

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de Batna -2-
Faculté de Technologie
Département d'Électronique



THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de
DOCTORAT en SCIENCES
Spécialité: **Électronique**
Option: **Micro-ondes pour Télécommunications**

Par

Abdelouahab BOURAIOU

Thème

**Etude d'une antenne microruban excitée par
une ligne imprimée**

Devant le jury:

Ramdane MAHAMDI	Prof.	Univ. Batna 2.	Président
Tarek FORTAKI	Prof.	Univ. Batna 2.	Rapporteur
Djamel BENATIA	Prof.	Univ. Batna 2.	Examineur
Abdelhafid CHAABI	Prof.	Univ. Frères Mentouri Constantine.	Examineur
Abderraouf MESSAI	Prof.	Univ. Frères Mentouri Constantine.	Examineur
Lotfi DJOUANE	M.C (A)	Univ. M'sila.	Examineur

Dédicaces

A mes chers parents

A ma femme et mes enfants

A ma sœur et mes frères et leurs familles

A toute la famille bouraiou et bouchhida

A tous mes amis

Je dédie du fond du cœur ce travail

Remerciements

- ❖ *Je voudrais exprimer, par ce modeste travail, ma gratitude et ma considération à Monsieur **Tarek FORTAKI**, Professeur à l'université de Batna2, pour avoir suivi mon travail avec une attention soutenue, pour ses qualités scientifiques et humaines qui m'ont beaucoup aidé et guidé tout au long de mes années de recherches.*
- ❖ *Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur **Ramdane MAHAMDI**, de l'université de Batna2, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.*
- ❖ *Toute ma gratitude va à Monsieur le Professeur **Djamel BENATIA**, de l'université de Batna2, pour avoir accepté d'évaluer ce travail.*
- ❖ *Que Monsieur, **Abdelhafid CHAABI**, Professeur à l'université de Constantine, soit remercié pour sa présence dans le jury.*
- ❖ *Monsieur **Abderraouf MESSAI**, Professeur à l'université de Constantine, et Monsieur **Lotfi DJOUANE**, M.C.A à l'université de M'sila, ont aimablement accepté de participer au jury, je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.*
- ❖ *Je tiens à remercier particulièrement tous les enseignants du département d'électronique de l'université de Batna, qui ont veillé à notre formation.*
- ❖ *Mes remerciements vont également à tout le personnel du département d'électronique de l'université de Batna pour leur gentillesse et leur disponibilité.*
- ❖ *Enfin, j'exprime mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.*

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale	2
-----------------------------	---

Chapitre I

Généralités sur les antennes

I.1 Introduction sur les antennes	7
I.1.1 Historique sur la radio communication.....	8
I.2 Définition d'une antenne.....	10
I.3 Caractéristiques des antennes.....	12
I.3.1 Les caractéristiques électriques.....	12
I.3.1.1 Modèle électrique d'une antenne.....	12
I.3.1.2 L'impédance d'entrée d'une antenne.....	13
I.3.1.3 Le coefficient de réflexion.....	15
I.3.1.4 Le Rapport d'Onde Stationnaire.....	15
I.3.1.5 La fréquence de résonance et la bande passante.....	16
I.3.2 Les Caractéristiques de rayonnement.....	17
I.3.2.1 Les régions du champ électromagnétique.....	18
I.3.2.2 Le diagramme de rayonnement.....	19
I.3.2.3 Directivité et GAIN.....	20
I.3.2.4 L'efficacité de rayonnement et l'efficacité totale d'antenne.....	21
I.4 Différents types d'antennes.....	22
I.4.1 Antennes Filaires.....	23
I.4.1.1 Antenne dipôle.....	23

I.4.1.2 Antenne monopôle.....	25
I.4.2 Antennes volumiques.....	27
I.4.3 Antennes patch.....	29
I.4.3.1 Description sur les antennes imprimés.....	31
I.4.3.2 Les différents éléments qui compose l'antenne microbande.....	31
I.4 CONCLUSION.....	36
I.5 Références bibliographiques.....	37

Chapitre II

Modélisation d'un patch microruban couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation

II.1. Introduction.....	40
II.2 Les différents types d'alimentation (excitation) d'antenne microbande	42
II.2.1 Excitation par une ligne coaxiale	43
II.2.2 Excitation par une ligne Microbande	45
II.2.3 excitation par ligne micro bande (méthode avec contact).....	46
II.2.4 Excitation couplée par Fente (ouverture) (méthode sans contact).....	47
II.2.5 Excitation couplée par proximité (méthode sans contact).....	48
II.3. Formulation mathématique.....	50
II.3.1. Courant sur la ligne microstrip d'alimentation.....	50
II.3.2. Détermination du coefficient de réflexion et de l'impédance d'entrée.....	52
II.4. Conclusion	57
II.5. Références bibliographiques.....	59

CHAPITRE III

Modélisation d'une antenne microbande supraconductrice tenant compte de l'impédance de surface et de l'anisotropie électrique et magnétique.

III.1	Introduction.....	63
III.2	supraconducteurs en haute fréquence.....	66
III.2.1	Modèle des deux fluides de Gorter et Casimir.....	67
III.2.2	Equations des frères London.....	69
III.2.2.a	Première équation de London.....	70
III.2.2.b	deuxième équation de London.....	70
III.2.3	Conductivité complexe et impédance de surface.....	73
III.2.3.1	Conductivité complexe.....	73
III.2.3.2	impédance de surface.....	74
III.3	Tenseur de Green tenant compte d'une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle.....	76
III.4	Solution de l'équation intégrale par la méthode de Galerkin.....	84
III.5	Conclusion.....	86
III.6	Références bibliographiques.....	88

CHAPITRE IV

Discussion des résultats numériques d'une antenne microbande supraconductrice à haute température critique.

IV.1	Introduction.....	91
IV.2	Comparaison des résultats avec la littérature.....	92
IV.3	Effet de la température sur la fréquence et la bande passante.....	93

IV.4 Effet de l'anisotropie uniaxiale de type électrique.....	95
IV.5 Influence de la largeur du patch b sur la fréquence et la bande passante.....	100
IV.6 Effet de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique.....	103
IV.7 Influence de l'épaisseur e du patch supraconducteur sur la fréquence et la bande passante.....	108
IV.8 Conclusion.....	110
IV.9 Références bibliographiques.....	111

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale.....	113
Références bibliographiques.....	117

INTRODUCTION
GENERALE

Introduction Générale

La production de nouveaux matériaux se développe d'environ 6% par an dans le monde. Bien que leur coût soit plus élevé que celui des matériaux traditionnels, ils apportent à leurs utilisateurs des avantages importants grâce à leurs propriétés. Ces avantages leur ont ouvert des marchés importants dans la construction automobile, l'aéronautique, ou encore les communications mobiles.

L'isotropie et l'anisotropie sont des propriétés des corps macroscopiques. On dit qu'un système est isotrope si aucune de ses propriétés macroscopiques ne possède de dépendance directionnelle, leurs composantes sont invariantes par rapport à une rotation du trièdre de référence. Il suffit qu'une seule propriété soit directionnelle pour que le corps cesse d'être isotrope. La prise en compte de l'anisotropie est essentielle pour la conception et le dimensionnement d'une structure en matériaux composites car son comportement sera très différent de celui d'une structure isotrope de géométrie identique [1], [2].

La technologie microbande en général, et les antennes patches en particulier connaissent un succès croissant auprès des industriels et des professionnels des télécommunications, qu'elle soit spatiale ou terrestre. Il est nécessaire de bien définir l'intégralité des paramètres des antennes, afin de prévoir son comportement avant la réalisation d'une part, et de s'assurer qu'elle se conformera aux exigences des systèmes d'autre part. Outre l'aspect faible poids, volume et épaisseur des antennes microbandes offrent une multitude avantages par rapport aux antennes classiques. Cependant, ce type d'éléments présente des limites, notamment la bande passante étroite, le faible gain et l'excitation possible d'ondes de surface. Les chercheurs travaillent depuis des années pour réduire ces limitations et améliorer davantage les performances de ces types d'antennes, en jouant sur plusieurs paramètres tels que le substrat diélectrique, l'anisotropie, l'épaisseur

de la plaque métallique, l'alimentation (excitation), ainsi que les matériaux du patch rayonnant et autres.

C'est dans ce contexte que nous avons tracé l'objectif de la présente thèse. Dans le chapitre I, nous donnons des notions générales sur les antennes classique et microbande, ainsi que les différentes caractéristiques de ces antennes, que ce soit électrique ou caractéristiques de rayonnement. Plusieurs types d'antennes seront évoqués, en insistant particulièrement sur les antennes microbandes.

Dans le chapitre II, nous proposons un modèle exacte pour l'étude d'une antenne microbande tenant compte de l'excitation. Ce chapitre constitue un apport important dans le patrimoine des antennes microbandes puisque les travaux publiés récemment ne tiennent pas compte du système d'alimentation. Une variété de méthodes existe pour l'analyse des antennes microbandes, à savoir, le modèle de la cavité résonnante, la méthode de l'équation intégrale [3]-[5], la méthode des différences finies [6] et les méthodes sophistiquées basées sur des algorithmes évolutionnaires [7]-[9]. L'approche qui sera adopté dans ce chapitre est celle de l'équation intégrale.

Dans le chapitre III, nous considérons une antenne avec patch supraconducteur à haute température critique imprimé sur un substrat diélectrique qui présente une anisotropie uniaxiale de type électrique et magnétique. Afin de réduire le problème tridimensionnel en problème unidimensionnel, nous utilisons le formalisme des transformées vectorielles de Fourier. Nous tenons compte à la fois de l'épaisseur et de l'impédance de surface du patch supraconducteur.

Dans le dernier chapitre, nous élaborons un programme de calcul, puis nous validons ce dernier par comparaison de nos résultats numériques avec ceux de la littérature. Une étude paramétrique sera menée pour quantifier l'influence de chaque paramètre sur les caractéristiques de l'antenne. Nous montrons que les performances de l'antenne microbande supraconductrice peuvent être améliorées, notamment en matière de bande

passante, par un choix approprié des rapports d'anisotropie électrique et magnétique. Finalement, Une conclusion générale clos ce manuscrit.

Références bibliographiques

- [1] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. Fourth Edition, New York: John Wiley & Sons, 2012
- [2] A. Bouraiou, M. Amir, T. Fortaki, F. Bouttout, D. Khedrouche and A. Benghalia "Vector Fourier transform analysis of stacked rectangular microstrip patches on isotropic and anisotropic substrates" *Aerospace Science and Technology*, vol. 47, pp. 447-455, 2015.
- [3] D. Sayad, F. Benabdelaziz, C. Zebiri, S. Daoudi, and R. A. Abd-Alhameed, "Spectral Domain Analysis of Gyrotropic Anisotropy Chiral Effect on the Input Impedance of a Printed Dipole Antenna," *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 51, pp. 1-8, 2016.
- [4] Y. Chen, L. Guo, and S. Yang, "Mixed-Potential Integral Equation Based Characteristic Mode Analysis of Microstrip Antennas," *International Journal of Antennas and Propagation*, Article ID 9421050, pp. 1-8, 2016.
- [5] H. L. Sun, C. M. Tong, P. Peng, G. X. Zou, and G. L. Tian, "Real-Coefficient FGG-FG-FFT for the Combined Field Integral Equation," *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 54, pp. 19-27, 2017.
- [6] L. Yang, X. D. Ding, D. W. Ding, and J. Xia, "Numerical Simulation of Fragment-Type Antenna by Using Finite Difference Time Domain (FDTD)," *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 55, pp. 133-142, 2017.
- [7] S. K. Goudos, C. Kalialakis, and R. Mittra, "Evolutionary Algorithms Applied to Antennas and Propagation: A Review of State of the Art," *International Journal of Antennas and Propagation*, Article ID 1010459, pp. 1-12, 2016.
- [8] S. K. Goudos, D. E. Anagnostou, C. Kalialakis, P. Vasant, and S. Nikolaou, "Evolutionary Algorithms Applied to Antennas and Propagation: Emerging Trends and Applications," *International Journal of Antennas and Propagation*, Article ID 5279647, pp. 1-2, 2016.

- [9] M. Amir, S. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, “Bacterial foraging optimisation and method of moments for modelling and optimisation of microstrip antennas,” *IET Microwaves antennas Propagat.*, vol. 8, pp. 295-300, 2014.

Chapitre I

Généralités sur les antennes

1.1 Introduction sur les antennes

On doit d'abord souligner la nuance très importante entre la propagation et le rayonnement d'ondes électromagnétiques. Le mot propagation est généralement réservé au cas où l'onde est guidée par une structure matérielle (câble, guide d'onde, fibre optique,...). Par contre, le mot rayonnement désigne le cas d'une émission et d'une propagation libre dans un espace, théoriquement illimité. Cependant, la différence entre la propagation et le rayonnement, n'est pas si nette du moment que des situations hybrides existent [1].

Le rôle d'une antenne est de convertir l'énergie électrique d'un signal en énergie électromagnétique transportée par une onde électromagnétique (ou inversement). Une définition traditionnelle est la suivante : « Une antenne d'émission est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre un émetteur et l'espace libre où cette énergie va se propager.

Réciproquement, une antenne de réception est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie d'une onde se propageant dans l'espace à un appareil récepteur » [2], [3]. Il est possible dans ce cas de faire transporter une information sans support physique à travers un canal ou une liaison radioélectrique on respectant quelques paramètres et exigences sur la conception de l'antenne et à condition aussi que l'onde électromagnétique soit modulée par un signal informatif. Une liaison radioélectrique est un canal de transmission entre un émetteur et un récepteur, dont le support de transmission est assuré par des ondes électromagnétiques; comme tous les canaux de communication; il est soumis aux problèmes posés par le bruit et les perturbations, qui vont limiter les performances du système de transmission. Ils sont aussi dépendants des propriétés de l'antenne qui va donner naissance à l'onde électromagnétique, et à l'environnement autour de l'antenne qui va influencer sur la propagation des ondes électromagnétiques.

La connaissance et la modélisation de la propagation et des antennes sont complexes mais nécessaires pour dimensionner un système de transmission sans fils [2].

Les antennes sont utilisées dans des gammes de longueurs d'onde très différentes, pour un très grand nombre d'applications dont nous ne citerons que quelques exemples :

- Pour la radiodiffusion à modulation d'amplitude ou les liaisons avec les sous-marins: ondes kilométriques (30 Khz-300 Khz) et hectométriques (300 Khz-3000 Khz).
- Pour les liaisons radio intercontinentales ou maritimes: ondes décamétriques (3 Mhz- 30 Mhz)
- Pour la radiodiffusion à modulation de fréquence, la télévision, la radionavigation: ondes métriques (30 Mhz-300 Mhz).
- Pour la télévision, le radar, les liaisons avec les mobiles: ondes décimétriques (300 Mhz-3000 Mhz).
- Pour les liaisons spatiales avec les satellites artificiels ou les sondes spatiales ainsi que pour la radiodiffusion, la télédétection par satellites, etc : ondes centimétrique (3 Ghz-30 Ghz).
- Pour la radioastronomie et certains radar : ondes millimétriques (30 Ghz-300 Ghz).

D'une extrémité à l'autre du spectre radioélectrique, les antennes ont de structures très différentes : pylônes verticaux en ondes kilométriques et hectométriques ; longs fils obliques ou horizontaux en ondes décamétriques ; dipôles en ondes métriques et centimétriques, réflecteurs et ouvertures rayonnantes au-delà de 1Ghz et ondes centimétriques et millimétriques. Cependant, le rayonnement de ces antennes est étudié et caractérisé au moyen de définitions et de propriétés communes qu'il est indispensable de très bien connaître [3].

1.1.1 Historique sur la radio communication

Le développement des radiocommunications est basé sur la théorie de l'électromagnétisme, mise au point au 19ième siècle et améliorée au 20ième siècle. Les

ondes électromagnétiques, support des radiocommunications, ont été prévus de manière théorique dans le cadre des équations de Maxwell (qu'on va les donner après) et mises en évidence expérimentalement par Hertz à la fin du 19^{ème} siècle. Peu de temps après, les premières applications de transmission radio sont apparues. Leur développement s'est fait en parallèle avec celui de l'électronique au début du siècle. Le 20^{ème} siècle est ensuite ponctué d'innovations majeures, qui répondaient à des besoins précis [2].

C'est vers la fin des années 1980, grâce à l'émergence de l'électronique numérique et du logiciel embarqué que de nombreuses nouvelles applications, en particulier grand public, ont vu le jour. La plus symbolique est sans doute la téléphonie mobile associée aux réseaux cellulaires [4].

Ces nouvelles applications vont introduire des contraintes supplémentaires et grandement modifier les techniques de conception des antennes. La mobilité, la mise en réseau, la miniaturisation, l'esthétisme et la faible consommation sont aujourd'hui des contraintes à respecter. Le début du 21^{ème} siècle connaît une explosion des technologies sans fil qui font maintenant partie de la vie courante.

En conclusion l'histoire de la radiocommunication peut se résumer en trois grandes périodes. La première, couvrant les dernières décennies du 19^{ème} siècle, est une période expérimentale où des liaisons sans fils sont testées sur des distances plus ou moins courtes et où quelques appareils rendant possibles celles-ci voient le jour.

Une seconde période commençant au début du 20^{ème} siècle et finissant peu après la fin de la seconde guerre mondiale voit de nombreuses applications basées sur la radiocommunication. Cette période est notamment marquée par la radiodiffusion, les communications point à point mais également l'invention du radar et la mise au point de technique de modulation analogique.

Enfin une dernière période marquée par l'invention du transistor et du circuit intégré qui, couplée à une solide théorie de l'information, va permettre le développement de tous types de liaisons sans fil et de nouvelles applications que nous utilisons au quotidien [4]. A nos jours, les Applications des antennes sont très variés, ils sont utilisées sur une large gamme de fréquence (ou de longueur d'onde) pour un grand nombre d'applications différentes et dans tous les domaines de vie [2].

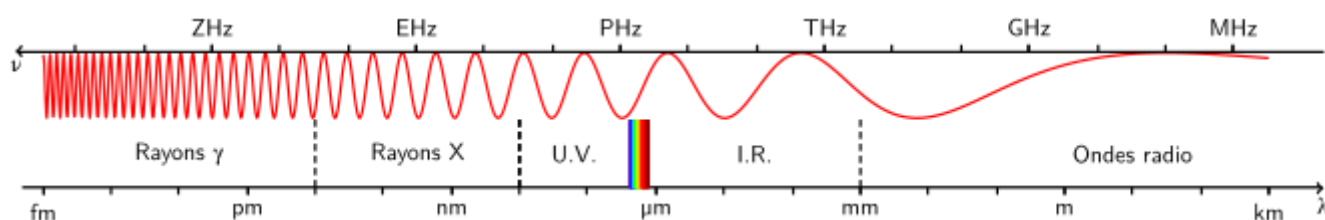


Figure I.1 Domaines du spectre électromagnétique

I.2 Définition d'une antenne

Si nous considérons un système de communication sans fil le plus simple qui soit, celui-ci serait composé d'un bloc d'émission et d'un bloc de réception. Ces deux blocs seraient séparés par un canal de propagation dans lequel le signal émis transite avant d'être reçu comme le montre la Figure I.2 [4].

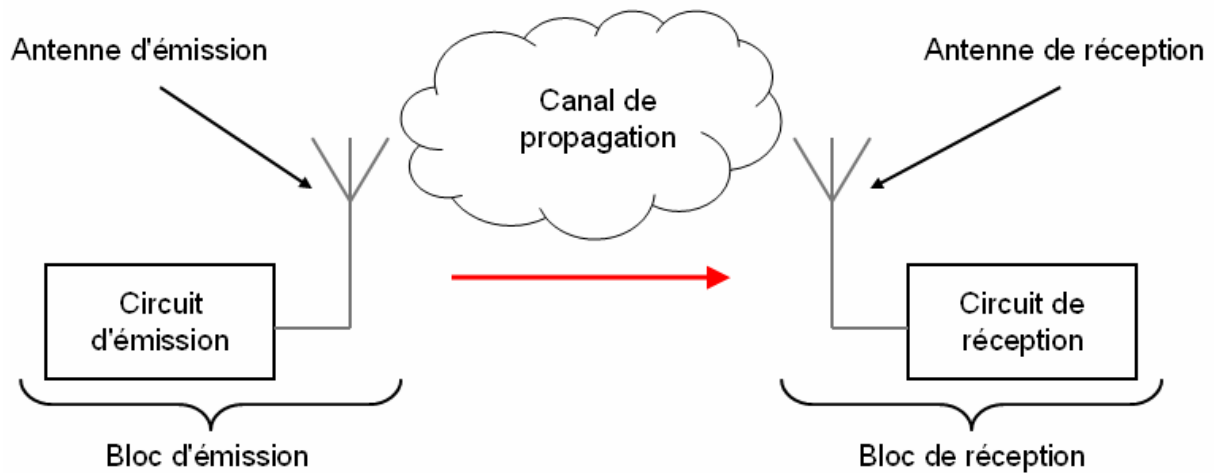


Figure I.2 Schéma de principe d'un système de communication radio

Cependant, il est nécessaire de supprimer toute distinction entre antenne émettrice et antenne réceptrice, en introduisant le principe de réciprocité : toute structure qui reçoit une onde électromagnétique peut transmettre une onde électromagnétique. Une antenne passive peut réciproquement être utilisée en émission et en réception. Les propriétés de l'antenne resteront les mêmes qu'elle soit utilisée en émission ou en réception [2].

Une antenne peut donc indifféremment être utilisée à la réception ou à l'émission, de plus comme le montre le théorème de réciprocité de Lorentz, l'ensemble des caractéristiques d'une antenne sont identiques que l'antenne soit utilisée comme antenne d'émission ou de réception. Ceci est très intéressant car cela signifie qu'un objet communicant disposant d'une partie émission et d'une partie réception pourra utiliser la même antenne.

L'antenne, qui permet de recevoir ou de rayonner des ondes, peut également être vue comme un adaptateur d'impédance entre le milieu de propagation et un circuit électronique [4].

Par ailleurs, afin de décrire les caractéristiques et les performances des antennes, divers paramètres sont utilisés. Ces paramètres sont classés en deux groupes. Le premier groupe caractérise l'antenne comme un élément de circuit électrique (Z_{in} et S_{11}) et le

second groupe s'intéresse à ses propriétés de rayonnement, tel que le diagramme de rayonnement, la directivité et le gain. Enfin, précisons que la notion de puissance rayonnée joue un rôle important dans l'étude des antennes [6].

1.3 Caractéristiques des antennes

On peut définir deux types de caractéristiques pour une antenne, caractéristique électrique et caractéristique de rayonnement.

1.3.1 Les caractéristiques électriques

1.3.1.1 Modèle électrique d'une antenne

On peut résumer le comportement de l'antenne passive (qui présente un comportement linéaire) ainsi : une antenne stocke des charges (comportement capacitif = stockage sous forme d'énergie électrique), s'oppose aux variations des courants qui y circulent (comportement inductif = stockage sous forme d'énergie magnétique) et dissipe une partie de l'énergie (pertes ohmiques et par rayonnement). D'un point de vue électrique, une antenne passive peut donc être modélisée par un circuit équivalent RLC (Figure I.3) valable pour une antenne dipôle) et l'impédance Z_{in} vue à l'entrée de l'antenne est donnée par l'équation I.1. A noter que les valeurs du modèle ne sont valides que sur des bandes étroites.

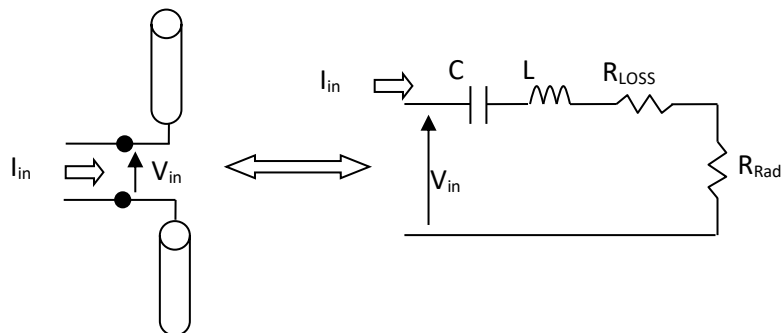


Figure I.3 – Modèle d'impédance complexe d'une antenne

$$Z_{in} = \frac{V_{in}}{I_{in}} = R_{in} + j.X_{in} \quad (I.1)$$

Où R_{in} est la partie active et X_{in} la partie réactive.

Avec

$$R_{in} = R_{Rad} + R_{LOSS} \quad (I.2)$$

$$X_{in} = iLW + \frac{1}{icw} \quad (I.3)$$

R_{Rad} est la résistance de rayonnement et R_{LOSS} la résistance de pertes.

On donne comme un exemple l'antenne dipôle. L'inductance et la capacité sont liées à la longueur de l'antenne. En basse fréquence, l'inductance est négligeable et l'antenne se contente de stocker des charges. Lorsque la fréquence augmente, l'effet de la capacité diminue alors que celui de l'inductance s'accroît et une partie de l'énergie est stockée sous forme d'énergie magnétique. A une fréquence particulière appelée fréquence de résonance, l'inductance et la capacité sont égales en magnitude et leurs effets s'annulent. L'antenne est alors équivalente à une résistance pure. Si les pertes ohmiques sont négligeables, la puissance fournie à l'antenne est alors entièrement rayonnée. Sa capacité à rayonner est alors liée à la résistance de rayonnement [2].

1.3.1.2 L'impédance d'entrée d'une antenne

Une chaîne de transmission radiofréquence est toujours composée au minimum d'un générateur et d'une charge. Lorsque l'antenne est utilisée en émission, le générateur est constitué par le circuit de sortie de l'émetteur et la charge par l'antenne qui rayonne les signaux électromagnétiques. A l'inverse en mode réception, l'antenne constitue le générateur qui collecte les signaux électromagnétiques et le circuit d'entrée du circuit récepteur constitue la charge [4].

En ce qui concerne l'émission et conformément à la théorie des circuits linéaires, l'antenne peut être représentée par un dipôle d'impédance d'entrée complexe

$Z_e(f) = R_e(f) + jX_e(f)$ chargeant à la sortie du circuit émetteur, modélisé par une source d'impédance interne : $Z_s(f) = R_s(f) + jX_s(f)$ (voir Figure I.4).

Précisons que f est la fréquence de résonance de l'antenne.

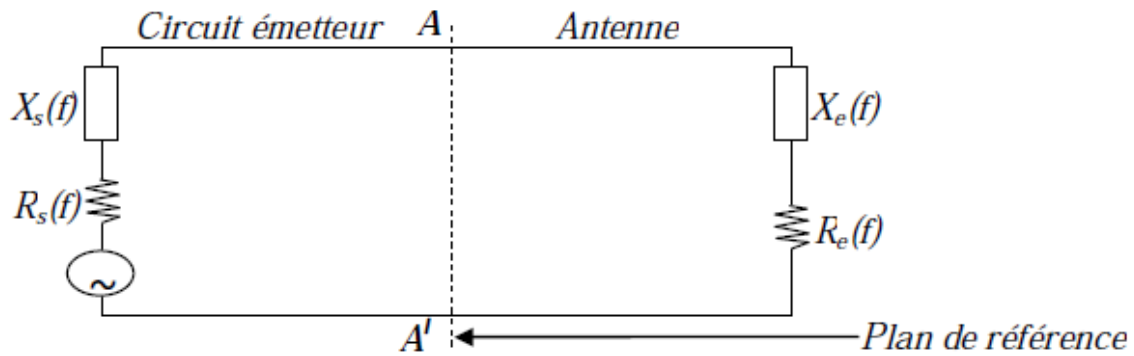


Figure I .4 Schéma équivalent du dispositif à l'émission

Très souvent, les constructeurs des antennes cherchent à obtenir une résistance pure $R = 50 \text{ Ohms}$, et $X = 0$ afin de pouvoir alimenter cette antenne par une ligne 50 Ohms . En effet, idéalement, l'antenne doit présenter à sa ligne d'alimentation une résistance pure égale à l'impédance caractéristique de cette ligne. La ligne d'alimentation fonctionnera alors "en onde progressive". Cette condition est pratiquement toujours recherchée aux fréquences au-delà de 30 MHz , car elle optimise le transfert d'énergie et surtout assure la transmission d'un signal fidèle en n'imposant pas de conditions sur la longueur de cette ligne. Cependant, pour les fréquences basses, il est parfois impossible d'obtenir une impédance résistive de 50 Ohms . On doit alors intercaler entre l'antenne et la ligne d'alimentation un transformateur d'impédance qui aura pour but de transformer l'impédance complexe de l'antenne en une résistance pure, généralement de 50 Ohms . C'est un "dispositif d'adaptation" ou adaptateur d'antenne. Le dispositif d'adaptation est parfois constitué par la ligne elle-même. La longueur de la ligne devient alors critique [5].

1.3.1.3 Le coefficient de réflexion

Lorsqu'une onde incidente change de milieu de propagation ou rencontre une nouvelle interface; une partie de cette onde incidente est réfléchiée et l'autre partie est transmise dans le nouveau milieu. Le coefficient de réflexion, Γ , et le coefficient de transmission, T , quantifient ces deux parties, respectivement. Ces deux coefficients sont reliés par l'expression suivante (I.4) qui traduit la conservation de l'énergie :

$$|\Gamma|^2 + |T|^2 = 1 \quad (\text{I.4})$$

Afin que le maximum de puissance soit transmis entre différents éléments d'un circuit, il faut que le coefficient de réflexion soit le plus faible possible. Pour cela les différents éléments d'une chaîne d'émission / réception radiofréquence sont conçus pour être adaptés à une impédance caractéristique Z_0 . L'impédance caractéristique peut prendre différentes valeurs en fonction des applications [4]. Par exemple elle prend une valeur de 75 ohms pour des applications grand public comme la réception de la télévision hertzienne ou par satellite. Mais le plus souvent l'impédance caractéristique est fixée à 50 ohms dans les milieux professionnels.

1.3.1.4 Le Rapport d'Onde Stationnaire

L'adaptation de l'antenne est souvent caractérisée par le rapport d'onde stationnaire (ROS) ou Voltage Standing Wave Ratio (VSWR). Lorsqu'il y a désadaptation, la réflexion d'une partie de l'onde incidente et l'addition avec l'onde incidente conduit à l'apparition d'une onde stationnaire dans la ligne qui relie l'antenne à la source (ou au récepteur). L'amplitude de cette onde stationnaire n'est pas constante le long de la ligne : l'amplitude est maximale en certains endroits (ventres) et minimale à d'autres (nœuds). Le rapport d'onde stationnaire est le rapport entre l'amplitude maximale et l'amplitude minimale de cette onde stationnaire. Outre l'indication des pertes par désadaptation, il s'agit aussi d'une notion importante du point de vue électronique. Ainsi, si le VSWR est

supérieur à 1, la tension obtenue en un ventre dépasse la tension nominale, ce qui peut conduire à une dégradation des équipements électroniques présents. Le VSWR est souvent noté de la manière suivante : 1.9 : 1, qui signifie un $VSWR = 1.9$, c'est-à-dire que le rapport entre l'amplitude max de l'onde stationnaire est 1.9 fois plus grande que l'amplitude min. Le coefficient de réflexion est alors de 0.31.

La perte de puissance par désadaptation sera alors de 10 % de la puissance incidente, soit une perte de 0.44 dB. À noter, qu'en pratique, on considère qu'une bonne adaptation est réalisée lorsque le taux d'onde stationnaire est inférieur à 2 [7].

1.3.1.5 La fréquence de résonance et la bande passante

La bande passante d'une antenne correspond à la bande de fréquence où le transfert d'énergie de l'alimentation vers l'antenne (ou de l'antenne vers le récepteur) est maximale. La bande passante peut être définie en fonction du coefficient de réflexion, à condition que le diagramme de rayonnement ne change pas sur cette bande. Il n'y a pas de critères précis pour la limite du coefficient de réflexion.

Un critère typique d'avoir un coefficient de réflexion inférieure à -10 dB ou -15 dB sur la bande passante ou un VSWR inférieur à 2.

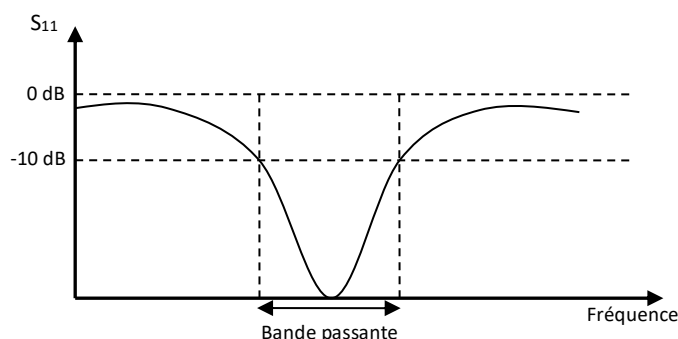


Figure I.5 Bande passante et coefficient de réflexion.

D'un point de vue électrique, nous avons vu que l'antenne pouvait être vue comme un circuit résonant RLC. La bande passante BW (bande passante à 3 dB de la valeur du champ) est liée au facteur de qualité Q du circuit RLC à la fréquence de résonance f_{Res} . Le facteur de qualité représente la quantité de résistance présente lors de la résonance (pour un circuit résonant série équation I.5).

$$Q = \frac{f_{Res}}{BW} \quad (I.4)$$

$$\frac{1}{Q} = \frac{R_{ant}}{2\pi f_{Res} L_{ant}} \quad (I.5)$$

Une antenne avec un fort facteur de qualité rayonne très efficacement à la fréquence de rayonnement sur une bande de fréquence très étroite, ce qui peut limiter les interférences hors bande.

Cependant, si la bande passante est trop étroite, tout signal émis ou reçu près des bornes de la bande de fréquence de fonctionnement sera atténué. Une antenne avec un faible facteur de qualité est large bande mais collecte le bruit présent sur la bande de fonctionnement, dégradant ainsi la qualité du signal reçu [7].

1.3.2 Les Caractéristiques de rayonnement

Un grand nombre de paramètres électriques sont valables pour d'autres composants d'une chaîne de transmission radiofréquence. Mais, ce qui différencie réellement les antennes sont leur capacité à rayonner qui se définit au moyen de plusieurs paramètres [4].

I.3.2.1 Les régions du champ électromagnétique

L'espace entourant une antenne peut être divisé en trois régions distinctes comme le montre la Figure I.6. La structure du champ électromagnétique est différente en fonction des régions. Bien qu'il n'y ait pas de changement brutal de la configuration des champs aux frontières de ces régions, il existe de réelles différences entre elles. Ces régions sont délimitées par des sphères de rayon R_1 et R_2 qui sont décrites par les équations (I.6) et (I.7) respectivement, et où a correspond à la plus grande longueur de l'antenne et λ est la longueur d'onde.

$$R_1 = 0.62 \sqrt{\frac{a^3}{\lambda}} \quad (\text{I.6})$$

$$R_2 = \frac{2a^2}{\lambda} \quad (\text{I.7})$$

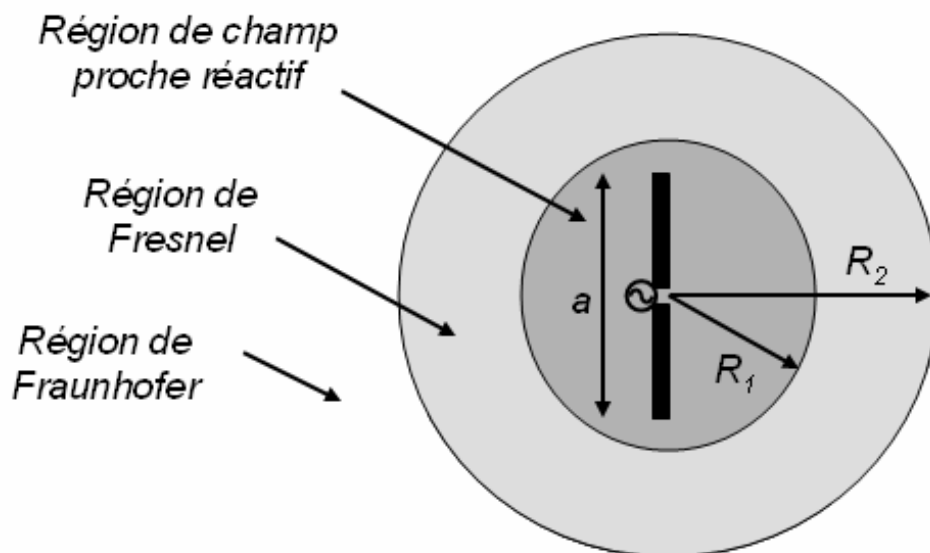


Figure I.6. Illustration des régions du champ électromagnétique d'une antenne

La région entourant directement l'antenne est appelée la région de champ proche réactif. Dans cette région également appelée région de Rayleigh, le champ réactif est dominant. Pour une antenne de très petites dimensions, cette région est communément incluse dans une sphère de rayon $\lambda/2\pi$. La région intermédiaire appelée région de Fresnel ou région de champ proche radiatif est caractérisée par une distribution du champ électromagnétique rayonné dépendante de la distance par rapport à l'antenne. Dans le cas d'antenne de faible dimension, cette zone peut ne pas exister. Enfin la dernière région est appelée la région de Fraunhofer ou région de champ lointain. Dans cette région, la distribution du champ électromagnétique est indépendante de la distance par rapport à l'antenne. Le rayon de courbure des ondes devenant grand, ces ondes peuvent être considérées comme planes. Par définition, l'onde plane n'a pas de décroissance de E. Lorsque l'on parle des propriétés de rayonnement d'une antenne il est sous-entendu que l'on considère les propriétés observables en champ lointain car c'est cette distribution du champ électromagnétique qui va être vu par l'autre antenne de la chaîne de transmission [4].

1.3.2.2 Le diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement est une représentation géométrique de la façon dont une antenne collecte ou rayonne l'énergie électromagnétique dans l'espace. Cette représentation peut se faire soit en trois dimensions soit en deux dimensions sur des diagrammes polaires présentant différents plans.

Le diagramme de rayonnement permet de localiser les zones de l'espace entourant l'antenne et les directions où le rayonnement est intense ou faible. Même si chaque diagramme de rayonnement est différent en fonction des antennes, il est possible de différencier trois formes typiques de diagramme de rayonnement : isotrope, omnidirectionnel et directif.

Une antenne isotrope : est une antenne qui rayonne son énergie uniformément dans toutes les directions de l'espace. Cette antenne reste purement théorique et sert de référence pour établir la directivité ou le gain d'une antenne réelle.

Une antenne omnidirectionnelle : se caractérise par la faculté à rayonner de manière égale dans toutes les directions contenues dans un plan. L'antenne dipôle que nous présenterons par la suite est un exemple d'antenne omnidirectionnelle.

A l'inverse, **une antenne directive** : est une antenne qui va concentrer l'énergie qu'elle rayonne dans une direction de l'espace.

La Figure I.7 ci-dessous présente des formes de diagrammes de rayonnement que nous venons de présenter.

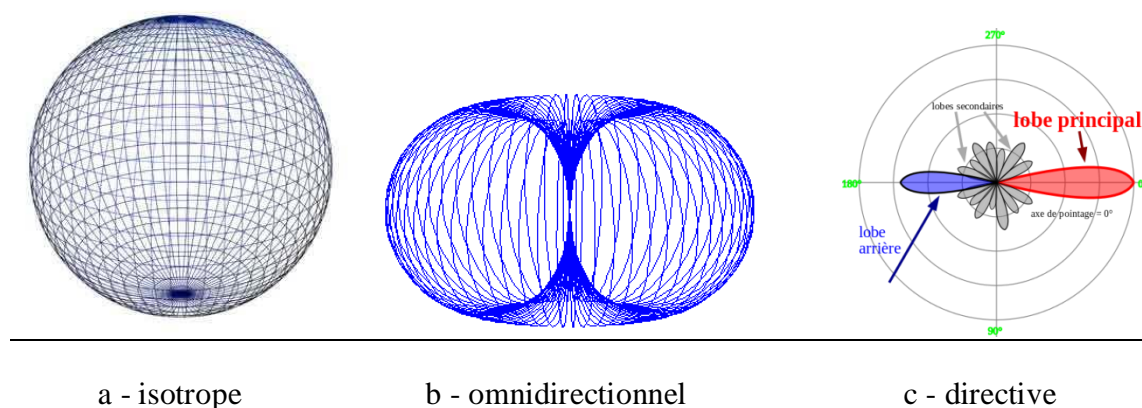


Figure I.7. Exemples de diagramme de rayonnement d'antenne

1.3.2.3 Directivité et GAIN

Le gain et la directivité permettent de comparer les performances d'une antenne par rapport à l'antenne de référence qu'est l'antenne isotrope [8].

a - La directivité

La directivité est un paramètre pour caractériser l'émission ou réception des ondes dans une direction considérée (θ, φ) . Elle peut être calculée par le rapport entre la puissance rayonnée dans une direction donnée et celle d'une antenne isotrope de référence.

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P_R(\theta, \varphi)}{P_{R(isotrope)}} \quad (I.8)$$

b - Le Gain

Le gain d'une antenne dans une direction peut être exprimé par le rapport de la puissance rayonnée dans une direction par la puissance absorbée par une antenne isotrope. Dans une antenne, la puissance d'alimentation P_A n'est pas nécessairement rayonnée en totalité, du faite des pertes intrinsèques dans les matériaux constituant l'antenne. Par conséquent, si on remplace P_R par P_A dans la relation (I.9), on obtient une quantité $G(\theta, \varphi)$ appelée gain dans la direction (θ, φ) , tel que :

$$G(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P_R(\theta, \varphi)}{P_A} \quad (I.9)$$

Avec $P_R = P_A \cdot \eta$. Généralement le gain est exprimé en dB :

$$G_{dB}(\theta, \varphi) = 10 \log\left(4\pi \frac{P_R(\theta, \varphi)}{P_A}\right) \quad (I.10)$$

I.3.2.4 L'efficacité de rayonnement et l'efficacité totale d'antenne

Avant de définir les différentes efficacités, il convient de considérer une antenne comme un système dont nous étudions la conservation de l'énergie. Ainsi la puissance initiale que nous appellerons P_{source} se décompose en deux parties. Une partie de cette puissance, $P_{reflèchie}$ est réfléchiée et n'entre pas dans la structure de l'antenne contrairement à l'autre partie, P_{in} qui est injectée dans la structure de l'antenne. La puissance sortant de ce système, P_{ray} , est la puissance rayonnée par l'antenne [4]. Elle est égale à la puissance

injectée moins la puissance des pertes dans la structure de l'antenne. Le schéma de la Figure I.8 illustre la notion de conservation d'énergie au sein d'une antenne.

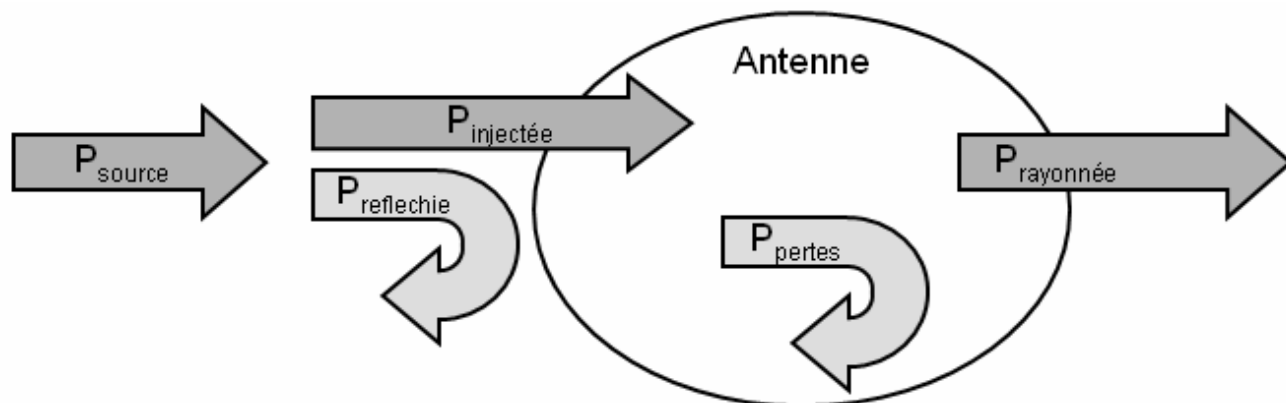


Figure I.8. Illustration de la conservation de l'énergie dans une antenne

L'efficacité de rayonnement ne prend en compte que les pertes dans la structure de l'antenne. Ses pertes peuvent se décomposer en pertes dans le diélectrique et en pertes dans le conducteur (pertes par effet joule) mais il est souvent difficile de les dissocier. L'efficacité de rayonnement, η_{ray} , est donc le rapport entre la puissance rayonnée et la puissance injectée.

1.4 Différents types d'antennes

Les antennes peuvent être généralement classées selon divers critères :

- Forme (ou technologie) (filaire, ouverture, à réflecteur, microruban ...).
- Domaine d'utilisation (liaison terrestre, liaison spatiale, faisceaux hertziens, radar).
- Largeur de bande (HF, VHF, UHF ...).
- Type d'excitation (courant ou champ).

On ne peut pas présenter tous les types d'antennes, mais on va brièvement présenter les plus couramment utilisées, selon leurs formes.

1.4.1 Antennes Filaires

Ce sont des structures basées sur des conducteurs linéiques, de section généralement circulaire ou carrée. Cette section est considérée faible par rapport à la longueur du conducteur ce qui permet de supposer une distribution linéique des sources de courant lors de l'analyse de ces antennes. Une telle hypothèse permet de calculer aisément le rayonnement produit par de telles sources. Elles sont très simples à réaliser et à faible coût. Les antennes filaires sont généralement les plus familières car elles sont utilisées dans beaucoup d'applications: automobiles, immeubles, bateaux, avions, engins spatiales ... Elles sont constituées de conducteurs ou de groupements de conducteurs et peuvent épouser plusieurs formes : rectilignes (monopoles, dipôles...), cadres (rectangulaire ou circulaire), hélice...

Parmi les antennes rectilignes les plus couramment utilisées, on peut citer le dipôle demi-onde et l'antenne monopôle.

1.4.1.1 Antenne dipôle

Le dipôle demi-onde ou $\lambda/2$ est un cas particulier du doublet de Hertz dont la longueur est sensiblement égale à la moitié de la longueur d'onde du signal ou à émettre. En effet, si l'on considère la distribution de courant le long d'un dipôle de longueur d en fonction du rapport d/λ , on constate que l'intensité maximale du courant se retrouve sur les points de l'excitation différentielle comme le montre la Figure I.9.

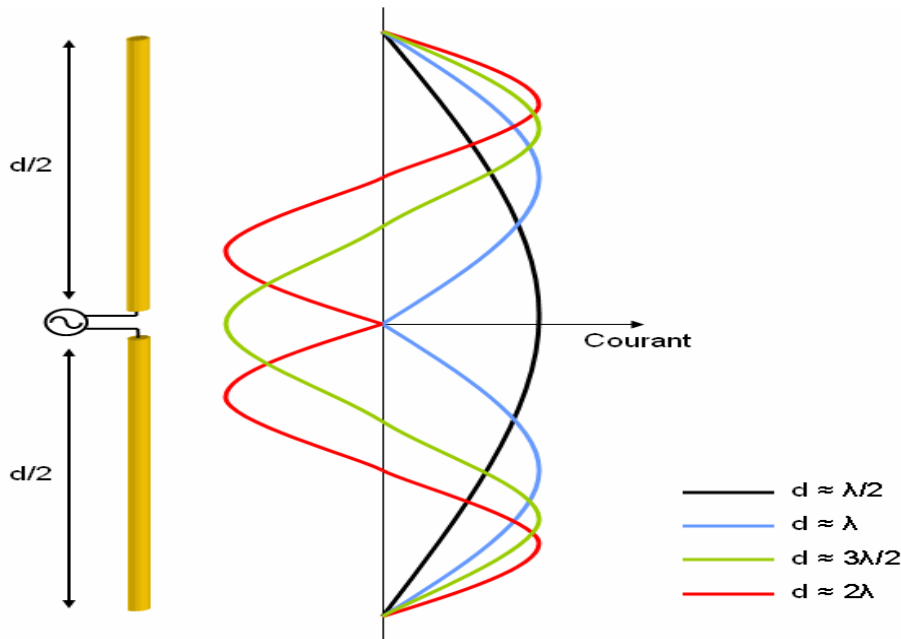


Figure I.9 Distribution du courant le long d'un dipôle en fonction du rapport d/λ

Le dipôle est une antenne filaire composée de deux brins conducteurs de longueur h inférieur à la longueur d'onde λ ($h < \lambda/10$) écartés en directions opposés. L'alimentation est le plus souvent présentée au centre de la structure ce qui donne un système symétrique. L'intensité du rayonnement dépend de l'intensité du courant circulant dans le dipôle, on donnant un exemple d'une antenne dipôle $\lambda/2$ (Figure I.10). Le maximum de rayonnement se situe dans le plan médian du dipôle où l'intensité du courant est maximale. L'antenne dipôle demi-onde correspond au cas particulier d'une longue antenne filaire linéaire utilisée à sa fréquence de résonance. Cette antenne est utilisée pour un grand nombre d'applications sur les bandes VHF et UHF [8].

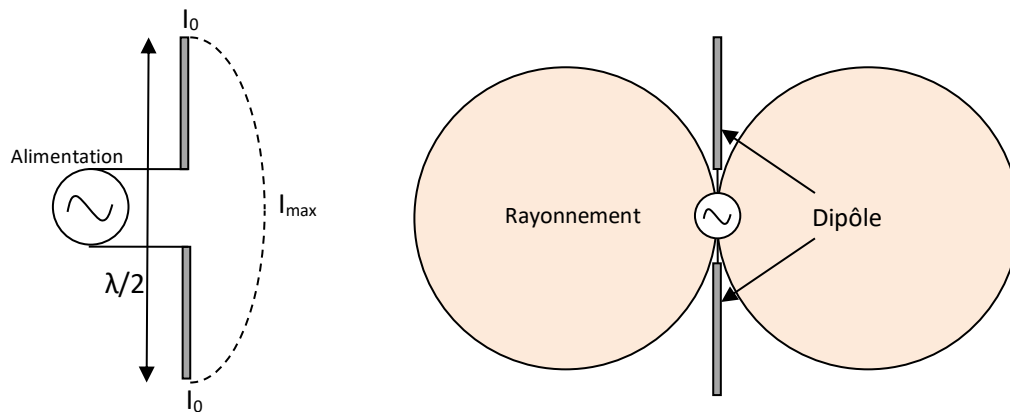


Figure I.10 La dépendance entre la circulation du courant dans un dipôle et l'intensité de rayonnement.

I.4.1.2 Antenne monopôle

Une antenne monopôle c'est la moitié d'une antenne dipôle, associée à un plan de masse de grande dimension (en théorie de dimension infinie) par rapport à la longueur d'onde (2 à 3 fois λ au minimum), qui se comporte comme l'autre moitié d'une antenne dipôle (Figure I.11). Le plan de masse peut être naturel (eau, terre), ou artificiel (plaque métallique ou une grande quantité de fils disposés en étoile). Une antenne d'automobile est un exemple courant d'une antenne monopole, avec le métal d'automobile forme le plan de masse.

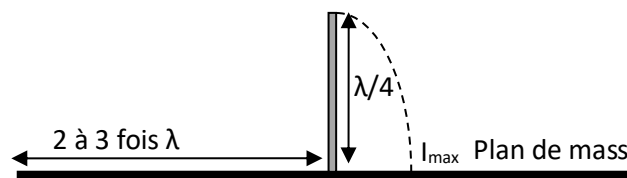


Figure I.11 Antenne monopôle.

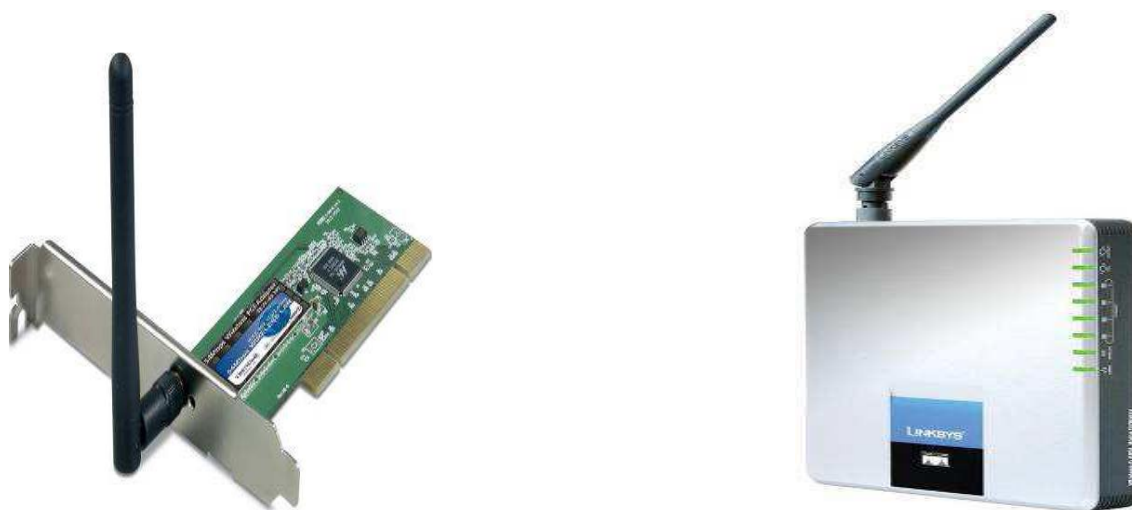
Le plan de masse qui joue un rôle d'un réflecteur, peut être constitué aussi, de brins inclinés à 60° et longs de $\lambda/4$. Cette configuration, mécaniquement très simple à réaliser,

permet d'avoir des propriétés intéressantes et notamment une impédance caractéristique nominale de 50 Ohms (Figure I.12).



Figure I.12 Antenne monopôle avec réflecteur incliné.

Le monopole était utilisé comme antenne dans les premières générations de téléphone mobile mais il a été remplacé par d'autres structures plus compactes et multi-bandes. Aujourd'hui ce type d'antenne reste employé notamment au niveau des routeurs ou des cartes réseau Wifi où la contrainte d'encombrement est moins forte et où un rayonnement omnidirectionnel est souhaitable. Dans le cas de l'utilisation de monopole dans des objets communicants, le circuit imprimé de l'objet constitue généralement le plan de l'antenne; ceci permet d'obtenir des systèmes d'antenne efficaces.



a - Carte réseau Wifi

b - Routeur Wifi

Figure I.13. Exemples de produits mettant en œuvre des monopoles

1.4.2 Antennes volumiques

Tout élément rayonnant structuré en trois dimension, peut être classé sous la catégorie des antennes volumiques telles que les antennes cornets ou paraboliques. Les dimensions de ces éléments jouent un rôle très important sur leurs caractéristiques (largeur de bande, gain et directivité).

Le besoin de réaliser des liaisons radioélectriques sur de grandes distances et à des fréquences très hautes a conduit à la conception d'antennes unidirectionnelles en plaçant un réflecteur au voisinage de la source rayonnante [1]. Parmi ces antennes, on peut citer, par exemple, l'antenne à réflecteur parabolique et l'antenne dièdre (Figure I.14).

a) Antenne à réflecteur parabolique

L'antenne à réflecteur parabolique (Figure I.14a), utilisée particulièrement en SHF (télécommunications spatiales, radar, ...), est constituée d'un paraboloïde métallique au foyer duquel, on place la source d'excitation (cornet, dipôle demi-onde...). La source primaire rayonne l'onde vers le paraboloïde. Selon la propriété bien connue de la parabole,

tous les rayons sont réfléchis parallèlement à l'axe de la parabole. Cette antenne présente l'avantage d'offrir un gain élevé et donc d'effectuer des liaisons à très grandes distances.

b) Antenne dièdre

L'antenne dièdre est constituée d'un dipôle demi-onde placé devant un réflecteur formé de deux écrans identiques formant un dièdre (Figure I.14 b). Suivant les dimensions de ce réflecteur, le gain peut atteindre des valeurs élevées (de l'ordre de 10 dB) ce qui est très intéressant pour les fréquences les plus élevées particulièrement en gamme UHF (300 à 3000 MHz). Caractérisée par sa large bande passante, cette antenne offre un rapport avant arrière très avantageux. Elle est utilisée pour des liaisons point à point. Le réflecteur peut être réalisé à l'aide d'une tôle pleine, d'un grillage ou d'un ensemble de tiges parallèles.

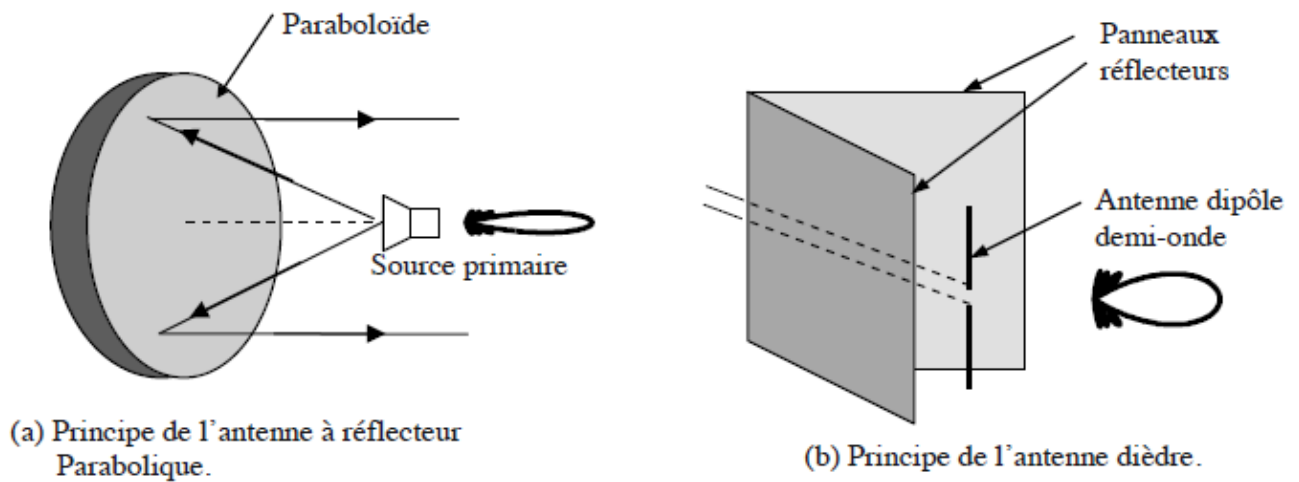


Figure I.14 Antennes à réflecteurs

I.4.3 Antennes patch

L'antenne microbande (Microstrip antenna) est le type d'antenne le plus populaire au cours de ces dernières années.

L'idée d'un élément rayonnant à microruban date de 1950 et le concept a été proposé par Deschamps [12]. Quelques années plus tard Gutton et Baissinot [13] ont breveté une antenne basée sur microruban. Le besoin d'une antenne mince pour l'industrie militaire et spatiale a réanimé le développement (bloqué avant à cause du non disponibilité du substrat adéquat) des antennes imprimées au début des années 1970.

L'une des tendances les plus importantes est le passage des technologies classiques (type guide d'onde) aux technologies plaquées (microruban coplanaire, ...). Ces dernières présentent l'avantage de pouvoir être fabriquées suivant les techniques très précises et bon marché des circuits imprimés. De plus, ces technologies planaires se prêtent particulièrement bien à la réalisation et à la miniaturisation des circuits passifs et actifs micro-ondes pour de faibles puissances.

Le développement de ces techniques a débouché sur la production industrielle de dispositifs en technologie hybride et de composants MIC (Microwave Integrated Circuits) ou MMIC (Monolithic MIC), dans lesquels les circuits passifs (type lignes de transmission) et les éléments semi-conducteurs (transistors et diodes) sont intégrés sur le même substrat semi-conducteur (Silicium ou Arséniure de Gallium principalement).

Grâce à ces avancées technologiques, l'utilisation des micro-ondes, jusque-là installée à des applications militaires (radars, contre-mesures, ...) a pu être étendue à différents domaines, traditionnels d'abord (télévision par satellite, radars de mesure de vitesse, systèmes d'alarme, ...), évolués ensuite (communications et navigations par satellites, mesures industrielles, contrôle du trafic aérien, radiométrie, contrôle des processus industriels, médecine), voire embarqués (radar anti-collision, ...).

Actuellement, les communications avec les mobiles (téléphonie, ...) représentent le secteur d'activité le plus important pour les micro-ondes. Cette extension des réseaux terrestres et satellitaires (constellation de satellites basse altitude) est orientée à la fois vers des applications professionnelles mais aussi vers les particuliers [14].

Ce type d'antennes s'adaptent facilement aux surfaces planes et non planes et présentent une grande robustesse et flexibilité lorsqu'il est monté sur des surfaces rigides (ces caractéristiques n'existent pas sur les autres types d'antenne) et d'autres avantages qu'on peut les citer comme suit :

- Un faible coût de fabrication.
- Elles sont légères et peu encombrantes.
- La possibilité de les imprimer sur des surfaces non-planes dans le cas de substrats souples.
- La possibilité de mise en réseaux pour améliorer la directivité et pour des applications de balayage électronique de l'espace.
- La possibilité de les intégrer dans des appareils électriques nomades.
- La polarisation de l'onde électromagnétique linéaire ou circulaire en ajustant la géométrie et l'excitation de l'élément rayonnant.

Malheureusement, ces antennes présentent également un certain nombre d'inconvénients qui peuvent limiter leur domaine d'applications. On peut noter :

- Une bande passante limitée (de 1 à 5 %).
- Un faible gain (de l'ordre de 5 dB).
- Une pureté de polarisation difficile à obtenir.
- L'excitation possible d'ondes de surface dans le diélectrique.
- Des puissances transportées faibles en comparaison aux antennes traditionnelles [11].

Plusieurs études et expériences ont été faites et toujours en cours à travers le monde afin d'améliorer ces limitations de ce type d'antenne planaire. À cause de l'importance de ce type d'antenne dans notre vie quotidienne, et qu'il est indispensable dans presque tous les domaines, on va le prendre avec plus de détail.

1.4.3.1 Description sur les antennes imprimées

Une antenne microruban conventionnelle est constituée d'un plan de masse et un substrat diélectrique, dont la surface porte un ou plusieurs éléments métallisés, appelés en anglais PATCH (Figure I.15). Elle est conçue telle que le maximum de son diagramme de rayonnement est normal à l'élément rayonnant. Le conducteur métallique supérieur peut prendre des formes quelconque (rectangulaire, circulaire, à fente, ou formes plus élaborées).

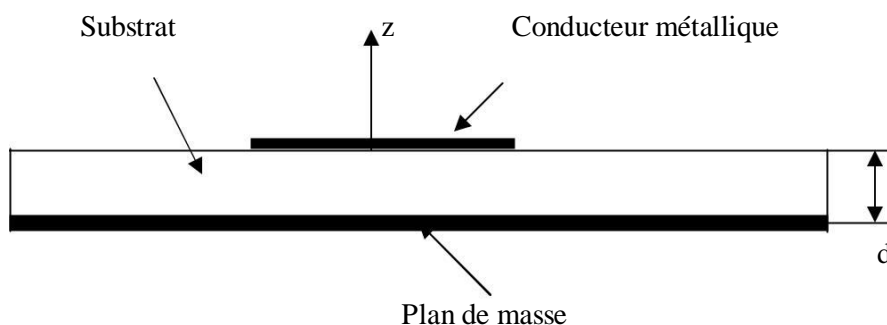


Figure I.15 Constitution d'une antenne microruban (coupe transversale).

1.4.3.2 Les différents éléments qui compose l'antenne microbande

Comme c'est déjà mentionné dessus, l'antenne microbande est composée de trois éléments principaux, l'élément rayonnant, le plan de masse et le substrat.

a) L'élément rayonnant

Le patch est un conducteur mince et dans la plupart des applications pratiques il est de forme rectangulaire ou circulaire, mais on trouve également d'autres formes plus complexes, qu'elles sont utilisées dans certaines applications particulières.

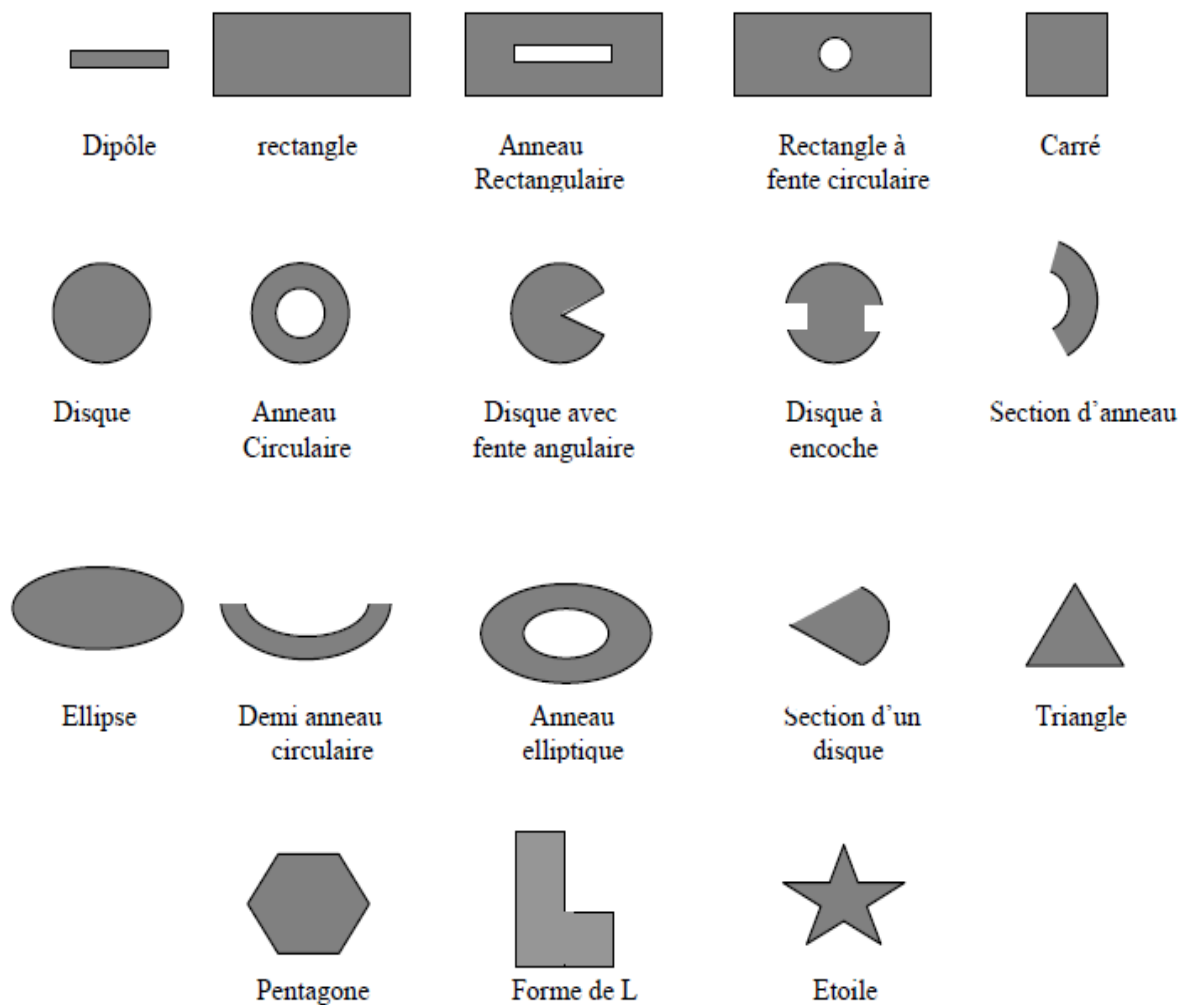


Figure I.16 différentes formes de l'élément rayonnant

Les matériaux les plus utilisés pour la réalisation des patches sont généralement le cuivre, l'argent et l'or, mais d'autres matériaux et polymères conducteurs sont actuellement en

étude. Les supraconducteurs ont prouvés une grande performance [15] [16] spécialement de point de vu perte.

Depuis la découverte du matériaux de la haute Tc supraconductivité qui ont des températures critiques au-dessus du point d'ébullition d'azote liquide, le développement d'application à micro-ondes de hauts Tc supraconducteurs a été extrêmement rapide, et un grand nombre de sous-système très sophistiqués a été produit. Les dispositifs micro-ondes passif a supraconducteur, comme les antennes, les filtres, les lignes de transmission,...ont montrés une importante supériorité par rapport au dispositifs fabriqués par des matériaux normal comme l'or et le cuivre, à cause de la surface résistante faible des supraconducteurs. La résistance superficielle basse correspond à un grand facteur de qualité et elle a prouvé l'amélioration de plusieurs performances, comme le gain plus important et la perte d'insertion inférieure dans des dispositifs à micro-ondes passifs [17]. Autres études ont aussi montrés l'influence de la température et l'épaisseur du patch supraconducteur sur la fréquence de résonance de l'antenne [18].

Pour certaine applications, on demande de travailler en bifréquence ou d'augmenter la bande passante. Pour augmenter la bande passante, on peut utiliser des éléments rayonnants étagés (Figure I.17) [3].

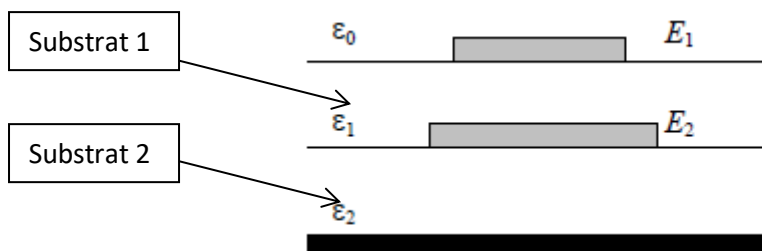


Figure I.17 Eléments rayonnants étagés

- Un premier élément E_1 sur un substrat de permittivité ε_1 , de fréquence centrale f_1
- Un second élément E_2 sur un substrat de permittivité ε_2 , de fréquence centrale f_2 , au-dessus du plan de masse de la structure.

b) Le plan de masse

Un plan de masse idéal est un plan infini formé par un conducteur parfait. La plupart anciennes recherches faites sur les antennes microbandes étaient basées sur l'approximation que le plan de masse avait des dimensions infinies. Cependant, de telles dimensions pour une antenne commercialisée ne peuvent pas l'être, et la connaissance des caractéristiques de rayonnement associées à une antenne avec un plan de masse fini s'est avérée indispensable. Le plan de masse ne pouvant pas être infini, il peut être égal à 3 ou quatre fois la longueur d'onde, ce qui représente parfois un encombrement trop important. Un plan de masse plus petit conduira à une modification des propriétés de l'antenne.

c) Le substrat

Le substrat diélectrique est d'une importance primordiale dans la conception des antennes microbande. On peut le trouver d'une diversité de matériaux, suivant l'intérêt de l'utilisation de l'antenne et les caractéristiques demandés. Il peut être utilisé des composites à base de téflon, du polypropylène, ainsi que des mousses synthétiques contenant beaucoup de minuscules poches d'air.

Les substrats doivent être de permittivité relative faible ($\varepsilon_r \leq 3$) de façon à permettre le rayonnement, et éviter le confinement des champs. Les différents paramètres du substrat (longueur, hauteur, constant diélectrique,...) ont une influence directe sur les caractéristiques de l'antenne. Le choix des valeurs de ces paramètres conditionne généralement le type d'application qu'on peut concevoir avec la technologie microbande. Pour la réalisation de circuits hyperfréquences (par exemple un amplificateur faible bruit), on cherche à minimiser le rayonnement en espace libre de la ligne et on choisira en

conséquence un substrat tel que l'énergie électromagnétique reste concentrée dans le diélectrique (dans la cavité que forment la bande métallique et le plan de masse). On utilisera donc des substrats de constante diélectrique élevé (comme de l'Alumine $\epsilon_r = 9.9$).

En ce qui concerne les antennes, le substrat le mieux approprié est celui possédant une constante diélectrique faible, une épaisseur grande (par rapport à la longueur d'onde d'opération). Un substrat épais augmente la puissance rayonnée par l'antenne, réduit les pertes par effet Joules et améliore la bande passante de l'antenne. En contrepartie, le poids est augmenté, ce qui est à éviter dans l'industrie d'hyperfréquence. Une faible valeur de la constante diélectrique (typiquement $\epsilon_r \ll 2.5$) favorise l'extension des champs autour de la ligne et donc la puissance rayonnée [19].

Les deux importants effets qui risquent d'altérer les caractéristiques des antennes à épaisseur élevée du diélectrique sont: les ondes de surface et le couplage. Cependant, le mode TM₀ de ces ondes possède une fréquence de coupure nulle ce qui le rend toujours préparatif, même pour les substrats de très faibles épaisseur. Si l'épaisseur devient plus élevé, d'autres modes peuvent exister, et l'énergie couplée entre ces modes sera alors plus grande et l'excitation supplémentaire due aux ondes de surface qui naissent aura les inconvénients suivants [20]:

- L'efficacité du rayonnement de l'antenne peut être dégradée à des niveaux inacceptables.
- Le rayonnement dû aux ondes de surface peut engendrer de sérieuses perturbations sur le rayonnement de l'antenne.
- Possibilité de couplage d'énergie, indésirable, dans le cas de configuration à réseaux.

On peut trouver aussi dans quelques configurations; et à cause d'une nécessité de quelques caractéristiques spécifiques d'antenne; plusieurs substrat avec les même

dimensions et constant diélectrique ou différents suivant le cas et la nécessité, par exemple le travail en bifréquence ou pour l'augmentation de la bande passante,...etc comme il est indiqué sur la Figure I.17 ci-dessus [19].

I.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté un petit historique sur la radio communication, et on a défini l'antenne, ainsi que quelque caractéristique électrique et caractéristique de rayonnement tel que la fréquence de résonance et la bande passante. On a présenté après des types d'antenne et comment il sont classés dans plusieurs type suivant leurs forme (filaire, ouverture, à réflecteur, microruban), ou leurs domaine d'utilisation (liaison terrestre, liaison spatiale, faisceaux hertziens, radar ...) ou suivant la largeur de bande (HF, VHF, UHF ...), ou autres type. On a parlé de plus de détail sur l'antenne imprimé, vu qu'il est le plus utiliser à nos jours et qu'il est le plus avantageux par rapport aux autres. Mais à noter aussi que les différentes antennes présentées ne réunissent cependant pas de façon entièrement satisfaisante l'ensemble des propriétés requises pour une antenne miniature utilisable dans les divers systèmes modernes de communication mobile. Il est en effet rare de trouver une antenne qui présente à la fois des caractéristiques de fonctionnement (bande passante, efficacité de rayonnement, diagramme de rayonnement, polarisation, etc) et un encombrement compatible avec les besoins exigés dans les différents systèmes actuels ou futurs. Si bien qu'en général, un compromis doit être réalisé entre toutes ces caractéristiques de sorte à utiliser l'antenne la moins mauvaise, ou la plus favoris suivant les caractéristiques qu'on veut.

1.5 Références bibliographiques

- [1] A.Rabia "Télécommunications-Antennes-Théorie et conception -collection Technosup- ISBN :9782729883515 – 2013.
- [2] A.Boyer "cours_antennes" institut national des sciences appliquées de toulouse . - 2011.
- [3] P.F.Combes "micro-ondes 2.circuit passifs,propagation ,antennes - Dunod,Paris,1997 .
- [4] DREINA_Emanuel "Conception, optimisation et intégration RF d'un système d'antennes miniatures multi capteurs utilisant la diversité en vue d'augmenter les performances radio d'un terminal mobile 4G" Thèse Doctorat _ Université de Grenoble , Juillet 2010.
- [5] https://fr.wikipedia.org/wiki/Antenne_radio%C3%A9lectrique
- [6] Mourad Hassad "Modélisation d'une antenne patch réalisée sur un substrat à tenseurs de permittivité et de perméabilité diagonaux". Thèse de magister : Université de Batna.
- [7] Alexandre Boyer "Antennes & outils et modèles pour la transmission". institut national des sciences appliquées de toulouse 2014.
- [8] C. A. Balanis "Antenna Theory: Analysis and Design". Wiley-Interscience, 2005.
- [9] M. Huchard, C. Delaveaud, and S. Tedjini, "Miniature Antenna for Circularly Polarized Quasi Isotropic Coverage," in Antennas and Propagation, 2007. EuCAP 2007. The Second European Conference on, 2007, pp. 1-5.
- [10] Ouarda Barkat "Full-Wave Spectral Analysis of Resonant Characteristics and Radiation Patterns of High Tc Superconducting Circular and Annular Ring Microstrip Antennas " INTECH. Open science .open mind 2013 .
- [11] Odile Picon et coll. " LES ANTENNES Théorie, conception et application" © Dunod, Paris, 2009 ISBN 978-2-10-054245-1

- [12] J.R. JAMES, P.S. HALL "Handbook of microstrip Antennas" Volume 1 I.E.E. Electromagnetic Waves Series 28, 1989.
- [13] I.J. BAHL, P.BHARTIA "Microstrips Antennas" Volume 1 Artech House-1980
- [14] Marc LE ROY "Analyse et optimisation de lignes de transmission à variation continue d'impédance : application au filtrage". thèse doctorat Université de Bretagne Occidentale
- [15] Linda Djouablia "contribution à l'étude des structures microbandes rayonnantes par la méthode des moments application a la forme triangulaire". thèse doctorat Université de Constantine 2012
- [16] Z. cai and J.Bonnemann, "Generalised spectral-domain analysis for multilayered complex media and high Tc superconductor application". IEEE, Trans on microwave theory and techniques, Vol 40, Dec 1992
- [17] A.Messai, S. Benkouda, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki "Analysis of High Superconducting Rectangular Microstrip Patches over Ground Planes with Rectangular Apertures in Substrates Containing Anisotropic Materials" International Journal of antenna and propagation Volume 2013 (2013), Article ID 169893.
- [18] Ouarda Barkat "Full-Wave Spectral Analysis of Resonant Characteristics and Radiation Patterns of High Tc Superconducting Circular and Annular Ring Microstrip Antennas" © 2013 Barkat; licensee InTech
- [19] Abdelouahab BOURAIOU "Etude des caractéristiques électromagnétiques de deux plaques microbandes rectangulaires disposées en une configuration à empilement". thèse de Magister en électronique, université BATNA 2006.
- [20] Farid BOUTOUT "Etude des problèmes d'excitation et caractérisation des antennes à structure planaire de formes régulières". thèse de Magister micro-ondes, Université de constantine , 1997.

Chapitre II

*Modélisation d'un patch microruban
couplé par proximité à une ligne
microstrip d'alimentation*

II.1. Introduction

L'impédance d'entrée d'une antenne est le rapport complexe observé entre la tension et le courant à l'entrée d'une antenne en émission. L'utilité de cette notion est importante pour assurer les meilleurs transferts d'énergie entre les antennes et les dispositifs qui y sont connectés grâce aux techniques d'adaptation.

Une antenne prise entre ses deux bornes d'accès constitue donc un dipôle ayant une impédance complexe $R + jX$ où R et X représentent respectivement la résistance et la réactance de l'antenne. La résistance d'antenne R est elle-même la somme de deux types de résistance qui traduisent les différentes utilisations de l'énergie absorbée: la première R_p est la résistance liée aux pertes par effet Joule dans l'antenne tandis que la deuxième R_r est la résistance de rayonnement liée à l'énergie utile rayonnée par l'antenne dans l'espace qui l'entoure. On dit d'une antenne qu'elle résonne sur une fréquence si à cette fréquence le terme imaginaire jX est nul.

Très souvent, on cherche à obtenir une résistance pure $R= 50$ Ohms, et $X= 0$ afin de pouvoir alimenter cette antenne par une ligne 50 Ohms. En effet, idéalement, l'antenne doit présenter à sa ligne d'alimentation une résistance pure égale à l'impédance caractéristique de cette ligne. La ligne d'alimentation fonctionnera alors "en onde progressive". Cette condition est pratiquement toujours recherchée car elle optimise le transfert d'énergie.

Récemment, Plusieurs travaux ont été publiés pour la détermination des caractéristiques des antennes microbandes [1], [11]. Les caractéristiques recherchées sont la fréquence de résonance, la bande passante, le facteur de qualité et le champ rayonné. La technique adoptée dans ces travaux est l'approche full-wave qui donne des résultats comparables à celle de la mesure. Cependant, l'inconvénient majeur de cette technique est le temps de calcul relativement important. Pour cette raison, les techniques de l'intelligence artificielle et d'optimisation ont été utilisées conjointement avec la méthode

Full-wave pour la réduction du temps de calcul. Menant ainsi à des méthodes alliant à la fois précision et vitesse de calcul [9], [10].

Dans la conception des antennes microbandes, on cherche souvent à réaliser une adaptation d'impédance pour un maximum de transfert de puissance. Cela n'est possible que via une méthode de calcul de l'impédance d'entrée rapide et précise. Les travaux rapportés dans les références [1], [11] n'ont pas tenu compte de l'alimentation de l'antenne, et par conséquent ils sont incapables d'estimer l'impédance d'entrée.

Dans ce chapitre, nous proposons une formulation théorique exacte pour l'évaluation de l'impédance d'entrée de l'antenne microbande rectangulaire. Le patch microruban est couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation. Le présent chapitre est organisé comme suit. Dans la section 2, nous présentons les différentes techniques d'excitation des antennes microbandes. Les avantages et les inconvénients de chaque technique seront discutés. La formulation théorique du problème est détaillée dans la section 3. Les inconnus du problème sont les courants sur le patch rectangulaire et sur la ligne microstrip d'alimentation. Le courant de la ligne d'alimentation est formé de trois courants, à savoir, le courant incident, le courant réfléchi et le courant à proximité de l'extrémité ouverte. Les fonctions de base sinusoïdales issues du modèle de la cavité à murs latéraux magnétiques sont utilisées pour l'approximation du courant sur le patch rayonnant, alors que le courant à proximité de l'extrémité ouverte est défini en termes de portions de sinusoïdes. La méthode des moments (procédure de Galerkin) permet de ramener les équations intégrales en un système matriciel. Le premier inconnu dans ce système est le coefficient de réflexion. La détermination de ce coefficient permet de calculer aisément l'impédance d'entrée de l'antenne. Les conclusions tirées du présent chapitre seront résumées dans la section 4.

II.2 Les différents types d'alimentation (excitation) d'antenne microbande

L'alimentation des antennes microbandes est assurée par plusieurs techniques, la structure d'alimentation présente un élément essentiel dans la conception de ce type d'antenne, sans une alimentation adéquate, l'antenne réelle ne peut pas fonctionner correctement. Il existe plusieurs méthodes d'excitation d'antenne microbande. La meilleure méthode d'alimentation pourrait seulement être décidée par savoir quelques propriétés d'ondes électromagnétiques qui se propagent le long de la structure de microbande. Les méthodes d'excitation, aussi bien que les paramètres de conception d'antenne microbande, ont des effets particuliers sur la radiation d'antenne et la correspondance aux caractéristiques demandés pour une application spécifique. Il y a plusieurs points importants qu'il faudrait garder à l'esprit en construisant une conception d'alimentation.

Les courbures, les jonctions, les branches, les transitions et les terminaisons présentent des discontinuités électriques et physiques dans la ligne d'alimentation. Il est impossible d'obtenir l'adéquation parfaite à cause de ces discontinuités, et il y'aura plus de pertes de réflexion, les pertes des ondes de surface et les radiations indésirable [17]. Ces radiations indésirables déplacent dans le substrat et ils sont dispersés aux courbures et des discontinuités superficielles. La distribution de l'énergie totale aux directions indésirables augmente les lobes secondaire ce qui va diminuer le gain d'antenne. Les radiations indésirables dégradent aussi la caractéristique de polarisation d'antenne. Donc, le premier facteur important pour la conception d'alimentation est de réaliser la correspondance aussi bonne que possible.

Pour une étude et réalisation relativement complète des antennes microbande, on doit prendre en considération un point très important, qui est l'alimentation. Plusieurs méthodes et techniques sont développées pour cet aspect afin de faire travailler l'antenne le plus performant possible suivant les caractéristiques demandé pour chaque utilisation.

Les méthodes d'excitation d'antenne peuvent être classées en deux catégories: avec contact et sans contact. Dans les méthodes avec contact, la puissance de RF est alimentée directement au patch rayonnant en utilisant un élément de connexion telle que la ligne coaxiale ou une ligne microbande. Dans les techniques sans contact, le couplage de champ Électromagnétique garantit le transfert de la puissance entre la ligne microbande et le patch rayonnant (couplage par ouverture et le couplage à proximité). Plusieurs méthodes sont utilisées pour alimenter une antenne microbande, les quatre les plus utilisées sont :

- Excitation par sonde coaxiale (méthode avec contact).
- Excitation par ligne microruban (ou microstrip) (méthode avec contact).
- Excitation couplée par fente (ou ouverture) (méthode sans contact).
- excitation couplée par proximité (méthode sans contact).

II.2.1 Excitation par une ligne coaxiale

Un patch rectangulaire (Figure II.1.a) est formé d'un rectangle de métal très fin déposé sur un diélectrique de faible permittivité [17]. De l'autre côté du diélectrique, une couche métallique très fine tient lieu de plan de masse. L'alimentation, pour le cas présenté sur cette figure, est assurée par un coaxial. Pour cela une cavité est usinée dans le diélectrique et le plan de masse de façon à faire passer l'âme du coaxial qui est soudée sur le plan métallique rayonnant (patch). Le dispositif permettant la traversée s'appelle un via hole.

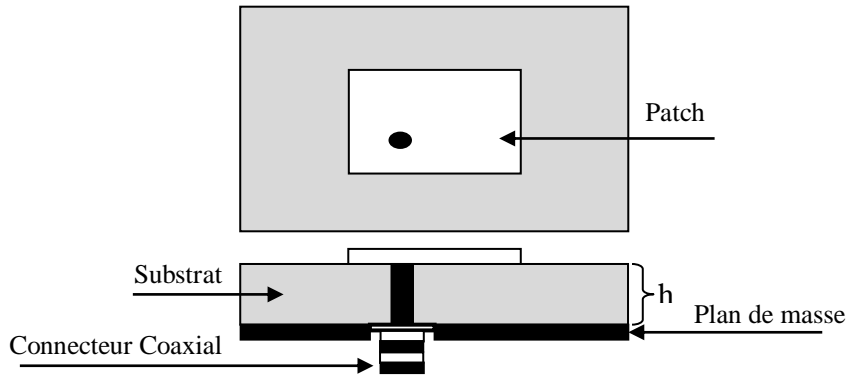


Figure II.1.a Alimentation d'une antenne patch rectangulaire par coaxial

Le point S d'excitation se trouve sur une des médiatrices du rectangle. L'impédance d'entrée augmente pour un point d'excitation s'écartant du centre de l'antenne. Ceci permet d'avoir une certaine possibilité pour le choix du point d'excitation afin d'obtenir la meilleure adaptation. Si le patch est presque carré et excité sur sa diagonale (Figure II.1.b), il est possible d'obtenir une excitation circulaire [18].

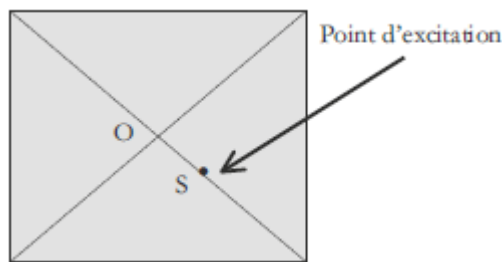


Figure II.1.b Excitation d'un patch presque carré sur sa diagonale pour l'obtention d'une polarisation circulaire

Dans les différents cas présentés, l'adaptation de l'antenne est très sensible à la position du point d'excitation. En simulation, on constate que le coefficient de réflexion varie très rapidement en fonction de la géométrie. De plus il est rare que, lors de la réalisation, il n'y

ait pas une légère différence entre la position souhaitée de l'excitation et sa position réelle, en raison de la taille du point de soudure et de la réalisation du via hole. Ce type d'alimentation est mécaniquement délicat à réaliser. Pour ces différentes raisons, on choisit, lorsque c'est possible, une excitation par ligne microbande.

II.2.2 Excitation par une ligne microbande

Dans le domaine des hautes fréquences au-delà de quelques 100 MHz, on utilise des lignes spéciales sur les circuits pour relier les "puces" ou les composants entre eux, et elles sont choisies car elles utilisent la technologie des circuits imprimés. Les caractéristiques électriques des lignes dépendent des dimensions des métallisations et des caractéristiques des matériaux utilisés (métaux et diélectriques). L'application principale de ces lignes est l'interconnexion des étages entre eux. La sortie d'un étage, ayant une impédance de sortie Z_g est connectée à l'entrée de l'étage suivant (l'antenne), ayant une impédance d'entrée Z , via une ligne ayant une impédance caractéristique Z_0 . Les principaux types de lignes sont :

1. La ligne microbande ou microruban (microstrip) comporte un substrat diélectrique métallisé sur sa face arrière (le plan de masse) et un circuit de métallisation sur la face avant.
2. La ligne à fente (slot line) où deux conducteurs formant la ligne de transmission sont déposés sur la même face du substrat diélectrique.
3. La ligne coplanaire (coplanar waveguide) est une extension de la ligne précédente, avec trois bandes métalliques et deux fentes.
4. La ligne bande ou ligne triplaque (stripline) est une des différents types de lignes microstrip et est assez volumineuse puisqu'elle fait intervenir un second plan de masse.

L'onde électromagnétique peut être transmise à l'antenne patch par les méthodes suivantes :

II.2.3 excitation par ligne microbande (méthode avec contact)

L'alimentation par ligne microruban peut se faire par connexion directe dont le point de jonction est sur l'axe de symétrie de l'élément ou décalé par rapport à cet axe de symétrie si cela permet une meilleure adaptation d'impédance (Figure II.2), ce genre d'alimentation a l'avantage qu'elle peut être gravée sur le même substrat pour fournir une structure planaire.

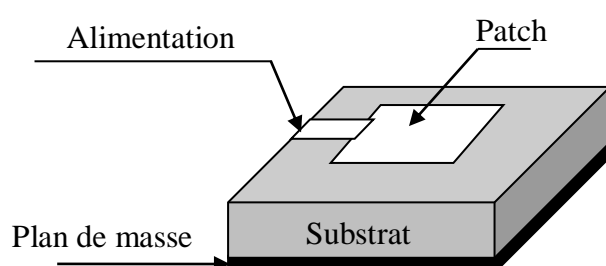


Figure II.2 Excitation par ligne microruban

Ce type d'alimentation présente les limitations suivantes :

- Une bande passante étroite.
- Rayonnement parasite possible du circuit de distribution.
- Rayonnement parasite de la distribution ligne – aérien.

Dans ce type d'excitation, l'adaptation d'impédance entre la ligne microruban et le patch peut être faite en faisant un encart coupé dans le patch, sans avoir besoin d'un élément d'adaptation additionnel, mais avec un contrôle correct de la position de l'encart.

En pratique, certaines applications nécessitent un substrat épais, ce qui engendre l'augmentation des ondes de surface et le rayonnement parasite, entraînant une dégradation de la bande passante [19].

II.2.4 Excitation couplée par Fente (ouverture) (méthode sans contact)

Dans ce type d'excitation, on utilise deux substrats parallèles: le substrat supérieur contient l'élément rayonnant (patch) a une faible constante diélectrique, quant au substrat inférieur, il peut avoir une constante diélectrique élevée. Le couplage s'effectue à travers une ouverture de faibles dimensions, localisée dans le plan de masse, ce dernier se situe en dessous du substrat supérieur. voir Figure II.3.a et Figure II.3.b

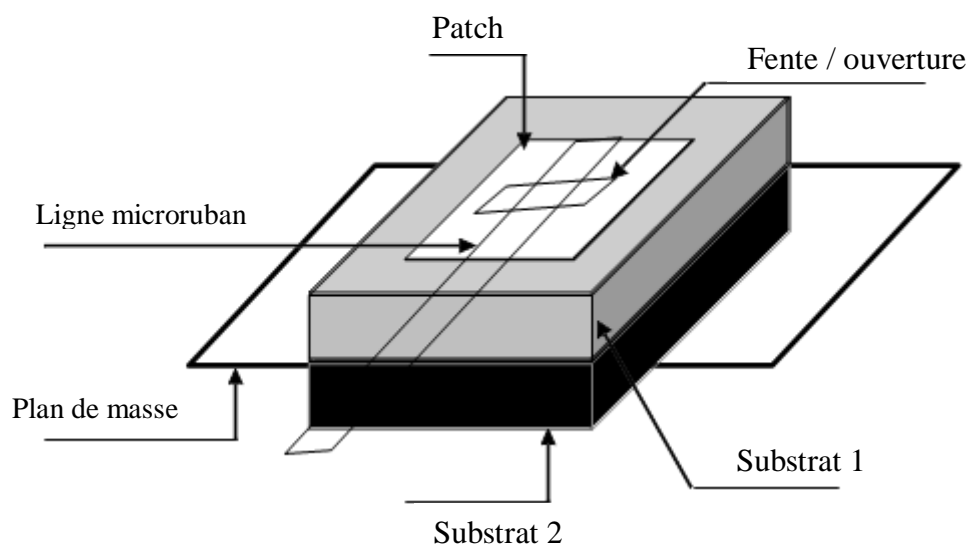


Figure II.3.a Excitation couplée par ouverture

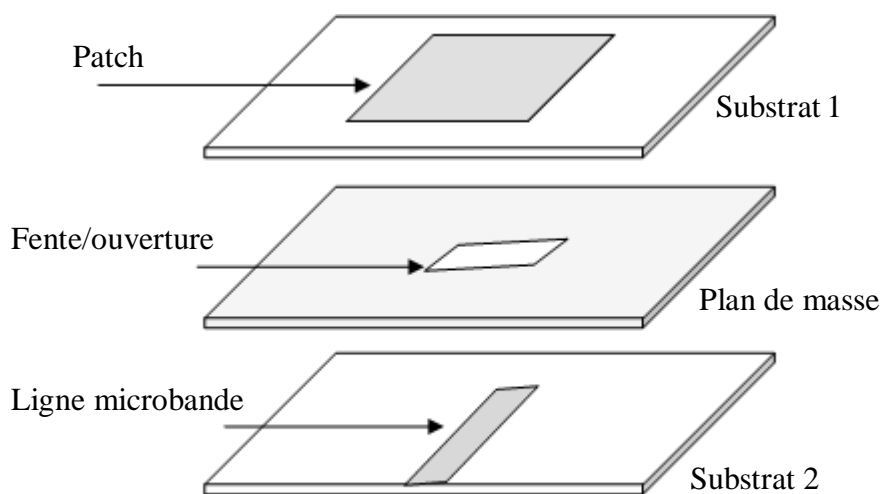


Figure II.3.b Excitation couplée par ouverture

La quantité de couplage à partir de la ligne d'alimentation au patch est déterminée par la forme, la taille et l'emplacement de l'ouverture, qui est généralement centrée sous le patch. Le rayonnement parasite de la ligne est minimisé suite à l'existence du plan de masse entre le patch et la ligne d'alimentation. D'une façon générale, un matériau ayant une constante diélectrique élevée est employé pour le substrat inférieur, alors qu'un matériau épais et ayant une constante diélectrique faible est employé pour le substrat supérieur afin d'optimiser le rayonnement du patch [19]. L'inconvénient majeur de cette technique d'alimentation est qu'elle fournit une largeur de bande étroite, ainsi qu'elle présente des difficultés au niveau de la fabrication à cause des couches multiples qui augmentent également l'épaisseur d'antenne [19].

II.2.5 Excitation couplée par proximité (méthode sans contact)

Connue aussi sous le nom de couplage électromagnétique, cette technique d'alimentation emploie deux substrats diélectriques, de sorte que la ligne d'alimentation soit située entre les deux substrats et le patch soit imprimé sur le substrat supérieur (voir Figure II.4).

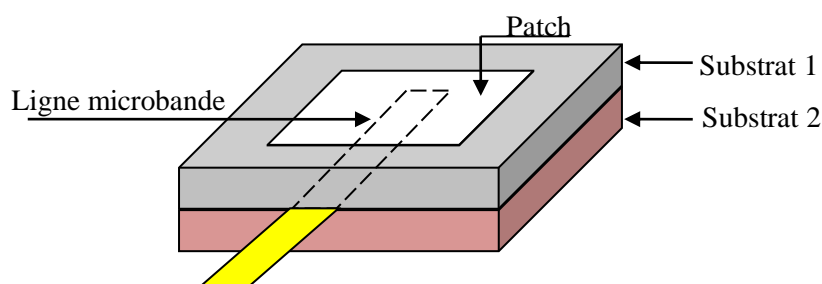


Figure II.4 Excitation couplée par proximité.

L'avantage principal de cette technique d'alimentation est qu'elle élimine le rayonnement parasite dû à l'alimentation et fournit une largeur de bande très élevée [19], en raison de l'augmentation globale de l'épaisseur de l'antenne microbande.

Cette technique fournit également des choix entre deux milieux diélectriques différents, un pour le patch et un pour la ligne d'alimentation pour optimiser les performances de l'antenne.

II.3. Formulation mathématique

Dans la section précédente, nous avons exposé quatre différentes techniques d'excitation. Dans ce qui suit, Nous avons choisi le couplage par proximité en raison de la simplicité de la structure et de sa bande passante large [12]. La structure que nous allons étudier est constituée de deux structures planaires: la première étant un patch rectangulaire imprimé sur un substrat bicouche et la deuxième est une ligne microstrip dans une configuration substrat-superstrat (voir Figure II.4). Afin d'étudier cette structure, il s'est avéré donc nécessaire de déterminer tout d'abord les courants qui circulent sur la ligne microstrip.

II.3.1. Courant sur la ligne microstrip d'alimentation

Pour une ligne d'alimentation de faible largeur, la composante transversale du courant électrique sur la ligne est trop petite relativement à la composante longitudinale et donc elle peut être négligée. Par conséquent, uniquement une seule composante est considérée dans l'analyse. La composante longitudinale du courant électrique surfacique sur la ligne microstrip d'alimentation représentée dans la Figure II.5 est donnée par l'équation suivante :

$$J_x^f(x) = J^{\text{inc}}(x) + J^{\text{ref}}(x) + J^{\text{prox}}(x) \quad (\text{II.1})$$

Dans l'équation (II.1), J^{inc} , J^{ref} et J^{prox} sont, respectivement, le courant incident, le courant réfléchi et le courant à proximité de l'extrémité ouverte. Les courants incident et réfléchi sont définis comme suit [13], [14] :

$$J^{\text{inc}}(x) = e^{-ik_e x} \quad (\text{II.2})$$

$$J^{\text{ref}}(x) = -\Gamma e^{+ik_e x} \quad (\text{II.3})$$

Où Γ est le coefficient de réflexion référencé à l'extrémité de la ligne ($x=0$) et k_e est le nombre d'onde. Une simple transformation de la forme exponentielle à la forme sinus et cosinus permet de réécrire les équations (II.2) et (II.3) sous la forme suivante :

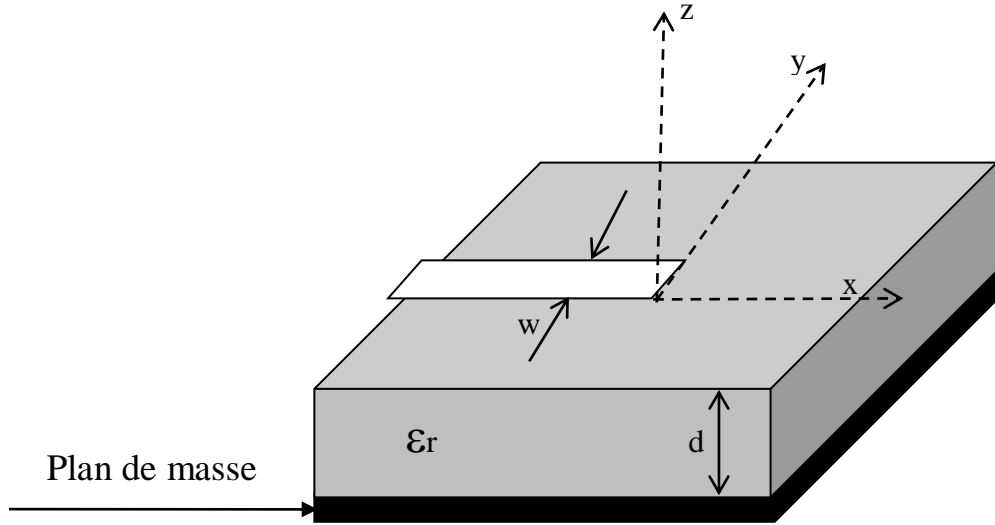


Figure II.5 Géométrie d'une ligne microstrip à extrémité ouverte.

$$J^{\text{inc}} + J^{\text{ref}} = (1 - \Gamma)f_c(x) - j(1 + \Gamma)f_s(x), \quad x \leq 0 \quad (\text{II.4})$$

A $x=0$, le courant électrique total doit être nul. Le terme sinus du courant ci-dessus satisfait cette condition, mais ce n'est pas le cas pour le terme cosinus, donc le terme cosinus est tronqué à $x = -\lambda_e/4$. Donc une définition adéquate des termes apparaissant dans l'équation (II.4) sera comme suit :

$$f_c(x) = \cos k_e x, \quad -\infty < x \leq -\lambda_e/4 \quad (\text{II.5})$$

$$f_s(x) = \sin k_e x, \quad -\infty < x \leq 0 \quad (\text{II.6})$$

Le courant à proximité de l'extrémité ouverte est défini en termes de portions de sinusoides comme suit :

$$J^{\text{prox}} = \sum_{p=1}^{N_f} I_p^f J_p^f(x) \quad (\text{II.7})$$

Dans l'équation (II.7), I_p^f sont des coefficients inconnus associés aux fonctions de base

$J_p^f(x)$ et les fonctions $J_p^f(x)$ sont définies comme suit :

$$J_p^f(x) = \frac{\sin k_e (h_f - |x - x_p|)}{\sin k_e h_f}, \quad |x - x_p| < h_f \quad (\text{II.8})$$

Où h_f est la demi-longueur du mode et $x_p = -ph_f$ ($p = 1, 2, 3 \dots$) est la coordonnée du centre du mode. Les fonctions $J_p^f(x)$ modélisent la non-uniformité du courant en raison de la discontinuité.

II.3.2. Détermination du coefficient de réflexion et de l'impédance d'entrée

La configuration étudiée dans ce chapitre est schématisée dans la Figure II.6. La ligne microstrip d'alimentation, de largeur w supposée petite, est imprimée sur un substrat d'épaisseur d_1 et de permittivité relative ε_{r1} , elle est couverte par un superstrat d'épaisseur d_2 et de permittivité relative ε_{r2} . Le patch rectangulaire de longueur a et de largeur b est gravé sur la face supérieure du superstrat à l'interface $z = d_1 + d_2$. Le patch est supposé centré par rapport au système d'axe choisi. La ligne d'alimentation est centrée le long du bord du patch. L'extrémité de la ligne a comme coordonnée $x = s - a/2$. Soit $\tilde{\mathbf{J}}^f(k_x, k_y)$ ($\tilde{\mathbf{J}}^p(k_x, k_y)$) la transformée bidimensionnelle scalaire de Fourier du courant $\mathbf{J}^f(x, y)$ ($\mathbf{J}^p(x, y)$) sur la ligne microstrip d'alimentation (le patch). Aussi, soit $\tilde{\mathbf{E}}^f(k_x, k_y, d_1)$ ($\tilde{\mathbf{E}}^p(k_x, k_y, d_1 + d_2)$) la transformée bidimensionnelle scalaire de Fourier du champ électrique transverse au plan de la ligne d'alimentation (du patch). En suivant un raisonnement mathématique similaire à celui montré dans la référence [15], nous obtenons une relation entre $\tilde{\mathbf{J}}^f(k_x, k_y)$, $\tilde{\mathbf{J}}^p(k_x, k_y)$, $\tilde{\mathbf{E}}^f(k_x, k_y, d_1)$ et $\tilde{\mathbf{E}}^p(k_x, k_y, d_1 + d_2)$ donnée par :

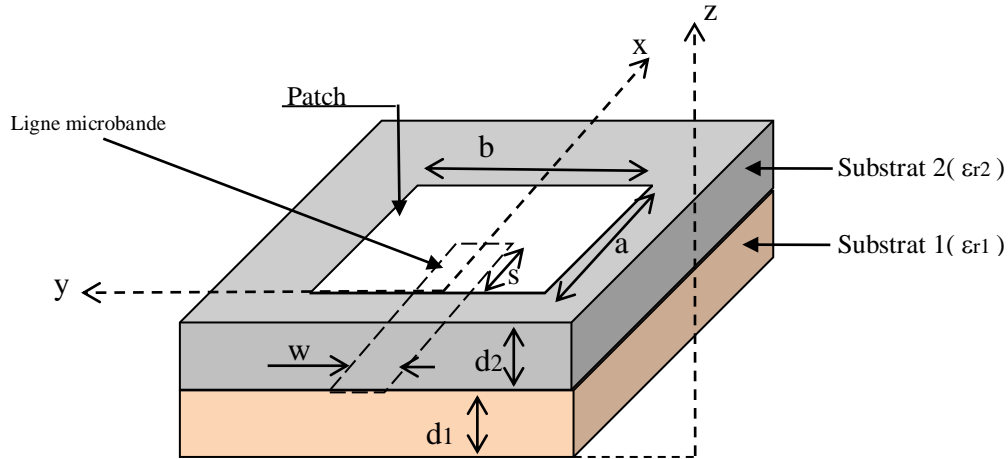


Figure II.6. Géométrie d'un patch microruban couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation

$$\tilde{\mathbf{E}}^f(k_x, k_y, d_1) = \overline{\mathbf{Q}}^{11} \cdot \tilde{\mathbf{J}}^f(k_x, k_y) + \overline{\mathbf{Q}}^{12} \cdot \tilde{\mathbf{J}}^p(k_x, k_y) \quad (\text{II.9})$$

$$\tilde{\mathbf{E}}^p(k_x, k_y, d_1 + d_2) = \overline{\mathbf{Q}}^{21} \cdot \tilde{\mathbf{J}}^f(k_x, k_y) + \overline{\mathbf{Q}}^{22} \cdot \tilde{\mathbf{J}}^p(k_x, k_y) \quad (\text{II.10})$$

Dans les équations (II.9) et (II.10), les matrices non-diagonales $\overline{\mathbf{Q}}^{11}$, $\overline{\mathbf{Q}}^{12}$, $\overline{\mathbf{Q}}^{21}$ et $\overline{\mathbf{Q}}^{22}$ désignent les fonctions dyadiques de Green dans le domaine des transformées scalaires de Fourier. Elles peuvent être déterminées aisément à partir des expressions des fonctions dyadiques de Green calculées dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier [15] par une simple transformation [16, Eq. 38]. Dans les équations (II.9) et (II.10), les fonctions dyadiques de Green et les courants $\tilde{\mathbf{J}}^f(k_x, k_y)$ et $\tilde{\mathbf{J}}^p(k_x, k_y)$ sont données par

$$\overline{\mathbf{Q}}^{ij} = \begin{bmatrix} Q_{xx}^{ij} & Q_{xy}^{ij} \\ Q_{yx}^{ij} & Q_{yy}^{ij} \end{bmatrix}, \quad i = 1, 2 \text{ et } j = 1, 2 \quad (\text{II.11})$$

$$\tilde{\mathbf{J}}^f(k_x, k_y) = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x^f \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{J}}^p(k_x, k_y) = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x^p \\ \tilde{J}_y^p \end{bmatrix} \quad (\text{II.12})$$

En substituant les équations (II.11) et (II.12) dans les équations (II.9) et (II.10), nous obtenons

$$\tilde{E}_x^f(k_x, k_y, d_1) = Q_{xx}^{11} \tilde{J}_x^f + Q_{xx}^{12} \tilde{J}_x^p + Q_{xy}^{12} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.13})$$

$$\tilde{E}_y^f(k_x, k_y, d_1) = Q_{yx}^{11} \tilde{J}_x^f + Q_{yx}^{12} \tilde{J}_x^p + Q_{yy}^{12} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.14})$$

$$\tilde{E}_x^p(k_x, k_y, d_1 + d_2) = Q_{xx}^{21} \tilde{J}_x^f + Q_{xx}^{22} \tilde{J}_x^p + Q_{xy}^{22} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.15})$$

$$\tilde{E}_y^p(k_x, k_y, d_1 + d_2) = Q_{yx}^{21} \tilde{J}_x^f + Q_{yx}^{22} \tilde{J}_x^p + Q_{yy}^{22} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.16})$$

En substituant l'équation (II.1) dans les équations (II.13)-(II.16), nous obtenons

$$\tilde{E}_x^f(k_x, k_y, d_1) = Q_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{xx}^{12} \tilde{J}_x^p + Q_{xy}^{12} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.17})$$

$$\tilde{E}_y^f(k_x, k_y, d_1) = Q_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{yx}^{12} \tilde{J}_x^p + Q_{yy}^{12} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.18})$$

$$\tilde{E}_x^p(k_x, k_y, d_1 + d_2) = Q_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{xx}^{22} \tilde{J}_x^p + Q_{xy}^{22} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.19})$$

$$\tilde{E}_y^p(k_x, k_y, d_1 + d_2) = Q_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{yx}^{22} \tilde{J}_x^p + Q_{yy}^{22} \tilde{J}_y^p \quad (\text{II.20})$$

Le champ électrique transversal au plan de la ligne microstrip d'alimentation et celui au plan du patch peuvent être obtenus à partir des équations (II.17)-(II.19) en utilisant la transformée inverse de Fourier comme suit :

$$E_x^f(x, y, d_1) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [Q_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{xx}^{12} \tilde{J}_x^p + Q_{xy}^{12} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.21})$$

$$E_y^f(x, y, d_1) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [Q_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{yx}^{12} \tilde{J}_x^p + Q_{yy}^{12} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.22})$$

$$E_x^p(x, y, d_1 + d_2) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [Q_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{xx}^{22} \tilde{J}_x^p + Q_{xy}^{22} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.23})$$

$$E_y^p(x, y, d_1 + d_2) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [Q_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{inc}} + Q_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{ref}} + Q_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + Q_{yx}^{22} \tilde{J}_x^p + Q_{yy}^{22} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.24})$$

Puisque le champ électrique transversal doit être nul sur la ligne microstrip d'alimentation aussi bien que sur le patch rayonnant, les équations (II.21)-(II.24) se réduisent à

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{ref}} + \mathcal{Q}_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{xx}^{12} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{xy}^{12} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{inc}} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.25})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{ref}} + \mathcal{Q}_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{yx}^{12} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{yy}^{12} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{inc}} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.26})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{ref}} + \mathcal{Q}_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{xx}^{22} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{xy}^{22} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{inc}} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.27})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{ref}} + \mathcal{Q}_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{yx}^{22} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{yy}^{22} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{inc}} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.28})$$

Notons que les équations (II.25) et (II.26) sont valables pour $(x, y) \in$ ligne d'alimentation, alors que les équations (II.27) et (II.28) sont valables pour $(x, y) \in$ patch. Les courants incident et réfléchi sur la ligne sont donnés par

$$J^{\text{inc}} = J_c(x) - jJ_s(x) \quad (\text{II.29})$$

$$J^{\text{ref}} = \Gamma[J_c(x) + jJ_s(x)] \quad (\text{II.30})$$

Où

$$J_c(x) = f_c(x - x_0) \quad (\text{II.31})$$

$$J_s(x) = f_s(x - x_0) \quad (\text{II.32})$$

Dans les équations ci-dessus, $x_0 = s - a/2$. En substituant les équations (II.29) et (II.30) dans les équations (II.25)-(II.28), on obtient

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{xx}^{11} \Gamma(\tilde{J}_c + j\tilde{J}_s) + \mathcal{Q}_{xx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{xx}^{12} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{xy}^{12} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{xx}^{11} (\tilde{J}_c - j\tilde{J}_s) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.33})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{yx}^{11} \Gamma(\tilde{J}_c + j\tilde{J}_s) + \mathcal{Q}_{yx}^{11} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{yx}^{12} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{yy}^{12} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{yx}^{11} (\tilde{J}_c - j\tilde{J}_s) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.34})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{xx}^{21} \Gamma(\tilde{J}_c + j\tilde{J}_s) + \mathcal{Q}_{xx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{xx}^{22} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{xy}^{22} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{xx}^{21} (\tilde{J}_c - j\tilde{J}_s) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.35})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{Q}_{yx}^{21} \Gamma(\tilde{J}_c + j\tilde{J}_s) + \mathcal{Q}_{yx}^{21} \tilde{J}^{\text{prox}} + \mathcal{Q}_{yx}^{22} \tilde{J}_x^p + \mathcal{Q}_{yy}^{22} \tilde{J}_y^p] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}_{yx}^{21} (\tilde{J}_c - j\tilde{J}_s) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.36})$$

Notons que dans les équations (II.33)-(II.36), les inconnus sont les composantes selon les axes x et y du courant du patch rectangulaire, le courant à proximité de l'extrémité ouverte et le coefficient de réflexion Γ . Afin de déterminer ces inconnus, il est nécessaire de développer chaque courant en une série de fonctions de base connues avec des coefficients inconnus :

$$J_x^p(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}^p(x, y) \quad (\text{II.37})$$

$$J_y^p(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}^p(x, y) \quad (\text{II.38})$$

où a_n et b_m sont les coefficients du développement modal. En substituant les équations (II.7), (II.37) et (II.38) dans les équations (II.33)-(II.36), l'équation résultante peut se mettre sous la forme suivante :

$$\bar{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{I} = \mathbf{V} \quad (\text{II.39})$$

Le vecteur \mathbf{I} dans l'équation (II.39) regroupe tous les inconnus du problème. Il est donné par l'équation suivante :

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} \Gamma \\ (\mathbf{I}^f)_{N_f \times 1} \\ (\mathbf{a})_{N \times 1} \\ (\mathbf{b})_{M \times 1} \end{bmatrix} \quad (\text{II.40})$$

Le nombre des inconnus dans l'équation (II.40) est égale à $N_f + N + M + 1$. La détermination du coefficient de réflexion sur la ligne permet aisément de calculer l'impédance d'entrée d'un patch microbande couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation (voir Figure II.6).

II.4. Conclusion

En raison de leurs nombreux avantages, les antennes microbandes ont reçu une attention particulière par les concepteurs d'antennes. Les domaines d'utilisation privilégiés des antennes microbandes sont les télécommunications spatiales, le téléguidage des missiles, la navigation aérienne ou terrestre, applications soumises à des critères sélectifs d'aérodynamique et à des limitations de poids, de volume et d'épaisseur. Ces antennes sont également utiles dans la surveillance de locaux ou carrefours routiers, la régulation du trafic routier, la communication entre mobiles et dans des nouveaux domaines tels que la médecine ou le téléphone mobile. Outre l'aspect faible poids, volume et épaisseur les antennes microbandes offrent une multitude d'avantages par rapport aux antennes classiques tels que : le faible coût et la simplicité de fabrication, la possibilité de la mise en réseau et l'intégration d'éléments discrets et finalement la conformabilité facilitant l'implantation sur tout type de support. Cependant, ce type d'éléments présente des limites, notamment la bande passante étroite, le faible gain et l'excitation possible d'ondes de surface.

En vue de l'amélioration des performances des antennes microrubans, plusieurs recherches ont été effectuées. Les recherches publiées récemment ont été consacrées au calcul de la fréquence de résonance, la bande passante, le facteur de qualité et le champ rayonné [1]-[11]. Les travaux rapportés dans les références [1]-[11] n'ont pas tenu compte de l'alimentation de l'antenne, et par conséquent ils sont incapables d'estimer l'impédance d'entrée. Dans ce chapitre, nous avons proposé une formulation théorique exacte pour l'estimation de l'impédance d'entrée d'un patch microbande couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation.

Tout d'abord, nous avons établi une relation reliant les champs électriques transverses sur le plan du patch et sur le plan de la ligne microstrip d'alimentation avec les

courants sur le patch et sur la ligne. Puisque la ligne d'alimentation est de faible largeur, la composante transversale du courant électrique sur la ligne est trop petite relativement à la composante longitudinale et donc elle a été négligée. La densité de courant surfacique sur la ligne microstrip d'alimentation a été décomposée en trois différents courants. Le courant incident, le courant réfléchi et le courant à proximité de l'extrémité ouverte. Ce dernier a été approximé en utilisant des portions de sinusoides. Ces dernières modélisent la non-uniformité du courant en raison de la discontinuité. L'application des conditions aux limites sur le plan du patch et celui de la ligne microstrip d'alimentation a permis d'obtenir des équations intégrales bidimensionnelles. Le courant à proximité de l'extrémité ouverte et celui du patch rayonnant ont été approximés par des fonctions de base sinusoidales et des portions de sinusoides, respectivement, ce qui a conduit à un système d'équations linéaires. La résolution de ce système a permis de fournir la valeur du coefficient de réflexion sur la ligne. La détermination du coefficient de réflexion sur la ligne permet aisément de calculer l'impédance d'entrée d'un patch microbande couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation.

II.5. Références bibliographiques

- [1] T. Fortaki, M. Amir, S. Benkouda, and A. Benghalia, "Study of high T_c superconducting microstrip antenna," *PIERS Online*, vol. 5, no. 4, pp. 346-349, 2009.
- [2] T. Fortaki, S. Benkouda, M. Amir, and A. Benghalia, "Air gap tuning effect on the resonant frequency and half-power bandwidth of superconducting microstrip patch," *PIERS Online*, vol. 5, pp. 350-354, 2009.
- [3] S. Benkouda, M. Amir, T. Fortaki, and A. Benghalia, "Dual-frequency behaviour of stacked high T_c superconducting microstrip patches," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, pp. 1350-1366, 2011.
- [4] S. Benkouda, T. Fortaki, M. Amir, and A. Benghalia, "Resonance of superconducting microstrip antenna with aperture in the ground plane," *Advanced Electromagnetics*, vol. 2, pp. 22-25, 2013.
- [5] S. Benkouda, T. Fortaki, M. Amir, and A. Benghalia, "Resonance of high T_c superconducting microstrip patch in a substrate-superstrate configuration," *Advanced Electromagnetics*, vol. 2, pp. 19-21, 2013.
- [6] A. Messai, S. Benkouda, M. Amir, S. Bedra and T. Fortaki, "Analysis of high T_c superconducting rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in substrates containing anisotropic materials," *International Journal of Antennas and Propagation*, vol. 2013, Article ID 169893, pp. 1-7, 2013.
- [7] S. Bedra, S. Benkouda, M. Amir, and T. Fortaki, "Resonant frequency of tunable microstrip ring antenna printed on isotropic or uniaxially anisotropic substrate," *Advanced Electromagnetics*, vol. 2, pp. 6-9, 2013.

- [8] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Efficient full-wave analysis of inverted circular microstrip antenna," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 56, pp. 2422-2425, 2014.
- [9] M. Amir, S. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Bacterial foraging optimisation and method of moments for modelling and optimisation of microstrip antennas," *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 8, pp. 295-300, 2014.
- [10] S. Bedra, S. Benkouda, and T. Fortaki, "Analysis of a circular microstrip antenna on isotropic or uniaxially anisotropic substrate using neurospectral approach," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 33, pp. 567-580, 2014.
- [11] S. Benkouda, A. Messai, M. Amir, S. Bedra, and T. Fortaki, "Characteristics of a high T_c superconducting rectangular microstrip patch on uniaxially anisotropic substrate," *Physica C Superconductivity and its Applications*, vol. 502, pp. 70-75, 2014.
- [12] A. Boufrioua, "Contribution à l'étude des antennes à patches résistif et parfaitement conducteur tenant compte d'une source d'excitation et des nouvelles formes asymptotiques de courant," Thèse de Doctorat, Université de Constantine, 2006.
- [13] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. Fourth Edition, New York: John Wiley & Sons, 2012
- [14] R. Meys, "Lignes de Transmission : Régimes Transitoire et Sinusoïdal. Applications" Paris: Ellipses, 2006
- [15] A. Bouraiou, M. Amir, T. Fortaki, F. Bouttout, D. Khedrouche and A. Benghalia "Vector Fourier transform analysis of stacked rectangular microstrip patches on isotropic and anisotropic substrates" *Aerospace Science and Technology*, vol. 47, pp. 447-455, 2015.

- [16] T. Fortaki, D. Khedrouche, F. Bouttout, and A. Benghalia, "A numerically efficient full-wave analysis of a tunable rectangular microstrip patch," *Int. J. Electron.*, vol. 91, no. 1, pp. 57-70, 2004.
- [17] Aksas Rabia "TÉLÉCOMMUNICATIONS-Antennes-Théorie et conception"-collection Technosup-ISBN :9782729883515 – 2013.
- [18] Odile Picon et coll. 'LES ANTENNES Théorie, conception et application.' Dunod, Paris, 2009 ISBN 978-2-10-054245-1
- [19] C. A. Balanis, "Antenna theory—analysis and design", 2nd edition, John Wiley & Sons, Inc, 1997

CHAPITRE III

*Modélisation d'une antenne microbande
supraconductrice tenant compte de
l'impédance de surface et de l'anisotropie
électrique et magnétique*

III.1 Introduction

Les grandes aires de la civilisation humaines portent les noms du matériau le plus important de l'époque, par exemple, à l'âge de pierre les gens ont compris que la pierre peut leurs servir dans la vie quotidienne, après, plus tard, à l'âge de fer et l'âge de bronze, les gens ont su faire transformer le matériau, et c'est depuis que l'être humain n'a cessé de découvrir de plus en plus d'autres matériaux suivant les besoins de chaque période. Plus récemment, au 19^{ème} siècle, l'acier étaient le matériau le plus utiliser pour la révolution industrielle. L'acier est utilisé dans la construction des pont, des voitures, des navires, etc...au 20^{ème} siècle, on peut dire que c'est le siècle de l'immense révolution de l'informatique et la télécommunication; et sans aucun doute, le matériau le plus utiliser dans tous les instruments électroniques et les appareils et qui a aidé à les réaliser et qui a directement contribué à ce saut énorme de la civilisation humain est le silicium. Pour le 21^{ème} siècle, les chercheurs cherchent toujours à améliorer les matériaux existant ,ainsi qu'à essayer de fabriquer d'autres matériaux qui peuvent aider à éviter les inconvénients des matériaux classique. Plusieurs recherches dans le monde ont été faites sur des nouveaux matériaux, et parmi ces nouveaux matériaux qui peuvent être les matériaux du siècle on trouve les supraconducteurs.

Il existe également d'autres classes de matériaux, appelés supraconducteurs non conventionnels dont les propriétés ne sont pas expliquées par la théorie conventionnelle. En particulier, la classe des cuprates (ou supraconducteurs à haute température critique (T_c)), découverte en 1986, présente des propriétés supraconductrices à des températures plus élevées que les supraconducteurs conventionnels. Toutefois, ce que les physiciens nomment haute température reste extrêmement bas (le maximum est 153°K , soit -120°C). Depuis près de deux décennies, ce sujet est considéré comme le sujet le plus important de la physique du solide, aucune approche théorique n'est actuellement satisfaisante pour

décrire convenablement le phénomène de la supraconductivité à haute température critique. La température de l'azote liquide $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ soit $77\text{ }^{\circ}\text{K}$, qui peut être fabriqué industriellement, est généralement prise en référence comme température en dessous de laquelle on entre dans les très basses températures.

Afin d'utiliser des supraconducteurs à haute températures critique dans des systèmes haute fréquence, il est important que leurs propriétés spéciales soient déterminées et correctement comptabilisé dans la conception du system [1].

Les composants micro-ondes passifs supraconducteurs tels que les antennes, ont montrés une supériorité signifiante relativement aux composants correspondants fabriqués avec des conducteurs normaux tels que l'or, l'argent et le cuivre en raison des avantages des supraconducteurs [2], [3].

Leur popularité est due en grande partie aux avancées réalisées dans la technologie de dépôt, qui a fourni des films de haute qualité sur une variété de substrats. La résistance de surface du film supraconducteur à haute température critique (qui est un paramètre très important dans l'étude des antennes et qui va être étudié en détail dans ce chapitre) relativement faible facilite le développement des dispositifs micro-ondes avec des performances meilleures que celles des dispositifs conventionnels. Les études faites sur ce type d'antenne supraconducteur à haute température critique ont montrés qu'ils ont un gain élevé relativement à celui des antennes conventionnelles, mais avec une bande passante très étroite, ce qui limite leurs applications [4], [5]. A noter, qu'il est crucial d'avoir des modèles précis pour les structures de test expérimentales pour faciliter le test et le développement de matériel empirique des modèles pour les supraconducteurs et pour déterminer avec précision les paramètres électriques macroscopiques des matériaux [1].

En plus de l'intérêt remarquable au matériaux supraconducteur à haute température critique, on note aussi l'intérêt croissant qui a été observé dans l'étude des circuits

micro-ondes réalisé sur des substrats anisotropes, et spécialement l'anisotropie uniaxial [5], [6]. Les substrats isotropes peuvent également exhiber l'anisotropie aux hautes fréquences [7]. L'intérêt réservé à l'étude des substrats anisotropes provient de deux arguments principaux : le premier, est qu'il a été rapporté dans la littérature que plusieurs substrats pratiques exhibent un taux significatif d'anisotropie qui peut affecter les performances de l'antenne, et donc une caractérisation et conception précises doivent tenir compte de cet effet. Le deuxième, est qu'il est possible que l'utilisation de ces matériaux peut avoir un effet bénéfique sur les antennes, comme dans le cas de Gurel and Yazgan, qui ont montrés que l'antenne microbande circulaire avec un substrat à anisotropie uniaxiale correctement choisi est plus avantageuse que celle avec substrat isotrope en exhibant une bande passante large [7].

Dans ce chapitre, dans le but de voir les paramètres qui peuvent améliorer les performances de l'antenne, comme la bande passante, on va étudier les caractéristiques de résonance d'une antenne avec un patch microbande rectangulaire supraconducteur à haute température critique (voir Figure III.1). Le patch est imprimé sur un substrat à anisotropie uniaxiale en utilisant l'approche spectrale conjointement avec la condition aux limites de la résistivité complexe sur le patch supraconducteur. On va étudier les modèles proposés pour l'impédance surfacique de l'antenne pour un patch mince et un autre épais, et sachant que dans des études précédentes [5], [6] le substrat étudié est un substrat anisotrope non magnétique, pour ce chapitre, on va considérer un substrat avec anisotropie électrique aussi bien qu'une anisotropie magnétique. Le tenseur de la permittivité et celui de la perméabilité sont inclus tous les deux dans la formulation mathématique du problème.

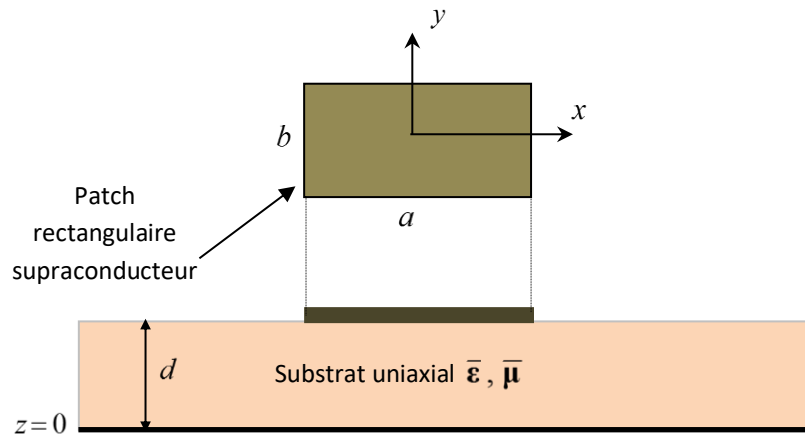


Figure III.1 Antenne à patch supraconducteur réalisé sur un substrat à anisotropie uniaxiale caractérisé par une permittivité et une perméabilité tensorielle.

III.2 supraconducteurs en haute fréquence

Comme tout matériau, l'application de la supraconductivité en microondes influe sur les caractéristiques du matériau suivant plusieurs paramètres, comme la fréquence, la température,...etc. Et sachant qu'en haute fréquence, le courant circule en surface uniquement, dans une petite zone bien défini, et qu'on l'appelle la longueur de pénétration de LONDON, avec une impédance de surface complexe petite et qui a une relation avec cette longueur de pénétration de LONDON et avec la température appliqué sur le matériau supraconducteur. Afin de bien définir et modéliser l'impédance de surface, casimir et Gorter (en 1934) ont proposés le modèle "des deux fluides", qui permet de faire apparaître, en présence d'un champ électrique oscillant:

- Un effet résistif et inductif dû aux électrons non appariés.
- Un effet purement inductif des électrons appariés.

Pour une température comprise entre 0 et T_c on trouve dans le matériau une certaine proportion d'électrons appariés (supraconducteurs), les autres restants "célibataires". En présence d'un champ électromagnétique, tous les électrons sont influencés, et ils se

comportent en suivant les règles propres à leur état (apparié ou non), d'où la nécessité de savoir le nombre de chaque un des deux types d'électron : super électron et électron normal.

III.2.1 Modèle des deux fluides de Gorter et Casimir

Gorter et Casimir ont supposés qu'on peut trouver deux états dans un matériau supraconducteur en dessous de sa température critique T_c : l'un étant composé d'électrons normaux qui ont une densité n_n et ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac , et l'autre étant constitué d'électrons supraconducteurs qui ont une densité n_s et forment un condensât de Bose-Einstein (les électrons auront tendance à se condenser à une seule énergie la plus basse possible) [8]. La densité d'électrons dans un volume quelconque est donnée par:

$$n = N/V \quad (\text{III.1})$$

Où N est le nombre total d'électrons et V le volume. Le nombre d'électrons ne change pas avec la température et

$$n = n_n + n_s \quad (\text{III.2})$$

On peut définir une densité relative d'électrons normaux

$$x = n_n/n \quad (\text{III.3})$$

Et comme $n = n_n + n_s$, on obtient aisément la densité relative d'électrons supraconducteurs

$$1 - x = n_s/n \quad (\text{III.4})$$

Pour pouvoir comprendre comment x varie avec la température, il nous faut pour cela une expression de l'énergie libre en fonction de la densité relative d'électrons normaux x et la température T . A la base de la description de ce nouvel état, Gorter et Casimir ont émis deux hypothèses [8]:

Possibilité 1 : $T = 0 \Rightarrow x = 0 \Leftrightarrow n = n_s$: Tous les électrons sont supraconducteurs à $T = 0$ K .

Possibilité 2 : $T \geq T_c \Rightarrow x = 1 \Leftrightarrow n = n_n$: A T_c et au-dessus, tous les électrons sont normaux.

Gorter et Casimir ont proposé l'équation suivante qui satisfait les hypothèses 1 et 2 pour $0 \leq T \leq T_c$:

$$F(x, T) = \sqrt{x} f_n(T) + (1 - x) f_s(T) \quad (\text{III.5})$$

Où

$$f_n(T) = -\frac{1}{2} \gamma T^2 \quad (\text{III.6})$$

Est l'énergie libre des électrons dans un métal normal, et

$$f_s(T) = -\beta \quad (\text{III.7})$$

Est l'énergie à laquelle se trouvent les électrons après condensation sur le niveau fondamental supraconducteur; on les appelle alors "super électrons". Dans l'équation (III.6) γ est la chaleur spécifique électronique ne dépend pas de la température. β dans l'équation (III.7) est l'énergie de l'état fondamental ou de condensation. Selon l'hypothèse 1 et 2 ainsi que l'équation (III.5), nous obtenons [8]:

$$F(0, 0) = \sqrt{0} f_n(0) + (1 - 0) f_s(0) = f_s(0) = -\beta \quad (\text{III.8})$$

$$F(1, T_c) = \sqrt{1} f_n(T_c) + (1 - 1) f_s(T_c) = f_n(T_c) = -\frac{1}{2} \gamma T_c^2 \quad (\text{III.9})$$

En annulant la dérivée partielle de l'équation (III.5), on obtient la condition de minimum pour une température T fixe :

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_T = 0 = f_n(T) \frac{\partial \sqrt{x}}{\partial x} + f_s(T) \frac{\partial (1-x)}{\partial x} = f_n(T) \frac{1}{2\sqrt{x}} - f_s(T) \quad (\text{III.10})$$

L'équation (III.7) réexprimée avec les définitions de $f_n(T)$ et $f_s(T)$ donne

$$\beta = \frac{1}{4} \gamma T^2 \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (\text{III.11})$$

Comme nous n'avons pas fait d'hypothèse sur T , l'équation (III.11) est valable tant que $T \leq T_c$. En particulier (hypothèse 2 : $x = 1$) :

$$\beta = \frac{1}{4} \gamma T_c^2 \frac{1}{\sqrt{1}} \quad (\text{III.12})$$

En égalisant les équations (III.11) et (III.12) et en simplifiant γ , on trouve :

$$\frac{1}{4} \gamma T^2 \frac{1}{\sqrt{x}} = \frac{1}{4} \gamma T_c^2 \frac{1}{\sqrt{1}} \Leftrightarrow x = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 = t^4 \quad (\text{III.13})$$

D'où, on obtient la densité des super électrons en fonction de la température

$$n_s(T) = n(1-x) = n(1-t^4) \quad (\text{III.14})$$

De fait, la densité d'électrons supraconducteurs n_s augmente très vite en dessous de T_c :

$$T \ll T_c \Rightarrow n_s \approx n \quad (\text{III.15})$$

Maintenant qu'on a défini le nombre des super électrons qui sont dominant (dans le cas de la supraconductivité où la température est inférieure à T_c), et en utilisant les équations de Maxwell, les frères LONDON ont exprimés les deux phénomènes fondamentales de la supraconductivité : la résistance nulle et l'effet Meissner avec deux équations qui portent leurs noms.

III.2.2 Equations des frères London

Un champ électrique E exerce sur une charge q une force décrite par l'équation [8]:

$$\mathbf{F} = q_s \mathbf{E} \quad (\text{III.16})$$

L'accélération est liée à la force par la relation

$$\mathbf{F} = m_s \frac{d \mathbf{v}_s}{dt} \quad (\text{III.17})$$

Où \mathbf{v}_s est la vitesse des super électrons et m_s est leur masse. En combinant les équations (III.16) et (III.17), on obtient une équation de mouvement d'une particule chargée dans le champ \mathbf{E} (équation de Drude-Lorentz) :

$$m_s \frac{d \mathbf{v}_s}{dt} = q_s \mathbf{E} \quad (\text{III.18})$$

III.2.2.a Première équation de London

On peut définir une densité de super courant par unité de surface \mathbf{J}_s , et elle sera proportionnelle à la vitesse des porteurs de charge (super électrons) \mathbf{v}_s , à leur charge q_s ainsi qu'à leur nombre par unité de volume n_s :

$$\mathbf{J}_s = n_s q_s \mathbf{v}_s \quad (\text{III.19})$$

En substituant (III.19) dans (III.18), on trouve

$$\frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t} = \left(\frac{n_s q_s^2}{m_s} \right) \mathbf{E} \quad (\text{III.20})$$

Qui donne la première équation de London :

$$\mathbf{E} = \left(\frac{m_s}{n_s q_s^2} \right) \frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t} \quad (\text{III.21})$$

III.2.2.b deuxième équation de London

En se référant aux équations de Maxwell, on a :

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{III.22})$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J} \quad (\text{III.23})$$

et

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{III.24})$$

On admet que tous les super électrons sont dus au champ magnétique et qu'il n'y a pas de variation du champ électrique. L'équation (III.23) devient

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (\text{III.24})$$

En substituant l'équation (III.21) dans (III.22), on trouve :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \left(-\frac{m_s}{n_s q_s^2} \right) \text{rot } \frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t} \quad (\text{III.25})$$

Si on remplace $\frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t}$ par $\frac{1}{\mu_0} \text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)$ à partir de (III.24), on obtient

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \left(-\frac{m_s}{n_s q_s^2 \mu_0} \right) \text{rot rot } \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{III.26})$$

En utilisant l'identité vectorielle :

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = \text{grad div } \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{III.27})$$

Avec l'équation (III.24), on peut écrire l'équation (III.26) comme suit :

$$\nabla^2 \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = \left(\frac{n_s q_s^2 \mu_0}{m_s} \right) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{III.28})$$

Les frères London s'inspirent de l'expérience de Meissner et Ochsenfeld que le champ \mathbf{B} lui-même obéisse à l'équation (III.28) et pas seulement sa dérivée. L'équation (III.28) est phénoménologiquement remplacée par :

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \left(\frac{n_s q_s^2 \mu_0}{m_s} \right) \mathbf{B} \quad (\text{III.29})$$

Les expressions $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ qui apparaissent dans les équations (III.22)-(III.28) peuvent être remplacées par \mathbf{B} . L'équation (III.26) devient :

$$\mathbf{B} = \left(-\frac{m_s}{n_s q_s^2 \mu_0} \right) \text{rot } \mathbf{J}_s \quad (\text{III.30})$$

C'est l'équation de London pour le champ magnétique ou seconde équation de London. La solution de l'équation (III.29) indique que la valeur de \mathbf{B} décroît par $1/e$ à partir de la surface sur une longueur caractéristique λ appelée la profondeur de pénétration donnée par

$$\lambda = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}} \quad (\text{III.31})$$

λ dépend de n_s (densité des super électrons) et d'après le modèle de Gorter et Casimir elle dépend de la température aussi. En faisant le rapport de sa valeur à T ($\lambda(T)$) à sa valeur au zéro absolu ($\lambda(0)$) et grâce à la définition (III.31) et à l'équation (III.14) on obtient :

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} = \frac{\sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 q_s^2}} \sqrt{\frac{1}{n(1-t^4)}}}{\sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 q_s^2}} \sqrt{\frac{1}{n(1-0)}}} \quad (\text{III.32})$$

D'où on obtient la dépendance en température de la profondeur de pénétration de London

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (\text{III.33})$$

Où λ_0 est la profondeur de pénétration à $T = 0$ K.

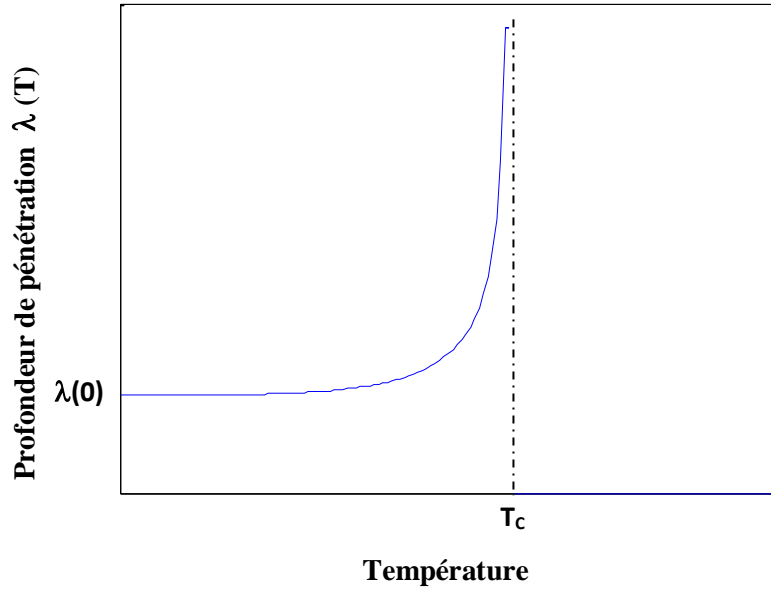


Figure III.2 Profondeur de pénétration λ en fonction de la température

III.2.3 Conductivité complexe et impédance de surface

III.2.3.1 Conductivité complexe

En tenant compte de ce qu'a été dit ci-dessus, qu'un effet résistif et inductif dû aux électrons non appariés; et un autre effet purement inductif des électrons appariés, on rend compte de cette situation en associant une conductivité complexe comme suit :

$$J = \sigma E = (\sigma_1 - i \sigma_2) E \quad (\text{III.34})$$

En utilisant les densités d'état des électrons supraconducteurs et normaux respectivement, et en négligeant les collisions subies par les paires, il est possible de calculer les composantes réelle et imaginaire de la conductivité, qui se présentent sous la forme:

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{III.35})$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} + \frac{n_n e^2 \omega^2 \tau^2}{m\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{III.36})$$

Pour la plus parts des applications des matériaux supraconducteurs, $\omega^2 \tau^2$ est très inférieur à 1 cela pour des fréquences inférieure à 10^{11} Hz, les expressions précédentes devient :

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \frac{n_n e^2 \tau}{m} \\ \sigma_1 &= \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^4\end{aligned}\quad (\text{III.37})$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} = \frac{1}{\omega\mu_0 \lambda^2} \quad (\text{III.38})$$

Dans σ_n est la conductivité normal, et sachant que λ est définie par l'équation (III.33).

III.2.3.2 impédance de surface

En réalité, en hyperfréquence, la conductivité d'un supraconducteur n'est pas infinie et spécialement dans la partie de la longueur de pénétration. L'impédance de surface est définie comme le rapport des composantes parallèles des champs électrique et magnétique; et elle est liée à la conductivité complexe par la relation:

$$Z_s = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (\text{III.39})$$

En utilisant les expressions de sigma donné par les équations ci-dessus, on peut écrire :

$$Z_s = R_s + iX_s \quad (\text{III.40})$$

$$\text{Avec : } R_s = \frac{1}{2} \sigma_n \left(\frac{n_n}{n} \right) (\omega\mu_0)^2 \lambda^3 \quad \text{et} \quad X_s = \omega\mu_0 \lambda$$

En utilisant les données ci-dessus de n_n et n , on trouve :

$$R_s = \frac{1}{2} \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 (\omega\mu_0)^2 \lambda^3 \quad (\text{III.41})$$

Et
$$X_s = \omega\mu_0\lambda \quad (\text{III.42})$$

Le champ magnétique s'atténue à l'intérieur de la plaque supraconductrice exponentiellement, et sachant qu'il y a deux faces de la plaque supérieur et inférieur, si l'épaisseur de la plaque est inférieure à trois fois la longueur de pénétration de LONDON, alors le champ magnétique ne s'annule pas, et on peut approximer sa valeur, et le champ qui pénètre dans tout le film et la distribution du courant sont presque uniforme à travers le film.

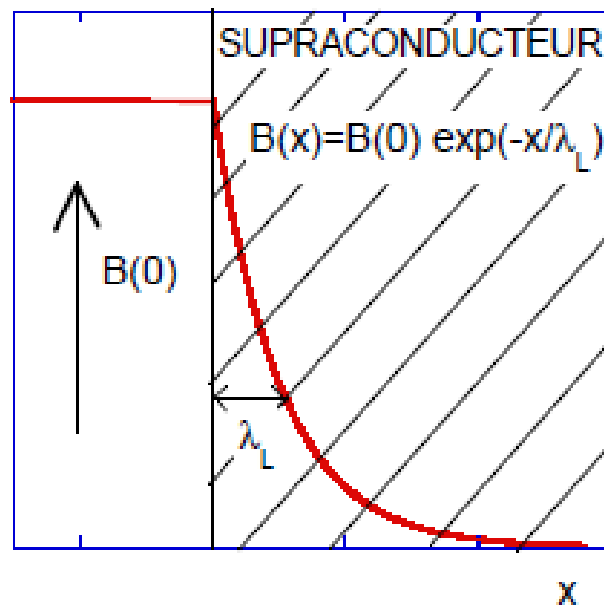


Figure III.3 Atténuation du champ magnétique à l'intérieur de la plaque supraconductrice.

Sachant que :

$$Z_s = \frac{E_T(0)}{\int_0^e J_T(z) dz} \quad (\text{III.43})$$

Où $E_T(0)$ est le champ tangentiel au niveau de la plaque. Et avec la supposition que le champ et la distribution du courant sont uniforme à travers la plaque, et en prenant la conductivité complexe, l'équation de l'impédance de surface quand l'épaisseur de la plaque supraconductrice est inférieur à trois fois la longueur de pénétration de LONDON, est :

$$Z_s = \frac{1}{e \times \sigma} \quad (\text{III.44})$$

Avec $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$

Maintenant qu'on a définie l'impédance de surface complexe, pour le cas d'une plaque supraconductrice mince (e inférieur à trois fois la longueur de pénétration de LONDON) et pour le cas épais (e supérieur à trois fois longueur de pénétration de LONDON), on remarque que pour le cas mince, l'impédance de surface complexe est en fonction de la fréquence et la température et de l'épaisseur de la plaque supraconductrice, par contre pour le cas épais, l'impédance de surface est en fonction de la fréquence et la température seulement.

III.3 Tenseur de Green tenant compte d'une permittivité et une perméabilité de forme tensorielle

Dans ce chapitre, on va utiliser la méthode des moments pour analyser notre structure présenté sur la Figure III.1. La plaque supraconductrice est posé sur un diélectrique qui présente une anisotropie uniaxiale de type électrique et magnétique avec

l'axe optique normal à la plaque (voir Figure III.1) est caractérisée par une permittivité et une perméabilité tensorielle de la forme :

$$\bar{\boldsymbol{\varepsilon}} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.45})$$

$$\bar{\boldsymbol{\mu}} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_x & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.46})$$

ε_0 et μ_0 sont, respectivement, la permittivité et la perméabilité du vide. Les équations (III.45) et (III.46) peuvent être définis au cas isotrope en prenant $\varepsilon_x = \varepsilon_z = \varepsilon_r$ et $\mu_x = \mu_z = \mu_r$.

En considérant une variation temporelle en $e^{i\omega t}$ et en partant des équations de Maxwell dans le domaine de Fourier, nous pouvons montrer que les champs transverses dans le substrat diélectrique ($0 < z < d$) s'écrivent en termes des composantes longitudinales \tilde{E}_z et \tilde{H}_z

$$\tilde{E}_x(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} + \frac{\omega \mu_0 \mu_z k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{III.47})$$

$$\tilde{E}_y(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} - \frac{\omega \mu_0 \mu_z k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{III.48})$$

$$\tilde{H}_x(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} - \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{III.49})$$

$$\tilde{H}_y(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{III.50})$$

$\mathbf{k}_s = \hat{\mathbf{x}}k_x + \hat{\mathbf{y}}k_y$ est le vecteur d'onde transverse et $k_s = |\mathbf{k}_s|$. Après avoir effectué quelques manipulations algébriques, nous pouvons mettre (III.47), (III.48), (III.49) et (III.50) sous la forme

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\mathbf{k}_s, z) \\ \tilde{E}_y(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu_0 \mu_z}{k_s} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} e^e(\mathbf{k}_s, z) \\ e^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.51})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(\mathbf{k}_s, z) \\ -\tilde{H}_x(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z}{k_s} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \\ \frac{i}{k_s} \frac{\mu_z}{\mu_x} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} h^e(\mathbf{k}_s, z) \\ h^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.52})$$

Les exposants e et h dénotent les ondes TM et TE, respectivement, et

$$\bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}^{-1}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.53})$$

A partir des équations (III.51), (III.52) et (III.53), nous pouvons montrer que

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} e^e(\mathbf{k}_s, z) \\ e^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{III.54})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} h^e(\mathbf{k}_s, z) \\ h^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{III.55})$$

Les expressions de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z sont

$$\tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) = A^e e^{-ik_z^e z} + B^e e^{ik_z^e z} \quad (\text{III.56})$$

$$\tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) = A^h e^{-ik_z^h z} + B^h e^{ik_z^h z} \quad (\text{III.57})$$

Où les coefficients spectraux A^e , B^e , A^h et B^h sont fonctions de la variable spectrale k_s et

$$k_z^e = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \sqrt{(\mu_x \varepsilon_z k_0^2 - k_s^2)}, \quad k_z^h = \sqrt{\frac{\mu_x}{\mu_z}} \sqrt{(\mu_z \varepsilon_x k_0^2 - k_s^2)}, \quad k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \quad (\text{III.58})$$

k_z^e et k_z^h sont, respectivement, les constantes de propagation des ondes TM et TE. Après substitution des expressions de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z données par (III.56) et (III.57) dans (III.51) et (III.52), nous obtenons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = e^{-i\bar{\mathbf{k}}_z z} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{k}_s) + e^{i\bar{\mathbf{k}}_z z} \mathbf{B}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.59})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_s) \left[e^{-i\bar{\mathbf{k}}_z z} \mathbf{A}(\mathbf{k}_s) - e^{i\bar{\mathbf{k}}_z z} \mathbf{B}(\mathbf{k}_s) \right] \quad (\text{III.60})$$

Où \mathbf{A} et \mathbf{B} sont deux vecteurs ayant des composantes exprimées en fonction des coefficients spectraux A^e , A^h , B^e et B^h , et

$$\bar{\mathbf{k}}_z = \text{diag}[k_z^e, k_z^h], \quad \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}\left[\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_x}{k_z^e}, \frac{k_z^h}{\omega \mu_0 \mu_x}\right] \quad (\text{III.61})$$

En écrivant les équations (III.59) et (III.60) dans les plans $z=0$ et $z=d$, et par élimination des inconnus \mathbf{A} et \mathbf{B} , nous obtenons la forme matricielle

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d^-) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, d^-) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{T}} \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, 0^+) \end{bmatrix} \quad (\text{III.62})$$

Avec

$$\bar{\mathbf{T}} = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{T}}^{11} & \bar{\mathbf{T}}^{12} \\ \bar{\mathbf{T}}^{21} & \bar{\mathbf{T}}^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\bar{k}_z d) & -i \bar{g}^{-1} \cdot \sin(\bar{k}_z d) \\ -i \bar{g} \cdot \sin(\bar{k}_z d) & \cos(\bar{k}_z d) \end{bmatrix} \quad (\text{III.63})$$

qui combine \mathbf{e} et \mathbf{h} sur les deux côtés du substrat diélectrique. Les équations de continuité pour les composantes tangentielles du champ sont :

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, d^-) = \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, d^+) = \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, d) \quad (\text{III.64})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, d^-) - \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, d^+) = \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\mathbf{k}_s) \\ \tilde{J}_y(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{III.65})$$

En multipliant (III.64) et (III.65) par $\bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s)$ et en utilisant (III.54) et (III.55), on obtient

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d^-) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d^+) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d) \quad (\text{III.66})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, d^-) - \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, d^+) = \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.67})$$

Avec

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} j^e(\mathbf{k}_s) \\ j^h(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.68})$$

Le champ électrique transverse doit nécessairement être nul sur un conducteur parfait, donc pour le plan de masse parfaitement conducteur nous avons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0^+) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0^-) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0) = \mathbf{0} \quad (\text{III.69})$$

Pour la région de l'air d^+ ($d \ll z \ll \infty$, $\epsilon_x = \epsilon_z = \epsilon_r = 1$ et $\mu_x = \mu_z = \mu_r = 1$) les expressions de \mathbf{e} et \mathbf{h} données par (III.59) et (III.60) deviennent

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d^+) = A_0(\mathbf{k}_s) e^{-i k_z d^+} \quad (\text{III.70})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, d^+) = \bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s) A_0(\mathbf{k}_s) e^{-i k_z d^+} \quad (\text{III.71})$$

Où

$$k_z = (k_0^2 - k_s^2)^{1/2}, \quad \bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s) = \text{diag} \left[\frac{\omega \epsilon_0}{k_z}, \frac{k_z}{\omega \mu_0} \right] \quad (\text{III.72})$$

A partir de (III.62), (III.66), (III.67), (III.69), (III.70), et (III.71) nous obtenons la relation suivante qui relie le courant sur la plaque supraconductrice avec le champ électrique tangentiel sur l'interface correspondant :

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d) = \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.73})$$

Où $\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s)$ est la fonction spectrale dyadique de Green dans la représentation (TM, TE) :

$$\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G^{11}, G^{22}] = \left[\bar{\mathbf{T}}^{22} \cdot (\bar{\mathbf{T}}^{12})^{-1} - \bar{\mathbf{g}}_0 \right]^{-1} \quad (\text{III.74})$$

Le tenseur spectral de Green $\bar{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s)$ relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plan du patch est donné par :

$$\tilde{\mathbf{E}} = \bar{\mathbf{Q}} \cdot \tilde{\mathbf{J}} \quad (\text{III.75})$$

Avec :

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_x \\ \tilde{\mathbf{E}}_y \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{J}}_x \\ \tilde{\mathbf{J}}_y \end{bmatrix}, \quad \bar{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix}$$

La relation qui existe entre le tenseur diagonal $\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s)$ et le tenseur $\bar{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s)$ est comme suit :

$$\bar{\mathbf{Q}}(\mathbf{k}_s) = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_s) \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (\text{III.76})$$

Dans la structure étudié, le patch est une plaque supraconductrice, qui a comme caractéristique en haute fréquence, une impédance de surface Z_s . Afin de prendre Z_s en considération, et dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier, le champ électrique transversal sur le plan de la plaque supraconductrice (patch) peut être écrit comme une superposition d'un champ électrique dans le patch et un autre en dehors de ce dernier, on a alors :

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, d) = \mathbf{e}^i(\mathbf{k}_s, d) + \mathbf{e}^o(\mathbf{k}_s, d) \quad (\text{III.77})$$

Où $\mathbf{e}^i(\mathbf{k}_s, d)$ est le champ électrique dans le patch (in) et $\mathbf{e}^o(\mathbf{k}_s, d)$ est le champ électrique en dehors de patch (out). Le champ électrique dans le patch supraconducteur est donné par :

$$\mathbf{e}^i(\mathbf{k}_s, d) = Z_s \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.78})$$

Cette impédance de surface Z_s et comme on a déjà détaillé ci-dessus pour le cas d'hyperfréquence, peut avoir deux cas, le premier est quand l'épaisseur du patch supraconducteur e est supérieur à quelques fois la longueur de pénétration de LONDON (équation (III.41) et (III.42)) à savoir plus de trois fois, alors :

$$Z_s = R_s + iX_s$$

$$\text{Avec : } R_s = \frac{1}{2} \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 (\omega \mu_0)^2 \lambda^3 \quad \text{et} \quad X_s = \omega \mu_0 \lambda$$

Le deuxième cas, et quand l'épaisseur du patch e est inférieur à trois fois la longueur de pénétration de LONDON, dans ce cas l'impédance de surface (par quelques approximations) est donnée par :

$$Z_s = \frac{1}{\epsilon \times \sigma} \quad \text{avec} \quad \sigma = \sigma_1 - i\sigma_2, \quad \sigma_1 = \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^4$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda^2}, \quad \lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4}}$$

Où T est la température, T_c est la température de transition.

En substituant l'équation (III.77) dans l'équation (III.73) et tenant compte de l'équation (III.78) :

$$\mathbf{e}^o(\mathbf{k}_s, d) = [\bar{G}(k_s) - Z_s \bar{I}] \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{III.79})$$

\bar{I} désigne une matrice unitaire d'ordre 2. En utilisant la transformée vectorielle inverse de Fourier pour l'équation (III.79), le champ électrique transversal en dehors (out) du patch est comme suit :

$$\mathbf{E}^o(\mathbf{r}_s, d) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{r}_s) \cdot [\bar{G}(k_s) - Z_s \bar{I}] \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{III.80})$$

L'application de la condition aux limites, qui exige que le champ électrique transversal de l'équation (III.80) s'annule sur l'aire du patch supraconducteur, donne l'équation intégrale suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{r}_s) \cdot [\bar{G}(k_s) - Z_s \bar{I}] \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y = 0, \quad (x, y) \in \text{patch} \quad (\text{III.81})$$

Maintenant, et après avoir écrit l'équation intégrale, on peut employer la méthode de Galerkin pour la résoudre, et pour obtenir la fréquence de résonance, la bande passante et les autres paramètres comme le facteur de qualité des modes résonants du patch supraconducteur illustré dans la Figure III.1.

III.4 Solution de l'équation intégrale par la méthode de Galerkin

La première étape dans la solution de l'équation (III.69) via la méthode de Galerkin; qui est un cas particulier de la méthode des moments [9]; est de développer le courant du patch $\mathbf{j}(\mathbf{r}_s)$ en une série finie de fonctions de base connues J_{xn} et J_{xm} , et de transformer l'équation intégrale (III.81) en une équation algébrique matricielle qui peut être facilement résoudre par les méthodes numériques. La méthode de Galerkin est implémentée dans le domaine de Fourier pour réduire le système des équations intégrales (III.81) en une équation matricielle.

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}_s) = \sum_{n=1}^N \mathbf{a}_n \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{xn}(\mathbf{r}_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M \mathbf{b}_m \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J}_{ym}(\mathbf{r}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{III.82})$$

Où a_n et b_m sont les coefficients du développement modal. En substituant la transformée de Fourier de l'équation (III.82) dans l'équation (III.81). Puis, l'équation résultante est testée par le même ensemble de fonctions de base qui a été utilisé dans le développement du courant de la plaque. Ainsi, l'équation intégrale (III.81) est ramenée au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{Z}}^{11})_{N \times N} & (\bar{\mathbf{Z}}^{12})_{N \times M} \\ (\bar{\mathbf{Z}}^{21})_{M \times N} & (\bar{\mathbf{Z}}^{22})_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\mathbf{a})_{N \times 1} \\ (\mathbf{b})_{M \times 1} \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (\text{III.83})$$

Avec les éléments de la matrice impédance sont donnés par :

$$(\bar{\mathbf{Z}}^{11})_{kn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_x^2 G_s^{11} + k_y^2 G_s^{22}] \tilde{\mathbf{J}}_{xk}(-\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}_{xn}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{III.84})$$

$$(\bar{\mathbf{Z}}^{12})_{km} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G_s^{11} - G_s^{22}] \tilde{\mathbf{J}}_{xk}(-\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{J}}_{ym}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{III.85})$$

$$\left(\bar{\mathbf{Z}}^{21}\right)_{ln} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} \left[G_S^{11} - G_S^{22}\right] \tilde{J}_{yl}(-\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{J}_{xn}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{III.86})$$

$$\left(\bar{\mathbf{Z}}^{22}\right)_{lm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} \left[k_y^2 G_S^{11} + k_x^2 G_S^{22}\right] \tilde{J}_{yl}(-\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{J}_{ym}(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{III.87})$$

$$\text{Où} \quad G_S^{11} = G^{11} - Z_s \quad (\text{III.88})$$

$$G_S^{22} = G^{22} - Z_s \quad (\text{III.89})$$

Dans les équations (III.84), (III.85), (III.86), (III.87), \tilde{J}_{xn} et \tilde{J}_{ym} sont les transformées de Fourier de J_{xn} et J_{ym} respectivement. Pour avoir une solution non triviale pour (III.83), il faut que

$$\det(\bar{\mathbf{Z}}(\omega)) = 0 \quad (\text{III.90})$$

L'équation (III.90) est l'équation caractéristique pour la fréquence de résonance complexe $f = f_r + if_i$, à savoir $\omega = 2\pi f$; f_r est la fréquence de résonance et $2f_i/f_r$ est la bande passante de la structure.

Le choix approprié des fonctions de base est un facteur clé pour l'obtention de résultats exacts. Les fonctions de base considérées ici sont formées par l'ensemble des modes TM d'une cavité rectangulaire avec murs latéraux magnétiques. Dans [10], Fortaki *et al.* ont montré que ces fonctions de base sont très appropriées pour l'analyse dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier des patchs microbandes rectangulaires sur substrat diélectriques isotropes pour trois raisons: elles assurent une convergence rapide de la méthode de Galerkin en fonction du nombre de fonctions de base, elles mènent à des intégrales impropres dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier, qui sont favorables aux techniques asymptotiques d'intégration et leurs transformées

vectérielles de Fourier peuvent être obtenues analytiquement. Heureusement tous ces avantages sont gardés lorsque les fonctions de base sus mentionnées sont utilisés dans l'analyse dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier des patchs microbandes rectangulaire fabriqués sur des substrats diélectriques anisotropes caractérisés par une permittivité et une perméabilité toutes les deux de forme tensorielle.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a parlé des matériaux qui sont d'actualité pour le 21eme siècle , et parmi les matériaux les plus important et qui sont le sujet de recherches de plusieurs laboratoires de physique de solide et autres, et qui peuvent changer l'industrie et l'économie mondial, on trouve les supraconducteurs. Nous avons mentionnés quelques importantes étapes et les plus importantes découvertes sur ces matériaux, ainsi que les caractéristiques essentielles de ce genre de matériaux. Parmi ces caractéristiques détaillées on trouve, la longueur de pénétration de LONDON, la conductivité complexe, et l'impédance de surface. La structure étudié dans ce chapitre est une antenne microbande supraconductrice à haute température critique sur un substrat diélectrique anisotrope caractérisé par une permittivité et une perméabilité toutes les deux de forme tensorielle. La méthode d'analyse a été basée sur une méthode full-wave conjointement avec le modèle des deux fluides de Gorter et Casimir et les équations des frères London. L'impédance complexe de surface a été calculée pour les deux cas : quand ϵ est supérieur à trois fois la longueur de pénétration de LONDON à $T=0$ K (λ_0), ainsi que pour le cas ou ϵ est inférieur à trois fois la longueur de pénétration de LONDON à $T=0$ K (λ_0). Pour la formulation théorique du problème de la fonction de Green, nous avons fait appel à la transformée vectorielle de Fourier ceci a pour but de réduire le problème tridimensionnelle en un autre bidimensionnel pour simplifier les calculs, ensuite une méthode efficace pour dérivation

de la fonction tensorielle spectral de Green a été développée et présentée. Ce tenseur a été montré qu'il est diagonal pour les représentations (TM, TE) ce qui réduit la complexité des calculs. On a établi l'équation intégrale du champ électrique en tenant compte de l'effet supraconductrice dans le patch ceci en utilisant la méthode des moments.

La procédure de Galerkin nous a permis par la suite de discrétiser cette équation pour donner lieu à un système équation homogène, ce système est résolu numériquement dans le chapitre qui suit.

III.6 Références bibliographiques

- [1] David Nghiem and David R. Jackson “A General Analysis of Propagation Along Multiple-Layer Superconducting Stripline and Microstrip Transmission Lines.”IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL 39, NO 9, SEPTEMBER 1991.
- [2] U. Mizutani, “Introduction to the Electron Theory of Metals.” England: Cambridge University Press, 2003.
- [3] T. Fortaki, S. Benkouda, M. Amir, and A. Benghalia, “Air gap tuning effect on the resonant frequency and half-power bandwidth of superconducting microstrip patch,” in Proc. Progress in Electromagnetics Research Symposium, pp. 1566- 1570, Beijing, China, Mar. 23-27, 2009.
- [4] N.Sekiya, A.Kubota, A.Kondo, S.Hirano, A.Saito, S.Ohshima, “Broadband superconducting microstrip patch antenna using additional gap-coupled resonators.” Physica C 445–448 (2006) 994–997.
- [5] O.Barkat, A.Benghalia, “Radiation and resonant frequency of superconducting annular ring microstrip antenna on, uniaxial anisotropic media.” J. Infrared Milli Terahz Waves 30 (2009) 1053–1066.
- [6] Y.Tighilt, F.Bouttout, A.Khellaf, “Modelling and design of printed antennas using neural networks.” Int. J. RF Microwave CAE 21 (2011) 228–233.
- [7] Ç.S.Gürel, E.Yazgan, “Characteristics of a circular patch microstrip antenna on uniaxially anisotropic substrate.” IEEE Trans. Antennas Propag. 52 (2004) 2532– 2537.
- [8] Julián CANCINO, “Approche théorique et expérimentale des principes fondamentaux de la supraconductivité.” université de Genève : 2005

- [9] N.Karaboga, K.Güney, and A.Akdagli, "A new effective patch radius expression obtained by using a modified tabu search algorithm for the resonant frequency of electrically thick circular microstrip antenna," *Int. J. Electron.*, vol. 86, pp. 825-835, 1999.
- [10] T.Fortaki, L.Djouane, F.Chebbara, A.Benghalia, "Radiation of rectangular microstrip patch antenna covered with a dielectric layer." *Int. J. Electron.* 95 (2008) 989–998.

CHAPITRE IV

***Discussion des résultats numériques
d'une antenne microbande
supraconductrice à haute température
critique.***

IV.1 Introduction

Afin de valider l'approche proposé, nous avons élaboré un programme de calcul, et les résultats obtenus sont comparés avec ceux de la littérature ouverte. Nous comparons également nos résultats avec ceux rapportés récemment dans la référence [1]. Nous effectuons une étude paramétrique pour quantifier l'influence des paramètres de l'antenne sur ses performances. Un soin particulier sera réservé à l'étude de l'influence de la température d'opération et les paramètres de l'anisotropie uniaxiale. Notant que la bande passante est extrêmement étroite quand il s'agit d'une antenne microbande supraconductrice à haute température critique relativement aux antennes conventionnelles. En effet, une petite erreur sur la détermination de la fréquence de résonance ou dans la conception et la réalisation implique que l'antenne peut travailler en dehors de sa bande passante, et qui va influencer directement sur les caractéristiques de ce dernier. Pour cette raison qu'on a travaillé dans ce chapitre, sur les possibilités qui peuvent aider à améliorer la bande passante pour une antenne microbande supraconductrice à haute température critique T_c , sans affecter les avantages de cette dernière par rapport au antenne conventionnel, à savoir: le gain élevé, l'aspect faible poids,....

En plus de la supraconductivité, et pendant ces dernières années, plusieurs études et recherches ont été faites sur les circuits micro-ondes sur des substances anisotropes, et spécialement l'anisotropie uniaxiale [4], [5]. Les effets de l'anisotropie uniaxiale sur les performances des antennes microbandes ont été étudiés la première fois par D.M.Pozar. Gurel et Yazgan [6] ont montrés l'effet avantageux de l'anisotropie uniaxiale sur la bande passante, en travaillant sur une antenne circulaire avec un substrat avec une anisotropie uniaxiale correctement choisi par rapport à une antenne avec un substrat isotrope.

Il est important de noter que dans ce chapitre on a étudié les caractéristiques d'une antenne microbande rectangulaire supraconductrice à haute température critique T_c ,

imprimé sur un substrat à anisotropie uniaxiale de type électrique aussi bien qu'une anisotropie de type magnétique, les tenseurs de la permittivité et de la perméabilité sont prises en considération.

IV.2 Comparaison des résultats avec la littérature

Dans le but de valider notre programme, les résultats trouvés dans le Tableau IV.1 sont comparés avec les résultats obtenus à partir du modèle de cavité à murs latéraux magnétiques de Richard *et al* [2].

Tableau IV.1 : comparaison de nos résultats avec celles obtenues via le modèle de cavité combiné avec les connaissances électromagnétiques pour divers matériaux anisotropes et non magnétiques: $axb=2025\mu\text{m} \times 1350\mu\text{m}$, $d=14.85\mu\text{m}$, $\sigma_n=10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_0=140 \text{ nm}$, $T_c=89 \text{ K}$, $e=350 \text{ nm}$, et $T=50 \text{ K}$

Diélectrique	(ϵ_x, ϵ_z)	nos résultats fr (GHZ)	Modèle de cavité [2]GHZ	Erreur %
Saphir	(9.4, 11.6)	32.290	32.282	0.025
Epsilam-10	(13, 10.3)	34.268	34.254	0.041
Nitride de bore	(5.12, 3.4)	59.509	59.609	0.16
PTFE	(2.88, 2.43)	70.265	70.527	0.37

Tous ces résultats ont été effectués pour une antenne patch avec un film mince supraconducteur en YBCO, avec :

$axb=2025\mu\text{m} \times 1350\mu\text{m}$, $D=14.85\mu\text{m}$, $\sigma_n=10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_0=140 \text{ nm}$, $T_c=89 \text{ K}$, $e=350 \text{ nm}$, et $T=50 \text{ K}$; ce patch est imprimé sur un substrat anisotrope. À noter que la température d'opération est égale à $T=50 \text{ K}$, et les matériaux anisotropes et non magnétiques utilisés sur le modèle de cavité à murs latéraux magnétiques [2] sont le Saphir, l'Epsilam-10, le Nitride de bore, et le PTFE. Il est très clair que nos résultats sont très proches de ceux obtenus via le modèle de cavité à murs latéraux magnétique [2] et l'erreur est très petite et elle est loin de 1%.

Avec ces résultats on peut valider notre programme afin de l'utiliser sur d'autres matériaux anisotropes (type électrique et type magnétique) et voir l'influence des différents paramètres des antennes supraconductrices à haute température critique et avec substrat anisotrope sur leurs performances, à savoir: fréquence de résonance, et bande passante.

IV.3 Effet de la température sur la fréquence et la bande passante

Vu que notre étude est sur un patch supraconducteur à haute température critique T_c , on va commencer notre analyse de résultat pour voir l'influence de la température (la température est le seul facteur à rendre un matériau bien défini, un supraconducteur) sur quelques paramètres de l'antenne, à savoir la fréquence de résonance et la bande passante. Nous étudions dans cette sous-section, l'influence de la température sur la fréquence et la bande passante du patch microbande rectangulaire supraconducteur à haute température critique imprimé sur un substrat à anisotropie uniaxiale, caractérisé par une permittivité et perméabilité toutes les deux de forme tensorielle. Le patch est de taille $a \times b = 1630\mu\text{m} \times 935\mu\text{m}$ est fabriqué à base d'un film mince en BYCO de 350nm d'épaisseur e , avec une conductivité normale à la température de transition $\sigma_n = 10^6 \text{ S/m}$, une profondeur de pénétration à une température nulle (0K) $\lambda_0 = 140\text{nm}$ et une température de transition $T_c = 89\text{K}$. La fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne supraconductrice en fonction de la température d'opération pour un matériau anisotrope, qui a la paire de permittivités relatives $(\epsilon_x, \epsilon_z) = (6.04, 7.35)$ et la paire de perméabilités relatives $(\mu_x, \mu_z) = (1, 1.12)$, est représenté dans le Tableau IV.2 ci-dessous. A partir de ces résultats, il peut être perçu que l'influence de la température d'opération sur la fréquence de résonance et la bande passante du patch microbande rectangulaire supraconducteur imprimé sur un substrat à anisotropie uniaxiale est significatif uniquement pour des températures proches de la température de transition (au voisinage de T_c). Cette influence

de la température d'opération est remarquable à partir (pour notre cas $T_c=89$ K) de $T=88$ K et elle fait diminuer la fréquence de 57.220 GHz pour $T=88$ K à 55.848 GHz pour $T=89$ K, soit une diminution fractionnelle de 2.39%, par contre, pour la bande passante, l'influence de la température d'opération fait augmenter la bande passante de 1.352 pour $T=88$ K à 14.613 pour $T=88.9$, soit une augmentation fractionnelle de 980.84% . Alors on peut dire que la température d'opération de l'antenne, peut nous donner un avantage et une marge d'erreur au constructeur si cette température est proche de T_c , car la bande passante augmente avec des pourcentage très important, mais si on travaille avec des températures loin de T_c , il faut minimiser le maximum les erreurs sur la fréquence parce que la bande passante dans ce cas est très étroite, et on risque d'avoir une antenne qui travail en dehors de sa bande passante et elle va perdre ces caractéristiques. Ce comportement est le même découvert expérimentalement pour des patchs supraconducteurs avec substrat isotropes [2].

NB : On peut voir facilement que l'influence de la température sur la fréquence, et beaucoup plus sur la bande passante, a commencé au voisinage de la température de transition (qui est dans notre cas 89K) à partir de $T=88$ K. Pour cette raison et pour le même matériau avec $T_c=89$ K, on va voir dans les prochains sous sections, l'influence des autres paramètres sur la fréquence et la bande passante pour des températures proche de T_c , à savoir $T=88$ K, 88.5K, 88.8K, 88.9 K, ainsi que pour une seule valeur loin de T_c , à savoir $T=50$ K.

Tableau IV.2 : influence de la température sur fréquence de résonance et la bande passante: $a \times b = 1630 \mu\text{m} \times 935 \mu\text{m}$, $D = 37.4 \mu\text{m}$, $\sigma_n = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c = 89 \text{ K}$, $e = 350 \text{ nm}$, $T = 50 \text{ K}$, $\epsilon_x = 6.04$, $\epsilon_z = 7.35$, $\mu_x = 1$, $\mu_z = 1.12$

Température	Fréquence (GHZ)	Bande passante %
0	58.146	0.7956
10	58.146	0.7956
20	58.146	0.7958
30	58.145	0.7958
85	57.923	0.8194
86	57.841	0.8450
87	57.679	0.9230
88	57.220	1.352
88.5	56.468	2.881
88.8	55.526	8.889
88.9	55.848	14.613

IV.4 Effet de l'anisotropie uniaxiale de type électrique

a) variation de ϵ_x

Dans cette sous-section, on va voir l'effet du rapport d'anisotropie $AR1 = \epsilon_x / \epsilon_z$ sur la fréquence de résonance et la bande passante. Il est clair que $AR1 = 1$ pour le cas d'un substrat isotrope [3]. Dans les deux parties (a) et (b), l'anisotropie uniaxiale ainsi que les valeurs de $AR1$ sont obtenues comme suit: pour la partie (a), on a fixé la valeur de la permittivité relative le long de l'axe optique ϵ_z et on a changé la valeur de la permittivité relative le long des deux axes perpendiculaires à l'axe optique ϵ_x afin d'avoir les valeurs de $AR1$ entre 0.5 et 2. Pour la partie (b), on a gardé les mêmes valeurs de $AR1$ (entre 0.5 et 2) mais en fixant la valeur de ϵ_x et en changeant la valeur de ϵ_z .

Le patch de taille $axb = 2550 \times 1700 \mu\text{m}$ est fabriqué avec un film mince YBCO (YBa₂Cu₃O₇) supraconducteur ayant comme paramètres $\mu_r=1$, $\epsilon_z=2.32$, $\sigma_n = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c=89\text{K}$, et $e=350\text{nm}$; la température d'opération est $T=50\text{K}$. Les calculs sont aussi faits pour un substrat mince de $153 \mu\text{m}$ et un autre épais de $306 \mu\text{m}$.

Pour un substrat mince ($d=153 \mu\text{m}$), on remarque pour le Tableau IV.3 (ϵ_x varie, et ϵ_z fixe) que pour une augmentation de AR1 (suite à une augmentation de ϵ_x) de 0.5 à 2, la fréquence décroît de 54.502 GHz à 52.524GHz, soit une diminution fractionnelle de 3,63%. Par contre la diminution est plus grande pour le cas d'un substrat épais ($d=306 \mu\text{m}$) de 51.913 GHz à 47.866 GHz, soit une diminution fractionnelle de 7.76% (voir Tableau IV.5). On peut conclure qu'il y a une influence remarquable de ϵ_x , et en conséquence AR1, sur la fréquence de résonance pour le cas mince et que cette influence augmente pour le cas épais. On peut faire la même remarque pour la bande passante, pour le cas mince, la diminution fractionnelle est de 4,52%, tandis que pour le cas épais elle est de 6.59%. Les mêmes pourcentages de variation et influence sur la fréquence et la bande passante sont remarqués pour des températures proches de T_c (voir Tableau IV.4).

Tableau IV.3 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type électrique (variation de ϵ_x) :
 $axb=2550\mu\text{m} \times 1700\mu\text{m}$, $d=153 \mu\text{m}$, $\sigma_n=10 \text{ S/m}$, $\lambda_0=140 \text{ nm}$, $T_c=89 \text{ K}$, $e=350 \text{ nm}$, $T=50 \text{ K}$,
 $\epsilon_z= 2.32$, $\mu_x = 1$, $\mu_z= 1$

ϵ_x	AR1= ϵ_x/ϵ_z	Fréquence de résonance (GHZ)	Bande passante %
1.16	0.5	54.489	5.300
1.74	0.75	54.090	5.246
2.32	1	53.729	5.202
2.9	1.25	53.396	5.164
3.48	1.5	53.085	5.128
4.06	1.75	52.791	5.094
4.64	2	52.512	5.060

Tableau IV.4: effet de variation de ϵ_x (AR1) sur la fréquence (f_r) et la bande passante (BW) pour des températures proche de T_c

Avec $d=153 \mu\text{m}$		T=88K		T=88.5K		T=88.8K		T=88.9K	
ϵ_x	AR1= ϵ_x/ϵ_z	$f_r(\text{GHZ})$	Bw%	$f_r(\text{GHZ})$	Bw%	$f_r(\text{GHZ})$	Bw%	$f_r(\text{GHZ})$	Bw%
1.16	0.5	54.257	5.361	54.048	5.706	53.756	7.295	53.812	8.893
4.64	2	52.287	5.117	52.085	5.448	51.790	7.027	51.833	8.699

Tableau IV.5 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type électrique (variation de ϵ_x) :
 $a \times b = 2550 \mu\text{m} \times 1700 \mu\text{m}$, $d = 306 \mu\text{m}$, $\sigma_n = 10 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c = 89 \text{ K}$, $e = 350 \text{ nm}$, $T = 50 \text{ K}$,
 $\epsilon_z = 2.32$, $\mu_x = 1$, $\mu_z = 1$

ϵ_x	AR1= ϵ_x/ϵ_z	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
1.16	0.5	51.907	10.607
1.74	0.75	51.073	10.450
2.32	1	50.327	10.323
2.9	1.25	49.646	10.205
3.48	1.5	49.018	10.096
4.06	1.75	48.432	9.997
4.64	2	47.880	9.908

b) variation de ϵ_z

Considérant maintenant les résultats résumés dans le Tableau IV.6 :

Si on prend les mêmes valeurs de AR1 (de 0.5 à 2), mais on change les valeurs de ϵ_z et on fixe ϵ_x pour avoir l'anisotropie négative ($\epsilon_x > \epsilon_z$) ou positive ($\epsilon_x < \epsilon_z$). Pour les mêmes autres paramètres de l'antenne, on obtient une augmentation de la fréquence de 28.415GHZ à 52.512GHZ, soit un changement fractionnel de 84.73 %, et pour la bande passante un changement de 1.233 à 5.060, soit un changement fractionnel de 309.38%.

Ces nouveaux résultats nous obligent à dire que c'est vrais qu'il faut prendre en considération les valeurs de $AR1$ pour prédire la variation de la fréquence et la bande passante, mais ce n'est pas suffisant, et qu'une manière convenable d'étudier les effets de l'anisotropie uniaxiale est de varier les deux paramètres ϵ_x et ϵ_z . L'influence de ϵ_z sur la fréquence et la bande passante est plus grande que celle de ϵ_x , et plus qu'elle est faible plus qu'elle fait augmenter les deux paramètres (fréquence et bande passante).

Pour une valeur du substrat plus grande ($d=306\mu\text{m}$), on a indiqué les résultats sur le Tableau IV.8, qui nous indique qu'il y a une augmentation de la fréquence de 27.561GHZ à 47.880GHZ, soit un changement fractionnel de 73.72 %, et pour la bande passante un changement de 2.685 à 9.907, soit un changement fractionnel de 268.97%. Mais on remarque aussi que pour chaque valeur de $AR1$, la valeur de la fréquence dans le cas mince et plus grande que sa valeur dans le cas épais. Alors pour fournir une augmentation supplémentaire dans la bande passante, l'épaisseur du substrat peut aider à le faire, en augmentant ce dernier, mais juste à des valeurs acceptable afin de ne pas perdre l'aspect faible poids fortement souhaitable en pratique, et pour éviter l'excitation des ondes de surface qui affectent fortement les performances de l'antenne.

Sur le Tableau IV.7, on remarque que pour les températures très proche de T_c , l'effet de variation de ϵ_z sur la valeur de f_r est presque le même que pour les températures loin de T_c ($T=50\text{K}$), mais pour l'effet sur la bande passante il est différent, car au fur et à mesure qu'on rapproche de T_c , le pourcentage d'influence de ϵ_z sur la bande passante diminue (de 309.38 % pour $T=50\text{K}$ à 60.61% pour $T=88.9\text{K}$).

Tableau IV.6 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type électrique (variation de ϵ_z):
 $a \times b = 2550 \mu\text{m} \times 1700 \mu\text{m}$, $d = 153 \mu\text{m}$, $\sigma_n = 10 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c = 89 \text{ K}$, $e = 350 \text{ nm}$, $T = 50 \text{ K}$,
 $\epsilon_x = 4.64$, $\mu_x = 1$, $\mu_z = 1$

ϵ_x	$AR1 = \epsilon_x / \epsilon_z$	ϵ_z	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
4.64	0.5	9.28	28.426	1.236
4.64	0.75	6.18	34.228	2.002
4.64	1	4.64	38.916	2.741
4.64	1.25	3.71	42.942	3.417
4.64	1.5	3.09	46.487	4.039
4.64	1.75	2.65	49.646	4.583
4.64	2	2.32	52.512	5.060

Tableau IV.7 : effet de variation de ϵ_z (AR1) sur f_r et Bw pour des températures proche de T_c

$d = 153 \mu\text{m}$, $\epsilon_x = 4.64$		T=88K		T=88.5K		T=88.8K		T=88.9K	
ϵ_z	AR1	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
9.28	0.5	28.306	1.292	28.190	1.505	27.923	2.802	27.760	5.416
2.32	2	52.287	5.117	52.085	5.448	51.790	7.027	51.833	8.699
Pourcentage d'influence de ϵ_z sur f_r et Bw en %		84.73%	296.05%	84.76%	261.99%	85.47%	150%	86.71%	60.61%

Tableau IV.8 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type électrique (variation de ϵ_z) :
 $a \times b = 2550 \mu\text{m} \times 1700 \mu\text{m}$, $d = 306 \mu\text{m}$, $\sigma_n = 10 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c = 89 \text{ K}$, $e = 350 \text{ nm}$, $T = 50 \text{ K}$,
 $\epsilon_x = 4.64$, $\mu_x = 1$, $\mu_z = 1$

ϵ_x	$AR1 = \epsilon_x / \epsilon_z$	ϵ_z	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
4.64	0.5	9.28	27.561	2.685
4.64	0.75	6.18	32.696	4.282
4.64	1	4.64	36.731	5.737
4.64	1.25	3.71	40.121	7.041
4.64	1.5	3.09	43.046	8.166
4.64	1.75	2.65	45.603	9.112
4.64	2	2.32	47.880	9.907

IV.5 Influence de la largeur du patch b sur la fréquence et la bande passante

Maintenant on va faire changer la largeur du patch pour les mêmes valeurs précédentes de l'antenne, et voir le degré d'influence sur la fréquence et surtout la bande passante. Sur le Tableau IV.9, on remarque que pour un changement sur b uniquement, et sans toucher les autres paramètres de l'antenne, et en diminuant ce dernier de $b = 1700 \mu\text{m}$ à $b = 1000 \mu\text{m}$, on aura une augmentation de la fréquence de résonance de 54.489 GHz à 88.041 GHz pour $\epsilon_x = 1.16$ soit un changement fractionnel de 61.57% , et de 52.512 GHz à 82.529 GHz pour $\epsilon_x = 4.64$ soit un changement fractionnel de 57.16% . Ainsi que pour la bande passante, de 5.300 à 11.508 pour $\epsilon_x = 1.16$ soit un changement fractionnel de 117.13% , et de 5.060 à 11.001 pour $\epsilon_x = 4.64$ soit un changement fractionnel de 117.41% . Cette augmentation remarquable et surtout sur la bande passante, nous donne une autre possibilité d'améliorer les performances de l'antenne sans perdre les autres avantages, en diminuant la largeur du patch b .

Cette influence de b sur la fréquence et la bande passante a diminué quand d a augmenté ($d=306\mu\text{m}$). Pour la fréquence, l'augmentation fractionnelle est à 54.97% pour $\epsilon_x=1.16$ (au lieu de 61.57% pour $d=153\mu\text{m}$) et de 46.04% pour $\epsilon_x=4.64$ (au lieu de 57.16% pour $d=153\mu\text{m}$). Pour la bande passante l'augmentation fractionnelle est à 110.63% pour $\epsilon_x=1.16$ (au lieu de 117.13% pour $d=153\mu\text{m}$) et de 109.12% pour $\epsilon_x=4.64$ (au lieu de 117.41% pour $d=153\mu\text{m}$). On peut dire que l'influence de la diminution de b est plus importante sur la fréquence et sur la bande quand ϵ_x et d sont plus petits.

Pour l'influence de b sur la fréquence et la bande passante pour les températures proche de la température de transition T_c (voir Tableau IV.10), on remarque que le pourcentage d'influence (pourcentage d'augmentation de f_r et BW) est presque le même pour la fréquence, par contre pour la bande passante, l'augmentation fractionnelle a diminué à presque la moitié pour $T=89\text{ K}$, à savoir de 115% à 58%.

Tableau IV.9: Effet de diminution de b : $a=2550\mu\text{m}$, $d=153\mu\text{m}$, $\sigma_n=10\text{ S/m}$, $\lambda_0=140\text{ nm}$, $T_c=89\text{ K}$, $e=350\text{ nm}$, $T=50\text{ K}$, $\epsilon_z=2.32$, $\mu_x=1$, $\mu_z=1$

ϵ_x	$AR1= \epsilon_x/ \epsilon_z$	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	b
1.16	0.5	54.489	5.300	1700
4.64	2	52.512	5.060	1700
1.16	0.5	61.110	6.438	1500
4.64	2	58.605	6.136	1500
1.16	0.5	69.591	7.981	1300
4.64	2	66.297	7.605	1300
1.16	0.5	74.799	8.959	1200
4.64	2	70.950	8.543	1200
1.16	0.5	88.041	11.508	1000
4.64	2	82.529	11.001	1000

Tableau IV.10 : effet de variation de b sur fr et Bw pour des températures proche de Tc

$d=153 \mu\text{m}$, $\epsilon_z=2.32$		T=88 K		T=88.5 K		T=88.8 K		T=88.9 K	
b	ϵ_x	fr(GHZ)	Bw %	fr(GHZ)	Bw %	fr(GHZ)	Bw %	fr(GHZ)	Bw %
1700	1.16	54.257	5.361	54.048	5.706	53.756	7.295	53.812	8.893
1000	1.16	87.664	11.563	87.374	12.012	87.203	13.355	87.367	14.081
Pourcentage d'influence de b sur fr et BW en %		61.57%	115.68%	61.66%	110.51%	62.22%	83.07%	62.35%	58.33%

Tableau IV.11: Effet de diminution de b : $a=2550\mu\text{m}$, $d=306\mu\text{m}$, $\sigma_n=10 \text{ S/m}$, $\lambda_0=140 \text{ nm}$, $T_c=89\text{K}$, $e=350 \text{ nm}$, $T=50\text{K}$, $\epsilon_z=2.32$, $\mu_x=1$, $\mu_z=1$

ϵ_x	AR1= ϵ_x/ϵ_z	fr(GHZ)	Bw %	b
1.16	0.5	51.907	10.607	1700
4.64	2	47.880	9.908	1700
1.16	0.5	57.736	12.750	1500
4.64	2	52.682	11.906	1500
1.16	0.5	65.058	15.640	1300
4.64	2	58.512	14.584	1300
1.16	0.5	69.475	17.475	1200
4.64	2	61.907	16.283	1200
1.16	0.5	80.442	22.342	1000
4.64	2	69.927	20.720	1000

IV.6 Effet de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique

Maintenant, on va discuter l'effet de l'anisotropie de type magnétique, qui est définie en fonction du rapport d'anisotropie magnétique $AR2=\mu_x/\mu_z$, sur la fréquence de résonance et sur la bande passante. Il est clair que $AR2=1$ pour le cas d'un substrat isotrope.

a) variation de μ_x

La valeur de la permittivité du diélectrique anisotrope est prise comme ϵ_0 . La perméabilité relative le long des deux axes perpendiculaire à l'axe optique (μ_x) est varié, par contre la perméabilité relative le long de l'axe optique (μ_z) est prise égale à $\mu_z=2.4$. Les autres paramètres du patch supraconducteur sont pris identiques à ceux considérés auparavant, à savoir: $a \times b=2550\mu m \times 1700\mu m$, $e=350nm$, avec une conductivité normale à la température de transition $\sigma_n = 10^6 S/m$, une profondeur de pénétration à une température nulle (0K) $\lambda_0 = 140nm$ et une température de transition $T_c=89K$. On va aussi voir l'influence du changement de la perméabilité relative pour deux différentes épaisseurs du substrat, à savoir $d=153\mu m$ et $d=306\mu m$.

Sur le Tableau IV.12, on observe la variation de la fréquence et la bande passante en fonction du variation de $AR2$ de 0.5 à 2, avec $\mu_z=2.4$ et $d=153\mu m$. Il est observé que la diminution fractionnelle entre les valeurs de la fréquence quand $AR2$ varie de 0.5 à 2 (μ_x varie de 1.2 à 4.8) est de 47.71%, par contre pour la bande passante, il ya une augmentation avec un pourcentage de 69.26%.

Pour le Tableau IV.14, on prend $d=306\mu m$ (cas d'un substrat épais), pour la même variation de $AR2$ (μ_x varie toujours de 1.2 à 4.8). La diminution fractionnelle de la fréquence est 47.17%, qui est presque la même pour le cas du substrat mince ($d=153\mu m$), par contre le pourcentage d'augmentation de la bande passante est plus important pour le cas d'un substrat mince, il est à 94.44%.

On peut dire que dans le but d'élargir la bande passante, l'effet de l'anisotropie magnétique est très significatif et surtout pour un substrat épais. Pour l'influence de μ_x sur la fréquence et la bande passante pour les températures proche de la température de transition T_c (voir Tableau IV.13) à $d=153\mu\text{m}$, et pour les deux valeurs prise de μ_x (1.2 et 4.8), on remarque que le pourcentage d'influence (pourcentage de diminution pour la fréquence et d'augmentation pour la bande passante) est presque le même pour la fréquence (toujours au environ de 47%), mais pour la bande passante, l'influence de variation de μ_x pour $T=88.9\text{K}$ est presque la moitié par rapport à $T=50\text{K}$; à savoir de 69.26% à 36.80%.

Tableau IV.12 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique (variation de μ_x) :
 $a_x b_x = 2550\mu\text{m} \times 1700\mu\text{m}$, $d = 153\mu\text{m}$, $\sigma_n = 10 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c = 89 \text{ K}$, $e = 350 \text{ nm}$, $T = 50 \text{ K}$, $\epsilon_x = 1$,
 $\epsilon_z = 1$, $\mu_z = 2.4$

μ_x	$AR2 = \mu_x / \mu_z$	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
1.2	0.5	70.923	9.015
1.8	0.75	58.786	10.998
2.4	1	51.381	12.407
3	1.25	46.265	13.427
3.6	1.5	42.464	14.183
4.2	1.75	39.493	14.777
4.8	2	37.087	15.259

Tableau IV.13: effet de variation de μ_x sur fr et Bw pour des températures proche de T_c

$d=153\mu\text{m},$ $\mu_z=2.4$		T=88K		T=88.5K		T=88.8K		T=88.9K	
μ_x	AR2	fr(GHZ)	Bw %	fr(GHZ)	Bw %	fr(GHZ)	Bw %	fr(GHZ)	Bw %
1.2	0.5	70.650	9.060	70.420	9.412	70.199	10.747	70.312	11.708
4.8	2	37.052	15.218	37.015	15.227	36.926	15.481	36.881	16.016
Pourcentage d'influence de μ_x sur fr et BW en %		47.55%	67.97%	47.43%	61.78%	47.39%	44.05%	47.54%	36.80%

Tableau IV.14: Effet de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique (variation de μ_x) :
 $a \times b = 2550\mu\text{m} \times 1700\mu\text{m}$, $d = 306\mu\text{m}$, $\sigma_n = 10\text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140\text{ nm}$, $T_c = 89\text{K}$, $e = 350\text{ nm}$, $T = 50\text{K}$, $\epsilon_x = 1$,
 $\epsilon_z = 1$, $\mu_z = 2.4$

μ_x	AR2= μ_x / μ_z	fr(GHZ)	Bw %
1.2	0.5	65.260	16.665
1.8	0.75	54.619	20.853
2.4	1	47.928	24.295
3	1.25	43.194	27.025
3.6	1.5	39.614	29.198
4.2	1.75	36.784	30.957
4.8	2	34.474	32.404

b) variation de μ_z

Considérant maintenant les résultats indiqués dans le Tableau IV.15.

On prend les mêmes valeurs de AR2 (de 0.5 à 2), mais on change les valeurs de μ_z et on fixe $\mu_x=2.4$ et on garde les mêmes autres paramètres de l'antenne. Pour le cas mince ($d=153\mu\text{m}$), on obtient une augmentation très petite de la fréquence et la bande passante (0.36% pour la fréquence et 1.27% pour la bande passante).

On peut dire que le changement de μ_z n'a pas une grande influence sur la fréquence et la bande passante et que l'influence de AR2 sur ces deux paramètres est relié beaucoup plus à la valeur de μ_x qu'à la valeur de μ_z . La même remarque pour le cas d'un substrat épais ($d=306\mu\text{m}$) (voir Tableau IV.17).

Pour l'influence de μ_z sur la fréquence et la bande passante pour les températures proche de la température de transition T_c (voir Tableau IV.16) à $d=153\mu\text{m}$, et pour les deux valeurs prise de μ_z (4.8 et 1.2), on remarque que le pourcentage d'influence de la variation de μ_z sur les valeurs de la fréquence et la bande passante est presque le même que dans le cas des température loin de la température de transition T_c . Alors on peut dire que la valeur de μ_z n'a pas une grande influence sur la fréquence et la bande passante soit pour un substrat mince ou épais, ou pour les températures d'opération loin ou proche de la température de transition.

Tableau IV.15 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique (variation de μ_z):
 $a \times b = 2550\mu\text{m} \times 1700\mu\text{m}$, $d = 153\mu\text{m}$, $\sigma_n = 10\text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140\text{ nm}$, $T_c = 89\text{ K}$, $e = 350\text{ nm}$, $T = 50\text{ K}$, $\epsilon_x = 1$,
 $\epsilon_z = 1$, $\mu_x = 2.4$

μ_x	μ_z	AR2= μ_x / μ_z	f_r (GHZ)	Bw %
2.4	4.8	0.5	51.322	12.351
2.4	3.2	0.75	51.352	12.380
2.4	2.4	1	51.381	12.407

2.4	1.92	1.25	51.408	12.434
2.4	1.6	1.5	51.435	12.459
2.4	1.37	1.75	51.462	12.484
2.4	1.2	2	51.487	12.508

Tableau IV.16: effet de variation de μ_z sur f_r et B_w pour des températures proche de T_c

$d=153 \mu\text{m}$, $\mu_x=2.4$		T=88K		T=88.5K		T=88.8K		T=88.9K	
μ_z	AR2	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
4.8	0.5	51.223	12.317	51.124	12.415	50.955	13.087	50.945	13.897
1.2	2	51.387	12.471	51.288	12.569	51.117	13.245	51.106	14.057
Pourcentage d'influence de μ_z sur f_r et BW en %		0.32%	1.25%	0.32%	1.24%	0.31%	1.21%	0.31%	1.15%

Tableau IV.17 : Effet de l'anisotropie uniaxiale de type magnétique (variation de μ_z):
 $a_x b = 2550 \mu\text{m} \times 1700 \mu\text{m}$, $d=306 \mu\text{m}$, $\sigma_n=10 \text{ S/m}$, $\lambda_0=140 \text{ nm}$, $T_c=89\text{K}$, $e=350 \text{ nm}$, $T=50\text{K}$, $\epsilon_x=1$,
 $\epsilon_z=1$, $\mu_x=2.4$

μ_x	μ_z	AR2= μ_x/μ_z	$f_r(\text{GHZ})$	Bw %
2.4	4.8	0.5	47.819	24.072
2.4	3.2	0.75	47.875	24.187
2.4	2.4	1	47.928	24.295
2.4	1.92	1.25	47.980	24.398
2.4	1.6	1.5	48.029	24.497
2.4	1.37	1.75	48.077	24.592
2.4	1.2	2	48.124	24.682

IV.7 Influence de l'épaisseur e du patch supraconducteur sur la fréquence et la bande passante

L'épaisseur du patch supraconducteur à haute température critique est un paramètre très important. Dans cette sous-section, on va étudier l'influence du changement de l'épaisseur du patch e sur la fréquence du résonance et sur la bande passante. Et vu que le patch est un supraconducteur, et que cette caractéristique du supraconductivité est relié directement à la température, on va voir l'influence du changement de e pour des températures loin de la température de transition T_c , et pour des températures proche de T_c , et à condition que e soit inférieur à trois fois la longueur de pénétration à $T=0K$ ($\lambda_0 = 140\text{nm}$), alors $e < 420\text{nm}$.

Les caractéristiques de l'antenne sont comme suit: le patch de taille $a \times b = 2550 \times 1700 \mu\text{m}$ est fabriqué avec un film mince YBCO ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) supraconducteur ayant comme paramètres $\mu_x = 2.4$, $\mu_z = 1.2$, $\epsilon_x = 1.16$, $\epsilon_z = 2.32$, $\sigma_n = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_0 = 140 \text{ nm}$, $T_c = 89\text{K}$, $T = 50\text{K}$. Les calculs sont exécutés pour un substrat mince de $d = 153 \mu\text{m}$ (voir Tableau IV.18) et un autre épais de $d = 306 \mu\text{m}$ (voir Tableau IV.19).

Tableau IV.18: influence de variation de e sur f_r et B_w , pour $d = 153 \mu\text{m}$ et $T = 50\text{K}$

e (nm)	f_r (GHZ)	B_w %
10	35.895	6.054
20	35.954	6.100
30	35.974	6.116
40	35.984	6.124
50	35.990	6.128
100	36.002	6.138
150	36.006	6.141
200	36.007	6.142

250	36.008	6.143
300	36.009	6.144
350	36.010	6.144
400	36.010	6.145

Tableau IV.19: influence de variation de e sur f_r et B_w , pour $d=306\mu\text{m}$ et $T=50\text{K}$

e (nm)	f_r (GHZ)	B_w %
100	34.370	13.428
150	34.371	13.432
200	34.371	13.433
250	34.372	13.435
300	34.373	13.436
350	34.374	13.436
400	34.374	13.436

Les résultats concernant la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur e du patch sont donnés dans le Tableau IV.18. On observe que lorsque l'épaisseur e du patch croît, la fréquence de résonance augmente rapidement jusqu'à ce que l'épaisseur e atteigne la valeur de la profondeur de pénétration $\lambda(0)$, après cette valeur l'augmentation de la fréquence de résonance devienne moins importante et la même chose est observé pour la bande passante. Il faut noter ici que ces résultats sont pour le cas où l'épaisseur e du patch supraconducteur est inférieur à trois fois la longueur de pénétration de LONDON à $T=0\text{K}$ et que dans le chapitre III précédent, nous avons approximé l'impédance complexe de la surface du patch $Z_s = (i\omega\mu_0 / \sigma)^{1/2}$ par l'équation $Z_s = (e \times \sigma)^{-1}$.

IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, des résultats concernant la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne microbande rectangulaire à patch supraconducteur ont été présentés. Des études de convergence ont été réalisées montrant une convergence rapide par l'utilisation d'une seule fonction de base. Par intérêt de brièveté nous n'avons pas rapporté des résultats dans ce sens. Nous avons validé la méthode, par la comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature pour quatre matériaux anisotropes et non magnétiques. Ces matériaux anisotropes sont le Saphir, l'Epsilam-10, le Nitrure de bore et le PTFE. Un bon accord a été obtenu entre nos résultats et ceux calculés par le modèle de cavité à murs latéraux magnétiques. On a étudié également l'effet de la température sur la fréquence de résonance et la bande passante. Nous avons constaté que l'effet de la variation de la température sur la fréquence de résonance et la bande passante est significatif uniquement pour des températures voisines de la température de transition T_c . Ce comportement coïncide avec celui découvert expérimentalement pour des patches supraconducteurs imprimés sur un substrat isotrope [2]. Notons que le changement considérable dans la fréquence de résonance et la bande passante à des températures proches de T_c peut être attribué au changement dans la profondeur de pénétration magnétique de l'YBCO. On a aussi présenté des résultats numériques concernant l'effet de l'anisotropie électrique et magnétique, et l'influence de chaque une sur la fréquence et la bande passante. Contrairement à ce qui a été mentionné dans [1], nous avons constaté que les paramètres d'anisotropie électrique (AR_1) et magnétique (AR_2) ne peuvent pas seuls déterminer l'augmentation ou la diminution de la bande passante. Il faut tenir compte des deux valeurs de la permittivité ainsi que ceux de la perméabilité. Une étude paramétrique a été effectuée pour quantifier l'influence de certains paramètres (à savoir la largeur et l'épaisseur du patch supraconducteur) sur les performances de l'antenne supraconductrice.

L'effet de tous ces paramètres, déjà mentionnés, sur la fréquence et la bande passante, est recalculé pour les températures loin de T_c et proche de T_c .

IV.9 Références bibliographiques

- [1] S.Benkouda, A.Messai, M.Amir, S.Bedra, T.Fortaki “Characteristics of a high T_c superconducting rectangular microstrip patch on uniaxially anisotropic substrate.” *Physica C* 502 (2014) 70–75.
- [2] M.A.Richard, K.B.Bhasin, P.C.Claspy, “Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding methods.” *IEEE Trans. Antennas Propag.* 41 (1993) 967–974.
- [3] Ç.S.Gürel, E.Yazgan, “Characteristics of a circular patch microstrip antenna on uniaxially anisotropic substrate.” *IEEE Trans. Antennas Propag.* 52 (2004) 2532–2537.
- [4] O.Barkat, A.Benghalia, “Radiation and resonant frequency of superconducting annular ring microstrip antenna on, uniaxial anisotropic media.” *J. Infrared Milli Terahz Waves* 30 (2009) 1053–1066.
- [5] Y.Tighilt, F.Bouttout, A.Khellaf, “Modelling and design of printed antennas using neural networks.” *Int. J. RF Microwave CAE* 21 (2011) 228–233.
- [6] Ç.S.Gürel, E.Yazgan, “Characteristics of a circular patch microstrip antenna on uniaxially anisotropic substrate.” *IEEE Trans. Antennas Propag.* 52 (2004) 2532– 2537.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Motivé par le besoin d'être connecté en permanence à un réseau quel que soit l'endroit où l'on se trouve, les télécommunications sans fil connaissent une croissance vertigineuse dans le monde. Dans pratiquement tous les pays, le parc du téléphone sans fil dépasse désormais celui du filaire, ce dernier ayant même amorcé une décroissance. Il est devenu plus économique et plus rapide d'installer des réseaux sans fil que de mettre en place une infrastructure filaire pour assurer la couverture géographique d'un pays. Avec l'effondrement des prix, une grande partie de la population mondiale accède à ce nouveau moyen de télécommunication. L'engouement du public pour les commodités du sans-fil engendre une multitude d'offres à travers réseaux, terminaux et services de toutes sortes. Parti du téléphone, le mouvement s'étend à Internet, l'audiovisuel et la communication multimédia.

Le développement de ces réseaux sans fil nécessite des avancées technologiques au niveau des composants électroniques, des logiciels informatiques, des techniques de codage ou encore des antennes. En effet, l'antenne est un des points clés des réseaux sans fil puisque cet élément est le dernier maillon de la chaîne permettant l'émission, la transmission et la réception du signal et donc de l'information contenue dans celui-ci. L'enthousiasme croissant d'offrir aux utilisateurs, dans un même dispositif mobile, un nombre toujours plus important d'applications et de nouveaux services avec une qualité de réception optimale a posé de nombreux défis pour les concepteurs d'antennes et a rendu la conception des antennes très problématique [1].

Le travail présenté dans cette thèse a pour objectif l'amélioration des performances de l'antenne microbande notamment en matière de la bande passante qui constitue un handicap majeur pour les antennes microbandes supraconductrices. Tout d'abord, nous avons commencé dans le chapitre I par survoler quelques définitions des antennes ainsi que

leurs paramètres fondamentaux. Plusieurs types d'antenne ont été également abordés. En fin du chapitre, un intérêt particulier a été réservé aux antennes microbandes.

Une antenne est reliée à la source par une ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_C . Pour assurer un transfert maximal de puissance entre l'alimentation et l'antenne, il est nécessaire d'assurer une adaptation d'impédance. L'adaptation permet d'annuler le coefficient de réflexion en entrée de l'antenne. Le coefficient de réflexion est le rapport entre l'onde réfléchie en entrée de l'antenne et l'onde incidente. Il dépend de l'impédance d'entrée de l'antenne et de l'impédance caractéristique. Si l'adaptation n'est pas assurée, une partie de la puissance est renvoyée vers la source (pertes de désadaptation). En pratique, on cherche à concevoir l'antenne de telle manière à ce qu'elle présente une impédance d'entrée égale à Z_C à la fréquence de travail. Dans la conception des antennes microbandes, on cherche souvent à réaliser une adaptation d'impédance pour un maximum de transfert de puissance. Cela n'est possible que via une méthode de calcul de l'impédance d'entrée fiable et précise. C'est dans ce contexte que nous avons proposé dans le deuxième chapitre une formulation théorique exacte pour l'estimation de l'impédance d'entrée d'un patch microbande couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation. Puisque la ligne d'alimentation est de faible largeur, la composante transversale du courant électrique sur la ligne est trop petite relativement à la composante longitudinale et donc elle a été négligée. La densité de courant surfacique sur la ligne microstrip d'alimentation a été décomposée en trois différents courants. Le courant incident, le courant réfléchi et le courant à proximité de l'extrémité ouverte. Ce dernier a été approximé en utilisant des portions de sinusoides. Ces dernières modélisent la non-uniformité du courant en raison de la discontinuité. L'application des conditions aux limites nous a conduits à un système d'équations linéaires dont l'un des inconnus est la valeur du coefficient de réflexion sur la ligne. La détermination du coefficient de réflexion

sur la ligne permet aisément de calculer l'impédance d'entrée d'un patch microbande couplé par proximité à une ligne microstrip d'alimentation.

En dessous d'une certaine température dite critique, un matériau peut passer à l'état supraconducteur, il se caractérise alors par deux propriétés spécifiques. Premièrement il n'oppose plus aucune résistance au passage d'un courant électrique. Sa résistivité tombe à zéro et le courant peut circuler dans le matériau sans dissipation d'énergie. Deuxièmement un champ magnétique extérieur suffisamment faible ne peut pas pénétrer à l'intérieur du supraconducteur, il reste seulement à sa surface. Ce phénomène d'expulsion est nommé effet Meissner. Aujourd'hui, les supraconducteurs grâce à leurs nombreux avantages [2]-[6] sont en train de révolutionner le réseau d'électricité, la technologie cellulaire, les communications mobiles et le diagnostic médical. Les scientifiques travaillent à les faire fonctionner à la température ambiante. Vus les avantages inhérents aux matériaux supraconducteurs, nous avons considéré dans le troisième chapitre une antenne microbande ayant un élément rayonnant réalisé à base d'un matériau supraconducteur à haute température critique. Le patch supraconducteur est gravé sur un substrat diélectrique anisotrope caractérisés par une permittivité et une perméabilité toutes les deux de forme tensorielle. L'intérêt réservé à l'étude des substrats micro-ondes anisotropes provient de deux arguments principaux [7]- [10]. Premièrement, il a été rapporté dans la littérature que plusieurs substrats pratiques exhibent un taux significatif d'anisotropie qui peut affecter les performances des circuits micro-ondes, et donc une caractérisation et conception précises doivent tenir compte de cet effet. Secondement, il est possible que l'utilisation de tels matériaux peut avoir un effet bénéfique sur les circuits micro-ondes. La méthode d'analyse a été basée sur une méthode full-wave conjointement avec le modèle des deux fluides de Gorter et Casimir et les équations des frères London. L'impédance complexe de surface a été prise en considération. Pour la formulation théorique du problème de la fonction de

Green, nous avons fait appel à la transformée vectorielle de Fourier ceci a pour but de réduire le problème tridimensionnelle en un autre unidimensionnel pour simplifier les calculs, par la suite une méthode efficace pour la dérivation de la fonction tensorielle spectral de Green a été développée et présentée. On a établi l'équation intégrale du champ électrique en tenant compte de la supraconductivité. La procédure de Galerkin nous a permis par la suite de discrétiser cette équation pour donner lieu à un système d'équations linéaires homogène. La résolution de ce dernier étant aisément obtenue.

Dans le dernier chapitre, des résultats numériques ont été obtenus à partir des programmes élaborés. Les études de convergence ont montré une convergence numérique rapide. La comparaison des résultats avec les données de la littérature a permis de valider les codes développés. L'effet de la température sur la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne rectangulaire supraconductrice, examiné numériquement, a été trouvé identique à celui déterminé expérimentalement par Richard *et al.* [2]. Nous avons montré que l'antenne microbande supraconductrice avec un substrat à anisotropie uniaxiale correctement choisi (choix convenable des rapports et des paramètres d'anisotropie électrique et magnétique) est plus avantageux que celle avec substrat isotrope en exhibant une bande passante large. Contrairement au cas des patches parfaitement conducteurs, nous n'avons pas négligé l'épaisseur du film mince supraconducteur dans la formulation théorique du problème. Un intérêt particulier a été réservé aux températures loin et voisines de la température critique.

Comme perspectives pour des futurs travaux, un travail expérimental portant sur les antennes supraconductrices s'avère nécessaire pour confronter les résultats de modélisation avec les mesures. Nous envisageons également élargir le présent travail à d'autres nouveaux matériaux comme le Polypyrrole et qui est à la base de plusieurs recherches

notamment pour la nouvelle génération des téléphones portables, tablettes, TV et autres [11]-[13].

Références bibliographiques

- [1] R. Addaci “Etude d’un système multi-antennaires pour les communications mobiles,” Thèse de Doctorat, Université de Batna 2, 2017.
- [2] M. A. Richard, K. B. Bhasin, and P. C. Claspay, “Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding methods,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 967-974, July 1993.
- [3] F. Benmeddour, C. Dumond, F. Benabdelaziz and F. Bouttout, “Improving the performances of a high Tc superconducting circular microstrip antenna with multilayered configuration and anisotropic dielectrics,” *Progress In Electromagnetics Research C*, vol. 18, pp. 169-183, 2011.
- [4] A. Messai, S. Benkouda, M. Amir, S. Bedra and T. Fortaki, “Analysis of high Tc superconducting rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in substrates containing anisotropic materials,” *International Journal of Antennas and Propagation*, vol. 2013, Article ID 169893, pp. 1-7, 2013.
- [5] S. Bedra and T. Fortaki “High-Tc superconducting rectangular microstrip patch covered with a dielectric layer” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 524, pp. 31-36, 2016.
- [6] A. Bouraiou, S. Benkouda, and T. Fortaki, “A rigorous full-wave analysis of high TC superconducting circular disc microstrip antenna,” 8th International Conference on Modelling, Identification and Control (ICMIC), Université de Medeaa, Algeria, 15-17 November, 2016.
- [7] A. Bouraiou, M. Amir, T. Fortaki, F. Bouttout, D. Khedrouche and A. Benghalia “Vector Fourier transform analysis of stacked rectangular microstrip patces on isotropic and anisotropic substrates” *Aerospace Science and Technology*, vol. 47, pp. 447-455, 2015.

- [8] R. Bedra, S. Bedra and T. Fortaki “Analysis of elliptical-disk microstrip patch printed on isotropic or anisotropic substrate materials” *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 8, pp. 251-255, 2016.
- [9] L. Barkat, S. Bedra, T. Fortaki, and R. Bedra “Neurospectral computation for the resonant characteristics of microstrip patch antenna printed on uniaxially anisotropic substrates” *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 9, pp. 613-620, 2017.
- [10] S. Bedra, R. Bedra, S. Benkouda and T. Fortaki “Superstrate loading effects on the resonant characteristics of high T_c superconducting circular patch printed on anisotropic materials” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 543, pp. 1-7, 2017.
- [11] A.Verma, B. Weng, R. Shepherd, Ch. Fumeaux, V. Truong, G.G. Wallace “6 GHz Microstrip Patch Antennas with PEDOT and Polypyrrole Conducting Polymers”
978-1-4244-7367-0/10/\$26.00 ©2010 IEEE
- [12] A.Verma, C. Fumeaux, V.T. Truong, B. D. Bates “A 2 GHz Polypyrrole Microstrip Patch Antenna on Plexiglas™ Substrate” 978-1-4244-2802-1/09/\$25.00 ©2009
Crown
- [13] E.Johari, D. Agarwal, A. Gupta, H. K. Singh “Introduction to Conducting Polymers in Designing Microstrip Patch Antenna for 5.8 GHz Wireless Applications”
Proc. of the Intl. Conf. on Advances In Engineering And Technology - ICAET-2014