1	Source haute fréquence	39
3.1.2	Protection et réflectomètre	41
3.1.3	Adaptation d'impédance	42
3.1.4	Méthode de détection	42
3.2	EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE, IMAGERIE AVEC GUIDE OUVERT . .	45
3.2.1	Principe de fonctionnement	45
3.2.2	Première imagerie à 60 GHz	46
3.3	PRÉSENTATION DE LA SONDE ÉLECTRIQUE 60 GHz	47
3.3.1	Fabrication	48
3.3.2	Simulations EM	49
4	IMAGERIE EN ONDE MILLIMÉTRIQUE ET INTERPRÉTATION	53
4.1	TYPES D'EXPÉRIENCES - DESCRIPTION DES ÉCHANTILLONS . . .	55
4.2	CARACTÉRISATION DES SONDES DE PREMIÈRE GÉNÉRATION . .	56
4.2.1	Courbe d'approche en champ proche	56
4.2.2	Détermination de la résolution	57
4.2.3	Résolution issue d'une structure périodique	60
4.2.4	Profils de différentes métallisations	62
4.2.5	Imagerie d'une structure sur Si	65
4.3	CARACTÉRISATION DES SONDES DE SECONDE GÉNÉRATION . .	67
4.3.1	Étude des profils topographiques	67
4.3.2	Étude des profils de conductivité	73
III	Injection en micro-onde	79
5	DESIGN, OPTIMISATION, MODÉLISATION ET CARACTÉRISATION DES SONDES POUR L'INJECTION EM	81
5.1	CHAMP MAGNÉTIQUE D'UNE BOUCLE DE COURANT EN CHAMP PROCHE PAR CALCUL ANALYTIQUE	83
5.1.1	Courant continu : la loi de Biot et Savart	83
5.1.2	Courant variable : potentiel vecteur	88
5.2	ÉTUDE DES SONDES À BOUCLE PAR SIMULATIONS ÉLECTROMA- GNÉTIQUES	91

5.2.1	Rayonnement d'une boucle	92
5.2.2	Influence du rapport rayon du fil/ rayon de la boucle . .	93
5.2.3	Étude en fonction du nombre de boucles	95
5.3	NOUVEAU DESIGN D'UNE SONDE MAGNÉTIQUE	95
5.4	GÉNÉRALITÉS SUR LES FERRITES	98
5.4.1	Définition des ferrites	98
5.4.2	Perméabilité des ferrites	99
5.4.3	Pertes dans les matériaux ferrimagnétiques	101
5.5	FABRICATION DES SONDAS ET MODÈLES ÉLECTRIQUES ASSOCIÉS	102
5.5.1	Fabrication des sondes	102
5.5.2	Élaboration du modèle électrique	103
5.6	ÉTUDE FRÉQUENTIELLE DES SONDAS À FERRITE	110
5.6.1	Analyse fréquentielle de l'inductance bobinée	110
5.6.2	Analyse fréquentielle des pertes du ferrite	112
5.7	ÉTUDE IMPULSIONNELLE DES SONDAS À FERRITES	112
5.7.1	Schéma du montage	112
5.7.2	Tension et courant aux bornes de la sonde	113
5.7.3	Étude des pertes en régime impulsionnel	115
6	MODÈLE DE COUPLAGE	117
6.1	PRÉSENTATION DU BANC D'INJECTION EM	119
6.2	PREMIER OUTIL DE CARACTÉRISATION DU COUPLAGE	120
6.2.1	Présentation du PCB test	120
6.2.2	Généralités sur les lignes micro - ruban	122
6.3	MODÈLE DE COUPLAGE EN CHAMP PROCHE SUR UNE LIGNE . .	126
6.3.1	Principe de fonctionnement du couplage par mutuelle in-	
	ductance	126
6.3.2	Mesures de la mutuelle inductance	127
6.3.3	Caractérisation du couplage avec une méthode fréquentielle	130
6.3.4	Couplage en fonction du nombre de boucles	130
6.3.5	Couplage en fonction de la hauteur	133
6.3.6	Couplage en fonction de la cible	134
6.3.7	Caractérisation du couplage avec une méthode temporelle	136
6.4	SECOND OUTIL DE CARACTÉRISATION DU COUPLAGE EM - CIR-	
	CUIT INTÉGRÉ DÉDIÉ	140
6.4.1	Présentation du circuit intégré	140

6.5 COUPLAGE EN IMPULSIONNEL SUR CIRCUIT INTÉGRÉ	142
CONCLUSION GÉNÉRALE	147
BIBLIOGRAPHIE	149
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS DE L'AUTEUR	157

INTRODUCTION



Ce travail de thèse est issu du projet ANR E-MATA-HARI validé sur l'appel d'offre "Ingénierie Numérique et Sécurité" en 2012. Le but de ce projet est la compréhension et l'optimisation de la génération de fautes dans les circuits numériques sécurisés en utilisant le vecteur des ondes électromagnétiques. Ce projet regroupe 7 partenaires et l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES) en est le porteur. Ces travaux de recherche ont été réalisés sous la direction de Monsieur Laurent Chusseau, directeur de recherche à l'IES et de Monsieur Jérémy Raoult, maître de conférences à l'IES.

L'injection d'onde électromagnétique (EM) est la technique la plus récente utilisée pour l'étude de susceptibilité des systèmes électroniques et plus récemment utilisée pour briser un cryptosystème. Elle est déjà comptée comme l'une des attaques les plus puissantes parce que les courants induits sont beaucoup plus élevés que ceux obtenus avec des perturbations par impulsion lasers. Par ailleurs les champs électromagnétiques sont capables d'influencer des puces encapsulées ou de modifier le contenu de la mémoire tout en contournant les contre-mesures existantes. Les objectifs du projet sont tout d'abord de rendre ces attaques plus agressives, et ensuite de protéger les circuits à venir contre les futures attaques EM (canaux cachés et injection de faute), pour cela des contre-mesures tant logicielles que matérielles seront envisagées. Chaque partenaire contribue en partie à l'atteinte de ces objectifs. Le rôle de l'IES dans le projet est de mettre en place de nouvelles méthodes pour étudier les circuits intégrés et de comprendre les mécanismes physiques qui interviennent lors des attaques.

Dans le cadre de ma thèse, le premier objectif de nos travaux est d'élaborer une méthode de microscopie en champ proche pour l'inspection des

circuits et des matériaux qui les composent, en vue d'obtenir des images permettant de cibler les zones susceptibles d'être sensibles aux injections de perturbation EM. Cette méthode permettra d'utiliser la propriété des ondes EM à pénétrer dans les matériaux pour obtenir des images des couches inférieures des circuits. Ces circuits comportent des variations de topologie, de conductivité, de permittivité et de perméabilité de l'ordre du μm . Un banc expérimental ainsi que des sondes adaptées à ces types de mesures devront être fabriqués. Pour comprendre les images champ proche qui seront obtenues, la sonde devra donc être caractérisée en fonction de ses polarisations mais aussi en terme de résolution.

Le second objectif des travaux présentés concerne l'étude du couplage EM sonde - circuit afin d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu. Les précédentes études d'attaques sur circuit menées par les partenaires du projet ont montrés que les attaques du type impulsionnelle associées aux sondes magnétiques sont les plus efficaces. Notre étude sera donc ciblée sur les sondes magnétiques. Néanmoins ces sondes devront être optimisées afin d'obtenir un champ magnétique intense et localisé, pour cela nous effectuerons des simulations EM. Pour comprendre comment fonctionnent les injections d'onde EM, un modèle de l'interaction physique de la sonde avec le circuit devra être établi. Le but de ce modèle sera de quantifier le niveau de signal susceptible de se coupler sur le circuit pour à terme prédire l'effet de la perturbation.

Ce manuscrit est divisé en trois parties, la première partie présentera l'état de l'art sur l'imagerie et l'injection électromagnétique en champ proche. Le champ proche sera défini entre autres avec l'importance des ondes évanescences dans ces applications. Ce chapitre permettra également de passer en revue différentes sondes de champ proche ainsi que différentes techniques de détection employées pour l'imagerie. Un état de l'art sur l'injection électromagnétique concernant le scan de champ proche et les sondes associées sera aussi dressé.

La seconde partie présentera le banc expérimental développé pour l'imagerie en champ proche à 60 GHz. Nous présenterons le processus de fabrication de la sonde utilisée lors de ces travaux, suivie d'une description détaillée de son fonctionnement, notamment par le biais de simulations électromagnétiques. Puis nous présenterons les images obtenues

en champ proche à 60 GHz. Les sondes seront caractérisées et nous présenterons des résultats avec une résolution sub-longueur d'onde. Nous étudierons le comportement des sondes face à des variations locales de la topographie et de la permittivité des échantillons.

Dans la dernière partie, nous effectuerons des études sur les sondes magnétiques à boucle en vue d'améliorer la compréhension de l'interaction avec un circuit cible. Nous démontrerons que les sondes à boucles classiques ne sont pas satisfaisantes à notre application en termes de résolution et d'efficacité d'injection. Un nouveau design d'une sonde magnétique à ferrite sera proposé et étudié dans le domaine fréquentiel et temporel. Ensuite, nous présenterons notre banc d'expérience pour l'injection EM ainsi que les différents outils de caractérisation employés qui nous ont permis d'élaborer un modèle électrique du couplage dans la gamme de fréquence 1 MHz à 1 GHz. Il sera présenté deux méthodes d'extraction de la mutuelle inductance représentative de l'efficacité du couplage. Nous démontrerons la fiabilité de notre modèle à quantifier la tension induite dans le circuit.

Enfin, nous concluons sur les résultats de notre travail et sur les suites possibles à lui donner.

Première partie

État de l'art

IMAGERIE ET INJECTION

ÉLECTROMAGNÉTIQUE EN CHAMP

PROCHE

SOMMAIRE

2.1	RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE - DÉFINITION DU CHAMP PROCHE	10
2.2	RÉSOLUTION SPATIALE EN CHAMP PROCHE	11
2.2.1	Les limites de la résolution	11
2.2.2	Importance des ondes évanescentes	12
2.3	MICROSCOPIE EN CHAMP PROCHE À SONDE LOCALE	15
2.3.1	Principe de fonctionnement d'un microscope en champ proche	15
2.3.2	Sonde à ouverture	16
2.3.3	Sonde diffusante	17
2.4	SONDE LOCALE DANS LE DOMAINE DES MICRO-ONDES	18
2.5	IMAGES OBTENUES PAR MICROSCOPIE MICRO-ONDE EN CHAMP PROCHE	24
2.6	INJECTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE SUR CIRCUIT	28
2.6.1	Injection en mode conduit	28
2.6.2	Injection en mode rayonné	29
2.6.3	Sonde de champ proche pour l'injection	30
2.6.4	Étude de susceptibilité des circuits	31

Mon sujet de thèse est financé par le projet ANR E-MATA-HARI, mes travaux sont intégrés dans ce projet et ils se décomposent en deux parties distinctes. La première partie est centrée sur la microscopie en champ proche pour l'étude des matériaux. La seconde partie traite de l'optimisation de l'injection d'une onde électromagnétique et le développement d'un modèle de couplage en champ proche dont l'objectif est d'être utilisé pour l'étude de susceptibilité des circuits intégrés. Le point commun des ces deux parties est l'utilisation des ondes électromagnétiques dans le domaine des micro-ondes. Les fréquences employées dans ce manuscrit varient entre 1 MHz et 60 GHz. Il est plus commun de représenter ces fréquences par rapport à leur longueur d'onde $\lambda = c_0/f$, avec c_0 la vitesse de la lumière dans le vide et f la fréquence de l'onde électromagnétique. Les longueurs d'ondes correspondantes au domaine des micro-ondes sont comprises entre 300 m et 1 mm. Appliqué à notre fréquence maximale d'étude, la longueur d'onde correspondante est de 5 mm. La figure 2.1 situe le domaine micro-onde dans le spectre des ondes électromagnétiques. Que ce soit pour l'imagerie ou l'injection, les micro-ondes ont des longueurs d'ondes supérieures aux dimensions cibles dans les circuits intégrés. En effet, nous souhaitons imager ou injecter sur des structures de circuits intégrés ayant des dimensions de l'ordre du μm . C'est pourquoi nous expliquerons l'intérêt de travailler en zone de champ proche dans le cas de la microscopie et dans le cas de l'injection d'onde EM pour l'étude de susceptibilité.

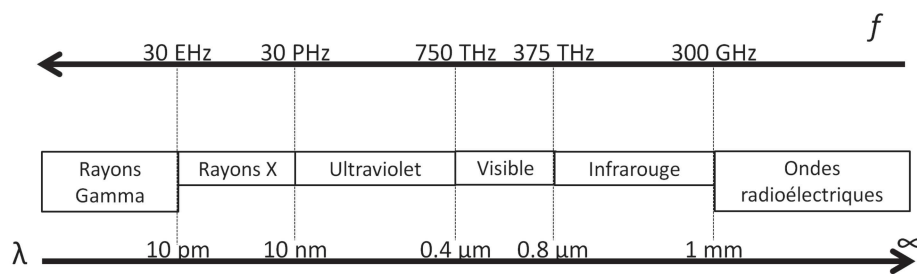


FIGURE 2.1 – Spectre des ondes électromagnétiques en fonction de la fréquence et de la longueur d'onde.

2.1 RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE - DÉFINITION DU CHAMP PROCHE

Le champ proche est une notion importante utilisée dans ces travaux de thèse. Afin de définir le champ proche, prenons une antenne comme source électromagnétique rayonnant dans l'air. Cette onde rayonnée n'a pas les mêmes propriétés de propagation dans tout l'espace entourant la source. Selon le mode de propagation de l'onde, on peut diviser l'espace en plusieurs zones en fonction de la plus grande dimension de l'antenne notée D , de la distance d'observation r et de la longueur d'onde λ . L'espace environnant la source électromagnétique donc l'antenne peut être divisé en trois régions qui sont délimitées par :

- Le champ proche réactif [$r < 0.62\sqrt{D^3/\lambda}$ ou $\lambda/2\pi > r > 0$]
- Le champ intermédiaire (Fresnel) [$2D^2/\lambda > r \geq 0.62\sqrt{D^3/\lambda}$]
- Le champ lointain (Fraunhofer) [$\infty \geq r \geq 2D^2/\lambda$]

Ces différentes zones sont représentées figure 2.2.

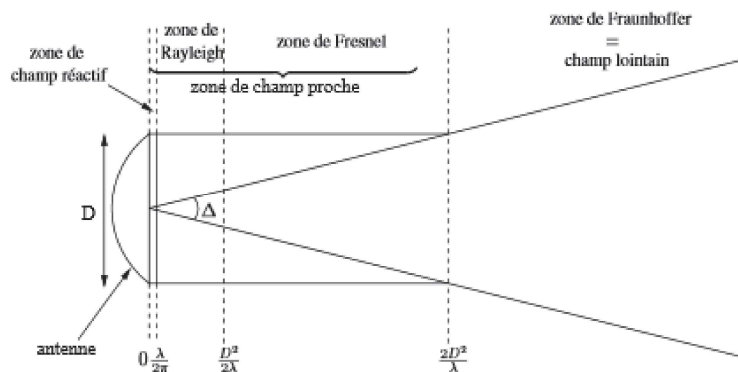


FIGURE 2.2 – Représentation des différentes zones de rayonnement autour d'une source électromagnétique. Du plus proche au plus éloigné de la source ; on distingue la zone de champ réactif où l'onde est évanescente, la zone de Rayleigh, la zone intermédiaire de Fresnel et la zone de Fraunhofer qui constitue la zone de champ lointain où l'onde est localement plane.

On peut définir le rayonnement électromagnétique par une autre approche. Par exemple, si l'on fait une analogie avec l'électronique, le champ électrique noté \vec{E} représente la tension et le champ magnétique noté \vec{H} est l'image du courant. Le rapport de la tension sur le courant, donne l'impédance. Dans le cas d'un rayonnement électromagnétique, le rapport $|\vec{E}| / |\vec{H}|$ définit l'impédance d'onde Z_S . Cette impédance d'onde est une référence importante puisqu'elle nous permet de définir les ca-

ractéristiques du rayonnement aux alentours de l'antenne. L'impédance d'onde rayonnée par un dipôle électrique notée Z_E et magnétique notée Z_H tendent vers l'impédance du vide notée $Z_0 = 120\pi$, à partir d'une distance $r \geq 2D^2/\lambda$. C'est à partir de cette distance que la zone de champ lointain est définie. Les ondes électromagnétiques sont en phase et transverses. On peut, dans ce cas à partir d'un des deux champs, le champ électrique par exemple, calculer le champ magnétique correspondant. En champ lointain, l'intensité du champ électromagnétique a une décroissance en $\frac{1}{r}$.

Lorsque $r < 2D^2/\lambda$ on se situe en zone de champ proche. La structure des champs électriques et magnétiques est plus complexe. Cependant ces deux champs ont un caractère oscillatoire dépendant en $e^{-i\omega t}$. Leurs répartitions dépendent fortement de la géométrie de l'antenne et des propriétés électrodynamiques de l'espace environnant [1]. Les sources de rayonnement dans cette zone sont souvent définies comme étant des sources quasi-statiques [2]. Le rapport $|\vec{E}| / |\vec{H}|$ peut être plus petit ou plus grand que $Z_0 = 120\pi$. Si $Z_S < Z_0$ le champ rayonné est à dominance électrique. Si $Z_S > Z_0$, le champ rayonné est à dominance magnétique. En champ proche, les intensités des champs sont fortement dépendantes de la distance, elles ont une décroissance en r^{-2} voir en r^{-3} . Dans cette zone, les effets de retard sont minimes et les équations des champs électrique et magnétique peuvent être simplifiées [2].

Si $r < 0.62\sqrt{D^3/\lambda}$ (ou $r \ll \lambda/2\pi$), cette région est généralement désignée comme le champ proche réactif ou zone de Rayleigh. Dans cette région la densité de puissance réactive prédomine. Cette puissance a une dépendance exponentielle en r . C'est dans cette zone que sont formées les ondes évanescentes que nous irons chercher dans le champ proche pour atteindre des résolutions en deçà de la longueur d'onde.

2.2 RÉOLUTION SPATIALE EN CHAMP PROCHE

2.2.1 Les limites de la résolution

La première limitation dans l'étude d'un objet sub-longueur d'onde a été identifiée dans le domaine de l'optique en 1873 par E. Abbe [3]. Abbe démontra que la lumière ne pouvait être focalisée en un point infiniment petit sans qu'elle soit diffractée. Il démontra aussi que la limite de

résolution spatiale d'un dispositif optique dépendait de son pouvoir de séparation défini par l'équation 2.1.

$$d_{min} = \frac{\lambda}{2n \sin(\theta)} \quad (2.1)$$

La limite de résolution spatiale d_{min} d'un dispositif optique en champ lointain dépend de λ , de l'indice de réfraction n et du demi-angle d'ouverture θ du système optique. Selon la théorie d'Abbe, l'image d'un point ne peut être ponctuelle, elle est circulaire. À cause des effets d'interférences liées à la formation de l'image, l'image d'un point source à travers un microscope forme, sur le plan image, un motif de cercles concentriques appelé disque d'Airy. Si l'on observe deux points trop rapprochés, leurs deux taches images se recouvrent et l'on ne peut plus les distinguer individuellement (cf figure 2.3a et figure 2.3b). La limite de résolution spatiale d_{min} est atteinte lorsque le maximum principal du disque d'Airy d'un des points sources correspond au premier minimum du disque d'Airy de l'autre point (cf figure 2.3c) [4].

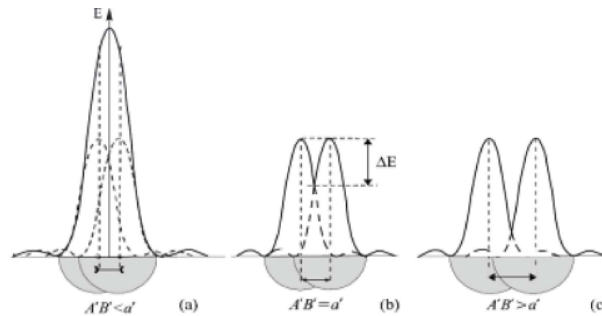


FIGURE 2.3 – a) La distance des centres des taches est inférieure au rayon du disque d'Airy. b) La distance des centres de taches est égale au rayon du disque d'Airy. c) La distance des centres des taches est supérieure au rayon du disque d'Airy, la séparation est correcte [4].

Il est possible d'améliorer cette limite de résolution spatiale en modifiant l'ouverture numérique ($n \sin(\theta)$) du système imageur mais cette solution permet simplement d'obtenir au mieux une résolution spatiale de $\lambda/2$.

2.2.2 Importance des ondes évanescentes

Nous avons vu que la résolution est limitée physiquement par le critère d'Abbe, cette limite de résolution peut s'expliquer par le fait que le champ électromagnétique est composé d'un mode fondamental et de

modes supérieurs. Le mode fondamental contient les informations relatives aux grands détails de l'objet étudié tandis que les modes supérieurs contiennent les informations relatives aux petits détails de l'objet aussi appelés les hautes fréquences spatiales [5]. Les modes supérieurs sont évanescents et ne sont présents qu'en zone de champ proche de l'objet étudié. Ainsi l'onde électromagnétique se propageant dans l'air perd l'information qu'elle contient sur ces petits détails, on peut dire que le milieu dans lequel se propage l'onde se comporte comme un filtre passe bas pour les fréquences spatiales. Pour comprendre ce phénomène, considérons un échantillon comportant de petits détails. Dans l'exemple, l'étude de cet échantillon se fait par l'illumination en face arrière et un détecteur vient mesurer l'onde transmise. Ainsi le système est étudié en transmission d'une onde plane comme le montre la figure 2.4 [6]. Lorsqu'on illu-

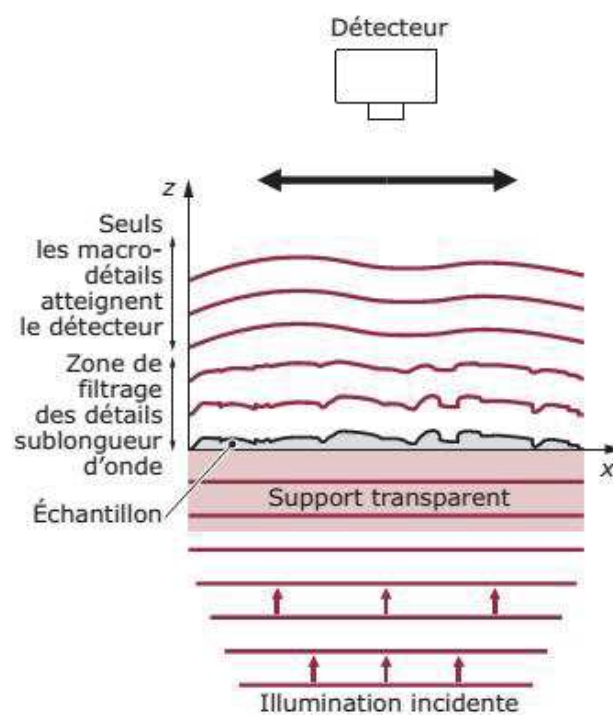


FIGURE 2.4 – Explication du filtrage des fréquences spatiales d'un échantillon comportant des petits détails de surface éclairé en transmission par une onde plane [6].

mine un objet sans détail fin, les fronts d'ondes observés en champ lointain n'ont subi aucune déformation ainsi une image fidèle de l'objet est observée. Si l'objet étudié contient des petits détails inférieurs à la longueur d'onde de l'illumination, au cours de sa propagation les fronts d'onde se lissent et perdent les informations relatives à ces détails.

Ce filtrage d'information est mis en équation grâce aux équations de

Maxwell qui régissent le comportement de toute onde électromagnétique [5]. Dans le cas de l'exemple 2D présenté figure 2.4, l'équation 2.2 décrit l'amplitude du champ E en tout point du plan $O_{x,z}$ comme la superposition d'une infinité d'onde planes [5, 6].

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(k_x, 0) \exp(ik_x x + ik_z z) \frac{dk_x}{2\pi} \quad (2.2)$$

Dans l'équation 2.2 $\tilde{E}(k_x, z)$ représente la transformée de Fourier spatiale à une dimension de $E(x, z)$ et k_x, k_z représente les fréquences spatiales associées aux dimensions x et z telles que $k_x^2 + k_z^2 = (\frac{2\pi}{\lambda})^2$. Le vecteur d'onde k qui dans l'équation 2.2 a pour composantes k_x et k_z , détermine la propagation des différentes ondes d'amplitude $\tilde{E}(k_x, 0)$ porteuses d'une fréquence spatiale k_x unique qui contient les informations relatives aux détails de l'objet. De plus, la propagation de ces ondes planes va dépendre de la valeur de leur k_z :

- si $k_x < \frac{2\pi}{\lambda}$ cela représente les basses fréquences spatiales, donc les gros détails alors $k_z = \sqrt{(\frac{2\pi}{\lambda})^2 - k_x^2}$ est un nombre réel. L'onde est plane et se propage sur l'axe z .
- si $k_x > \frac{2\pi}{\lambda}$ cela représente le cas des hautes fréquences spatiales, donc les détails sub-longueur d'onde, alors $k_z = i\sqrt{k_x^2 - (\frac{2\pi}{\lambda})^2}$ est un nombre imaginaire pur. L'onde associée est fortement atténuée en z suivant une décroissance exponentielle et ne se propage donc pas dans cette direction. L'onde reste confinée au-dessus de la surface dans une épaisseur $\frac{1}{|k_z|} = \frac{1}{|k_x|}$ lorsque $2\pi/\lambda$ est négligeable devant k_x .

Pour résumer, une caractérisation en champ lointain permet uniquement de mesurer les gros détails de l'échantillon qui sont du même ordre de grandeur que λ . Donc pour récupérer les informations liées aux petits détails de l'objet, qui sont sub-longueur d'onde, il faut se placer à proximité très proche de l'échantillon soit à $d \approx \frac{1}{|k_x|} = \frac{\Delta x}{2\pi}$, avec Δx la dimension du détail à mesurer. À titre d'exemple, pour mesurer des détails $\Delta x = 10 \mu\text{m}$, il faut se placer à $1.6 \mu\text{m}$ de l'objet. Il est donc important d'être au plus proche de l'échantillon car l'onde évanescente est d'autant plus confinée qu'elle est associée à une haute fréquence spatiale.

2.3 MICROSCOPIE EN CHAMP PROCHE À SONDE LOCALE

La clé pour étudier des dispositifs sub-longueur d'onde est de se situer en champ proche. Mais pour cela il faut des dispositifs adaptés à ce type de mesure. E. H. Synge propose en 1928 une méthode pour dépasser la limite de résolution définie par E. Abbe. Son idée était d'améliorer la résolution spatiale en utilisant soit une nano-ouverture sur un écran métallique, soit une pointe en quartz métallisée en son extrémité. L'objectif est de reconstituer point par point l'intensité du champ avec une résolution déterminée par la taille de la nano-ouverture [7]. Mais les contraintes technologiques de l'époque l'ont empêché de fabriquer son détecteur. Néanmoins E. H. Synge posa ainsi les bases de la microscopie optique à balayage en champ proche ou SNOM (Scanning Near-Field Optical Microscopy). Les deux propositions de E. H. Synge ont abouti aux deux grandes familles de SNOM, le SNOM à pointe diffusante et le SNOM à ouverture.

2.3.1 Principe de fonctionnement d'un microscope en champ proche

Le principe de fonctionnement général d'un microscope en champ proche nécessite trois éléments : une source, une sonde locale et un détecteur. Pour mesurer des structures sub-longueur d'onde, il faut qu'au moins l'un de ces trois éléments soit sub-longueur d'onde.

La source permet d'illuminer la surface à étudier en générant des ondes évanescentes. Le rôle de la sonde locale est de convertir localement les ondes évanescentes en ondes progressives susceptibles d'être transmises au détecteur. Le détecteur reçoit l'onde provenant de la sonde tout en connaissant la position relative de la sonde par rapport à l'échantillon. Pendant plusieurs années les microscopes en champ proche ont eu des difficultés à être fabriqués car nous avons vu que les sondes locales doivent être très proches de l'échantillon pour mesurer les hautes fréquences spatiales de l'objet. La problématique est le contrôle de la distance sonde-échantillon pour le bon fonctionnement de la mesure. En plus de cela il faut être capable de déplacer le système afin de pouvoir balayer point à point la surface de l'échantillon. Cette problématique de déplacement a été résolue grâce au développement des matériaux piézoélectriques. Ces matériaux ont la particularité de se déformer lorsque l'on leur applique un champ électrique. Ces déformations vont du dixième de nm à plusieurs

centaines de μm [8]. Ainsi la maîtrise des matériaux piézoélectriques a fortement contribué au développement des microscopes à sondes locales tel-que les SNOM mais aussi les microscopes à force atomique (AFM) et les microscopes à effet tunnel (STM) [9].

2.3.2 Sonde à ouverture

Les idées de E. H. Syngé ont donné naissance à deux types de sondes, les sondes à ouverture et les sondes diffusantes. La première sonde à ouverture a été mise en pratique en 1974 par Ash et Nicholls dans [10]. Une résolution de $\lambda/60$ dans le domaine des micro-ondes est mesurée en utilisant une cavité résonante à $\lambda = 3$ cm et un réflecteur plat percé d'un trou sub-longueur d'onde d'un diamètre de 1.5 mm. Cette expérience a prouvé qu'il est possible de visualiser des objets sub-longueur d'onde ($< \lambda/2$) en utilisant une sonde de taille sub-longueur d'onde en champ proche qui collecte les ondes évanescentes.

D. Pohl est le premier à réaliser un SNOM à ouverture dans le domaine du visible à $\lambda = 488$ nm en utilisant une sonde à ouverture atteignant une résolution de 25 nm soit $\lambda/20$ [11].

La majorité des sondes à ouverture que l'on trouve dans la littérature sont des fibres optiques monomodes taillées en pointe [12, 5, 13]. Ces pointes peuvent être métallisées ou non. Pour les pointes métallisées l'extrémité reste plane et non métallisée permettant ainsi de créer des ouvertures sub-longueur d'onde. Ces ouvertures collectent les champs évanescents et peuvent avoir une forme de trous [14], d'une micro-antenne comme une antenne nœud papillon [15] ou deux plaques métalliques se focalisant sur une petite surface [16, 17].

Quelque soit le type de sonde, pour le SNOM à ouverture il existe plusieurs méthodes de détection. Ces différentes méthodes sont représentées en figure 2.5. Historiquement le mode illumination local est le premier à être utilisé. L'onde est injectée par la sonde en champ proche et diffusée par les détails de l'échantillon puis renvoyée sur un détecteur, soit en transmission si l'échantillon est transparent (figures 2.5a), soit par réflexion sur l'échantillon (figures 2.5b). Le mode collection présenté figure 2.5c repose sur le principe de retour inverse de la lumière, la surface étudiée est illuminée par une source externe qui génère des ondes évanescentes qui vont se coupler avec la sonde. La sonde sert alors de guide

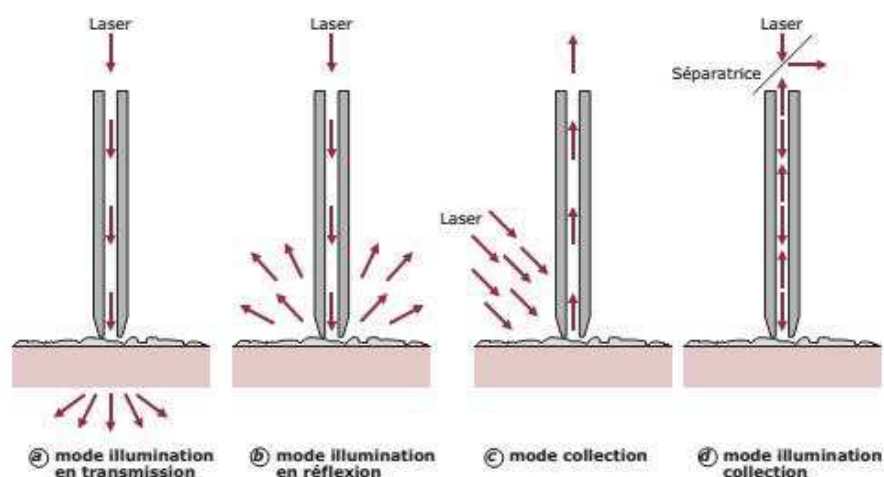


FIGURE 2.5 – Différentes méthodes de détection des SNOM à ouverture [6].

jusqu'au détecteur. Le mode illumination-collection présenté figure 2.5d utilise la sonde pour illuminer la surface à étudier et collecter les ondes évanescentes.

2.3.3 Sonde diffusante

Le SNOM utilisant des pointes diffusantes a été étudié en 1994 par Zenhausern. À l'époque, cette méthode permettait d'étudier les ondes évanescentes avec une nouvelle approche [18]. Depuis l'utilisation d'une pointe diffusante se trouve dans plusieurs travaux comme dans l'expérience de Planken où la pointe parcourt la surface de l'échantillon avec un faisceau térahertz (THz) [19]. L'interaction champ proche de la pointe change localement les propriétés du cristal, cet effet est mesuré par un système optique (cf figure 2.6a). L'inconvénient est que cette méthode ne peut être appliquée qu'à des échantillons transparents. D'autres méthodes existent comme celle employée par Chen où une impulsion THz est envoyée sur un échantillon, une partie du signal diffracté par la pointe est mesurée par le détecteur situé hors du faisceau réfléchi (cf figure 2.6b et figure 2.6c). Ainsi dans les travaux de Chen [21], des résolutions de 150 nm ont été mesurées. Mais la mise en place d'un tel dispositif est complexe et difficile d'utilisation. De nouvelles techniques ont été développées comme le fait de pouvoir utiliser des sondes diffusantes avec plusieurs longueurs d'ondes et d'étudier certains objets avec des polarisations différentes [22].

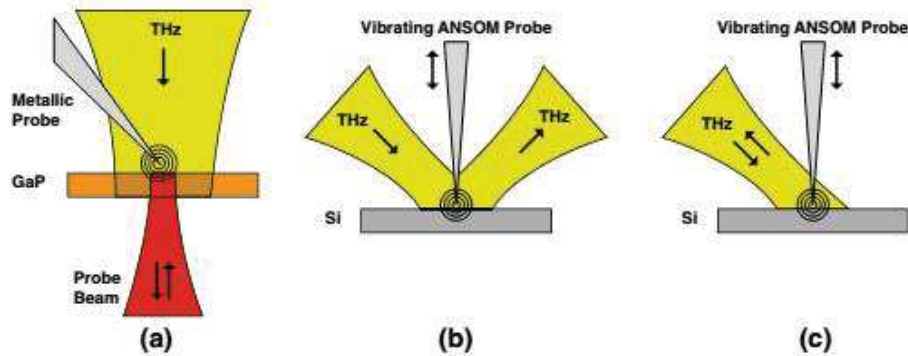


FIGURE 2.6 – Différentes méthodes de détection pour les sondes diffusantes [20]. a) Collection en champ proche, un cristal est placé sous la pointe. Seule la composante du champ électrique parallèle à la direction de propagation de la sonde est mesurée. b) Collection en champ lointain, le champ diffusé est mesuré directement en champ lointain. La réflexion directe est filtrée grâce à la modulation de la distance pointe-échantillon. c) Le champ diffusé réfléchi est collecté dans cette configuration.

2.4 SONDE LOCALE DANS LE DOMAINE DES MICRO-ONDES

Les concepts mis en évidence lors des recherches sur le SNOM sont en partie transposables aux fréquences micro-ondes. La dimension des objets que l'on souhaite mesurer nous délimite la taille de l'extrémité de la sonde et de la distance sonde-échantillon. Ainsi les sondes locales utilisées par les microscopes micro-ondes sont différentes de celles du SNOM. Les principales sondes utilisées en micro-onde sont représentées en figure 2.7. Ces sondes ont pour rôle de capter et faire cheminer l'information des ondes évanescentes jusqu'au détecteur. Pour cela elles sont généralement associées à un guide d'onde.

Grober a étudié le rayonnement d'une antenne bow-tie plane positionnée à proximité d'un guide d'onde rectangulaire et excitée par celui-ci [24]. Il montre qu'il est possible de focaliser l'onde EM rayonnée par le guide d'onde entre l'ouverture de l'antenne bow-tie. Il obtient ainsi une résolution sub-longueur d'onde de $\frac{\lambda}{10}$. L'inconvénient de cette méthode est la propagation en espace libre de l'onde EM entre le guide d'onde et l'antenne bow-tie, qui provoquerait des perturbations des mesures et des pertes non négligeables.

Pour remédier à cet inconvénient, la solution la plus simple est de réduire adiabatiquement les dimensions d'un guide pour obtenir une dimension sub-longueur d'onde. Une telle sonde est proposée par Nozokido fonctionnant à 60 GHz [25]. Il utilise un guide d'onde WR-19 dont la terminaison est réduite progressivement vers une ouverture à fente. La

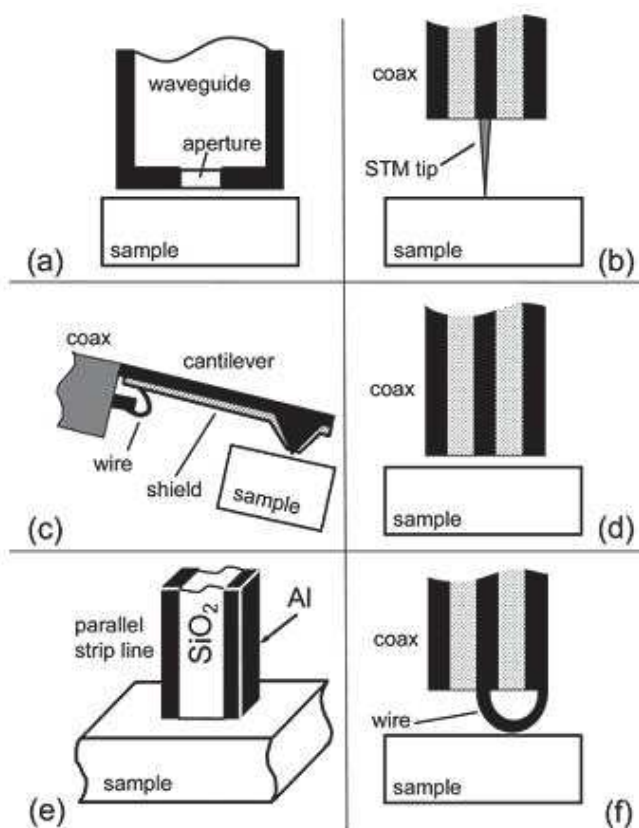


FIGURE 2.7 – Principales sondes locales utilisées en microscopie micro-ondes [23]. a) Sonde à ouverture associée à un guide d'onde. b) Sonde de type pointe. c) Sonde pointe utilisée pour l'AFM. d) Sonde coaxiale. e) Sonde en technologie ligne de transmission parallèle. f) Sonde magnétique formée par la boucle entre l'âme centrale du coaxiale et la masse.

fente présente une largeur de $80 \mu\text{m}$, donc beaucoup plus petite que la longueur d'onde ($\lambda/60$) et une longueur de $4.8 \text{ mm} \approx \lambda$ (cf figure 2.8). Les expériences menées par Nozokido ont permis de mesurer des objets

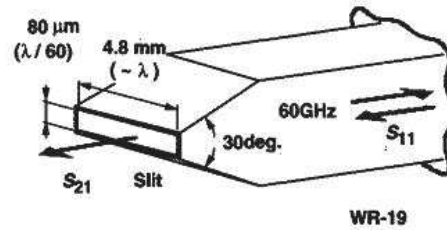


FIGURE 2.8 – Présentation de la sonde utilisée par Nozokido [25] fonctionnant à 60 GHz. La terminaison du guide d'onde rectangulaire WR-19 est réduite progressivement vers une ouverture à fente.

en champ proche avec une résolution de $\lambda/60$. L'utilisation de cette technique est limitée par la miniaturisation de la fente, en effet en modifiant les dimensions du guide, la fréquence de coupure basse du guide est modifiée [26] ce qui entraîne une forte désadaptation donc un signal réfléchi vers la source important. La solution pour focaliser une onde est d'utiliser un guide d'onde sans fréquence de coupure basse. Klein met en jeu une sonde de champ proche pyramidale métal-diélectrique pour l'imagerie à 80 GHz [17]. Cette sonde est composée d'un matériau diélectrique faible perte de forme pyramidale extraite d'un wafer de silicium à forte résistivité ($\rho = 3 \text{ k}\Omega \text{ cm}$). Cette pyramide est partiellement métallisée sur les cotés opposés. Connectée au guide d'onde et terminée par une facette plane de taille micrométrique de $30 \times 40 \mu\text{m}^2$. Cette sonde inspirée de la technologie des lignes bi-plaques confère plusieurs avantages. Le premier avantage est la forme de la sonde. Elle permet une transformation progressive du guide d'onde à la micro-facette en conservant le rapport *longueur* \times *largeur*. Ainsi une adaptation d'impédance est effectuée progressivement du guide d'onde jusqu'à la micro-facette sans perturber la propagation de l'onde EM. L'onde EM n'est réfléchi que lorsqu'elle atteint la micro-facette. Le fait d'avoir partiellement métallisé la sonde permet de focaliser l'onde entre les deux métallisations qui constituent un guide d'onde sans fréquence de coupure basse. Cette méthode permet d'obtenir une résolution sub-longueur d'onde pouvant atteindre $\frac{\lambda}{200}$ dans le cas de l'expérience réalisée par [17]. Le second avantage est la topologie de la sonde qui se rapproche d'une pointe, cela permet d'être au plus près du circuit à étudier. Une première expérience d'imagerie en champ proche

à 100 GHz, avec une sonde pyramidale métal-diélectrique, a été réalisée au laboratoire [27], la sonde est présentée en figure 2.9. L'expérience de mi-

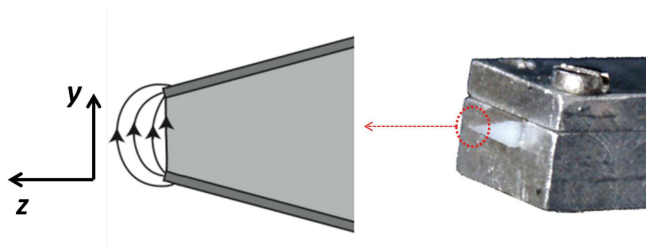


FIGURE 2.9 – Présentation de la sonde pyramidale métal-diélectrique réalisée par J.P. Guillet [27].

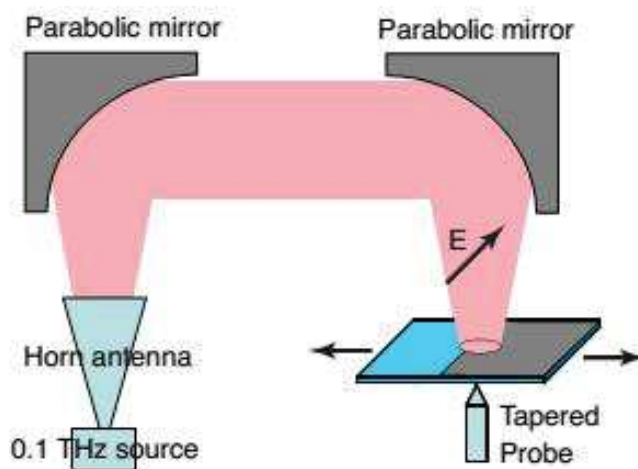


FIGURE 2.10 – Schéma de l'expérience de microscopie en transmission avec la sonde pyramidale métal-diélectrique étudiée par J.P. Guillet [27].

croscopie en transmission employée avec cette sonde pyramidale, présentée en figure 2.10, a permis de mesurer une résolution de $600 \mu\text{m}$ soit $\lambda/5$. À l'époque le diélectrique utilisé était du Teflon sur lequel il est difficile de coller ou de faire accrocher un dépôt métallique. Pour remédier à cet inconvénient, le procédé utilisé pour métalliser deux des faces de la sonde a été une pulvérisation de nickel. À ceci s'ajoute un inconvénient majeur qui est la difficulté d'usiner le teflon avec de petites dimensions, dû à son manque de rigidité. Il est donc difficile d'obtenir une micro-facette de taille contrôlée. Néanmoins cette sonde a permis d'obtenir des résultats intéressants sur la microscopie en champ proche à contraste de polarisation comme le montrent les résultats présentés en figure 2.11. L'échantillon étudié est une antenne bow-tie réalisée en or déposée sur du verre. Cette antenne est dimensionnée pour être résonante à 100 GHz. L'antenne est illuminée en face arrière avec le faisceau à 100 GHz polarisé parallèlement à l'axe du dipôle entre les deux antennes. En figure 2.11a est repré-

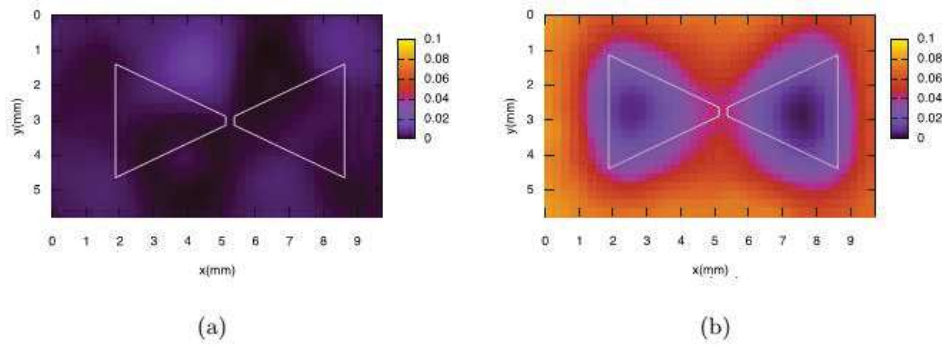


FIGURE 2.11 – Cartographie du champ proche d’une antenne bow-tie pour deux polarisations E_x en a) et E_y en b) réalisées par J.P Guillet [27] avec une sonde pyramidale métal-diélectrique.

senté le résultat obtenu lorsque la sonde est placée perpendiculairement au faisceau incident de façon à collecter la composante E_x du champ électrique. L’image obtenue ne permet pas de discerner l’antenne bow-tie. En figure 2.11b est représenté la composante E_y , la sonde est tournée de 90° pour obtenir ce résultat. Dans cette configuration, l’antenne bow-tie étudiée peut être discernée. Ces résultats montrent que la sonde n’est sensible qu’à la polarisation E_y du champ électrique.

On trouve dans la littérature un autre type de sonde qui est souvent utilisé, ce sont les sondes de types pointes. Une autre expérience à 100 GHz a été proposée par notre équipe utilisant une telle sonde [28] cette fois-ci en réflexion. Le schéma de cette expérience est présenté en figure 2.12. La sonde utilisée est une pointe en tungstène de $200\ \mu\text{m}$ et une résolution de $85\ \mu\text{m}$ soit $\lambda/35$ a été mesurée. Les caractérisations de

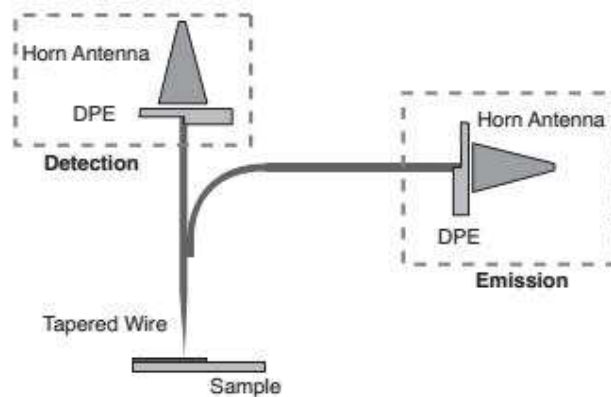


FIGURE 2.12 – Schéma de l’expérience de microscopie en réflexion avec une sonde pointe en tungstène étudiée par J.P Guillet [27].

cette sonde nous ont montré qu’une importante composante champ lointain se superpose avec la composante longitudinale champ proche utile rayonnée par la pointe. Cela nuit fortement à la résolution et à la capacité

d'analyse car en microscopie champ proche le niveau de puissance mesurée est faible. Dans le cas de cette expérience, le niveau de signal mesuré est ≈ 30 pW pour une puissance de 1 mW en sortie de la source. Ces expériences menées au laboratoire nous montrent la limite d'adaptabilité des techniques de microscopie optique vers les fréquences micro-ondes. Certaines méthodes de détection utilisées en optique ne peuvent pas être employées dans le domaine des micro-ondes, car les puissances disponibles sont faibles et la focalisation d'une onde vers la sonde est limitée. Certes à faible fréquence le niveau de puissance est élevé mais la longueur d'onde est élevée et cela devient problématique pour focaliser l'onde électromagnétique vers une dimension sub-longueur d'onde car l'impédance de la sonde sera désadaptée par rapport à la source. Avec la montée en fréquence, les puissances fournies par les sources diminuent fortement. La désadaptation de la sonde par rapport à la source a pour effet de détériorer le rapport signal à bruit lors de la mesure et donc d'acquérir des images en champ proche avec un contraste médiocre.

Pour remédier à ces problèmes de désadaptation, la solution est d'adapter la sonde avec le système de mesure. Kim et al. ont étudié une sonde électrique où la pointe est obtenue par gravure chimique [29]. Cette pointe est associée à un guide d'onde rectangulaire résonant à 60 GHz via un tuner (cf figure 2.13). Le rôle du tuner est d'adapter l'impédance de la

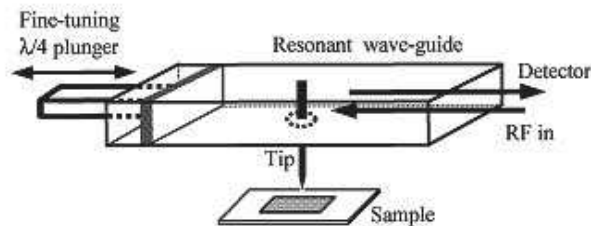


FIGURE 2.13 – Présentation de la sonde type pointe utilisée par Kim et al fonctionnant à 60 GHz [29]. La pointe est excitée par un guide d'onde rectangulaire et adaptée au système de mesure via un tuner plongeant.

sonde à l'impédance 50Ω du système de mesure en la rendant résonante. Ainsi il mesure le changement du facteur de qualité du système lors de l'interaction champ proche de la sonde avec l'échantillon, obtenant une résolution de $1 \mu\text{m}$ en étudiant une structure périodique.

Haddadi et Lasri ont eux aussi étudié une sonde résonante de type pointe fonctionnant à 60 GHz [30]. La sonde est une ligne micro-ruban

de $127 \mu\text{m}$ de large, terminée avec une forme conique en or (conductivité $\sigma = 5.8 \cdot 10^7 \text{ S/m}$) de $7 \mu\text{m}$ de rayon, déposée sur un substrat d'alumine en céramique (permittivité $\epsilon = 9.9$). Cette sonde est présentée en figure 2.14. Elle est connectée à un câble coaxial et reliée au système de mesure via

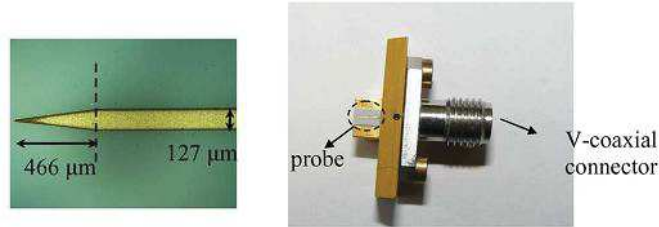


FIGURE 2.14 – Présentation de la sonde pointe fonctionnant à 60 GHz utilisée par Haddadi et Lasri [30]. La sonde est une ligne micro-ruban terminée avec une forme conique déposée sur un substrat d'alumine en céramique.

un tuner E/H. Leur système a permis de mesurer un anneau métallique gravé sur Si avec une résolution de $50 \mu\text{m}$.

En tirant parti des avantages des différentes sondes et des différentes méthodes de détection discutées dans cette partie, nous avons décidé d'utiliser lors de ces travaux de thèse une sonde pyramidale couplée à un système d'adaptation d'impédance. Cela nous permettra grâce à la géométrie de la sonde d'être au plus proche de l'échantillon à étudier et le système d'adaptation d'impédance aura pour rôle d'améliorer le rapport signal/bruit lors des mesures. La sonde ainsi que le banc expérimental utilisés lors de cette thèse sont détaillés dans le chapitre 3.

2.5 IMAGES OBTENUES PAR MICROSCOPIE MICRO-ONDE EN CHAMP PROCHE

Les techniques de détection et d'imagerie présentées précédemment, utilisent des sondes dans le domaine millimétrique qui ont un grand potentiel dans un large éventail d'applications [31]. Selon le type de sonde utilisée, le signal champ proche détecté dépend de la permittivité électrique ϵ , de la perméabilité magnétique μ et de la conductivité σ de l'échantillon sous test en plus de la topologie. ϵ , μ et σ sont généralement des quantités complexes et dépendent de différents paramètres physiques et chimiques (température, humidité, densité ...). Des imageries des différents paramètres mesurables par microscopie micro-onde en champ

proche sont présentées dans cette partie.

L'un des avantages des microscopes utilisant les micro-ondes est que les échantillons à étudier n'ont besoin que d'un minimum de préparation. Nous avons vu précédemment que la distance entre la sonde et l'échantillon peut varier d'une petite fraction de μm à quelques centaines de μm et que la résolution spatiale est fortement dépendante de la hauteur sonde-échantillon. Dans le cas de certains échantillons ayant des surfaces lisses, la sonde peut être en contact avec l'échantillon et cela permet d'améliorer grandement la résolution. Tselev nous présente un exemple de l'importance de la distance sonde-échantillon dans [32]. Il étudie un échantillon de Si dopé au Bore (dopé-P) localement avec une sonde résonnante de type pointe à 1 GHz. Son système de détection est réglé pour mesurer le décalage de la fréquence de résonance lors de l'interaction entre la sonde et l'échantillon. Il compare deux mesures effectuées à deux hauteurs différentes, une à $d = 5 \mu\text{m}$, la seconde lorsque la sonde et l'échantillon sont en contact. Les résultats sont présentés en figure 2.15. Sur les deux images

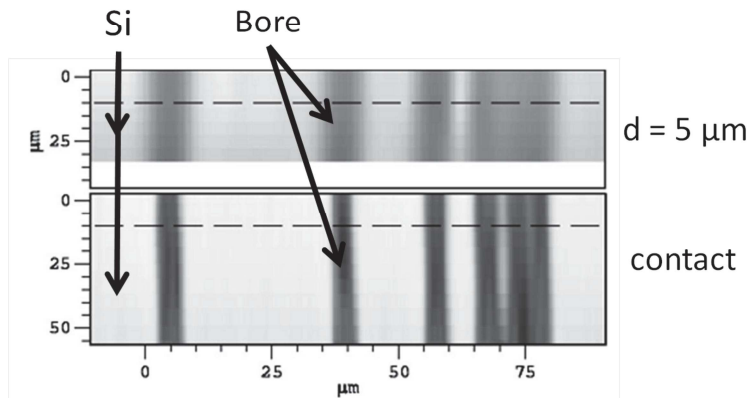


FIGURE 2.15 – Imagerie du wafer en Si dopé-P en champ proche obtenue à 1 GHz avec une sonde résonnante de type pointe. Les parties sombres représentent les zones où le Si est dopé-P. L'image du haut représente le résultat lorsque la sonde est à $5 \mu\text{m}$ de l'échantillon et l'image du bas est la même surface étudiée lorsque la sonde est en contact avec l'échantillon.

est mesurée une variation locale de la permittivité entre le Si non-dopé (gris clair) et le Si dopé au Bore (en gris foncé). La comparaison de ces deux résultats montre une augmentation significative du contraste et de la résolution spatiale lorsque la sonde est en contact avec l'échantillon [32].

Un autre avantage de la microscopie micro-onde en champ proche est la profondeur de pénétration des micro-ondes qui est plus grande que

celle des systèmes optiques ou infrarouge. Ainsi il est possible de visualiser des structures sub-surfaces telles que des lignes enterrées ou des circuits intégrés à travers leur boîtier, comme nous le montre Haddadi dans [30]. Une cartographie est effectuée à 60 GHz d'un anneau métallique enterré à $30\ \mu\text{m}$ dans de la résine AZ4562. Ces résultats présentés figure 2.16, montrent l'aptitude des ondes à pénétrer dans la résine et à détecter la structure métallique cachée optiquement par la résine. Kharkovsky présente un résultat similaire dans [31]. Le résultat présenté en figure 2.17, représente une cartographie d'un métal recouvert de peinture ayant des défauts locaux de conductivités liés à la présence de corrosion.

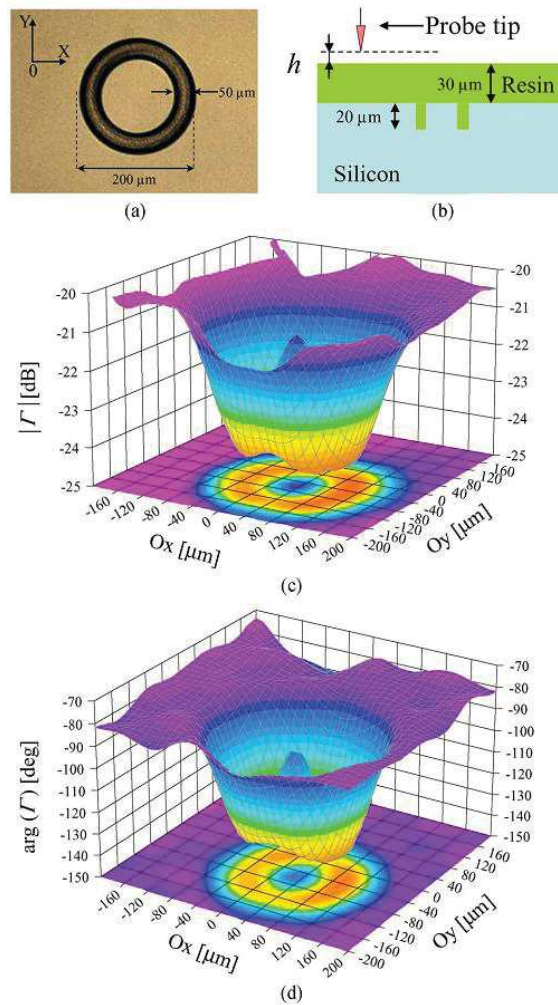


FIGURE 2.16 – Image obtenue à 60 GHz d'un anneau enterré dans de la résine à $30\ \mu\text{m}$ de profondeur [30]. a) Photographie de l'anneau avant que la résine soit appliquée. b) Schéma en coupe de la structure étudiée. c) Amplitude du coefficient de réflexion. d) Phase du coefficient de réflexion.

Ces deux exemples montrent la capacité de la microscopie micro-onde en champ proche à détecter les variations locales de conductivité. De plus,

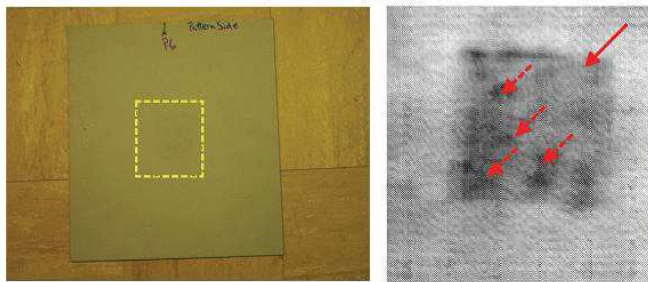


FIGURE 2.17 – Exemple de mesure en champ proche de conductivité à 70 GHz [31]. a) Plaque de métal recouvert de peinture, la zone encadrée correspond à la zone où le métal a subi de la corrosion. b) Résultat obtenu par imagerie champ proche, la zone indiquée avec les flèches correspond à l'endroit où le métal a subi des modifications de conductivité lié à la corrosion.

dans le cas de l'expérience de Kharkovsky, l'imagerie champ proche permet de détailler les variations de conductivité qui sont non-uniformes associées aux zones où la corrosion est plus intense. Cette méthode permet un contrôle non destructif des matériaux qui ouvre les portes au domaine d'inspection. Cette méthode est, par exemple, une alternative aux ultrasons pour la détection de micro-fissure de fatigue à la surface des métaux.

Depuis quelques années la microscopie micro-onde en champ proche s'ouvre de plus en plus dans le domaine biomédical et médical. Les mesures des ondes évanescentes permettent de mesurer des variations de σ , μ ou d'humidité sur des échantillons biologiques. Tabib-Azar montre dans [33] le potentiel de la microscopie micro-onde dans l'analyse d'échantillon biologique. En figure 2.18 est présentée une mesure effectuée à 100 GHz d'une feuille végétale par [27]. Une zone de 1 cm² est

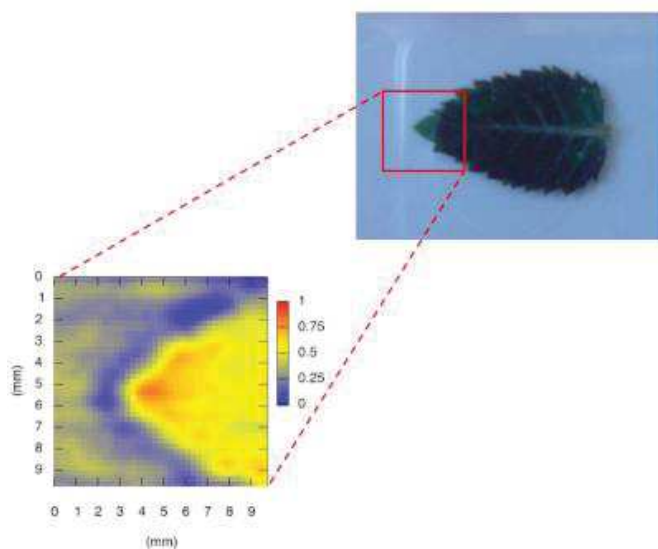


FIGURE 2.18 – Image d'une feuille végétale réalisée à 100 GHz [27].

cartographiée, représentant l'apex de la feuille. Des variations d'intensités observées dans l'image à 100 GHz de la feuille montrent les variations d'humidité. Ces études dans le domaine biomédical et médical peuvent être une alternative ou un complément des images obtenues en rayon X et par IRM. Néanmoins des études dans ces domaines sont encore nécessaires pour la compréhension des résultats obtenus.

L'interprétation des images obtenues en champ proche est parfois problématique. L'analyse des résultats consiste généralement en des comparaisons des mesures obtenues des différents matériaux présents sur l'échantillon. La hauteur d'étude en champ proche est primordiale sur la qualité des images obtenues. De ce fait si le contrôle de hauteur n'est pas parfait, il se peut que les images obtenues soient faussées et ne soient plus représentatives des variations de σ , μ ou ϵ . Pour remédier à ce problème d'interprétation, on trouve dans la littérature des méthodes où lors de la cartographie, une image champ proche est obtenue en plus d'une image topographique de l'échantillon sous test. La comparaison des deux images permet d'éliminer les zones de doute sur la mesure champ proche. Pour cela généralement, un dispositif AFM est couplé avec la sonde de champ proche. Mais cette technique n'est pas toujours applicable. Pour résumer, des précautions extrêmes doivent être prises dans l'interprétation des images obtenues en champ proche car elles dépendent fortement de la hauteur et de la polarisation du champ émis par la sonde.

2.6 INJECTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE SUR CIRCUIT

Les méthodes de mesure de compatibilité électromagnétique (CEM) consistent à étudier aussi bien les signaux parasites émis par un circuit que la susceptibilité électromagnétique de ce dernier. Les études de CEM ont conduit au développement de plusieurs bancs de mesure qui peuvent être classés en deux catégories : les bancs en mode conduit et en mode rayonné.

2.6.1 Injection en mode conduit

L'injection d'une onde électromagnétique en mode conduit, est largement répandue et utilisée dans la communauté de la CEM. L'expérimentation menée en mode conduit possède l'avantage de pouvoir coupler un

maximum de puissance en un point spécifique du circuit test. Cependant, elle possède un inconvénient, puisqu'elle introduit l'impédance d'entrée du générateur "d'attaque". Ce mode d'injection est dit "invasif", puisque la mesure de la réponse du système se fait sous certaines conditions d'impédance à ses accès, qui dépendent du générateur d'attaque. Le choix d'une étude de la susceptibilité EM menée de la façon conduite n'a pas été sélectionnée du fait de cet inconvénient. De plus, dans le cas des circuits sécurisés, des contres-mesures sont intégrées au circuit afin de détecter toute intrusion électrique dans le circuit.

2.6.2 Injection en mode rayonné

Les méthodes de mesure en mode rayonné permettent soit d'étudier les champs électromagnétiques rayonnés par un circuit, soit d'étudier l'effet d'une onde électromagnétique sur un circuit. Les travaux menés dans cette thèse vont traiter de l'injection d'une agression électromagnétique. Depuis quelques années les mesures CEM en zone de champ proche sont effectuées avec le scan en champ proche. Ce type de banc peut être utilisé pour étudier l'effet d'un signal d'agression sur un circuit en zone de champ proche par la réalisation de cartographies de champs. Son principe de fonctionnement est de venir positionner une sonde sensible aux différentes composantes du champ électromagnétique à proximité du circuit sous test. L'onde injectée va perturber le fonctionnement nominal du circuit et l'effet de la perturbation est relevé sur les tensions/courants d'alimentation ou sur les entrées/sorties du circuit. Ceci permet de localiser les zones sensibles du circuit sous test. Cette technique possède l'avantage de ne pas affecter le circuit d'étude et de conserver l'intégrité du dispositif sous test. Les éléments de base pour la réalisation d'un banc d'agression en champ proche sont présentés en figure 2.19.

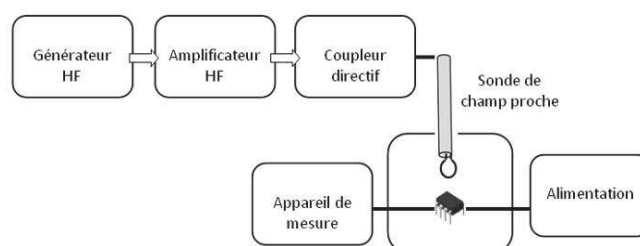


FIGURE 2.19 – Schéma bloc pour l'agression d'un circuit par le scan de champ proche.

Le scan de champ proche requiert un équipement spécial pour la forte

puissance et des sondes adaptées à la bande de fréquences d'étude. En effet, il est important que la sonde puisse discriminer le champ électrique et magnétique sur toute sa bande de fonctionnement. Par ailleurs, elle présente des problèmes liés au phénomène de champ proche et des difficultés à connaître précisément la puissance incidente au circuit d'étude.

2.6.3 Sonde de champ proche pour l'injection

On retrouve dans la littérature des sondes de champ proche à base de câble coaxial qui sont les plus utilisées car leur fabrication est simple. Ces sondes sont réalisées à partir d'un câble coaxial semi-rigide [34]. L'avantage des câbles coaxiaux semi-rigides est leur faible perte en fonction de la fréquence. Dans le domaine des hyperfréquences, différentes dimensions de câble existent, ayant tous une impédance caractéristique de $Z_c = 50 \Omega$ calculée par la relation suivante :

$$Z_c = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \left(\frac{d_2}{d_1} \right) \quad (2.3)$$

avec d_1 et d_2 respectivement le diamètre de l'âme centrale et du diélectrique de permittivité ϵ_r .

En champ proche les dimensions des sondes sont liées à la résolution spatiale, les câbles coaxiaux de petit diamètre sont généralement utilisés. Ils permettent selon leur géométrie la réalisation de deux types de sondes, les sondes électriques et les sondes magnétiques qui sont présentées dans les sous-parties qui suivent.

Sonde électrique

Les sondes électriques sont réalisées simplement en laissant sortir le brin interne du câble. Leur principe de fonctionnement réside sur l'interaction générée par la sonde avec le circuit sous test, un champ électrique se crée par couplage sonde - circuit. Ce type de couplage est dit capacitif. La composante maximale du champ électrique captée par le circuit est celle orthogonale à la surface S du brin interne de la sonde [35]. Suivant la direction de l'âme centrale, il est possible de coupler préférentiellement l'une des composantes du champ électrique sur le circuit sous test (cf figure 2.20).

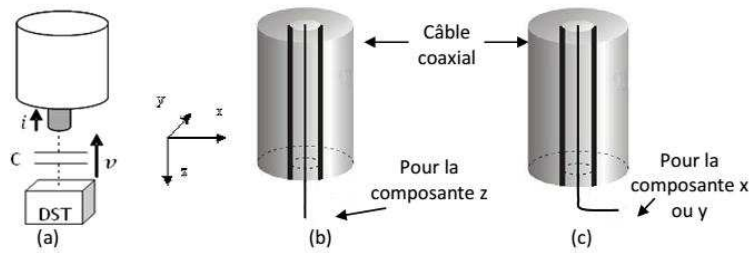


FIGURE 2.20 – Sonde utilisée pour le rayonnement électrique [35]. a) Couplage capacitif entre la sonde de champ proche et le dispositif sous test (DST). b) Couplage avec la composante verticale E_z . c) Couplage avec la composante horizontale E_x ou E_y .

Sonde magnétique

Pour réaliser une sonde magnétique avec un câble coaxial, il faut créer une circulation de courant qui générera un champ magnétique. Pour cela, l'âme centrale forme une boucle qui est reliée électriquement à la masse du câble coaxial. Selon l'orientation de la boucle, le couplage entre la sonde et le circuit peut être étudié en fonction des différentes composantes du champ magnétique (cf figure 2.21).

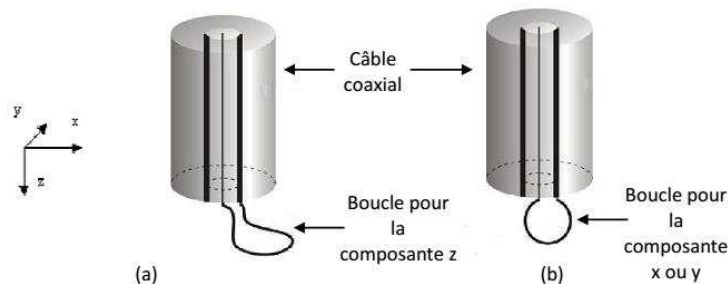


FIGURE 2.21 – Sonde utilisée pour le rayonnement magnétique [35]. a) Couplage avec la composante verticale H_z . b) Couplage avec la composante horizontale H_x ou H_y .

2.6.4 Étude de susceptibilité des circuits

Le scan de champ proche et les sondes associées prennent de plus en plus d'ampleur dans l'étude de susceptibilité des circuits. L'injection électromagnétique est une technique qui a prouvé son efficacité dans l'étude de susceptibilité des circuits intégrés [36]. Depuis quelques années, elle a trouvé des applications dans l'injection de fautes combinée avec des attaques par canaux auxiliaires comme étant une nouvelle technique physique pour briser un système de chiffrement [37]. Pour cela l'onde doit être injectée en zone de champ proche du circuit. Cependant, ces nouveaux usages d'injection électromagnétique entraînent l'optimisation des attaques. Dans la pratique cette optimisation est liée à l'optimisation de

la sonde et à une meilleure compréhension de son couplage avec de possibles récepteurs dans la puce. Ces récepteurs présumés sont les longues lignes d'alimentation et éventuellement les longues lignes signaux [38]. Les travaux effectués par Dehbaoui, montrent que l'injection d'ondes électromagnétiques impulsionnelles est efficace pour perturber le fonctionnement des circuits numériques [39]. Ces dysfonctionnements sont liés au fait que les circuits intégrés sont soumis à des courants induits par l'injection d'interférences magnétiques. C'est pour cette raison que dans ce manuscrit, nous nous concentrerons sur l'étude des sondes magnétiques.

Dubois a étudié des sondes liées au champ magnétique qui ont été réalisées à partir d'un câble coaxial semi-rigide [35]. Il a démontré qu'il est possible de transférer des interférences électromagnétiques à des circuits sur une large bande de fréquences. Cependant ces sondes n'ont pas été étudiées en régime impulsionnel et la résolution spatiale des sondes n'est pas adaptée pour l'injection sur les circuits intégrés. Du fait de leur miniaturisation, les premières sondes d'injection utilisées furent des sondes commerciales initialement conçues pour l'analyse électromagnétique [40]. Ces sondes magnétiques peuvent atteindre des résolutions inférieures à 1 mm mais elles ne sont pas conçues pour transférer efficacement le champ magnétique au circuit cible. Dans le cadre du projet E-Mata-Hari, l'un

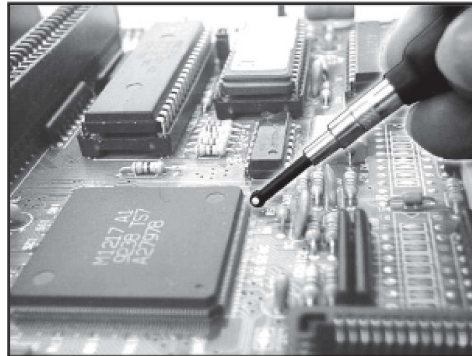


FIGURE 2.22 – Présentation d'une sonde commerciale Langer conçue pour l'analyse d'émission magnétique des circuits. Le diamètre de cette sonde est de 1 mm et sa gamme de fréquence de fonctionnement est de 30 MHz à 3 GHz

de nos objectifs est la compréhension du couplage sonde - circuit. Pour cela, la première étape est d'élaborer une sonde dédiée à l'injection. Le point de départ pour concevoir une telle sonde est la sonde commerciale Langer RF-B, présentée figure 2.22. Néanmoins la sonde devra subir des modifications afin d'obtenir une injection localisée et intense du champ magnétique.

La seconde étape est de comprendre et quantifier aussi précisément que possible le couplage entre la sonde et le circuit intégré. Pour cela on trouve dans la littérature plusieurs méthodes. Il est théoriquement possible de modéliser le couplage grâce à des logiciels électromagnétique 3D. Cependant, une telle méthode est assez longue et fastidieuse à mettre en application, les temps de calculs pour des structures complexes et volumineuses se comptent en dizaine d'heures. Une autre méthode consiste à calculer analytiquement le couplage en utilisant des formalismes comme ceux employés par Taylor [41]. Il propose un modèle de couplage d'une ligne de transmission à deux fils excitée par une onde électromagnétique. Son modèle repose sur la résolution des équations de Maxwell appliquée à son cas d'étude. Ainsi il met en relation les tensions et courants induits dans la ligne de transmission en fonction sa géométrie. Néanmoins, son modèle est trop simplifié, de nombreux paramètres ne sont pas pris en compte, tels que la source électromagnétique ou les dimensions géométriques de la ligne. Ce modèle n'est donc pas adapté à notre application car la géométrie de la sonde semble être impossible à intégrer. Nous avons donc choisi de modéliser le couplage avec un modèle électrique équivalent [42]. Ce modèle prendra en compte le modèle électrique complet de la géométrie et des matériaux utilisés pour fabriquer la sonde et la ligne de transmission. De plus, ce type de modèle correspond à notre objectif final qui est de construire un modèle électrique approprié pour être facilement intégré à un logiciel de simulation électrique tel que SPICE. Cet outil pourra être facilement utilisé pour prédire les effets du signal induit dans le circuit.

Deuxième partie

**Inspection de circuits et de
matériaux à 60 GHz**

MATÉRIEL UTILISÉ, EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE ET SONDE

SOMMAIRE

3.1	BANC D'INSPECTION	39
3.1.1	Source haute fréquence	39
3.1.2	Protection et réflectomètre	41
3.1.3	Adaptation d'impédance	42
3.1.4	Méthode de détection	42
3.2	EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE, IMAGERIE AVEC GUIDE OUVERT	45
3.2.1	Principe de fonctionnement	45
3.2.2	Première imagerie à 60 GHz	46
3.3	PRÉSENTATION DE LA SONDE ÉLECTRIQUE 60 GHz	47
3.3.1	Fabrication	48
3.3.2	Simulations EM	49

DANS la première partie de ce chapitre, le fonctionnement du banc d'inspection par réflectométrie est décrit. La seconde partie est consacrée à la première expérience d'imagerie à 60 GHz. Une cartographie champ proche d'un composant est présentée. Nous terminerons ce chapitre par la présentation de la sonde utilisée, suivie d'une description détaillée de son fonctionnement, notamment par le biais de simulations électromagnétiques.

3.1 BANC D'INSPECTION

Notre objectif étant l'inspection de la matière et des circuits, nous avons choisi de développer un nouveau scan de champ proche par réflectométrie micro-onde fonctionnant à 60 GHz. Dans notre expérience, l'élément rayonnant (la sonde) nous sert à la fois pour éclairer l'objet et pour détecter l'onde réfléchiée par l'objet. Notre banc d'expérimentation est présenté figure 3.1 et détaillé ci-dessous.

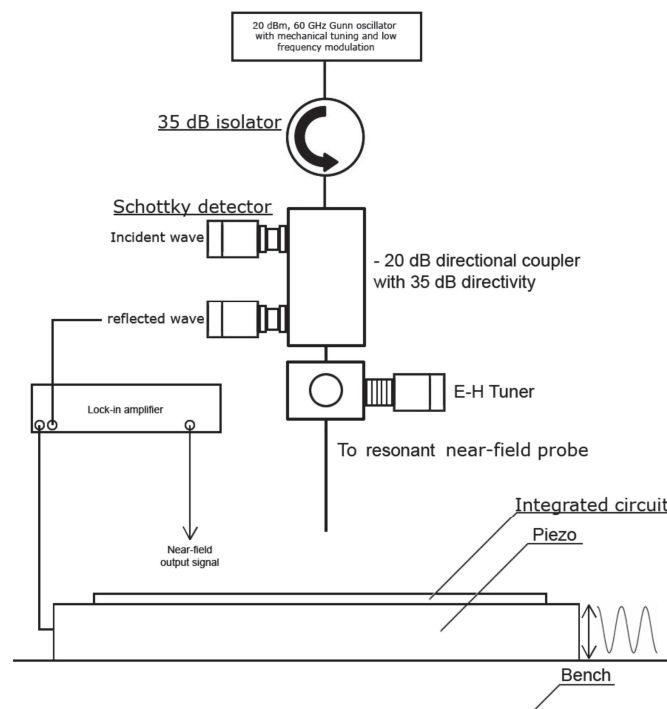


FIGURE 3.1 – Présentation du principe de fonctionnement du banc d'inspection par réflectométrie par onde électromagnétique à 60 GHz.

3.1.1 Source haute fréquence

Nous avons comme source haute fréquence une diode Gunn ou oscillateur Gunn. Le fonctionnement de la source est le suivant : en appliquant une tension stable à un barreau d'arséniure de gallium (GaAs) dopé n, des oscillations hautes fréquences, dues aux transferts d'électrons, sont générées entre l'anode et la cathode. C'est ce que l'on appelle "l'effet Gunn" [43]. La diode est insérée dans une cavité en guide d'onde, ainsi la fréquence est déterminée par la cavité. Il est donc possible de faire osciller la diode à une fréquence plus haute ou plus basse en réglant cette cavité.

Nous nous sommes équipés d'une source commerciale provenant de la

société QuinStar Technology, fournissant une fréquence de 60 GHz accordable mécaniquement de plus ou moins 2 GHz. La puissance disponible est de 100 mW, soit 20 dBm, accessible par un guide d'onde WR15 fonctionnant dans la bande 50 GHz - 75 GHz.

La source choisie pour ce banc d'expérimentation est le bon compromis entre fréquence, puissance disponible et les dimensions du guide d'onde. Cette source a d'autres avantages :

- Utilisation à température ambiante et compacte.
- Mise en route simple avec seulement deux alimentations continues.
- Il est possible d'appliquer une modulation d'amplitude en tout ou rien en appliquant un signal de commande TTL pour des fréquences ≤ 10 kHz. Cela peut permettre d'améliorer la détection.
- Son coût. Il existe d'autres types de sources comme par exemple des multiplicateurs de fréquences qui ont le même niveau de puissance disponible. Par contre, le prix pour ce type de source est beaucoup plus élevé. L'un des critères du choix de cette diode Gunn est la puissance en fonction du coût.

La nécessité d'avoir une puissance élevée s'explique du fait que pour atteindre des résolutions sub-longueur d'onde, les structures utilisées sont relativement petites par rapport à la longueur d'onde du signal. Ainsi, l'impédance de la sonde de champ proche est fortement désadaptée par rapport à l'impédance de sortie de la source. Cela a pour effet d'avoir très peu de signal transmis vers l'échantillon [44, 45]. Le rapport signal à bruit lors de la mesure sera fortement dégradé. L'une des solutions pour remédier à ce problème est de choisir une source ayant une puissance de sortie la plus élevée possible pour sortir le signal du bruit.

Nous avons effectué une analyse spectrale de notre source à l'aide d'un analyseur de spectre équipé d'un mélangeur couvrant la bande 60 GHz. Le résultat est présenté figure 3.2. Notre source est monomode à la fréquence exacte de 60.081 GHz. Nous mesurons une largeur spectrale à mi-hauteur ≤ 100 kHz. Le constructeur affirme une excellente stabilité fréquentielle, lors de notre mesure nous avons noté des décalages en fréquence de quelques MHz, ce qui ne représente toutefois que 0.001% de variation.

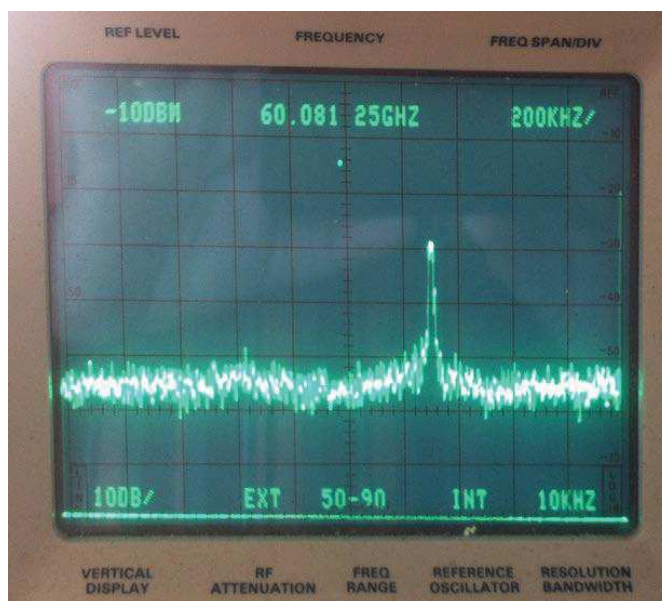


FIGURE 3.2 – Caractérisation de l'oscillateur Gunn à l'analyseur de spectre. Une antenne cornet est connectée directement à l'analyseur de spectre mesurant ainsi l'émission de notre source.

3.1.2 Protection et réflectomètre

En sortie de la source un circulateur trois jonctions assure la protection de l'oscillateur Gunn contre les variations d'impédance de charge. En connectant une charge 50Ω au troisième accès du circulateur, celui-ci est en configuration d'isolateur. L'énergie HF passe sans atténuation dans le sens oscillateur-sonde et subit une forte atténuation dans le sens inverse. Le circulateur proposé par QuinStar a la caractéristique d'avoir une forte isolation de 35 dB, ce qui est idéal pour protéger la source. L'inconvénient de ce circulateur est sa gamme de fréquence d'utilisation de 59.8 à 60.2 GHz. Cette dernière caractéristique ne nous bride pas sur la fréquence d'utilisation de la source.

Il est aussi possible d'utiliser le circulateur pour réceptionner l'onde réfléchi, en connectant sur le troisième port le système de détection. Par expérience nous savons que cette solution n'est pas satisfaisante. Nous avons choisi l'utilisation d'un coupleur.

Le coupleur est essentiel pour la mesure de réflectométrie. Il permet de réceptionner, à l'aide d'un dispositif adapté à 50Ω , une partie de la puissance sélectivement selon que celle-ci correspond à une onde entrante ou sortante. Le critère déterminant du coupleur sélectionné est la directivité. Le coupleur choisi a une directivité très élevée de 35 dB pour un facteur de couplage de 20 dB.

3.1.3 Adaptation d'impédance

Notre sonde est connectée à un tuner E/H QuinStar qui permet une adaptation d'impédance à 60 GHz par le biais d'un double stub. Deux guides d'onde à longueurs variables par des vis micrométriques sont insérés en parallèle sur les plans E et H du guide principal. Les variations de longueurs introduites par les stubs permettent de régler l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion S_{11} . Le système sonde-tuner devient alors résonnant à f_0 lorsque le coefficient de réflexion est réglé pour avoir un minimum de réflexion. Lorsque des variations de composition ou de structure de l'objet sous test seront captées par la sonde, le couplage entre la sonde et l'objet sera modifié et cela aura pour effet de décaler la fréquence de résonance (cf figure 3.3). Ainsi les variations d'amplitude du S_{11} seront amplifiées par la résonance, ce qui permettra d'obtenir un fort contraste lors de la mesure.

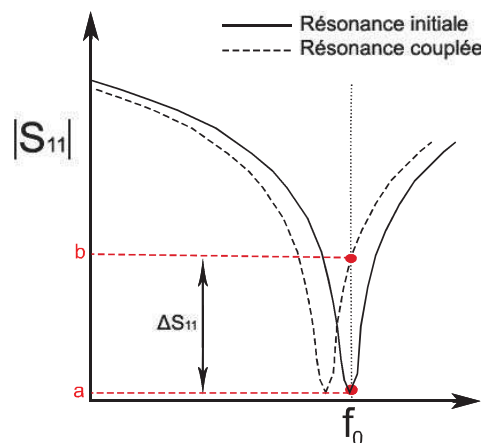


FIGURE 3.3 – Représentation des variations du S_{11} autour de f_0 liées au couplage entre la sonde et l'objet scanné. Le point a représente le réglage effectué avec le tuner afin d'obtenir un minimum de réflexion à f_0 . Le point b représente le niveau du S_{11} mesuré de l'objet sous test. Le ΔS_{11} est significatif des variations de composition ou de structure de l'objet sous test.

3.1.4 Méthode de détection

Détecteur Schottky

Pour détecter l'onde réfléchie, nous avons choisi d'utiliser des détecteurs Schottky de la société QuinStar, sur les sorties du coupleur. Ces détecteurs sont montés sur un guide d'onde WR15 qui permettent de détecter un signal à 60 GHz avec une sensibilité de 800 mV/mW. Ces détecteurs sont légers, compacts et non polarisés.

Modulation et détection

Nous disposons au laboratoire d'un nano-positionneur piézo-électrique vertical de la société Physik Instrumente, utilisé pour obtenir une modulation spatiale verticale. L'échantillon est déposé sur ce positionneur et oscille verticalement de $120 \mu\text{m}$ au maximum avec une résolution de 0.2 nm . La fréquence maximale d'oscillation est de 75 Hz à vide et de 40 Hz avec une charge de 30 g .

Le banc propose deux méthodes de modulation. La première est une modulation en tout ou rien de la source. La seconde est une modulation spatiale effectuée par le positionneur piézo-électrique.

Pour comprendre le fonctionnement de ces modulations, nous supposons que la sonde de champ proche se comporte comme un dipôle électrique infinitésimal. Cette supposition peut être justifiée par le fait qu'en général les dimensions des sondes de champ proche sont petites devant la longueur d'onde.

En calculant le vecteur de Poynting du dipôle et en l'intégrant sur une sphère fermée de rayon r , la puissance totale rayonnée par la source en est déduite. L'expression de cette puissance rayonnée par un dipôle électrique, de longueur l , est décrite par l'équation suivante [2] :

$$P_r = \eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 - j\eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 \left(\frac{1}{(kr)^3} \right) \quad (3.1)$$

avec η l'impédance du vide, I_0 le courant d'excitation, l la longueur du dipôle, λ la longueur d'onde et r la distance sonde-échantillon.

L'équation (3.1) montre que la puissance rayonnée est complexe. La partie réelle est représentative de la puissance rayonnée en champ lointain. La partie imaginaire est représentative de la puissance stockée par le champ évanescent en champ proche. Le signe de la partie imaginaire montre que la puissance réactive est capacitive. C'est cette puissance qui est susceptible de se coupler avec l'objet à étudier.

Lorsque la modulation spatiale est utilisée, r est remplacé par :

$$r = H_0 + h \cos(\omega t) \quad (3.2)$$

avec H_0 la hauteur sonde-échantillon et h l'amplitude d'oscillation. Ainsi

l'équation de la puissance rayonnée devient :

$$P_r = \eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 - j\eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 \left[\frac{1}{[k(H_0 + h \cos(\omega t))]^3} \right] \quad (3.3)$$

Une faible oscillation de h autour de H_0 , engendre une forte variation de la composante champ proche qui devient prépondérante sur la composante champ lointain. Cela est valable seulement lorsque H_0 est très petit. Ce qui équivaut à dire que si $h \ll H_0$, la modulation spatiale ne sera plus efficace.

L'avantage d'utiliser la modulation spatiale du piézo-électrique est que seule la composante champ proche est modulée. Ainsi, lors de la démodulation, le signal détecté est alors principalement de champ proche.

Lorsque la modulation de la source est utilisée, le terme I_0 de l'équation (3.1) est modulé en tout ou rien. Ainsi, toutes les composantes sont modulées. Ce type de modulation ne permet pas de distinguer la composante champ proche recherchée de la composante champ lointain mais elle permet toutefois de s'affranchir de nombreux bruits électroniques en filtrant la bande de mesure.

Pour démoduler le signal détecté sur le coupleur, nous disposons d'une détection synchrone, Signal Recovery 7265, verrouillée à la fréquence du modulateur. Cette détection synchrone nous permet d'extraire des signaux totalement noyés dans le bruit grâce à sa haute sensibilité de 2 nV pour une gamme de fréquence allant de 0.001 Hz à 250 kHz.

Automatisation

L'automatisation du banc s'effectue via une interface Labview que nous avons développée au laboratoire. Cette interface nous permet de commander trois moteurs d'une plate-forme mobile sur les axes X,Y et Z. Cette plate-forme est équipée de moteurs Newport ayant une résolution de 100 nm pour une vitesse maximum de 2.5 mm/s.

L'interface Labview comprend un contrôle de hauteur. Pour cela nous utilisons trois points de références qui constituent l'origine, le point maximal sur l'axe X et le point maximal sur l'axe Y. Pour chacun de ces points les coordonnées doivent être à une hauteur égale au-dessus de l'échantillon. Ainsi nous calculons une correction de hauteur si l'échantillon n'est

pas plan. Le contrôle visuel de la hauteur pour la prise de référence s'effectue via deux caméras à haute résolution équipées de zooms Navitar 12x offrant une résolution de l'ordre du micromètre.

3.2 EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE, IMAGERIE AVEC GUIDE OUVERT

3.2.1 Principe de fonctionnement

Nous avons testé notre système d'imagerie en champ proche par onde EM en utilisant comme sonde l'ouverture du guide d'onde. Afin de comprendre notre démarche, un bref rappel du fonctionnement du guide est nécessaire.

Nous considérons les parois métalliques du guide comme étant sans pertes et nous approximations les propriétés électromagnétiques de l'air à l'intérieur du guide comme étant égales celles du vide. La résolution des équations de Maxwell montre qu'une onde électromagnétique TEM ne peut pas se propager dans un guide rectangulaire et que le mode fondamental qui se propage est le mode TE_{01} [26].

Soit ABCD le plan transverse du guide d'onde, avec a la longueur et b la largeur du guide. Le mode fondamental TE_{01} est représenté figure 3.4.

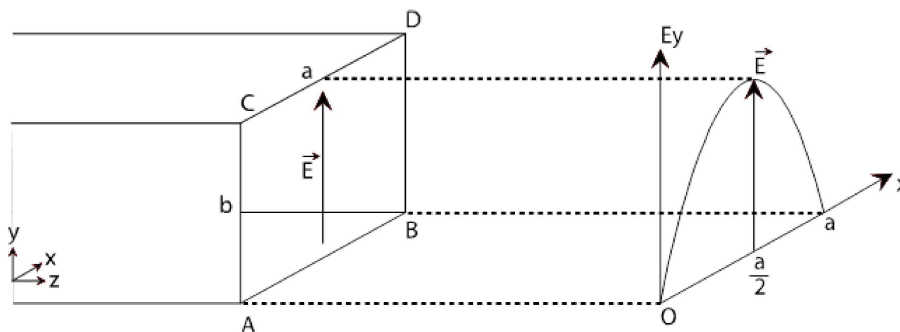


FIGURE 3.4 – Coupe transversale d'un guide d'onde rectangulaire et représentation du mode fondamental

Il n'a pas de maximum de champ E suivant l'axe O_y mais il a un maximum de champ E suivant l'axe O_x pour $x = \frac{a}{2}$, décrit par une demi-sinusoïde. La plus petite dimension du guide détermine la résolution spatiale.

Les dimensions du guide d'onde WR15 utilisé sont de 3.76 mm de longueur et 1.88 mm de largeur. En utilisant le guide ouvert comme sonde

de champ proche, nous ne pouvons pas obtenir une résolution meilleure que 1.88 mm, ce qui correspond à $\frac{\lambda}{3}$.

3.2.2 Première imagerie à 60 GHz

Nous avons effectué une cartographie d'un circuit intégré comme nous le montre la figure 3.5. Le circuit étant monté sur une carte électronique nous n'avons pas utilisé la modulation spatiale mais la modulation de la diode Gunn. Cette première expérience nous permet de tester et valider notre banc expérimental. En comparant l'imagerie obtenue à 60 GHz et la photographie de la zone cartographiée, nous pouvons voir que les deux images sont en corrélation. Nous pouvons distinguer au centre de la figure 3.5b la zone correspondant au pavé Si. Un bon exemple de l'avantage d'utiliser les ondes électromagnétiques est ici montré, nous pouvons distinguer aux extrémités de l'imagerie 60 GHz des structures symétriques qui n'apparaissent pas sur la photographie. Ces structures correspondent aux lignes métalliques reliant le circuit Si aux pattes du boîtier. Nous avons noté durant l'acquisition de cette image un avantage qui est l'excellent niveau de signal réceptionné qui est dû au fait que tout notre système est adapté à 50 Ω . Ainsi le rapport signal à bruit élevé nous a permis d'obtenir une image de qualité contrastée.

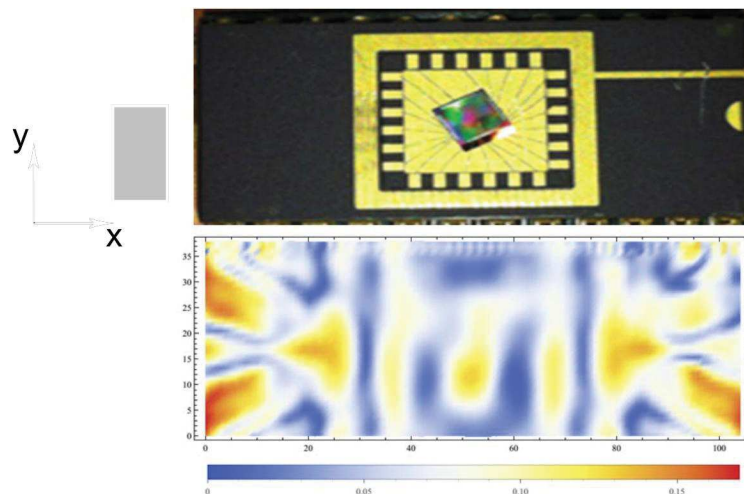


FIGURE 3.5 – Photo du circuit scanné et image obtenue à 60 GHz.

L'inconvénient de l'utilisation du guide d'onde comme sonde de champ proche est le manque de résolution. La figure 3.6 nous permet de nous sensibiliser sur l'importance de la résolution spatiale dans notre contexte. Les dimensions du guide sont égales à celles du circuit intégré

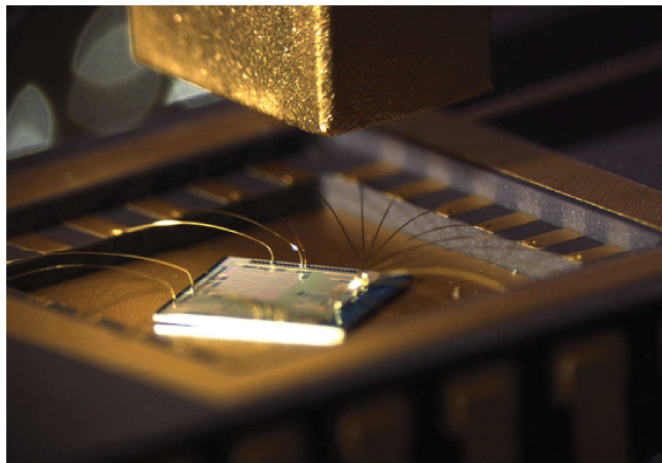


FIGURE 3.6 – Photographie de la cartographie du circuit. Nous pouvons comparer la taille du circuit intégré avec la sonde utilisée (guide ouvert).

et sa structure massive ne nous permet pas de nous approcher plus. Or nous souhaitons étudier les structures et matériaux présent dans le circuit intégré. Nous avons donc besoin d'utiliser une sonde de champ proche adaptée à nos besoins.

3.3 PRÉSENTATION DE LA SONDE ÉLECTRIQUE 60 GHz

Nous avons vu au § 2.4, les différentes sondes utilisées en champ proche. Nous nous sommes inspirés des travaux de [24], [17] et de [27] pour élaborer une sonde de champ proche qui permet de convertir une onde guidée en un champ localisé nous offrant ainsi une résolution sub-longueur d'onde et cela sans induire de pertes importantes. Notre banc expérimental a été développé en technologie guide d'onde. Il serait judicieux d'utiliser une sonde de champ proche directement connectée sur le guide sans passer par une propagation en espace libre. Le banc d'expérience utilisé par [17] est proche du notre, comme nous pouvons le voir figure 3.7.

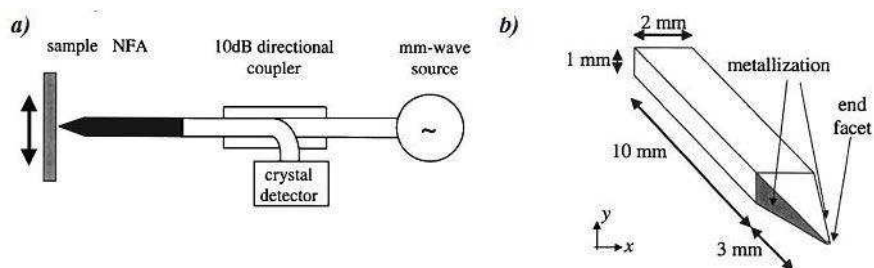


FIGURE 3.7 – a) Présentation du scan de champ proche et la sonde associée utilisée par [17] respectivement en a) et b)

Nous avons aussi vu dans § 2.4 que la sonde étudiée par JP Guillet a permis d'obtenir des résultats intéressants sur la microscopie en champ proche à contraste de polarisation [27]. C'est pour cette raison que nous avons choisi pour cette étude une amélioration de cette sonde. Pour remédier au problème du diélectrique qu'a rencontré Guillet, nous avons décidé de l'enlever pour favoriser la qualité de la micro-facette. Pour cela, nous utilisons des triangles composés de métaux noble en or ou en tungstène qui seront directement greffés en sortie du guide d'onde.

3.3.1 Fabrication

Le processus de fabrication de la sonde implique l'assemblage de petites pièces obtenues à partir de la découpe laser de fines feuilles de tungstène ou d'or. Nous avons fait appel à la société Alphanov qui propose des découpes à hautes précisions avec un laser femtoseconde.

Il est évident qu'il est impossible de monter ce type de sonde sans un support adapté. J'ai donc construit un support en PLA (Acide polylactique), à l'aide d'une imprimante 3D disponible au laboratoire. Le PLA est un bio-plastique dérivé de l'amidon de maïs souvent utilisé pour les emballages alimentaires. Cette imprimante nous permet de fabriquer des objets avec une résolution de $100\ \mu\text{m}$.

Ce support est un outil qui nous a permis de monter assez aisément nos sondes. Une partie du support comporte les dimensions internes du guide d'onde afin qu'il y soit inséré assurant ainsi une tenue mécanique. L'autre partie est construite en forme de pyramide quatre faces ayant les angles adaptés pour obtenir un écartement de $20\ \mu\text{m}$ entre les deux triangles. De cette façon nous n'avons plus qu'à fixer nos deux triangles sur le support à l'aide de colle cyanolite. Afin d'avoir une meilleure aisance lors du collage des triangles, ceci est réalisé sous binoculaire.

Nous nous assurons d'obtenir un contact électrique continu entre le guide d'onde et les triangles en appliquant de la laque à argent. La figure 3.8 représente une sonde réalisée au laboratoire.

Durant ma thèse nous avons mis en place et utilisé le banc de fabrication de sonde qui nous permet d'être indépendant et réactif en construisant ou en réparant nos sondes au plus près des expériences.

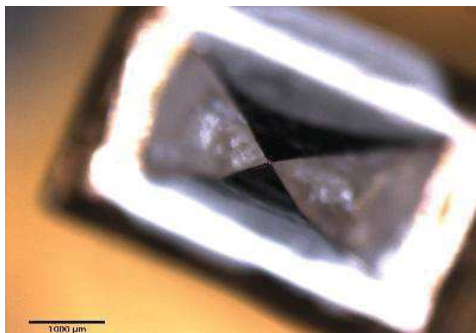


FIGURE 3.8 – Présentation d’une sonde en tungstène. Le second plan doré représente le guide d’onde rectangulaire. Nous pouvons voir la laque à argent par les reflets argentés et le support où sont collés les triangles en tungstène.

3.3.2 Simulations EM

Rayonnement de la sonde

Des simulations EM de la sonde ont été réalisées avec le logiciel commercial 3D CST Microwave Studio [46], afin d’étudier le coefficient de réflexion et le rayonnement électromagnétique en champ proche. Le système étudié est une sonde comprenant des triangles équilatéraux de 3.78 mm de coté pour une épaisseur de 25 μm . L’espacement entre les triangles est de 20 μm . Le système simulé est présenté figure 3.9.

L’avantage de cette simulation EM est que nous pouvons passer outre les contraintes mécaniques liées à la fabrication de la sonde. Le support utilisé en réalité lors de la fabrication, est négligé. La sonde est composée seulement d’air, du guide jusqu’à la micro-facette.

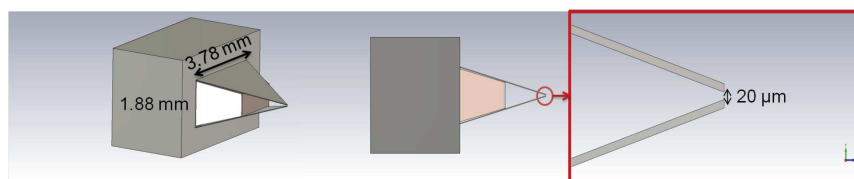


FIGURE 3.9 – Modèle utilisé pour la simulation EM

Les simulations montrent que le rayonnement du champ électrique est concentré entre les deux pointes des triangles. Sans l’antenne bow-tie l’énergie rayonnée à 60 GHz aurait été répartie sur une fraction de la surface de l’ouverture du guide d’onde ($3.76 \times 1.88 \text{ mm}^2$) [24]. Avec l’antenne, cet étalement est limitée à $\approx 20 \times 40 \mu\text{m}^2$ selon la figure 3.10.

Les figures 3.10a et 3.10b, présentent un très bon contraste entre la concentration en champ proche et ses environs. Ainsi les pertes par rayon-

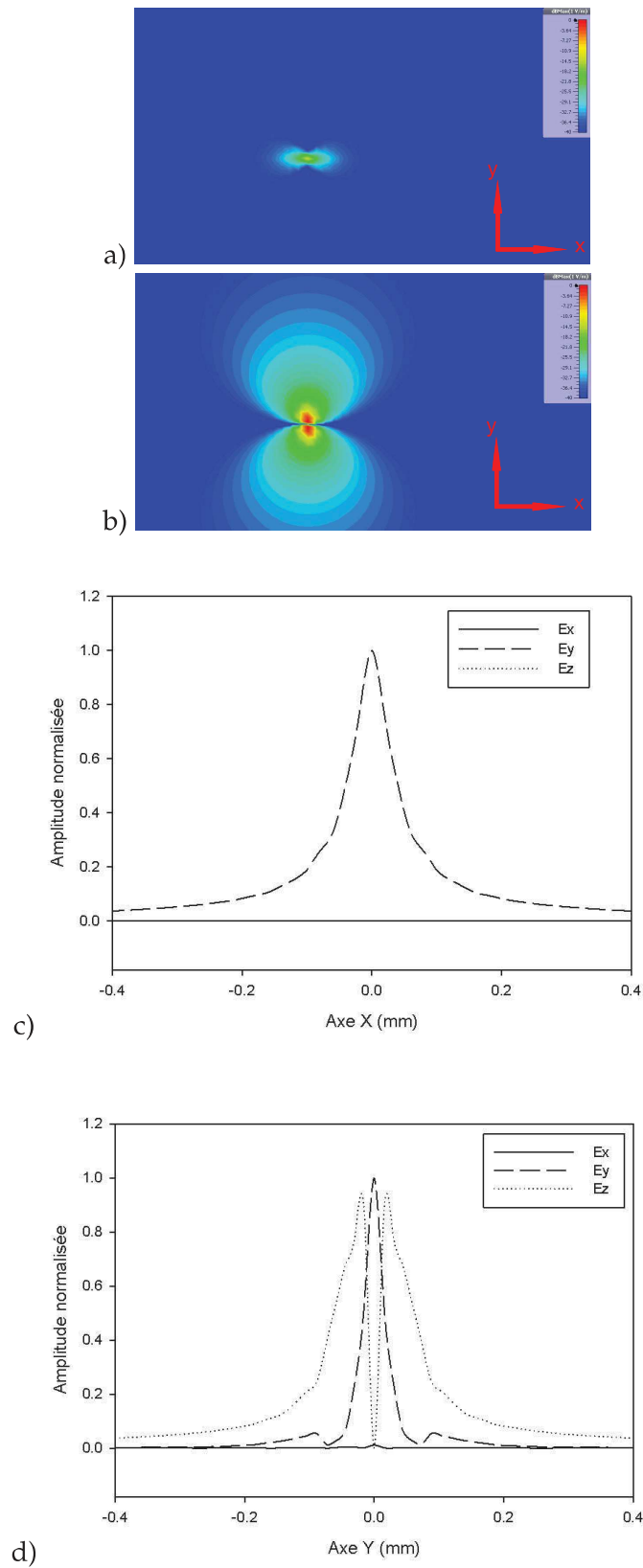


FIGURE 3.10 – Résultats de simulation du champ électrique transverse en a) et du champ électrique longitudinal en b) à $20 \mu\text{m}$ des pointes des deux triangles. Représentation des composantes x , y et z du champ électrique sur les axes X et Y respectivement en c) et d).

nement qui se produisent inévitablement dans l'espace ouvert entre les deux triangles semblent négligeables dans le champ proche.

Du point de vue de la polarisation, le champ E résultant présente deux composantes. La première composante est transversale. Elle est appliquée dans la direction qui joint les deux pointes des triangles et atteint son intensité maximale juste entre les deux pointes (cf figure 3.10a). La deuxième composante est longitudinale le long du guide d'onde et présente une valeur significative tout juste à l'extérieur des pointes, mais pas entre les deux (cf figure 3.10b). Cela correspond en fait aux projections géométriques de la courbe 3D suivie par les lignes de champs électriques les plus intenses qui vont d'une pointe à l'autre. Les résultats obtenus sont en accord avec d'autres résultats publiés [17], [27].

Comparaison sonde idéale - réelle

Le processus de fabrication de nos sondes implique l'utilisation du PLA. Ce matériau est très mal connu en électronique. Il est donc très difficile de connaître ses propriétés électriques et diélectriques. J'ai cependant réalisé des simulations EM afin d'étudier l'impact du support en comparaison de la sonde idéale.

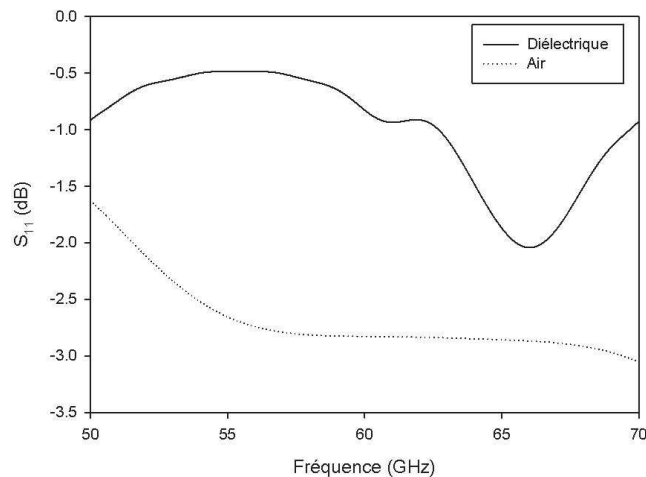


FIGURE 3.11 – Comparaison des coefficients de réflexion avec et sans le bloc diélectrique dans la gamme du guide d'onde 50 GHz à 75 GHz.

La figure 3.11 compare le coefficient de réflexion de la sonde pour deux cas, le premier sans diélectrique représente le cas parfait. Dans le second cas un diélectrique de $\epsilon_r = 4.3$ et de pertes $\tan(\delta) = 0.025$ à 10 GHz est inséré. Les caractéristiques choisies correspondent à du FR4. Ce

matériau n'est pas adapté pour une utilisation à 60 GHz. Cependant il est une référence en électronique ce qui en fait un cas idéal pour compenser le manque d'information concernant le PLA utilisé pour la fabrication du support.

Pour la sonde sans diélectrique le coefficient de réflexion est constant à -3 dB entre 55 GHz et 70 GHz. La moitié de la puissance est réfléchiée et l'autre moitié est rayonnée par la sonde. Concernant la puissance rayonnée, une partie est concentrée entre les pointes. L'autre partie est rayonnée dans l'espace ouvert entre les deux triangles.

Lorsque le diélectrique est présent en sortie du guide d'onde, la géométrie et la permittivité influent sur le S_{11} . Il devient résonnant autour de 65 GHz. De plus le S_{11} est dégradé, il y a plus de réflexion. Cela est dû au fait que l'impédance est modifiée par le diélectrique. Ainsi l'onde est réfléchiée plusieurs fois, lors de sa propagation dans le guide jusqu'aux pointes comme le montre la figure 3.12.

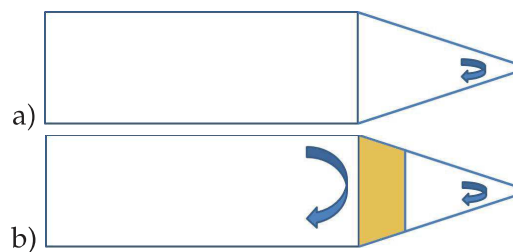


FIGURE 3.12 – Représentation des réflexions du guide d'onde jusqu'à la pointe de la sonde. a) Sonde idéale, l'onde n'est réfléchiée qu'au niveau des pointes. b) Sonde réelle, l'onde rencontre plusieurs modifications d'impédance liées au changement de diélectrique.

Mis à part le niveau de puissance qui se retrouve diminué lorsque le support est pris en compte, le rayonnement du champ électrique n'est pas modifié. Les résultats présentés § 3.3.2 sont conservés.

En émettant l'hypothèse que les paramètres du diélectrique choisi pour ces simulations soient le pire cas, nous pouvons estimer que le S_{11} de notre sonde est compris entre les deux courbes présentées figure 3.11. De plus, les simulations présentées ne prennent pas en compte le tuner E/H présenté au §3.1.3. Nous pouvons donc compenser en partie l'influence du diélectrique par un réglage optimisé du tuner.

Avec la méthode de fabrication expliquée dans ce chapitre, nous avons fabriqué plusieurs sondes dont leurs caractérisations sont expliquées dans le chapitre suivant.

IMAGERIE EN ONDE MILLIMÉTRIQUE ET INTERPRÉTATION

SOMMAIRE

4.1	TYPES D'EXPÉRIENCES - DESCRIPTION DES ÉCHANTILLONS . . .	55
4.2	CARACTÉRISATION DES SONDES DE PREMIÈRE GÉNÉRATION . .	56
4.2.1	Courbe d'approche en champ proche	56
4.2.2	Détermination de la résolution	57
4.2.3	Résolution issue d'une structure périodique	60
4.2.4	Profils de différentes métallisations	62
4.2.5	Imagerie d'une structure sur Si	65
4.3	CARACTÉRISATION DES SONDES DE SECONDE GÉNÉRATION . . .	67
4.3.1	Étude des profils topographiques	67
4.3.2	Étude des profils de conductivité	73

DANS ce chapitre, nous présentons les images obtenues avec notre scanner en champ proche par micro-ondes (NFSMM). Les images obtenues permettent de caractériser les nouvelles sondes électriques de champ proche présentées précédemment. Ainsi seront déduits des résultats la résolution spatiale sub-longueur d'onde de nos sondes. De même, des cartographies et des profils obtenus en champ proche de différents échantillons permettront d'étudier le comportement des sondes face à des variations topographiques et des variations locales de la permittivité, tout cela en fonction de la polarisation de la sonde.

4.1 TYPES D'EXPÉRIENCES - DESCRIPTION DES ÉCHANTILLONS

Pour cette étude nous sommes intéressés par des échantillons où la nature du champ électromagnétique et sa polarisation sont importantes [47], c'est une problématique que l'on retrouve pour l'injection électromagnétique dans les circuits intégrés. Les propriétés électrodynamiques de l'échantillon sous test, telles que la permittivité ou la perméabilité, affectent les paramètres de détection du système tel que le coefficient de réflexion ou la fréquence de résonance. L'objectif des expériences en champ proche est de trouver une relation entre les paramètres du système de détection et les propriétés de l'échantillon étudié.

Pour cela, nous disposons d'échantillons permettant dans un premier temps la caractérisation de nos nouvelles sondes de champ proche. Les sondes sont caractérisées par deux figures de mérite, la résolution spatiale et leur polarisation. Cette caractérisation s'effectue via des cartographies de type topographique, la sonde est positionnée à une hauteur fixe et balaye une zone au dessus de la surface de l'échantillon. Ainsi le système mesure une variation de hauteur entre la sonde et l'échantillon.

Dans un second temps nous disposons d'échantillons dédiés à la caractérisation des propriétés physiques du matériau telles que la conductivité, la permittivité et la perméabilité.

Nous avons vu au chapitre précédent que la sonde est greffée à un guide d'onde rectangulaire. La figure 4.1 définit la direction de déplacement de la sonde selon sa géométrie.

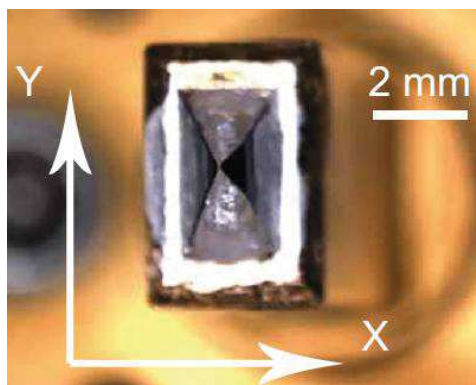


FIGURE 4.1 – Définition du déplacement de la sonde en fonction de sa géométrie selon les axes X et Y.

Au cours de ma thèse plusieurs sondes ont été fabriquées. On peut répertorier ces sondes en deux générations. La figure 4.2 résume les para-

mètres qui définissent la génération des sondes. Généralement les sondes de première génération comportent quelques défauts de fabrication lors du montage. Par exemple les pointes ne sont pas sur le même axe et une pointe se trouve plus grande que l'autre. La figure 4.2a représente une sonde type de première génération.

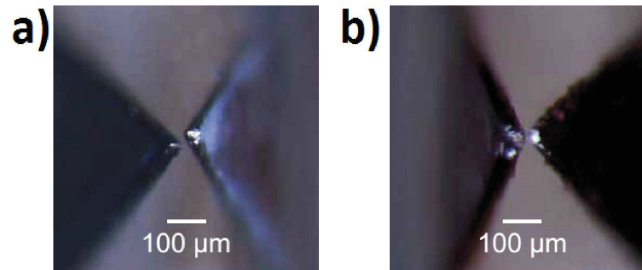


FIGURE 4.2 – Vue rapprochée des pointes qui constituent les sondes étudiées. a) Sonde de première génération, ici l'espacement entre les pointes $e = 25 \mu\text{m}$. b) Sonde de seconde génération, ici $e = 18 \mu\text{m}$.

Avec l'expérience, le montage des sondes s'est amélioré et les sondes fabriquées ressemblent à la photographie de la figure 4.2b.

4.2 CARACTÉRISATION DES SONDES DE PREMIÈRE GÉNÉRATION

4.2.1 Courbe d'approche en champ proche

En figure 4.3 est représentée l'évolution du signal réceptionné par la sonde en fonction de la distance sonde - échantillon. L'échantillon utilisé pour cette mesure est un wafer brut de Si. La mesure débute lorsque la sonde est au contact avec l'échantillon. Puis progressivement la distance est augmentée.

La figure 4.3 montre un signal mesuré entre le touché et une distance de $100 \mu\text{m}$ ayant une dynamique de 30 dB. Le plateau pour $d = 0$ est expliqué par le fait que la sonde est encore en contact avec l'échantillon. Le niveau de signal détecté reste constant au touché. Lorsque la sonde n'est plus en contact avec l'échantillon, le signal détecté décroît rapidement. Sur seulement $5 \mu\text{m}$ de hauteur, la variation de signal mesuré varie de 20 dB. Néanmoins le niveau de signal détecté reste confortable jusqu'à $d = 20 \mu\text{m}$.

La variation du signal détecté en fonction de la distance est en très bonne corrélation avec l'équation 3.1. Le signal est exclusivement un signal de champ proche. Cette expérience permet de valider le protocole

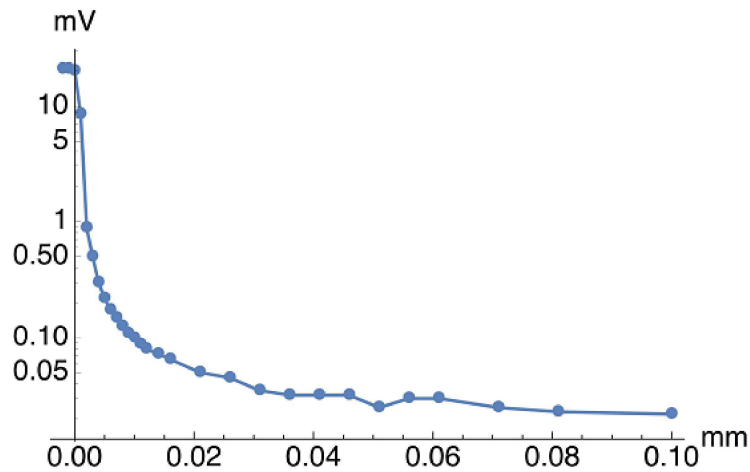


FIGURE 4.3 – Niveau de signal mesuré en fonction de la distance sonde-échantillon.

expérimental, notamment le fait d'utiliser une modulation verticale (cf ; §3.1.4).

4.2.2 Détermination de la résolution

Au §3.3 est détaillée la fabrication des sondes utilisées lors de ma thèse. Les simulations électromagnétiques de la sonde nous montrent que la résolution spatiale est liée à l'écartement entre les deux triangles de tungstène. Afin de vérifier expérimentalement ce résultat, nous effectuons l'imagerie en champ proche d'un coin d'un substrat d'arséniure de gallium (GaSb) de $350 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce substrat a la particularité d'être assez facile à cliver le long de ses axes cristallographiques naturels. Cela permet d'obtenir un angle droit parfait lors de la découpe. Cette particularité en fait un échantillon idéal pour les tests de résolution de type topographique.

Nous avons déterminé la résolution spatiale de notre sonde par des cartographies à une hauteur de survol constante d du coin de l'échantillon de GaSb.

Avant de lancer la cartographie, nous avons placé la sonde à une forte hauteur afin de procéder au réglage du tuner E/H . Nous réglons la puissance réfléchie au minimum, cela équivaut à une adaptation d'impédance de la sonde. Puis une fois le réglage effectué, nous repositionnons la sonde à la hauteur de survol d'étude.

La figure 4.5 représente les cartographies en champ proche à trois hau-

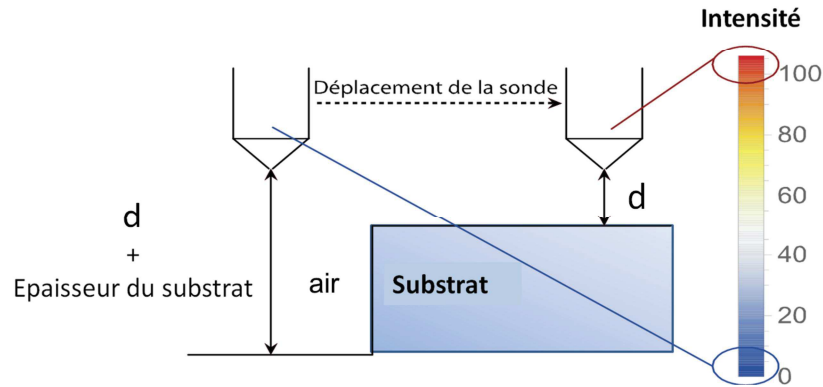


FIGURE 4.4 – Illustration de la variation de l'intensité du champ électrique lors d'une expérience topographique.

teurs constantes de survol $d = 5 \mu\text{m}$, $45 \mu\text{m}$ et $85 \mu\text{m}$. Le maillage utilisé pour ces cartographies est de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ sur les axes X et Y . Les images donnent deux niveaux de réflexion correspondant aux hauteurs différentes présentées à la sonde lors de l'expérience (cf figure 4.4).

La figure 4.5c représente l'imagerie obtenue pour la plus courte distance sonde - échantillon. Le contraste entre les intensités lorsque la sonde survole l'échantillon et le porte-échantillon est très élevé. La transition est bien définie et se situe au milieu de l'échelle d'intensité. À partir des images de la figure 4.5, les résolutions spatiales selon les axes X et Y sont déduites. Pour cela, une moyenne du signal est effectuée sur un ensemble de lignes et de colonnes adjacentes (respectivement pour l'axe X et Y). Ainsi est obtenue une vue en coupe de l'image. Un exemple est présenté figure 4.6 pour l'axe X . De la figure 4.6 est déduite une résolution spatiale de $38 \mu\text{m}$ grâce à un critère très restrictif de 10-90 % de variation d'intensité. Une telle résolution correspond à $\frac{\lambda}{130}$, ce qui est fortement sub-longueur d'onde. En utilisant la même procédure, les résolutions sont extraites pour toutes les hauteurs et directions.

Les résultats donnés dans le tableau 4.7 montrent que la résolution se détériore rapidement lorsque d augmente. On peut s'en rendre compte en comparant les images de la figure 4.5. En augmentant la hauteur d , l'image devient de plus en plus floue. Le bord de l'échantillon de GaSb est de moins en moins détectable. La meilleure résolution est obtenue selon l'axe X . Cependant un écart particulièrement marqué est observé entre les résolutions X et Y à faible d . Les résultats des simulations des figures 3.10a et 3.10b justifient cet écart. Le champ électrique s'étend sur une surface ovale. L'expansion spatiale environ deux fois supérieure dans la direction

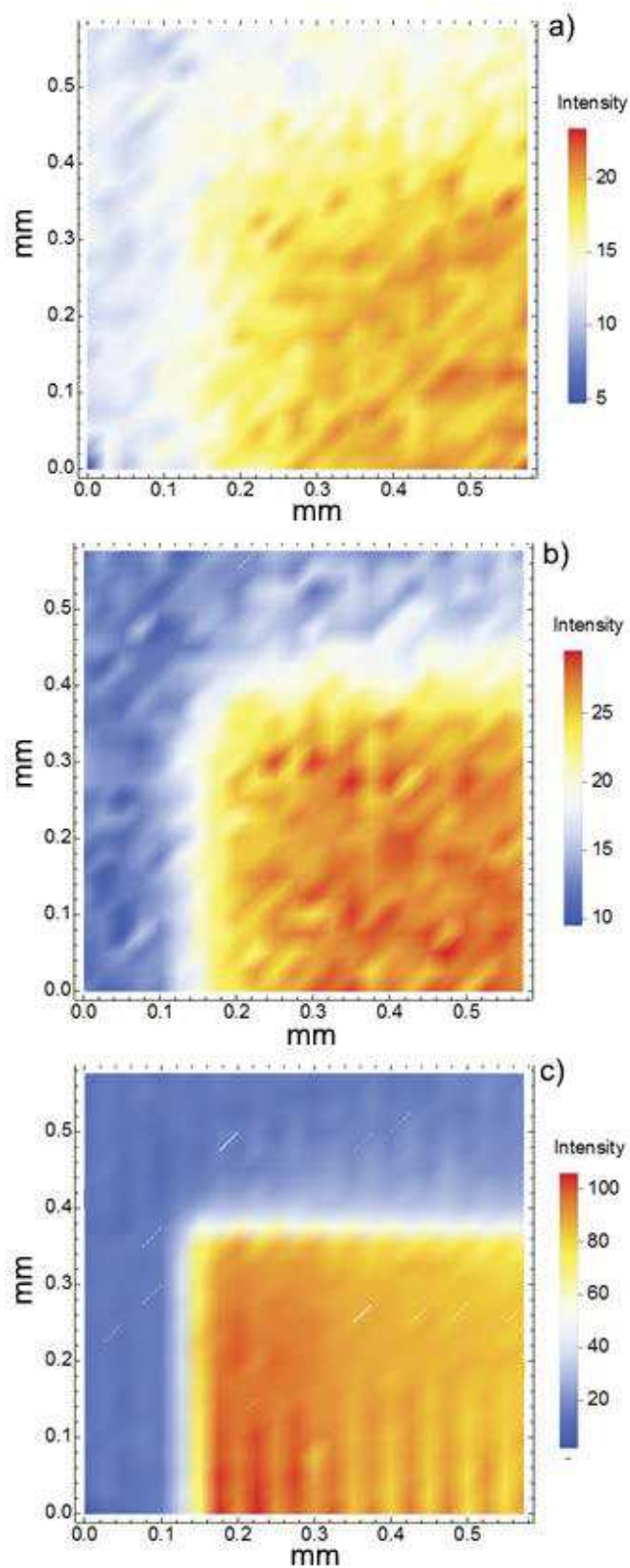


FIGURE 4.5 – Cartographie de $600 \times 600 \mu\text{m}$ d'un coin de GaSb pour trois hauteurs ; a) $85 \mu\text{m}$, b) $45 \mu\text{m}$ et c) $5 \mu\text{m}$.

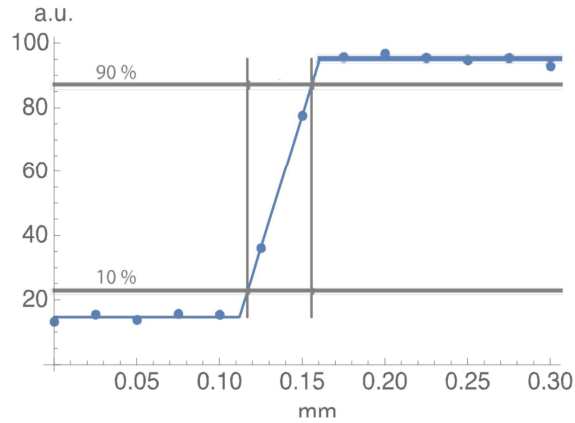


FIGURE 4.6 – Détermination de la résolution en utilisant une moyenne de lignes adjacentes extraite de la figure 4.5c. Un critère de 10% - 90% de la variation d'intensité est utilisé.

Hauteur d	Horizontale, X	Verticale, Y
5 μm	38 μm	73 μm
45 μm	100 μm	150 μm
85 μm	268 μm	> 200 μm

FIGURE 4.7 – Résolution spatiale en fonction de la hauteur et de la direction extraites de la figure 4.5.

Y en champ proche, correspond à une résolution deux fois inférieure mesurée pour $d = 5 \mu\text{m}$, ce résultat est normal et lié à la géométrie de la sonde. L'expérience topographique menée dans cette partie nous a permis de déterminer la résolution de notre sonde. Par la suite, nous étudierons la résolution de la sonde avec un échantillon ayant des variations locales de conductivité.

4.2.3 Résolution issue d'une structure périodique

Dans cette partie, une structure périodique est étudiée avec notre sonde pyramidale. L'échantillon est un substrat composé de silicium sur lequel sont déposées périodiquement des lignes en or. Ces lignes de largeur $w = 20 \mu\text{m}$ sont séparées par un gap $g = 20 \mu\text{m}$. L'épaisseur des métallisations est d'environ 100 nm, on peut donc supposer que les effets topographiques sont négligeables par rapport à la hauteur d'étude.

Cet échantillon est étudié à plusieurs hauteurs d comprises entre 5 μm et 15 μm . La sonde utilisée pour cette étude a un espacement $e = 18 \mu\text{m}$ entre les deux pointes et se déplace le long de l'axe Y. La figure 4.8 schématise l'expérience effectuée et les résultats de ces expériences sont présentés figures 4.9 et 4.10.

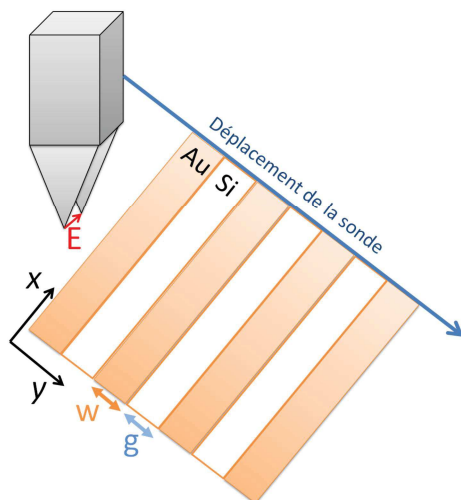


FIGURE 4.8 – Schéma de l'expérience réalisée avec une structure périodique en Au déposée sur Si. La sonde se déplace selon l'axe Y.

Cette structure périodique donne une réponse d'intensité en champ proche périodique. Le signal mesuré ressemble à un sinus ayant une période égale à la période de répétition de la structure. Pour de faibles d le contraste entre le passage au-dessus d'une ligne et le passage au-dessus du Si est plus prononcé. En effet, l'amplitude des oscillations est plus importante pour de faibles d . Pour $d > 8 \mu\text{m}$ le contraste est très faible entre le Si et Au et le signal détecté se trouve noyé dans le bruit de mesure. On ne peut alors retrouver les variations géométriques périodiques de l'échantillon étudié.

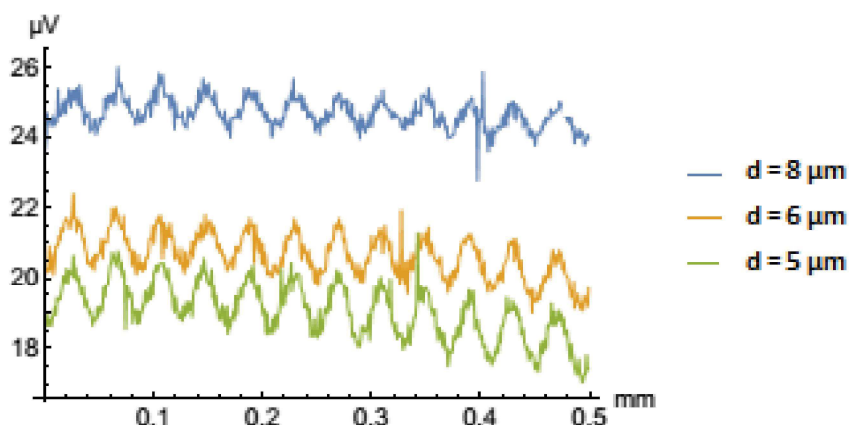


FIGURE 4.9 – Profils d'intensité de lignes en Au déposées périodiquement sur du Si pour $5 \mu\text{m} \leq d \leq 8 \mu\text{m}$.

De cette expérience, on retrouve des résultats similaires avec ceux trouvés par Klein [17] avec sa sonde pyramidale métal-diélectrique fonctionnant à 80 GHz. De son expérience, Klein déduit une résolution de $\lambda/200$.

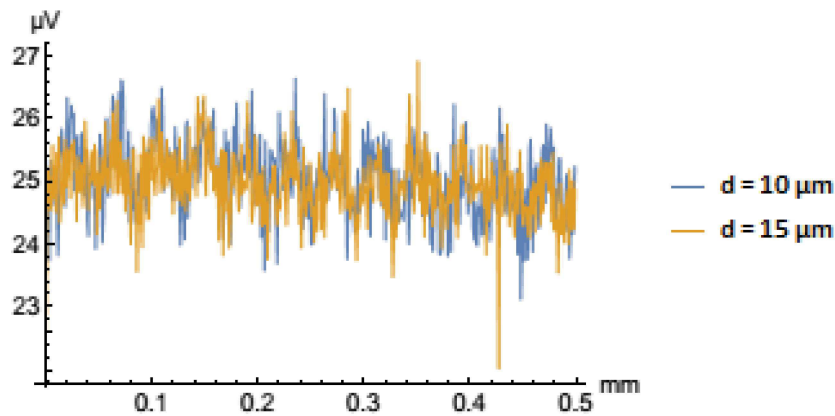


FIGURE 4.10 – Profils d'intensité de lignes en Au déposées périodiquement sur du Si pour $d = 10 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$.

Dans notre cas, on peut déduire des mesures de la figure 4.9 une résolution spatiale de $20 \mu\text{m}$, ce qui représente une résolution sub-longueur d'onde de $\lambda/250$.

Nous disposons d'un autre échantillon contenant des structures périodiques sur Si. Sur cet autre échantillon, les lignes ont une largeur $w = 15 \mu\text{m}$ et sont espacées de $15 \mu\text{m}$. Des mesures ont été effectuées sur le même principe que la figure 4.9. Malheureusement, les profils d'intensités mesurés ne permettent pas de distinguer la structure géométrique étudiée. Le signal est noyé dans le bruit de mesure, cela signifie que la résolution de notre sonde ne nous permet pas d'observer les fluctuations périodiques de l'échantillon. Le résultat présenté figure 4.9 représente la meilleure résolution que j'ai obtenue avec notre scanner en champ proche micro-onde avec ce type de sonde.

4.2.4 Profils de différentes métallisations

Afin de faciliter la compréhension des résultats qui vont suivre, nous avons défini les deux types de polarisations de la sonde en fonction de l'axe de déplacement car la sonde est fixée de façon immuable sur le bras motorisé du banc d'expérience et ne peut subir une rotation angulaire. De ce fait, pour étudier les deux polarisations de la sonde durant les expériences l'échantillon est tourné manuellement de 90° .

On définit la polarisation du champ électrique en interaction avec l'échantillon en utilisant les dénominations s et p . Ces deux polarisations sont orthogonales entre elles. La polarisation s est perpendiculaire au plan d'incidence et la polarisation p est contenue dans ce plan [48]. En suppo-

sant que le plan d'incidence est décrit par la sonde au cours de son mouvement (cf figure 4.11) la polarisation p est définie pour les profils acquis lorsque la sonde se déplace sur l'axe X et la polarisation s lorsque la sonde se déplace selon l'axe Y .

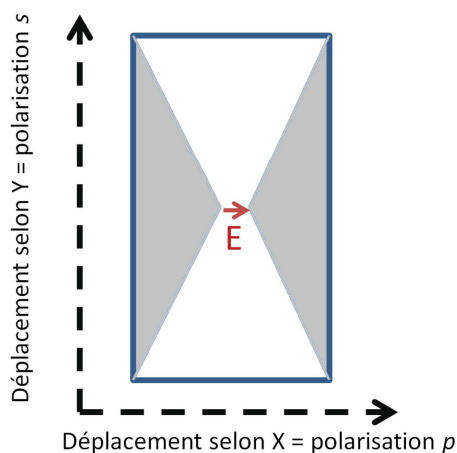


FIGURE 4.11 – Polarisations s et p définies en respectant le plan de référence décrit par le déplacement de la sonde. Cette définition est en accord avec les définitions utilisées habituellement en SNOM.

Au § 4.2.3 nous avons vu qu'il est possible de mesurer une variation locale entre le Si et l'or. L'objectif de cette partie est de caractériser différents matériaux. Notre première tentative de caractérisation de matériaux, vise à mesurer la réflectométrie de lignes métalliques de $400 \mu\text{m}$ de large déposées sur substrat Si. Les caractéristiques physiques et géométriques des lignes sont données dans le tableau 4.12. Une sonde similaire à celle de la figure 4.2a, mais avec un écart $e = 50 \mu\text{m}$ entre les pointes est utilisée. Ces lignes ont été fabriquées à partir de métaux différents, à savoir Al, Au et Cu, et leur conductivité DC ont été mesurées à $16.9 \times 10^6 \text{ S/m}$, $26 \times 10^6 \text{ S/m}$ et $24,4 \times 10^6 \text{ S/m}$ respectivement. Pour la même longueur de ligne, la plus grande résistivité mesurée a été obtenue avec la ligne en Al, et la plus faible avec la ligne en Au. Pour les métaux massifs c'est le cuivre qui a la meilleure conductivité [49], or nos échantillons ont des épaisseurs différentes selon le type de métal. Donc les mesures de conductivité présentées sont liées à l'épaisseur de la métallisation. La différence entre les conductivités mesurées et celles des métaux massifs est de 45%, 58% et 41% pour l'Al, Au et le Cu respectivement. C'est pour la métallisation qui a la plus faible épaisseur que l'écart de conductivité est le plus élevé.

La différence avec l'expérience du §4.2.2 est que la hauteur de métal déposé pour fabriquer les lignes ($< 300 \text{ nm}$) est négligeable. En conséquence,

Métal	Largeur (μm)	Épaisseur (nm)	Conductivité DC (S/m)
Al	400	65	16.9×10^6
Au	400	300	26.0×10^6
Cu	400	160	24.4×10^6

FIGURE 4.12 – Caractéristiques physiques et géométriques des lignes métalliques testées.

les mesures des profils en champ proche données dans la figure 4.13 pour la polarisation p à une hauteur $d = 15 \mu\text{m}$ ne sont plus des profils topologiques mais sont seulement sensibles à la variation locale de la constante diélectrique. Notez que ces profils sont comparés en supprimant la ligne de base de chaque mesure de façon à ne tracer que les variations relatives de la tension détectée lors du franchissement des lignes.

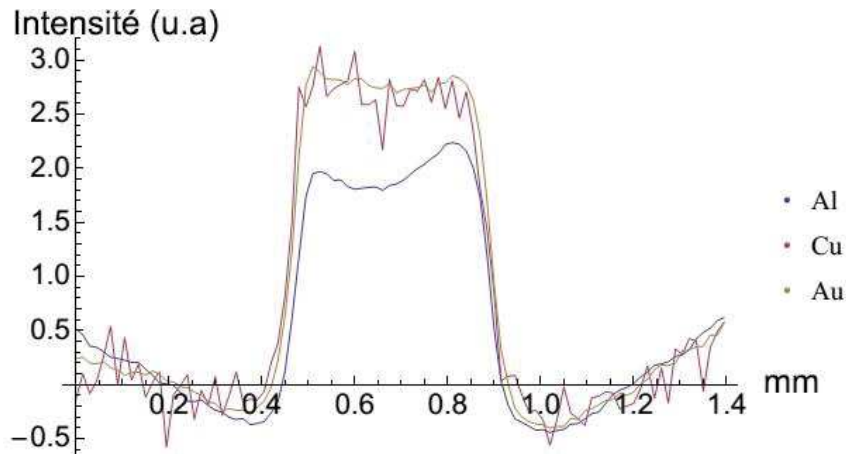


FIGURE 4.13 – Profils d'intensité en champ proche mesurés avec la polarisation p à $d = 15 \mu\text{m}$ au passage de trois lignes métalliques de $400 \mu\text{m}$ déposées sur substrat Si.

Le premier résultat majeur de la figure 4.13 est le bon contraste mesuré entre le Si et les lignes de métallisations. La géométrie des lignes est facilement repérable sur les profils. Le second résultat majeur est que l'on trouve une corrélation entre les mesures de conductivités en couche mince et les résultats d'intensités en champ proche. Les lignes en Cu et en Au présentent les mêmes réponses, en conductivité et en champ proche. La ligne en Al qui a une conductivité en couche mince inférieure de 30 % à celle de l'Au, montre une réponse d'intensité en champ proche d'environ 30 % inférieure. Les réponses en champ proche sont donc proportionnelles aux mesures de conductivités.

Ces résultats confirment la possibilité de mesurer quantitativement des conductivités avec notre scanner en champ proche par ondes millimétriques. À l'heure actuelle, des mesures absolues ne sont pas envisageables

sans l'acquisition de données supplémentaires qui permettraient de résoudre la convolution entre des mesures d'intensités topographiques et des mesures de la conductivité en champ proche [50].

4.2.5 Imagerie d'une structure sur Si

Au § 4.2.4 nous avons observé un bon contraste entre le Si et l'Au, de plus au § 4.2.2 nous avons mesuré que la résolution est différente selon la polarisation de la sonde. Afin de vérifier quel est l'impact d'une telle différence de résolution, nous proposons d'imager une structure plus complexe qu'une simple ligne. Dans cette partie une cartographie d'une antenne bow-tie est présentée. Cette antenne a été réalisée par évaporation d'or sur un substrat Si, la photographie de cette antenne est présentée figure 4.14a. La taille de l'antenne est de $500 \mu\text{m}$ avec un espacement de $5 \mu\text{m}$ entre les pointes des triangles. Le maillage utilisé pour cette cartographie est de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$.

La figure 4.14b représente l'image obtenue à la hauteur constante $d = 10 \mu\text{m}$. Globalement les deux triangles qui composent l'antenne sont correctement imagés. L'espacement entre les pointes des triangles n'est pas vu, mais cela est cohérent avec les résultats obtenus concernant la résolution de notre sonde. Néanmoins, l'image obtenue n'est pas complètement symétrique. On observe que les bords sont plus nets quand ils sont verticaux que lorsque qu'ils sont à 45° . Ceci est probablement lié à la sonde qui n'a pas les mêmes résolutions selon les polarisations p ou s . De plus, les résultats présentés dans cette partie ont été effectués avec une sonde qui peut encore être optimisée dans son processus de fabrication. Cependant, les nombreuses expériences menées avec cette sonde nous ont permis de prendre en main le banc d'expérience et d'améliorer les réglages afin d'obtenir des meilleurs résultats. Nous avons donc fabriqué d'autres sondes ayant un espacement e entre les pointes plus petit. Cette nouvelle génération de sondes se rapproche ainsi de la sonde idéale modélisée sous CST qui a été présentée au §3.3.2. Pour pouvoir comparer les résultats obtenus entre les deux générations de sondes, nous réutilisons les mêmes protocoles de caractérisation.

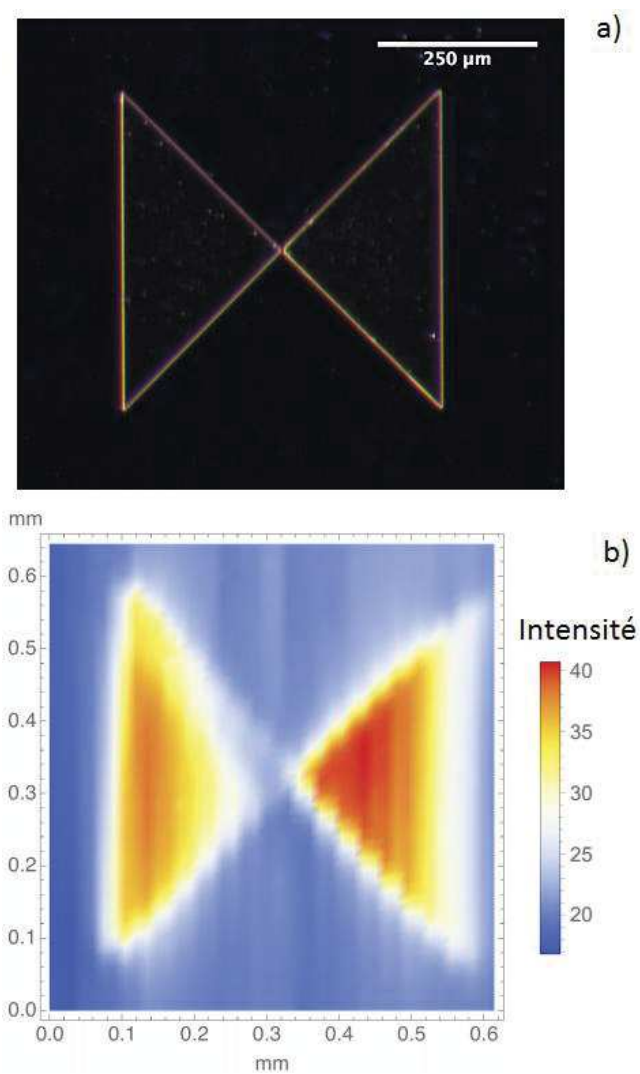


FIGURE 4.14 – a) Photographie de l'antenne cartographiée en champ proche, b) cartographie d'une antenne bow-tie déposée sur Si à $d = 15 \mu\text{m}$.

4.3 CARACTÉRISATION DES SONDES DE SECONDE GÉNÉRATION

4.3.1 Étude des profils topographiques

Sonde résonnante / non résonnante

Les premières caractérisations des sondes de seconde génération sont effectuées par des profils de type topographique à l'aide de l'échantillon de GaSb. Les profils d'intensités en champ proche présentés en figures 4.15 et 4.16 sont effectués avec une sonde ayant un écart $e = 18 \mu\text{m}$. Les parties grisées représentent le survol de la sonde au dessus de l'échantillon (soit 1.5 mm) et les parties en blanc représentent le passage de la sonde dans l'air (soit 0.5 mm). Ces profils sont obtenus en utilisant les mêmes paramètres expérimentaux et la même modulation verticale. De ce fait, les résultats peuvent être comparés quantitativement. La même sonde est étudiée pour deux conditions différentes ; lorsque le tuner E/H présenté §3.1.3 est utilisé ou non. La sonde est donc soit résonnante, soit non-résonnante. Les microscopes à micro-ondes non-résonants sont habituellement utilisés pour des mesures de réflexion ou transmission afin d'obtenir des images hyper-spectrales [51]. Les microscopes résonants sont utilisés à fréquence fixe avec une modulation de l'échantillon ou de la sonde (Cf §3.1.3). Les modulations peuvent être de type spatiales via l'utilisation d'un piezoélectrique ou une modulation de la source. L'avantage des microscopes à résonance est la forte sensibilité aux petits changements dans les propriétés de l'échantillon, on en espère des images avec un meilleur rapport signal sur bruit.

Que se soit dans la polarisation p ou s , le signal mesuré lorsque la sonde survole l'échantillon de GaSb est trois fois plus élevé avec la sonde résonnante qu'avec la sonde non résonnante. Cet effet est légèrement plus accentué pour la polarisation p . De plus, on observe pour les deux polarisations de fortes oscillations localisées au bord de l'échantillon. Les intensités de ces oscillations dépendent de la nature de la sonde, résonnante ou non, et de la polarisation. La polarisation p présente un maximum local lorsque la sonde survole le bord de l'échantillon. Un zéro d'intensité est atteint à $50 \mu\text{m}$ du bord. Cela est observé que la sonde soit résonnante ou non. Dans le cas de la polarisation s , lorsque la sonde est résonnante, un zéro d'intensité est atteint au bord de l'échantillon. Lorsque la sonde est

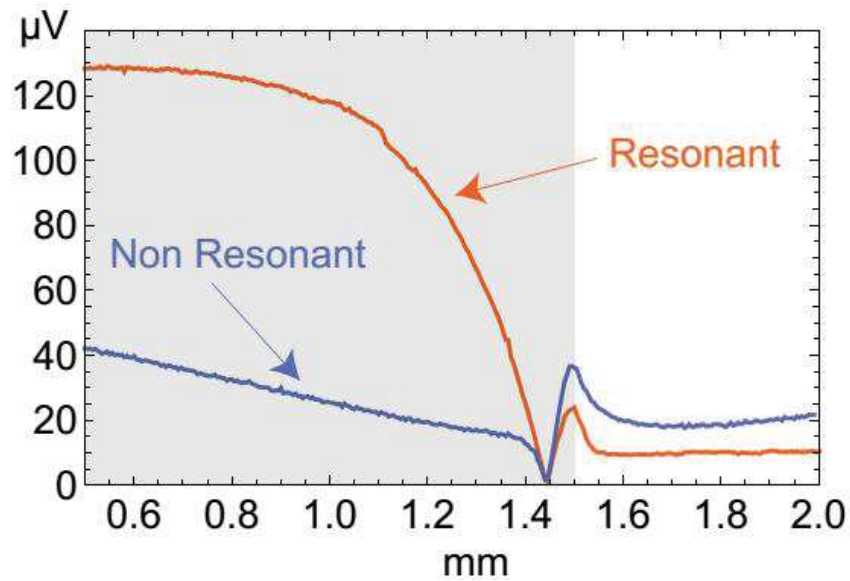


FIGURE 4.15 – Comparaison profils de l'échantillon GaSb effectués avec la sonde $18 \mu\text{m}$ selon la polarisation p avec et sans tuner pour une hauteur $15 \mu\text{m}$.

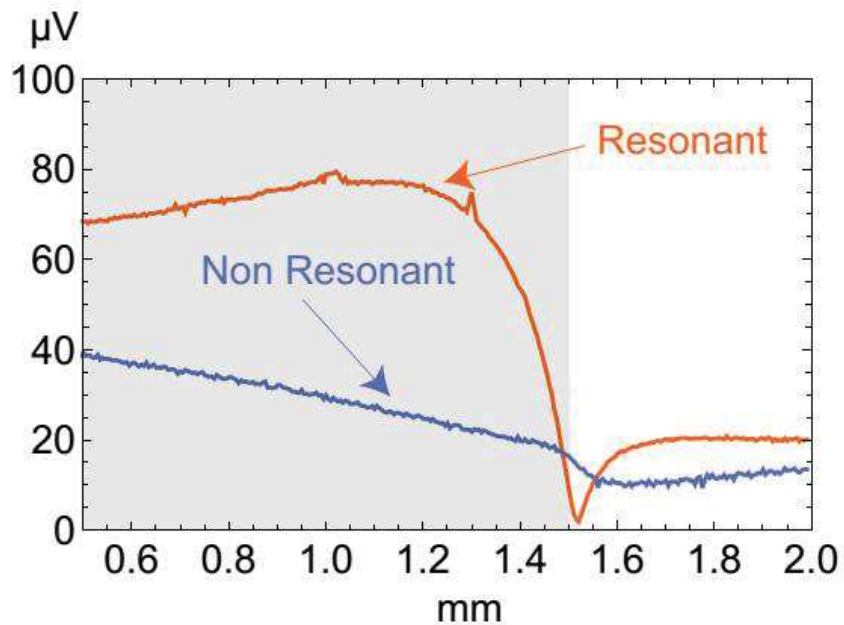


FIGURE 4.16 – Comparaison profils de l'échantillon GaSb effectués avec la sonde $18 \mu\text{m}$ selon la polarisation s avec et sans tuner pour une hauteur $15 \mu\text{m}$.

non-résonante, le passage entre l'échantillon et l'air est plus doux, sans atteindre un zéro d'intensité. On peut interpréter cette différence entre les deux polarisations par la nature polarisée dans le plan de notre sonde. Cette caractéristique diffère des sondes de type pointe classiquement utilisées en microscopie optique en champ proche (SNOM) qui sont isotropes dans le plan de l'échantillon puisque la polarisation du champ \vec{E} est perpendiculaire à l'échantillon.

Effet de la hauteur

Les figures 4.17 et 4.18 représentent des profils en champ proche de l'échantillon de GaSb acquis avec la sonde non-résonante pour trois hauteurs différentes selon les deux polarisations possibles.

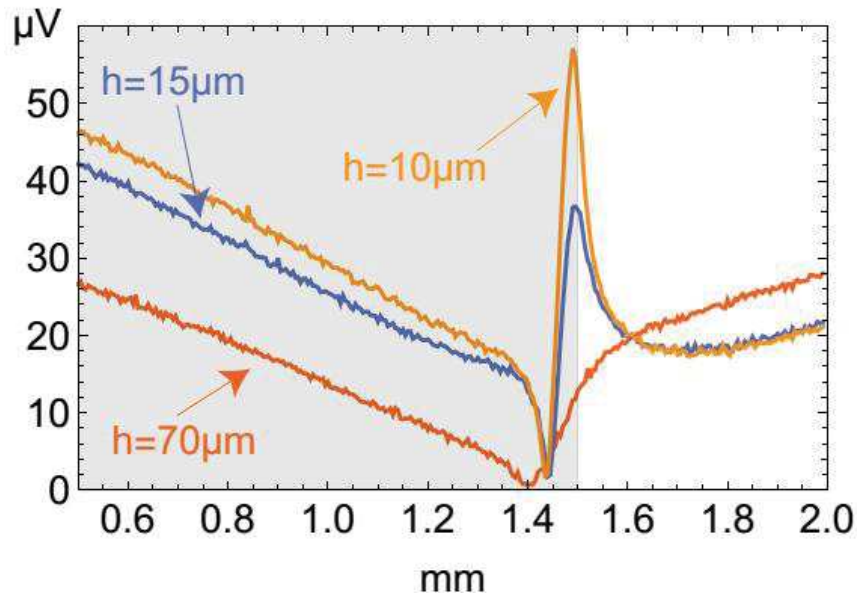


FIGURE 4.17 – Profils d'intensité en champ proche de l'échantillon de GaSb effectués avec la sonde $e = 18 \mu\text{m}$ non-résonante selon la polarisation p pour différentes hauteurs.

Lorsque la hauteur augmente, les oscillations mesurées en bordure de l'échantillon montrent des amplitudes de plus en plus faibles pour la polarisation p . En ce qui concerne la polarisation s , la transition au bord de l'échantillon est de moins en moins prononcée lorsque la hauteur augmente pour disparaître totalement dès que la hauteur devient $> 70 \mu\text{m}$.

Ces effets d'oscillation au bord de l'échantillon ressemblent à des effets de plasmon de surface (SPP) qui sont bien connus dans le domaine de l'optique ou du THz [52]. Les SPP naissent du couplage entre des photons et des charges libres. Dans les métaux, les électrons de conduction forment

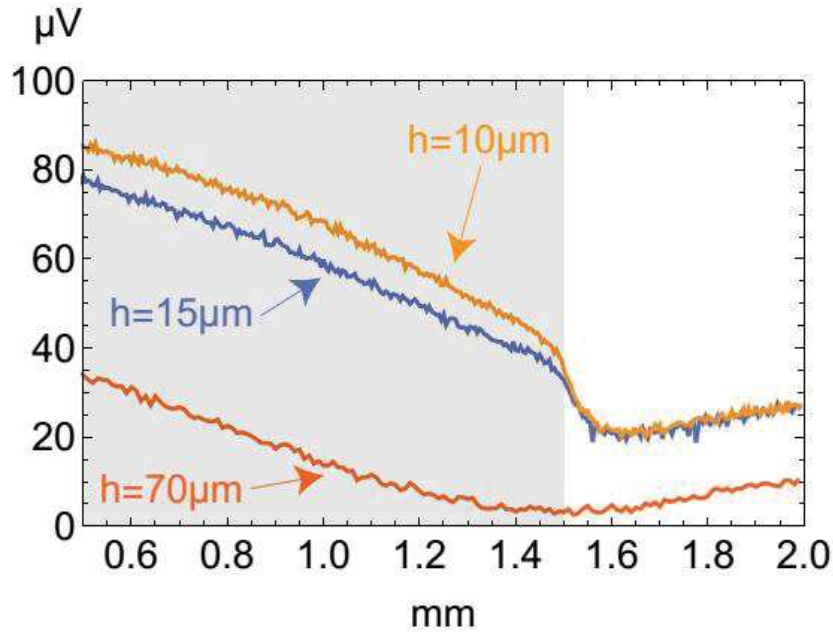


FIGURE 4.18 – Profils d'intensité en champ proche de l'échantillon de GaSb effectués avec la sonde $e = 18 \mu\text{m}$ non-résonante selon la polarisation s pour différentes hauteurs.

un plasma capable de soutenir des oscillations. C'est donc à la surface des structures métalliques que l'on peut observer l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et le plasma d'électrons [52]. On peut exclure cette interprétation pour plusieurs raisons :

- La différence de fréquence entre les résultats présentés par [52] à 2 THz et ceux obtenus à 60 GHz.
- Ces effets oscillatoires sont observés avec un échantillon de GaSb qui n'est pas un bon support pour les plasmons.
- Dans la pratique, la fréquence de résonance des plasmons dans les métaux ou même dans le GaSb est très élevée par rapport à notre fréquence de fonctionnement.

Ainsi les effets de localisation sur plusieurs périodes comme dans [52] ne devraient pas se produire ici. En outre les pertes à 60 GHz sont beaucoup plus faibles que dans le proche infrarouge, et quoique la propagation d'une onde à l'interface du métal soit possible, l'onde guidée est faiblement liée à l'interface et possède une vitesse de propagation très proche de celle de la lumière. Cela a déjà été observé avec les modes de Sommerfeld [53] sur du tungstène à 100 GHz par JP Guillet et al. [28].

Les résultats obtenus sur les profils topographiques des figures 4.15 et 4.16 peuvent être mis en relation avec la géométrie de notre sonde. S.M Anlage et al. présente dans [23] le modèle de couplage entre une sonde

de champ proche et un échantillon de Si. La sonde utilisée est une ligne de transmission à bande parallèle qui forme la pointe. Cette sonde est constituée de deux électrodes métalliques de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et $4 \mu\text{m}$ de large séparées par un diélectrique rectangulaire de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'interaction entre la sonde et l'échantillon est modélisée par deux capacités formées entre chaque électrode et l'échantillon, comme le montre la figure 4.19.

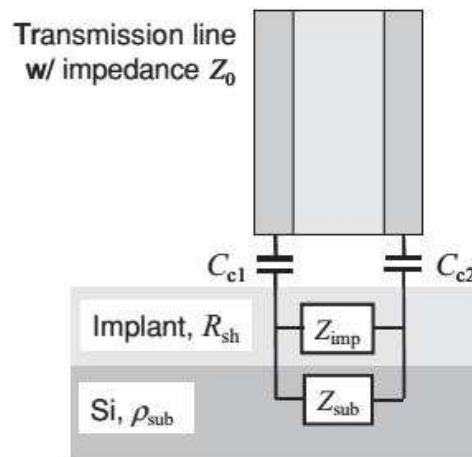


FIGURE 4.19 – Présentation du couplage entre une sonde de champ proche constituée de deux électrodes séparées par un diélectrique rectangulaire [23].

Notre sonde est géométriquement similaire. De plus, la polarisation du champ électrique entre les deux pointes forme une capacité. On peut donc schématiser notre sonde par une capacité C_{ep} formée entre les deux pointes lorsque la sonde n'est pas en situation de couplage. La capacité C_{ep} dépend essentiellement de l'espacement entre les pointes. Lorsque notre sonde se trouve à proximité d'un échantillon, on peut schématiser l'interaction sonde - échantillon de la même façon que S. M Anlage [23]. Les deux pointes de notre sonde contribuent au couplage avec une capacité par pointe se formant avec l'échantillon. Ainsi l'intensité du signal mesurée dépend des capacités C_{c1} et C_{c2} mais aussi de l'impédance en champ proche de l'échantillon Z_{sub} . Les capacités C_{c1} et C_{c2} dépendent de la hauteur d entre chaque pointes et l'échantillon.

Dans le cas de l'expérience topographique avec l'échantillon de GaSb (cf figure 4.17), lorsque la sonde survole le bord de l'échantillon, les pointes voient l'impédance champ proche de l'échantillon Z_{sub} varier brusquement vers l'impédance du vide. Ainsi l'intensité du signal capté par la sonde est différente du cas où les deux pointes voient la même impé-

dance champ proche. Cela peut expliquer les différences de profil observées entre les polarisations p et s .

Ce phénomène peut être amplifié si les deux pointes ne sont pas à égale distance de l'échantillon comme le montre le schéma de couplage de la figure 4.20. Cela a pour effet de rendre la sonde plus sensible à l'interaction d'une pointe. Le signal détecté est en majorité fonction de la pointe la plus proche et cette asymétrie de la sonde peut changer la composante du champ \vec{E} qui interagit avec l'échantillon. Ainsi l'équilibre de couplage en champ proche est changé dans le cas de cette configuration. Malgré

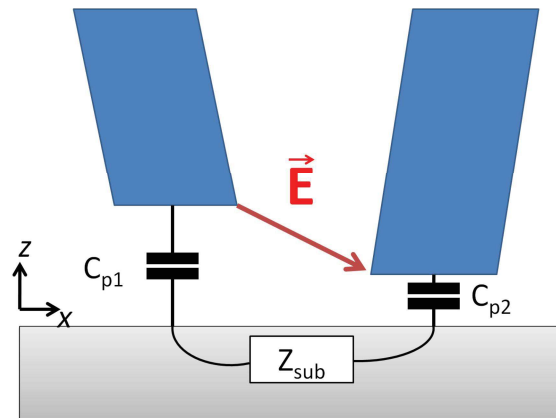


FIGURE 4.20 – Modèle de couplage sonde - échantillon en champ proche.

les efforts lors de la fabrication de la sonde afin d'obtenir une symétrie parfaite que ce soit sur le plan de polarisation du champ \vec{E} ou sur le plan O_z , la sonde utilisée lors de cette expérience a une pointe qui est légèrement plus proche de l'échantillon que l'autre. Cette faible différence de hauteur a une ampleur non négligeable sur le signal détecté.

Nous devons aussi prendre en compte l'influence de la modulation verticale associée au signal de sortie de la détection synchrone. Adam et al. présente dans [54] une modélisation du signal de sortie de la détection synchrone dans le cas d'un SNOM sans ouverture. Son modèle calcule le champ électromagnétique au-dessus de la surface de l'échantillon en prenant en compte l'interaction entre une sonde qui oscille selon l'axe z et la surface d'un l'échantillon en quartz présentant une structure périodique. Il démontre que la modulation verticale de la sonde doit être considérée pour interpréter les données expérimentales en champ proche car les paramètres d'oscillations peuvent créer des artefacts sur le signal de sortie de la détection synchrone dues au comportement non linéaire de l'intensité en champ proche sur l'axe z . De plus, ces artefacts issus de la détection

synchrone dépendent de la configuration d'illumination de l'échantillon. Dans notre expérience, selon la polarisation p nous mesurons des artéfacts, mais sur les résultats obtenus selon la polarisation s , aucune oscillation n'est mesurée. Cela serait liée au mode d'illumination de l'échantillon qui dans cette configuration serait défavorable à la création d'artéfacts.

L'avantage de ces expériences est d'illustrer le caractère non trivial de l'imagerie topologique en champ proche avec une antenne bow-tie fonctionnant dans la gamme des ondes millimétriques. La comparaison des résultats obtenus entre la sonde résonante et non-résonante dans la même expérience n'a pas été montré auparavant. Même si l'étude d'une sonde non-résonante a déjà été étudiée et théoriquement évaluée pour le SNOM, cela n'est pas le cas pour la sonde résonante. Des précautions extrêmes doivent être prises dans l'interprétation des images obtenues en champ proche car elles dépendent fortement de la hauteur et de la polarisation du champ émis par la sonde.

4.3.2 Étude des profils de conductivité

Interprétation selon la polarisation

L'expérience des lignes métalliques déposées sur Si effectuée avec la sonde de première génération est refaite avec la même sonde améliorée du § 4.3.1 sur plusieurs hauteurs d'études. Considérons d'abord la figure 4.21 obtenue à la hauteur $d = 15 \mu\text{m}$ pour la polarisation p . Comme prévu, le signal détecté augmente soudainement au-dessus de la ligne en raison d'un changement de la partie imaginaire de la constante diélectrique dans le proche voisinage de la sonde. Les résultats obtenus figure 4.13 sont retrouvés. La réponse en champ proche enregistrée pour la ligne d'aluminium est mesurée à 63% de celle mesurée pour les lignes cuivre et or, ayant tous deux des conductivités très proches. Ce ratio est en très bon accord avec les ratios de 65% et 69%, calculés pour la conductivité de la ligne d'aluminium par rapport aux lignes en or et en cuivre respectivement. Pour la polarisation p , cette mesure valide la capacité d'obtenir des comparaisons quantitatives entre conductivité ou permittivité locales avec notre NFSMM fonctionnant à 60 GHz.

Les résultats changent considérablement lorsque l'on étudie l'intensité mesurée en champ proche selon la polarisation s (cf figure 4.22). En

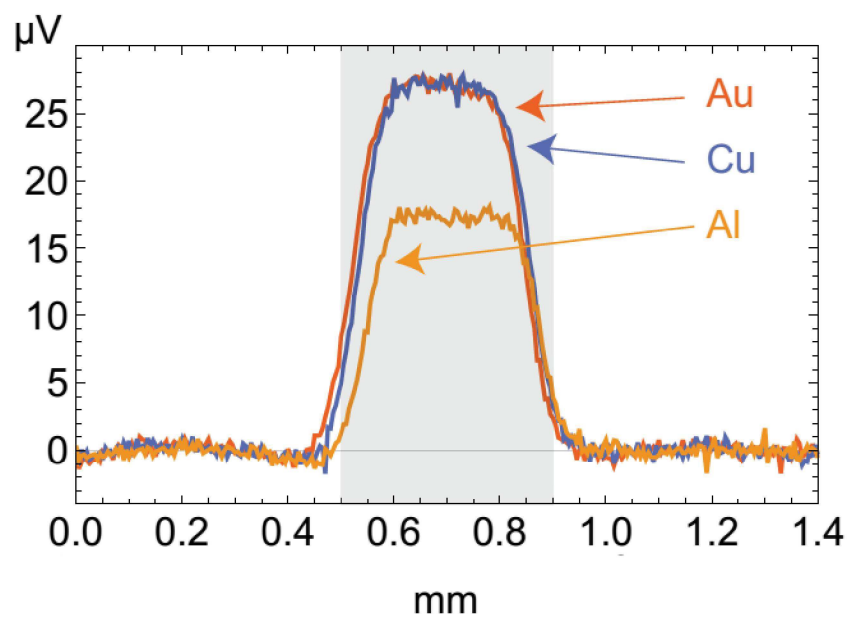


FIGURE 4.21 – Profils des différentes métallisations selon la polarisation p avec la sonde $e = 55 \mu\text{m}$ à $d = 15 \mu\text{m}$ de l'échantillon.

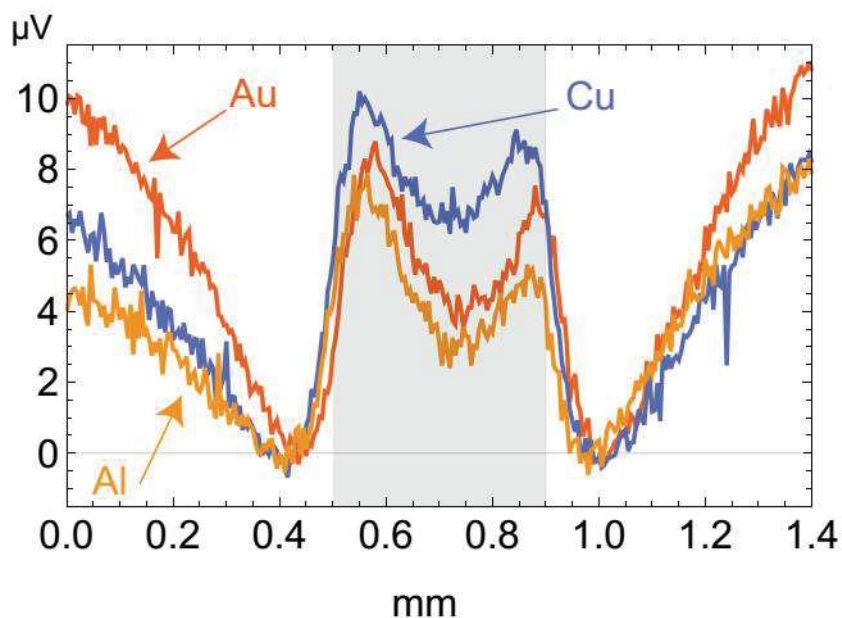


FIGURE 4.22 – Profils des différentes métallisations selon la polarisation s avec la sonde $e = 55 \mu\text{m}$ à $d = 15 \mu\text{m}$ de l'échantillon.

comparant les intensités mesurées entre les deux polarisations, l'amplitude totale mesurée avec la polarisation s est réduite par un facteur > 2 . De plus, des oscillations sont mesurées et viennent se superposer avec la mesure de conductivité. Certaines oscillations ont lieu au bord des lignes métalliques. De ce fait, les mesures d'intensité en champ proche ne sont plus proportionnelles à la conductivité locale des échantillons.

Influence de la hauteur

Les figures 4.23 et 4.24 représentent les polarisations p et s respectivement de l'intensité champ proche mesurée sur les trois métallisations à $d = 5 \mu\text{m}$.

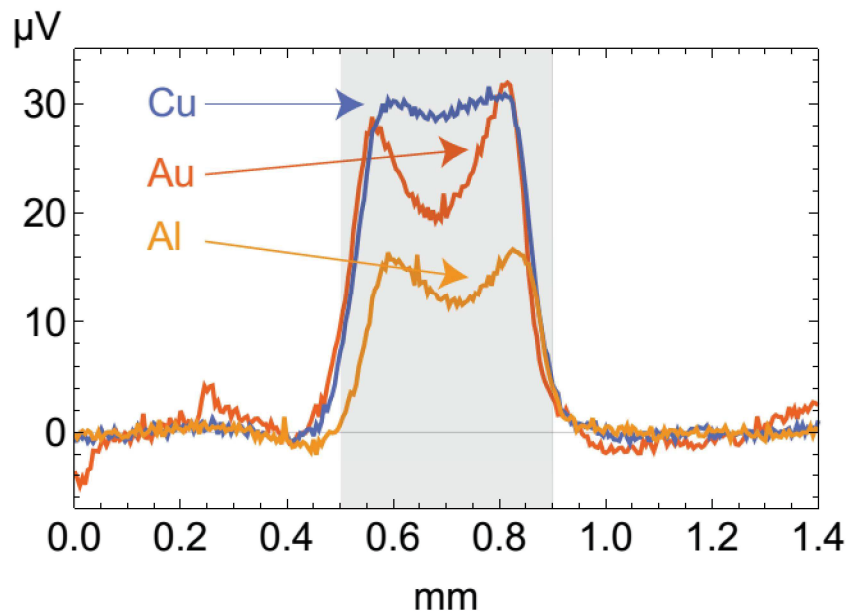


FIGURE 4.23 – Profils des différentes métallisations selon la polarisation p avec la sonde $e = 55 \mu\text{m}$ à $d = 5 \mu\text{m}$ de l'échantillon.

Concernant la polarisation p , les maxima d'intensités sont observés aux bords des lignes métalliques avec la présence de minima locaux aux centres des lignes. Néanmoins, les maxima des intensités mesurées restent approximativement proportionnels aux conductivités des lignes. Dans le cas de la polarisation s à $d = 5 \mu\text{m}$, les oscillations sont amplifiées et la ligne métallique ne peut plus être déduite du profil mesuré. En plus des oscillations, le profil mesuré sur la ligne en Au présente une inversion complète du contraste. Les phénomènes mesurés peuvent être expliqués avec la théorie des images qui repose sur une approximation électrostatique pour calculer le champ effectif au niveau de la pointe lorsque la

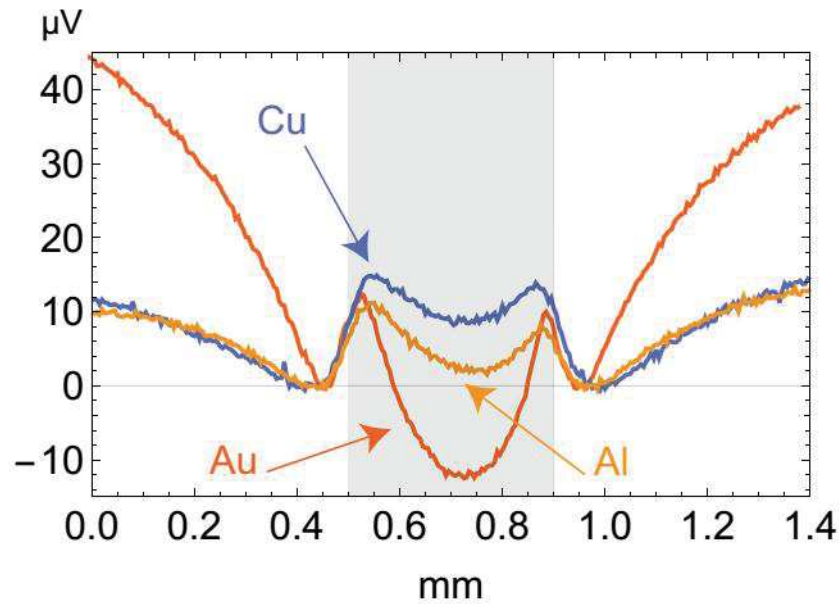


FIGURE 4.24 – Profils des différentes métallisations selon la polarisation s avec la sonde $e = 55 \mu\text{m}$ à $d = 5 \mu\text{m}$ de l'échantillon.

taille du dipôle et la distance pointe surface sont très faibles devant λ [55, 6]. Considérons la terminaison de notre sonde comme un dipôle P . Ce dipôle interagit avec les ondes évanescentes présentes en surface de l'échantillon. Ainsi, lorsque le dipôle est proche de la surface, un dipôle image P' est créé par rapport à la surface de l'échantillon. Le dipôle P' est fonction de la constante diélectrique de l'échantillon et il influence les caractéristiques du dipôle P . C'est ce phénomène qui est observé sur le profil de la ligne en Au où la très haute constante diélectrique crée une interférence destructive entre le dipôle P et son image P' . Bien qu'il semble qu'une telle inversion de contraste est vue ici pour la première fois en champ proche, cette image seule n'explique pas la différence observée ici entre les deux polarisations.

En comparant les profils obtenus lors de l'expérience topographique du § 4.3.1 et ceux obtenus dans cette partie, nous constatons que les profils présentant des artefacts sont inversés. Dans les expériences topographiques les profils selon la polarisation p contiennent des artefacts, or pour les expériences de mesure de la conductivité les artefacts sont présents sur les profils selon la polarisation s . Cela provient peut-être de la nature de l'échantillon utilisé qui dans certains cas associe à la fois des variations d'intensités liées à la topologie et des variations locales de la conductivité [56]. Un moyen de résoudre ces incertitudes serait de suivre

les suggestion d'Adam [54] pour l'acquisition. Afin d'avoir une meilleure compréhension des intensités mesurées en champ proche, il conseille de mesurer plusieurs paramètres tels que l'amplitude et la phase délivrée par la détection synchrone. En effet cela permet d'obtenir des informations complémentaires qui sont contenues dans la phase ou encore dans les différentes harmoniques générées lors de la modulation verticale. Cela impose toutefois de reconsidérer une bonne partie de l'expérience pour mettre en place cette mesure simultanée de la phase et de l'amplitude.

Troisième partie

Injection en micro-onde

DESIGN, OPTIMISATION, MODÉLISATION ET CARACTÉRISATION DES SONDES POUR L'INJECTION EM

SOMMAIRE

5.1	CHAMP MAGNÉTIQUE D'UNE BOUCLE DE COURANT EN CHAMP PROCHE PAR CALCUL ANALYTIQUE	83
5.1.1	Courant continu : la loi de Biot et Savart	83
5.1.2	Courant variable : potentiel vecteur	88
5.2	ÉTUDE DES SONDES À BOUCLE PAR SIMULATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES	91
5.2.1	Rayonnement d'une boucle	92
5.2.2	Influence du rapport rayon du fil/ rayon de la boucle	93
5.2.3	Étude en fonction du nombre de boucles	95
5.3	NOUVEAU DESIGN D'UNE SONDE MAGNÉTIQUE	95
5.4	GÉNÉRALITÉS SUR LES FERRITES	98
5.4.1	Définition des ferrites	98
5.4.2	Perméabilité des ferrites	99
5.4.3	Pertes dans les matériaux ferrimagnétiques	101
5.5	FABRICATION DES SONDES ET MODÈLES ÉLECTRIQUES ASSOCIÉS	102
5.5.1	Fabrication des sondes	102
5.5.2	Élaboration du modèle électrique	103
5.6	ÉTUDE FRÉQUENTIELLE DES SONDES À FERRITE	110

5.6.1	Analyse fréquentielle de l'inductance bobinée	110
5.6.2	Analyse fréquentielle des pertes du ferrite	112
5.7	ÉTUDE IMPULSIONNELLE DES SONDES À FERRITES	112
5.7.1	Schéma du montage	112
5.7.2	Tension et courant aux bornes de la sonde	113
5.7.3	Étude des pertes en régime impulsionnel	115

L'objectif principal de ce chapitre est de comprendre le rayonnement électromagnétique des sondes magnétiques, en vue de leur optimisation. Des études par simulation électromagnétique ont été effectuées sur les sondes à boucles et ces études confirment que ce type de sonde n'est pas adapté pour notre application. Un nouveau design d'une sonde magnétique est proposé et étudié. Un modèle électrique par élément localisé est établi. Son élaboration est détaillée dans ce chapitre et une caractérisation dans le domaine fréquentiel et temporel est effectuée pour chaque sonde.

5.1 CHAMP MAGNÉTIQUE D'UNE BOUCLE DE COURANT EN CHAMP PROCHE PAR CALCUL ANALYTIQUE

Cette partie propose un résumé de calculs théoriques sur la boucle de courant en champ proche en utilisant deux méthodes :

- la loi de Biot et Savart qui s'applique bien au courant continu (ou par extension à un courant qui varie peu sur la longueur de la boucle, ce qui rend ce calcul valable dès que la boucle est petite devant la longueur d'onde) ;
- un calcul général en passant par le potentiel vecteur qui est formellement vrai en toute situation mais qui ne peut être dérivé complètement que pour une distance grande par rapport à la taille de la boucle.

5.1.1 Courant continu : la loi de Biot et Savart

La loi de Biot et Savart donne le champ magnétique $d\mathbf{B}$ produit par un petit élément de courant $I d\mathbf{l}$ observé selon le vecteur directeur \mathbf{u} par

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{u}}{|\mathbf{u}|^3} \quad (5.1)$$

Dans le cas d'une boucle idéale de rayon a parcourue par un courant continu I , ceci se calcule assez aisément sur l'axe et donne [57]

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi a^2 I}{(z^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.2)$$

Si l'on veut ne pas se restreindre à ce qui se passe sur l'axe, des intégrations numériques sont nécessaires. Dans ce cas il est plus confortable de se placer en coordonnées sphériques selon le schéma proposé par Balanis [2, §5.2 p. 205] que nous réutiliserons plus tard. Alors si \mathbf{R} est le rayon vecteur pointant au centre de la boucle et \mathbf{R}' un rayon vecteur pointant dans le plan (xOy) de la boucle de courant un élément de cercle de rayon a , on a

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times (\mathbf{R} - \mathbf{R}')}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|^3} \quad (5.3)$$

et le champ $\mathbf{B}(\mathbf{R})$ s'obtient donc en intégrant l'équation (5.3) selon tous les

rayons vecteurs \mathbf{R}' avec

$$\mathbf{R}' = \begin{pmatrix} a \cos \phi' \\ a \sin \phi' \\ 0 \end{pmatrix}$$

en variant ϕ' de 0 à 2π .

La mise en œuvre pratique n'est pas forcément des plus simples mais ceci permet de calculer le champ \mathbf{B} en n'importe quel point au-dessus de la boucle de courant même dans le champ proche. Par contre il ne faut pas oublier l'hypothèse sous-jacente de courant continu ou très faiblement variable sur la longueur de la boucle (boucle petite devant la longueur d'onde).

En premier lieu la procédure numérique est validée en calculant le champ B_z d'une boucle de rayon $a = 200 \mu\text{m}$ en fonction de la distance sur l'axe de 0 à $3a$. Tant la résolution numérique que l'équation (5.2) doivent donner des résultats identiques. Ceci est bien validé par les tracés de la figure 5.1

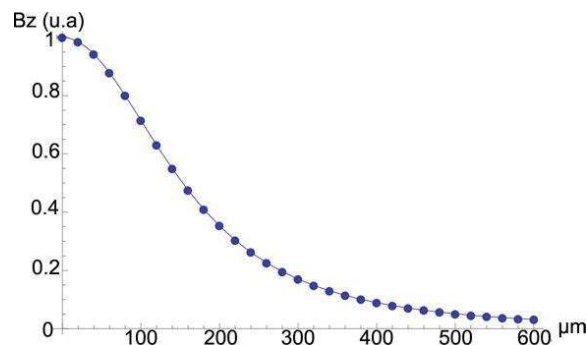


FIGURE 5.1 – Champ B_z sur l'axe de symétrie d'une boucle de courant de diamètre $a = 200 \mu\text{m}$ calculé par l'équation (5.2) (courbe continue) et selon une intégration numérique de l'équation (5.3) (points).

En second lieu l'allure des trois composantes de champ B_x , B_y , et B_z est calculée numériquement lorsque l'on est dans un plan à une hauteur d constante au-dessus de la boucle. Ceci est donné dans les figures. 5.2 et 5.3 ci-dessous pour des hauteurs $d = a$ et $d = a/10$.

À la hauteur $d = a$, les champs calculés sont conformes à ce que nous pourrions attendre *a priori*, les allures en grain de café de B_x et B_y sont caractéristiques d'un champ radial, les valeurs maximales de $1.8 \cdot 10^{-4} \text{ T/A}$ étant identiques pour ces deux polarisations et obtenues dans les direc-

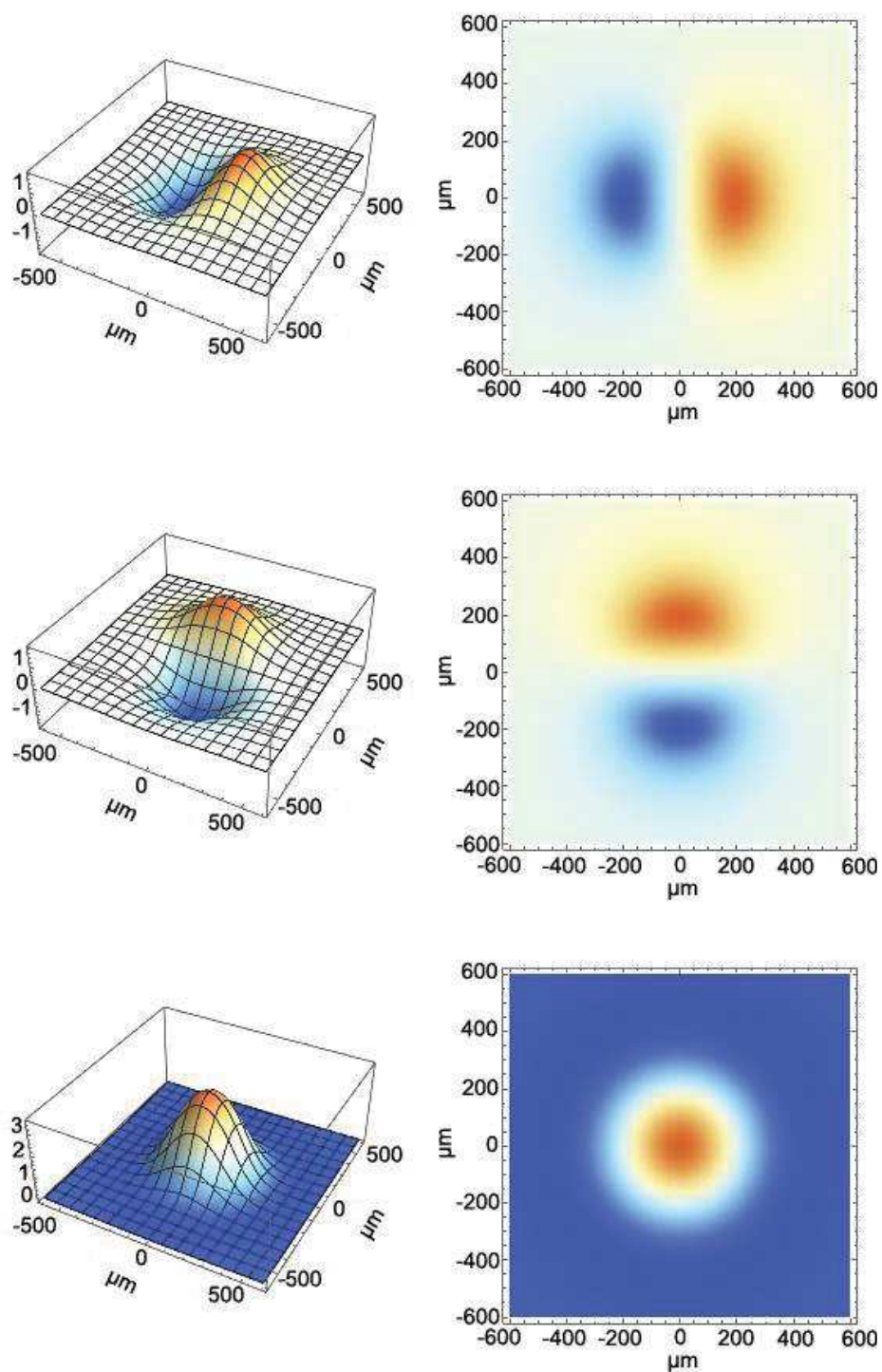


FIGURE 5.2 – Allure des trois composantes du champ magnétique calculées à une hauteur $d = a = 200 \mu\text{m}$ au-dessus d'une boucle de courant de rayon a . De haut en bas B_x , B_y et B_z .

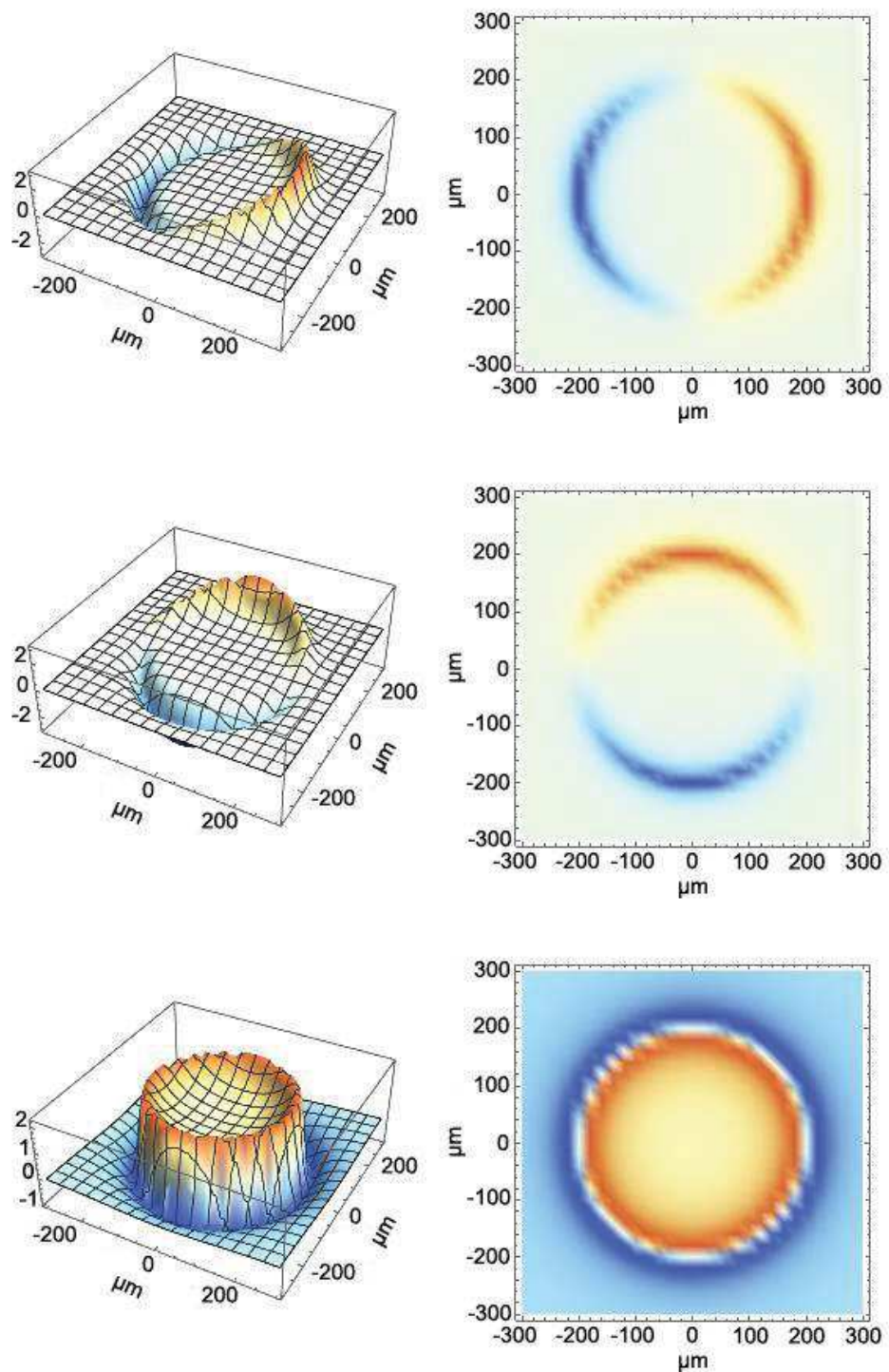


FIGURE 5.3 – Allure des trois composantes du champ magnétique calculées à une hauteur $d = a = 20 \mu\text{m}$ au-dessus d'une boucle de courant de rayon a . De haut en bas B_x , B_y et B_z .

tions principales juste au-dessus du fil de la boucle de courant. De son côté le champ B_z est maximal au centre et atteint une valeur de $3.5 \cdot 10^{-4}$ T/A.

À la hauteur $d = a/10$, les champs B_x et B_y sont aussi caractéristiques d'une polarisation radiale dans le plan (xOy) , par contre cette fois le champ est maximal en intensité au-dessus de la boucle de courant et sa valeur maximale atteint dans tous les cas $3.14 \cdot 10^{-4}$ T/A. À cette faible hauteur les champs magnétiques dans le plan (xOy) deviennent extrêmement localisés au-dessus de la boucle. Le champ B_z est de son côté quasi exclusivement concentré à l'intérieur du périmètre défini par la boucle de courant. À la différence du cas $d = a$, B_z n'est pas maximal au centre mais présente plutôt un minimum local alors que les maxima apparaissent presque au-dessus de la boucle de courant, juste à l'intérieur avec une valeur de $2.2 \cdot 10^{-3}$ T/A qui montre à cette distance une très forte prédominance pour cette composante B_z comparée aux composantes transverses B_x et/ou B_y .

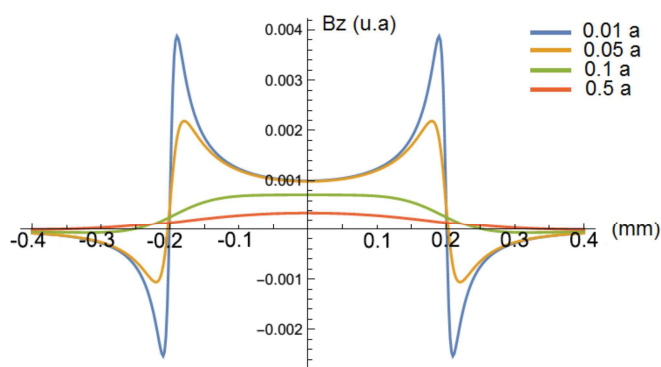


FIGURE 5.4 – Champ magnétique B_z selon une coupe en x pour plusieurs valeurs de d .

On peut aisément conjecturer comme nous le montre la figure 5.4 que si on s'approche encore de la boucle les effets décrits ci-dessus seront exacerbés :

- accroissement du champ magnétique B_z au détriment des autres composantes B_x et B_y ;
- réduction progressive du champ B_z au centre de la boucle par rapport au champ B_z à proximité de la boucle avec concentration du maximum de champ le long d'un petit anneau localisé très légèrement en son intérieur.

On en conclut aisément les caractéristiques spatiales de la sonde correspondante.

5.1.2 Courant variable : potentiel vecteur

L'autre façon de traiter théoriquement la question a bien été résumée par Balanis [2, §3.4] et consiste à passer par le potentiel vecteur \mathbf{A} pour ensuite calculer les champs \mathbf{H} et \mathbf{B} . Pour un système dans le vide avec juste des densités de courant \mathbf{J} on aura en coordonnées sphériques

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \mathbf{J} \frac{\exp(-jkR)}{R} dV' \quad (5.4)$$

avec $k = \omega/c$ le vecteur d'onde et μ_0 la perméabilité du vide. Si on se place dans la jauge de Lorentz et qu'il n'y a pas de courant magnétique, ni de densité de charge liées ρ , alors on obtient \mathbf{H} et \mathbf{E} simplement par

$$\begin{cases} \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} \\ \mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \times \mathbf{H} \end{cases} \quad (5.5)$$

Si maintenant on applique ce formalisme à une boucle de courant \mathcal{C} de rayon a centrée à l'origine du repère sphérique, l'équation (5.4) devient

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{I} \frac{\exp(-jkR)}{R} dl \quad (5.6)$$

avec

$$\mathbf{I} = I_\phi \begin{pmatrix} \sin(\theta) \sin(\phi) \\ \cos(\theta) \sin(\phi) \\ \cos(\phi) \end{pmatrix} \quad \text{en sphérique, et} \quad R = \sqrt{r^2 + a^2 - 2ar \sin(\theta) \cos(\phi)} \quad (5.7)$$

À cause de la forme de R dans (5.7), l'équation (5.6) n'est pas intégrable dans le cas général et la solution usuelle consiste à faire un développement limité en a , ce qui revient à supposer que nous ne pourrions considérer que des distances vérifiant $r \gg a$, alors

$$\frac{\exp(-jkR)}{R} = \frac{\exp(-jkr)}{r} + \frac{a \sin(\theta) \exp(-jkr)(1 + jkr) \cos(\phi)}{r^2} + O(a^2) \quad (5.8)$$

et (5.6) s'intègre très bien pour donner

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ A_\phi \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad A_\phi = \frac{a^2 I_\phi \mu_0 \sin(\theta) \exp(-jkr)(1 + jkr)}{4r^2} \quad (5.9)$$

duquel on peut extraire les champs E et H grâce à l'équation (5.5).

La figure 5.5 donne alors les champs E et H calculés pour une boucle de courant de rayon $a = 200 \mu\text{m}$ parcourue par un courant oscillant à la fréquence de 1 GHz et observé à une distance $d = a$. Bien que ceci soit un peu limité par rapport à la condition $h \gg a$, on observe que les composantes du champ magnétique sont tout à fait semblables à celles calculées par la loi de Biot et Savart. Notamment le champ \mathbf{H} est radial dans sa dimension transverse et présente un maximum au centre de la boucle avec une extension spatiale de l'ordre de celle de la boucle pour la composante normale. La nouveauté ici est le champ E qui lui aussi est radial dans la dimension transverse mais ne présente pas de composante dans la direction normale.

Bien sûr on peut essayer d'appliquer ce formalisme pour des distances d'observation d plus petites mais les résultats alors divergent nettement de ceux obtenus avec la loi de Biot et Savart. Pour améliorer les choses le développement limité de l'équation 5.8 est poussé à des ordres supérieurs mais cela structure les champs dans la dimension transverse sans mieux correspondre au cas calculé en §5.1.1.

Nous avons donc à notre disposition deux méthodes de calcul des champs émis par une boucle

- la loi de Biot et Savart qui ne s'applique qu'en continu sous la forme proposée ici mais qui permet de calculer numériquement le champ magnétique \mathbf{B} en théorie à toute distance de la boucle ¹ ;
- le calcul direct par le potentiel vecteur \mathbf{A} qui lui est limité par l'approximation $d \gg a$ nécessaire pour résoudre l'intégration mais qui permet d'avoir une idée précise du champ lointain et du champ \mathbf{E} associé. ²

1. En pratique il est évident sur les résultats montrés pour $d = a/10$ au §5.1.1 que des problèmes de résolution numériques peuvent advenir et limiter la précision du résultat, surtout si d est très petit.

2. Dans une telle structure de type boucle, le champ prédominant est \mathbf{B} (ou \mathbf{H}) et \mathbf{E} n'est non nul que lors de variation du champ magnétique (cf les équations de Maxwell).

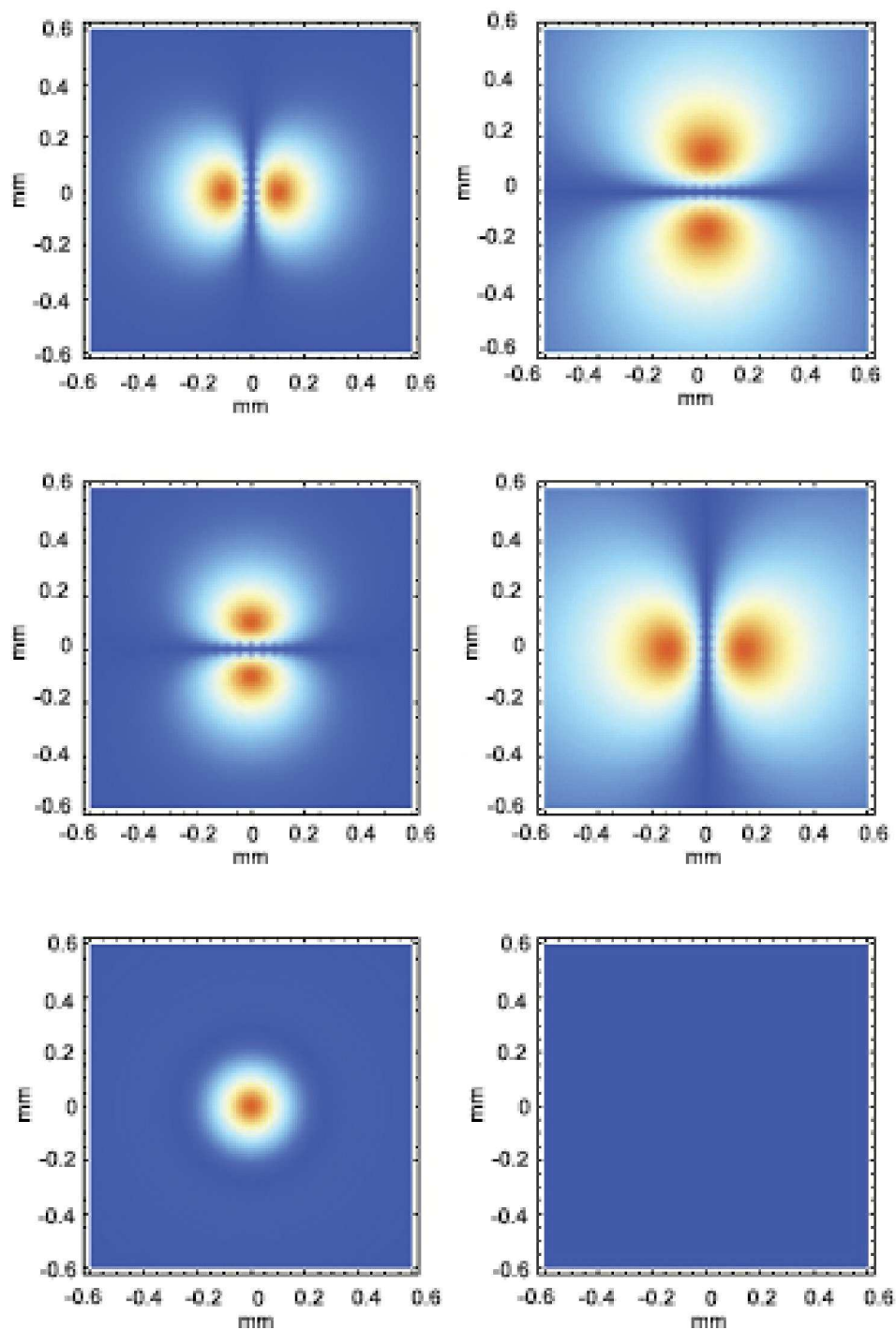


FIGURE 5.5 – Champs H (à gauche) et E (à droite) calculés à une distance $d = a = 200 \mu\text{m}$ au-dessus d'une boucle de courant par le formalisme du potentiel vecteur. De haut en bas on a les composantes x , y , puis z .

La correspondance à grande distance des deux formalismes permet néanmoins de les valider comparativement et l'observation d'une quasi invariance des résultats en champ lointain obtenus par la méthode du §5.1.2 pour des fréquences allant de 1 GHz à plus de 100 THz permettent de supposer que dans notre cas l'aspect propagatif le long du fil est négligeable. Nous estimerons donc plutôt le champ proche produit par une boucle de courant grâce à la loi de Biot et Savart que nous trouvons adaptée à notre cas de sonde à boucle.

Malheureusement il manque une méthode générale valable dans tous les cas. CST peut bien sûr fournir ces résultats mais il faut savoir être critique sur les simulations et en plus elles peuvent être très gourmandes en temps de calcul, alors que les estimations proposées ici sont assez rapides (surtout celle du §5.1.2 qui est totalement analytique).

5.2 ÉTUDE DES SONDES À BOUCLE PAR SIMULATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Les sondes étudiées dans cette partie présentent une boucle formée par un fil conducteur, cela permettra d'interagir avec la composante magnétique des champs rayonnés par un circuit. Suivant l'orientation de la boucle, il est possible de capter les composantes H_x , H_y et H_z du champ. Les sondes H_x ou H_y ont déjà été caractérisées par [58], nous étudierons ici seulement la sonde H_z .

La sonde est représentée figure 5.6a, elle est excitée électriquement par un connecteur SMA placé à la fin des fils d'alimentation formant un angle de 90° avec le plan de la boucle. Les résultats des calculs sont toujours représentés à une distance fixée d du plan de la boucle (cf figure 5.6b).

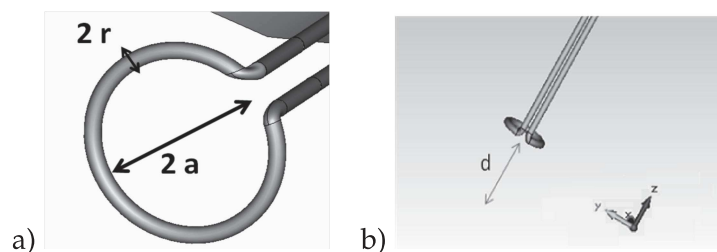


FIGURE 5.6 – Présentation de la sonde simulée. a) Vue rapprochée de la boucle et présentation des paramètres d'étude. b) Distances d'étude du champ magnétique rayonné.

Le signal d'excitation appliqué à la sonde est un pulse d'une durée de

100 ns ayant des temps de montée t_{rise} et de descente t_{fall} identiques et égaux à 3 ns.

5.2.1 Rayonnement d'une boucle

Une boucle de rayon $a = 500 \mu\text{m}$ ayant un rayon de fil $r = 50 \mu\text{m}$ est simulée afin d'étudier son rayonnement magnétique. Le conducteur est supposé sans pertes afin d'étudier le comportement intrinsèque de la boucle en fonction de sa géométrie, à différentes distances d sur l'axe O_x . Les distances simulées varient entre $20 \mu\text{m}$ et 1 mm et correspondent à une distance d'injection abordable entre le die Si du circuit décapsulé et la sonde ($d = 20 \mu\text{m}$) et à la distance minimale moyenne entre le die Si et la sonde lorsque celle-ci est au contact du circuit encapsulé ($d = 1 \text{ mm}$).

L'étude est concentrée sur la composante H_z car c'est cette composante qui est susceptible de se coupler au circuit. Les résultats sont représentés figure 5.7.

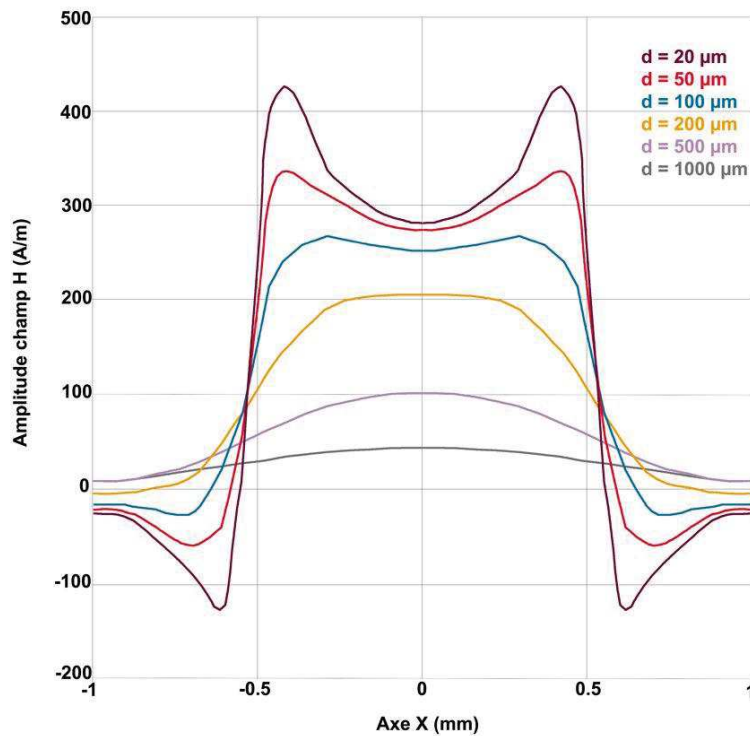


FIGURE 5.7 – Champ magnétique calculé à différentes distances d d'une boucle de courant de rayon $a = 500 \mu\text{m}$ et avec un rayon de fil $r = 50 \mu\text{m}$.

Les résultats trouvés par simulation sont identiques à ceux retrouvés par calcul analytique du §5.1.1, le modèle électromagnétique employé est donc validé. Pour les distances $d \geq 200 \mu\text{m}$, la composante H_z est

maximale au centre de la boucle. À faibles distances, l'induction donc les champs magnétiques, deviennent extrêmement localisés au-dessus de la boucle. Lorsque d s'éloigne de la boucle l'intensité diminue fortement, proche d'une décroissance en $\frac{1}{d}$. En définissant la résolution de rayonnement de la sonde comme étant la largeur à mi-hauteur, la figure 5.7 montre que la résolution est égale au diamètre de la boucle. L'idée première pour obtenir un rayonnement localisé est de diminuer le diamètre de la boucle.

5.2.2 Influence du rapport rayon du fil/ rayon de la boucle

Dans cette partie nous étudions l'influence du rapport $R = \frac{r}{a}$ entre le rayon du fil r sur le rayon de la boucle a afin de déterminer quel est son influence sur le champ magnétique. Pour cela le rayon du fil varie de 50, 75 et 100 μm et le rayon de la boucle de 100, 200 et 500 μm . Les différents rapports qui en découlent sont donnés dans le tableau suivant.

	Rayon du fil		
Rayon de la boucle	50 μm	75 μm	100 μm
100 μm	0.5	0.75	1
200 μm	0.25	0.375	0.5
500 μm	0.1	0.15	0.2

L'amplitude du champ H en fonction du rapport R est tracée à $d = 150 \mu\text{m}$ de la sonde en figure 5.8.

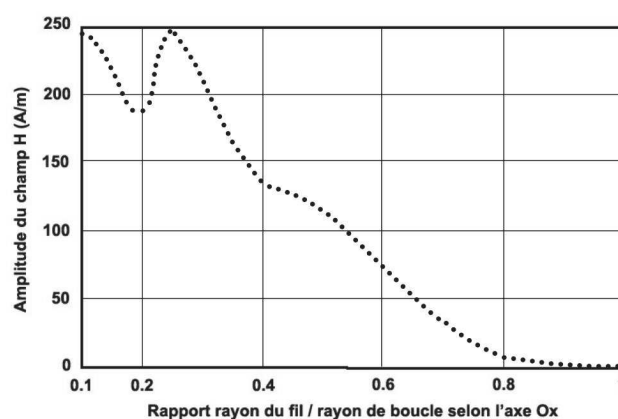


FIGURE 5.8 – Représentation de l'amplitude du champ magnétique en fonction du rapport rayon de fil sur le rayon de boucle sur l'axe Ox à 150 μm de la sonde.

En négligeant la variation d'amplitude de 20% pour un rapport $R = 0.2$ à $d = 150 \mu\text{m}$, l'amplitude du champ $H = 250 \text{ A/m}$ reste constante lorsque $R \leq 0.3$. Par contre, dès que $R \geq 0.3$ l'amplitude du champ magnétique

diminue rapidement. Il y a donc deux modes de rayonnement du champ magnétique selon le rapport entre le rayon du fil et le rayon de la boucle. Pour imager l'influence du rapport R sur le rayonnement magnétique de la sonde, la figure 5.9 représente le rayonnement magnétique à $d = 150 \mu\text{m}$ pour $R = 0.5$ et $R = 0.1$.

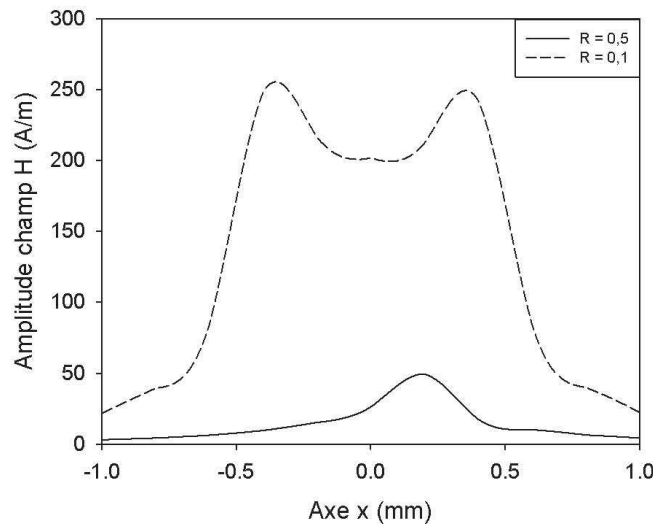


FIGURE 5.9 – Représentation de l'amplitude du champ magnétique en fonction du rayon de la boucle avec un rayon de fil de $50 \mu\text{m}$ sur l'axe O_x à $d = 150 \mu\text{m}$ de la boucle.

Lorsque $R \leq 0.5$ le rayonnement magnétique de la boucle n'est pas affectée, le résultat de la figure 5.7 est retrouvé. Par contre, pour $R \geq 0.5$ l'amplitude du champ est nettement diminuée et le champ magnétique se trouve concentré. De plus, le maximum du champ rayonné se trouve décalé par rapport au centre de la boucle. En effet, les simulations électromagnétiques prennent en compte une boucle réalisable contrairement aux boucles de courant idéales calculées analytiquement au §5.1.1. Les boucles simulées ne sont pas des boucles fermées, elles comportent une ouverture qui permet de relier la boucle au connecteur SMA. C'est cette ouverture qui modifie le rayonnement magnétique. Malgré le fait que le champ rayonné est concentré, la faible intensité rayonnée montre qu'il y a une limite de miniaturisation liée au rapport R . La solution intuitive pour augmenter la puissance rayonnée par la sonde est d'augmenter le nombre de boucles.

5.2.3 Étude en fonction du nombre de boucles

Dans cette partie, l'étude est concentrée sur le calcul de l'amplitude du champ magnétique sur l'axe O_z sur une distance allant jusqu'à $d = 2$ mm. Le nombre de boucles varie entre 1 et 4 pour un fil de $50 \mu\text{m}$ de rayon et $100 \mu\text{m}$ de rayon pour les boucles ($R \geq 0.3$). Les résultats présentés

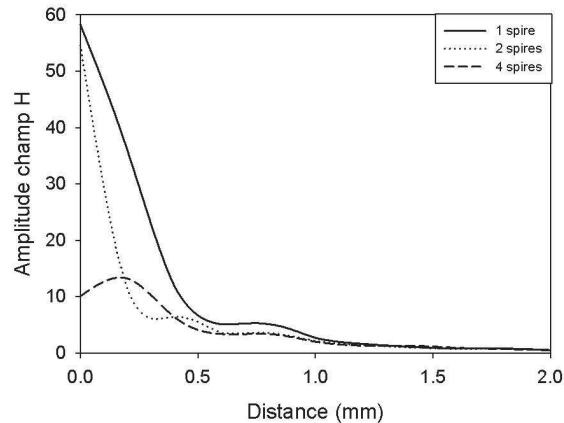


FIGURE 5.10 – Représentation de l'amplitude du champ magnétique sur l'axe O_z en fonction du nombre de boucles.

figure 5.10 montrent que l'amplitude du champ magnétique décroît en $\frac{1}{d}$. De plus, pour une boucle l'intensité rayonnée est de 60 A/m tandis que pour 4 boucles l'amplitude du champ magnétique est fortement diminuée à 10 A/m. Ceci représente une variation de 85 % entre 1 et 4 boucles. Ce résultat peut être expliqué par le fait que les lignes de champs prennent moins d'espace autour des boucles pour se reboucler lorsque le nombre de boucles est élevé. C'est au centre du solénoïde que l'intensité du champ magnétique augmente avec le nombre de boucles et non à l'extérieur.

Dans le cas d'injection d'onde électromagnétique, c'est avec une boucle que la puissance rayonnée est optimale. En contre-partie, la résolution d'injection se trouve limitée par le diamètre de la boucle. Avec ce type de sonde, à excitation constante, il y a un compromis entre résolution d'injection et puissance rayonnée. Une optimisation est proposée pour remédier à ce compromis.

5.3 NOUVEAU DESIGN D'UNE SONDE MAGNÉTIQUE

Pour concentrer davantage le champ magnétique, il est possible d'inclure un noyau de ferrite au centre de la boucle. Cette technique est uti-

lisée pour la réalisation de transformateurs ou d'inductances pour des fréquences pouvant aller jusqu'à 100 MHz. Un modèle de pertes diélectriques et magnétiques en fonction de la fréquence est mis en œuvre dans le logiciel CST pour le calcul des champs électromagnétiques générés par cette nouvelle sonde. En se basant sur la fiche technique du matériau magnétique n°67 typique pour l'élaboration d'antennes RFID [59], une tige de ferrite avec une permittivité relative $\epsilon_r = 15$ et une perméabilité relative $\mu_r = 40$ à 50 MHz est modélisée sous CST.

La sonde simulée est conçue avec une boucle comprenant un noyau de ferrite conique usiné de façon à présenter une pointe de $20 \mu\text{m}$ de diamètre. La sonde figure 5.11 se compose de N boucles dont le rayon est $a = 500 \mu\text{m}$, le rayon du fil étant $r = 50 \mu\text{m}$. Le signal d'excitation impulsionnel est le même que pour les simulations précédentes.

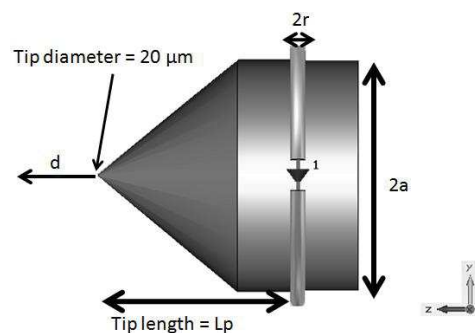


FIGURE 5.11 – Nouveau design de la sonde magnétique. Une tige de ferrite appointée est insérée au centre de la boucle.

Les résultats de la simulation pour H_z dans le plan O_{xy} à différentes distances de la pointe sont donnés dans la figure 5.12. En raison des propriétés magnétiques de guidage du noyau en ferrite, la composante H_z est concentrée au centre de la boucle et cela pour toutes les distances considérées ici. En outre, en comparaison avec les résultats figure 5.7, à $d = 20 \mu\text{m}$, les champs maximums sont du même ordre de grandeur. Le noyau ferromagnétique améliore les performances de la sonde pour une injection localisée du champ magnétique.

Selon les simulations électromagnétiques, cette configuration géométrique doit fournir une résolution spatiale de $400 \mu\text{m}$ pour une distance de $20 \mu\text{m}$ pointe-échantillon.

Le noyau de ferrite concentre les lignes de champs magnétiques de la boucle de courant jusqu'à la pointe mais cela n'influe pas sur la puis-

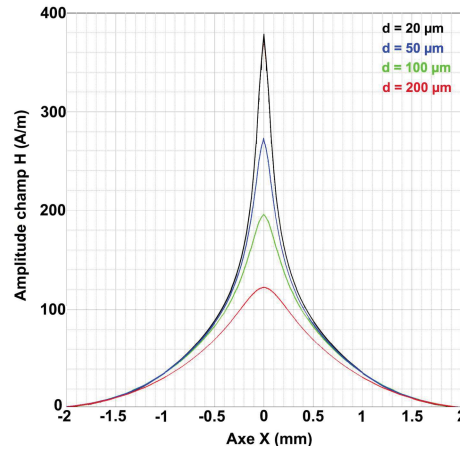


FIGURE 5.12 – Représentation du champ magnétique rayonné par la sonde à ferrite en fonction de la distance d'étude d d'une pointe de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre.

sance transférée. Afin d'améliorer ce deuxième critère d'optimisation, les résultats de la figure 5.13 comparent le rayonnement magnétique de la sonde en fonction du nombre de boucles N . Contrairement au cas de la sonde sans ferrite, en augmentant le nombre de boucles, le champ magnétique rayonné est augmenté. Cette relation entre l'intensité rayonnée et nombre de boucles N n'est pas proportionnelle. En multipliant le nombre de boucles par 12, le rayonnement magnétique n'a été amélioré que d'un facteur 4.5.

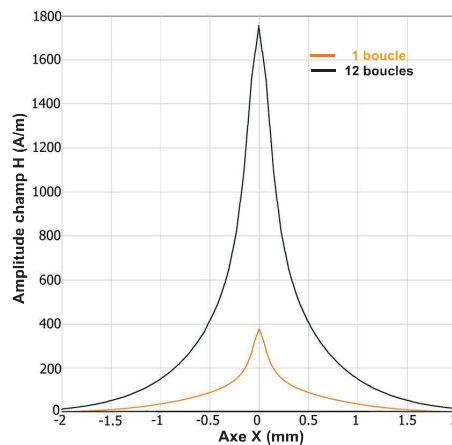


FIGURE 5.13 – Influence du nombre de boucle sur le rayonnement magnétique de la sonde.

Néanmoins, le fait d'augmenter le nombre de boucles n'a pas d'influence sur la résolution d'injection de la sonde. Que ce soit pour 1 ou 12 boucles la même résolution de $400\ \mu\text{m}$ est retrouvée. Ce noyau de ferrite appointé permet d'améliorer à la fois la résolution spatiale et l'efficacité de l'injection.

Cette amélioration n'est valable qu'à une condition. Il faut que la lon-

gueur de la pointe L_p soit supérieure ou égale au diamètre de la tige de ferrite. Dans le cas contraire le rayonnement de la pointe est perturbé par le rayonnement des boucles comme le montre la figure 5.14 où la résolution se trouve égale au diamètre de la base du cône qui constitue la pointe. L'amplitude du champ magnétique rayonné se trouve elle aussi affectée d'un facteur 2.

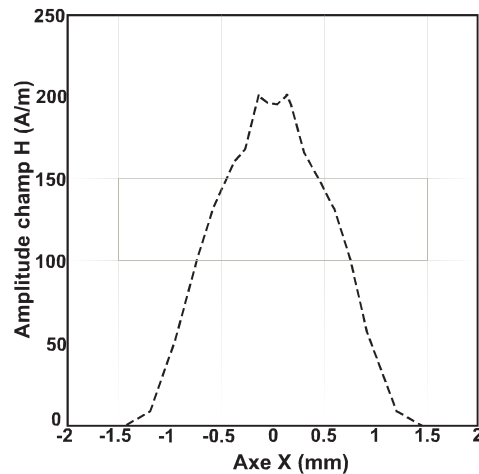


FIGURE 5.14 – Rayonnement magnétique à $d = 20 \mu\text{m}$ d'une sonde comprenant une boucle et un noyau de ferrite appointé. La longueur de pointe est de $320 \mu\text{m}$ pour un noyau de 2 mm de diamètre.

5.4 GÉNÉRALITÉS SUR LES FERRITES

Le nouveau design de la sonde magnétique proposé §5.3 utilise un noyau de ferrite. En pratique, il existe une multitude de ferrites qui sont optimisés en fonction de leurs applications. Un résumé sur le fonctionnement des ferrites est proposé afin de comprendre les paramètres physiques importants pour la sélection d'un matériau adéquat pour notre application.

5.4.1 Définition des ferrites

Les ferrites sont très utilisés dans les techniques de télécommunications. Ce sont des céramiques à base d'oxydes qui proposent des compositions chimiques variées permettant d'obtenir des propriétés magnétiques fort différentes.

Les ferrites ont pour formules chimiques $MeFe_2O_4$, avec Me un ion métallique pouvant être décrit comme un élément "dopant" en faisant l'analogie avec le dopage du silicium. Cet élément Me peut représenter du manganèse, du lithium, du fer, du titane ...

Les propriétés magnétiques dépendent fortement des ions métalliques employés mais également de leur répartition dans la structure cristalline qui compose le matériau. D'un point de vue structural, les ferrites ont une structure granulaire polycristalline, chaque grain est un cristal de ferrite séparé par des joints de grains. Du point de vue magnétique, il est composé d'une structure en domaines. Les domaines sont définis comme les zones où les moments magnétiques élémentaires sont parallèles (cf figure 5.15) [60].

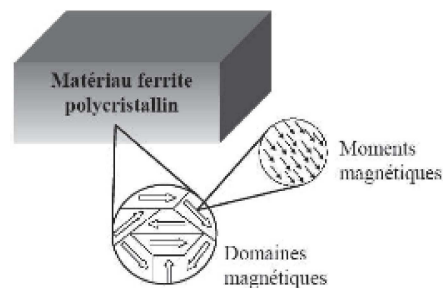


FIGURE 5.15 – *Subdivision en domaines d'un grain magnétique constitutif d'un matériau ferrimagnétique polycristallin.*

Les zones de transition entre deux domaines sont les parois. Ces parois contiennent des moments magnétiques qui changent progressivement d'orientation pour passer de l'orientation d'un domaine à celle du domaine voisin. Il existe plusieurs types de parois. Dans la paroi de Bloch l'aimantation tourne de 180° ou 90° dans le plan de la paroi.

Dans un matériau ferrimagnétique, les moments magnétiques sont antiparallèles entre eux mais d'amplitudes différentes. En présence d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques s'alignent dans la direction du champ appliqué.

5.4.2 Perméabilité des ferrites

L'un des paramètres dans le choix d'un ferrite est la perméabilité magnétique du matériau. Ce paramètre est important car il représente la

faculté du matériau à modifier les lignes de flux magnétique qui le traversent.

On définit la perméabilité magnétique μ comme étant le rapport entre l'induction magnétique B et le champ magnétique H , $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ avec μ_0 la perméabilité du vide et μ_r la perméabilité relative. Cette perméabilité dépend de l'intensité du champ appliqué c'est pourquoi, on définit la perméabilité initiale relative $\mu_i = \left. \frac{\partial B}{\partial H} \right|_{H=0}$.

C'est cette valeur de la perméabilité qui est donnée dans les fiches techniques des matériaux. Selon le type de ferrite, μ_i varie entre 10 et 30000. La valeur de la perméabilité est corrélée au mouvement des parois de domaines sous l'effet d'un champ magnétique alternatif. Les joints de grains jouent le rôle de barrières pour ce mouvement car ils contiennent des impuretés et des pores. Pour obtenir de fortes perméabilités il faut donc réduire les joints de grains en utilisant des microstructures régulières à gros grains. La perméabilité est proportionnelle au diamètre des grains. Par exemple, des matériaux ayant une perméabilité de 10 000 sont composés de grains de 20 μm . Pour des grains de 40 μm , une perméabilité de 20 000 est obtenue [61].

Pour une application fréquentielle, la perméabilité complexe est introduite par $\mu(f) = \mu'(f) - j\mu''(f)$. La partie réelle $\mu'(f)$ représente la partie réactive de la perméabilité et la partie imaginaire $\mu''(f)$ représente la partie dissipative soit les pertes magnétiques. Un exemple de spectre de la perméabilité est donné figure 5.16.

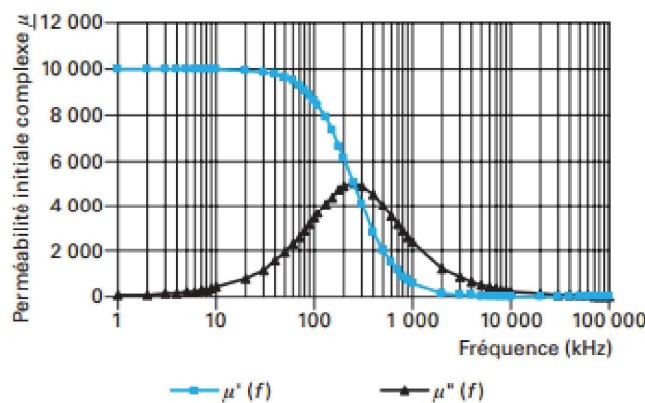


FIGURE 5.16 – Exemple de spectre de la perméabilité d'un matériau ferrimagnétique

La partie réelle μ' reste constante puis décroît assez rapidement jusqu'à atteindre la valeur de 1. L'apparition des pertes s'établit lorsque $\mu'(f)$ décroît. Les pertes magnétiques augmentent avec la fréquence et

atteignent un maximum à une fréquence particulière, la fréquence de résonance ou de relaxation f_r .

La gamme de fréquences de fonctionnement du matériau est déterminante. La fréquence maximale à laquelle on pourra utiliser un ferrite impose une valeur limite de sa perméabilité qui est fonction de sa composition. En figure 5.17 est représentée la fréquence maximale de fonctionnement d'un ferrite en fonction de sa composition [62].

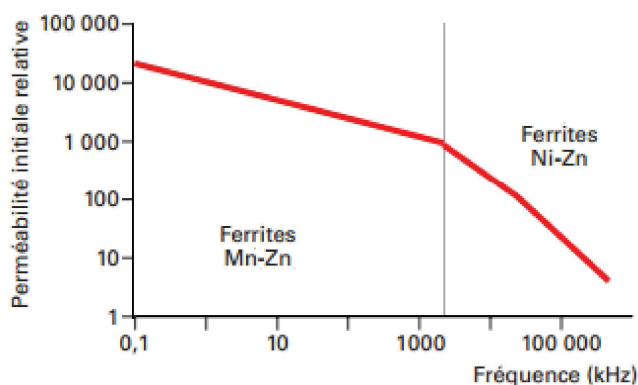


FIGURE 5.17 – Variation de la perméabilité initiale statique μ_s d'un ferrite en fonction sa fréquence maximale de fonctionnement.

Avec les ferrites, plus la fréquence de fonctionnement est basse, plus la perméabilité est élevée. À haute fréquence, la perméabilité devient faible. Jusqu'au GHz, il existe deux types de matériaux :

- Manganèse - Zinc (Mn-Zn) ayant une forte perméabilité comprise entre 500 et 40000, et pouvant fonctionner au maximum jusqu'à quelques MHz.
- Nickel - Zinc (Ni-Zn) ayant une perméabilité faible comprise entre 10 et 1000 et pouvant fonctionner jusqu'à une centaine de MHz.

5.4.3 Pertes dans les matériaux ferrimagnétiques

Les origines des pertes magnétiques sont dues à des paramètres intrinsèques tels que les imperfections cristallines et à la structure du matériau. On recense aussi des pertes magnétiques liées aux paramètres extrinsèques. Dès que l'on applique un champ magnétique, une contrainte mécanique par exemple lors du bobinage ou encore une déformation élastique au matériau, celui-ci voit ses directions d'aimantations modifiées ce

qui provoque un couple de rappel ayant pour conséquence l'apparition de pertes magnétiques [62].

Des pertes magnétiques d'origines fréquentielles font leur apparition dans les matériaux ferrimagnétiques, ce sont les pertes par résonance-relaxation. Pour la gamme de fréquence 10 kHz à 10 MHz, les pertes magnétiques sont majoritairement dues aux déplacements des parois de Bloch. Pour des fréquences plus élevées, les pertes sont liées à la précession gyromagnétique de l'aimantation. On recense donc deux mécanismes qui participent aux pertes magnétiques et sont dépendant de la fréquence, le mouvement de parois et la rotation de l'aimantation [63, 62].

D'autres pertes s'ajoutent aux précédentes et sont d'origines magnétiques et diélectriques. Ce sont les pertes par courant de Foucault. Ces pertes sont dépendantes de la résistivité du matériau, de la taille des grains et à l'isolation des joints de grain du matériau [63, 64, 62].

La prise en compte des pertes est déterminante dans le choix d'un ferrite pour une application fréquentielle. En effet, selon la fréquence choisie, le type de ferrite sera fixé en relation avec les pertes qui seront générées à la fréquence d'utilisation.

5.5 FABRICATION DES SONDES ET MODÈLES ÉLECTRIQUES ASSOCIÉS

5.5.1 Fabrication des sondes

Nous avons fabriqué les nouvelles sondes à ferrites basées sur le design de la figure 5.11, pour optimiser le couplage EM entre la sonde et l'objet sous test. Nous nous sommes fourni chez le fabricant Fair-Rite [59], pour sélectionner le matériau ferromagnétique Manganèse - Zinc (Mn-Zn) utilisé pour la fabrication des sondes. Le fabricant propose des tiges de ferrite aux dimensions adéquates pour les usiner sans que la tige ne casse. L'explication qui suit montre comment nous avons élaboré nos sondes à partir du matériau 78 ROD. Les caractéristiques électriques du matériau sont reportées dans le tableau 5.18.

Les sondes fabriquées se composent de deux parties comme le montre la figure 5.19. La première partie est une tige de ferrite de 2 mm de diamètre pour 15 mm de longueur. Comme présenté au §5.3, la tige de ferrite

Propriétés	Unité	Symbole	Valeur
Perméabilité Initiale @ B < 10 gauss		μ_i	2300
Densité de flux @ Intensité de champ	gauss oersted	B H	4800 5
Densité de flux résiduel	gauss	B_r	1500
Force coercitive	oersted	H_c	0,02
Facteur de perte @ Fréquence	10^{-6} MHz	$\tan \frac{\delta}{\mu_i}$	4,5 0,1
Résistivité	Ω cm	ρ	2×10^2

FIGURE 5.18 – Caractéristiques électriques du matériau 78 du constructeur Fair-Rite utilisé pour la fabrication de nos sondes de champ proche.



FIGURE 5.19 – Présentation d'une sonde 3 boucles avec ferrite appointée.

est usinée afin d'obtenir une terminaison conique. Le procédé d'usinage est fait main au laboratoire, en utilisant une Drémel et du papier de verre. C'est autour de la tige de ferrite que nous venons bobiner un fil de cuivre émaillé de 0,1 mm de diamètre.

La seconde partie est un PCB servant de support et d'adaptateur. Afin d'avoir une bonne tenue mécanique, une partie de la tige de ferrite est collée sur le PCB avec de la colle cyanolite. Sur ce PCB, une ligne de transmission coplanaire (CPW) adaptée à 50 Ohms à 1 GHz est dimensionnée pour être connectée au connecteur SMA.

Nous avons choisi de fabriquer des sondes dont l'enroulement N varie entre 3, 6 et 12 boucles, de manière à pouvoir comparer et évaluer l'influence du nombre de boucles sur le couplage EM. Durant la phase d'usinage des tiges de ferrites, nous avons veillé à obtenir des longueurs ainsi que des diamètres de pointes similaires afin que le nombre de boucles soit une variable pour notre étude. Un tableau récapitulatif des différentes sondes est donné tableau 5.20.

5.5.2 Élaboration du modèle électrique

Une meilleure compréhension de l'interaction sonde-circuit exige une caractérisation précise de la sonde. Pour cela, une caractérisation en utilisant les paramètres S a été effectuée. En se concentrant sur le S_{11} dans

Nombre de boucles	Diamètre de la pointe (μm)	Longueur du cône (μm)
3	140	1825
6	158	1853
12	137	1856

FIGURE 5.20 – Tableau récapitulatif des sondes fabriquées au laboratoire. Le nombre de boucles N varie de 3 à 12 boucles. Les autres paramètres géométriques ont été conservés lors de la fabrication des différentes sondes.

la plage de fréquences 1 MHz - 1 GHz, un modèle électrique à éléments localisés est obtenu. Nous avons établi le modèle de nos sondes présenté figure 5.21 en prenant en compte leur aspect physique. Notre sonde se compose d'un PCB qui est modélisé par un tronçon de ligne d'impédance Z_{ligne} . Ce tronçon de ligne est connecté à la tige de ferrite bobiné par un fil de cuivre. Ce fil dans l'air a une résistance et une inductance linéique, il est donc modélisé par une résistance R_w en série avec un inductance L_w . La tige de ferrite bobinée est modélisée par une inductance $L_f(f)$, or nous avons vu dans le paragraphe § 5.4.3 que la tige de ferrite contient des pertes en fonction de la fréquence, nous avons donc pris en compte ces pertes par la résistance $R_f(f)$ qui est fonction de la fréquence. Puis nous avons ajouté une capacité C_p en parallèle à L_w et R_w pour modéliser les capacités parasites du bobinage.

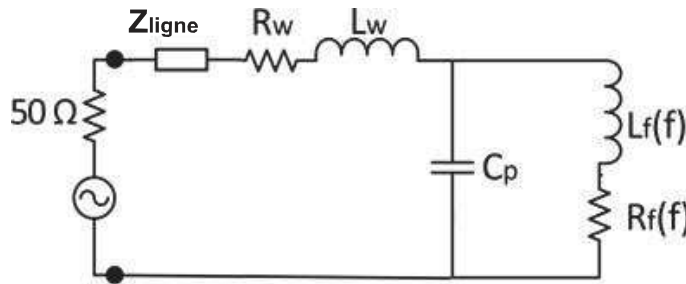


FIGURE 5.21 – Modèle électrique SPICE de la sonde à ferrite.

Ce modèle est destiné à reproduire le comportement électrique tout en étant proche de la physique et de la géométrie de la sonde. Les grandeurs électriques utilisées pour l'élaboration du modèle électrique sont définies dans cette partie.

Modélisation du support PCB

Le support PCB est pris en compte dans le modèle électrique de la sonde par l'élément Z_{ligne} . Ce tronçon de ligne coplanaire a les dimensions

de l’empreinte du connecteur SMA. Le substrat utilisé est du FR4 ayant une permittivité électrique $\epsilon_r = 4$ et des pertes $\tan\delta = 0.02$ à 1 GHz.

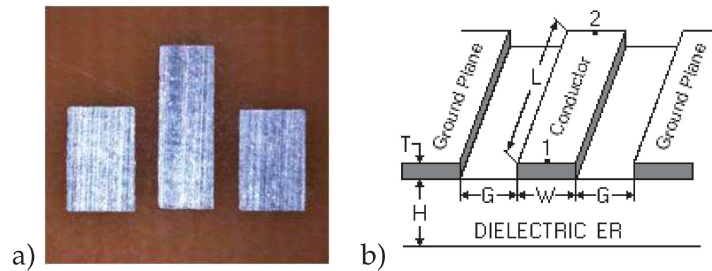


FIGURE 5.22 – a) Photo du tronçon de ligne accueillant la tige de ferrite bobinée. b) Schéma de la ligne coplanaire et présentation des paramètres physiques qui définissent la ligne.

La figure 5.22b représente les paramètres physiques du support PCB utilisés. L’épaisseur des métallisations des lignes est $T=35\mu\text{m}$. Le substrat a une épaisseur $H = 1,5 \text{ mm}$. La ligne conductrice a une longueur $L = 6,7 \text{ mm}$ pour une largeur $W = 2,28 \text{ mm}$. Le gap G entre la ligne conductrice et les plans de masse est de 1 mm . À partir des paramètres physiques de la ligne et grâce à l’outil LineCalc du logiciel ADS, les paramètres électriques de la ligne sont calculés. L’impédance caractéristique de la ligne à 1 GHz est $Z_{\text{ligne}} = 53,7 \Omega$ pour une longueur électrique $E_{\text{Eff}} = 13,42^\circ$.

Modélisation du fil de cuivre

Le fil reliant le nombre de boucles N enroulées autour du noyau de ferrite au connecteur SMA est modélisé par une résistance R_w en série avec une inductance L_w dont les valeurs sont définies proportionnellement à leurs longueurs réelles. Cette longueur de fil est mesurée pour chaque sonde. L’inductance correspondante à cette longueur est calculée à partir de la formule 5.10 d’un fil de diamètre d et de longueur l entouré d’air [65]. La valeur de la résistance R_w est mesurée au multimètre pour chaque sonde.

$$L = 2l \left(\ln \left[\left(\frac{2l}{d} \right) \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2l} \right)^2} \right) \right] - \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2l} \right)^2} + \frac{\mu}{4} + \left(\frac{d}{2l} \right) \right) \quad (5.10)$$

Les résultats de R_w et L_w sont représentés dans le tableau 5.24.

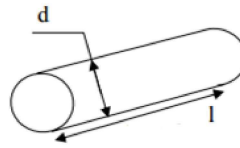


FIGURE 5.23 – Schéma d'un fil cylindrique, de diamètre d et de longueur l , dans l'air utilisé pour calculer l'inductance équivalente.

Sonde N boucles	Longueur du fil (cm)	L_w (nH)	R_w (Ω)
12	2	23,74	0,28
6	3,1	39,52	0,15
3	3,2	40,99	0,15

FIGURE 5.24 – Tableau récapitulatif des valeurs de R_w et L_w calculées pour le modèle électrique des sondes.

Modélisation de la tige de ferrite bobinée

Le nombre de boucles N enroulées autour de la tige de ferrite est pris en compte par le circuit RLC, avec C_p correspondant aux capacités inter-spires de la sonde. La résistance $R(f)$ qui tient compte des pertes magnétiques et l'inductance $L(f)$ sont dépendant de la fréquence et tous deux viennent du modèle physique de la partie réelle et imaginaire de la tige de ferrite [66].

La perméabilité relative intrinsèque du matériau utilisé est de $\mu_i = 2300$. Or cette valeur donnée par le constructeur n'est valable que pour une géométrie particulière, généralement dans le cas d'un tore. La figure 5.25 donne la perméabilité relative effective μ_{rod} de la tige de ferrite, en fonction du rapport longueur/diamètre de la tige. Les perméabilités relatives intrinsèques et effectives sont liées par une relation faisant intervenir le facteur de démagnétisation, qui est une fonction de la géométrie du noyau du ferrite [63, 2]. De cette courbe est déduit μ_{rod} de la tige de ferrite utilisée.

L'expression théorique du calcul de l'inductance est donnée dans la fiche technique du matériau Mn-Zn 78 :

$$L = K\mu_0\mu_{rod} \frac{N^2 A_e}{l} (H) \quad (5.11)$$

avec K le modificateur d'inductance dépendant de l_c la longueur de l'enroulement et de l la longueur de la tige de ferrite représenté figure 5.26, A_e représente l'aire de la tige.

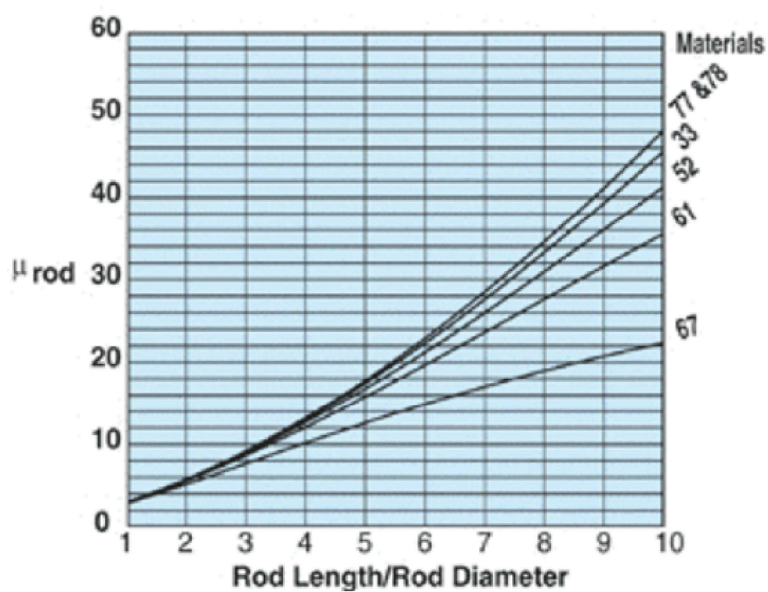


FIGURE 5.25 – Perméabilité de la tige de ferrite en fonction du rapport longueur/diamètre.

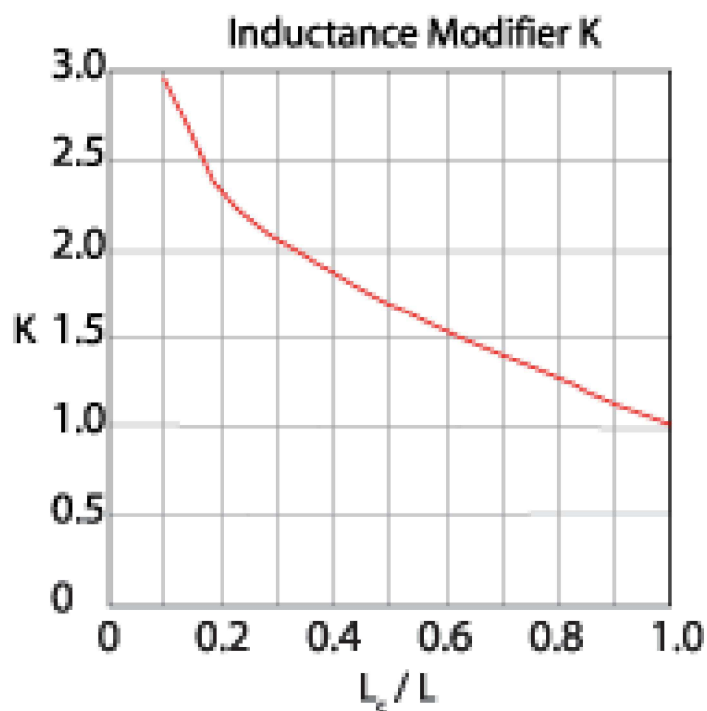


FIGURE 5.26 – Modificateur d'inductance pour le matériau Mn-Zn 78.

L'impédance de la bobine est définie par $Z_{eq} = jL\omega$, avec L exprimée par l'équation 5.11. En remplaçant L dans l'expression de l'inductance de la bobine, il vient

$$Z_{eq} = jL\omega = jK\mu_0(\mu'_{rod} - j\mu''_{rod})\frac{N^2 A_e}{l} \quad (5.12)$$

Nous avons vu au § 5.4.2 que la perméabilité est complexe $\mu_{rod} = \mu'_{rod} - j\mu''_{rod}$ et l'impédance équivalente Z_{eq} est représentée dans le modèle électrique comme une inductance en série avec une résistance. L'expression de μ_{rod} nous permet de trouver les relations en fonction de la fréquence de l'inductance de la tige bobinée $L(f)$ et de la résistance de perte $R(f)$ données dans l'équation 5.14.

$$Z_{eq} = j\omega K\mu_0\mu'_{rod}N^2\frac{A_e}{l} + \omega K\mu_0\mu''_{rod}N^2\frac{A_e}{l} \quad (5.13)$$

$$L_f(f) = \omega K\mu_0\mu'_{rod}N^2\frac{A_e}{l} \quad \text{et} \quad R_f(f) = \omega K\mu_0\mu''_{rod}N^2\frac{A_e}{l} \quad (5.14)$$

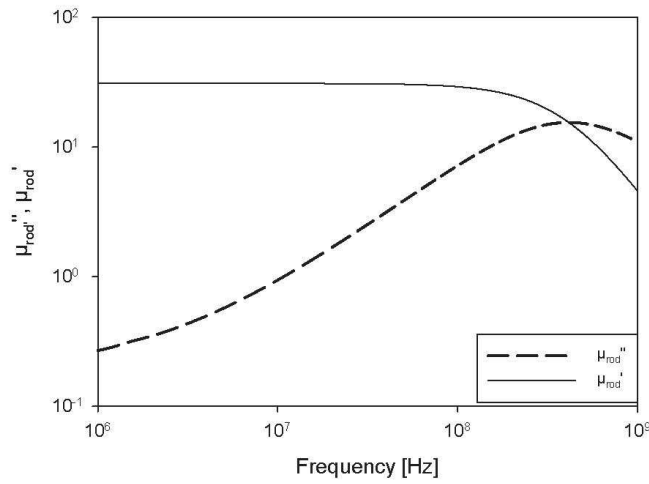


FIGURE 5.27 – Comportement fréquentiel de la partie réelle et imaginaire de la perméabilité μ_{rod} du matériau Mn-Zn 78.

Hamilton propose une modélisation de la perméabilité d'un noyau ferromagnétique. Pour cela il relie la perméabilité complexe à la susceptibilité par la relation $\chi_i = \mu_{rod} - 1$ [67]. Ainsi Hamilton donne l'expression du spectre de la susceptibilité complexe d'un matériau soumis à un champ magnétique alternatif en utilisant le modèle de Debye qui est normalement

appliqué aux diélectriques. Cela permet d'obtenir le modèle fréquentiel de la susceptibilité complexe, dans le cas où l'on considère le noyau ferromagnétique comme étant une inductance en série avec une résistance.

La figure 5.27 représente l'évolution de $\mu_{rod} = \mu'_{rod} - j\mu''_{rod}$ du bâtonnet de ferrite Mn-Zn 78 dans toute la bande de fréquence d'étude selon le modèle d'Hamilton. La partie réelle de la perméabilité relative de la tige de ferrite, μ'_{rod} , est le facteur multiplicatif entrant dans le calcul de l'inductance de la bobine $L(f)$. Elle est presque constante et maximale à basse fréquence puis diminue rapidement au-delà de 200 MHz. Cela réduit l'efficacité de la sonde lorsque $f \geq 200$ MHz.

La partie imaginaire, μ''_{rod} , augmente régulièrement ce qui induit des pertes croissantes, correspondant à $R(f)$, lorsque la fréquence augmente. La bande de fréquences optimale pour la sonde magnétique utilisant ce matériau est donc de 1 MHz à 200 MHz.

En utilisant le modèle de la susceptibilité défini par Hamilton [67], nous définissons $R_f(f)$ et $L_f(f)$ en fonction des paramètres physiques du noyau de ferrite. Avec ce modèle, un ajustement des valeurs des éléments du circuit est effectué en fonction des mesures. La figure 5.28 donne la comparaison en amplitude ou phase de l'impédance d'entrée Z_{11} de la sonde calculée et la mesure correspondante.

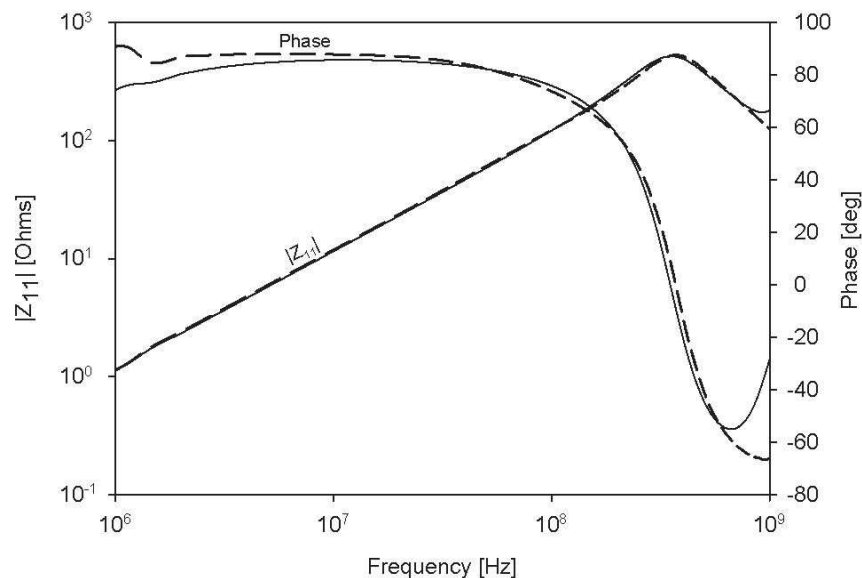


FIGURE 5.28 – Comparaison de l'impédance d'entrée Z_{11} en module et phase, entre mesure et modèle pour $N = 3$ boucles.

L'augmentation du $|Z_{11}|$ proportionnellement à la fréquence avec une

phase constante à 90° correspond à un comportement inductif jusqu'à 200 MHz. La résonance se produisant à 400 MHz, indique un changement dans le comportement électrique de la sonde qui ne peut plus être assimilé à une parfaite inductance. L'excellent accord entre le modèle et les mesures, sur plus de trois décades jusqu'à 1 GHz, valide la haute fiabilité du modèle à reproduire le comportement électrique des sondes.

5.6 ÉTUDE FRÉQUENTIELLE DES SONDES À FERRITE

Des mesures du coefficient de réflexion S_{11} des différentes sondes fabriquées et présentées § 5.5 ont été effectuées dans la gamme de fréquence 1 MHz - 1 GHz. Les impédances d'entrée des sondes mesurés sont représentées en figure 5.29. À partir de ces mesures, les paramètres du modèle sont extraits sur toute la gamme de fréquence d'étude. Ces modèles étant en très bonne corrélation avec les mesures, pour une meilleure clarté, ils ne sont pas tracés en figure 5.29. L'utilisation du modèle permet d'étudier plus en détail les sondes afin de mieux comprendre le rôle de l'inductance de la tige de ferrite bobinée $L_f(f)$ et de la résistance de perte du matériau magnétique $R_f(f)$.

5.6.1 Analyse fréquentielle de l'inductance bobinée

La figure 5.29 montre que l'augmentation du nombre de boucles augmente la valeur de l'impédance d'entrée de la sonde. En contre partie, le comportement fréquentiel d'inductance pure de la sonde diminue. Pour la sonde avec 3 boucles, la fréquence de résonance est de 400 MHz. Pour la sonde de 12 boucles cette fréquence de résonance diminue à 70 MHz.

En étudiant les inductances des ferrites bobinées de la figure 5.30, on peut voir que le comportement fréquentiel de l'inductance est du type passe-bas.

Pour chaque sonde, l'inductance L_f est constante jusqu'à la fréquence de coupure puis diminue fortement. En augmentant le nombre de boucles d'un facteur 4, la valeur de l'inductance L_f est multipliée par 10. La fréquence de coupure est diminuée d'un facteur 5 entre la sonde de 3 et 12 boucles.

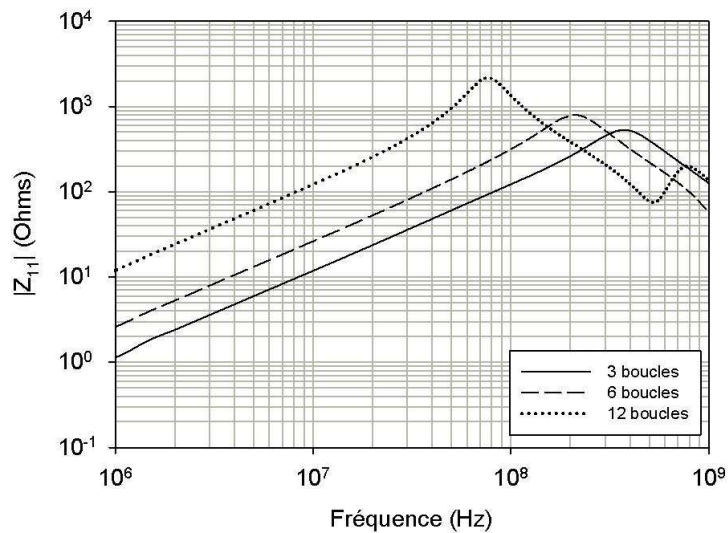


FIGURE 5.29 – Impédances d'entrées Z_{11} mesurées en fonction de la fréquence des sondes 3, 6 et 12 boucles.

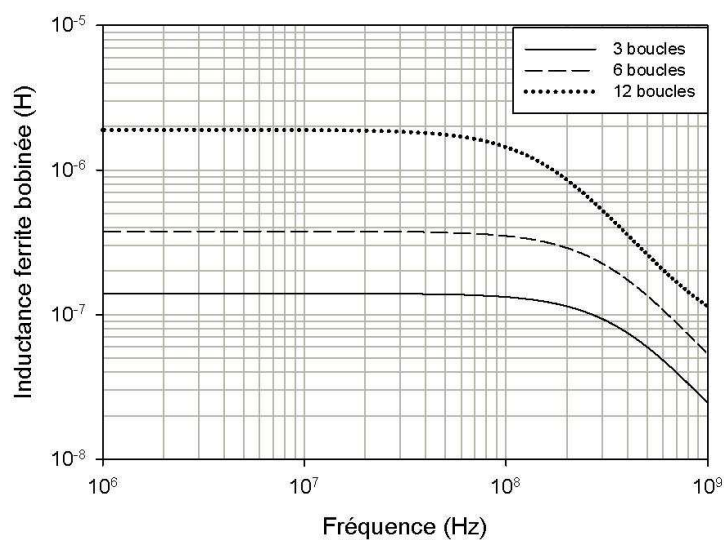


FIGURE 5.30 – Représentation fréquentielle des inductances des ferrites bobinées issues du modèle avec 3, 6 et 12 boucles.

5.6.2 Analyse fréquentielle des pertes du ferrite

La figure 5.31 permet d'étudier le comportement fréquentiel des pertes en fonction du nombre de boucles.

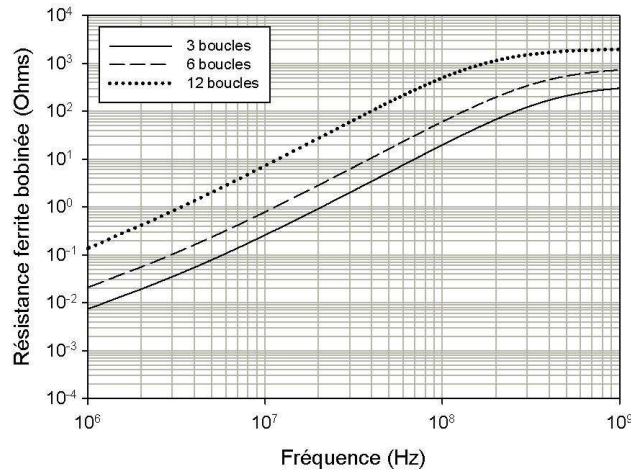


FIGURE 5.31 – Représentation fréquentielle de la résistance des ferrites bobinés issue du modèle avec 3, 6 et 12 boucles.

Dans la gamme de fréquences d'étude, les pertes ont un comportement du type passe-haut. Quelque soit le nombre de boucles, l'augmentation des pertes en fonction de la fréquence est identique. En augmentant le nombre de boucles, la résistance de la tige de ferrite bobinée, qui est représentative des pertes, augmente. À basse fréquence, la résistance R_f de la sonde 12 boucles est 30 fois supérieure à la résistance de la sonde 3 boucles.

En augmentant le nombre de boucles, l'effet inductif de la sonde se trouve amplifié au détriment de la fréquence et des pertes qui sont proportionnelles au nombre de boucles. Il y a donc un compromis entre l'augmentation de l'effet inductif, la fréquence maximale du comportement inductif et les pertes dans le noyau magnétique.

5.7 ÉTUDE IMPULSIONNELLE DES SONDES À FERRITES

5.7.1 Schéma du montage

Dans cette partie, nous allons étudier la tension et le courant des différentes sondes en régime impulsionnel, pour cela le montage présenté figure 5.32 est utilisé.

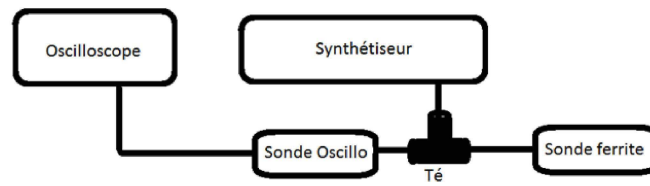


FIGURE 5.32 – Schéma du montage utilisé pour étudier le comportement temporel des sondes.

Le générateur de signaux 33600A de la société Keysight Technologies, permet d'obtenir des pulses de 10 V crête à crête avec des temps de montée / descente de 3 ns jusqu'à 80 MHz. La sonde est directement connectée via un té à la sortie du générateur. Aucun câble n'est utilisé entre la sonde et le générateur, car l'impédance du câble modifie la propagation du pulse donc la mesure se retrouve faussée.

À l'aide du té coaxial on connecte un oscilloscope, LeCroy WaveRunner 640Zi, via la sonde haute impédance de l'oscilloscope. Cela permet d'extraire une faible quantité du signal transmis à la sonde, tant que l'impédance de la sonde de l'oscilloscope est supérieure à l'impédance de la sonde à ferrite. Ainsi nous obtenons l'image de la tension aux bornes de la sonde. L'oscilloscope utilisé a une bande passante de 4 GHz avec une résolution temporelle de 100 ps. La sonde utilisée est une sonde active ZS4000 ayant une haute impédance d'entrée de 1 M Ω et une faible capacité de 0.6 pF.

5.7.2 Tension et courant aux bornes de la sonde

La figure 5.33 représente la tension aux bornes de la sonde en fonction du nombre de boucles. Le signal d'excitation appliqué à la sonde est un signal carré périodique de 10 MHz ayant une tension crête à crête de 10 V pour un temps de montée et de descente égal à 3 ns. À partir de l'enregistrement des mesures de tension effectuées avec l'oscilloscope et en utilisant le modèle de l'impédance d'entrée des sondes à ferrites, nous en déduisons le courant qui circule dans l'inductance L_f , représenté figure 5.34.

En augmentant le nombre de boucles, la valeur crête de la tension aux bornes de la sonde est augmentée. C'est avec les sondes de 6 et 12 boucles que la tension est la plus élevée. Elle atteint 14 V crête-crête et pour la sonde de 12 boucles, la tension est toujours non nulle. En toute logique,

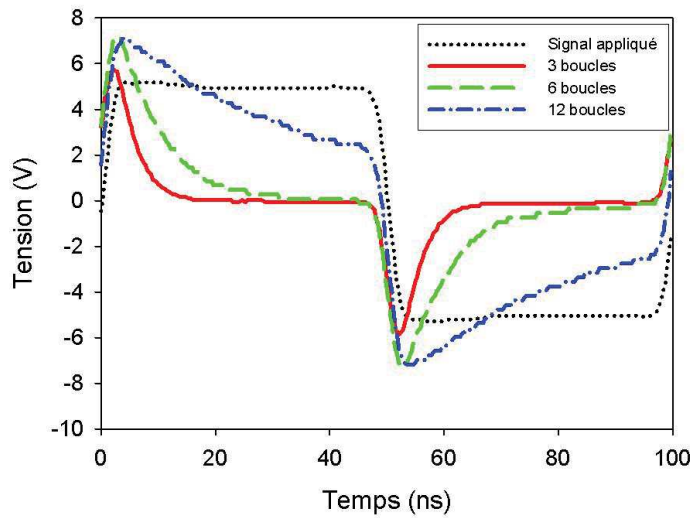


FIGURE 5.33 – Représentation temporelle de la tension aux bornes de la sonde à ferrite bobinée pour 3, 6 et 12 boucles. Le signal d'excitation est représenté en pointillé (pulse de 10 V crête-crête, temps de montée = temps de descente = 3 ns et longueur d'impulsion = 50 ns).

la tension aux bornes d'un élément selfique tend vers 0 lorsque la tension appliquée est constante. La sonde de 12 boucles n'atteint pas le régime établi, ceci révèle et rappelle le fait que son inductance est plus forte que dans les autres cas (cf figure 5.30). L'analyse de la tension de la sonde

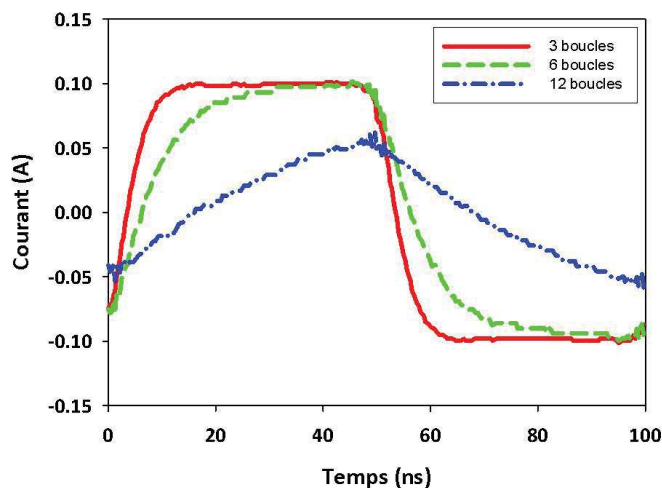


FIGURE 5.34 – Représentation temporelle du courant aux bornes de la sonde à ferrite bobinée en fonction du nombre de boucles (3, 6 et 12 boucles). Le signal d'excitation est un pulse de 10 V crête-crête, temps de montée = temps de descente = 3 ns et longueur d'impulsion = 50 ns.

doit être complétée avec l'étude du courant qui la traverse. En effet la sonde a été conçue pour avoir un comportement magnétique. Il est donc plus judicieux d'étudier le courant qui traverse la sonde, car ce courant

est l'image du champ magnétique qui sera rayonné. En se focalisant sur le courant, les sondes 3 et 6 boucles atteignent des courants plus élevés que la sonde de 12 boucles. En effet le fait d'augmenter le nombre de boucles fait augmenter la constante de temps de la sonde. Celle-ci met plus de temps à atteindre un régime établi et n'atteint donc pas le courant maximum que peut délivrer l'inductance bobinée. Il y a donc un compromis entre le nombre de boucles et la vitesse de variation du signal appliqué à la sonde.

5.7.3 Étude des pertes en régime impulsionnel

Le modèle électrique à éléments localisés permet d'étudier la tension aux bornes de la résistance du ferrite bobiné en régime impulsionnel. Les figures 5.35 et 5.36 représentent la tension aux bornes de la résistance R_f lors du transitoire d'un signal carré ayant un temps de montée et de descente respectivement de 1 ns et de 10 ns. Le générateur étant limité à un temps de montée t_{rise} de 3 ns, le modèle est utilisé pour obtenir le résultat avec un t_{rise} de 1 ns.

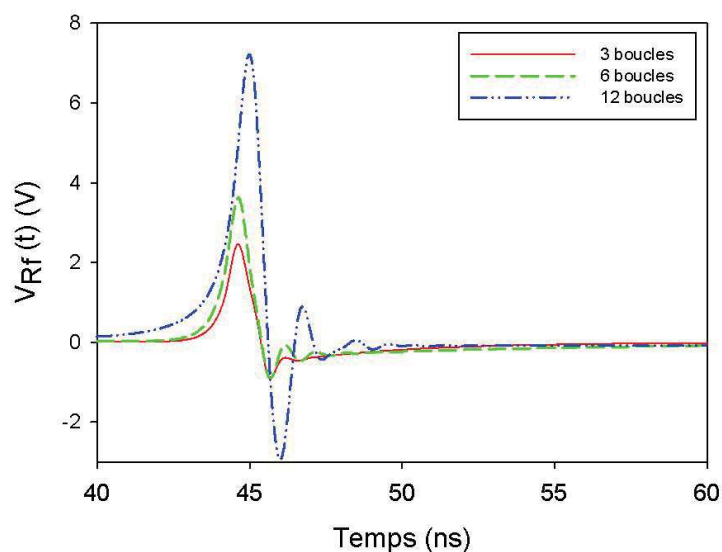


FIGURE 5.35 – Représentation temporelle de la tension aux bornes de la résistance $R_f(f)$ en fonction du nombre de boucle N . Le signal d'excitation est un pulse de 10 V crête-crête avec le temps de montée = au temps de descente = 1 ns et la longueur d'impulsion = 50 ns.

Les pertes ont lieu lors des commutations, d'après la figure 5.31 la résistance de pertes augmente avec la vitesse de variation de la tension d'entrée. Les pertes sont plus élevées lorsque le nombre de boucles augmente et cela pour $t_{rise} = 1$ ns et 10 ns. Pour $t_{rise} = 1$ ns la tension aux

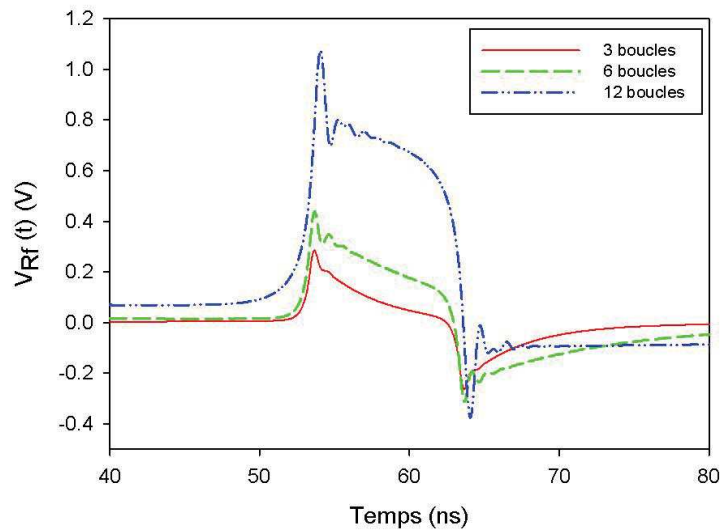


FIGURE 5.36 – Représentation temporelle de la tension aux bornes de la résistance $R_f(f)$ en fonction du nombre de boucles N . Le signal d'excitation est un pulse de 10 V crête-crête avec le temps de montée = au temps de descente = 10 ns et la longueur d'impulsion = 50 ns.

bornes de la résistance présente de fortes oscillations d'amplitude de 10 V crête-crête. Pour $t_{rise} = 10$ ns, la sonde de 12 boucles a les pertes les plus élevées, les oscillations sont moins prononcées que pour $t_{rise} = 1$ ns et l'amplitude crête est inférieure à 1.5 V. Par contre la tension reste élevée pendant $t_{rise} = 10$ ns.

En conclusion, les pertes magnétiques sont présentes uniquement lors des transitions de la tension appliquée à la sonde, correspondant au moment où le couplage peut se produire. L'augmentation du nombre de boucles augmente donc ces pertes mais aussi l'inductance. Cela a pour effet d'empêcher le courant traversant la sonde d'atteindre son régime établi.

MODÈLE DE COUPLAGE

SOMMAIRE

6.1	PRÉSENTATION DU BANC D'INJECTION EM	119
6.2	PREMIER OUTIL DE CARACTÉRISATION DU COUPLAGE	120
6.2.1	Présentation du PCB test	120
6.2.2	Généralités sur les lignes micro - ruban	122
6.3	MODÈLE DE COUPLAGE EN CHAMP PROCHE SUR UNE LIGNE	126
6.3.1	Principe de fonctionnement du couplage par mutuelle inductance	126
6.3.2	Mesures de la mutuelle inductance	127
6.3.3	Caractérisation du couplage avec une méthode fréquentielle	130
6.3.4	Couplage en fonction du nombre de boucles	130
6.3.5	Couplage en fonction de la hauteur	133
6.3.6	Couplage en fonction de la cible	134
6.3.7	Caractérisation du couplage avec une méthode temporelle	136
6.4	SECOND OUTIL DE CARACTÉRISATION DU COUPLAGE EM - CIRCUIT INTÉGRÉ DÉDIÉ	140
6.4.1	Présentation du circuit intégré	140
6.5	COUPLAGE EN IMPULSIONNEL SUR CIRCUIT INTÉGRÉ	142

DANS ce chapitre, nous présentons l'élaboration du modèle électrique du couplage. Notre banc d'expérience pour l'injection en champ proche est présenté ainsi que les différents outils de caractérisation employés. Nous présenterons deux méthodes qui permettent de déterminer la mutuelle inductance représentative de l'efficacité du couplage. Dans un premier temps le couplage électromagnétique est étudié entre notre sonde magnétique et une ligne de transmission sur PCB en utilisant des

signaux sinusoïdaux et impulsionnels. Dans un second temps, le couplage est étudié sur un circuit intégré dédié à la caractérisation du couplage. Nous démontrerons la fiabilité de notre modèle électrique à représenter la tension induite dans le circuit pour des signaux impulsionnels.

6.1 PRÉSENTATION DU BANC D'INJECTION EM

Le banc expérimental utilisé pour l'injection est présenté figure 6.1. Un synthétiseur génère l'agression, celle-ci est ensuite transmise au circuit sous test via la sonde. Ainsi le couplage entre la sonde et le dispositif sous test (DST) produit par le signal d'agression est mesuré soit avec un analyseur de spectre ou soit avec un oscilloscope.

Le scanner est équipé de trois moteurs pas à pas UTS de la société New-

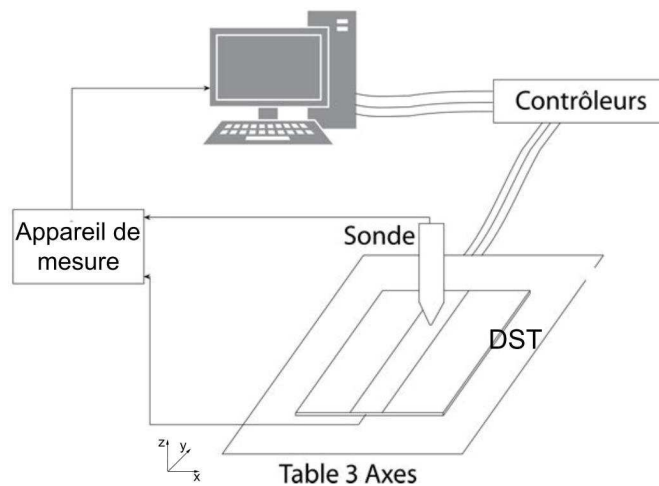


FIGURE 6.1 – Banc expérimental en mode injection.

ports qui permettent des déplacements sur les axes x, y et z . Le pas des moteurs est de $1 \mu\text{m}$ et l'excursion maximale est de 10 cm pour les moteurs des axes x et y . La plage de déplacement du moteur sur l'axe z est de 5 cm. C'est sur ce moteur que la sonde est fixée par l'intermédiaire d'un bras. La configuration des platines permet l'étude de cartes électroniques complètes intégrant des circuits intégrés de dimension micrométriques. On notera que le DST est placé sur la partie mobile dans le plan O_{xy} et que la sonde est positionnée à hauteur d réglable mais fixe lors des expériences. Le support de la sonde, fixé au moteur z et la table de déplacement sont réalisés en matériau POM. Le POM est un polymère inerte aux ondes électromagnétiques. Cela permet de minimiser l'influence du banc sur les champs électromagnétiques lors des mesures.

En plus du générateur de signaux déjà présenté au §5.7.1, nous disposons d'un générateur haute fréquence N5171B d'Agilent qui couvre la bande de fréquence 100 kHz à 6 GHz avec une puissance réglée entre -25 dBm et 30 dBm.

Nous disposons aussi d'un analyseur de réseau Agilent N9000A fonc-

tionnant dans la gamme de fréquence 9 kHz - 3 GHz. Cet appareil a une résolution de 2 Hz et permet de détecter un signal à -165 dBm à 1 GHz. Lors des mesures l'étalonnage "SOLT" (Short, Open, Load, Through) est appliqué.

Grâce à ces différents appareils, il est possible d'étudier le couplage électromagnétique sonde-circuit en fonction des paramètres suivants :

- Type de signal injecté (sinusoïde, pulse ...),
- La fréquence et la puissance du signal injecté. La sonde est placée à un endroit prédéfini et on mesure un des paramètres clé du DST en fonction de la fréquence ou de la puissance du signal injecté.
- Du positionnement du point d'injection du signal. La sonde injecte un signal en différents points du circuit. Pour chaque position de la sonde on mesure un des paramètres clé du DST. Ainsi nous déterminons les zones sensibles du DST pour lesquelles un maximum de perturbation a été obtenu.

Dans un premier temps l'échantillon que nous avons utilisé est un objet 'simple' : la ligne micro-ruban.

6.2 PREMIER OUTIL DE CARACTÉRISATION DU COUPLAGE

6.2.1 Présentation du PCB test

Afin de caractériser les sondes d'injection, une carte de caractérisation PCB a été fabriquée par le LAAS. Cette carte offre un moyen simple et rapide de caractérisation des sondes à l'échelle d'interconnexions PCB. Elle est un outil de caractérisation commun à tous les partenaires du projet E-Mata-Hari et répond aux besoins suivants :

- Caractériser la résolution spatiale des sondes d'injections ;
- Comparer les différentes sondes d'injection sur des cas de référence ;
- Caractériser l'évolution du couplage, dans le domaine fréquentiel et temporel, en fonction de la puissance d'injection ;
- Modéliser le couplage des sondes d'injection sur des cas de référence simple.

La carte est présentée figure 6.2. Elle est composée de quatre couches proposant ainsi des structures dont les impédances de lignes sont maî-

trisées afin de faciliter la modélisation. Les lignes sont routées en top et bottom, les plans de masses sont sur les couches internes. La permittivité du substrat est $\epsilon_r = 4$ et son épaisseur est de $h = 0.35$ mm.

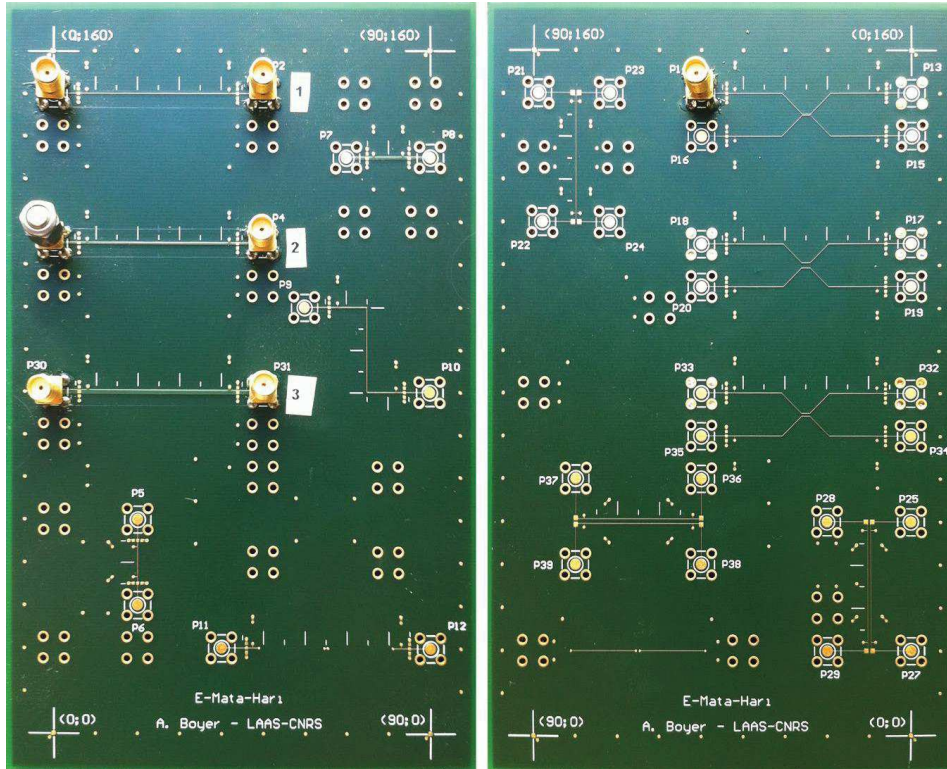


FIGURE 6.2 – Présentation de la carte test (recto-verso) pour la caractérisation des sondes d'injections.

Cette carte propose des lignes micro-ruban dont les impédances caractéristiques ainsi que leurs longueurs varient mais aussi des lignes coplanaires dont l'espacement entre la ligne et le plan de masse varie. Les lignes ont été routées de différentes façons, par exemple des lignes coudées, des lignes parallèles avec différents espacements entre les lignes ou encore des lignes enterrées. Les terminaisons de chaque lignes sont pensées pour utiliser un analyseur de spectre, un oscilloscope ou un analyseur de réseau. Les différentes structures tests de la carte sont suffisamment espacées ce qui permet de limiter les couplages parasites lors des mesures.

Durant ma thèse, le couplage entre les sondes d'injection et les structures numérotées de 1 à 3 (cf figure 6.2), utilisant des lignes micro-ruban avec des impédances caractéristiques différentes ont été étudiées. Le paragraphe qui suit propose quelques rappels sur les lignes micro-ruban.

6.2.2 Généralités sur les lignes micro - ruban

En hyperfréquence (HF), les phénomènes de propagation dans les circuits nécessitent une adaptation des circuits et des méthodes de transmission de signal. L'une des exigences pour un circuit HF est de pouvoir transmettre, sans distorsion et sans pertes, un signal d'un point à un autre. Cela est possible lorsque le transport de l'énergie se fait sous la forme d'une onde électromagnétique se propageant. La ligne micro-ruban permet ce type de transmission, c'est pour cette raison qu'elle est largement utilisée en HF.

Paramètres géométriques d'une ligne micro-ruban

Une ligne microruban est présentée figure 6.3, elle est composée d'une ligne métallisée de largeur w , de longueur l et d'épaisseur t , déposée sur un substrat de permittivité relative ϵ_r et d'épaisseur h . Sous le substrat se trouve un plan de masse.

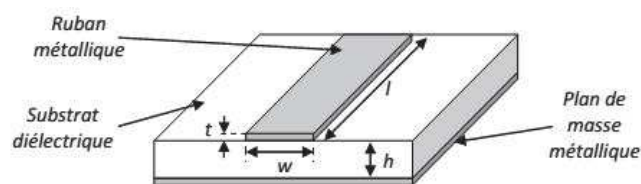


FIGURE 6.3 – Présentation des paramètres géométrique caractérisant la ligne micro-ruban.

La structure de la ligne permet de propager l'onde électromagnétique dans le substrat suivant un mode quasi TEM (Transverse Electromagnetic). Malgré cela, une partie de l'onde se propage aussi en surface. Pour tenir compte de l'onde qui se propage en surface de la ligne, on définit une permittivité effective ϵ_{eff} . Par sa définition ϵ_{eff} est comprise entre la permittivité du substrat et la permittivité de l'air ($\epsilon_{air} \leq \epsilon_{eff} \leq \epsilon_r$). Cette permittivité effective est fonction de la géométrie de la ligne et elle peut être calculée par les équations 6.1 et 6.2 [68].

$$\frac{w}{h} > 1 : \epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

$$\frac{w}{h} < 1 : \epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left[\left(1 + 12 \frac{h}{w} \right)^{-\frac{1}{2}} + 0.04 \left(1 - \frac{w}{h} \right)^2 \right] \quad (6.2)$$

Il est aussi possible de calculer grâce aux équations 6.3 et 6.4, l'impédance caractéristique des lignes en fonctions des paramètres géométriques [68].

$$\frac{w}{h} \leq 1 : Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \ln \left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h} \right) \quad (6.3)$$

$$\frac{w}{h} > 1 : Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \left(\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{w}{h} + 1.444 \right) \right)^{-1} \quad (6.4)$$

Modèle électrique d'une ligne micro-ruban

En vue d'étudier le couplage entre les sondes présentées § 5.5 et les lignes sur PCB, nous devons établir un modèle électrique de ces lignes. Pour cela nous émettons l'hypothèse que les lignes sont sans pertes. Ainsi le modèle électrique équivalent est un circuit LC. L'impédance caractéristique devient :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (6.5)$$

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{C_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (6.6)$$

En utilisant les équations 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 et l'équation 6.6, nous pouvons déterminer les valeurs de L et C en fonction des paramètres géométrique [68]. Les équations 6.7 et 6.8 donnent les valeurs de L et C selon le rapport $\frac{w}{h}$.

$$\frac{w}{h} < 1 : L(H/m) = 60\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \ln \left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h} \right) \quad \text{et} \quad C(F/m) = \frac{\epsilon_{eff}\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}{60 \ln \left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h} \right)} \quad (6.7)$$

$$\frac{w}{h} > 1 : L(H/m) = \mu_0 \left[\frac{h}{w} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{w}{h} + 1.44 \right) \right]^{-1}$$

$$\text{et } C(F/m) = \frac{\epsilon_{eff} \epsilon_0}{\left[\frac{h}{w} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{w}{h} + 1.44 \right) \right]^{-1}} \quad (6.8)$$

En utilisant les équations 6.7 ou 6.8, il est donc possible de modéliser les lignes de transmissions en fonction des paramètres géométriques qui les composent. Si la longueur de la ligne de transmission est $\ll \lambda$, l'approximation quasi-statique s'applique, la ligne micro-ruban peut être modélisée par une cellule LC , c'est ce qu'on appelle un modèle à constantes localisées. Ce modèle n'est plus valable si la longueur de la ligne n'est pas négligeable devant λ , car on ne peut plus localiser en un point unique les effets de stockage d'énergie électrique et magnétique associés à la capacité et à l'inductance. Pour cela il faut distribuer ces effets à l'aide d'un modèle LC distribué, ainsi la ligne est représentée par une suite de cellules LC . Une cellule représente un tronçon de la ligne de longueur $\leq \frac{\lambda}{10}$ (cf figure 6.4).

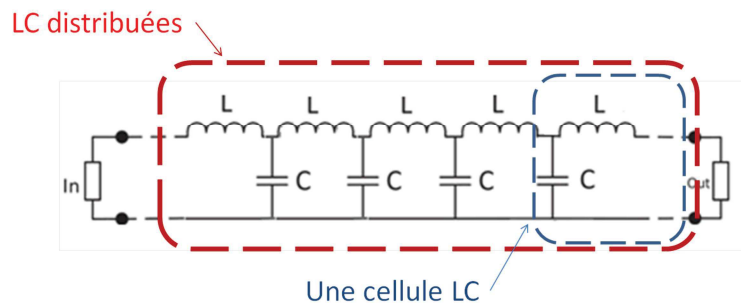


FIGURE 6.4 – Modèle électrique distribué d'une ligne de transmission. La ligne est composée de plusieurs cellules LC .

Rayonnement électromagnétique en champ proche de la ligne de transmission

Sous l'excitation d'un signal haute fréquence, un champ électromagnétique est créé entre le ruban et le plan de masse. Ces champs créent un déplacement d'électrons sur le ruban conducteur donnant naissance à des lignes de champ électrique et magnétique en surface. Les différentes composantes notées E_x, E_y, E_z et H_x, H_y, H_z de ces champs selon les trois

directions spatiales peuvent être captées ou injectées à l'aide de sondes de champ proche [35].

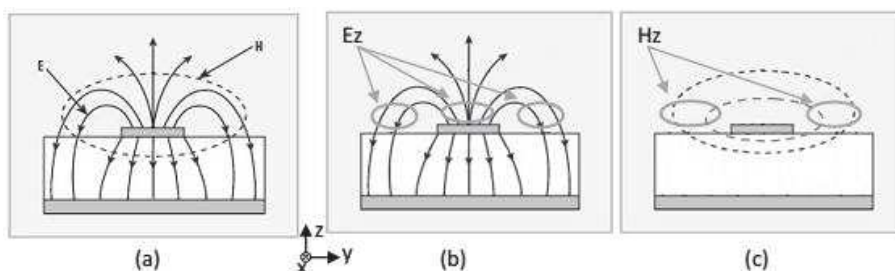


FIGURE 6.5 – (a) Rayonnement électromagnétique d'une ligne micro-ruban, (b) zones où la composante E_z sera injectée, (c) zones où la composante H_z sera captée

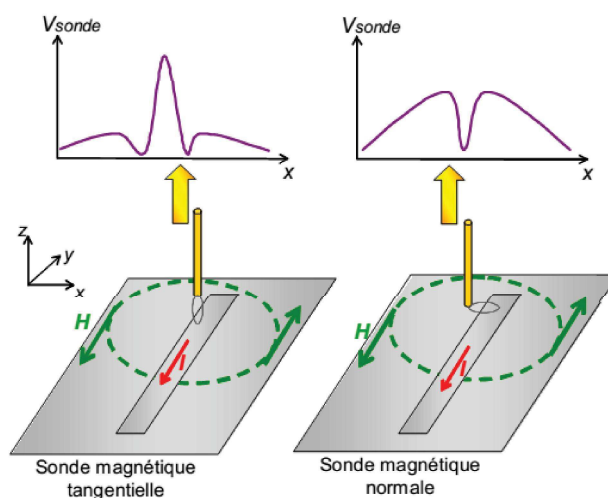


FIGURE 6.6 – Rayonnement magnétique tangentiel et normal captés par une sonde magnétique au dessus d'une ligne microruban excitée par un courant I .

Les figures 6.5 et 6.6 présentent les zones pour lesquelles la composante z du champ électromagnétique sera principalement captée. Dans le cas de la figure 6.6, une sonde à boucle classique est utilisée en tant que récepteur. La ligne micro-ruban est excitée électriquement, ce qui crée une circulation d'un courant dans la ligne. Ce courant génère alors un champ électromagnétique, qui est capté par la sonde. Ainsi en passant au dessus de la ligne micro-ruban, une représentation du champ magnétique rayonné en champ proche par la ligne est effectuée selon différentes positions de la sonde par rapport à la ligne [58].

En connaissant la façon dont le champ électromagnétique se forme et se propage autour d'une ligne micro-ruban, nous avons un outil de caractérisation adéquat pour étudier nos sondes de champ proche optimisées. En effet, le théorème de réciprocité, nous dit que les zones pour lesquelles les champs électrique et magnétique sont rayonnés par la ligne

micro-ruban, sont les zones cibles pour injecter un signal via les sondes de champ proche.

6.3 MODÈLE DE COUPLAGE EN CHAMP PROCHE SUR UNE LIGNE

6.3.1 Principe de fonctionnement du couplage par mutuelle inductance

Afin de comprendre le mécanisme de couplage entre la sonde et le circuit, considérons le cas de deux boucles de courant comme le montre la figure 6.7. La boucle A représente la sonde magnétique et la boucle B un récepteur magnétique sur le circuit cible. Lorsqu'un courant traverse

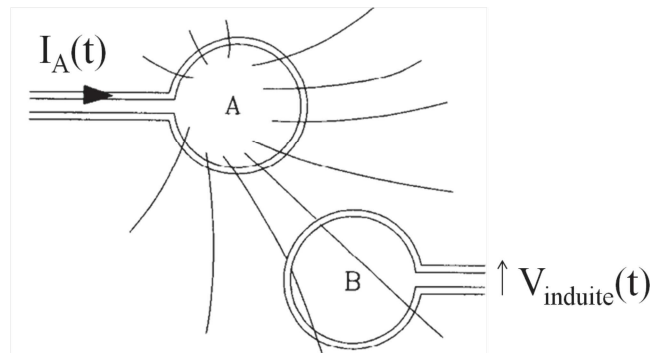


FIGURE 6.7 – Principe de fonctionnement du couplage par mutuelle inductance dans le cas de deux boucles de courant.

la boucle A , celui-ci produit un champ magnétique. À fort courant, l'énergie magnétique stockée par unité de volume dans l'espace environnant la boucle A est augmentée, donc l'intensité du champ magnétique produit par la boucle A est proportionnelle au courant I_A .

Sur la surface délimitée par la boucle B , on peut calculer l'intensité totale du champ magnétique provenant de la boucle A car les variations du courant I_A produisent des variations proportionnelles du flux magnétique à travers la boucle B et la loi de Faraday dit que la tension induite dans la boucle B est proportionnelle à la vitesse de variation du flux magnétique traversant la boucle B [69]. Donc la tension induite dans la boucle B est proportionnelle à la vitesse de variation du courant dans la boucle A . La constante de proportionnalité entre les circuits A et B est appelée la mutuelle inductance M , son unité est en Henry (H) ou volt-seconde/ampère. L'équation 6.9 relie la boucle A à la boucle B via une mutuelle inductance M qui prend en compte le courant I_A , la distance entre les boucles A et B

mais aussi les proportions physiques et les orientations relatives des deux boucles.

$$V_{induite} = M \frac{dI_A}{dt} \quad (6.9)$$

Ainsi la mutuelle inductance nous permet d'utiliser des relations scalaires reliant la tension au courant. Donc une caractérisation du couplage via la mutuelle inductance permet d'acquérir des informations concernant l'environnement de couplage entre la sonde et le circuit mais aussi de relier la tension induite $V_{induite}$ au courant I_A de la sonde.

6.3.2 Mesures de la mutuelle inductance

Les sondes utilisées sont fabriquées afin d'obtenir un comportement inductif donc de favoriser un couplage magnétique. L'idée intuitive du modèle de couplage entre la sonde et la ligne est de considérer le système comme un transformateur idéal (figure 6.8). L'entrée du transformateur

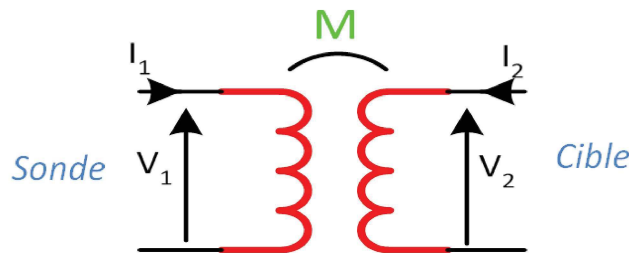


FIGURE 6.8 – Principe du modèle de couplage magnétique du système sonde - ligne de transmission étudié.

est la sonde et la sortie la cible, dans notre étude la ligne de transmission 50Ω . L'entrée et la sortie sont liées par une mutuelle inductance M qui est un indicateur d'efficacité du couplage. Afin de vérifier l'hypothèse du transformateur idéal, nous effectuons une mesure de M dans le domaine fréquentiel. À partir des tensions et courants qui définissent le quadripôle, la matrice impédance Z du transformateur est donnée par l'équation 6.10.

$$\begin{bmatrix} V_2 \\ V_1 \end{bmatrix} = j\omega \cdot \begin{bmatrix} L_1 & M \\ M & L_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (6.10)$$

Le transfert d'énergie magnétique sonde - ligne s'effectue entre l'inductance bobinée L_f (pour la sonde) et L au niveau de la ligne. On peut caractériser expérimentalement le système par des mesures de paramètres S

qui sont par la suite converties en matrice Z . En conséquence, la mutuelle inductance M est directement obtenue de l'impédance de transmission Z_{21} par l'équation 6.11.

$$Z_{21} = jM\omega \longrightarrow M = \frac{Z_{21}}{j\omega} \quad (6.11)$$

Le paramètre clé du modèle réside dans cette mutuelle inductance M dont l'extraction est réalisée en mesurant Z_{21} dans la bande de fréquence 1 MHz - 1 GHz. Cela se fait en connectant l'analyseur de réseau à notre banc d'injection en champ proche. La sonde de champ proche est connectée au port 1 de l'analyseur. La ligne de transmission est connectée d'une part au second port de l'analyseur de réseau et d'autre part à une charge 50Ω . Une photographie de l'expérience est présentée figure 6.9a. La position de la sonde est réglée dans les trois directions XYZ en utilisant les moteurs contrôlés par ordinateur via une interface LabView. Les mouvements relatifs, comprenant la hauteur et le déplacement latéral de la ligne par rapport à la sonde, sont alors considérés pour chercher les conditions de couplage optimales en maximisant M à partir des mesures du Z_{21} .

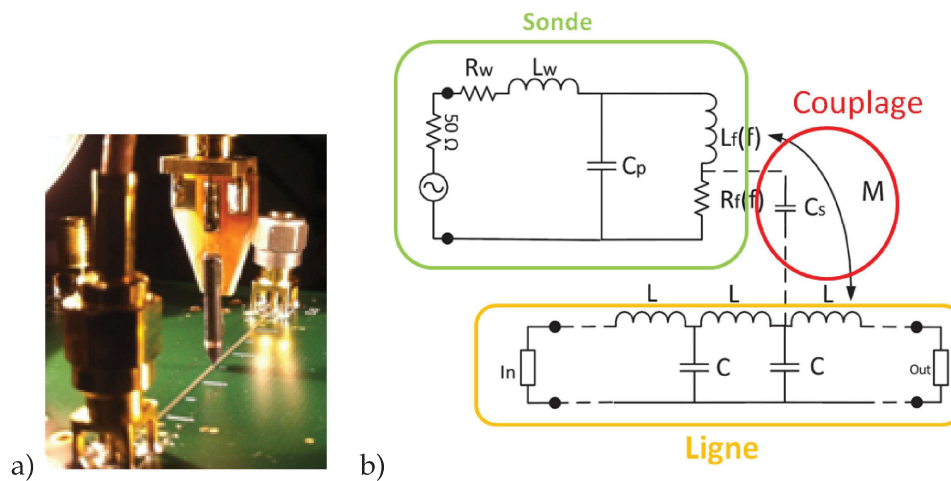


FIGURE 6.9 – a) Photographie de l'expérience du couplage entre la sonde et la ligne de transmission. b) Modèle électrique équivalent du couplage entre la sonde magnétique de champ proche et la ligne micro-ruban. Le circuit équivalent de la sonde est donné dans la partie supérieure avec R_w , L_w , R_f , L_f et C_p . Le modèle de couplage est décrit par M et C_s . La ligne est modélisée par des cellules LC distribuées et terminées par des dispositifs d'entrée et de sortie (charge 50Ω , analyseur de réseau).

Afin d'avoir une meilleure compréhension des résultats qui vont suivre, la méthode expérimentale d'extraction de M est détaillée. Pour cela, nous avons choisi un positionnement de la sonde à $100 \mu\text{m}$ de la

ligne et la pointe de la sonde est décalée de 2 mm par rapport au centre de la ligne de transmission. Les valeurs de M ont été extraites sur toute la plage de fréquence 1 MHz - 1 GHz et sont comparées avec celles obtenues avec le modèle électrique présenté figure 6.9b. L'exemple présenté figure 6.10 est obtenu avec une sonde $N = 3$ boucles.

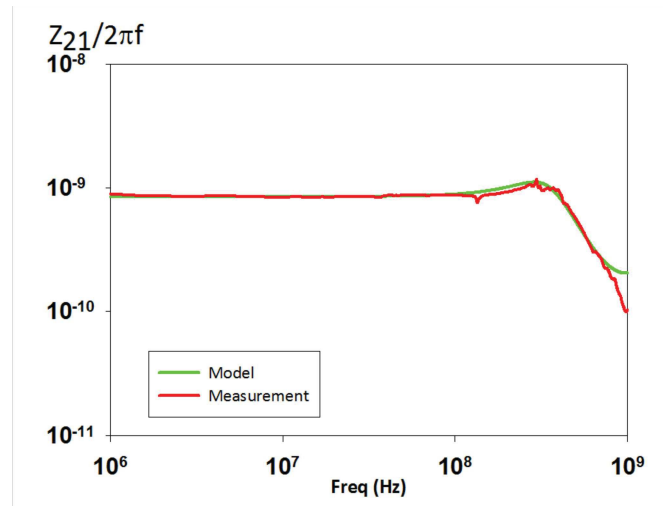


FIGURE 6.10 – Exemple d'extraction de $M = \frac{Z_{21}}{\omega}$ en fonction de la fréquence pour une hauteur de $100 \mu\text{m}$ et décalé de 2 mm par rapport au centre de la ligne de transmission 50Ω pour la sonde $N = 3$ boucles. Comparaison entre le résultat obtenu avec le modèle de couplage.

Le modèle électrique équivalent du couplage entre la sonde et la ligne de transmission 50Ω présenté figure 6.9b, prend en compte le modèle électrique de la sonde vue dans le § 5.5.2. La ligne est modélisée par des cellules LC distribuées issues des équations 6.7 et 6.8. Ces lignes sont terminées par des dispositifs d'entrée et de sortie (charge 50Ω , analyseur de réseau).

Les résultats présentés en figure 6.10 montrent que la mesure du $Z_{21}/(2\pi f)$ est constante en basse fréquence. Cette mesure nous confirme notre choix de modéliser le couplage magnétique par un transformateur idéal. Dans cet exemple, M est constante et égale à 0.9 nH jusqu'à 300 MHz . Au delà de cette fréquence, un comportement de type passe-bas est observé. Cela est dû au fait que pour les fréquences élevées le transformateur n'est plus idéal, et cela pour deux raisons.

Premièrement la ligne n'est plus une inductance pure, les capacités présentes dans le modèle de la ligne deviennent de moins en moins négligeables lorsque la fréquence est élevée. Deuxièmement, le couplage capacitif entre la sonde et la ligne se révèle avec la montée en fréquence [70].

En effet, il existe entre la sonde et la ligne un couplage par capacité parasite. La tension appliquée à la sonde crée un champ électrique et ce champ électrique affecte la ligne de transmission. Cette capacité parasite décroît rapidement lorsque la distance sonde-ligne augmente [69] [70]. Le couplage par capacité parasite est simplement pris en compte dans le modèle en ajoutant la capacité parasite C_S entre la sonde et la ligne. Cette capacité C_S est extraite des mesures et ajustée dans notre modèle électrique.

La comparaison des résultats de la figure 6.10 obtenus expérimentalement et ceux obtenus par le modèle montre un bon accord. Le modèle électrique proposé figure 6.9b est donc capable de reproduire le couplage entre la sonde et la ligne de transmission jusqu'à 1 GHz. Ce modèle est utilisé par la suite afin d'étudier le couplage en fonction du nombre de boucles et de la position. En utilisant ce protocole, les différentes caractéristiques des sondes peuvent être comparées aux positions relatives par rapport à la ligne.

6.3.3 Caractérisation du couplage avec une méthode fréquentielle

6.3.4 Couplage en fonction du nombre de boucles

La mutuelle inductance M étant la valeur clé du couplage, nous décidons de comparer les différentes sondes sur le critère du nombre de boucles N en fonction de la position latérale par rapport à la ligne cible. La hauteur est fixée à $d = 100 \mu\text{m}$. Le montage de l'expérience est présenté figure 6.11. Pour chaque sonde et pour chaque position, la valeur de M est extraite comme au § 6.3.2.

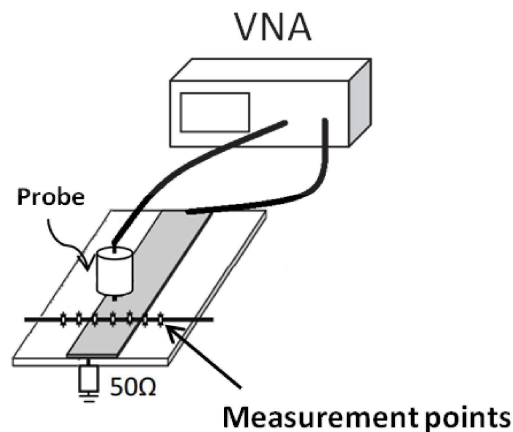


FIGURE 6.11 – Montage expérimental de l'injection de l'onde EM pour étudier le couplage sonde - ligne. Le mouvement de la sonde à travers la ligne est représenté.

Les résultats de l'expérience sont présentés sur la figure 6.12 pour les trois sondes ayant $N = 3, 6,$ et 12 boucles autour d'un noyau en ferrite Mn-Zn de diamètre 2 mm.

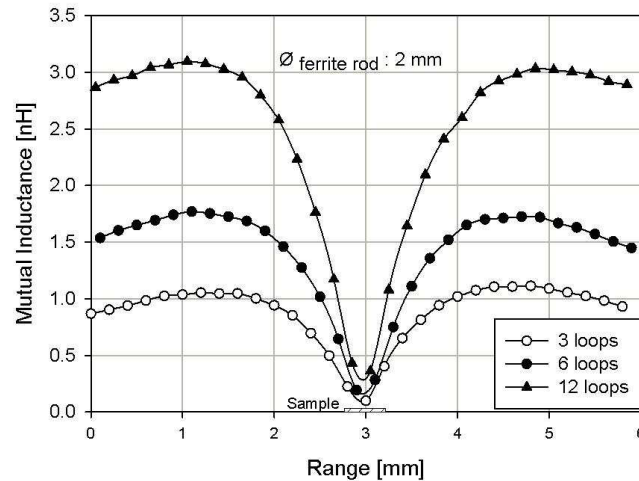


FIGURE 6.12 – Évolution de l'inductance mutuelle M en fonction de la position latérale de la ligne. Pour $N = 3, 6$ et 12 boucles à $d = 100 \mu\text{m}$.

Quelque soit la sonde utilisée, le couplage est important même si la sonde est loin de la cible et il est minimum au centre de la ligne de transmission. Le maximum de couplage est localisé à 2 mm de part et d'autre du centre de la ligne. Cela est dû au fait que le champ magnétique émis par la sonde est essentiellement vertical (cf figure 6.13). Ce champ magnétique vertical doit englober la ligne pour créer une tension induite en respectant la loi de Maxwell Faraday. Par conséquent, la détermination

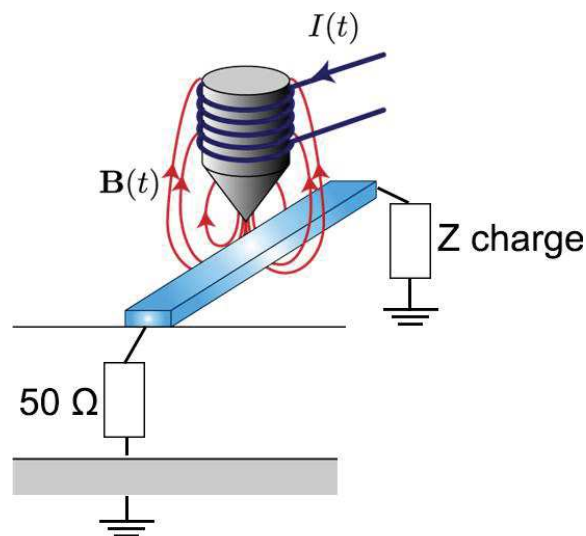


FIGURE 6.13 – Exemple d'un couplage par mutuelle inductance.

de M est le produit de convolution spatiale entre la résolution intrinsèque

de la sonde et la résolution de la ligne. Bien que la résolution spatiale de la sonde seule ait été optimisée (cf § 5.3), l'ensemble du système devient moins précis à cause d'une mauvaise adaptation entre l'émetteur (la sonde) et le récepteur (la ligne).

Concernant l'effet du nombre de boucles N sur le couplage, la figure 6.12 montre que le couplage est fortement dépendant de N . Du point de vue quantitatif, M est à peu près proportionnelle à N . Les valeurs mesurées sont $M = 1.05, 1.8$ et 3.1 nH respectivement pour $N = 3, 6$ et 12 boucles.

Le comportement fréquentiel du couplage en fonction de N est étudié en figure 6.14. Sur cette figure est représentée $\frac{Z_{21}}{\omega}$ pour $N = 3$ et 12 boucles

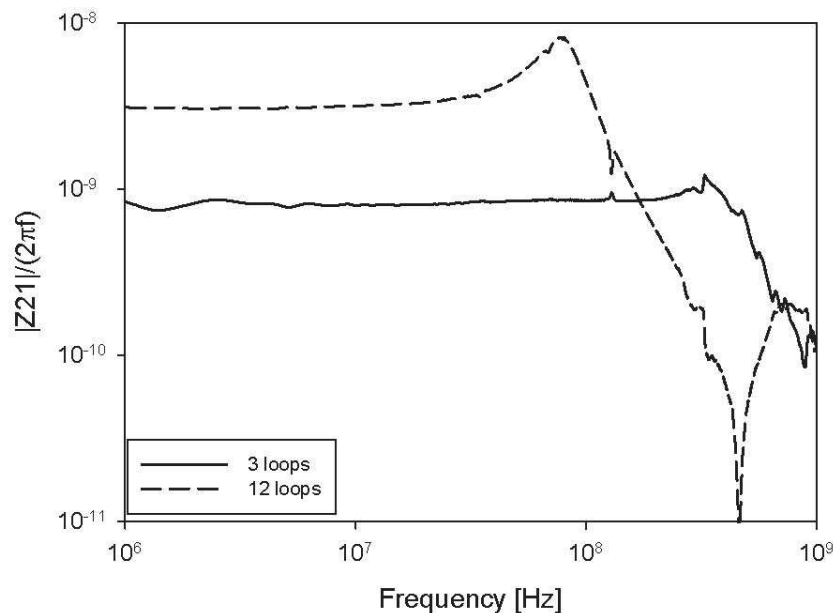


FIGURE 6.14 – Mesures du couplage Z_{21}/ω en fonction de la fréquence pour $N = 3$ et 12 boucles lorsque la sonde se situe à 3 mm du centre de la ligne de transmission à une hauteur $d = 100$ μm .

dans le cas où la sonde se situe à 3 mm du centre de la ligne. Ces mesures montrent que le couplage magnétique est constant jusqu'à une fréquence de coupure. Cette fréquence de coupure est dépendante de N , elle passe de 300 MHz à 70 MHz respectivement pour $N = 3$ et $N = 12$. Donc N doit être choisi en fonction de la vitesse du signal d'excitation de la sonde.

Au §6.3.2 nous avons vu qu'un couplage capacitif existe à haute fréquence. La figure 6.15 représente la valeur de la capacité parasite C_5 du modèle électrique extraite pour chaque points de mesures au dessus de la ligne de transmission. La sonde utilisée est la sonde $N = 6$ boucles. À

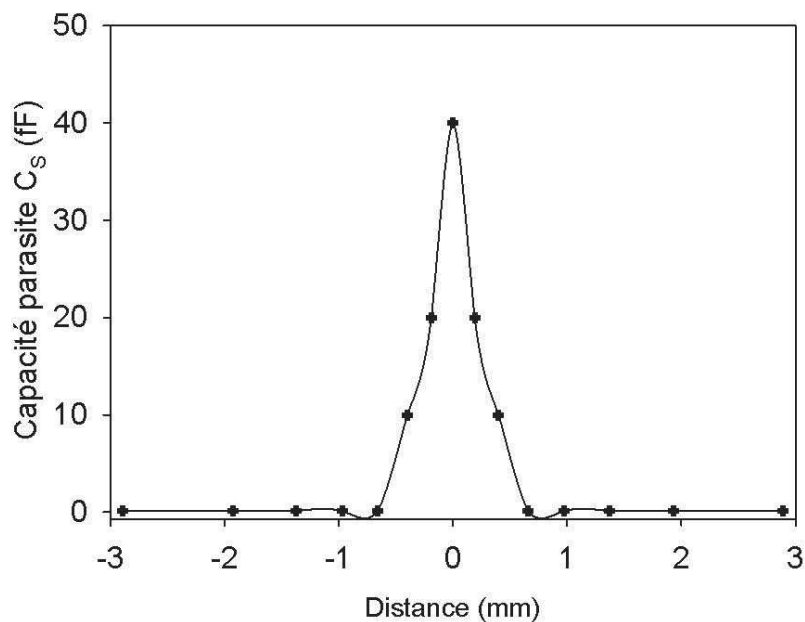


FIGURE 6.15 – Évolution de la capacité mutuelle C_S du modèle électrique extraite en fonction de la position latérale de la ligne. Pour $N = 6$ boucles à $d = 100 \mu\text{m}$.

la hauteur $d = 100 \mu\text{m}$, le couplage capacitif est localisé lorsque la sonde se situe au dessus de la ligne. Un maximum $C_S = 40 \text{ fF}$ est obtenu au centre de la ligne. À proximité de la ligne le couplage capacitif décroît extrêmement vite et C_S devient $\ll 1 \text{ fF}$ lorsque la sonde est éloignée de la ligne. Néanmoins ce couplage capacitif parasite est négligeable en basse fréquence lorsque la mutuelle inductance M est constante. C'est à haute fréquence que cette capacité parasite intervient sur le couplage sonde - ligne.

6.3.5 Couplage en fonction de la hauteur

En utilisant le même protocole de mesure, la valeur de M est étudiée en fonction de la hauteur sonde - ligne. Les mesures ont été effectuées pour plusieurs sondes mais seulement les résultats obtenus avec la sonde $N = 6$ boucles traversant la ligne à trois hauteurs constantes $d = 50, 100,$ et $200 \mu\text{m}$ sont donnés dans la figure 6.16. La hauteur a un rôle mineur sur l'efficacité de l'injection. En effet, une très légère baisse de moins de 10 % est observée lorsque d est multiplié par 4. On peut imaginer que les variations de d utilisées pour l'étude sont en fait négligeables par rapport à la résolution de l'ordre du mm du système sonde - ligne couplé. Ainsi,

d a une très faible influence à la fois sur la résolution et sur l'efficacité de couplage.

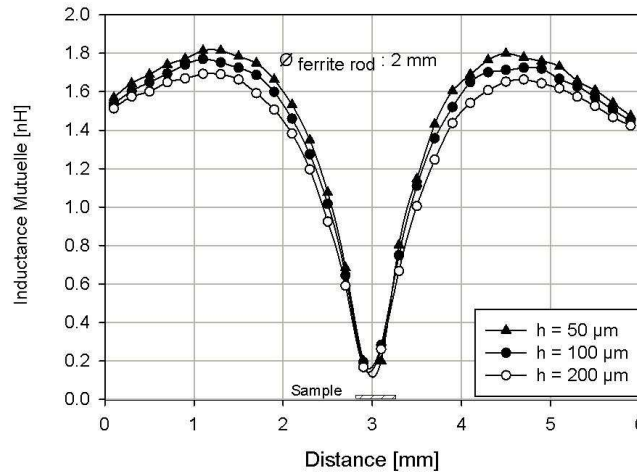


FIGURE 6.16 – Évolution de la mutuelle inductance M en fonction de la position latérale de la ligne. Pour $d = 50, 100$ et $200 \mu\text{m}$ et $N = 6$ boucles.

6.3.6 Couplage en fonction de la cible

Dans cette partie, la sonde $N = 6$ boucles est utilisée pour étudier le couplage sur différentes lignes ayant des paramètres géométriques différents. La hauteur $d = 100 \mu\text{m}$ de la sonde par rapport à la ligne reste identique pour les différentes lignes étudiées. La première ligne 50Ω étudiée est routée sur le PCB présenté § 6.2.1. La largeur du ruban de la ligne est $w = 0.5 \text{ mm}$ et l'épaisseur h du substrat est de 0.38 mm . Le résultat obtenu avec cette ligne est représenté figure 6.17 par les cercles blanc.

La seconde ligne est routée sur le même PCB, sa largeur est $w = 0.15 \text{ mm}$ pour une impédance caractéristique de 96Ω . Les résultats de couplage obtenus avec cette ligne sont représentés en rouge sur la figure 6.17.

La troisième ligne 50Ω est routée sur un substrat RF. La largeur du ruban est $w = 3.5 \text{ mm}$ pour une épaisseur de substrat $h = 1.5 \text{ mm}$. En pratique, peu de PCB utilisent une ligne de transmission aussi large. Dans notre cas, le fait d'avoir une ligne de cette dimension permet d'avoir une meilleure compréhension de l'influence des paramètres géométriques sur le couplage magnétique. Le résultat obtenu avec cette ligne est représenté figure 6.17 par les cercles noir.

Sur la figure 6.17 est représentée la mutuelle inductance M dans le cas

de deux lignes 50Ω sur deux PCB différents et deux lignes sur le même substrat mais ayant des largeurs de lignes w différentes.

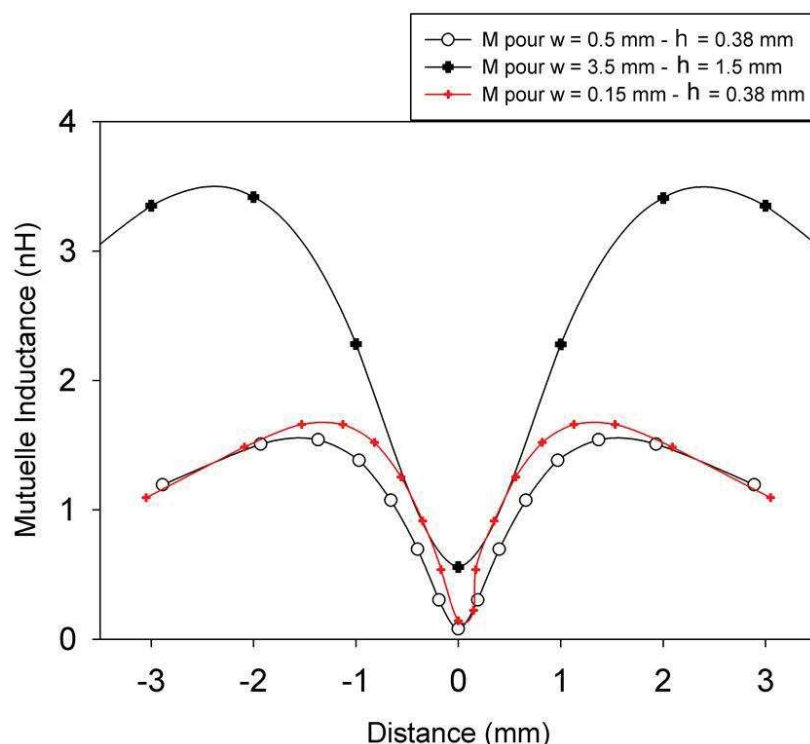


FIGURE 6.17 – Évolution de la mutuelle inductance M en fonction de la position latérale de la ligne, pour $w = 150, 500$ et $3500 \mu\text{m}$, $N = 6$ boucles et $d = 100 \mu\text{m}$.

En comparant les résultats obtenus avec ces trois lignes, nous constatons que le couplage magnétique est plus important avec la ligne 50Ω sur le substrat RF. C'est avec la seconde ligne 50Ω que le couplage est minimum. Un rapport > 2 est observé entre les maximums de M pour les deux lignes 50Ω étudiées.

Nous pouvons interpréter ce résultat d'un point de vue géométrique. La ligne 50Ω sur le substrat RF obtient de meilleurs résultats car l'épaisseur du substrat est plus importante que celle du second substrat. Afin de comprendre ce résultat, reprenons la figure 6.13 qui schématise le phénomène de couplage entre la sonde et la ligne de transmission.

Certaines des lignes du champ magnétique encerclent la ligne micro-ruban et d'autres pas. Le flux intercepté par la ligne est une constante déterminée uniquement par les dimensions physiques et les positions entre la sonde et la ligne. C'est la boucle définie par le ruban métallique et son plan de masse qui intercepte et interagit avec les lignes de champ magnétique, conformément aux calculs effectués par Taylor dans [41]. Les lignes de champ qui entourent la ligne induisent une tension et un courant sur

la ligne micro-ruban. Dans notre expérience, le paramètre h représentant l'épaisseur du substrat, définit la taille de la boucle formée par la ligne et son plan de masse. Lorsque h augmente, la taille de la boucle réceptrice augmente et cela a pour effet d'augmenter le flux magnétique traversant la boucle, le couplage se trouve plus efficace. C'est ce phénomène qui est représenté figure 6.17, où l'on obtient un meilleur couplage avec la ligne ayant une épaisseur de substrat h la plus élevée. D'un point de vue quantitatif, l'épaisseur du substrat de la troisième ligne est environ 3 fois supérieure à l'épaisseur du substrat de la première ligne. Ce même rapport est retrouvé entre les valeurs de M mesurées sur la troisième ligne et celles mesurées sur la première ligne.

Dans le cas des deux lignes micro-ruban se trouvant sur le même PCB, l'épaisseur du substrat est identique. Le seul paramètre qui diffère est la largeur de la ligne w . Donc à hauteur constante et avec une épaisseur de substrat constante, c'est avec une largeur de ligne w faible que le couplage magnétique est plus efficace. Cela est dû au fait que lorsque w est faible, il y a plus de lignes de champ qui entourent la ligne micro-ruban. Ainsi le flux magnétique traversant la boucle déterminée par la ligne et le plan de masse est augmenté. Néanmoins cette augmentation du couplage est secondaire par rapport aux variations de h . Le couplage est donc déterminé par h qui définit la boucle de courant entre la ligne et le plan de masse. Les résultats exposés dans cette partie, nous permettent d'établir une relation entre la valeur de M et l'épaisseur du substrat. Il est ainsi possible de prédire la valeur de M , soit la perturbation induite sur la ligne cible, grâce à la connaissance de h .

6.3.7 Caractérisation du couplage avec une méthode temporelle

L'analyse fréquentielle présentée auparavant a permis d'obtenir les M pour différentes positions par rapport à la ligne. Nous avons vu dans le chapitre 2 que les attaques sur les circuits cryptographiques sont plus efficaces avec des signaux impulsionnels. Nous allons étudier dans cette partie le couplage sonde - ligne en régime impulsionnel afin de vérifier si il est possible de mesurer M par une analyse temporelle. Cela nous permettra d'étudier le couplage magnétique en évitant de procéder à des mesures de paramètres S qui nécessitent un appareillage dédié et ces mesures ne sont pas toujours possibles à appliquer. L'étude du couplage

est effectuée avec la ligne 50Ω sur PCB et le nombre de boucles N des sondes varie de 3 à 12. Le signal appliqué à l'entrée de la sonde est un pulse de 10 V crête-crête pour une longueur d'impulsion de 250 ns et $t_{rise} = t_{fall} = 3.3 \text{ ns}$. La sonde est positionnée à 2 mm du centre de la ligne, là où nous avons mesuré au § 6.3.4 la plus forte inductance mutuelle. La hauteur sonde - ligne est $d = 100 \mu\text{m}$. La ligne 50Ω est connectée d'une part à une charge 50Ω et d'autre part à l'oscilloscope HF ayant une impédance d'entrée de $1 \text{ M}\Omega$, cette haute impédance est assurée par la sonde active. En figure 6.18 sont représentées les tensions couplées sur la ligne pour $N = 3$ et $N = 12$. Par souci de visibilité seul le front montant du pulse t_{rise} est représenté. La tension couplée avec $N = 3$ atteint 27

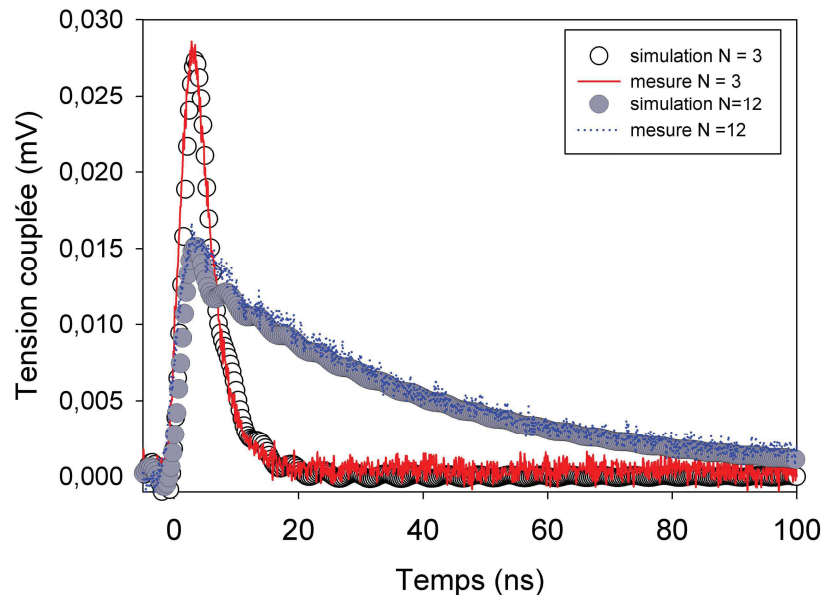


FIGURE 6.18 – Tension couplée sur ligne PCB 50Ω pour différentes sondes à $d = 100 \mu\text{m}$. Le signal d'excitation est un pulse de 10 V crête-crête avec $t_{rise} = t_{fall} = 3.3 \text{ ns}$ et la longueur d'impulsion = 250 ns. Les mesures en trait continu et en pointillé respectivement pour $N = 3$ et $N = 12$ sont comparées avec les simulations issues du modèle électrique du couplage en rond blanc et gris respectivement pour $N = 3$ et $N = 12$.

mV en 4 ns et devient nulle en moins de 20 ns. Pour $N = 12$ la tension couplée atteint au maximum 15 mV, soit la moitié de la tension obtenue avec $N = 3$ et elle devient nulle à $\approx 200 \text{ ns}$. Ces résultats sont en corrélation avec le courant magnétisant traversant les sondes car la tension couplée est la dérivée du courant (cf figure 5.34). Le courant magnétisant maximum atteint par la sonde $N = 12$ est divisé par 2 par rapport à celui de la sonde $N = 3$. Nous avons utilisé notre modèle électrique du couplage afin de déterminer la valeur de M en utilisant les résultats de

la figure 6.18. Pour cela, nous avons ajusté la valeur de M afin que les résultats des simulations correspondent aux mesures. Nous obtenons par simulation une inductance mutuelle M de 0.85 nH, 1.5 nH et 2.8 nH respectivement pour $N = 3, 6$ et 12. Du point de vue quantitatif, M est à peu près proportionnelle à N comme cela été la cas avec l'analyse fréquentielle.

En régime impulsionnel, il est possible de déterminer la valeur de M grâce à la forme du signal couplé. Johnson a établi une relation entre la forme du signal couplé et la mutuelle inductance [69]. Dans son expérience, présentée en figure 6.19, Johnson mesure la tension induite par mutuelle inductance entre deux résistances $1/4$ W en carbone R_A et R_B montées sur le même PCB et séparées de 0.25 cm. La résistance R_A est

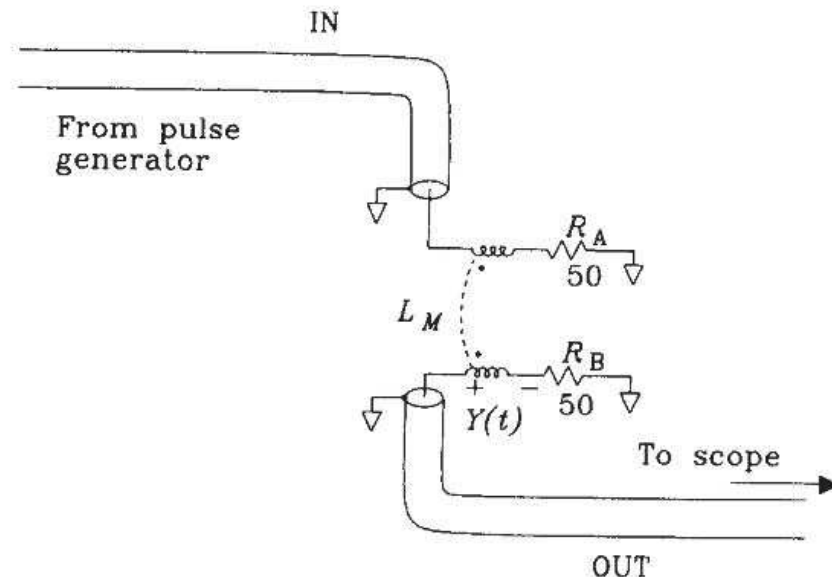


FIGURE 6.19 – Expérience de Johnson pour mesurer la mutuelle inductance entre deux résistances [69].

connectée à un générateur de pulse et la résistance R_B est connectée à un oscilloscope. Le signal d'excitation est un échelon de tension avec $t_{rise} = 800$ ps. La mutuelle inductance M induit une tension $V_{induite}$ à R_B proportionnelle à la vitesse de variation du courant I_A parcourant R_A . Il mesure ainsi la tension induite sur R_B via l'oscilloscope, le résultat est présenté en figure 6.20. La valeur de M est déduite du résultat de la figure 6.20 en utilisant le fait que la tension aux bornes d'une inductance à un point quelconque dans le temps est toujours liée au temps de montée du courant

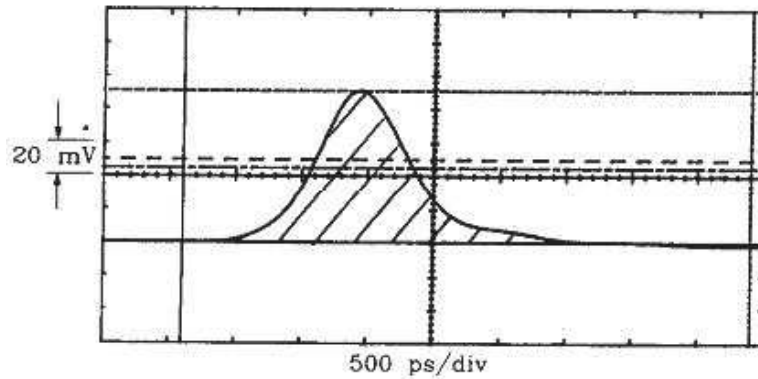


FIGURE 6.20 – Représentation de la tension induite sur R_B selon l'expérience de Johnson [69].

traversant l'inductance. On peut donc écrire l'équation 6.9 comme suit :

$$\int_0^{\infty} V_{\text{induite}}(t) dt = M \int_0^{\infty} \frac{dI_A(t)}{dt} dt \iff \text{aire} = M[I_A(\infty) - I_A(0)] \quad (6.12)$$

Le terme à gauche de l'équation 6.12 est la représentation mathématique de l'aire sous la courbe de la tension induite mesurée et présentée en figure 6.20. L'intégrale à droite de l'équation représente simplement la différence entre la valeur finale et la valeur initiale du courant $I_A(t)$. On peut ainsi trouver la valeur de l'inductance mutuelle M grâce à l'équation 6.13.

$$M = \left[\frac{\text{aire}}{\Delta I_A} \right] \quad (6.13)$$

En figure 6.21 est représenté le schéma électrique équivalent du circuit

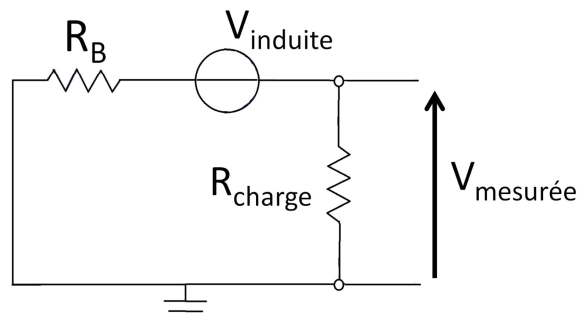


FIGURE 6.21 – Schéma électrique équivalent du circuit cible lors du couplage par mutuelle inductance. La tension induite est mesurée à l'oscilloscope représenté dans le schéma par sa résistance interne R_{charge} , la résistance R_B représente la résistance interne du circuit cible.

cible, dans le cas d'un circuit ouvert la tension V mesurée à l'oscilloscope (avec $R_{\text{charge}} =$ haute impédance dans ce cas) est égale à V_{induite} , l'équation 6.13 est donc valable. Si la sortie du circuit est chargée par une résis-

tance de charge R_{charge} , la formule qui exprime M devient :

$$M = \left[\frac{aire}{\Delta I_A} \right] \left(\frac{R_{charge} + R_B}{R_{charge}} \right) \quad (6.14)$$

avec R_B qui représente la résistance interne du circuit cible. Nous avons utilisé la méthode employée par Johnson afin de calculer M dans le cas du couplage entre la sonde et la ligne de transmission. Pour être dans les mêmes conditions que Johnson, avons donc calculé l'aire sous la courbe pour chaque tension induite correspondant au front montant du pulse appliqué. Dans notre expérience ΔI_A représente la variation du courant magnétisant de la sonde. Cette valeur est calculée à partir de la tension délivrée par le générateur divisée par sa résistance interne, $\Delta I_A = 10/50 = 200$ mA.

	$N = 3$	$N = 6$	$N = 12$
M mesurée en impulsionnel	0.842 nH	1.48 nH	2.77 nH
M calculée par la méthode de Johnson	0.85 nH	1.5 nH	2.8 nH
M mesurée en fréquentiel	1.2 nH	1.7 nH	3 nH

FIGURE 6.22 – Comparaison des mutuelles inductances M extraites du modèle électrique en impulsionnel, calculées selon la méthode de Johnson et extraite du modèle électrique en fréquentiel pour différent N .

Au § 6.3.3 nous avons exposé une méthode pour mesurer M en fréquentiel en utilisant l'analyseur de réseau et dans cette partie M est mesurée en impulsionnel, le tableau 6.22 compare les mesures de M selon les différentes méthodes employées. Les résultats obtenus avec la méthode d'extraction de M en fréquentiel et ceux obtenus en temporelle sont très proches. Nous disposons donc deux possibilités pour mesurer le couplage par mutuelle inductance entre la sonde et le circuit.

6.4 SECOND OUTIL DE CARACTÉRISATION DU COUPLAGE EM - CIRCUIT INTÉGRÉ DÉDIÉ

6.4.1 Présentation du circuit intégré

L'un des objectifs de cette thèse est de contribuer à comprendre l'interaction entre la sonde de champ proche et les circuits intégrés. Nous avons établi un modèle électrique du couplage qui doit être en mesure d'aider à quantifier l'efficacité de l'injection électromagnétique. D'un point de vue

circuit, ce modèle serait l'outil ultime pour prédire l'effet perturbateur d'une agression électromagnétique.

Pour atteindre cet objectif, un circuit intégré test a été fabriqué afin de quantifier le couplage pour des fréquences élevées. Ce circuit a été conçu par Freescale en technologie SMARTMOS 8 0.25 μm . Il comprend quatre couches de métallisation afin d'étudier l'injection électromagnétique en champ proche sur des structures simples. Vingt-quatre capteurs de tension sont intégrés dans la puce afin de mesurer les fluctuations de tension induites localement par l'injection électromagnétique. Nous avons mené cette étude sur l'une des structures de ce circuit intégré test qui est composée de 8 lignes micro-ruban de 1.75 μm x 1 mm déposées sur la troisième couche de métallisation. Les lignes ont une terminaison 50 Ω connectées à une tension de référence $V_{ref} = 1.5$ V. Des capteurs de tension sont connectés aux différentes lignes de la structure d'étude. La structure 1 étudiée est présentée figure 6.23.

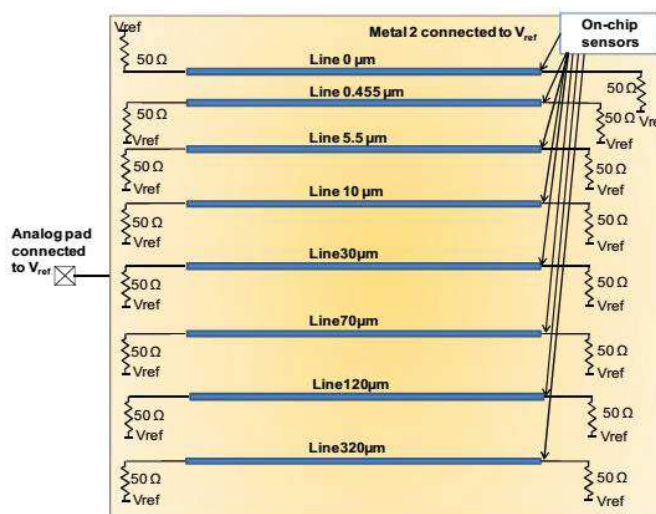


FIGURE 6.23 – Présentation de la structure 1 utilisée pour l'injection. Cette structure est composée de 8 lignes 50 Ω ayant une terminaison adaptée à 50 Ω connectées à une tension de référence $V_{ref} = 1.5$ V. Chaque ligne est reliée à un capteur de tension permettant une mesure in situ des tensions induites par l'injection.

L'intérêt des capteurs de tension est de permettre la mesure in situ des tensions induites par l'injection sans distorsion du signal injecté et cela pour des fréquences élevées. La bande passante des capteurs est de 2.7 GHz. Ces capteurs possèdent leur propre alimentation, ils sont ainsi isolés du reste du CI et blindés afin d'éviter tout parasite ou perturbation. L'acquisition est basée sur le principe d'échantillonnage en temps équivalent séquentiel, comme nous le montre la figure 6.24 .

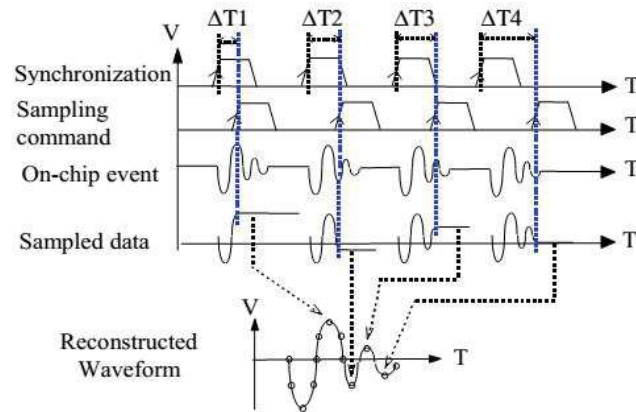


FIGURE 6.24 – Principe de fonctionnement des capteurs intégrés. À chaque front montant du signal de commande, un échantillon du signal à mesurer est acquis. Le signal est reconstitué grâce à la carte d’acquisition.

La forme d’onde du signal est reconstituée avec des signaux reproductibles et synchronisés avec la commande d’échantillonnage du capteur. Pour cela, une carte d’acquisition externe est nécessaire afin de commander l’horloge, la gestion de l’échantillonnage et de convertir les signaux analogiques fournis par les capteurs. Le fonctionnement détaillé des capteurs est donné dans [71].

6.5 COUPLAGE EN IMPULSIONNEL SUR CIRCUIT INTÉGRÉ

Dans cette partie, le circuit intégré est utilisé pour étudier le couplage en régime impulsionnel avec la sonde $N = 6$ boucles. La sonde est positionnée à $d \approx 100 \mu\text{m}$ au dessus d’une ligne 50Ω de la structure 1. Le signal appliqué en entrée de la sonde est un pulse de 10 V crête-crête avec $t_{rise} = t_{fall} = 4 \text{ ns}$ et une longueur d’impulsion de 50 ns. Le schéma de l’expérience est présenté en figure 6.25.

La tension couplée reconstituée par le capteur est présentée en figure 6.26, nous mesurons une tension de 60 mV crête-crête. En utilisant la méthode de Johnson présentée au § 6.3.7, nous calculons une mutuelle inductance $M = 1.2 \text{ nH}$. Cette valeur de M est insérée dans notre modèle électrique du couplage comprenant le modèle électrique de la sonde et celui de la ligne 50Ω sur Si calculé avec ses dimensions géométriques. La comparaison des résultats de la figure 6.26 obtenus expérimentalement et ceux obtenus par le modèle montre un bon accord, cela valide notre méthode à reconstituer la tension induite couplée au circuit intégré.

En utilisant le même procédé, nous avons mesuré le couplage suivant

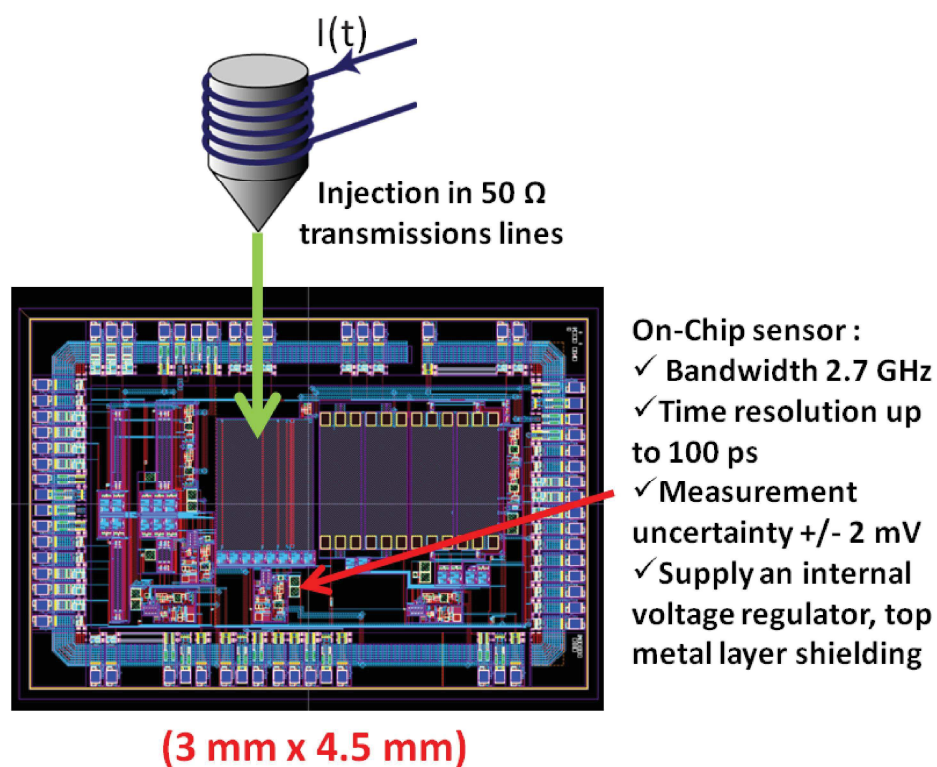


FIGURE 6.25 – Schéma de l'expérience d'injection électromagnétique sur circuit intégré. L'injection est faite sur les lignes 50 Ω . Le signal d'excitation appliqué à la sonde est un signal carré de 10 V crête-crête, $t_{rise} = t_{fall} = 4$ ns, $t_w = 50$ ns.

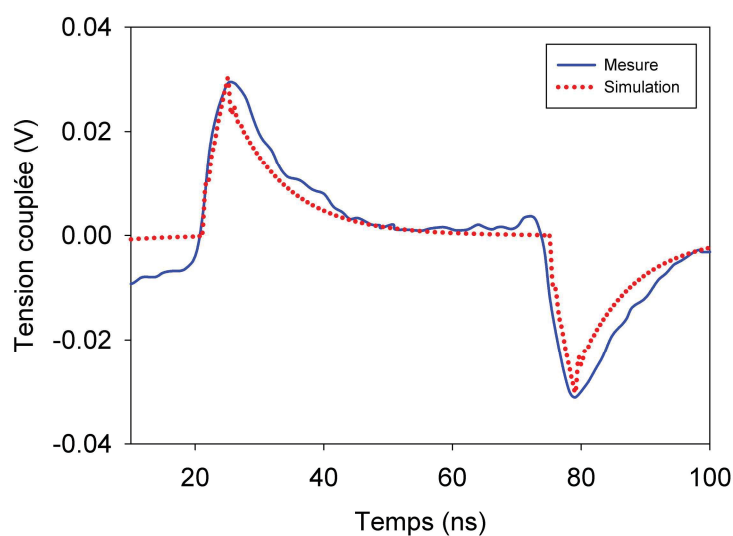


FIGURE 6.26 – Couplage sur une ligne 50 Ω du circuit intégré à $d \approx 100$ μm . Comparaison de la mesure avec la simulation.

un déplacement de 2.5 mm transversal par rapport à ligne $320 \mu\text{m}$ de la structure 1 (cf figure 6.23). Pour chaque point nous calculons la mutuelle inductance à $d \approx 100 \mu\text{m}$. Les dimensions du circuit intégré et la présence des fils de bonding ne nous permettent pas de caractériser le couplage au-delà de 2.5 mm. En figure 6.27 est représenté le résultat de l'expérience. Le couplage est minimum lorsque la sonde est au-dessus de la ligne et

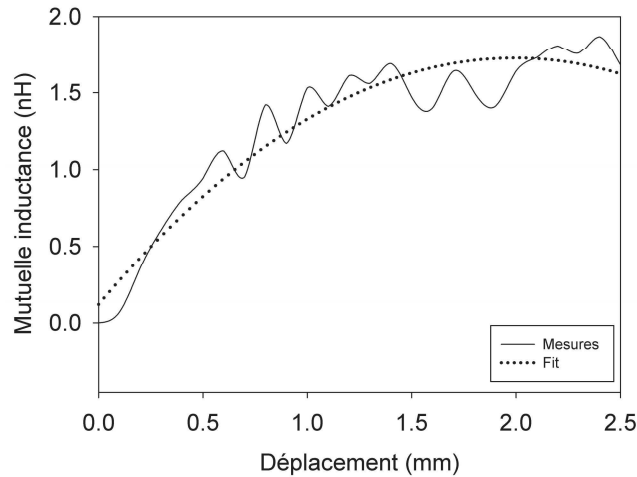


FIGURE 6.27 – Évolution de la mutuelle inductance M en fonction de la position latérale de la sonde par rapport à la ligne à $d \approx 100 \mu\text{m}$, $N = 6$ en régime impulsionnel.

il devient maximum lorsque la sonde est décalée de 2 mm par rapport à la ligne. En comparant les résultats obtenus sur le couplage sonde-ligne sur PCB du § 6.3.6 et ceux obtenus sur la ligne du circuit intégré, nous pouvons voir que les valeurs de M sont proches. Au paragraphe § 6.3.6 nous avons vu qu'à hauteur constante, M est proportionnel à h . Or dans le circuit intégré, l'épaisseur entre la ligne et la tension de référence V_{ref} est $\approx 1 \mu\text{m}$. Avec $h \approx 1 \mu\text{m}$, M devrait être 300 fois plus faible que M mesurées avec la ligne PCB. Ces résultats montrent que le couplage sur le circuit intégré n'est pas effectué entre la ligne et V_{ref} . En figure 6.28 est représentée une vue en coupe du circuit intégré, la ligne de transmission est au niveau du métal 3, reliée au plan de référence V_{ref} qui est au niveau du métal 2. Ce plan de référence V_{ref} est polarisé à 1.5 V par rapport à la masse du circuit, il est donc relié électriquement à la masse via les autres couches de métallisation. Lors de l'injection, le champ magnétique se couple sur la ligne qui induit un courant circulant entre la ligne et le plan de masse. Cela définit la taille de la boucle permettant de capter le champ magnétique entre l'épaisseur la ligne et le plan de masse du circuit

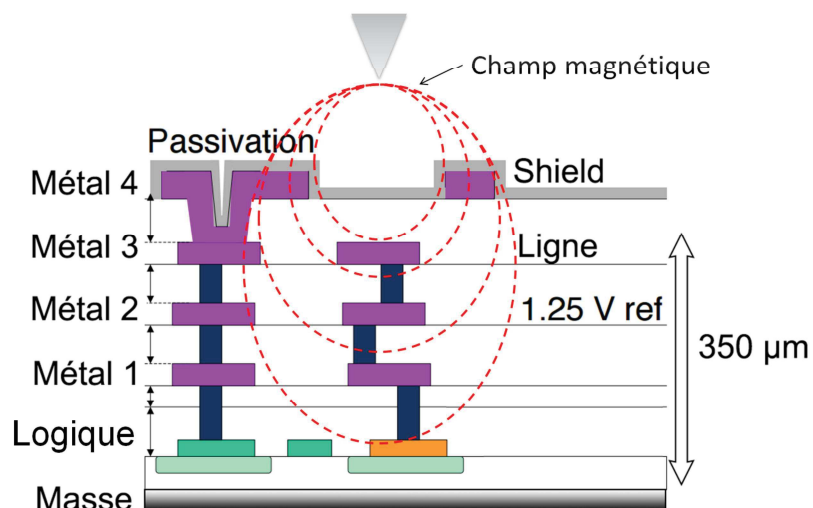


FIGURE 6.28 – Vue en coupe du circuit intégré.

intégré qui est égale à $\approx 350 \mu\text{m}$. Ça serait donc pour cela que les valeurs de M mesurées sur le circuit intégré sont similaires à celles mesurées sur la ligne PCB. Ces résultats sont en corrélation avec les résultats trouvés dans [37] où il est montré que les attaques impulsionnelles avec une sonde magnétique sont plus efficaces que les attaques menées avec une sonde électrique. Cela serait dû au fait que le champ magnétique a la propriété de passer à travers les métaux, ainsi les cibles sur circuit intégré seraient plus grandes et cela provoquerait un dysfonctionnement du circuit plus élevé.

Le modèle électrique nous permet de mieux comprendre le mécanisme de couplage sonde - circuit. Il peut être un outil utilisé lors de la conception des circuits intégrés afin de protéger ces circuits contre les attaques par injection électromagnétique.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail présenté dans ce manuscrit concerne l'imagerie et l'injection électromagnétique en champ proche micro-onde et millimétrique.

Une première étude utilise les ondes électromagnétiques dans la bande millimétrique. Le but principal de cette expérience est l'inspection de la matière et des circuits intégrés afin de pouvoir déterminer les structures cibles pour l'injection électromagnétique. Pour cela, nous avons mis en place un banc expérimental pour la microscopie en champ proche fonctionnant à 60 GHz. En ce basant sur les précédents travaux menés par JP Guillet, des sondes électriques de champ proche améliorées ont été simulées numériquement, réalisées et testées dans des expériences de microscopie. Nous avons montré une sensibilité à la topographie ainsi qu'à la constante diélectrique locale avec des résolutions fortement sub-longueur d'onde de $\lambda/250$. Cependant, la présence d'artéfacts sur les dernières images champ proche présentées révèlent les limites de notre méthode de détection basée uniquement sur une mesure d'amplitude. Ces résultats, mettent en avant les précautions extrêmes qui doivent être prises dans l'interprétation des images obtenues en champ proche.

Afin de résoudre ces incertitudes obtenues sur les images, il sera nécessaire de reconsidérer une bonne partie du banc expérimental pour mettre en place une mesure simultanée de la phase et de l'amplitude. Il serait intéressant de fabriquer et caractériser d'autre type de sonde de champ proche, notamment une sonde magnétique, cela permettra d'élargir le type d'échantillon à étudier. Dans l'objectif d'améliorer la résolution des sondes, il est envisagé d'augmenter la fréquence vers le domaine du THz.

Une seconde étude dans la bande de 1 MHz à 1 GHz a concerné la réalisation et l'optimisation de sondes magnétiques à ferrite dédiées au couplage sur les circuits intégrés. Ces sondes sont des outils clés pour l'étude de la susceptibilité électromagnétique des circuits. Nous nous sommes

concentrés sur des études de couplage sonde - ligne. Les lignes d'alimentation ou de signal sont en effet des cibles privilégiées dans les circuits. Ces études nous ont permis d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu. Nous avons montré que ce couplage peut s'expliquer par une mutuelle inductance. Cette mutuelle inductance prend en compte la distance et la position relative sonde - ligne mais aussi la géométrie de la ligne cible. Ce paramètre est à la base de la construction d'un modèle électrique à éléments localisés qui a l'avantage d'être facilement intégrable dans un simulateur de circuit classique. Deux méthodes d'extraction sont proposées, une dans le domaine fréquentiel et la seconde dans le domaine temporel. À la suite de mesures réalisées sur des lignes sur PCB et intégrées sur silicium, ce modèle a montré sa bonne capacité à quantifier les grandeurs courant et tension induites. Nous avons établi également une relation simple entre la mutuelle inductance et la géométrie de la ligne, en particulier la hauteur entre la piste et le plan de masse. Nous avons alors montré qu'il est possible d'estimer le couplage sur cette cible sans aucune mesure supplémentaire.

La prochaine étape serait d'utiliser ce modèle électrique pour l'étude de la susceptibilité électromagnétique sur une fonction active d'un circuit. Ceci, entre autres, afin de prédire l'effet de la perturbation sur le fonctionnement nominal du circuit. De plus, il serait intéressant de concevoir de nouvelles sondes ayant de meilleures résolutions spatiales et optimisées selon les cibles visées.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd Ed. Wiley India Pvt. Limited, 2007. (Cité page 11.)
- [2] C. A. Balanis, *Antenna Theory - Analysis and Design*, 2nd ed. John Wiley & Sons Inc., 1982. (Cité pages 11, 43, 83, 88 et 106.)
- [3] E. H. Stelzer, "Light microscopy : Beyond the diffraction limit?" *Nature*, vol. 417, no. 6891, pp. 806–807, 2002. (Cité page 11.)
- [4] B. Balland, *Optique géométrique : imagerie et instruments*, ser. Collection des sciences appliquées de l'INSA de Lyon. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2007. (Cité page 12.)
- [5] D. Courjon and C. Bainier, *Le champ proche optique. : Théorie et applications*. Springer, 2001. (Cité pages 13, 14 et 16.)
- [6] P.-A. Lemoine and Y. De wilde, "La nano-imagerie par microscopie optique en champ proche," *Techniques de l'ingénieur Nanosciences : concepts, caractérisation et aspects sécurité*, vol. base documentaire : TIB194DUO., no. ref. article : nm7100, 2015, fre. (Cité pages 13, 14, 17 et 76.)
- [7] E. Synge, "A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 6, no. 35, pp. 356–362, 1928. (Cité page 15.)
- [8] Wikipédia, "Piézoélectricité — wikipédia, l'encyclopédie libre," 2015, [En ligne ; Page disponible le 17-septembre-2015]. (Cité page 16.)
- [9] F. Salvan and F. Thibaudau, "Microscopie à sonde locale," *Techniques de l'ingénieur Techniques d'analyse par imagerie*, vol. base documentaire : TIB387DUO., no. ref. article : p895, 2015, fre. (Cité page 16.)
- [10] E. Ash and G. Nicholls, "Super-resolution aperture scanning microscope," *Nature*, vol. 237, pp. 510–512, 1972. (Cité page 16.)

- [11] D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, "Optical stethoscopy : Image recording with resolution $\lambda/20$," *Applied Physics Letters*, vol. 44, pp. 651–653, Apr. 1984. (Cité page 16.)
- [12] E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner, and R. L. Kostelak, "Breaking the diffraction barrier : Optical microscopy on a nanometric scale," *Science*, vol. 251, no. 5000, pp. 1468–1470, 1991. (Cité page 16.)
- [13] J. Salvi and D. Van Labeke, "Microscopie optique en champ proche. principe," *Techniques de l'ingénieur Techniques d'analyse par imagerie*, vol. base documentaire : TIB387DUO., no. ref. article : p862, 2015, fre. (Cité page 16.)
- [14] F. Baida, D. Courjon, and G. Tribillon, "Combination of a fiber and a silicon nitride tip as a bifunctional detector ; first results and perspectives," in *Near Field Optics*, ser. NATO ASI Series, D. Pohl and D. Courjon, Eds. Springer Netherlands, 1993, vol. 242, pp. 71–78. (Cité page 16.)
- [15] A. E. Eter, N. M. Hameed, F. I. Baida, R. Salut, C. Filiatre, D. Nedeljkovic, E. Atie, S. Bole, and T. Grosjean, "Fiber-integrated optical nano-tweezer based on a bowtie-aperture nano-antenna at the apex of a snom tip," *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, pp. 10 072–10 080, Apr 2014. (Cité page 16.)
- [16] M. Radmacher, P. E. Hillner, and P. K. Hansma, "Scanning nearfield optical microscope using microfabricated probes," *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, no. 8, pp. 2737–2738, 1994. (Cité page 16.)
- [17] N. Klein, P. Lahl, U. Poppe, F. Kadlec, and P. Kuzel, "A metal-dielectric antenna for terahertz near-field imaging," *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 1, p. 014910, Jul 1 2005. (Cité pages 16, 20, 47, 51 et 61.)
- [18] F. Zenhausern, M. O'boyle, and H. Wickramasinghe, "Apertureless near-field optical microscope," *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 13, pp. 1623–1625, 1994. (Cité page 17.)
- [19] N. van der Valk and P. Planken, "Electro-optic detection of subwavelength terahertz spot sizes in the near field of a metal tip," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 9, pp. 1558–1560, AUG 26 2002. (Cité page 17.)

- [20] A. J. L. Adam, "Review of near-field terahertz measurement methods and their applications," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 32, pp. 976–1019, 2011. (Cité page 18.)
- [21] H. Chen, R. Kersting, and G. Cho, "Terahertz imaging with nanometer resolution," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 15, pp. 3009–3011, Oct 13 2003. (Cité page 17.)
- [22] F. Formanek, Y. De Wilde, and L. Aigouy, "Imaging subwavelength holes using an apertureless near-field scanning optical microscope," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 12, pp. 9548–9552, 2003. (Cité page 17.)
- [23] S. Anlage, V. Talanov, and A. Schwartz, "Principles of near-field microwave microscopy," in *Scanning Probe Microscopy*, S. Kalinin and A. Gruverman, Eds. Springer New York, 2007, pp. 215–253. (Cité pages 19, 70 et 71.)
- [24] R. D. Grober, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, "Optical antenna : towards a unity efficiency near-field optical probe," *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 11, pp. 1354–1356, 1997. (Cité pages 18, 47 et 49.)
- [25] T. Nozokido, J. Bae, and K. Mizuno, "Scanning near-field millimeter-wave microscopy using a metal slit as a scanning probe," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 3, pp. 491–499, 2001. (Cité pages 18 et 20.)
- [26] P. Combes, *Micro-ondes : cours et exercices. Circuits passifs, propagation, antennes*, ser. Micro-ondes : cours et exercices. Dunod, 1997. (Cité pages 20 et 45.)
- [27] J.-P. Guillet, "Développement d'un système de microscopie en champ proche térahertz," Ph.D. dissertation, Université de Montpellier 2, 2010. (Cité pages 21, 22, 27, 47, 48 et 51.)
- [28] J.-P. Guillet, L. Chusseau, R. Adam, T. Grosjean, A. Penarier, F. Baida, and D. Charraut, "Continuous-wave scanning terahertz near-field microscope," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 53, pp. 580–582, 2011. (Cité pages 22 et 70.)
- [29] M. Kim, J. Kim, H. Kim, S. Kim, J. Yang, H. Yoo, S. Kim, K. Lee, and B. Friedman, "Nondestructive high spatial resolution imaging with a 60 GHz near-field scanning millimeter-wave microscope," *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 3, pp. 684–688, 2004. (Cité page 23.)

- [30] K. Haddadi, D. Glay, and T. Lasri, "A 60 GHz scanning near-field microscope with high spatial resolution sub-surface imaging," *Micro-wave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 21, no. 11, pp. 625–627, 2011. (Cité pages 23, 24 et 26.)
- [31] S. Kharkovsky and R. Zoughi, "Microwave and millimeter wave non-destructive testing and evaluation - overview and recent advances," *Instrumentation Measurement Magazine, IEEE*, vol. 10, no. 2, pp. 26–38, April 2007. (Cité pages 24, 26 et 27.)
- [32] A. Tselev, S. M. Anlage, H. M. Christen, R. L. Moreland, V. V. Talanov, and A. R. Schwartz, "Near-field microwave microscope with improved sensitivity and spatial resolution," *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 6, pp. 3167–3170, 2003. (Cité page 25.)
- [33] M. Tabib-Azar, J. Katz, and S. LeClair, "Evanescent microwaves : a novel super-resolution noncontact nondestructive imaging technique for biological applications," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 6, pp. 1111–1116, Dec 1999. (Cité page 27.)
- [34] D. Castagnet, "Etude de sondes magnétiques en champ proche : application à l'étude de la susceptibilité de circuits intégrés," Ph.D. dissertation, Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux I, 2007. (Cité page 30.)
- [35] T. Dubois, "Etude de l'effet d'ondes électromagnétiques sur le fonctionnement de circuits électroniques - mise en place d'une méthode de test des systèmes," Ph.D. dissertation, Université Montpellier 2, 2009. (Cité pages 30, 31, 32 et 125.)
- [36] T. Dubois, S. Jarrix, A. Penarier, P. Nouvel, D. Gasquet, L. Chusseau, and B. Azaïs, "Near-field electromagnetic characterization and perturbation of logic circuits," *IEEE Trans. On Instrumentation and Measurements*, vol. 57, pp. 2398–2404, 2008. (Cité page 31.)
- [37] A. Dehbaoui, J.-M. Dutertre, B. Robisson, and A. Tria, "Electromagnetic transient faults injection on a hardware and a software implementations of aes," in *Fault Diagnosis and Tolerance in Cryptography (FDTC), 2012 Workshop on*. IEEE, 2012, pp. 7–15. (Cité pages 31 et 145.)
- [38] F. Poucheret, K. Tobisch, M. Lisart, B. Robisson, L. Chusseau, and P. Maurine, "Local and direct EM injection of power into CMOS inte-

- grated circuits," in *FDTC 2011, Fault Diagnosis and Tolerance in Cryptography*, Nara, Japan, 2011. (Cité page 32.)
- [39] A. Dehbaoui, J.-M. Dutertre, B. Robisson, P. Orsatelli, P. Maurine, and A. Tria, "Injection of transient faults using electromagnetic pulses-practical results on a cryptographic system-." *IACR Cryptology ePrint Archive*, vol. 2012, p. 123, 2012. (Cité page 32.)
- [40] "Langer EMV-Technik." [Online]. Available : <http://www.langer-emv.com/> (Cité page 32.)
- [41] C. Taylor and J. Harrison, C., "The response of a terminated two-wire transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 13, no. 6, pp. 987–989, Nov 1965. (Cité pages 33 et 135.)
- [42] A. Alaeddine, M. Kadi, H. Shall, B. Beydoun, and K. Daoud, "Modeling of the coupling phenomenon between a transmission line and a near-field excitation," in *Microelectronics (ICM), 2013 25th International Conference on*. IEEE, 2013, pp. 1–4. (Cité page 33.)
- [43] S. Sze, *Semiconductor Devices : Physics and Technology, 2nd Ed*. Wiley India Pvt. Limited, 2008. (Cité page 39.)
- [44] F. Keilmann, "FIR microscopy," *Inf. Phys. Technol.*, vol. 36, no. 1, pp. 217–224, 1995. (Cité page 40.)
- [45] B. T. Rosner and D. W. van der Weide, "High-frequency near-field microscopy," *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 7, pp. 2505–2525, 2002. (Cité page 40.)
- [46] "CST Microwave Studio." [Online]. Available : <http://www.cst.com/> (Cité page 49.)
- [47] T. Grosjean and D. Courjon, "Photopolymers as vectorial sensors of the electric field," *Optics Express*, vol. 14, no. 6, pp. 2203–2210, 2006. (Cité page 55.)
- [48] Wikipédia, "Polarisation optique," 2015. (Cité page 62.)
- [49] —, "Résistivité," 2015. (Cité page 63.)
- [50] X.-D. Xiang and C. Gao, "Quantitative complex electrical impedance microscopy by scanning evanescent microwave microscope," *Materials Characterization*, vol. 48, no. 2, pp. 117–125, 2002. (Cité page 65.)

- [51] J. Dellinger, "Imagerie hyperspectrale en champ proche optique : développement et applications à la nanophotonique," Ph.D. dissertation, Université de Bourgogne, 2013. (Cité page 67.)
- [52] R. Mueckstein, C. Graham, C. C. Renaud, A. J. Seeds, J. A. Harrington, and O. Mitrofanov, "Imaging and analysis of thz surface plasmon polariton waves with the integrated sub-wavelength aperture probe," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, no. 8-9, pp. 1031–1042, 2011. (Cité pages 69 et 70.)
- [53] A. Sommerfeld, *Electrodynamics*. New York : Academic Press, 1952. (Cité page 70.)
- [54] P. Adam, J. Bijeon, G. Viardot, and P. Royer, "Analysis of the influence of the tip vibration in the formation of images in apertureless scanning near-field optical microscopy," *Optics Communications*, vol. 174, no. 1-4, pp. 91–98, 2000. (Cité pages 72 et 77.)
- [55] B. Knoll and F. Keilmann, "Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy," *Optics Communications*, vol. 182, no. 46, pp. 321 – 328, 2000. (Cité page 76.)
- [56] J.-J. Greffet and R. Carminati, "Image formation in near-field optics," *Progress in Surface Science*, vol. 56, no. 3, pp. 133–237, 1997. (Cité page 76.)
- [57] "Magnetic field of current loop." [Online]. Available : <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/magnetic/curloo.html> (Cité page 83.)
- [58] A. Boyer, "Méthode de prédiction de la compatibilité électromagnétique des systèmes en boîtier," Ph.D. dissertation, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2007. (Cité pages 91 et 125.)
- [59] "Fair-Rite." [Online]. Available : <http://www.fair-rite.com> (Cité pages 96 et 102.)
- [60] L. Pinier, "Etude et mise au point de ferrites à basse température de frittage pour la réalisation de composants hyperfréquences intégrés," Ph.D. dissertation, Ecole Polytechnique X, 2006. (Cité page 99.)
- [61] J. Haussonne, *Céramiques pour l'électronique et l'électrotechnique*, ser. Matériaux (Lausanne). Presses polytechniques et universitaires romandes, 2002. (Cité page 100.)

- [62] R. Lebourgeois, "Ferrites doux pour l'électronique de puissance," *Techniques de l'ingénieur Matériaux magnétiques*, vol. base documentaire : TIB537DUO., no. ref. article : n3260, 2015, fre. (Cité pages 101 et 102.)
- [63] J. Smit and H. Wijn, *Les ferrites*. Philips, 1961. (Cité pages 102 et 106.)
- [64] A. Goldman, *Modern Ferrite Technology*. Springer US, 2006. (Cité page 102.)
- [65] F. W. Grover, *Inductance calculations : working formulas and tables*. Mineola, N.Y. : Dover Publications, 2004, originally published : New York : D. Van Nostrand Co., 1946. (Cité page 105.)
- [66] Q. Yu, T. Holmes, and K. Naishadham, "Rf equivalent circuit modeling of ferrite-core inductors and characterization of core materials," *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 1, pp. 258–262, Feb 2002. (Cité page 106.)
- [67] N. Hamilton, "The small-signal frequency response of ferrites," *High Frequency Electronics*, 2011. (Cité pages 108 et 109.)
- [68] P. Combes, *Micro-ondes : Tome 1, Lignes, guides et cavités*, ser. Micro-ondes. Dunod, 2007. (Cité pages 122 et 123.)
- [69] H. Johnson and M. Graham, *High-speed Digital Design : A Handbook of Black Magic*, ser. Prentice Hall Modern Semiconductor Design. Prentice Hall, 1993. (Cité pages 126, 130, 138 et 139.)
- [70] C. Carobbi and L. Millanta, "Analysis of the common-mode rejection in the measurement and generation of magnetic fields using loop probes," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 2, pp. 514–523, April 2004. (Cité pages 129 et 130.)
- [71] A. Boyer, S. B. Dhia, C. Lemoine, and B. Vrignon, "An on-chip sensor for time domain characterization of electromagnetic interferences," in *8th Workshop on Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Compo)*, 2011, p. 251. (Cité page 142.)

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS DE L'AUTEUR

Publications dans des revues

1. R. Omarouayache, P. Payet, J. Raoult, and L. Chusseau, "Millimeter-wave near-field imaging with bow-tie antennas," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 12144–12151, May 2015.

Conférences Internationales

2. R. Omarouayache, J. Raoult, S. Jarrix, L. Chusseau, and P. Maurine. "Magnetic microprobe design for EM fault attack". In *EMC Europe*, Brugge, 2013.

3. L. Chusseau, R. Omarouayache, J. Raoult, S. Jarrix, P. Maurine, K. Tobich, A. Boyer, B. Vrignon, J. Shepherd, T.-H. Le, M. Berthier, L. Rivière, B. Robisson, and A.-L. Ribotta. "Electromagnetic analysis, deciphering and reverse engineering of integrated circuits (E-MATA HARI)". In *IEEE International Conference on Very Large Scale Integration, VLSI-SOC 2014*, Playa del Carmen, MX, 2014.

4. R. Omarouayache, J. Raoult, P. Payet, L. Chusseau, B. Vrignon, A. Doridant, and A. Boyer, "Electromagnetic near field injection model on integrated circuit," in *PIERS*, (Praha,CZ), 2015

5. L. Chusseau, R. Omarouayache, P. Payet, and J. Raoult, "Near-field imagery with bow-tie antenna probes at 60 GHz," in *PIERS*, (Praha, CZ), 2015.

6. L. Chusseau, R. Omarouayache, P. Payet, and J. Raoult, "Millimeter-wave near-field imagery with a bow-tie antenna," in *8th Terahertz Days*

Conference, (Arêches Beaufort), 2015.

7. R. Omarouayache, L. Chusseau, P. Payet, J. Raoult, and S. Jarrix, "60 GHz active microscopy with a bow-tie antenna as near-field probe," in IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference, (Pisa, Italy), pp. 1189–1193, 2015.

8. J. Raoult, P. Payet, R. Omarouayache, and L. Chusseau, "Electromagnetic coupling circuit model of a magnetic near-field probe to a microstrip line," in EMC COMPO 2015, 10th International Workshop on Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits, (Edinburgh, UK), 2015

Conférences Nationales

9. R. Omarouayache, J. Raoult, S. Jarrix, L. Chusseau, P. Maurine, "Sondes de champ proche pour l'injection de fautes", Journée "antenne et interaction de champ proche", GDR Ondes, 17 Mars 2011, Paris.

10. R. Omarouayache, J. Raoult, P. Payet, L. Chusseau, B. Vrignon, J. Shepherd, and A. Boyer, "Modèle d'injection électromagnétique en champ proche sur circuit intégré," in XIXeme Journées Nationales Microondes, (Bordeaux), 2015.

11. R. Omarouayache, L. Chusseau, P. Payet, and J. Raoult, "Réflectométrie champ proche à 60 GHz," in XIXeme Journées Nationales Microondes, (Bordeaux), 2015.

Titre Imagerie et injection électromagnétique en champ proche micro-onde et millimétrique

Résumé Ce travail concerne la microscopie en champ proche micro-onde et se déroule dans deux bandes de fréquences très différentes. Une première expérience utilise les très hautes fréquences dans la bande 60 GHz. Des sondes électriques de champ proche ont été conçues, réalisées et testées. Nous avons pu montrer une sensibilité à la topographie ainsi qu'à la constante diélectrique locale avec des résolutions très sub-longueur d'onde de $\lambda/250$. La seconde expérience dans la bande de 1 MHz à 1 GHz a concerné la réalisation et l'optimisation de sondes magnétiques à ferrite dédiées au couplage sur les circuits intégrés. Nous avons montré que ce couplage peut s'expliquer par une mutuelle inductance et nous en avons déduit un modèle électrique complet. Des applications expérimentales sur des circuits intégrés dédiés valident la démarche.

Mots-clés Sonde EM, champ proche, couplage, imagerie, injection, modélisation, ondes millimétriques

Title Near-field electromagnetic imagery at millimeter waves and microwave near-field injection

Abstract Near-field microwave microscopy is developed in two frequency bands. The first experiment involves very high frequencies at 60 GHz. Near-field electric probes were designed, made and tested. We have shown a sensitivity to topography and to the local dielectric constant with a very sub-wavelength resolution of $\lambda/250$. The second experiment was conducted in the 1 MHz - 1 GHz band. Specific magnetic ferrite probes were designed and optimized with aim of integrated circuit coupling applications. We have explained the coupling by a mutual inductance which allowed to derive an electrical circuit model. Experimental applications on dedicated circuits validate the approach.

Keywords EM probe, near-field, coupling, imagery, injection, modeling, millimeter waves