

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



Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen
Faculté des Sciences de L'Ingénieur
Département de Télécommunications



Laboratoire de Recherche
STIC : Systèmes et Technologies de l'Information
et la Communication

Mémoire de Magistère
Option
SRT : Systèmes et Réseaux de Télécommunications

Présenté par :

M^r KHELLADI ABDELLATIF

Thème :

**Contribution à l'Etude des Caractéristiques de Rayonnement
et Performances d'Antennes Diélectriques Microruban à
Ondes de fuite Non Uniformes. Application au Balayage
Electronique.**

Soutenu Oralement en 2009 devant le Jury composé de :

M^{me} BENSAOULA A.	<i>Maître de Conférences</i>	Université de Tlemcen	Président
M^{me} BENSMAINE S.	<i>Maître de Conférences</i>	Université de Tlemcen	Examineur
M^{elle} SENOUDI A.	<i>Chargée de Cours</i>	Université de Tlemcen	Examineur
M^{elle} DJELTI H.	<i>Chargée de Cours</i>	Université de Tlemcen	Examineur
M^{me} MEKKIOUI Z.	<i>Maître de Conférences</i>	Université de Tlemcen	Directeur de thèse

Remerciements

Remerciements



Ce présent travail, a été effectué au laboratoire *des Systèmes et Technologies de l'Information et la Communication* **STIC** de la Faculté des Sciences de l'Ingénieur de l'Université de Tlemcen.

J'exprime toute ma gratitude à Madame **MEKKIOUI Z.**, *Maître de Conférences* à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, pour m'avoir dirigé et guidé tout le long de ce travail. Ses conseils et remarques constructifs étaient très bénéfiques pour mon travail. Son soutien permanent ainsi que sa disponibilité pour l'achèvement de ce travail m'ont été très favorables.

Je tiens à remercier Madame, **BENSAOULA A.**, *Maître de Conférences* à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, pour avoir accepté de rapporter ce travail et m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Je remercie vivement Madame **BENSMACHINE S.**, *Maître de Conférences* à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, pour avoir voulu faire partie de ce jury.

J'adresse à Mademoiselle **SENOUDI A.**, *Chargée de Cours* à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, mes remerciements pour avoir accepté de rapporter et examiner ce travail.

Que Mademoiselle **DJELTI H.**, *Chargée de Cours* à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, trouve ici mes remerciements pour avoir voulu examiner ce travail.

Je remercie sincèrement tous les membres du laboratoire **STIC** pour leurs encouragements, sans oublier nos collègues des autres laboratoires de recherche.

Enfin, j'adresse mes remerciements à toutes les personnes qui de près ou de loin m'ont aidé et soutenu durant cette période.

Dédicaces

À
Mon père
Mes grandes mères
Mes frères et sœurs
Tous Mes amis

Résumé

Contribution à l'Etude des Caractéristiques de Rayonnement et Performances d'Antennes Diélectriques Microruban à Ondes de Fuite Non Uniformes. Application au Balayage Electronique.

Dans ce travail, une contribution à l'étude des caractéristiques de rayonnement et performances d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite non uniformes avec application au balayage électronique dans la bande millimétrique est élaborée.

Ce cadre d'étude est mis à profit pour l'amélioration et l'optimisation des caractéristiques et performances de telles antennes, tel que le niveau des lobes secondaires, la forme globale des diagrammes de rayonnement (diagrammes conformés), ouvertures angulaires de balayage électronique par excursion de fréquence, largeur du faisceau, etc. Ces dernières connaissent certaines limitations dues au caractère uniforme des dimensions transversales des rubans métalliques tout au long de la longueur totale de l'antenne.

Par ailleurs, par la proposition et la conception d'antennes microruban à ondes de fuite dont les dimensions selon les deux axes (Ox) et (Oy) sont contraintes à varier d'une période à une autre, formant ainsi un structure rayonnante non uniforme à plus de degrés de liberté peut réduire le niveau des lobes secondaires, produire des diagrammes conformés ou répondre à certaines spécifications fixées par l'utilisateur.

Ainsi, dans ce contexte de recherche, plusieurs profils non uniformes continus, prédéterminés, aléatoires voire non périodique sont proposés dans ce cadre d'étude où la longueur b et la largeur W des rubans métalliques imprimés sur la face supérieure du substrat sont optimisés afin de répondre au but fixé au départ. En conséquence, plusieurs distributions symétriques et non symétriques des profils proposés sont obtenus et comparés.

D'autre part dans un premier temps, un modèle d'analyse d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite est développé. Tenant compte des dimensions finies de la structure (effets de bords), il est basé sur le modèle du guide à murs magnétiques. La méthode de résolution est du type intégrale variationnelle multi-modale. Les équations de continuité vérifiées par les champs électromagnétiques au niveau de la discontinuité de la structure rayonnante qui est due à la présence du métal, sont données en termes d'opérateurs admittances restreints aux portions du domaine de définition de la discontinuité. Celui-ci permet de poser la relation linéaire liant le champ électrique transverse à une densité de courant. Par suite, selon la complexité de la structure, un schéma équivalent systématique et comparable aux circuits électriques classiques est établi. Il introduit le concept de fonction d'essai comme une source virtuelle ajustable. Par ce moyen rigoureux, tous les paramètres d'une structure peuvent être pris en considération : source d'excitation, milieux non homogènes, dimensions finies et forme arbitraire, etc. En conséquence, par la méthode de *résonance transverse*, le problème homogène formulé aux valeurs propres est résolu numériquement par la méthode de **Galerkin**. Le choix judicieux des fonctions des bases de décomposition et d'essai dans le cas d'un ruban métallique (respectivement modes TE et TM d'un guide à murs périodiques et magnétiques), permet d'accélérer la recherche des constantes de propagation complexes d'antennes à ondes de fuite. L'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de rayonnement dans le cas d'antenne unidimensionnelle (1D) uniforme est présentée. Une étude de convergence portant sur le nombre de modes TE et TM est requise. Plusieurs résultats sont proposés et discutés avec la littérature. Ainsi, la souplesse et l'efficacité de cette formulation sont illustrées.

Pour le cas non uniforme, une méthode d'approximation est développée. Elle consiste à approcher le profil non uniforme par un autre constant par section délimitée dans une période, où la constante de phase et d'atténuation de la constante de propagation complexe est assumée constante. La procédure de calcul de cette dernière reste identique à celle du cas uniforme. Pour le calcul du diagramme de rayonnement, la méthode d'approximation **BKW** est appliquée en assumant la transformation de la structure rayonnante continue de l'antenne à ondes de fuite par un réseau linéaire à éléments discrets localisés au centre de chaque période et ayant un gradient de phase dépendant de la position de la source rayonnante. Plusieurs résultats sont obtenus et comparés.

Mots clés: Antenne. Onde de fuite. Uniforme. Non uniforme. Unidimensionnelle. Résonance Transverse. Méthode de Galerkin. Rayonnement. Balayage électronique. NLS. Largeur à mi-puissance. Rendement. Gain.

Abstract

Contribution to Radiating Characteristics and Performances of Non Uniform Microstrip Dielectric Leaky-Wave Antennas. Application to Electronic Scanning.

In this work, a contribution to the study of the radiating characteristics and the performances of microstrip dielectric leaky-wave antennas for electronic scanning applications in the millimeter band is elaborated.

This framework is used for the improvement and the optimization of the characteristics and performance of such antennas, as the secondary lobes level, the overall shape of the radiation patterns (shaped beam patterns), the electronic angular scanning by frequency sweep, beam width, etc. This latter, presents some limitations due to the uniform dimensions of the metallic strips along the length of the antennas.

Furthermore, the proposed and designed microstrip leaky-wave antennas where dimensions according to the two axes (Ox) and (Oy), are forced to vary from one period to another, forming non uniform structures. This last with more degrees of freedom can reduce the secondary lobes level, produce diagrams conformed to specifications set by users, etc.

Thus, in this research context, several non uniform continuous, predetermined, random or non periodic profiles are proposed in this study where the length b and width W metallic strips printed on the upper surface of the substrate are optimized to meet the goal already set. Accordingly, several distributions are symmetrical and non symmetrical profiles offered are obtained and compared.

In a first step, the analysis model for microstrip dielectric leaky-wave antennas, taking into account the finite dimensions of the structure (edge effects) is based upon the wave guide with magnetic walls model. The method of resolution is an integral variational and multi-modal equation. The continuity conditions verified by the electromagnetic fields at the discontinuity of the radiating aperture where metallic parties are etched, are given upon the admittance operator formalism. It is reduced to the discontinuity definition domain when the Green function is defined in the full domain. It permits to establish the linear relation between the transverse electric field and a current density. With the structure complexity, a systematic equivalent network comparable to classic circuits is posed. It introduces the trial function concept as an adjustable virtually source. By this judicious model, all the parameters of a radiating structure can be considered: excitation, inhomogeneous medias, finite dimensions etc. Otherwise, by the *transverse resonance* method, a simple relation between E and J , permits to view the structure at a given interface as a discontinuity of two transmission lines comparable to wave guides portions (homogeneous, inhomogeneous, infinite, court-circuited). Further more, the homogeneous eigen value problem is solved numerically by the **Galerkin** method. It permits the admittance operator matrix representation. By the judicious choice of the elements of the expansion and trial basis in the case of a metallic strip (respectively TE and TM modes of the wave guide with periodic and magnetic walls), the complex propagation constant search of microstrip dielectric leaky-wave antennas is accelerated. The effects of the geometric parameters on radiating characteristics for one-dimensional (1D) uniform leaky-wave antennas are shown. A convergence study on TE and TM modes numbers is required. Many examples are provided and discussed with the literature. Then, the flexibility and the fiability of this formulation are illustrated.

For the non uniform case, an approximate method is developed. It consists to approach the non uniform profile by another which is constant by section where the phase and attenuation constants are assumed uniform. The calculation procedure of these latter remains the same as the uniform case. When determining the radiation pattern, the **BKW** approximation method is applied by replacing the continuous leaky-wave antenna by a linear discrete array of elements located in the center of each period with a phase gradient depending on the position along the antenna length. Several results are obtained and compared.

Keys Words : Antenna. Leaky-wave. Uniform. Non uniform. Unidimensional. Transverse Resonance. Galerkin Method. Radiation. Electronic scanning. SLL. Beam width. Efficiency. Gain.

Index des Notations

Index des Notations

\vec{E}	Champ électrique.
\vec{H}	Champ magnétique.
\vec{J}	Densité de courant électrique.
\mathcal{L}^2	Ensemble de fonctions de carré sommable.
\mathcal{E}	Espace de Hilbert isomorphe.
\mathcal{E}^*	Espace dual de \mathcal{E} .
P_{EN}	Projecteur de \mathcal{E} dans la base de dimension N .
(Ψ)	Fonction d'onde.
r	Position du point.
dr	Élément de position.
V	Volume occupé par une particule.
Σ	Surface délimitée par le volume V .
S	Surface fermée orientable de la section du volume V délimitée par Σ .
v	Vitesse de phase de l'onde.
c	Vitesse de la lumière.
$ \varphi\rangle$	Élément de \mathcal{E} (<i>Ket</i>).
$\langle\psi $	Élément de \mathcal{E}^* (<i>Bra</i>).
$\langle\psi \varphi\rangle$	Produit scalaire dans \mathcal{E} .
ξ_j, a_n	Composantes dans les bases de décomposition.
δ_{mn}	Delta de Kronecker .
\hat{L}	Opérateur linéaire.
$[L]$	Représentation matricielle de l'opérateur \hat{L} .
$[L]_{ij}$	Élément situé à la i - ^{ème} ligne et sur la j - ^{ème} colonne.
\hat{Y}	Opérateur admittance.
\hat{Z}	Opérateur impédance.
$[Z]_{pq}$	Élément situé à la p - ^{ème} ligne et q - ^{ème} colonne de la matrice $[Z]$.
$[X]$	Vecteur colonne.
$ g\rangle$	Fonction d'essai.
D	Domaine entier.
D_e	Domaine de définition de la fonction d'essai.
\overline{D}_e	Domaine dual ou complémentaire de D_e .
$ e_m\rangle$ et $ j_m\rangle$	Fonctions de base respectives du champ électrique et de la densité de courant.
$\{e_{mn}\}$	Base de décomposition du guide vide infini.
$\{e^*_{mn}\}$	Base duale de $\{e_{mn}\}$.
ϵ_0	Permittivité absolue du vide.
ϵ_r	Permittivité relative du milieu diélectrique.
μ_0	Perméabilité absolue du vide.
μ_r	Perméabilité relative du milieu diélectrique.
K_0	Nombre d'onde en espace libre.
K_C	Constante de coupure du mode considéré.
(x,y,z)	Position d'un point dans repère cartésien orthonormé d'origine O .
(k_x,k_y,k_z)	Constantes de propagation complexes selon (Ox,Oy,Oz) .
λ_0	Longueur d'onde en espace libre
λ_y	Longueur d'onde guidée.

Γ_m	Coefficient de réflexion de l'onde.
k_{yn}	Constante de propagation complexe du n^{eme} harmonique de l'onde de fuite selon (Oy) .
(β_y, β_z)	Constantes de phase de l'onde de fuite selon (Oy) et (Oz) .
(α_y, α_z)	Constante d'atténuation de l'onde de fuite selon (Oy) et (Oz) .
β_{yn}	Constante de phase du n^{eme} harmonique de l'onde de fuite selon (Oy) .
β	Constante de phase résultante de l'onde de fuite.
α	Constante d'atténuation résultante de l'onde de fuite.
θ_n	Angle d'émergence du n^{ieme} harmonique.
θ_1	Angle d'émergence de l'harmonique $n=-1$.
(θ, ϕ)	Positions angulaires en élévation et en azimuth.
(E_x, E_y)	Composantes du champ selon (Ox) et (Oy) .
\tilde{E}_x, \tilde{E}_y	Transformées de Fourier des composantes du champ électrique à l'ouverture.
$\vec{u}_\theta, \vec{u}_\phi$	Vecteurs unitaires selon les directions θ et ϕ .
E_θ, E_ϕ	Composantes du champ électrique rayonné lointain en coordonnées sphériques.

Liste des Figures

Liste des Figures

Chapitre 1 :

- I.1:** Antennes à ondes de surface.
- I.2:** Antennes à ondes de fuite à rayonnement continu à base de guides d'ondes fermés à fentes.
- I.3:** Antennes (1D) à ondes lentes périodiquement chargées.
- I.4:** Antennes (1D) à ondes de fuite à base de la ligne microruban.
- I.5:** Antennes à ondes de fuite (1D) à base de guide d'ondes non rayonnant (*NRD*).
- I.6:** Antennes à ondes de fuite à exploration (2D) à base de ligne-sources associées en réseau linéaire progressif.
- I.7:** Antennes à ondes de fuite à exploration (2D) à base de structures microruban partiellement semi-réfléchissante (PSR). (a) Couches superposées. (b) Réseau périodique de patches métalliques. (c) Réseau périodique de fentes. (d) Réseau périodique de rubans métalliques très espacés.
- I.8:** Antennes à ondes de fuite (1D) (a) et (2D) (b) à base de méta-matériaux (*MTM-CRLH*) formés de cellules résonantes périodiques à capacité interdigitale et une via-hole (inductance en parallèle).
- I.9:** Les limites d'ouverture de rayonnement.
- I.10:** Caractéristiques des ondes de fuite.
- I.11:** Limites des R.O.L et R.O.R.
- I.12:** Diagramme de **Brillouin**.

Chapitre 2 :

- II.1:** Définition d'une surface fermée et orientable S.
- II.2:** Régions de séparation et lois de **Kirschhoff**.
- II.3:** Représentation symbolique de la région i.
- II.4:** Sources virtuelles.
- II.5:** Vue transverse de l'antenne.
- II.6.a:** Grandeur d'essai du type densité de courant.
- II.6.b:** Grandeur d'essai du type champ électrique.

Chapitre 3 :

- III.1:** Antenne diélectrique uniforme microruban à ondes de fuite.
- III.2:** Structure rayonnante par période d .
- III.3:** Schéma équivalent à la discontinuité.
- III.4:** Système de coordonnées sphériques.
- III.5:** Ouverture rayonnante de l'antenne.
- III.6:** Organigramme du programme de calcul de la constante de propagation et du diagramme de rayonnement.
- III.7:** Variation de la partie réelle (β_y/K_0) (a) et imaginaire (α/K_0) (b) de k_y en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai N_{fes} . $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.8:** Variation du module (a), (b) et (c) du déterminant de la matrice $[Z]$ en fonction des parties réelle et imaginaire de la constante de propagation $k_y = \beta_y - j\alpha$.
- III.9:** Temps de calcul de la matrice $[Z]$ pour les fonctions d'expansion $\{e_{mm}^{(1)}\}^{|17|}$ et $\{e_{mm}^{(2)}\}$ en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonction d'essai N_{fes} . $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.10:** Représentation de la densité de courant J normalisée sur l'ouverture rayonnante: (a) selon l'axe (Ox) et (b) selon l'axe (Oy). $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.11:** Comparaison de la direction du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ en fonction de la fréquence en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.45$, $b=C=0.8\lambda_0$, $W=0.338\lambda_0$, $a=0.387\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f_0=80\text{GHz}$).
- III.12:** Comparaison de la direction du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ en fonction de la fréquence en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f_0=15\text{GHz}$).
- III.13:** Comparaison de la direction du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande X. $\epsilon_r=2.54$, $b=C=0.762\lambda_0$, $a=0.337\lambda_0$, $W=0.334\lambda_0$, $d=0.7\lambda_0$. ($\lambda_0=30\text{mm}$ à $f_0=10\text{GHz}$).
- III.14:** Comparaison de la largeur à mi-puissance $\theta_{3dB} (^{\circ})$ en fonction de la largeur des rubans $W(\text{mm})$ en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. $f=15\text{GHz}$, $N_{\text{ruban}}=3$. ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f_0=15\text{GHz}$).
- III.15:** Comparaison de la largeur à mi-puissance $\theta_{3dB} (^{\circ})$ en fonction du nombre de rubans N_{ruban} en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f_0=15\text{GHz}$).
- III.16:** Comparaison des diagrammes de rayonnement en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $N_{\text{ruban}}=31$ à $f=15\text{GHz}$. ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f_0=15\text{GHz}$).

- III.17:** Variation de la direction du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.18:** Variation de la direction du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ en fonction de la fréquence en bande millimétrique pour différentes valeurs de $d(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.19:** Variation de β_y/K_0 et α/K_0 en fonction de $b(\lambda_0)$ en bande millimétrique $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.20:** Variation de β_y/K_0 et α/K_0 en fonction de $W(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.21:** Variation de β_y/K_0 et α/K_0 en fonction de $C(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.22:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $L_0=10\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.23:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.24:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$ à $f=66\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.25:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=66\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.26:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.27:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=88\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.28:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=66\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.29:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=10\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.30:** Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=88\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.31:** Variation de $NLS(\text{dB})$ et $Gain(\text{dB})$ en fonction de $L_0(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.32:** Variation de $\theta_{3\text{dB}}(^{\circ})$ et $\eta(\%)$ en fonction de $L_0(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.33:** Variation de $NLS(\text{dB})$ et $Gain(\text{dB})$ en fonction de $b(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

- III.34:** Variation de $\theta_{3dB}(\circ)$ et $\eta(\%)$ en fonction de $b(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.35:** Variation de $NLS(\text{dB})$ et $Gain(\text{dB})$ en fonction de $W(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.36:** Variation de $\theta_{3dB}(\circ)$ et $\eta(\%)$ en fonction de $W(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- III.37 :** Variation de la direction du faisceau principal $\theta_1(\circ)$ et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande X. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.217\lambda_0$, $a=0.284\lambda_0$, $W=0.257\lambda_0$, $d=0.5\lambda_0$. ($\lambda_0=30\text{mm}$ à $f_0=10\text{GHz}$).
- III.38:** Diagrammes de rayonnement en bande X. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.217\lambda_0$, $a=0.284\lambda_0$, $W=0.257\lambda_0$, $d=0.5\lambda_0$, $L_0=5\lambda_0$. ($\lambda_0=30\text{mm}$ à $f_0=10\text{GHz}$).
- III.39:** Variation de la direction du faisceau principal $\theta_1(\circ)$ et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande Ku. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}$ à $f_0=15\text{GHz}$).
- III.40:** Diagrammes de rayonnement en bande Ku. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $L_0=8\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}$ à $f_0=15\text{GHz}$).
- III.41:** Variation de la direction du faisceau principal $\theta_1(\circ)$ et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande K. $\epsilon_r=3.4$, $b=C=0.667\lambda_0$, $a=0.292\lambda_0$, $W=0.264\lambda_0$, $d=0.529\lambda_0$. ($\lambda_0=12\text{mm}$ à $f_0=20\text{GHz}$).
- III.42:** Diagrammes de rayonnement en bande K. $\epsilon_r=3.4$, $b=C=0.667\lambda_0$, $a=0.292\lambda_0$, $W=0.264\lambda_0$, $d=0.529\lambda_0$, $L_0=10\lambda_0$. ($\lambda_0=12\text{mm}$ à $f_0=20\text{GHz}$).

Chapitre 4 :

- IV.1:** Structures non uniformes d'antennes à ondes de fuite.
- IV.2:** Antenne diélectrique à ondes de fuite non uniforme.
- IV.3:** Profils des distributions $b(y)$ et $W(y)$ des largeurs et longueurs des rubans métalliques.
(a) Profil curviligne non symétrique. (b) Profil curviligne symétrique. (c) Profil quelconque.
- IV.4:** Profil curviligne approximé par un profil constant par section.
- IV.5:** Ouverture de l'antenne pour le calcul du diagramme de rayonnement.
- IV.6:** Approximation Source linéaire–Réseau à éléments discrets.
- IV.7:** Comparaison de la méthode d'approximation et la méthode exacte. Calcul de l'erreur moyenne en (%) en fonction de la fréquence $f(\text{GHz})$ et du nombre de rubans N_{ruban} en bande millimétrique.
 $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f=80\text{GHz}$).
- IV.8.a:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{\text{max}}}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ à $f=80\text{GHz}$ et $N_{\text{ruban}} = N_{\text{ruban1}}=25(L_0 \approx 17\lambda_0)$. (b) Demi distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

- IV.8.b:** Variations de $NLS(dB)$ et $\eta(\%)$ à $f=80GHz$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban} = N_{ruban1}$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$ à $f=80GHz$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.9.a:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ à $f=80GHz$ et $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) et $N_{ruban1}=12$. (b) Demi distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.9.b:** Variations de $NLS(dB)$ et $\eta(\%)$ à $f=80GHz$ et $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) en fonction de $b(1)/C$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.10:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ à $f=80GHz$. (b) Distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.11:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ à $f=74, 80$ et $88GHz$ pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $N_{ruban1}=12$ et $b(1)/C=0.7$. (b) Demi distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.12:** Comparaison des diagrammes de rayonnement des profils linéaires $W(\lambda_0)$ variables ^[5]. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20mm$, $f_0=15GHz$).
- IV.13.a:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ en fonction de $W(1)$ à $f=80GHz$ et $N_{ruban} = N_{ruban1}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) et (b) Distributions linéaires respectives des largeurs des rubans métalliques $W(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.13.b:** Variations de $NLS(dB)$ et $\eta(\%)$ à $f=80GHz$ en fonction de $W(1)$ exprimé en fonction de λ_0 . $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.14.a:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ en fonction de N_{ruban2} à $f=80GHz$, $W(1)=0.1\lambda_0$ et $N_{ruban}=20$ ($L_0=13\lambda_0$). (b) Distributions linéaires respectives des largeurs des rubans métalliques $W(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.14.b:** Variations de $NLS(dB)$ et $\eta(\%)$ à $f=80GHz$ en fonction de $W(1)$ pour $N_{ruban}=30$ ($L_0=20\lambda_0$). $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.15:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31$ ($L_0 \approx 21\lambda_0$), $N_{ruban1}=15$ et à $f=80GHz$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.16:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31$ ($L_0 \approx 21\lambda_0$), et à $f=80GHz$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).
- IV.17:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta max}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31$ ($L_0 \approx 21\lambda_0$), et à $f=80GHz$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

- IV.18:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) pour $b(1)/C = 0.1$ à $f=88\text{GHz}$. (b) Distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.19:** Variations de $NLS(\text{dB})$ et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), et $N_{\text{ruban}}=10$ dans le cas du profil triangulaire. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.20:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=74$, 80 et 88GHz pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), $N_{\text{ruban}}=15$ et $b(1)/C=0.7$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.134\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.21:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) en fonction de N pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$, à $f=80\text{GHz}$ et $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$). (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.22:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) en fonction de N pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$ à $f=80\text{GHz}$ et $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$). (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.23:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) en fonction de N pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$ à $f=80\text{GHz}$. (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.24:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) pour $N=19$, $N_{\text{ruban}}=30$ ($L_0 \approx 20\lambda_0$), à $f=80\text{GHz}$. (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.25:** Variations de $NLS(\text{dB})$ et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de N pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $b(1)/C=\Delta b/C=0.5$ dans le cas du profil sinusoïdal. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.26:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=74$, 80 et 88GHz pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $N=10$ et $b(1)/C=\Delta b=0.5$. (b) Demi distributions sinusoidales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.27:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$. (b) Demi distributions exponentielles respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.2\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.28:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=74\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=31$ ($L_0 \approx 21\lambda_0$). (b) Distributions exponentielles respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

- IV.29:** Variations de NLS (dB) et η (%) à $f=80$ GHz en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), dans le cas du profil exponentiel. $\varepsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.30:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=74$, 80 et 88GHz pour $N_{\text{ruban}}=25$ et $b(1)/C=0.001$. (b) Demi distributions exponentielles respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\varepsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.267\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.31:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$). (b) Demi distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\varepsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.32:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$). (b) Distributions aléatoires respectives des longueurs et largeurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$ et $W(\lambda_0)$. $\varepsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.33:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz pour $N_{\text{ruban}}=40$ ($L_0 \approx 27\lambda_0$). (b) Distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\varepsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.34:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=15$ GHz et $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 14\lambda_0$), (b) Distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\varepsilon_r=10.2$, $C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20$ mm à $f_0=15$ GHz).
- IV.35:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=74$, 80 et 88GHz pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0=23\lambda_0$). (b) Demi distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\varepsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.36:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz. (b) Demi distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\varepsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.37:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz. (b) Distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\varepsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.38:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=15$ GHz. (b) Distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\varepsilon_r=10.2$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20$ mm à $f_0=15$ GHz).
- IV.39:** Variations de NLS (dB) et η (%) à $f=80$ GHz en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), dans le cas du profil non périodique. $\varepsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).
- IV.40:** (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) à $f=74$, 80 et 88GHz pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0=23\lambda_0$). (b) Demi distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\varepsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

- IV.41:** Comparaisons de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.42:** Comparaison de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).
- IV.43:** Variations de (a) NLS (dB) et (b) η (%) en fonction de la fréquence pour $N_{\text{rurban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$). $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Liste des Tableaux

Chapitre 2 :

Tableau II.1: Méthodes d'analyse.

Chapitre 3 :

Tableau III.1: Erreur de calcul entre les deux types de fonctions d'expansion en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sommaire

Sommaire :

<i>Remerciements</i>	
<i>Dédicaces</i>	
<i>Résumé</i>	
<i>Abstract</i>	
<i>Index des Notations</i>	
<i>Liste des Figures</i>	
<i>Sommaire</i>	
<i>Introduction Générale</i>	



Chapitre 1: Généralités	1
I. Les Antennes à ondes de fuite ("Leaky-Waves Antennas")	2
I.1. Définitions	2
I.2. Configurations des Antennes à Ondes de Fuite	3
I.3 Les Limites de Rayonnement	7
II. Caractéristiques des Ondes de Fuite	8
III. Propriétés des Structures Périodiques	11
III. 1. Existence d'Harmoniques d'Espace	11
III. 2. Condition de Rayonnement	12
III.3. Diagramme de Brillouin	12
<i>Conclusion du chapitre 1</i>	<i>14</i>
<i>Références du chapitre 1</i>	<i>14</i>



Chapitre 2: Méthode de Résonance Transverse	17
I. Méthodes d'Analyse.....	18
I.1. Etat de l' Art.....	18
I.2. Choix de la Méthode Numérique.....	18
I.3. Tableau Comparatif des Méthodes.....	19
II. Méthode de Résonance Transverse.....	19
II.1. Développement de la Méthode par le Formalisme des Opérateurs.....	19
II.1.1. La Notation de Dirac.....	19
II.2. Définition Matricielle : Représentation d'un Opérateur.....	20
II.3. Méthode des Circuits Equivalents – Formulation Modale de l'Equation Intégrale.....	20
II.3.1. Densité de Courant Associée à une Surface.....	20
II.3.2. Opérateur Impédance ou Admittance.....	23
II.3.3. Fonctions d'Essai- Schéma Equivalent d'une Discontinuité.....	24
a) Définitions.....	24
b) Choix de la Fonction d'Essai.....	25
II.3.4. Décomposition de E , H et J sur Leurs Bases Appropriées.....	26
a) La Base $\{e_m\}$ est Orthonormée : $\langle e_m, e_n \rangle = \delta_{mn}$ où δ_{mn} est le delta de Kronecker	28
b) La Base $\{e_m\}$ n'est pas Orthogonale : $\langle e_m, e_n \rangle \neq \delta_{mn}$	28
<i>Conclusion du Chapitre 2</i>	29
<i>Références du Chapitre 2</i>	29



Chapitre 3: Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Uniformes à Ondes de Fuite.....32

I. Cadre de l'Etude: Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Uniformes à Ondes de Fuite.....	33
I.1. Structure d'Antenne.....	33
I.2. Critères de Conception.....	33
a) Constante diélectrique ϵ_r	34
b) Largeur du Barreau Diélectrique C	34
c) Hauteur du Guide Diélectrique a	34
d) Largeur des Rubans Métalliques W	34
e) La Période des Perturbations d	35
I.3. Présentation du Modèle.....	35
II. Application de la Méthode de Résonance Transverse à L'Etude d'Antennes à Ondes de Fuite.....	36
II.1. Construction de la Ligne de Transmission Equivalente : Schéma Equivalent.....	37
II.2. Mise en équation du problème: Equation de Continuité.....	38
II.3. Fonctions d'Essai.....	42
II.4. Représentation matricielle : Méthode des Moments Méthode de Galerkin	43
III. Diagrammes de Rayonnement.....	44
III.1 Définitions.....	44
III. 2. Méthode Générale de Calcul.....	45
a) Champs Proches.....	45
b) Champs Lointains.....	45
IV. Résultats Numériques –Interprétations et Discussions.....	48
IV.1. Description du Programme de Calcul de la Constante de Propagation Complexe.....	48
IV.2. Etude de Convergence.....	48
IV.3. Résultats Numériques et Comparaison.....	54
IV.3.1. Comparaison et Validation de la Méthode.....	54
IV.3.2. Variations des Paramètres Géométriques.....	58
IV.3.3. Représentations des Diagrammes de Rayonnement.....	62
IV.3.4. Variations des Performances de Rayonnement.....	67
IV.3.5. Caractéristiques de Rayonnement en Bandes X, Ku et K.....	71
<i>Conclusion du chapitre 3</i>	74
<i>Références du chapitre 3</i>	74



Chapitre 4 : Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Non Uniformes à Ondes de Fuite.....77

I. Etat d'Art.	78
II. Cadre de L'Etude : Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Non Uniformes à Ondes de Fuite	79
II.1. Structures d'Antennes Non Uniformes.	79
II.2. Position du Problème et Paramètres d'Optimisation	80
II.3. Profils des Distributions $b(y)$ et $W(y)$	81
II.3.1. Définitions des Profils d'Antennes Non Uniformes à Ondes de fuite	81
II.3.2. Expressions des Distributions des Profils	83
a) Profil Linéaire	83
b) Profil Triangulaire.	83
c) Profil Sinusoïdal	83
d) Profil Exponentiel	83
e) Profil Quelconque.	83
II.3.3. Approximations des Profils.	84
III. Résolution du Problème d'Analyse d'Antennes Non Uniformes à Ondes de Fuite ...	85
III.1. Calcul de la constante de Propagation Par Méthode de Résonance Transverse: $k_{yn}(y_i) = \beta_{yn} - j \alpha_i$ avec $i = 1, \dots, N_{\text{Ruban}}$	85
IV. Diagrammes et Caractéristiques de Rayonnement.	86
IV.1. Calcul de la Distribution des Amplitudes de l'Onde de Fuite par la Méthode BKW .	86
IV. 2. Calcul du Diagramme de Rayonnement.	89
IV.2.1. Méthode Approchée.	89
IV.2.2.Méthode d'Approximation: Source Linéaire–Réseau à Eléments Discrets	91
V. Résultats Numériques- Interprétations et Discussions	93
V.1. Calcul de la Constante de Propagation Complexe	93
V.2. Validation de la Méthode d'Approximation.	93
V.3. Résultats Numériques et Interprétations	94
V.3.1. Profil linéaire.	94
V.3.2. Profil Triangulaire.	104
V.3.3. Profil Sinusoïdal.	111
V.3.4. Profil Exponentiel.	117
V.3.5. Profil Aléatoire.	121
V.3.6. Profil Non Périodique.	126
V. 4. Comparisons de Diagrammes de Rayonnement et Performances. ...	130
<i>Conclusion du chapitre 4.</i>	135
<i>Références du chapitre 4.</i>	135



Conclusion Générale & Perspectives.137



Annexes

Annexe A : Le Formalisme des Opérations Appliquées à l'Electromagnétisme139
Annexe B : La méthode des Moments *MoM*.144
Annexe C : La Méthode d'Approximation *BKW*. 149

Introduction Générale

Une antenne d'émission est un élément conducteur qui transforme l'énergie électrique en énergie de rayonnement électromagnétique. Une antenne de réception convertit un rayonnement électromagnétique en courant électrique. La même antenne peut servir en émission qu'en réception : réciprocité des antennes. Les antennes sont utilisées dans des gammes de longueur d'onde très différentes pour un très grand nombre d'applications dont nous citons quelques exemples:

- Ondes kilométriques (30 à 300 kHz) (*LF*) et hectométriques (300 à 30000 kHz) (*MF*) pour la radiodiffusion à modulation d'amplitude, les liaisons avec les sous marins, navigation, radio de la garde côtière, etc.
- Ondes décamétriques (3 à 30MHz) (*HF*) pour les liaisons intercontinentales ou maritimes, téléphone, télégraphe, station radioamateur, etc.
- Ondes métriques (30 à 300MHz) (*VHF*) pour la radiodiffusion à modulation de fréquence, la télévision et les communications et radionavigation aéronautiques, etc.
- Ondes décimétriques (300 à 3000MHz) (*UHF*) pour la télévision, le radar et les liaisons avec les mobiles.
- Ondes centimétriques (3 à 30GHz) (*SHF*) pour les liaisons terrestres par faisceaux hertziens et les liaisons spatiales, radars d'avions embarqués militaires, liaisons micro ondes, téléphone mobile, etc.
- Ondes millimétriques (30 à 300GHz) (*EHF*) pour les radars, l'expérimental, etc.

Récemment, de grandes innovations techniques, tel que la numérisation des signaux et l'introduction des fibres optiques ont marqué par leur importance, l'évolution des télécommunications. Dés lors, les systèmes des télécommunications modernes à haut débit sont en forte demande dans le spectre des fréquences micro-ondes. Par ailleurs, la bande millimétrique est devenue très attractive par l'émergence des applications sans fils.

D'autre part, les services sans fils fixes à larges bandes, tel que le LMDS (Local Multipoint Distribution Service) et les réseaux sans fils indoor aux fréquences millimétriques, commercialement disponibles, ont été déployés où de plus en plus de bandes très larges sont permises aux utilisateurs. Par suite, la caractérisation des canaux indoor a été conduite et la topologie d'antennes qui leur est appropriée est toujours en expansion puisque un réseau sans fils reste très rapide dans son installation, permet d'offrir plus de mobilité et ouvre plus d'opportunités aux terminaux portables. D'autre part, la dégradation des performances de tels systèmes en bande millimétrique, suggère que les antennes sont conçues avec des atouts spécifiques. Ces avantages incluent une grande directivité, un balayage du faisceau ou des capacités commutables, des performances en bande plus large, des pertes plus faibles dans les conducteurs, un faible coût de fabrication et une possibilité d'intégrer d'autres fonctions électroniques.

Dans d'autres applications, la demande de radar à grande précision pour les applications militaires, le domaine de la détection a généré un besoin important pour des systèmes moins complexes, performants et de bas prix à balayage électronique. Ces dispositifs pallient aux inconvénients mécaniques des systèmes classiques qui sont chers et possèdent un taux de balayage trop lent dans la plupart des applications.

Pratiquement, une directivité maximale est désirée afin de conserver la puissance rayonnée seulement dans la direction d'intérêt. Les antennes directives peuvent aussi réduire les interférences à trajets multiples en limitant le nombre de chemins par lesquels le signal est reçu. Ce défi est plus accessible et attire plus les industriels. Par conséquent, une antenne à large bande est importante du moment où elle garantit des services à hautes vitesses. De même, l'introduction d'éléments actifs ouvre l'opportunité de concevoir des antennes intelligentes ou adaptatives. Par des techniques d'adaptation, les zéros du diagramme de rayonnement peuvent être générés à travers d'interféromètres permettant d'améliorer le rapport d'interférence et en conséquence augmente l'efficacité du spectre des hautes fréquences. Par conséquent, étant donné que les antennes directives ont des faisceaux étroits, un intérêt pour le balayage ou la commutation du faisceau devient nécessaire pour restaurer la mobilité. Le balayage du faisceau est aussi un moyen efficace pour bloquer les interférences des signaux par la poursuite et la focalisation du signal cible qui produit un degré supérieur pour ce qu'on appelle « filtrage spatial ».

Compte tenu de ces exigences, les antennes imprimées semblent être un bon choix de la technologie d'antenne pour les systèmes en bande millimétrique. Elles continuent d'attirer l'attention et les applications sans fils dans les systèmes émergents. La popularité croissante de cette classe d'antennes peut être attribuée à un certain nombre de facteurs. Tout d'abord, elles peuvent être fabriquées à moindre coût, en utilisant un simple processus de lithographie. Par ailleurs, elles ont un faible profil qui les rend plus légères pour l'environnement mobile en bande millimétrique que les modèles traditionnels. L'intégration de l'électronique est souhaitable car elle conduit souvent à la miniaturisation, la réduction des coûts et de la consommation d'énergie comme cela a été démontré dans la conception du téléphone cellulaire.

Les antennes planaires résonantes, y compris le patch et la fente sont très étudiés et ont démontré des largeurs de bande relativement étroites, des gains modestes lorsqu'ils sont considérés seuls. L'augmentation de la directivité peut être accomplie en augmentant l'ouverture de l'antenne. Un moyen efficace de l'accroître est de former un réseau d'éléments appelé *antenne-réseau*.

Aux ondes millimétriques, l'intégration de l'ensemble du réseau imprimé (éléments rayonnants et excitation) sur un seul substrat devient possible en raison de la longueur d'onde correspondante très courte. Cependant, les pertes dues à l'alimentation, deviennent un important facteur contribuant à la dégradation des performances à ces fréquences de fonctionnement. D'autre part, le réseau d'alimentation des *antennes-réseaux* peut devenir très complexe par l'augmentation des sources rayonnantes. L'utilisation dans ce cas de déphaseurs additifs pour le balayage du faisceau ne peut pas être contournée, où une autre source d'erreurs liée à la loi de quantification de ces derniers peut altérer les performances des diagrammes de rayonnement générés.

Afin de surmonter à tous ces problèmes, les antennes progressives à balayage électronique en fonction de la fréquence sont une solution adéquate. Une classe d'antennes imprimées qui sont très utiles pour cette opération en bande millimétrique est l'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite. Cette dernière a été proposée en premier par **Mentzel** et a été largement abordée par **Oliner** plus tard. C'est une antenne planaire à ondes de fuite progressives qui perd graduellement l'énergie le long de son parcours. Elles surpassent quelques problèmes liés aux structures résonantes puisqu'elles produisent des gains plus élevés, des performances dans une bande plus large et des capacités fiables de

balayage électronique. Par ailleurs, elles nécessitent une seule source d'excitation qui alimente en série les autres sources rayonnantes. Ainsi, les rayonnements parasites et les pertes dans les conducteurs sont évités comparés aux *antennes-réseaux* alimentées en parallèle. Les structures à ondes de fuite sont électriquement longues même si elles sont physiquement petites aux fréquences millimétriques.

La constante de propagation dans de telles structures est un nombre complexe dont la partie réelle β est liée à l'angle pointage du faisceau et la partie imaginaire α traduit les pertes dues aux discontinuités. Par ailleurs, une modélisation précise et rigoureuse de ces antennes est difficile à obtenir. En premier lieu, les méthodes d'analyse utilisées étaient essentiellement des méthodes d'approximations où parfois la constante de pertes α n'est pas prise en compte. L'accroissement de la place mémoire disponible sur ordinateur et la rapidité des microprocesseurs au cours de ces dernières années, ont permis d'envisager des méthodes plus rigoureuses. Nous nous sommes ainsi, intéressés à définir avec précision les caractéristiques de rayonnement de telles antennes. Une méthode du type intégrale nous a semblé dès le départ préférable à toutes les méthodes différentielles, dans la mesure où nous voulions faire tourner nos programmes de calcul sur de simples PC. Dans cette optique, nous avons développé une méthode de *résonance transverse* combinée à la *méthode des moments* pour rechercher les constantes de propagation complexes de structures d'antennes à ondes de fuite puis leurs diagrammes de rayonnement.

Dans le travail présenté dans ce mémoire, le modèle judicieusement choisi est le modèle du guide d'ondes à murs magnétiques et périodiques pour simuler la réalité physique de la structure : effets de bords et périodicité. Les équations de continuité vérifiées par les champs électromagnétiques au niveau de la discontinuité de la structure rayonnante qui est due à la présence du métal sur le plan de l'ouverture sont données en termes d'opérateurs admittances restreints aux portions du domaine de définition de la discontinuité. Selon la complexité de la structure, un schéma équivalent systématique et comparable à un circuit électrique classique est établi en introduisant le concept de fonction d'essai comme une source virtuelle ajustable qui ne consomme pas d'énergie.

Plan de Recherche

Notre travail s'articule autour de quatre chapitres :

Dans le *Chapitre 1*, les généralités sur les antennes à ondes de fuite relatives aux différentes structures possibles et les limites de rayonnement, permettent ainsi de se familiariser avec de telles structures rayonnantes. Par conséquent, notre choix sur l'étude de structures périodiquement chargées à ondes de fuite est justifié et un état d'art sur les différentes configurations est donné.

Dans le *Chapitre 2*, une revue sur les différentes méthodes d'analyse des problèmes en électromagnétisme et plus particulièrement aux structures rayonnantes d'antennes est présentée. Elle permet d'avoir une vue détaillée et globale sur les méthodes de caractérisation proposées dans la littérature et par suite justifier notre choix quant à l'application de la méthode intégrale résolue par la méthode de *résonance transverse* utilisée dans les chapitres suivants. Par conséquent, l'établissement du schéma équivalent de la structure rayonnante et la formulation par l'opérateur admittance sont détaillés afin de pouvoir les appliquer à nos cadres d'étude proposés dans les *chapitres 3* et *4*.

Dans le *Chapitre 3*, la méthode de résolution utilisée : Méthode de *résonance transverse* est appliquée à une structure unidimensionnelle (1D) uniforme d'antennes à ondes de fuite. Une étude détaillée est donnée pour montrer l'effet des paramètres géométriques ainsi que la fréquence de travail sur les caractéristiques de rayonnement (balayage électronique et diagrammes de rayonnement). Par ailleurs, la souplesse et l'efficacité de cette formulation sont démontrées en bande millimétrique, Ku, X et K. D'autre part, une comparaison avec les résultats obtenus dans la littérature publiée est élaborée.

Dans le *Chapitre 4*, une contribution à l'étude des caractéristiques de rayonnement et des performances d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite non uniformes avec application au balayage électronique dans la bande millimétrique est élaborée. Ce cadre d'étude est mis à profit pour l'amélioration et l'optimisation des niveaux des lobes secondaires, la forme globale des diagrammes de rayonnement (diagrammes conformés), les ouvertures angulaires de balayage électronique par excursion de fréquence, la largeur du faisceau, etc. Pour la modélisation de ce cas non uniforme, une méthode d'approximation est développée. Elle consiste à approcher le profil non uniforme par un autre constant par section délimitée dans une période, où la constante de phase et d'atténuation de la constante de propagation complexe est assumée invariable avec la direction de propagation. Pour le calcul du diagramme de rayonnement, la méthode d'approximation *BKW* est appliquée en assumant que la structure rayonnante continue de l'antenne à ondes de fuite est remplacée par un réseau linéaire à éléments discrets localisés au centre de chaque période et ayant un gradient de phase dépendant de la position de la source rayonnante le long de la direction de propagation de l'onde de fuite. Plusieurs résultats sont obtenus et comparés.

A la fin de chaque chapitre, des références récentes et une comparaison avec les travaux publiés permettent d'enrichir la manière de les présenter.

En dernier une conclusion et une revue sur les différentes perspectives auxquelles fait appel la contribution élaborée à travers les *chapitres*, permettent de performer les méthodes utilisées et aboutissent à la proposition d'autres études.

Chapitre 1

Chapitre 1 :

Généralités

I. LES ANTENNES Á ONDE DE FUITE ("Leaky-Waves Antennas") [1-6] :

I.1. Définitions:

Ces antennes sont également groupées dans les structures parcourues par une *onde progressive*. Dans ce type d'antennes, l'onde est guidée par une interface entre deux milieux d'indices différents dont l'un est constitué par la structure de l'aérien et l'autre par le vide. Par contre, une structure résonante donne naissance à des ondes stationnaires.

Dans la pratique le rayonnement des ondes progressives s'effectue généralement dans le sens du parcours de cette onde et deux cas sont à considérer :

- La structure guide une *onde lente* ; c'est-à-dire dont la vitesse de phase v est inférieure à celle de la lumière c ($v < c$) dans le milieu qui la constitue, on la qualifie d'*onde de surface* (*Surface-wave*). De telles ondes ne peuvent fondamentalement rayonner par leur nature mais elles peuvent rayonner seulement aux discontinuités (la région d'excitation et les extrémités). La constante de propagation dans ce cas est un nombre réel (en ignorant les pertes). Par conséquent, des diagrammes de rayonnement à faisceau unique très directifs ne peuvent être obtenus. Cependant, des diagrammes à gains modérés en bout peuvent être atteints avec des niveaux de lobes secondaires importants. Pour ce type d'antenne, une longueur optimale qui contrôle la position désirée du faisceau principal peut être obtenue. Pratiquement, ces structures ont généralement des formes effilées (*Cf. Figure I.1*).

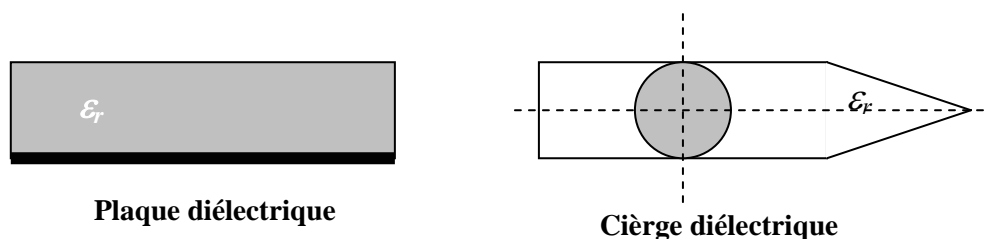


Figure I.1 : Antennes à ondes de surface.

- La structure guide une *onde rapide*, dont la vitesse de phase v est supérieure à celle de la lumière c ($v > c$) dans le milieu qui la remplit, elle rayonne au fur et à mesure qu'elle se propage et on l'appelle *onde de fuite* (*Leaky-wave*) (*Cf. Figures I.2, I.3, I.4, I.5, I.6*). Ces ondes rayonnent continûment le long de la longueur et par suite la constante de propagation est complexe dont la partie réelle est la constante de phase et la partie imaginaire est la constante d'atténuation. Des diagrammes très directifs à des positions de faisceaux spécifiées arbitrairement avec un faible niveau des lobes secondaires peuvent être atteints avec ce type de structures. La constante de phase de l'onde contrôle l'angle du faisceau, quand à la constante d'atténuation contrôle sa largeur.

L'excitation des ondes de fuite est plus aisée que celles des ondes de surface car on a souvent affaire à des guides classiques faiblement perturbés et alimentés normalement par

leur embouchure. Cependant, le problème de l'adaptation de l'antenne à ondes de fuite à l'autre extrémité pour éviter les ondes stationnaires, suggère de placer une charge acceptable ou laisser le guide ouvert tout en ne réagissant pas beaucoup sur le diagramme global si l'onde est suffisamment atténuée à l'extrémité.

I. 2. Configurations des Antennes à Ondes de Fuite :

Les antennes à ondes de fuite sont formées par une perturbation liée au départ à un mode piégé dans une structure guidante de telle manière que des pertes sont produites tout le long de la longueur de la structure de guidage. Comme on peut s'y attendre, les toutes premières structures de ce type d'antennes sont basées sur des guides d'ondes fermés à fentes longitudinales. Par ailleurs, on peut en citer plusieurs autres types de base:

- Les structures fermées à guides d'ondes : elles sont simples dans leur section droite de telle manière que des expressions analytiques sont facilement dérivées pour leur constante de propagation complexe en termes de la fréquence et des paramètres géométriques. Malgré les rayonnements indésirables qui peuvent se produire dans la transition alimentation-guide, les résultats obtenus pour leurs lobes secondaires à niveau faible sont en concordance avec les mesures. Par ailleurs, sur ces structures peuvent être montées des séries périodiques de trous ou de fentes non résonantes très espacés entre eux de telle manière qu'elles peuvent être considérées comme quasi-uniformes plutôt que périodiques ^[1-5] (Cf. Figure I.2).

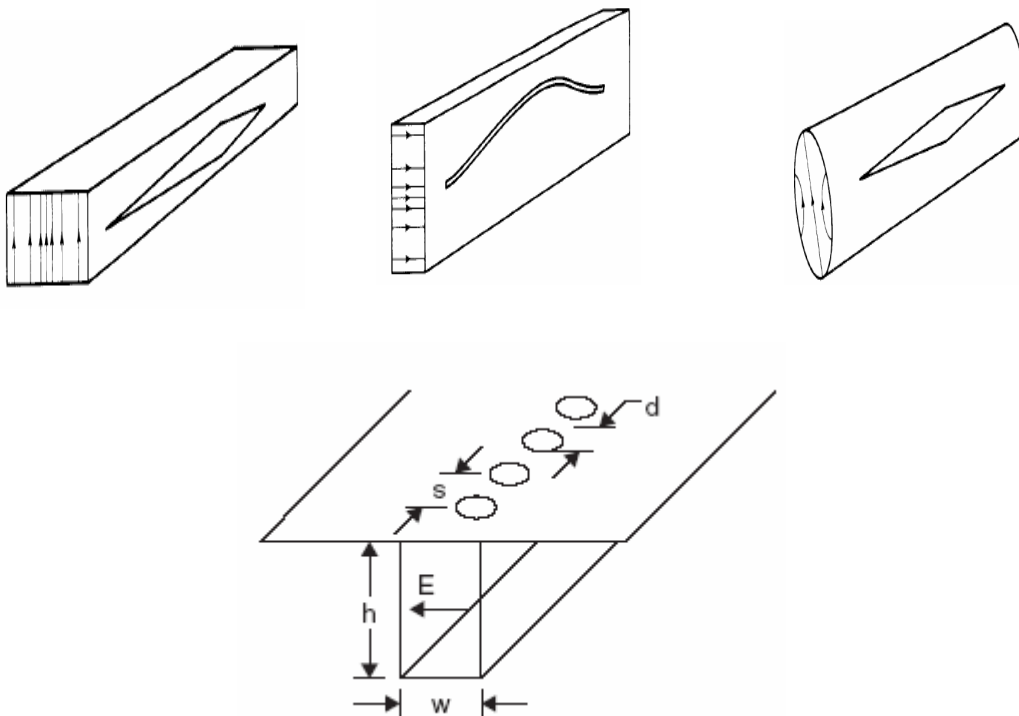


Figure I.2 : Antennes à ondes de fuite à rayonnement continu à base de guides d'ondes fermés à fentes.

- Les structures basées sur des guides d'ondes ouverts ^[6-15] (Cf. Figure I.3) sont soit des structures uniformes qui utilisent des guides ouverts où un mode dominant est y piégé, soit des structures périodiques qui excitées par les ondes de surface, rayonnent par leur mode fondamental d'espace. Un exemple connu de telle structure est le guide diélectrique rectangulaire avec ou sans plan de masse, sur le quel des fentes ou rubans métalliques y sont déposés. Un autre groupe est celui basé sur la ligne microruban (Cf. Figure I.4) qui a été étudié largement expérimentalement et récemment plus théoriquement. Le problème pour ce type de structures se résume dans l'intégration du mécanisme de l'excitation qui engendre des rayonnements parasites. Par ailleurs, ces structures présentent un atout spécial étant donné leur caractère ouvert qui n'induit pas forcément des coupures de lignes pour produire le rayonnement. Par suite, une flexibilité dans le control des caractéristiques de rayonnement est possible par l'introduction d'asymétrie, de déformations et de variations géométriques et d'autres mécanismes tel que l'utilisation des modes de fuite d'ordres supérieurs qui reste très utile.

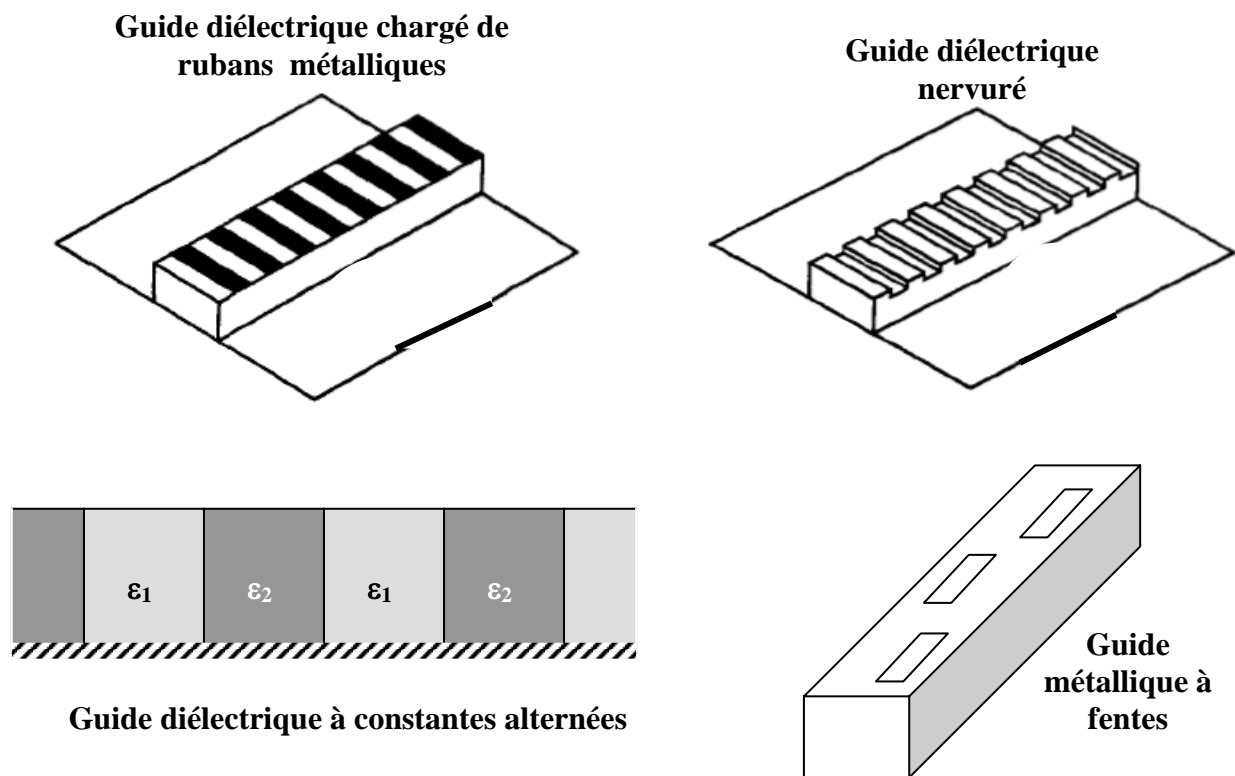


Figure I.3 : Antennes (1D) à ondes lentes périodiquement chargées.

- Les applications dans la bande millimétrique où les composants ont de faibles dimensions, ont été reprises vers les années 70. Par suite, de nouvelles formes d'antennes à ondes de fuite ont vues le jour. Le guide diélectrique non rayonnant (*NRD*), le guide rainuré et le guide diélectrique rectangulaire quelques fois combinés originalement avec des structures microruban, sont proposés afin de réduire les problèmes de fabrication et de pertes causées par l'accroissement de la fréquence.

Ainsi, la complication de leur conception aboutit à une difficulté dans leur analyse théorique. Par ailleurs, le comportement de telles structures a été décrit rigoureusement et dont les résultats sont pleinement vérifiés expérimentalement ^[16-18] (Cf. Figure I.5).

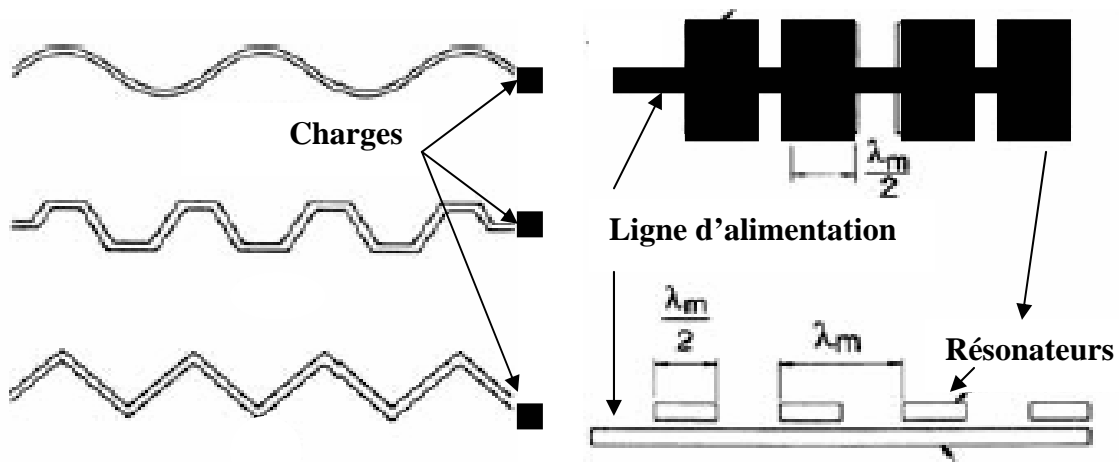
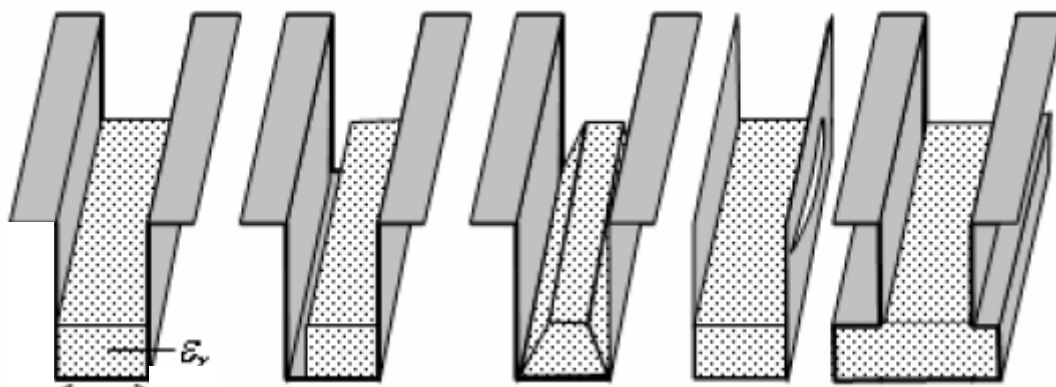


Figure I.4 : Antennes (1D) à ondes de fuite à base de la ligne microruban.



Guides NRD

Figure I.5 : Antennes à ondes de fuite (1D) à base de guide d'ondes non rayonnant (NRD).

- Une évolution récente relative aux antennes à ondes de fuite consiste dans l'intégration de ligne-sources dans un réseau linéaire progressif qui permet le balayage en deux dimensions. Le balayage angulaire en élévation est obtenu par variation de la constante de propagation complexe du mode de fuite en fonction de la fréquence. Tandis que le balayage en azimut est réalisé par la variation de la phase entre les différentes ligne-sources ^[19-23] (Cf. Figure I.6). L'intérêt de telles structures est de parvenir à un moindre coût à remplacer progressivement des *antennes réseaux* dans certaines applications où quelques fois l'excitation de deux faisceaux duaux ^[20-22]

est possible. Un autre type de structure à exploration angulaire (2D) est la surface partiellement semi-réfléchissante (PSR) ^[24-25] (Cf. Figure I.7), où généralement un dipôle horizontal excite des ondes de fuite à propagation radiale dans un environnement bi-périodique formés de rubans métalliques, de fentes rectangulaires ou en croix pour la polarisation circulaire.

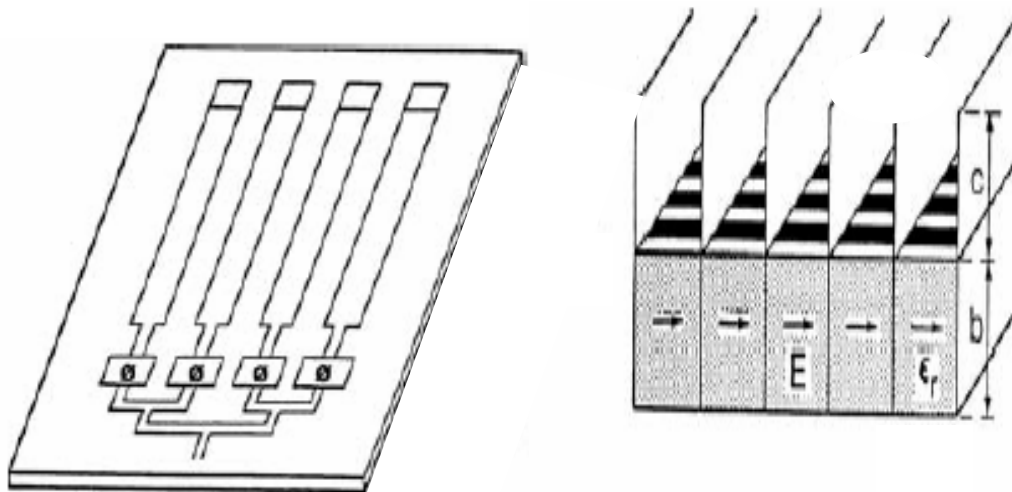


Figure I.6 : Antennes à ondes de fuite à exploration (2D) à base de lignes-source associées en réseau linéaire progressif.

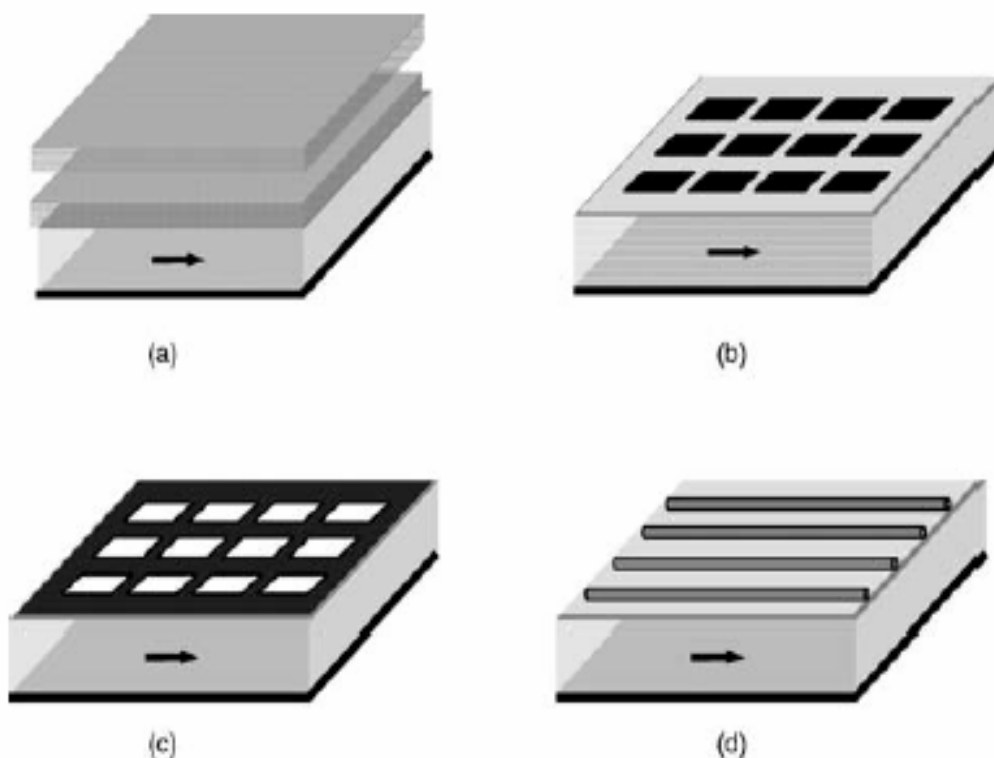


Figure I.7 : Antennes à ondes de fuite à exploration (2D) à base de structures microruban partiellement semi-réfléchissante (PSR).

- (a) Couches superposées. (b) Réseau périodique de patches métalliques.
- (c) Réseau périodique de fentes. (d) Réseau périodique de rubans métalliques très espacés.

- Une nouvelle voie de recherche très intéressante nécessite la recherche de nouveaux matériaux susceptibles de créer de l'agilité ou d'apporter des propriétés particulières à ces structures. Parmi les recherches actuelles, plusieurs types d'antennes à ondes de fuite sur les méta-matériaux (*MTM*) et les structures à bande interdite électrique (*BIE*) ont été proposés dans le but de réduire les pertes aux hautes fréquences. Par conséquent, ces nouvelles structures à ondes de fuite sont plus directives et plus performantes principalement en termes d'ouvertures angulaires^[26-29] (Cf. *Figure I.8*).

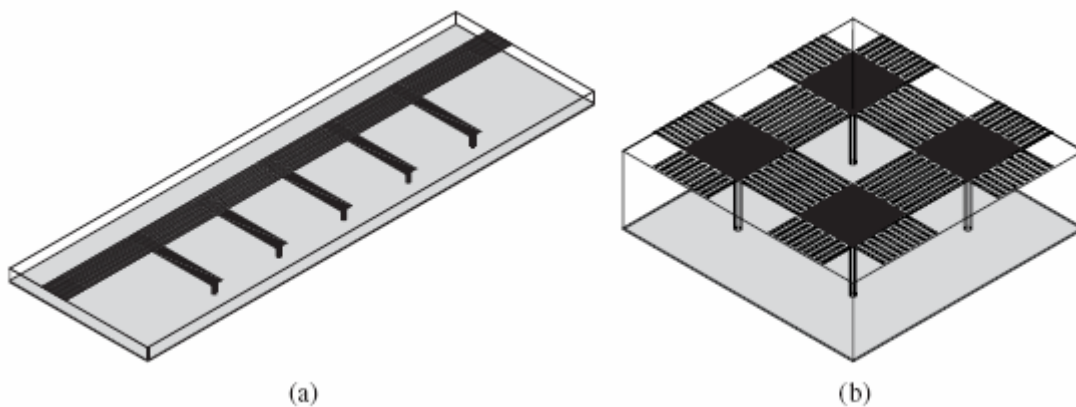


Figure I.8 : Antennes à ondes de fuite (1D) (a) et (2D) (b) à base de méta-matériaux (*MTM-CRLH*) formés de cellules résonantes périodiques à capacité interdigitale et une via-hole (inductance en parallèle).

I. 3. Les Limites de Rayonnement :

Les antennes à ondes de surface ont un rayonnement purement en bout par contre les antennes à ondes de fuite ne rayonnent pas parfaitement dans cette direction. Par conséquent, elles sont conçues afin de produire un rayonnement dans d'autres directions ou de réaliser un balayage dans une certaine ouverture angulaire.

Comme il est typiquement vrai pour les antennes à ondes de fuite uniformes, le faisceau ne peut pas être balayé à côté de la position transversale ($\theta=0^\circ$), puisque ceci correspond à une fréquence de coupure du guide dont est constitué l'antenne. En plus, ce dernier ne peut être balayé à côté de la position en bout ($\theta=90^\circ$), puisque ceci requiert une opération aux fréquences au-delà de la coupure, où les modes d'ordres supérieurs peuvent se propager. Le balayage est limité par suite au quadrant ($0<\theta<90^\circ$).

Les limites d'ouverture de balayage varient suivant le type de source utilisée. Elles sont représentées sur la *figure I.9*.

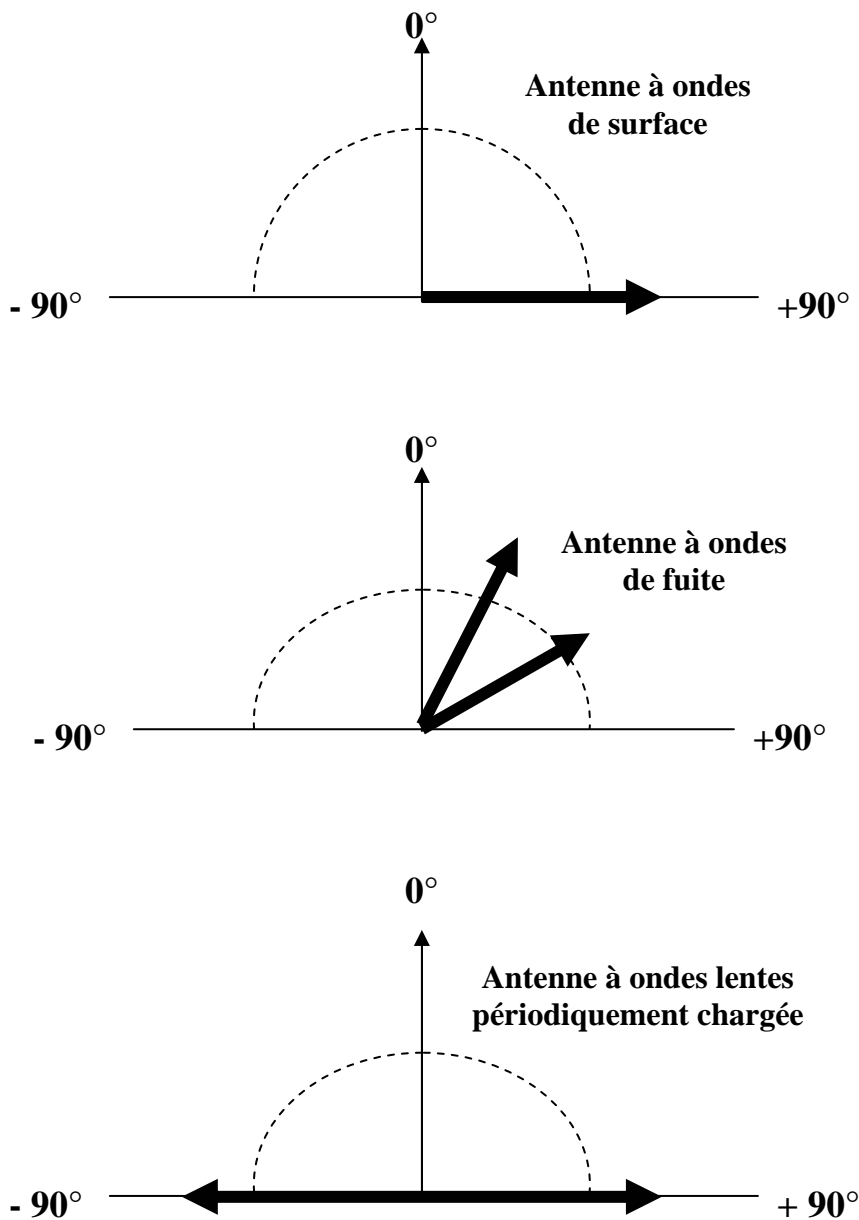


Figure I.9 : Les limites d'ouverture de rayonnement.

II. CARACTERISTIQUES DES ONDES DE FUITE ^[30-38] :

Considérons un système de coordonnées rectangulaires (Ox, Oy, Oz) , dans le quel le plan (xOy) constitue la surface de séparation entre deux milieux d'indices différents. Les ondes de fuite supportées par cette interface se caractérisent par la perte d'énergie par rayonnement au fur et à mesure qu'elles se propagent.

Si une même onde peut être guidée suivant les 3 axes, dans un milieu où le nombre d'onde, dans le cas d'une propagation libre d'onde plane, est K_0 . On peut démontrer que l'on doit avoir :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = K_0^2 \quad (\text{I.1})$$

où (k_x, k_y, k_z) sont les constantes de propagation selon les trois directions respectives (Ox, Oy, Oz). $K_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ est le nombre et λ_0 est la longueur de l'onde en espace libre.

Si la structure est infinie selon (Ox) alors $k_x = 0$ et supposons que la propagation se fait selon (Oy) (Cf. Figure I.10), on peut alors assumer que:

$$k_y = \beta_y - i\alpha_y \quad (\text{I.2.a})$$

$$k_z = \beta_z - i\alpha_z \quad (\text{I.2.b})$$

On écrira par suite:

$$(\beta_y - j\alpha_y)^2 + (\beta_z - j\alpha_z)^2 = K_0^2 \quad (\text{I.3})$$

En égalant les parties imaginaires, on obtient:

$$(\beta_y \alpha_y) + (\beta_z \alpha_z) = 0 \quad (\text{I.4})$$

Cette équation permet de tracer les lignes équi-amplitudes et les lignes équi-phases qui sont orthogonales et inclinées par rapport à l'axe (Oz) suivant un angle θ donné par:

$$\text{tg } \theta = \frac{\beta_y}{\beta_z} = -\frac{\alpha_z}{\alpha_y} \quad (\text{I.5})$$

Appelons $\beta = (\beta_y^2 + \beta_z^2)^{1/2}$: La constante de phase résultante.

et $\alpha = (\alpha_y^2 + \alpha_z^2)^{1/2}$: La constante d'atténuation résultante.

Tout se passe comme si nous avions affaire à une interface fictive d'ondes de surface inclinées suivant l'axe (Oy'), dont les constantes de propagation seront :

$$\beta_{y'} = \beta \quad \text{et} \quad \alpha_{z'} = \alpha \quad (\text{I.6})$$

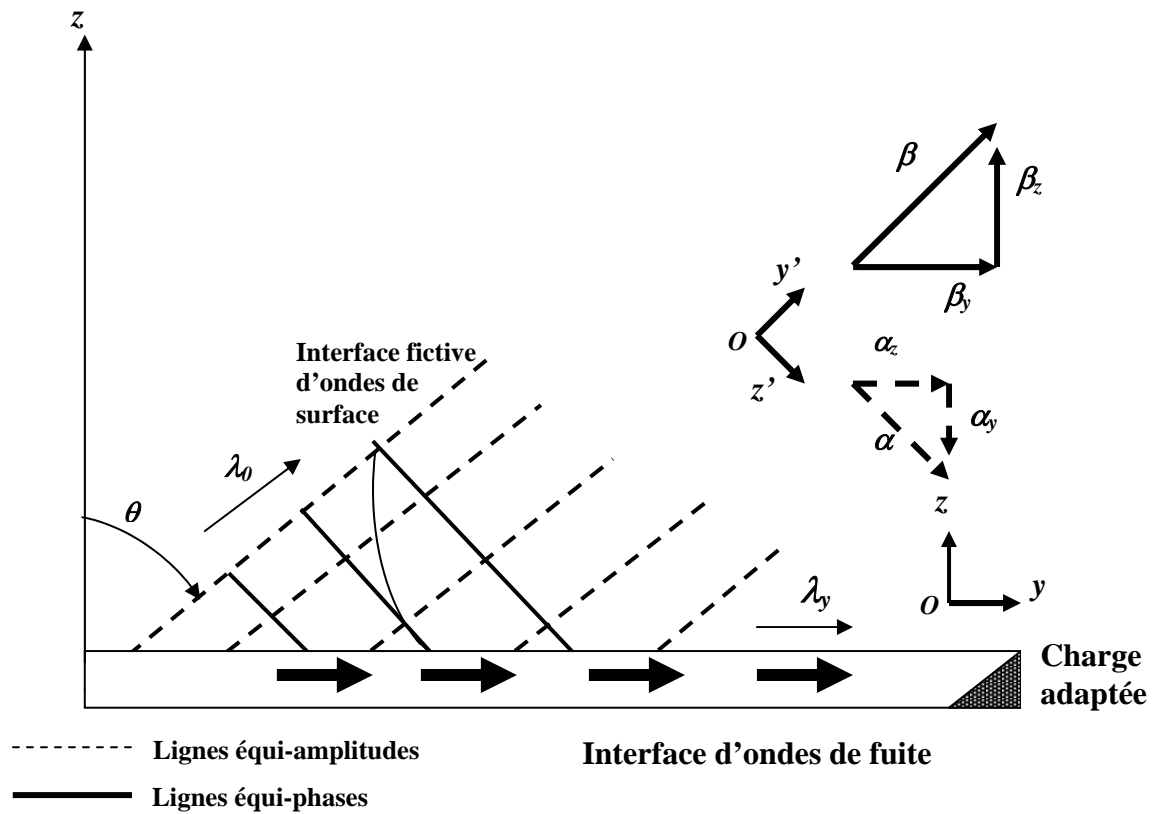


Figure I.10 : Caractéristiques des ondes de fuite.

L'angle d'émergence θ est donc :

$$\sin \theta = \frac{\beta_y}{\beta_{y'}} = \frac{2\pi}{\lambda_y} \left(\frac{1}{K_0^2 + \alpha^2} \right)^{1/2} \quad (I.7.a)$$

Pour des valeurs de α suffisamment faibles :

$$\sin \theta \approx \frac{\lambda_0}{\lambda_y} \quad (I.7.b)$$

Quand,

- $\sin \theta = -1$: le rayonnement est dirigé vers l'excitation (Backfire).
- $\sin \theta = +1$: le rayonnement est dirigé vers l'extrémité de l'antenne (Endfire).
- $\sin \theta = 0$: le rayonnement est transversal.

Souvent, les antennes à ondes de fuite sont des structures périodiques parcourues par une onde progressive. Pour une meilleure compréhension de la théorie des structures périodiques, nous présentons quelques propriétés fondamentales.

III. PROPRIETES DES STRUCTURES PERIODIQUES ^[36-39]:

III. 1. Existence d'Harmoniques d'Espace :

Dans le cas d'une structure périodiquement chargée avec une périodicité spatiale d , si (Oy) est la direction de propagation de l'onde guidée, la configuration des champs en un point (x, y, z) sera la même que celle qui existera au point $(x, y+d, z)$. Par ailleurs, le théorème de **Floquet** ^[36] établit que les champs en deux points homologues ne diffèrent que par une constante complexe.

On peut donc écrire :

$$E(x, y + d, z) = e^{-jk_y d} E(x, y, z) \quad (\text{I.8})$$

Dans ce cas, le champ pseudo-périodique est décomposé en série de **Fourier**, donnant ainsi naissance à un terme fondamental ($n=0$) et à des harmoniques d'espace ($n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \text{etc...}$) donnés par :

$$E(x, y, z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_n(x, z) e^{-jk_{yn} y} \quad (\text{I.9})$$

où

$$a_n(x, z) = \frac{1}{d} \int_0^d E(x, y, z) e^{+jk_{yn} y} dy \quad (\text{I.10.a})$$

et

$$k_{yn} = k_y + \frac{2n\pi}{d} = (\beta_y - j\alpha) + \frac{2n\pi}{d} = \beta_{yn} - j\alpha \quad (\text{I.10.b})$$

Le coefficient a_n de l'harmonique d'espace considéré décroît en général avec le rang n de l'harmonique et la série converge rapidement de telle manière à n'en retenir que le terme fondamental ($n=0$).

III. 2. Condition de Rayonnement :

La connaissance de k_{yn} et en particulier sa partie réelle permet de déterminer si l'on a affaire à une onde lente ou à une onde rapide. On peut définir pour chaque harmonique d'espace n , l'angle correspondant à la direction de rayonnement. Il est donné par:

$$\sin \theta = \frac{k_{yn}}{K_0} \quad (\text{I.11})$$

- Si $|\beta_{yn}| > K_0$ (onde lente) l'angle est situé dans la région dite invisible : il n'y a pas de rayonnement.
- Si $|\beta_{yn}| < K_0$ (onde rapide) l'angle indique la direction du rayonnement qui varie selon chaque harmonique d'espace considéré (diagrammes à lobes multiples).

La représentation graphique de cette situation s'effectue particulièrement à l'aide du diagramme de **Brillouin**. Le nombre des harmoniques d'espace non rayonnants est infini. Par contre le nombre des harmoniques d'espace rayonnants dépend de d et de ce fait, il est toujours fini. Si d est grand, plusieurs harmoniques d'espace sont du type propagatif et l'antenne va rayonner dans plusieurs directions.

III.3. Diagramme de Brillouin ^[37-39] :

Il en résulte de (I.10.b) que l'ensemble des courbes de dispersion correspondant aux différents harmoniques d'espace est périodique en fonction de β_y et de période $(2\pi/d)$.

Considérons maintenant le plan $(K_0d, \beta_y d)$ qui sert à tracer les diagrammes de dispersion (Cf. *Figure I.11*). Dans ce plan, les droites OM et OM', inclinées de $\pm 45^\circ$ délimitent trois régions que nous appellerons les régions des ondes lentes (R.O.L) et les région des ondes rapides (R.O.R). On notera que d'après (I.7.b), si l'on s'arrange pour faire, la direction θ correspondre à un certain point P de la (R.O.R) : en aucun cas les deux (R.O.L) ne peuvent donner du rayonnement puisque λ_y y est plus petit que λ_0 , donc que $\sin \theta$ es imaginaire. La *figure (I.11)* correspond à une ligne vide, parcourue par une onde unique de longueur λ_y .

Dans une ligne chargée périodiquement, il y a des harmoniques d'espace provenant de la charge périodique (ou d'obstacles périodiques). Si cette charge ne perturbe pas sensiblement le comportement de la ligne elle-même, le diagramme de dispersion devient périodique et la situation de la figure va se translater avec un pas de $2n\pi$ (n entier positif ou négatif), ce qui donnera la *figure (I.12)* qui définit les (R.O.R) au-dessus des droites où $\lambda_0 = \lambda_y$. Une (R.O.R) correspondant à un harmonique d'espace de rang (n) étant désignée par R_n . Il existe donc au total $(2n+1)$ ensembles de demi-droites définissant pour chaque harmonique d'espace les limites entre les ondes lentes et ondes rapides. Seules les zones en gris ne pourront pas correspondre à une antenne.

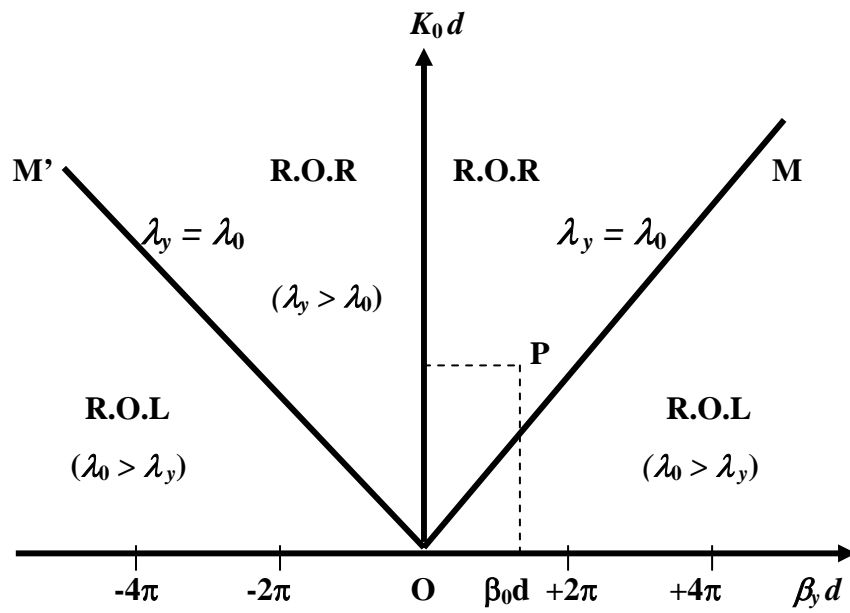


Figure I.11 : Limites des R.O.L et R.O.R .

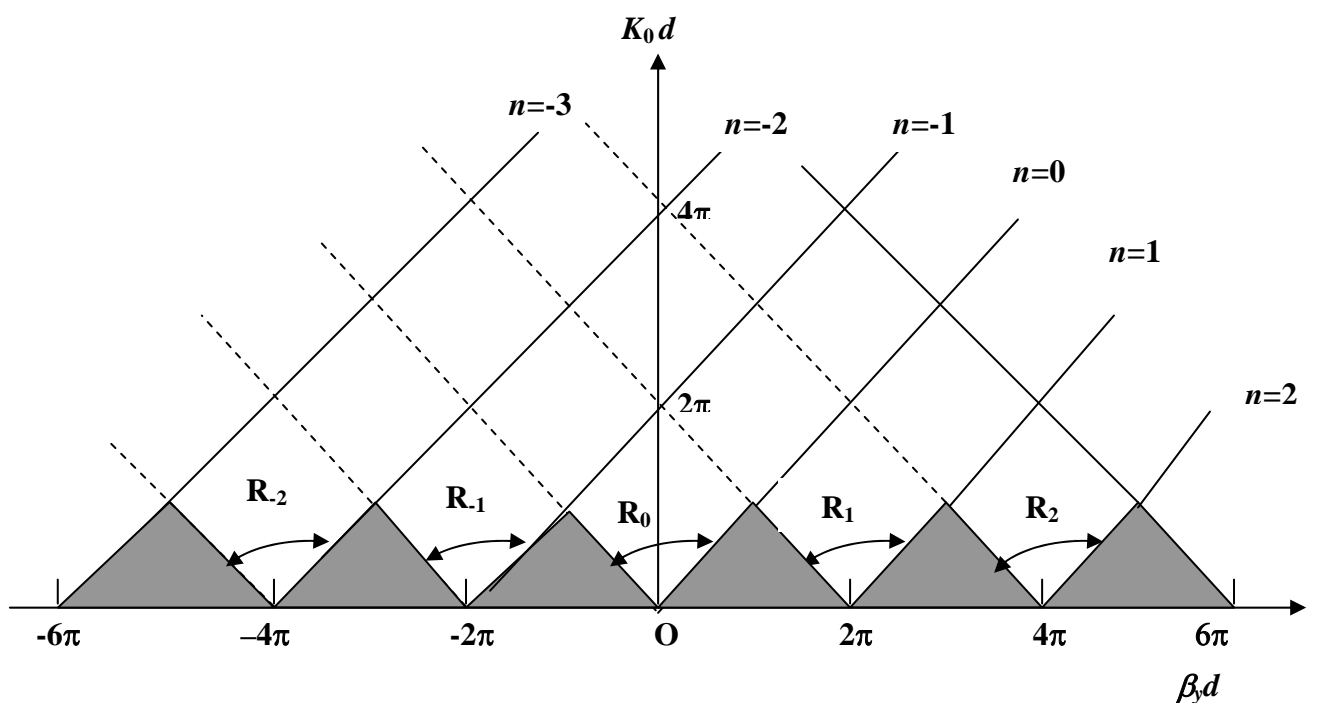


Figure I.12 : Diagramme de Brillouin.

Conclusion du chapitre 1 :

Dans ce *chapitre 1*, les généralités sur les antennes à ondes de fuite relatives aux différentes structures possibles et les limites de rayonnement, permettent ainsi de se familiariser avec de telles structures rayonnantes. Par conséquent, notre choix sur l'étude de structures périodiquement chargées à ondes de fuite est justifié et un état d'art sur les différentes configurations est donné.

Références du chapitre 1 :

1. **Lampariello P., Frezza F., Shigesawa H., Tsuji M., Oliner A.A.**, "A versatile leaky-wave antenna based on stub loaded rectangular waveguide. Part I: Theory", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 46, n°7, pp. 1032-1041. **1998**.
2. **Frezza F., Lampariello P., Shigesawa H.**, "A versatile leaky-wave antenna based on stub loaded rectangular waveguide. Part II: effects of flanges and finite stub length", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 46, n°7, pp. 1042-1046. **1998**.
3. **Tsuji M., Shigesawa H., Frezza F., Lampariello P., Oliner A.A.**, "A versatile leaky-wave antenna based on stub loaded rectangular waveguide. Part III: Comparaison with measurements", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 46, n°7, pp. 1047-1055. **1998**.
4. **Tranquilla J.**, "On the propagation of leaky waves in a longitudinally slotted rectangular wave-guide", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 28, n° 7, pp. 714-718, **1980**.
5. **Kralj D., Carin L.**, "Time domain characteristics of slotted-wave-guide leaky-wave antennas", IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters, vol. 7, n°5, pp. 124-126, **1997**.
6. **Ghomi M., Baudrand H.**, "Full wave analysis of microstrip leaky-wave antennas", Electronics letters, vol. 25, n°13, pp. 870-871, **1989**.
7. **Guglielmi M., Jackson D.R.**, "Broadside Radiation from periodic leaky-wave antennas", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 41, n°1, pp.31-37, **1993**.
8. **Trinth T., Mittra R., Paleta R.**, "Horn image guide leaky wave antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 29, n°12, pp. 1310-1314, **1981**.
9. **Klohn K.L, Horn R.E., Jacobs H., Freibergs E.**, "Silicon wave guide frequency scanning linear array antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 26, n°10, pp. 764-773, **1978**.
10. **Klohn K.L.**, "Metal walls in close proximity to a dielectric wave guide antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 29, n°9, pp. 962-966, **1981**.

11. **Mitra R., Kastner R.** " A spectral domain approach for computing the radiation characteristics of leaky wave antenna for millimeter waves", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 29, pp. 652-654, **1981**.
12. **Itoh T.**, " Application of gratings in a dielectric waveguide for leaky-wave antennas and band-reject filters", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 25, n° 12, pp.1134-1138, **1977**.
13. **Gomez-Tornero J. L., Quesada-Pereira F. D., Alvarez-Melcon A.**, " Analysis and design of periodic leaky-wave antennas for the millimeter wave band in hybrid waveguide-planar technology", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 53, n° 9, pp. 2834-2842, **2005**.
14. **Xiao S., Shao, Z., Fujise M., Wang B. Z.**, "Pattern reconfigurable leaky-wave Antenna design by FDTD method and Floquet's theorem", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 53, n° 5, pp. 1845-1848, **2005**.
15. **Wanchu Hong, Lin Y.D.**, "Single-conductor strip leaky-wave antenna", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 52, n° 7, pp.1783-1789, **2004**.
16. **Yoshida N., Fukai L.**, "Analysis of radiation characteristics of NRD guide leaky-wave antenna by spatial network method", Electronics Letters, vol. 24, n°1, pp. 1164-1165, **1988**.
17. **Gomez-Tornero J. L., Pascual-Garcia J., Alvarez-Melcon A.**, "A novel leaky-wave antenna combining an image NRD guide and a strip circuit ", Antennas and Wireless Propagation Letters, vol. 4, n° 1, pp. 289-292, **2005**.
18. **Lee M. T., Luk K. M., Xu S. J., Yung E. K. N.**, " A double-slab leaky-wave NRD antenna", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 52, n° 9, pp. 2488-2491, **2004**.
19. **Lombart L., Neto N., Gerini A., Bonnedal G., De Maagt M.** " Impact of mutual coupling in leaky wave enhanced imaging arrays", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.56, n°4, pp.1201-1206. **2008**.
20. **Hu C.C., Jou C.F., Wu J.J.**, " An aperture coupled linear microstrip leaky-wave antenna array with two dimensional dual beam scanning capabilities", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol.48, n° 6, pp. 909-913, **2000**.
21. **Hu C.N., Tzuang C.K.C.**, " Injection locked coupled microstrip leaky- mode antenna array", IEE Proc. Microwave Antenna and Propagation, vol. 147, n°5, pp. 364-368. **2000**.
22. **Tzuang C.K.C., Chen C.T., Wang T.P., Hu C.N., Hsu T.C.**, "An active integrated leaky-mode antenna array for radio frequency identification", Proceedings de la 29^{eme} Conference Européenne sur les Micro-ondes, Munich, Allemagne, pp. 130-133, **1999**.
23. **Lejay B., Ghomi M., Baudrand H., Amalric J.L.**, "Réseaux d'antennes diélectriques à ondes de fuite ", Journées Internationales de Nice sur les Antennes, *JINA'92*. Nice **1992**.
24. **Zhao T., Jackson D.R., Williams J.T., Yang H.Y., Oliner A.A.**, "2-D periodic leaky-wave antennas - Part I: Metal patch design," IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 53, n° 11, pp. 3505-3514, **2005**.

25. **Zhao T., Jackson D.R., Williams J.T.**, “2-D periodic leaky-wave antenna-Part II: Slot design,” IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 53, n°11, pp. 3515-3524, **2005**.
26. **Caloz C., Itoh T., Rennings A.**,” CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antenna”, IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 50, n° 5, pp. 25-38, **2008**.
27. **Lim S., Caloz C., Itoh T.**, “Meta-material-based electronically-controlled transmission line structure as a novel leaky-wave antenna with tunable radiation angle and beamwidth,” IEEE Trans. Microwave Theory Technique, vol. 53, n°11, pp. 161-173, **2005**.
28. **Caloz C., Lim S., Itoh T.**, “A novel leaky-wave retrodirective reflector using short/matched terminations,” Proceedings de la Conférence Européenne sur les Micro-ondes, pp. 1071-1074, **2003**.
29. **Baccarelli P., Burghignoli P., Frezza F., Galli A., Lampariello L., Lovat G., Paulotto S.**, “Effects of leaky-wave propagation in meta-material grounded slabs excited by a dipole source,” IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 53, n°1, pp. 32-44, **2005**.
30. **Balanis C.A.**, ”Antenna theory, analysis and design”, 3^{ème} Edition, John Wiley & Sons, **2005**.
31. **Pozar D.**, ”Microwave and RF wireless systems”, John Wiley & Sons, **2001**.
32. **Volakis L.J., Oliner A.A.**, “Leaky-wave antennas,” Antenna Engineering Handbook, 3^{ème} Edition, R. C. Johnson, McGraw Hill, **1993**.
33. **Collin R.E.**,”Antennas and radiowave propagation”, Mc Graw Hill, **1985**.
34. **Elliot R.S.**, “Antenna theory and design”, IEEE Press, John Wiley & Sons, **2003**.
35. **Bahl I.J., Barthia P.**, “ Microstrip antennas “, Artech House Microwave Library, **1982**.
36. **Visser H.J.**, “Array and phased array antenna”, John Wiley & Sons, **2005**
37. **Pozar D., Schaubert D.**, “Microstrip antennas: analysis and design”, John Wiley & Sons, **1995**.
38. **Kraus J.D., Marhefka R.J.**,” Antennas”, 3^{ème} Edition, McGraw Hill, **2001**.
39. **Brillouin L. , Fradin M.**, “Propagation des ondes dans les milieux périodiques“, Masson, Paris, **1956**.
40. **Thourel L.**, “Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques- Les antennes “, Tome 2, Cepadues Editions, Toulouse, **1990**.
41. **Oliner A.A.**, ” Antennas handbook. Millimeter wave antennas”, New York VNR, **1988**.
42. **Drabowitch S., Ancona A.**, “Antennes - Applications“, Tome 2, Editions Masson, Paris, **1978**.

Chapitre 2

Chapitre 2 :

Méthode de Résonance Transverse

I. METHODES D'ANALYSE :

I.1. Etat de l'Art ^[1-13] :

La théorie de base des structures périodiques à ondes de fuite fut introduite dans les années 60 ^[1]. Les antennes fonctionnant suivant ce principe ont fait l'objet de plusieurs travaux de recherches : En effet, l'auteur dans ^[2] détermine les dimensions d'une antenne à ondes de fuite pour assurer une propagation mono-mode en assimilant la constante de phase à la constante de propagation d'un guide d'onde de mêmes dimensions. Ainsi un control du domaine de balayage angulaire est possible. Pour la première fois dans ^[3], le diagramme de rayonnement de cette antenne est déterminé théoriquement en utilisant une approche dans le domaine spectral. L'auteur dans ^[4-6] développe une méthode bidimensionnelle, puis une analyse tridimensionnelle rigoureuse afin d'étudier des structures uniformes et non uniformes d'antennes à ondes de fuite dans le domaine spectral. Les auteurs dans ^[7-10] déterminent par méthode du type intégrale les caractéristiques de rayonnement de structures à ondes de fuite à plan de masse variable, à revêtement diélectrique mutli-couches et à motifs métalliques quelconques. Par ailleurs, dans ^[11], la méthode développée a aboutit à la présentation et la validation de plusieurs avantages de telles structures. Par ailleurs, par la méthode des différences finies dans la domaine temporel (*FDTD*) ^[12] combinée au théorème de **Floquet** et par la simple technique d'interpolation linéaire, une amélioration dans le temps de calcul est obtenue par rapport à la méthode (*FDTD*) ^[13] traditionnelle.

I. 2. Choix de la Méthode Numérique :

Les méthodes analytiques et numériques le plus souvent utilisées pour la résolution de problèmes rencontrés en électromagnétisme sont classées selon :

- Les méthodes *intégrales* ^[14-17], elles permettent d'obtenir les solutions d'un problème de propagation ou de discontinuités à partir de la détermination des distributions de courants ou de champs sur une surface particulière. Ces méthodes sont bien adaptées à la programmation sur ordinateur puisqu'elles utilisent peu de place mémoire et nécessitent de faibles temps de calcul. Cependant, le problème ne peut être résolu que si le cas étudié est de géométrie simple à milieux pas très hétérogène, etc.
- Les méthodes *différentielles* ^[18-21], qui consistent à discrétiser dans l'espace l'équation d'**Helmoltz** et aboutissent à la résolution d'équations linéaires. Cependant, elles nécessitent une place mémoire et des temps de calcul très importants.
- Les méthodes *itératives* ^[22-28], dont le principe consiste à la résolution d'équations obtenues par différentes formulations du type intégrale, sans avoir recours à la recherche de bases de décomposition ou de fonctions test, cependant la solution est construite par procédé itératif accéléré et convergent.

C'est dans le cadre de méthode du type intégrale que nous adoptons notre choix. Nous proposons de caractériser le rayonnement d'une antenne diélectrique à ondes de fuite par la

méthode de résonance transverse. Nous présentons par la suite, son principe et l'introduction au formalisme de l'opérateur admittance.

I.3. Tableau Comparatif des Méthodes ^[29-30] :

Critères Méthode	Maillage	Domaine	Technique de Résolution
MoM	Un maillage simple (rectangulaire ou triangulaire ou mixte)	Fréquentiel	Utilise des fonctions d'essai et d'expansion pour simplifier les intégrales et les transformer en matrices.
FDTD	Un maillage sous forme des cubes	Temporel	Résout directement les équations de Maxwell en utilisant les différences finies.
FEM	Un maillage sous forme de petits éléments finis	Fréquentiel	Résout les équations aux dérivés partielles en utilisant différentes méthodes s'appuyant sur la résolution par élément puis assemblage des résultats.

Tableau II.1 : Méthodes d'analyse.

II. LA METHODE DE RESONANCE TRANSVERSE :

II. 1. Développement de la Méthode par le Formalisme des Opérateurs ^[31-32] :

Nous allons appliquer à la méthode le formalisme mathématique introduit par **Dirac** dans le cadre de la mécanique quantique (*Cf. Annexe A*).

II. 1. 1. La Notation de Dirac :

L'état d'un système physique est défini par un vecteur φ appelé « *ket* ». On le note par le symbole $|\varphi\rangle$. Il est représenté dans une base $\{f_i\}$ de l'espace \mathcal{E} (Espace de **Hilbert**) par l'ensemble de ses composantes. Soit,

$$|\varphi\rangle = \sum_i a_i f_i \quad (\text{II.1})$$

Le vecteur “bra” $\langle \psi |$ associé au ket $|\psi\rangle$ est défini comme étant le vecteur transposé conjugué. A tout couple de kets $|\psi\rangle$ et $|\varphi\rangle$ pris dans cet ordre munit l'espace \mathcal{E} d'un produit scalaire :

$$\langle \psi, \varphi \rangle = \int_S \psi^{t*} \varphi \, dS \quad (\text{II.2})$$

Où S est le domaine d'intégration.

II. 2. Définition Matricielle : Représentation d'un Opérateur

Toute grandeur physique mesurable est décrite par un opérateur \hat{L} agissant dans \mathcal{E} . Cet opérateur est un être mathématique qui à tout élément $|\psi\rangle$ fait correspondre un autre $|\varphi\rangle$ du même espace :

$$\hat{L} |\psi\rangle = |\varphi\rangle \quad (\text{II.3})$$

Cette correspondance est linéaire. Si nous introduisons une base $\{f_i\}$ de \mathcal{E} , cet opérateur est représenté par une matrice $[L]$ de terme général :

$$[L]_{ij} = \langle f_i | \hat{L} | f_j \rangle \quad (\text{II.4})$$

II. 3. Méthode des Circuits Equivalents – Formulation Modale de l'Equation Intégrale ^[33-37] :

Nous allons nous intéresser au formalisme de l'opérateur admittance et d'une manière plus générale à la démarche de calcul utilisée tout au long de ce travail. Après avoir introduit le cadre mathématique, nous appliquons à un exemple élémentaire la méthode modale où la formulation d'un problème aux limites à partir d'un schéma équivalent (sans considération de la source d'excitation) est donnée.

II. 3. 1. Densité de Courant Associée à une Surface :

La méthode *de résonance transverse* s'appuie fortement sur les propriétés fondamentales des ondes électromagnétiques à l'intérieur des guides d'ondes rectangulaires, cylindriques et uniformes.

On se place le plus souvent au niveau des plans transverses de ces guides d'ondes invariants par translation pour représenter les champs électromagnétiques. Ceux-ci seront décomposés sur des bases modales relatives aux sections des guides d'ondes considérés.

Afin d'établir une relation entre le champ électrique transverse $\vec{E}(x,y)$ et le champ magnétique transverse $\vec{H}(x,y)$, il est commode de définir dans le plan transverse une densité de courant \vec{J} (densité de courant associé à une surface).

Considérons une surface fermée orientable dont les limites s'appuient sur la surface S qui borne le domaine de définition électromagnétique comme est représenté sur la *Figure II.1*.

Soit S une surface quelconque et \vec{n} le vecteur normal à S .

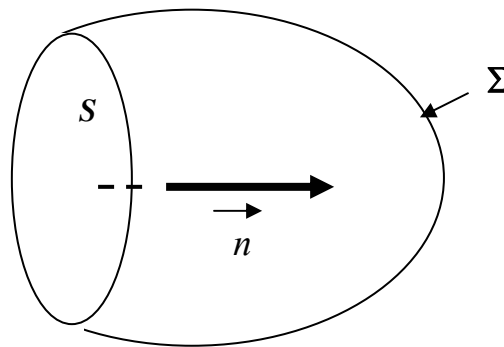


Figure II. 1: Définition d'une surface fermée et orientable S .

De plus, cette démarche nous amène naturellement à introduire le « courant » \vec{J} , grandeur dérivée du champ magnétique tangentiel \vec{H} par :

$$\vec{J} = \vec{H} \wedge \vec{n} \quad (\text{II.5})$$

Le vecteur \vec{J} est une grandeur de même module que \vec{H} mais tourné de $\pi/2$ avec une orientation qui suit la normale \vec{n} (un changement de signe de \vec{n} entraîne un changement de signe de \vec{J}).

\vec{J} n'est pas une densité de courant volumique (A/m^2), mais une densité surfacique, encore appelée densité de courant superficielle (A/m de même nature que \vec{H}). L'introduction de \vec{J} permet de considérer dans la formulation des équations de **Maxwell** de vrais vecteurs (\vec{E}, \vec{J}) à la place de (\vec{E}, \vec{H}) où \vec{H} vérifie la propriété de *pseudo vecteur*.

En effet, dans ce type de structure, il nous sera permis de relier \vec{E} et \vec{J} par l'intermédiaire d'un opérateur. Pour bien expliquer le problème, supposons qu'il existe sur S

des courants superficiels \vec{J} . S sépare maintenant le domaine en deux régions (1) et (2) (Cf. Figure II.2).

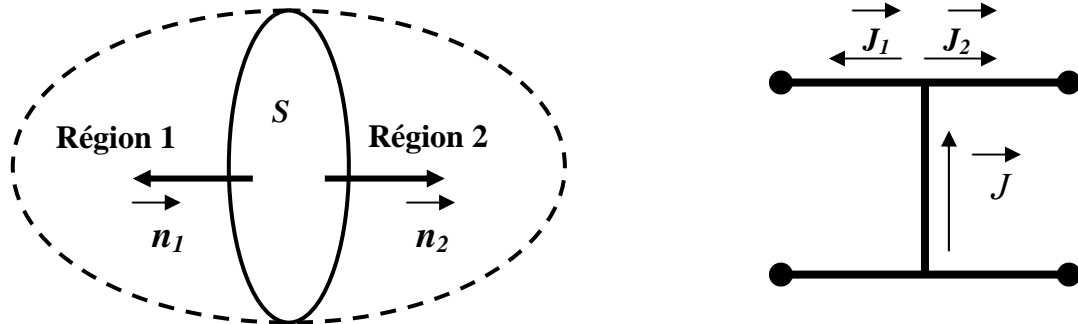


Figure II. 2 : Régions de séparation et lois de **Kirschoff**.

A la séparation entre les deux régions, on a:

$$\vec{J} \wedge \vec{n}_1 = \vec{H}_{1t} - \vec{H}_{2t} \quad (\text{II.6})$$

D'où:

$$\vec{J} = \vec{H}_{1t} \wedge \vec{n}_1 - \vec{H}_{2t} \wedge \vec{n}_1 = \vec{H}_{1t} \wedge \vec{n}_1 + \vec{H}_{2t} \wedge \vec{n}_2 \quad (\text{II.7})$$

Ceci s'écrit:

$$\vec{J}_1 = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 \quad (\text{II.8})$$

Cette relation est très simple à retrouver, car il suffit de représenter S comme une branche en parallèle parcourue par un courant \vec{J} . Les courants \vec{J}_1 et \vec{J}_2 sont représentés par des courants de ligne orientés comme \vec{n}_1 et \vec{n}_2 .

D'autre part, grâce à l'introduction de ce vecteur \vec{J} , on a pu généraliser les lois de **Kirschoff** (lois des nœuds) et la représentation des équations intégrales par circuits équivalents comme on va le montrer dans le paragraphe suivant.

II. 3. 2. Opérateur Impédance ou Admittance :

La surface S s'appuie sur les limites du domaine Σ (Cf. Figure II.3). Elle peut être également fermée.

Dans le cas où elle est constituée de plusieurs parties S_1, S_2, S_3, \dots , on parlera du type multipôle. Si une seule surface s'appuie sur le domaine Σ , on dira que l'opérateur admittance est un dipôle.

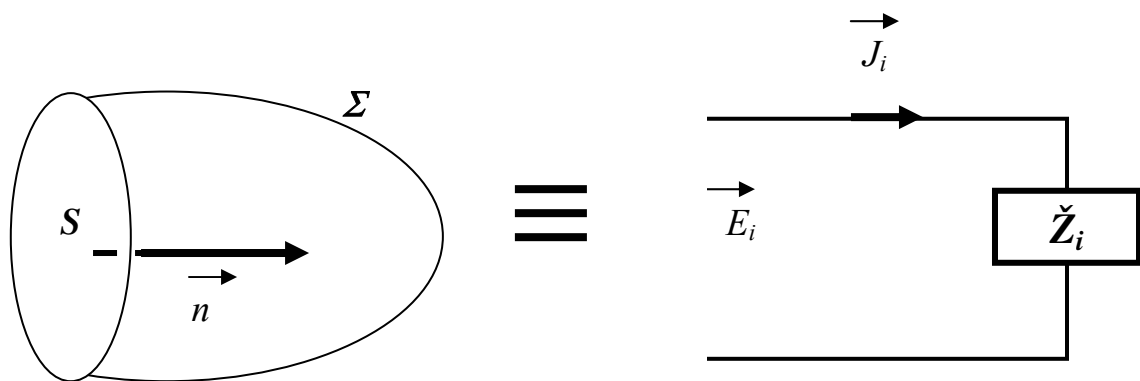


Figure II. 3 : Représentation symbolique de la région i .

\hat{Z}_i étant l'opérateur impédance exprimé analytiquement sur la base des modes de la région considérée.

Adoptons dans ce qui suit la notation de **Dirac**. Ainsi, cet opérateur permet de calculer $|E_i\rangle$ sur la surface S à partir de la densité de courant $|J_i\rangle$ définie sur cette surface sans passer par les équations de **Maxwell**. Donc, on peut établir une relation entre ces deux grandeurs qui prend la forme de la loi d'**Ohm** :

$$|E_i\rangle = \hat{Z}_i |J_i\rangle \quad \text{avec } i=1,2 \quad (\text{II.9})$$

Dans certains problèmes, on préfère plutôt utiliser l'opérateur admittance \hat{Y} qu'on peut définir par simple inversion de \hat{Z} en supposant que ce dernier est régulier(inversible). Par ailleurs, on peut écrire :

$$|J\rangle = \hat{Y} |E\rangle \quad (\text{II.10})$$

Connaissant le champ électrique sur S et les conditions aux limites sur Σ , on peut déterminer de façon unique le champ magnétique partout et plus particulièrement sur la surface S .

II. 3. 3. Fonctions d'Essai- Schéma Equivalent d'une Discontinuité :

a) Définitions :

Pour résoudre le problème d'une discontinuité quelconque à partir d'un schéma équivalent comportant des sources réelles, des sources virtuelles et des impédances, les sources sont des fonctions à deux variables et les impédances sont des opérateurs. Ces opérateurs agissent sur les fonctions champ électrique ou courant transverses.

Les relations de passage imposées en tout point d'un sous domaine de la surface S peuvent être différentes de celles imposées en tout point d'un autre domaine de cette même surface. En effet, le champ électromagnétique (électrique ou magnétique) défini sur cette surface peut s'annuler sur un sous domaine et rester non nul sur le complémentaire. Un tel état électromagnétique est représenté par une grandeur transverse appelée fonction d'essai (généralement introduite dans la *méthode des moments*, Cf. *Annexe B*) qu'on peut traduire par une source virtuelle qui ne consomme pas d'énergie.

Ces dernières présentent les propriétés suivantes :

- Les sources virtuelles sont introduites pour rassembler toutes les représentations (chaque sous domaine présente sa propre représentation symbolique) en une seule valable en tout point de S .
- Les régions situées de part et d'autre de cette surface étant représentées par un symbole unique, il suffit donc de connecter entre elles les différentes représentations.
- Une source virtuelle qu'on note $|g_e\rangle$ est une grandeur vectorielle non nulle dans un sous domaine de S et dont la grandeur duale s'annule dans ce sous domaine.
- Il existe deux types de sources virtuelles : soit du type champ, notée $|E\rangle$, soit du type courant notée $|J\rangle$. Si D_e étant le domaine de définition d'une source virtuelle $|E\rangle$, alors dans \bar{D}_e , la représentation symbolique de $|E\rangle$ est un court-circuit ($|E\rangle = 0$ dans \bar{D}_e). Dans le cas où la source virtuelle est du type $|J\rangle$, elle est remplacée symboliquement par un circuit ouvert, i.e $|J\rangle = 0$ dans \bar{D}_e .
- Une source virtuelle doit être ajustée de façon à annuler sa grandeur duale. Ce réglage est représenté par une source ajustable dont la représentation symbolique est donnée par la *figure II.4*.

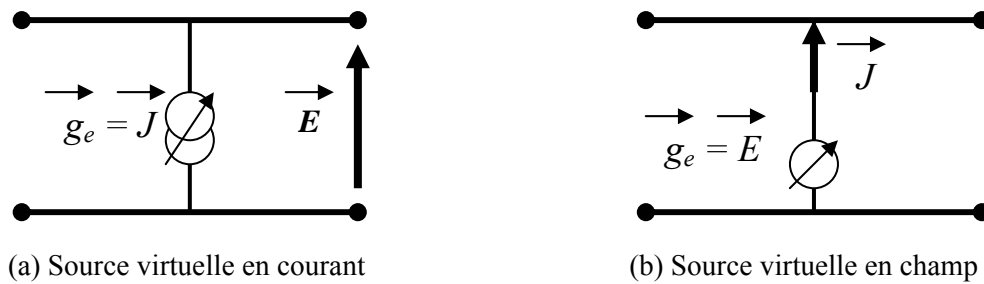


Figure II. 4 : Sources virtuelles.

b) Choix de la Fonction d'Essai :

Les fonctions d'essai forment une base pour décrire une grandeur d'essai (champ électrique ou densité de courant) dans un sous-domaine D_e d'une section droite D (Cf. Figure II.5).

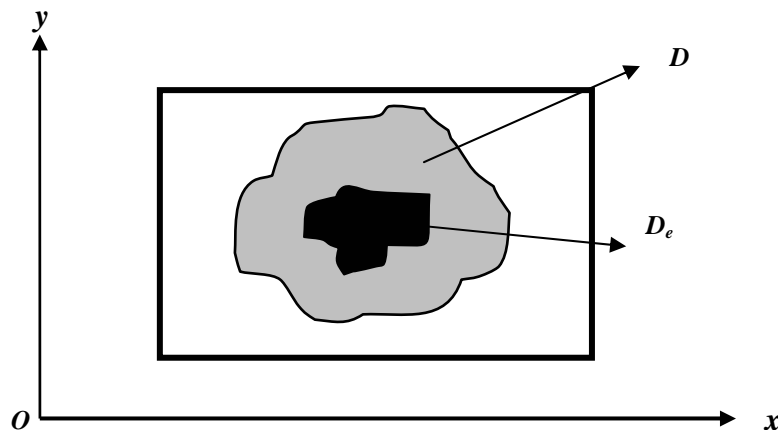


Figure II.5: Vue transverse de l'antenne.

Une règle générale pour le choix des fonctions d'essai peut s'exprimer ainsi :

- Les fonctions d'essai sont les champs électriques des modes TE et TM du guide de section droite D_e . La section droite D_e est limitée par un mur électrique ou magnétique selon les conditions aux limites vérifiées par la grandeur d'essai.
- Si la grandeur d'essai est un courant, D_e est alors métallique et le courant normal aux bords est nul (Cf. Figure II.6.a). La frontière du domaine doit être un mur magnétique, le champ normal y est nul.

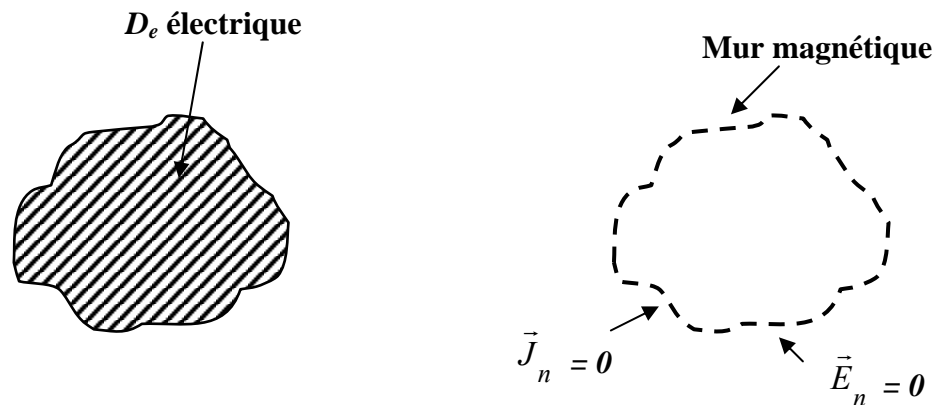


Figure II.6.a: Grandeur d'essai du type densité de courant.

- Si la grandeur d'essai est un champ électrique, D_e est alors magnétique et le champ tangentiel \vec{E}_t est nul (Cf. Figure II.6.b). On prendra aux frontières un mur électrique.

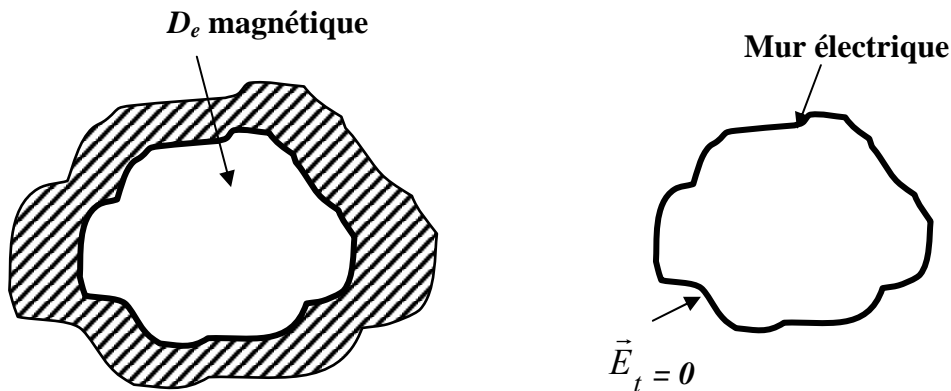


Figure II.6.b: Grandeur d'essai du type champ électrique.

II. 3. 4. Décomposition de E , H et J sur Leurs Bases Appropriées :

Dans chaque région de la Figure II. 3 (guide d'ondes), le champ électrique transverse $|E\rangle$ est décomposé sur une base appropriée qu'on notera $\{e_{mn}\}$. Cette base doit présenter les conditions suivantes :

- être complète.
- vérifie les conditions aux limites.

Le champ électrique transverse peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$|E\rangle = \sum_m a_m |e_m\rangle \quad (\text{II.11})$$

Où a_m est l'amplitude du mode excité du guide.

De manière analogue, le champ magnétique transverse $|H\rangle$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$|H\rangle = \sum_m a_m y_m |h_m\rangle \quad (\text{II.12})$$

Où y_m est l'admittance réduite de fermeture définie par :

$$y_m = \frac{1 - \Gamma_m}{1 + \Gamma_m} \quad (\text{II.13})$$

Γ_m est le coefficient de réflexion.

Cette admittance varie le long du guide d'ondes (région) de la même manière que l'admittance le long d'une ligne de transmission. Son expression est donnée en *Annexe I* ^[37].

Ainsi, on peut déduire la décomposition modale pour la densité de courant $|J\rangle$ à partir de (II.12) :

$$|J\rangle = \sum_m a_m y_m |j_m\rangle \quad (\text{II.14})$$

Cas du Guide d'Ondes (Région) Homogène :

Dans ce cas, les éléments de la base de décomposition du champ électrique $\{e_m\}$ sont colinéaires avec les vecteurs de base du champ magnétique $\{j_m\}$. Nous avons par conséquent, la relation suivante :

$$|j_m\rangle = y_m |e_m\rangle \quad (\text{II.15})$$

y_m est l'admittance du mode m ou couple (m,n) du guide d'ondes court-circuité à une longueur l .

En reportant (II.15) dans (II.14), nous obtenons :

$$|J\rangle = \sum_m a_m y_m |e_m\rangle \quad (\text{II.16})$$

Deux cas sont à considérer :

a) La Base $\{e_m\}$ est Orthonormée : $\langle e_m, e_n \rangle = \delta_{mn}$ où δ_{mn} est le delta de **Kronecker**.

En appliquant l'opération de projection sur le mode m (Cf. *Annexe A*), le projecteur \hat{P}_m est défini par :

$$\hat{P}_m = |e_m\rangle\langle e_m| \quad (\text{II.17})$$

Avec \hat{Y} opérateur admittance défini par :

$$\hat{Y} = \sum_m Y_m \hat{P}_m = \sum_m |e_m\rangle Y_m \langle e_m| \quad (\text{II.18})$$

b) La Base $\{e_m\}$ n'est pas Orthogonale : $\langle e_m, e_n \rangle \neq \delta_{mn}$

L'opérateur admittance ne peut plus s'écrire sous la forme (II.18). Pour pouvoir le définir, il suffit de déterminer la base duale $\{e'_m\}$ telle que :

$$\langle e'_m, e'_n \rangle = N \delta_{mn} \quad (\text{II.19})$$

où N est une constante de normalisation.

Dans ces conditions, il est défini par :

$$\hat{Y} = \sum_m \frac{|e_m\rangle Y_m \langle e'_m|}{\langle e'_m, e'_m \rangle} \quad (\text{II.20})$$

\hat{Y} est un opérateur auto-adjoint.

Conclusion du Chapitre 2 :

Dans ce *chapitre 2*, une revue sur les différentes méthodes d'analyse des problèmes en électromagnétiques et plus particulièrement aux structures rayonnantes d'antennes est présentée. Elle permet d'avoir une vue détaillée et globale sur les méthodes de caractérisation proposées dans la littérature et par suite justifier notre choix quant à l'application de la méthode intégrale résolue par la méthode de *résonance transverse* utilisée dans les chapitres suivants. Par conséquent, l'établissement du schéma équivalent de la structure rayonnante et la formulation par l'opérateur admittance sont détaillés afin de pouvoir les appliquer à nos cadres d'étude proposés dans les *chapitres 3* et *4*.

Références du Chapitre 2 :

1. **Oliner A.A.**, "Antennas Handbook – Millimeter wave antennas", New York VNR, **1988**.
2. **Trinth T., Mittra R., Paleta R.**, "Horn image guide leaky wave antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 29, n°12, pp. 1310-1314, **1981**.
3. **Mittra R., Kastner R.** " A spectral domain approach for computing the radiation characteristics of leaky –wave antenna for millimeter waves", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 29, pp. 652-654, **1981**.
4. **Ghomi M.**, " Contribution à l'étude des antennes microruban à ondes de fuite ", Thèse de Doctorat INPT Toulouse, **1992** .
5. **Ghomi M., Lejay B., Amalric J.L., Baudrand H.**, "Radiation characteristics of uniform and non uniform dielectric leaky-wave antennas", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 41, n°9, pp.1177-1186, **1993**.
6. **Ghomi M., Baudrand H.**, " Full wave analysis of microstrip leaky-wave antennas", Electronics letters, vol. 25, n°13, pp. 870-871, **1989**.
7. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "A Full-wave analysis of uniform microstrip leaky-wave antenna with arbitrary metallic Strips", Electromagnetics, vol. 28, no.4, pp. 296 -314, **2008**.
8. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Analyse d'antenne diélectrique à ondes de fuite chargée de motif métallique quelconque", Annales des Télécommunications, vol. 62 , n° 5-6, pp. 21-27, **2007**.
9. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Effects of multi-layers superstrates on microstrip leaky-wave antennas radiating and performances", Electromagnetics, vol. 25, n°2, pp. 133-151, **2005**.
10. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite", Annales des Télécommunications, vol. 57, n°5-6, pp. 540-560. **2002**.

11. **Gomez-Tornero, J. L., Quesada-Pereira, F. D., Alvarez-Melcon, A.**, ‘‘ Analysis and design of periodic leaky-wave antennas for the millimeter wave band in hybrid waveguide-planar technology’’, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 53, n°9, pp. 2834-2842, **2005**.
12. **Xiao, S.; Shao, Z.; Fujise, M.; Wang, B.-Z.**, ‘‘Pattern reconfigurable leaky-Wave antenna design by FDTD method and Floquet's theorem’’, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 53, n°5, pp. 1845-1848, **2005**.
13. **Frezza F., Lampariello P., Moretti R., Nocito P., Tsuji M.**, ‘‘Application of FDTD method to the analysis and design of leaky-wave antennas at microwaves and millimeter waves’’, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 29, n° 5, pp.457-464, **2008**.
14. **Harrington R.F.**, ‘‘ Matrix methods for field problems‘‘ , IEE Proceedings Microwave and Antenna and Propagation, vol. 55, n°2, pp. 136-149, **1967**.
15. **Harrington R.R.**, ‘‘Field Computation by moment methods’’ IEEE Press Series on Electromagnetic Waves, **1993**.
16. **Knockaert L., Zutter D.**, ‘‘Regularisation of the moment matrix solution by a non quadratic conjugate gradient method‘‘, IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 48, n° 3, pp. 812-816, **2000**.
17. **Wheeler III J.E., Wilton D.R.**, ‘‘Comparison of convergence rates of conjugate gradient method applied to various integral equation formulation‘‘, IEEE AP-S International Symposium, Syracuse .USA, Symposium Proceedings, vol. 2 pp. 229-232, **1988**.
18. **Mur G.**, ‘‘A finite difference method for the solution of electromagnetic wave guide discontinuity problems‘‘, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, n°1, pp. 54-56, **1974**.
19. **Navarro E.A., Bordallo T.M., Miralles J.N.**, ‘‘ FDTD characterisation of evanescent modes-multimode of wave guide discontinuities‘‘, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 48, n° 4, pp. 606-610, **2000**.
20. **Zhou J.Y., Hong W.**, ‘‘ A super absorbing boundary condition for the analysis of wave-guide discontinuities with the finite difference method ‘‘, IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters, vol. 7, n°6, pp. 147-149, **1997**.
21. **Bachelier E., Poussigie G., Borderies P., Benoit C.**, ‘‘ Introduction of artificiel boundary conditions in the spectral moment methods ‘‘, IEEE Trans. Microwave and Guided Wave letters, vol. 7, n°12, pp. 396-398, **1997**.
22. **Baudrand H., N’gongo R.S.**, ‘‘Application of wave concept iterative procedure‘‘, Recent Research Development in Microwave Theory and Techniques, vol. 1, pp. 187-197, **1999**.
23. **Garcia R.**, ‘‘ Contribution à l’étude des circuits planaires par une méthode itérative basée sur le concept d’onde (F.W.C.I.P)’’, Thèse de Doctorat INPT Toulouse. **2001**.
24. **Ye Q., Shafai L.**, ‘‘Investigation of the projection iterative method in solving the MoM matrix equations in electromagnetic scattering‘‘, IEE Proceedings Microwave Antenna Propagation, vol. 147, n°6, pp. 445-450, **2000**.

25. **Sarkar T.K., Arves E., Rao S.M.**, “Application of the fast Fourier transform and the conjugate gradient method for efficient solution of electromagnetic scattering from both electrically large and small conducting bodies “, Electromagnetics, vol. 5, pp. 99-122, **1985**.
26. **Obelleiro F., Rodriguez J.L., García Pino A.**, “An iterative solution of the combined field integral equation “, Annales des Télécommunications, vol. 53, n°3-4, pp. 85-94, **1998**.
27. **Walter M., Pertz O., Beyer A.**, “ A contribution of the modelling of longitudinally periodic waves guides by the help of the TLM method “, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 48, n°9, pp. 1574-1576, **2000**.
28. **Barba J., Cabeceiro A.C.L., Represa J., Panizo M., Pereira C.**, “ Modelling dispersive dielectrics for 2D TLM method“, IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters, vol. 6, n°4, pp. 174-176, **1996**.
29. **Landau R.H., Paez, J.M., Bordeianu,**” Computational physics”, 2^{ème} Edition. Wiley & Sons. **2007**.
30. **Booton R.C.**, “Computational methods for electromagnetics and microwave”, Wiley & Sons. **1992**.
31. **Cohen-Tanoudji C.** , “Mécanique quantique”, Hermann **1997**.
32. **Ferry D. K.**, “Quantum Mechanics- An Introduction for Device Physicists and Electrical Engineers”, 2^{ème} Edition, B British Library. **2001**.
33. **Baudrand H.**, ”Méthodes numériques en propagation”, ENSEEIHT, Toulouse , **1985**.
34. **Baudrand H.** , “Introduction au calcul de circuits micro-ondes“, ENSEEIHT, Toulouse, **1993**.
35. **Baudrand H.** , “Introduction au calcul électromagnétique des structures guidantes“, ENSEEIHT, Toulouse, **2001**.
36. **Baudrand H. , Aubert H.**, ‘L’électromagnétisme par les schémas équivalents’, Cepadué, **2004**.
37. **Mekkioui Z.**,”Analyse rigoureuse d’antennes diélectrique microruban à ondes de fuite”, Thèse de Doctorat d’Etat. Université de Tlemcen, **2004**.

Chapitre 3

Chapitre 3 :
**Analyse d'Antennes Diélectriques
Microruban
Uniformes à Ondes de Fuite**

Dans ce chapitre 3, on présente l'analyse d'antenne diélectrique microruban uniforme à ondes de fuite. Le problème posé est formulé par une équation du type intégrale reposant sur le formalisme de l'opérateur admittance. Par établissement du modèle du guide d'ondes à murs magnétiques et périodiques et par application de la méthode *de résonance transverse*, un schéma équivalent simple permet de poser systématiquement les équations de continuité. Ainsi, l'approche développée nous permet d'implémenter un outil numérique qui permet d'étudier l'influence des paramètres géométriques et la fréquence de travail sur les caractéristiques de rayonnement de telles antennes.

I. CADRE DE L'ETUDE: Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Uniformes à Ondes de Fuite.

I. 1. Structure d'Antenne :

Soit l'antenne diélectrique à ondes de fuite (Cf. Figure III.1), constituée d'un guide diélectrique de permittivité ϵ_r , de largeur C , de hauteur a et de longueur L_0 . Des motifs métalliques de longueur b et de largeur W y sont imprimés et reproduits avec une période d , choisie à l'instar des dimensions transversales du guide, de telle manière à assurer la propagation du mode fondamental (mode TM : excitation verticale) de constante de propagation complexe $k_y = \beta_y - j\alpha$ en évitant l'excitation des modes de fuite supérieurs (diagramme mono-faisceau). Par ailleurs, le tout est monté sur un plan de masse parfaitement conducteur. Ainsi, l'antenne se comporte comme une structure montée sur un plan image (antenne à double hauteur $2a$).

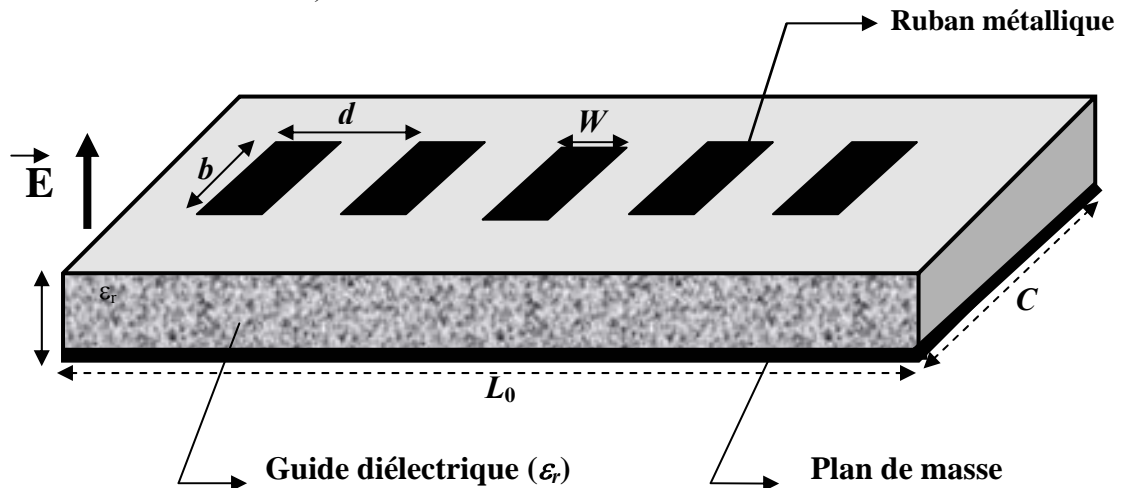


Figure III.1 : Antenne diélectrique uniforme microruban à ondes de fuite.

I. 2. Critères de Conception :

Les paramètres les plus importants dans la conception d'une antenne sont la fréquence de travail f , la longueur d'onde guidée λ_y , la période d , la largeur des rubans métalliques W , la largeur C , la hauteur a et la constante diélectrique ϵ_r du barreau diélectrique choisi comme substrat. Les grandeurs (f , λ_y et d) déterminent le $n^{\text{ième}}$ angle de rayonnement des lobes du réseau [1-3].

a) Constante Diélectrique ϵ_r :

Il a été montré ^[4] que la permittivité relative du guide diélectrique est suffisamment grande pour que le mode fondamental du type TE ou TM est une onde lente dans la bande de fréquence d'intérêt. Ceci est assuré par:

$$\epsilon_r > 1 + \left(\frac{\pi}{K_0 a} \right)^2 \quad (\text{III.1.a})$$

Les pertes de rayonnement par unité de longueur vont apparaître quand l'harmonique $n=-1$ est une onde rapide de telle manière que :

$$-K_0 < \beta_{-1} < +K_0 \quad (\text{III.1.b})$$

Par le choix judicieux de la période d , le faisceau pourra être balayé de l'arrière vers l'avant. Pour éviter la propagation des modes d'ordres supérieurs et particulièrement le mode $n= -2$, la condition (III.1.c) doit être réalisée :

$$\epsilon_r > 9 + \left(\frac{d}{a} \right)^2 \quad (\text{III.1.c})$$

b) Largeur du Barreau Diélectrique C :

Pour empêcher la naissance de modes de fuite d'ordre supérieur, C sera choisie très petite devant $\lambda_0(\epsilon_{eff}-1)^{1/2}$ ^[5] où ϵ_{eff} est la constante diélectrique effective de la structure. Dans la plupart des exemples étudiés expérimentalement cités dans la littérature, ont utilisé des antennes à petite largeur C . Une approximation consiste à supposer que les discontinuités géométriques sur les cotés du guide sont négligeables de telle manière que les modes d'ordres supérieurs transverses peuvent être ignorés et seuls les modes dominants sont considérés.

c) Hauteur du Guide Diélectrique a :

La hauteur a du guide doit être choisie de manière à assurer une grande intensité de champs existants sur la surface de l'antenne diélectrique à rubans. La largeur W du ruban peut être ajustée pour obtenir le taux de rayonnement souhaité.

d) Largeur des Rubans Métalliques W :

Plusieurs travaux se basant sur des études expérimentales ^[1] ont montré que la largeur optimale du ruban est approximativement de $0.4\lambda_y$ (λ_y est la longueur d'onde guidée le long de l'axe de propagation). Si W est très petit c'est à dire inférieur à $0.2\lambda_y$, une quantité notable résiduelle à l'extrémité de l'antenne a été toujours observée, même pour les antennes longues. Si les rubans métalliques sont larges $W > 0.5\lambda_y$, une grande partie de la puissance est rayonnée par les quelques premiers rubans et l'ouverture effective de l'antenne est très petite. Ceci

entraîne non seulement une grande largeur de faisceau mais aussi des niveaux de lobes secondaires élevés, qui sont vraisemblablement dus à une forte désadaptation à l'entrée de l'antenne.

e) La Période des Perturbations d :

Le nombre des harmoniques d'espace non rayonnants est infini. Par contre le nombre des harmoniques d'espace rayonnants dépend de d et de ce fait, il est toujours fini. Si d est grand, plusieurs harmoniques d'espace sont du type propagatif et l'antenne va rayonner dans plusieurs directions.

Une relation liant la période d à β_y/K_0 afin d'assurer une opération à faisceau unique est donnée par (III.2.a) et (III.2.b):

$$\frac{\lambda_0}{\frac{\beta_y}{K_0} + 1} \leq d \leq \frac{\lambda_0}{\frac{\beta_y}{K_0} - 1} \quad \text{pour } \frac{\beta_y}{K_0} > 3 \quad (\text{III.2.a})$$

$$\frac{\lambda_0}{\frac{\beta_y}{K_0} + 1} \leq d \leq \frac{2\lambda_0}{\frac{\beta_y}{K_0} + 1} \quad \text{pour } \frac{\beta_y}{K_0} < 3 \quad (\text{III.2.b})$$

I. 3. Présentation du Modèle :

Pratiquement, les dimensions du guide ne peuvent atteindre l'infini, ainsi pour simuler la réalité, le guide terminé par une charge adaptée, est limité par des murs magnétiques en $x=0$ et $x=C$ pour décrire le rayonnement dû aux effets bords. Ceci permet de modéliser le problème fini avec des conditions aux limites bien choisies. Par conséquent, l'étude de la structure périodique se réduit à l'analyse d'une seule période de la structure. Ainsi, le guide considéré est à murs magnétiques et périodiques (Cf. Figure III.2). Par ailleurs, la détermination des caractéristiques de rayonnement se réduit à calculer la constante de propagation complexe $k_y = \beta_y - j\alpha$.

Le champ électrique total est décomposé en harmoniques d'espace selon le théorème de **Floquet** ^[4-6]. La direction angulaire de chaque harmonique est donnée par la relation :

$$\sin \theta_n = \frac{\beta_{yn}}{K_0} = \frac{\beta_y}{K_0} + \frac{n\lambda_0}{d} \quad (\text{III.3})$$

Avec $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

K_0, λ_0 sont respectivement le nombre et la longueur d'onde en espace libre.
 β_y est la constante de phase relative à l'harmonique $n=0$.

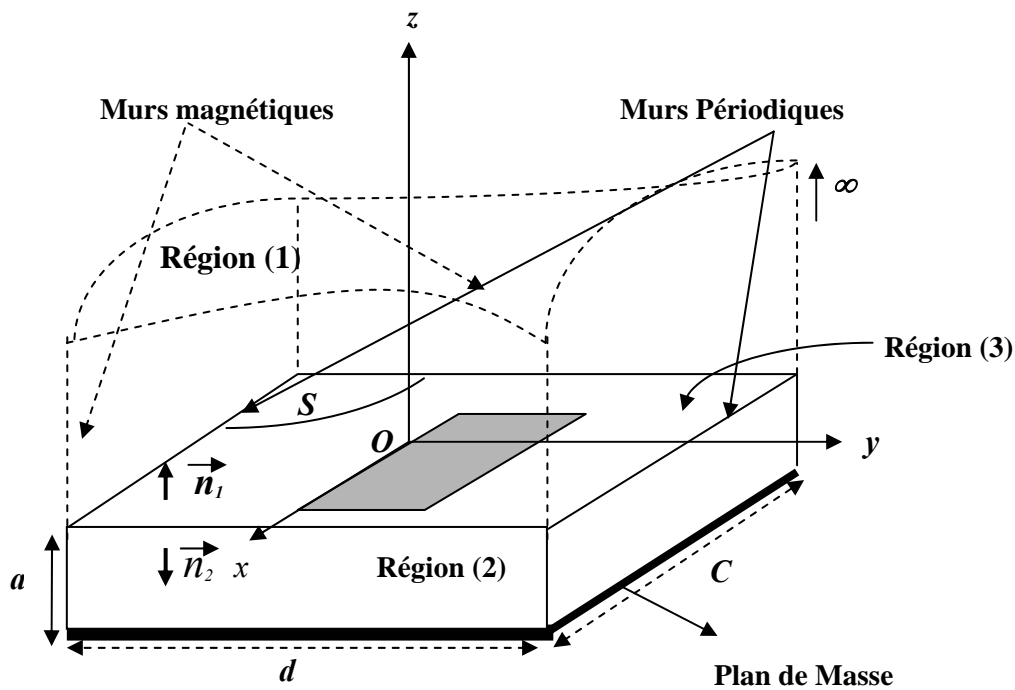


Figure III.2 : Structure rayonnante par période d .

Dans certaines applications, pour éviter les lobes supérieurs (souvent appelés lobes d'ambiguïté), il est recommandé de ne considérer que l'harmonique d'espace $n = -1$. Sa direction angulaire est donnée par :

$$\theta_{-1} = \text{Sin}^{-1} \left(\frac{\beta_{y-1}}{K_0} \right) = \text{Sin}^{-1} \left(\frac{\beta_y}{K_0} - \frac{\lambda_0}{d} \right) \quad (\text{III.4})$$

II. APPLICATION DE LA METHODE DE RESONANCE TRANSVERSE A L'ETUDE D'ANTENNES A ONDES DE FUITE :

Comme il a été mentionné au *chapitre 2*, les méthodes couramment utilisées sont classées en deux familles : les méthodes différentielles qui s'appuient sur la discrétisation dans l'espace de l'équation de propagation et aboutissent à la résolution de systèmes d'équations linéaires. Elles entraînent par suite, l'utilisation d'une très grande place mémoire et des temps de calculs très importants. D'autre part, les méthodes intégrales permettent d'obtenir la solution d'un problème de propagation ou à discontinuités à partir de la détermination des distributions de courants et de champs sur une surface particulière. Ces méthodes sont bien adaptées à la programmation sur micro-ordinateur et nécessitent de faible temps de calcul. Notre choix s'est fixé sur la méthode *de résonance transverse* combinée à la *méthode des moments* (Cf. *Annexe B*), et en particulier celle de **Galerkin**.

Une généralisation de cette méthode par l'introduction du formalisme de l'opérateur admittance^[7] et par suite l'élaboration d'un schéma équivalent systématique et simple reposant sur le concept des fonctions d'essai^[8-11], a été appliquée avec succès à n'importe quelle structure en discontinuités planaires^[12-21].

Un autre aspect plus avantageux, est sa flexibilité à l'analyse de structures en tenant compte des dimensions, de géométries non régulières et plus rigoureusement de la présence de l'excitation (sonde coaxiale, ligne microruban, ligne microruban couplée), etc.

II. 1. Construction de la Ligne de Transmission Equivalente : Schéma Equivalent :

La structure périodique rayonnante est le siège d'ondes de fuite se propageant selon (Oy) et polarisées selon (Oz). La méthode *de résonance transverse* est appliquée après introduction du formalisme des opérateurs (en notation de **Dirac**). Par conséquent, on peut traduire les conditions de continuité imposées par la présence du métal au sein du plan de discontinuité (plan $z = 0$). Ainsi, le champ électrique transverse \vec{E} doit s'annuler sur la partie métallique. A l'inverse, la densité de courant totale \vec{J} liée au champ magnétique doit s'annuler sur l'isolant.

On construit par ailleurs, une ligne de transmission équivalente en identifiant le plan (xOy) au plan transverse et l'axe (Oz) à l'axe longitudinal. Par conséquent, la structure est traitée comme la discontinuité entre une ligne de transmission infinie à milieu homogène ($z > 0$) (*région 1*) et une ligne de transmission court-circuitée ($z < 0$) (*région 2*) (Cf. *Figure III.2*). Pour cela, nous devons d'abord établir un schéma équivalent de la discontinuité (Cf. *Figure III.3*). La fonction d'essai est du type densité de courant électrique $|J\rangle$ définie sur l'ouverture.

Le domaine D (Cf. *Chapitre 2*) peut être le grand guide d'ondes à parois magnétiques et périodiques et le domaine D_e (Cf. *Chapitre 2*) est le guide d'ondes à parois magnétiques dont la section droite est le ruban métallique rectangulaire.

La structure se décompose donc (Cf. *Figure III.2*), en trois régions :

- *Région (1)* représente un guide vide (ϵ_0) rectangulaire infini.
- *Région (2)* représente une portion du guide rectangulaire de hauteur a rempli de diélectrique (ϵ_r) (substrat diélectrique).
- *Région (3)* représente le plan transverse contenant la discontinuité métallique. Ceci correspond à une coupe transverse du petit guide d'ondes rectangulaire à murs magnétiques. Généralement, il peut être de forme quelconque.

Pour étudier cette structure, il faut caractériser les discontinuités présentes. Ce sont :

- La discontinuité entre les *régions (1)* et *(3)*.
- La discontinuité entre les *régions (2)* et *(3)*.

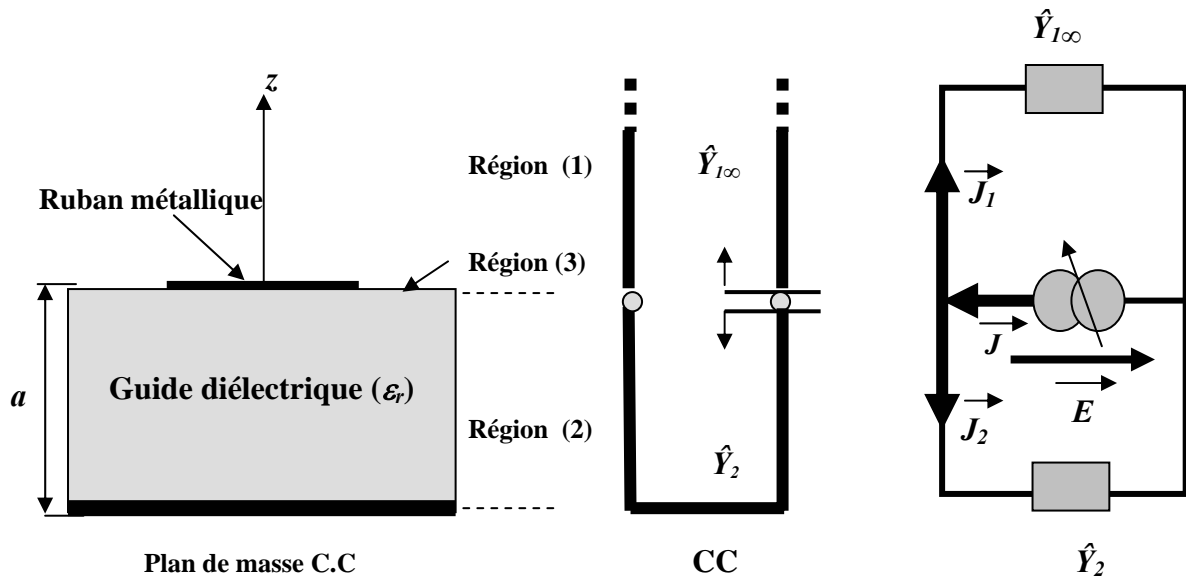


Figure III.3 : Schéma équivalent à la discontinuité.

II. 2. Mise en équation du problème : Equation de continuité

A l'aide du schéma équivalent de la discontinuité de la *figure (III.3)*, on établit les équations relatives à la structure où on définit les opérateurs admittances suivant :

- $\hat{Y}_{1\infty}$ et $\hat{Y}_{2\infty}$: Opérateurs admittance représentant les guides rectangulaires infinis respectivement vide (ϵ_0) et rempli de diélectrique (ϵ_r).
- \hat{Y}_2 : Opérateur admittance du guide diélectrique (ϵ_r) court-circuité à une hauteur a .
- \vec{J} : Densité de courant non nulle sur la partie métallique.
- \vec{E} : Champ électrique défini sur la plaque métallique.

On utilise le formalisme des opérateurs pour écrire formellement les équations de la structure. Ainsi, dans le plan (3) – passage entre la partie (1) et la partie (2) – les composantes tangentielles du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} doivent vérifier les relations de continuité :

$$(\vec{E}_{1t} - \vec{E}_{2t}) \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (III.5)$$

$$\vec{J} = (\vec{H}_{1t} - \vec{H}_{2t}) \wedge \vec{n} \quad (III.6)$$

Le champ électrique \vec{E} et la densité de courant \vec{J} sont reliés à l'opérateur admittance par :

$$\vec{J} = \hat{Y} \vec{E} \quad (\text{III.7})$$

Les conditions de continuité des composantes tangentielles deviennent en utilisant \vec{E} et \vec{J} :

$$\vec{E} = 0 \quad \text{Sur le métal} \quad (\text{III.8.a})$$

$$\vec{J} = 0 \quad \text{Sur le diélectrique} \quad (\text{III.8.b})$$

On rappelle les fonctions complémentaires \hat{H}_M et \hat{H}_I définies de la façon suivante :

$$\hat{H}_M = \begin{cases} 1 & \text{Sur le métal} \\ 0 & \text{Sur l'isolant} \end{cases} \quad \text{et} \quad \hat{H}_I = \begin{cases} 1 & \text{Sur l'isolant} \\ 0 & \text{Sur le métal} \end{cases}$$

Ces fonctions permettent de transformer les relations (III.8.a) et (III.8.b) en relations valables sur toute la *région transverse* (3) de la *figure* (III.3).

$$\hat{H}_M \vec{E} = 0 \quad (\text{III.9.a})$$

$$\hat{H}_I \vec{J} = 0 \quad (\text{III.9.b})$$

Par conséquent, la relation (III.9.b) est vérifiée automatiquement. Cherchons maintenant à vérifier la relation (III.9.a). Le schéma équivalent permet d'écrire les relations ci-dessous :

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 \quad (\text{III.10.a})$$

\vec{J}_1 et \vec{J}_2 les densités de courant de même nature que le champ magnétique \vec{H} (obtenues par une rotation du champ magnétique transverse de $\pi/2$), associées aux plans transverses respectivement entre les *régions* (1-3) et (3-2) et orientées selon les vecteurs normaux \vec{n}_1 et \vec{n}_2 , (Cf. *Figure* III.2) par:

$$\vec{J}_1 = \vec{H}_1 \wedge \vec{n}_1 \quad (\text{III.10.b})$$

$$\vec{J}_2 = \vec{H}_2 \wedge \vec{n}_2 \quad (\text{III.10.c})$$

En notation de **Dirac**, on peut écrire :

$$|J\rangle = |J_1\rangle + |J_2\rangle \quad (\text{III.11.a})$$

avec

$$|J_1\rangle = \hat{Y}_{1\infty} |E\rangle \quad (\text{III.11.b})$$

et

$$|J_2\rangle = \hat{Y}_2 |E\rangle \quad (\text{III.11.c})$$

On obtient alors :

$$|J\rangle = (\hat{Y}_{1\infty} + \hat{Y}_2) |E\rangle \quad (\text{III.12.a})$$

Puisque les opérateurs $\hat{Y}_{1\infty}$ et \hat{Y}_2 sont définis dans le domaine entier de la structure d'antenne définie comme sur la *figure (III.2)*, la somme $(\hat{Y}_{1\infty} + \hat{Y}_2)$ est inversible. On écrira par suite :

$$|E\rangle = (\hat{Y}_{1\infty} + \hat{Y}_2)^{-1} |J\rangle \quad (\text{III.12.b})$$

$$|E\rangle = \hat{Z} |J\rangle \quad (\text{III.12.c})$$

Les relations (III.10.a) et (III.11.a) traduisent la relation de continuité du champ magnétique.

En remplaçant les expressions (III.12.b) et (III.12.c) dans la relation (III.9.a), on obtient l'équation représentative de notre problème:

$$\hat{H}_M |E\rangle = 0 \quad \Rightarrow \quad \hat{H}_M \left[(\hat{Y}_{1\infty} + \hat{Y}_2)^{-1} |J\rangle \right] \quad (\text{III.13.a})$$

$$\Rightarrow \quad \hat{H}_M [\hat{Z} |J\rangle] = 0 \quad (\text{III.13.b})$$

Pour résoudre l'équation (III.13.b), on décompose les opérateurs admittances $\hat{Y}_{1\infty}$ et \hat{Y}_2 ainsi que la densité de courant $|J\rangle$ sur des bases appropriées. Les *régions (1)* et *(2)* étant des portions de guides rectangulaires, nous pouvons utiliser la même base pour décomposer les opérateurs admittances^[17].

Nous choisissons comme base, le champ électrique de ce type de guide qu'on notera $\{e_{mn}^{(1)}\}$ (Cf. *Annexe I* [17]) :

$$e^{TE}_{mn}{}^{(1)}(x, y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\sigma_m}{Cd}} & \frac{\tau_n}{Kc_{mn}} \sin \frac{m\pi}{C} x & e^{-\tau_n y} \\ \sqrt{\frac{\sigma_m}{Cd}} & \frac{1}{Kc_{mn}} \frac{m\pi}{C} \cos \frac{m\pi}{C} x & e^{-\tau_n y} \end{cases} \quad (\text{III.14.a})$$

et

$$e^{TM}_{mn}{}^{(1)}(x, y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\sigma_m}{Cd}} & \frac{1}{Kc_{mn}} \frac{m\pi}{C} \sin \frac{m\pi}{C} x & e^{-\tau_n y} \\ \sqrt{\frac{\sigma_m}{Cd}} & \frac{\tau_n}{Kc_{mn}} \cos \frac{m\pi}{C} x & e^{-\tau_n y} \end{cases} \quad (\text{III.14.b})$$

avec

$$\sigma_m = \begin{cases} 2 & m \neq 0 \\ 1 & m = 0 \end{cases} \quad (\text{III.14.c})$$

$$K_{Cmn}^2 = \left(\frac{m\pi}{C}\right)^2 - \tau_n^2 \quad (\text{III.14.d})$$

$$\tau_n = j\left(k_y + \frac{2n\pi}{d}\right) \quad (\text{III.14.e})$$

Les modes TE_{00} n'existent pas.

Les fonctions de base $\{e_{mn}^{(2)}\}$ choisies dans ce travail pour décomposer l'opérateur impédance sont dérivées à partir de la base $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17] en prenant $k_y=0$ dans le terme τ_n .

L'opérateur impédance résultant s'écrit alors sous la forme :

$$\hat{Z} = (\hat{Y}_{1\infty} + \hat{Y}_2)^{-1} = \sum_{m,n} \frac{\left| e'_{mn}{}^{(2)} \right\rangle \frac{1}{Y_{1\infty mn} + Y_{2mn}} \left\langle e_{mn}{}^{(2)} \right|}{\left\langle e'_{mn}{}^{(2)} \left| e_{mn}{}^{(2)} \right\rangle} \quad (\text{III.15})$$

avec

$$Y_{1\infty}^{TE}{}_{mn} = \frac{\gamma_{1mn}}{j\omega\mu} \quad Y_{2\infty}^{TE}{}_{mn} = \frac{\gamma_{2mn}}{j\omega\mu} \quad (\text{III.15.a})$$

$$Y_{1\infty}^{TM}{}_{mn} = \frac{j\omega\varepsilon_0}{\gamma_{1mn}} \quad Y_{2\infty}^{TM}{}_{mn} = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{\gamma_{2mn}} \quad (\text{III.15.b})$$

$$Y_2^{TM,TE}{}_{mn} = Y_{2\infty}^{TM,TE} \coth(\gamma_{2mn} a) \quad (\text{III.16.a})$$

$$\gamma_{1mn}^2 = K_{Cmn}^2 - K_0^2 \quad (\text{III.16.b})$$

$$\gamma_{2mn}^2 = K_{Cmn}^2 - \varepsilon_r K_0^2 \quad (\text{III.16.c})$$

$$K_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu} \quad (\text{III.16.d})$$

où $\omega=2\pi f$, f et μ sont respectivement la fréquence de travail et la perméabilité du vide.

Dans l'expression (III.15), la base duale $\{e'_{mn}{}^{(2)}\}$ est introduite étant donné que $\{e_{mn}{}^{(2)}\}$ n'est pas orthogonale vu le caractère complexe de k_y . La base duale $\{e'_{mn}{}^{(2)}\}$ est définie à partir de $\{e_{mn}{}^{(2)}\}$ en considérant $\tau_n' = j(k_y^* + 2n\pi/d)$ (Cf. Annexe I^[17]).

II. 3. Fonctions D'Essai :

La densité du courant électrique est répartie sur le ruban métallique (comme est montré sur la *figure III.2*). Dans la littérature, on en trouve plusieurs expressions analytiques pour représenter la densité de courant telle qu'une variation en fonction des coordonnées transversales (x,y) qui tient compte des effets de bords^[22], ou obtenue numériquement en calculant les modes perturbés dans un guide coaxial dont la section transverse est le ruban métallique^[23], ou du type *Roof-Top*^[24], etc.

Ici, nous choisissons la base des fonctions d'essai orthonormée, qu'on notera $\{g_p\}$, formée des modes propres TE et TM d'un guide dont les dimensions sont celles du ruban métallique bordé de murs magnétiques puisque la composante normale de la densité de courant est nulle (Cf. *Chapitre 2, Paragraphe II.3.3*).

On peut alors écrire :

$$|J\rangle = \sum_{p=1}^{N_{fes}} X_p |g_p\rangle \quad (\text{III.17})$$

- p est le couple des indices (k,l) et X_p désigne l'amplitude de la densité de courant dans la base $\{g_p\}$.
- N_{fes} est l'ordre de troncature de la série. Au-delà de ce nombre, le problème converge. Dans ce cas, la solution obtenue s'approche de la solution exacte. Par ailleurs, une étude de convergence en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre N_{fes} de fonctions de test est nécessaire.

Nous choisissons comme base $\{g_p\}$, les champs électriques TE et TM du petit guide d'ondes rectangulaire de dimensions b et W à murs magnétiques (Cf. *Annexe 2* ^[17]).

$$g_{kl}^{TM}(x,y) = \begin{cases} \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{bW}} \frac{k\pi}{W} \sin \frac{k\pi}{b} x \cos \frac{l\pi}{W} y \\ \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{bW}} \frac{l\pi}{b} \cos \frac{k\pi}{b} x \sin \frac{l\pi}{W} y \end{cases} \quad (\text{III.18.a})$$

$$g_{kl}^{TE}(x,y) = \begin{cases} \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{bW}} \frac{l\pi}{W} \sin \frac{k\pi}{b} x \cos \frac{l\pi}{W} y \\ - \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{bW}} \frac{k\pi}{b} \cos \frac{k\pi}{b} x \sin \frac{l\pi}{W} y \end{cases} \quad (\text{III.18.b})$$

$$K_{kl}^2 = \left(\frac{k\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{W}\right)^2 \quad (\text{III.18.d})$$

$$\sigma_{kl} = \begin{cases} 4 & \text{Si } k \neq 0 \text{ et } l \neq 0 \\ 2 & \text{Si } k=0 \text{ ou } l=0 \end{cases} \quad (\text{III.18.c})$$

$$\gamma_{kl}^2 = (K_{kl}^2 - \epsilon_r K_0^2) \quad (\text{III.18.e})$$

II. 4. Représentation matricielle : Méthodes des Moments - Méthode de Galerkin ^[25]

En représentation matricielle, par projection sur les fonctions d'essais $|g_p\rangle$ et $|g_q\rangle$, on obtient le système d'équation homogène suivant:

$$[Z] [X] = [0] \quad (\text{III.19.a})$$

où $[Z]$ est une matrice de terme général :

$$[Z]_{pq} = \langle g_p | \hat{Z} | g_q \rangle \quad (\text{III.19.b})$$

L'équation (III.13.b) est par conséquent équivalente à :

$$\sum_p \sum_q \sum_{m,n} \frac{\langle g_p | e'_{mn}{}^{(2)} \rangle \frac{1}{Y_{1\infty mn} + Y_{2mn}} \langle e_{mn}{}^{(2)} | g_q \rangle}{\langle e'_{mn}{}^{(2)} | e_{mn}{}^{(2)} \rangle} X_q = 0 \quad (\text{III.19.c})$$

Cette équation sera résolue numériquement par l'annulation du déterminant de la matrice réaction $[Z]$, où les séries seront tronquées à un certain rang (déterminé par une étude de convergence).

Nous pouvons alors écrire cette équation sous la forme d'un système matriciel homogène $[Z][X]=0$. Pour cela, il faut calculer les différents produits scalaires figurant dans l'expression (III.19.c).

III. DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT :

III. 1 Définitions :

Le diagramme de rayonnement ou diagramme d'antenne est la représentation des propriétés rayonnantes de l'antenne comme une fonction de la direction angulaire. Le diagramme de rayonnement est mesuré en région lointaine, où la distribution spatiale (angulaire) de la puissance rayonnée ne dépend pas de la distance. Souvent, on mesure et on trace l'intensité du champ ou la puissance reçue.

Les performances de l'antenne sont souvent décrites en termes des principaux plans de référence. Se sont des diagrammes (2D) d'antennes linéairement polarisées, appelés *plan E* (un plan parallèle au vecteur champ électrique \vec{E} et contenant la direction du maximum de rayonnement) et le *plan H* (un plan parallèle au vecteur champ magnétique \vec{H} et contenant la direction du maximum de rayonnement).

Il est souvent difficile d'illustrer les principaux plans sans considérer un exemple spécifique. Il est aussi recommandé pratiquement de coïncider au moins un de ces plans avec l'un des plans géométriques de référence.

III. 2. Méthode Générale de Calcul :

a) Champs Proches :

Pour déterminer le diagramme de rayonnement, on calcule les composantes tangentielles des champs proches à l'ouverture (Cf. *Annexe 3* ^[17]). Sur le ruban métallique le champ électrique est donné par :

$$|E(x, y)\rangle = \sum_p \sum_q [Z]_{pq} X_p |g_p(x, y)\rangle \quad (\text{III.20.a})$$

Sur une période de l'ouverture rayonnante, le champ électrique est exprimé dans la base $\{e_{mn}\}$ du guide vide :

$$|E(x, y)\rangle = \sum_{m,n} \sum_p \sum_q [Z]_{pq} X_p \langle e_{mn}^{(2)} | g_p \rangle |e_{mn}^{(2)}(x, y)\rangle \quad (\text{III.20.b})$$

Les expressions des champs proches $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ sont données en *Annexe 3* ^[17].

b) Champs Lointains :

Considérons le système de coordonnées sphériques représenté sur la *figure (III.4)*.

Le champ rayonné total $\vec{E}(\theta, \phi)$ en zone lointaine, est donné par :

$$\vec{E}(\theta, \phi) = E_\theta(\theta, \phi) \vec{u}_\theta + E_\phi(\theta, \phi) \vec{u}_\phi \quad (\text{III.21})$$

$(\vec{u}_\theta, \vec{u}_\phi)$: Vecteurs unitaires sphériques (Cf. *Figure III.4*).

Les composantes des champs lointains (E_θ, E_ϕ) sont déterminées par la méthode classique de la phase stationnaire ^[26] :

$$E_\theta(\theta, \phi) \propto \left(\tilde{E}_x(\theta, \phi) \cos \phi + \tilde{E}_y(\theta, \phi) \sin \phi \right) \quad (\text{III.22.a})$$

et

$$E_\phi(\theta, \phi) \propto \left(-\tilde{E}_x(\theta, \phi) \sin \phi + \tilde{E}_y(\theta, \phi) \cos \phi \right) \cos \theta \quad (\text{III.22.b})$$

avec $(\check{E}_x, \check{E}_y)$ transformées de **Fourier** des composantes des champs proches sur l'ouverture délimitant les dimensions de l'antenne représentée sur la *figure (III.5)*. Elles sont données par :

$$\tilde{E}_{x,y}(\theta, \phi) = \int_{-C/2}^{+C/2} \left(\int_0^{L_0} E(x,y) e^{-jK_0 \sin\theta \cos\phi x} dx \right) e^{-jK_0 \sin\theta \sin\phi y} dy \quad (\text{III.23})$$

Les expressions des champs lointains $E_\theta(\theta, \phi)$ et $E_\phi(\theta, \phi)$ sont données en *Annexe 4* ^[17].

Cette ouverture rayonnante à ondes de fuite résulte en un faisceau « *fan* » ayant un faisceau étroit dans le *plan E* et un plus large dans le *plan H*.

D'autre part, l'étude des caractéristiques de rayonnement des antennes, tel que l'impédance d'entrée, la polarisation, le niveau des lobes secondaires, le gain, la direction du faisceau et sa largeur, le rendement de rayonnement, doivent respecter certaines spécifications. Dans le cas des antennes à ondes de fuites, leurs expressions sont fonction de la constante de propagation complexe k_y ^[27-28].

Une expression approchée de la largeur à mi-puissance $\theta_{3dB}(\text{rd})$ est donnée ^[27-28] par:

$$\theta_{3dB}(\text{rd}) = 2 \frac{1}{\cos\left(\frac{\beta y}{K_0}\right)} \left(\frac{\alpha}{K_0}\right) \quad (\text{III.24})$$

Il est noté à partir de (III.24) que pour des valeurs plus petites de α , de plus petites largeurs θ_{3dB} sont obtenues. Ainsi, un faisceau très étroit peut être obtenu à n'importe quelle direction angulaire par un choix suffisant de la valeur de α très petite. Cependant, une large constante d'atténuation α induit une ouverture effective plus courte de telle manière que le faisceau principal est plus large.

Etant donné que la puissance rayonne continûment le long de la longueur, le champ produit par l'ouverture de l'antenne à ondes de fuite avec une géométrie strictement uniforme décroît lentement (décroissance lente). Par suite, le niveau des lobes secondaires est important. L'existence des lobes secondaires est essentiellement dû au fait que la structure est finie le long de l'axe (Oy).

Par ailleurs, le rendement s'exprime par ^[27-28] :

$$\eta(\%) = 100 (1 - e^{-2\alpha L_0}) \quad (\text{III.25})$$

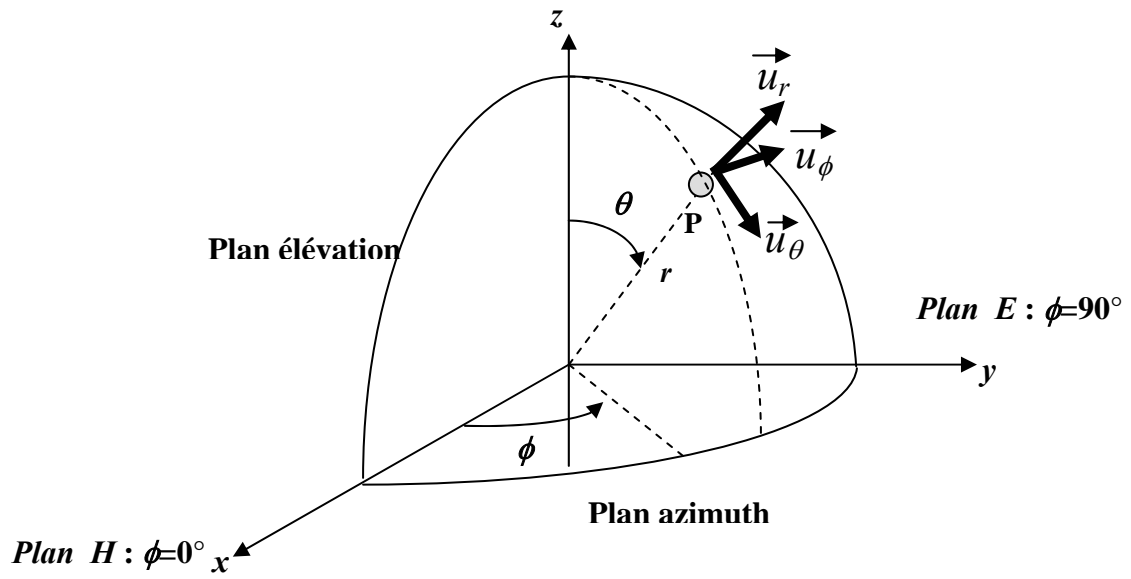


Figure III. 4 : Système de coordonnées sphériques.

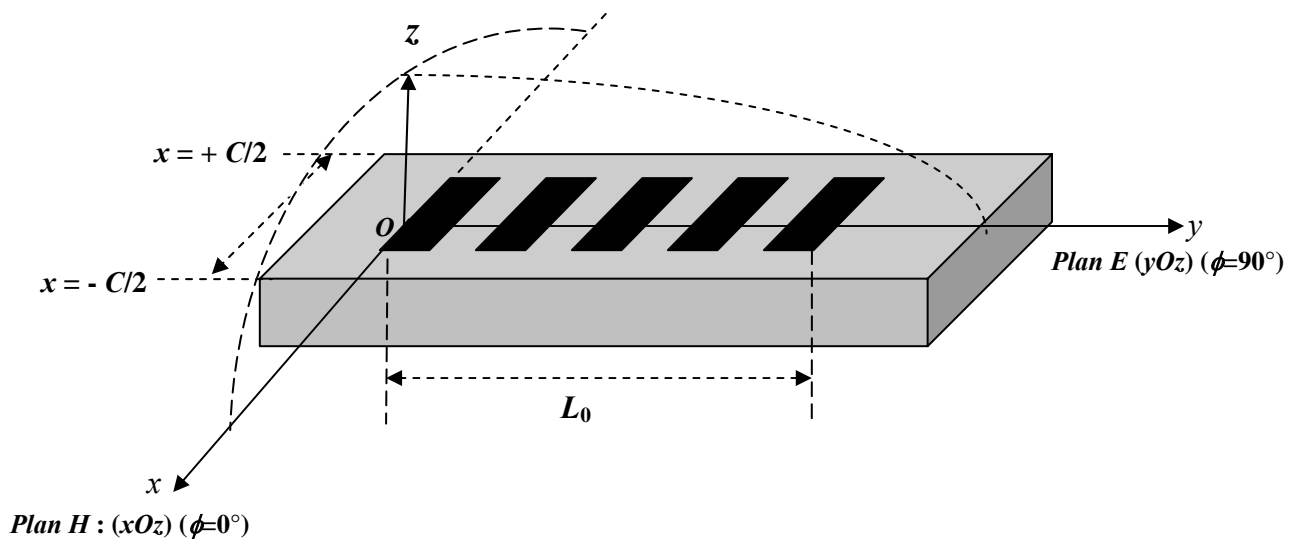


Figure III. 5 : Ouverture rayonnante de l'antenne.

IV. RESULTATS NUMERIQUES- INTERPRETATIONS ET DISCUSSIONS :

L'organigramme se compose de deux sous-programmes de calcul : Le premier consiste à la recherche de la constante de propagation complexe k_y . Le deuxième consiste à la détermination du champ proche et lointain associés à la distribution sur l'ouverture donnée.

IV. 1. Description du Programme de Calcul de la Constante de Propagation Complexe:

Le problème formulé est résolu sur ordinateur numérique. En effet, le système matriciel obtenu par méthode de **Galerkin**^[25], est réduit à une équation à inconnue complexe ($\text{Det}([Z])=0$). La constante de propagation complexe est déterminée en deux étapes, la première consiste à l'estimation de β_y ($k_y = \beta_y$, $\alpha = 0$) qui minimise le module du $\text{Det}([Z])$. Quant à la deuxième étape, elle consiste à la détermination de α ($k_y = \beta_y - j\alpha$) qui minimise le module du $\text{Det}([Z])$. Ainsi un processus itératif est généré. La convergence de k_y est obtenue après stabilisation de la valeur calculée.

IV. 2. Etude de Convergence :

En premier lieu, une étude de convergence est élaborée dans la mesure où elle permet de fixer ultérieurement le nombre des éléments de $\{e_{mn}^{(2)}\}$ et le nombre des fonctions de test $\{g_p\}$. La variation de β_y et α normalisées à K_0 sont représentées en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai. L'étude porte sur une antenne fonctionnant en bande millimétrique ($f_0=80\text{GHz}$, $\lambda_0=3.75\text{mm}$), de dimensions ($\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$).

Sur les figures (III.7.a) et (III.7.b), les parties réelle et imaginaire du déterminant sont données en fonction de la constante de propagation complexe k_y/K_0 . On remarque que la convergence de la partie réelle β_y/K_0 est plus rapide que celle de la partie imaginaire α/K_0 . Une bonne convergence est pour un nombre de fonctions d'essai supérieure à 6 pour la partie réelle de la constante de propagation β_y/K_0 . Par contre, pour la partie imaginaire de la constante de propagation, le nombre de fonctions d'essai doit être supérieure à 10. Pour le nombre de couples (m,n), une bonne convergence est obtenue pour un nombre supérieur à 3000. On remarque bien la valeur minimale du déterminant pour la valeur de la constante β_y/K_0 et son annulation pour la valeur de α/K_0 recherchées selon l'algorithme convergent développé.

Le déterminant de la matrice $[Z]$ est représenté en fonction de β_y/K_0 sur les figures (III.8.a) et (III.8.b) et en fonction de α/K_0 sur la figure (III.8.c) au voisinage de la convergence (minimum du déterminant).

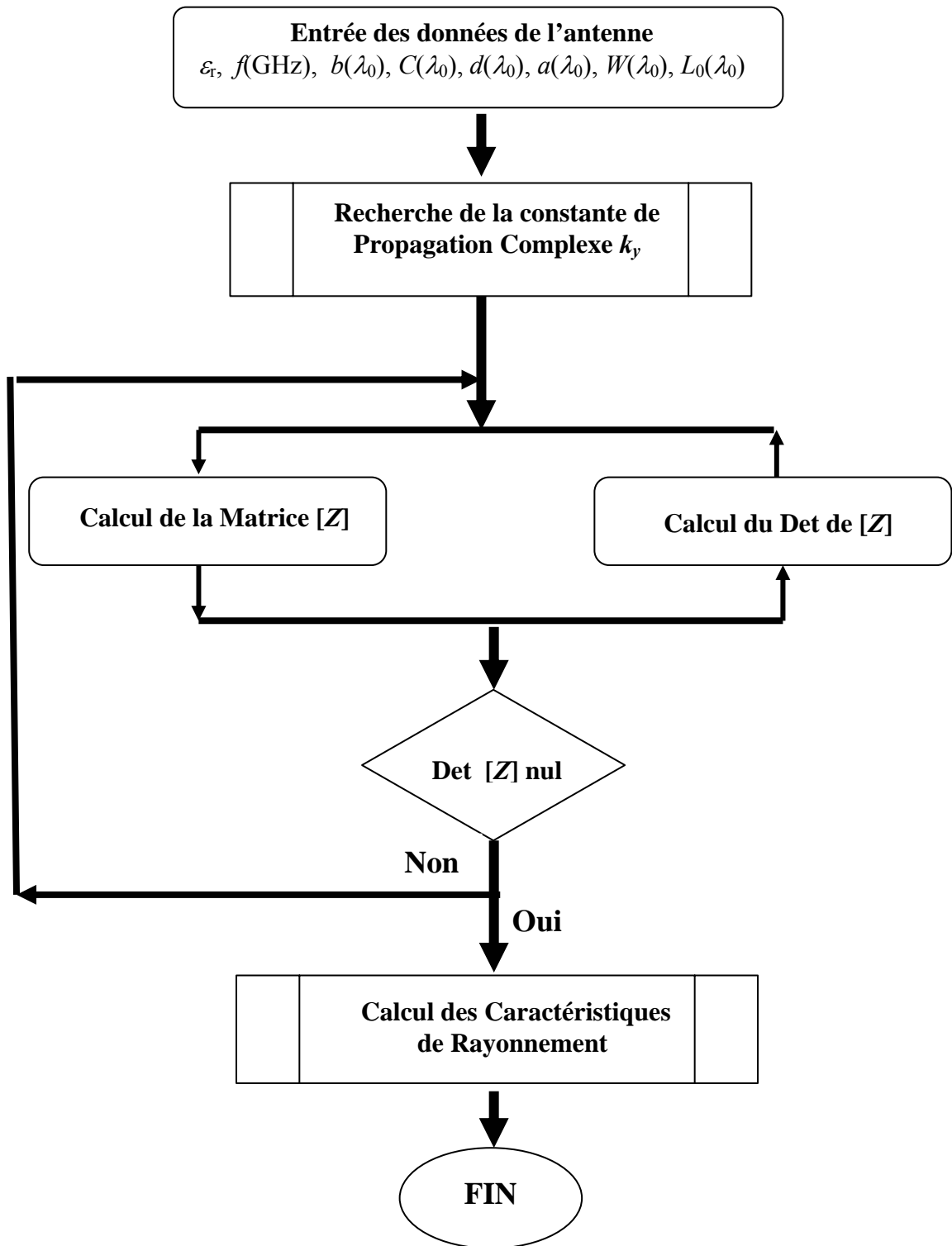
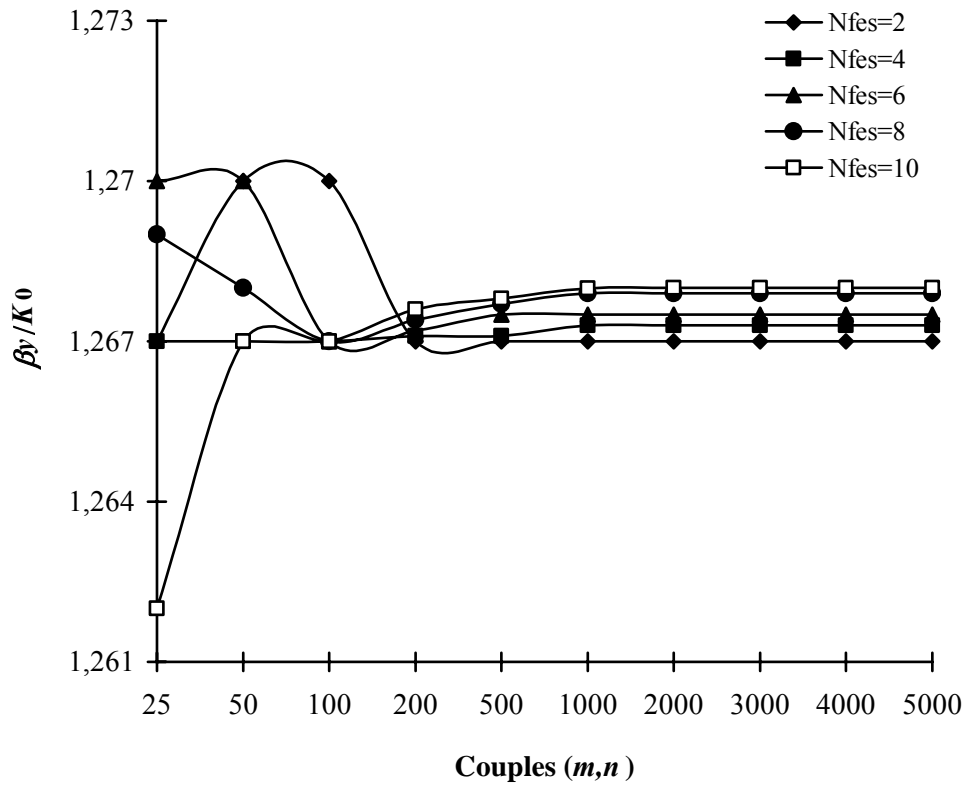
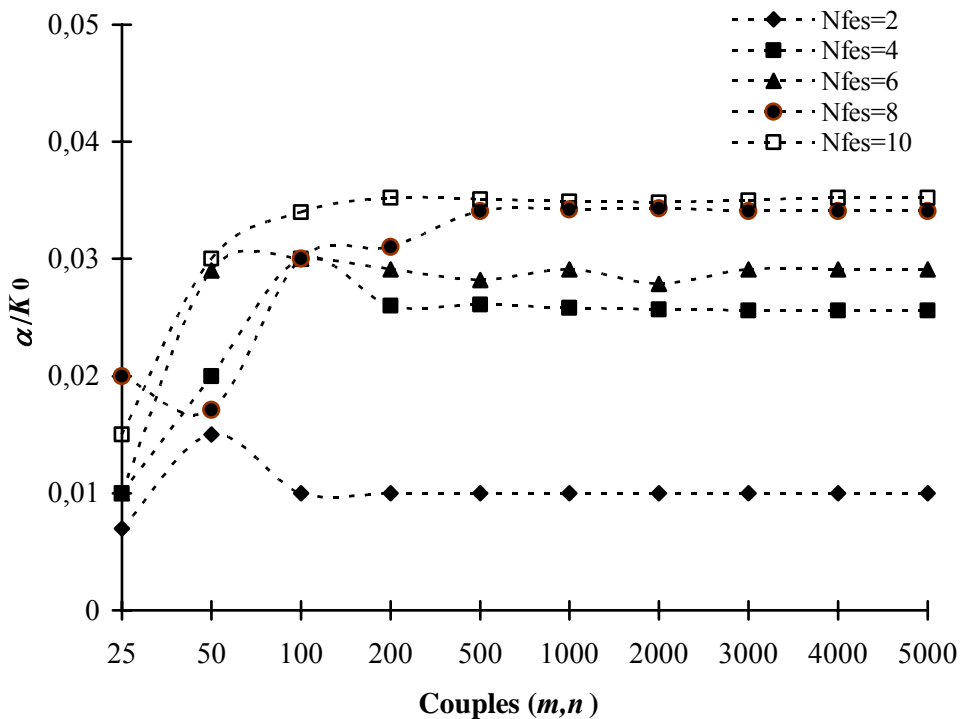


Figure III. 6 : Organigramme du programme de calcul de la constante de propagation et du diagramme de rayonnement.

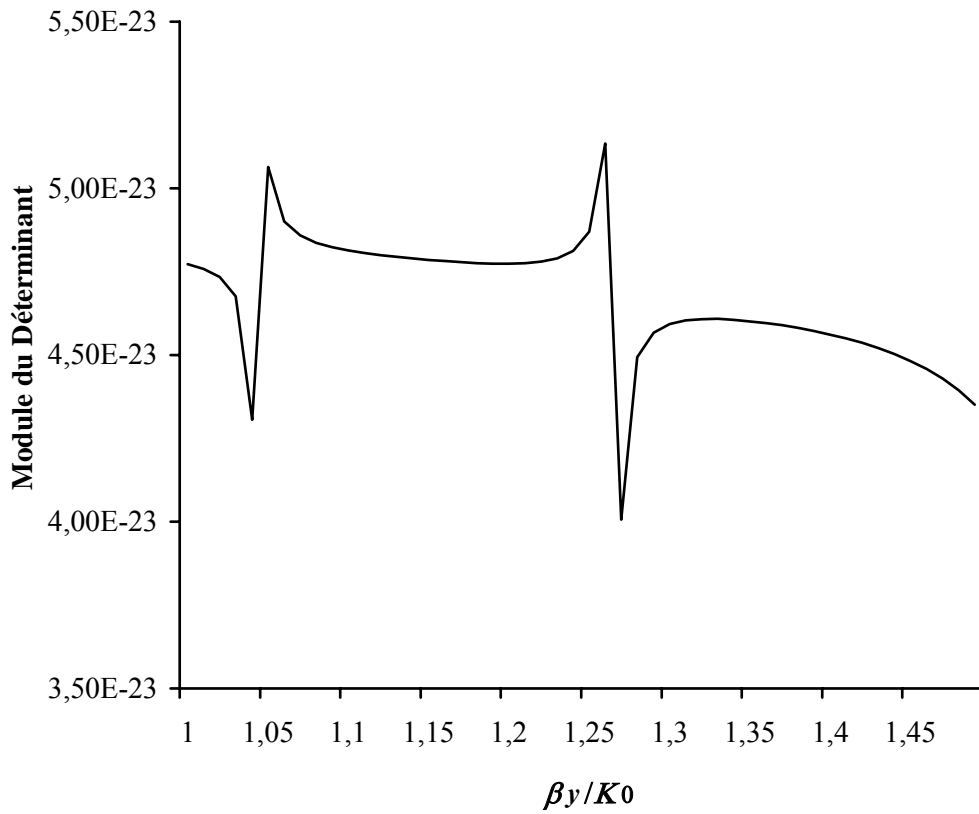


(a)

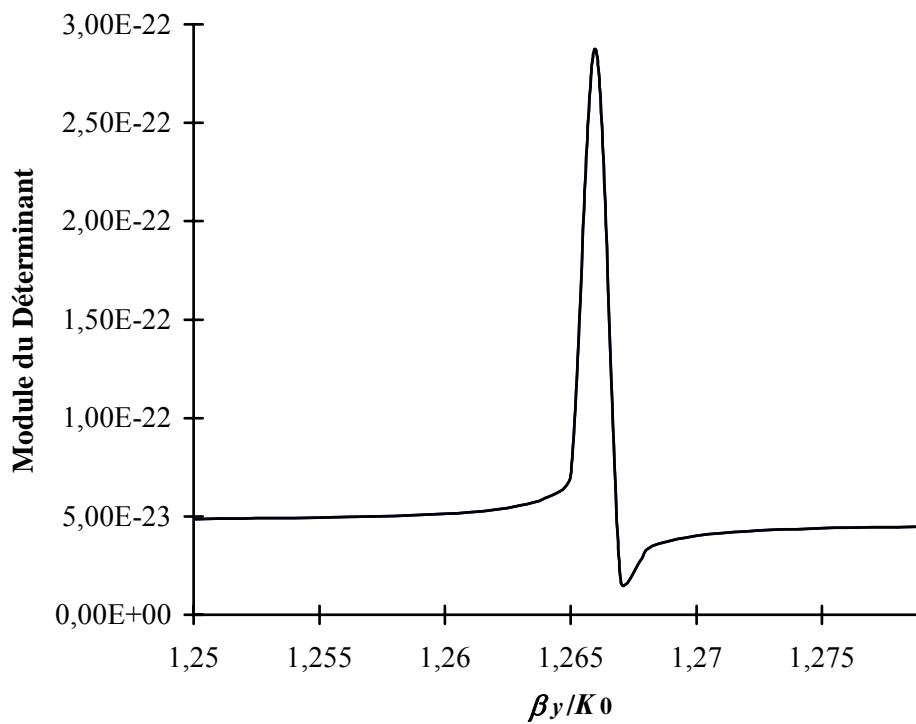


(b)

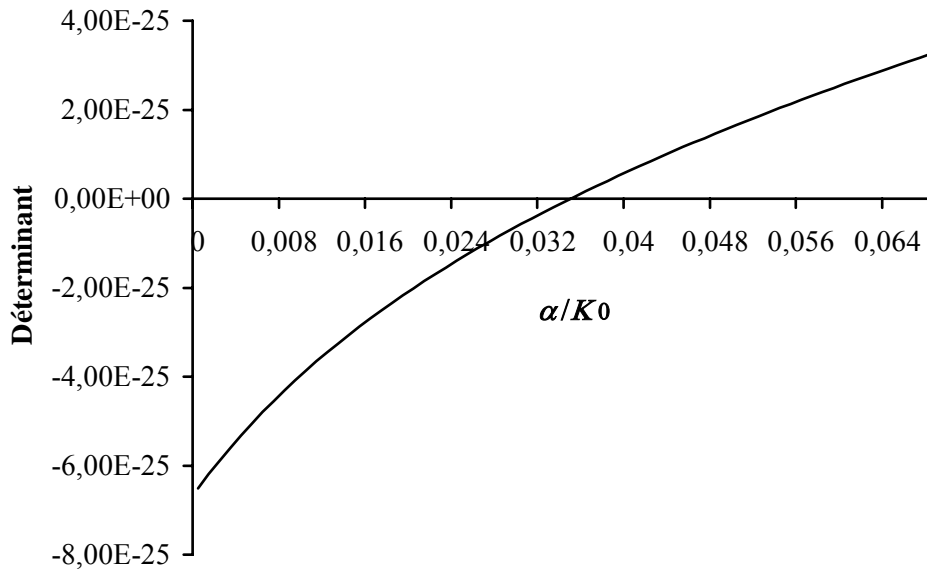
Figure III. 7 : Variation de la partie réelle (β_y/K_0) (a) et imaginaire (α/K_0) (b) de k_y , en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai $Nfes$.
 $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).



(a)



(b)



(c)

Figure III. 8 : Variation du module (a) ,(b) et (c) du déterminant de la matrice $[Z]$ en fonction des parties réelle et imaginaire de la constante de propagation $k_y = \beta_y - j\alpha$.

Sur la *figure (III.9)*, une illustration du temps de calcul des éléments de la matrice $[Z]$ pour les deux types de fonctions d'expansion $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17] et $\{e_{mn}^{(2)}\}$. Les nombres de fonction d'essai choisis sont 2 et 10. Plus le nombre de couples (m,n) augmente plus le temps de calcul augmente. Une bonne amélioration de ce dernier est notée pour le deuxième type de fonctions d'expansion $\{e_{mn}^{(2)}\}$, ce qui justifie notre choix pour les exemples simulés par la suite.

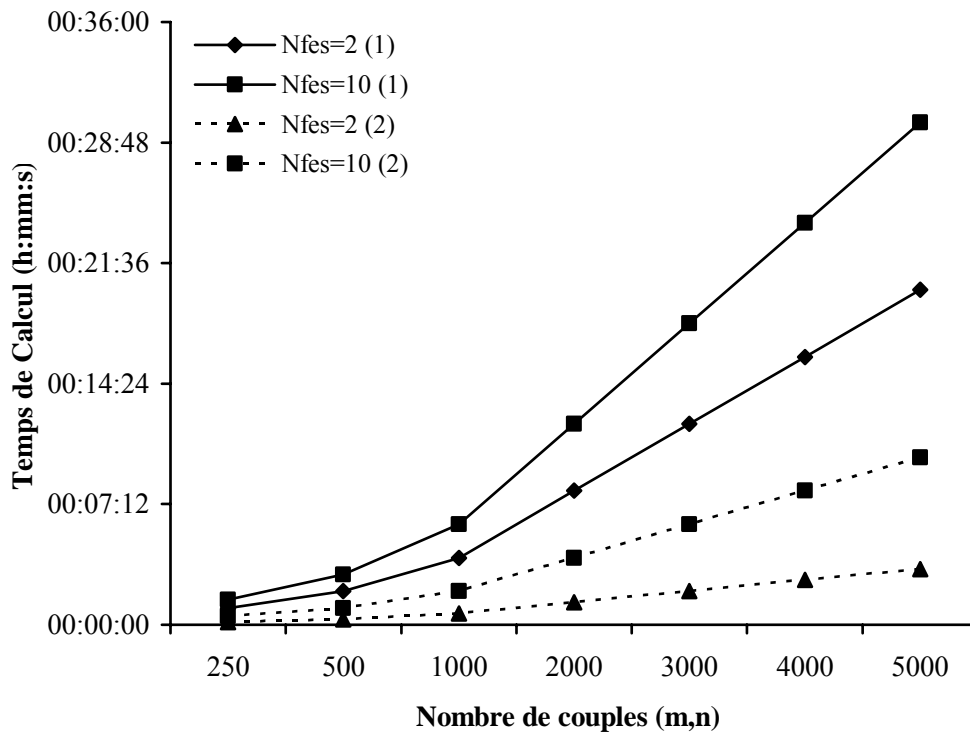


Figure III. 9 : Temps de calcul de la matrice $[Z]$ pour les fonctions d'expansion $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17] et $\{e_{mn}^{(2)}\}$ en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonction d'essai $Nfes$.
 $\epsilon_r=2.5, b=C=0.734\lambda_0, a=0.32\lambda_0, d=0.667\lambda_0, W=0.3307\lambda_0, f=80\text{GHz}, (\lambda_0=3.75\text{mm à }f_0=80\text{GHz})$.

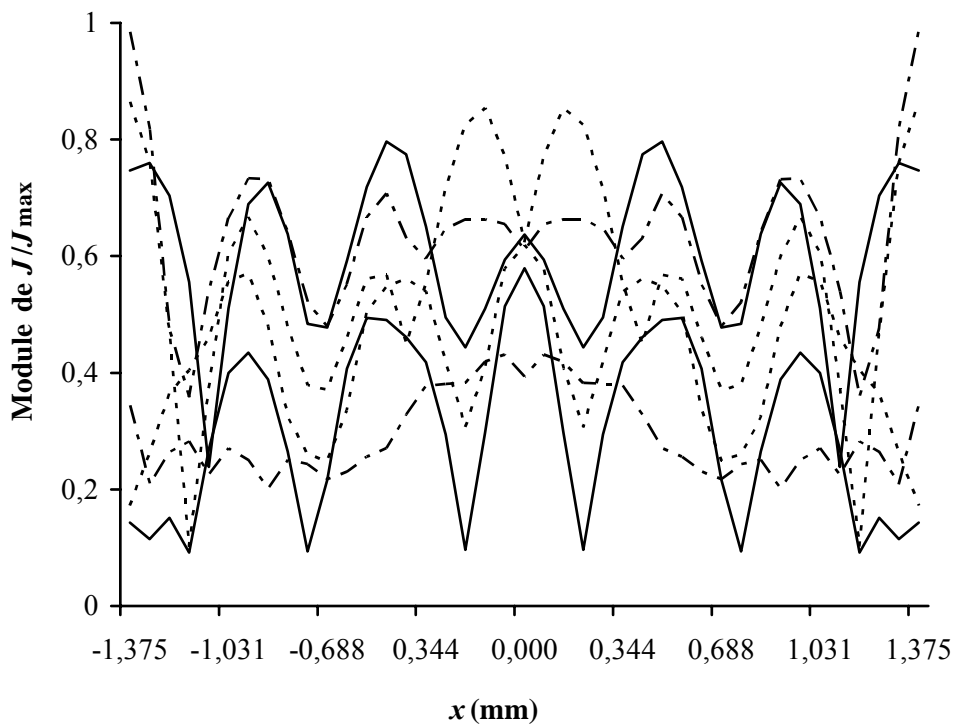
Sur le *tableau (III.1)*, l'erreur en (%) entre les constantes de propagation complexe pour les deux types de fonctions d'expansion $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17] et $\{e_{mn}^{(2)}\}$ sont données. Cette dernière a tendance à diminuer lorsque le nombre de couples (m,n) et le nombre de fonctions d'essai N_{fes} augmentent. Ainsi, une bonne concordance entre les deux cas est obtenue.

	2 fonctions d'essai et 1000 couples (m,n)	4 fonctions d'essai et 2000 couples (m,n)	8 fonctions d'essai et 2000 couples (m,n)	10 fonctions d'essai et 3000 couples (m,n)
Erreur (%) Base $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17] / Base $\{e_{mn}^{(2)}\}$	Partie réelle : 4.152 Partie imaginaire : 3.185	Partie réelle : 3.601 Partie imaginaire : 2.148	Partie réelle : 1.521 Partie imaginaire : 1.131	Partie réelle : 1.521 Partie imaginaire : 1.131

Tableau III. 1 : Erreur de calcul entre les deux types de fonctions d'expansion en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai.

$\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, $(\lambda_0=3.75\text{mm à }f_0=80\text{GHz})$.

Sur la *figure (III.10)*, une illustration du module de la densité de courant électrique J^2 normalisée déterminée par la méthode de *résonance transverse* et définie sur la partie métallique selon les deux directions (Ox) (a) et (Oy)(b) est donnée. On note bien que cette quantité, choisie comme fonction d'essai est maximale sur la partie métallique, son domaine de définition D_e .



(a)

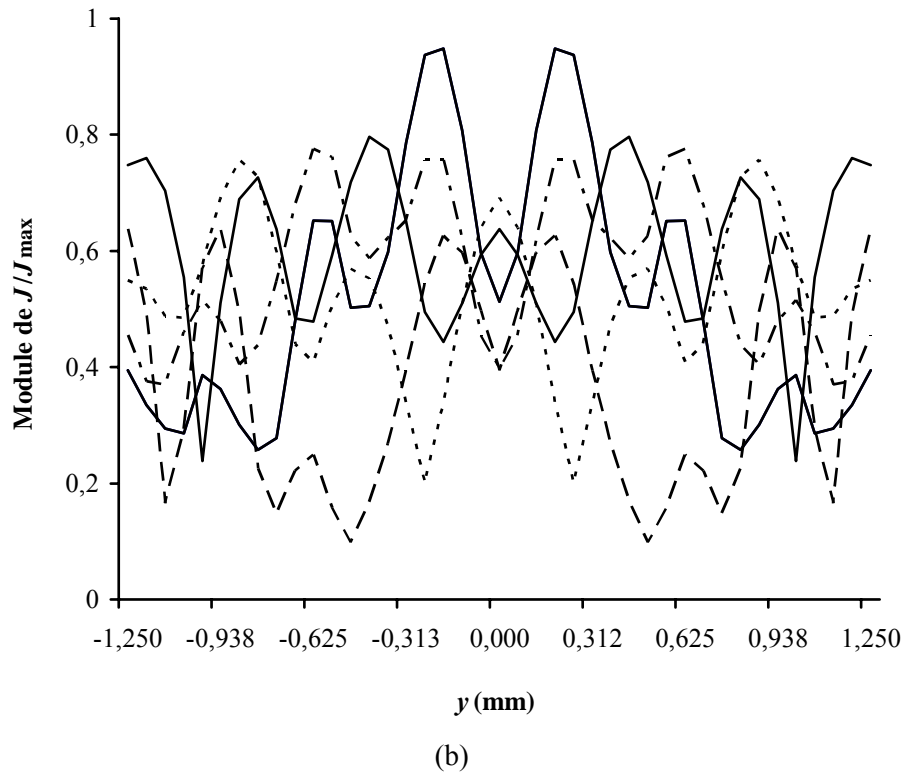


Figure III. 10 : Représentation de la densité de courant J normalisée sur l'ouverture rayonnante :
 (a) selon l'axe (Ox) et (b) selon l'axe (Oy).

$\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80\text{GHz}$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

IV. 3. Résultats Numériques et Comparaison:

IV. 3. 1. Comparaison et Validation de la Méthode :

Afin de valider notre méthode de résolution, plusieurs comparaisons sont élaborées avec d'autres travaux, en particulier pour les résultats théoriques obtenus par les deux types de fonctions d'expansion ou fonctions de base théoriques $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17], $\{e_{mn}^{(2)}\}$ et les valeurs théoriques et expérimentales obtenues dans [22]. En effet, sur les figures (III.11), (III.12) et (III.13), la variation de la direction angulaire $\theta_1(^{\circ})$ en fonction de la fréquence en bande millimétrique [70-88GHz], Ku [14-16GHz] et X [8-12GHz] sont données. Une bonne concordance entre les valeurs calculées et mesurées pour certaines valeurs de la fréquence. Des erreurs pour les autres valeurs sont aussi notées. Pour la première bande millimétrique, le balayage obtenu respectivement par $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17], $\{e_{mn}^{(2)}\}$ et expérience [22] présentent des ouvertures angulaires de 28.75° , 23.2° et 25.1° . Par contre, en bande Ku, le balayage obtenu respectivement par $\{e_{mn}^{(1)}\}$ [17], $\{e_{mn}^{(2)}\}$, la théorie et l'expérience développées dans [22] présentent des ouvertures angulaires de 23° , 22.76° , 22 et 21° . Quand à la bande X, le balayage obtenu respectivement par $\{e_{mn}^{(2)}\}$, la théorie et l'expérience dans [22] présentent des ouvertures angulaires de 32.8° , 25° et 26° .

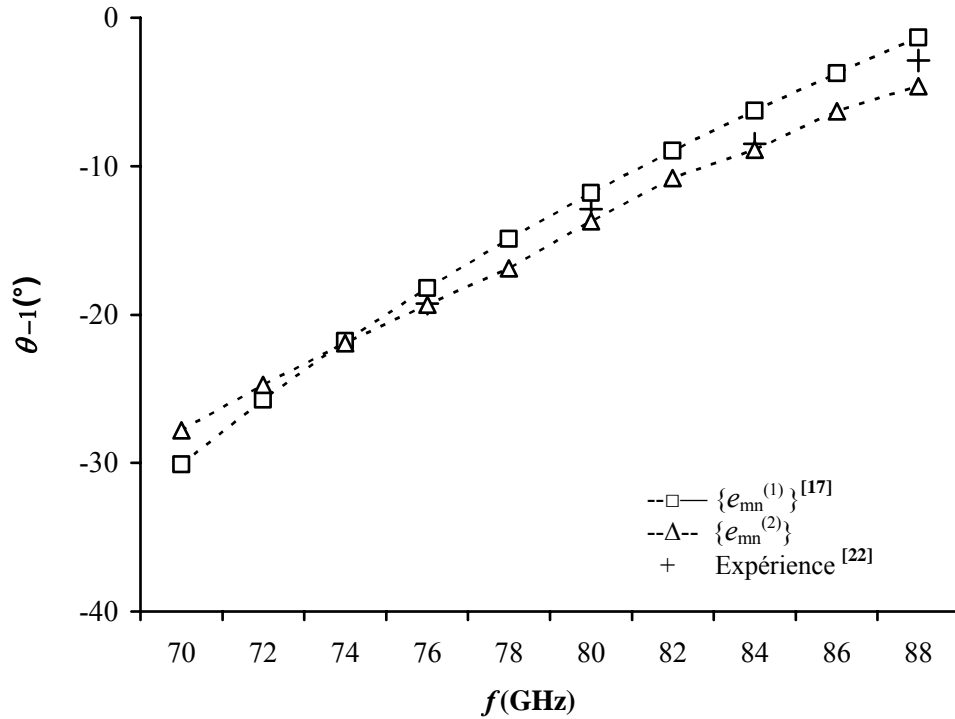


Figure III.11 : Comparaison de la direction du faisceau principal θ_1 (°) en fonction de la fréquence en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.45$, $b=C=0,8\lambda_0$, $W=0.338\lambda_0$, $a=0.387\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}, f_0=80\text{GHz}$).

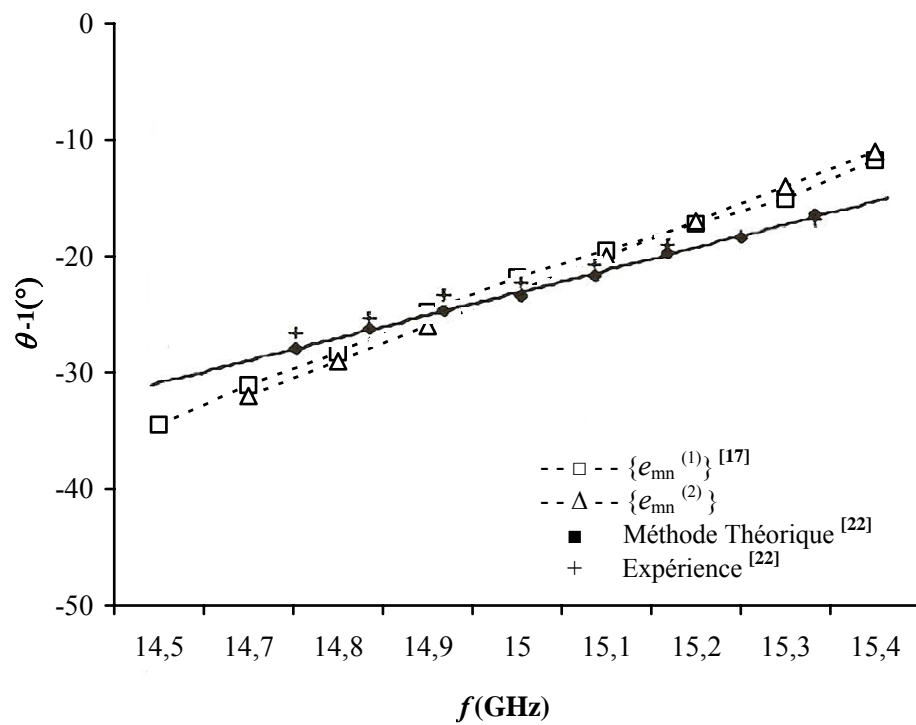


Figure III.12 : Comparaison de la direction du faisceau principal θ_1 (°) en fonction de la fréquence en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}, f_0=15\text{GHz}$).

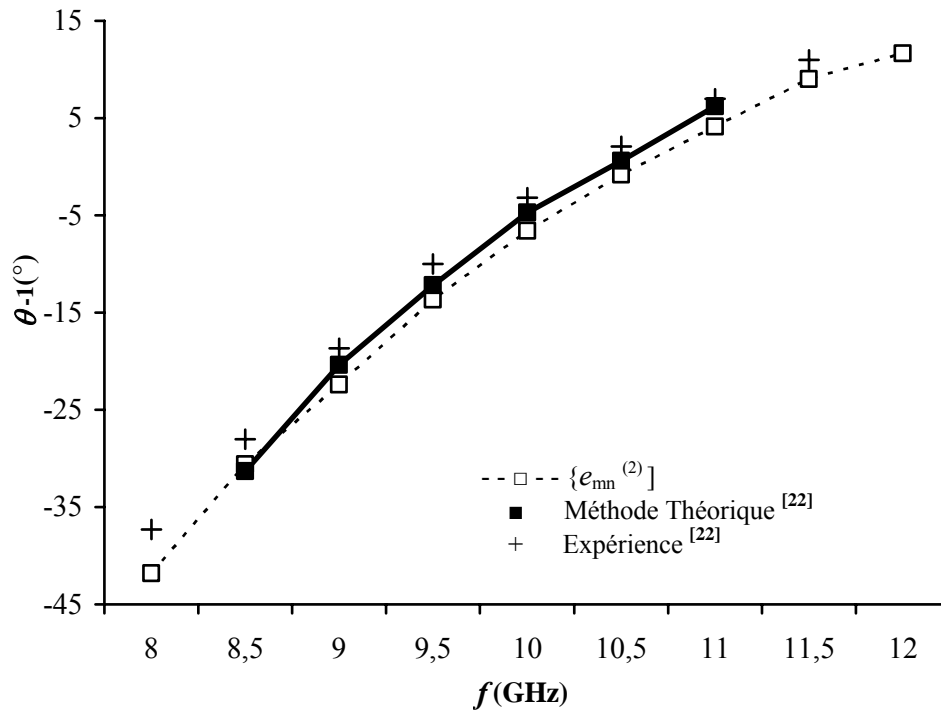


Figure III.13 : Comparaison de la direction du faisceau principal θ_{-1} (°) et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande X.

$\epsilon_r=2.54$, $b=C=0.762\lambda_0$, $a=0.337\lambda_0$, $W=0.334\lambda_0$, $d=0.7\lambda_0$. ($\lambda_0=30\text{mm}$ à $f_0=10\text{GHz}$).

Par ailleurs, respectivement sur les figures (III.14) et (III.15), des comparaisons entre les largeurs à mi-puissance $\theta_{3\text{dB}}$ (°) obtenues dans les différents cas cités en haut sont illustrées en fonction de la largeur des rubans métalliques $W(\lambda_0)$ et du nombre de rubans métalliques N_{ruban} .

Sur la figure (III.14), $\theta_{3\text{dB}}$ (°) à $f=15\text{GHz}$ présente une croissance monotone en fonction de la largeur des rubans métalliques $W(\lambda_0)$. Ceci justifie la relation liant la largeur à mi-puissance à la constante d'atténuation α donnée par (III.24), puisque cette dernière augmente avec $W(\lambda_0)$. Par ailleurs, $\theta_{3\text{dB}}$ (°) est inversement proportionnelle à $L_0 = N_{\text{ruban}} d$, comme montré sur la figure (III.15).

Sur la figure (III.16), une comparaison entre les diagrammes de rayonnement en bande Ku pour $N_{\text{ruban}}=31$ à $f=15\text{GHz}$ est présentée. Les courbes calculées par les fonctions de base $\{e_{mn}^{(2)}\}$ et les diagrammes théoriques et expérimentaux obtenus dans [22] se confondent particulièrement au voisinage du faisceau principal sur une ouverture angulaire voisine de 20° . Une bonne concordance est notée pour la position du maximum du champ rayonné à -23° . Le niveau du premier lobe secondaire est à 13dB au dessous du niveau du faisceau principal

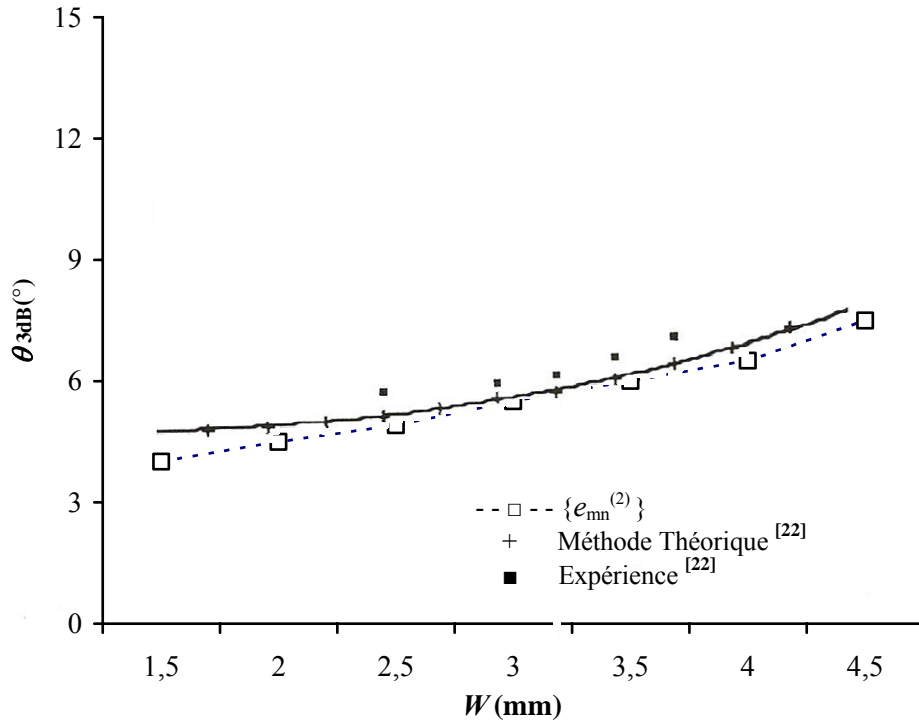


Figure III.14 : Comparaison de la largeur à mi-puissance θ_{3dB} (°) en fonction de la largeur des rubans W (mm) en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. $f=15\text{GHZ}$, $N_{\text{ruban}}=31$. ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f_0=15\text{GHZ}$).

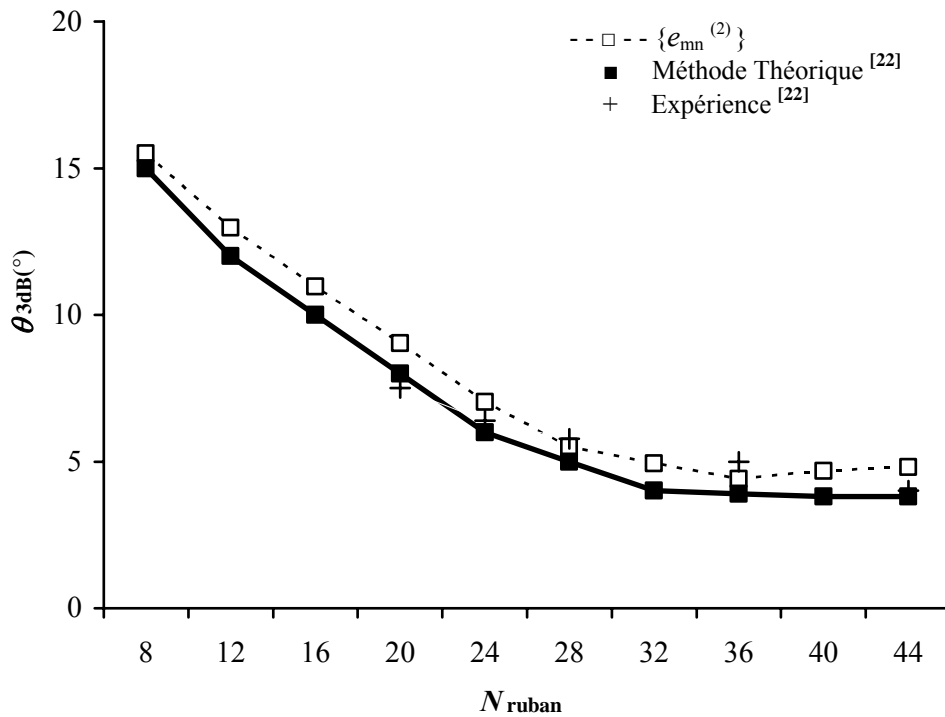


Figure III.15 : Comparaison de la largeur à mi-puissance θ_{3dB} (°) en fonction du nombre de rubans N_{ruban} en bande Ku. $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f_0=15\text{GHZ}$).

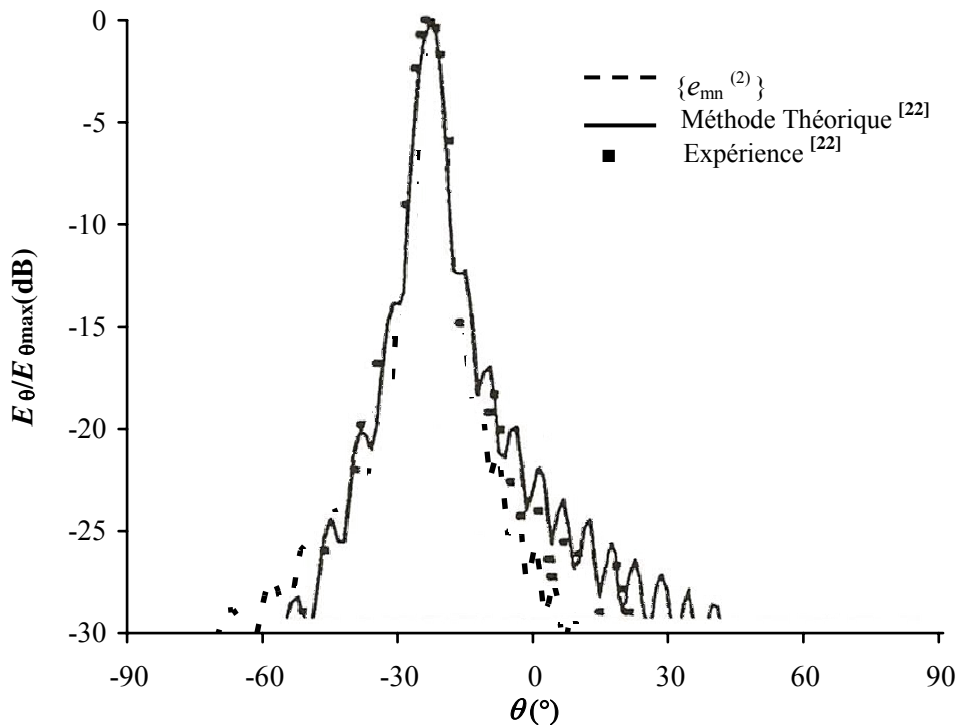


Figure III. 16 : Comparaison des diagrammes de rayonnement en bande Ku.
 $\epsilon_r=13$, $b=C=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.165\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $N_{\text{ruban}}=31$ à $f=15\text{GHz}$.
 $(\lambda_0=20\text{mm}, f_0=15\text{GHz})$.

IV. 3. 2. Variations des Paramètres Géométriques :

On propose dans ce paragraphe d'étudier la variation de (β_{y-1}/K_0) et (α/K_0) et des caractéristiques de rayonnement en fonction des paramètres géométriques d , b , W , L_0 et la fréquence de travail f . L'antenne sous étude en bande millimétrique a pour dimensions $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $(\lambda_0=3.75\text{mm à } f_0=80\text{GHz})$.

En premier, sur la *figure (III.17)*, le balayage électronique du faisceau principal est démontré en bande millimétrique où l'ouverture est de 82.33° . Un pas de 1GHz entraîne par suite un saut angulaire de 5° . En plus, lorsque la fréquence augmente, la position angulaire du faisceau principal arrière de l'harmonique $n=-1$ se déplace vers l'avant à droite. Quand à la constante d'atténuation normalisée α/K_0 subit une décroissance monotone avec la fréquence.

Sur la *figure (III.18)*, on remarque qu'au fur et à mesure que d croit (ou respectivement décroît), l'angle de dépointage est décalé vers la droite (ou respectivement vers la gauche), étant donné la relation (III.4) liant $\theta_1(^\circ)$ à d . Ceci justifie aussi la décroissance de (α/K_0) quand d augmente, puisque pour une longueur d'antenne, les motifs métalliques seront éloignés les uns des autres. Ceci permet de diminuer le couplage électromagnétique entre eux, dû essentiellement aux réflexions sur les bords du métal et qui est pratiquement très fort pour des rubans très proches. Pour les valeurs de d à $0.534\lambda_0$, $0.667\lambda_0$ et $0.8\lambda_0$, l'ouverture angulaire a tendance à diminuer respectivement, de 48.06° , 37.22° et 28.21° . Ceci se justifie par le faible couplage entre les rubans métalliques avec l'augmentation de d .

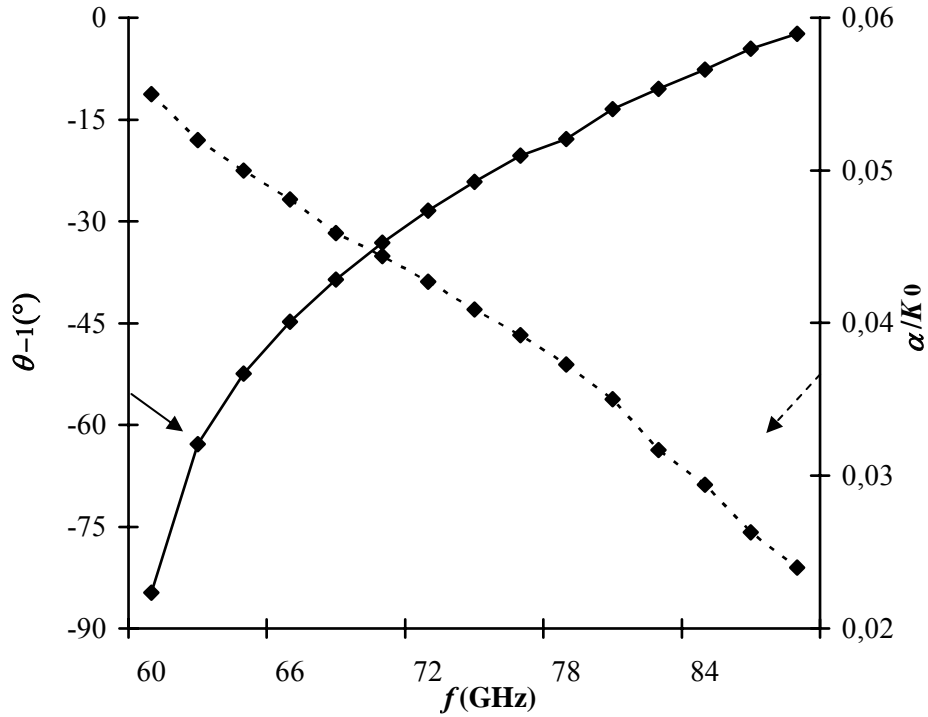


Figure III.17 : Variation de la direction du faisceau principal θ_{-1} (°) et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

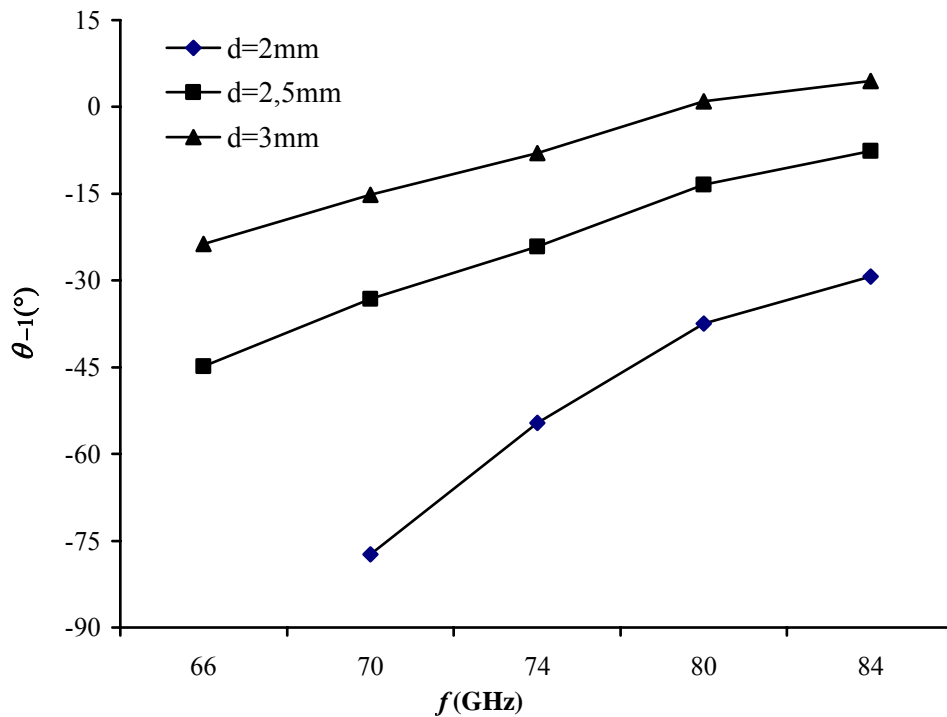


Figure III.18 : Variation de la direction du faisceau principal θ_{-1} (°) en fonction de la fréquence en bande millimétrique pour différentes valeurs de $d(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur les *figures (III.19) et (III.20)*, l'influence des dimensions des rubans métalliques uniformes identiques et par suite la surface rayonnante sur les variations des constantes normalisées de phase β_y/K_0 et d'atténuation α/K_0 est mise en évidence pour différentes valeurs de la fréquence.

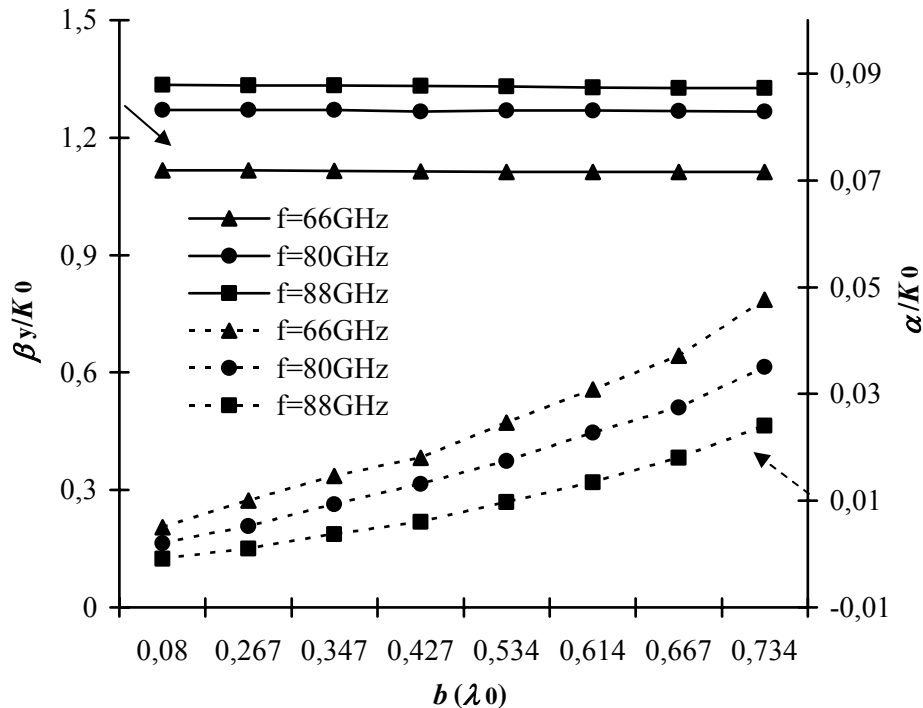


Figure III. 19 : Variation de β_y/K_0 et α/K_0 en fonction de $b(\lambda_0)$ en bande millimétrique $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Pour les variations de la constante de propagation complexe en fonction de la dimension $b(\lambda_0)$ représentée sur la *figure (III.19)*, il est noté une constante de phase quasi-uniforme dans l'intervalle $0.08\lambda_0$ à $0.734\lambda_0$.

D'autre part, sur la *figure (III.20)*, pour $W(\lambda_0)$ compris entre $0.134\lambda_0$ et $0.347\lambda_0$, la constante de phase β_y/K_0 présente une variation presque constante. Ainsi, la propagation du mode fondamental dans le guide diélectrique n'est pas perturbée. Une nette décroissance est notée au-delà de la valeur $0.347\lambda_0$. En ce qui concerne les variations de α/K_0 , une augmentation est toujours remarquée lorsque $W(\lambda_0)$ augmente.

Cette étude est élaborée, dans la mesure où elle nous donne des informations sur le choix judicieux des limites inférieure et supérieure de $W(\lambda_0)$ et $b(\lambda_0)$ nécessaires au cadre d'étude d'antennes à ondes de fuite non uniformes, détaillé dans le *chapitre 4*.

Sur la *figure (III.21)*, de la même manière, les variations de la constante de propagation complexe en fonction de $C(\lambda_0)$ sont données. Ainsi, comme on peut s'attendre, l'effet de la largeur du guide C est évidente sur la constante de propagation complexe et en particulier, la constante de phase normalisée β_y/K_0 est perturbée contrairement aux variations en fonction de $b(\lambda_0)$ et $W(\lambda_0)$. Par conséquent, plus de pertes sont générées par l'augmentation de la dimension transversale du guide d'ondes.

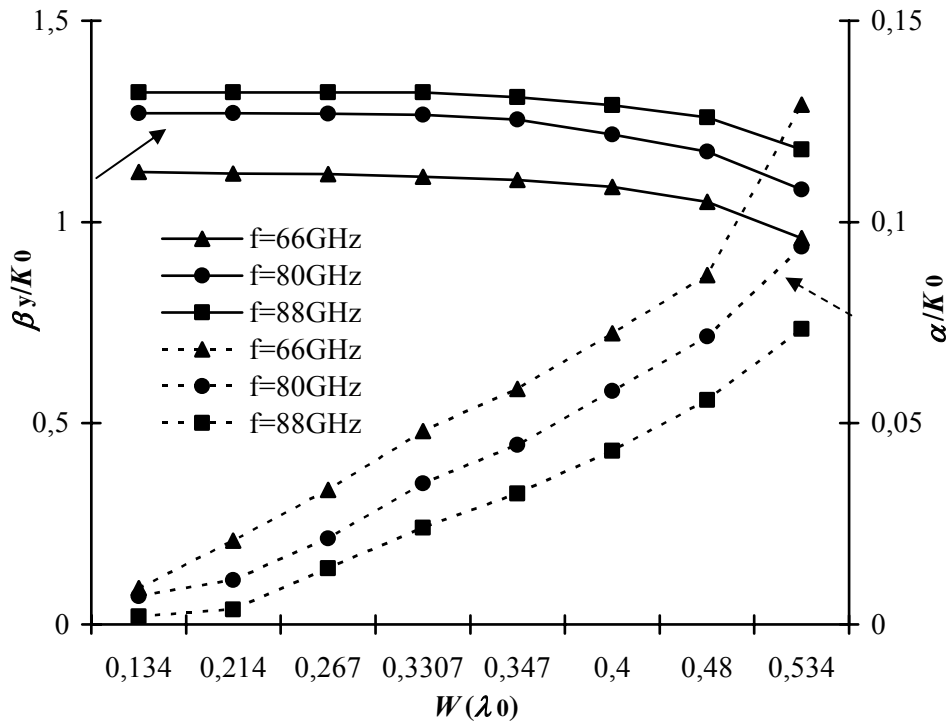


Figure III.20 : Variation de β_y/K_0 et α/K_0 en fonction de $W(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

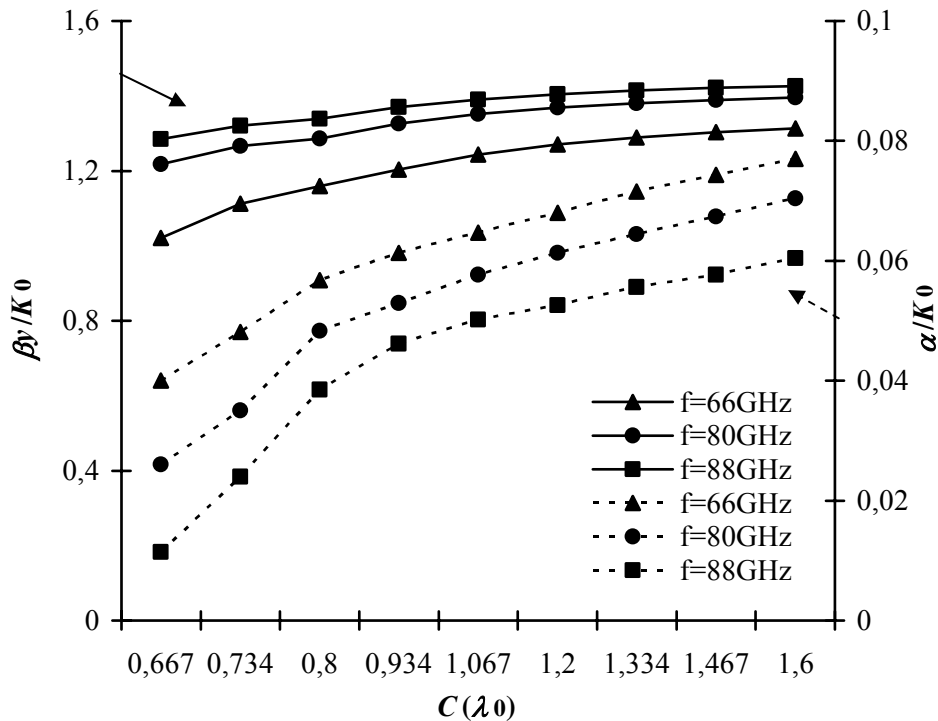


Figure III.21 : Variation de β_y/K_0 et α/K_0 en fonction de $C(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Ainsi, le choix de $C(\lambda_0)$ doit être judicieusement fait afin d'éviter d'exciter les modes d'ordres supérieurs et seul le mode dominant est à considérer.

IV. 3. 3. Représentations des Diagrammes de Rayonnement:

En ce qui concerne les diagrammes de rayonnements, des représentations tenant compte de la variation de la longueur totale de l'antenne $L_0(\lambda_0)$, des dimensions géométriques $b(\lambda_0)$ et $W(\lambda_0)$ sont illustrées à différentes fréquences en bande millimétrique.

Sur la *figure (III.22)*, les diagrammes de rayonnement pour $L_0 = 10\lambda_0$ ont été calculés à $f=64, 72, 82, 88$ GHz. Les diagrammes deviennent plus directifs avec l'augmentation de la fréquence et avec moins de lobes secondaires lorsque celle-ci diminue. Par ailleurs, sur les *figures (III.23) et (III.24)*, l'allure précise de ces diagrammes est étudiée en tenant compte de la variation de la longueur totale L_0 . L'effet de l'augmentation de cette dernière a pour but de rendre les diagrammes encore plus directifs avec un faible niveau des lobes secondaires. Ces derniers ont tendance à disparaître au-delà de $25\lambda_0$.

Dans la majorité des cas, ce type d'antenne produit des diagrammes non symétriques suivant la direction du faisceau principal, étant donné que la constante d'atténuation normalisée α/K_0 reste constante tout au long de l'axe de propagation (Oy).

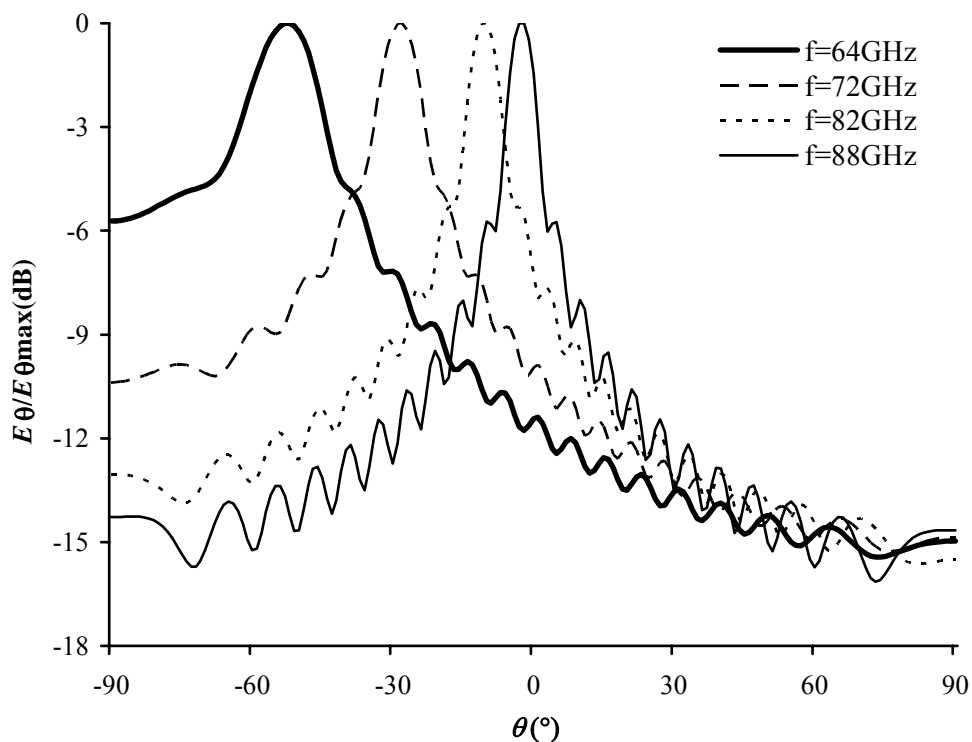


Figure III.22 : Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $L_0=10\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

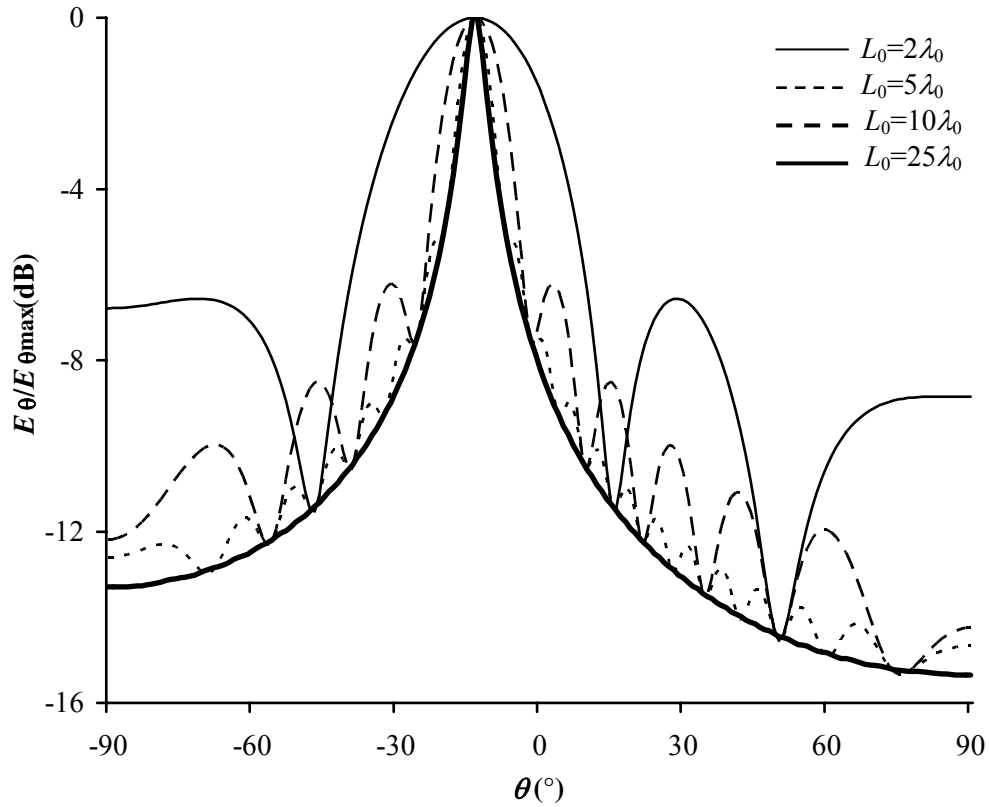


Figure III. 23 : Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$)

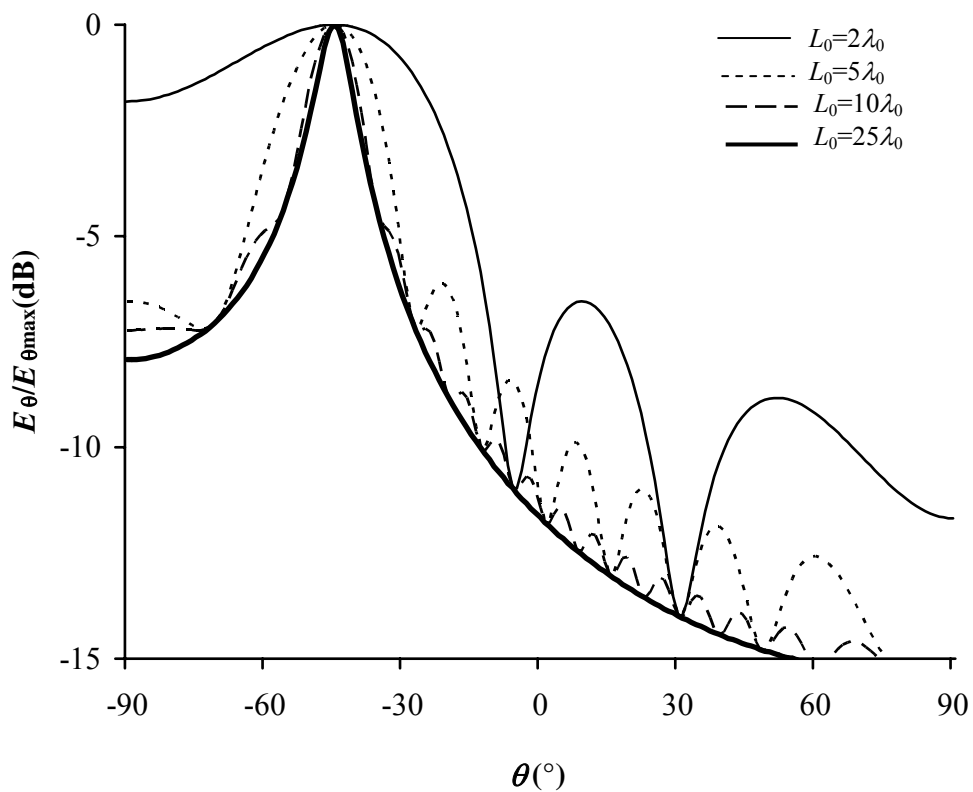


Figure III. 24 : Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$ à $f=66\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur les *figures (III.25), (III.26) et (III.27)*, les diagrammes de rayonnement d'antennes microruban à ondes de fuite de longueur $L_0=20\lambda_0$ pour différentes longueurs des rubans métalliques $b=0.214\lambda_0$, $0.427\lambda_0$ et $0.734\lambda_0$ aux fréquences $f=66, 80$ et 88 GHz sont comparés. L'allure et la forme de ces derniers varient où l'apparition des ondulations et une négligeable altération de la position du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ vers la droite pour les valeurs décroissantes de b sont générées. Aux fréquences les plus élevées, les ondulations sont plus larges. Cette dernière à tendance à se stabiliser pour les valeurs de b ne dépassant pas la limite $0.734\lambda_0$ (la largeur du guide d'ondes). Ceci est bien noté sur la *figure (III. 19)*.

D'autre part, sur les *figures (III.28), (III.29) et (III.301)*, les diagrammes de rayonnement d'antennes microruban à ondes de fuite de longueur $L_0=20\lambda_0$ pour différentes largeurs des rubans métalliques $W=0.267\lambda_0$, $0.4\lambda_0$, $0.534\lambda_0$ à $L_0=20\lambda_0$ pour $f=66, 80$ et 88 GHz sont aussi comparés. De même, l'allure et la forme de ces derniers varient où l'apparition des ondulations et une altération de la position du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ vers la droite pour les valeurs décroissantes de W sont générées. Un déplacement net de cette dernière pour $W=0.534\lambda_0$ est noté par contre cette position est quasiment constante pour les valeurs de W ne dépassant pas la limite $0.347\lambda_0$ (la limite supérieure fixée pour W). (*Cf. Figure III. 20*). Aux fréquences les plus élevées, les ondulations sont plus larges.

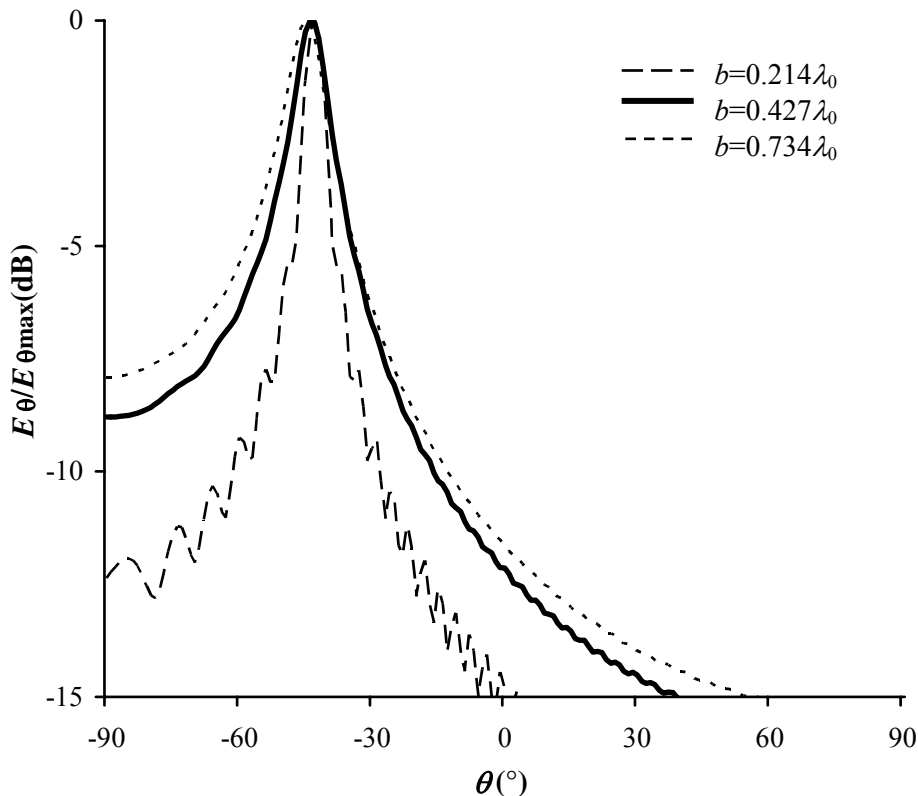


Figure III. 25: Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=66$ GHz. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

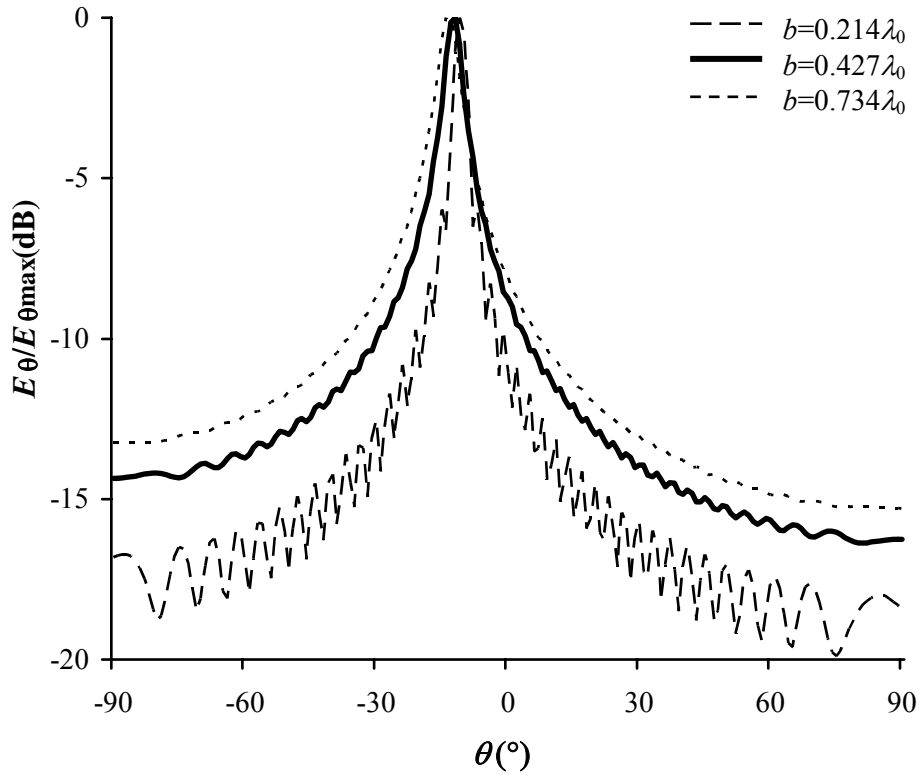


Figure III. 26: Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

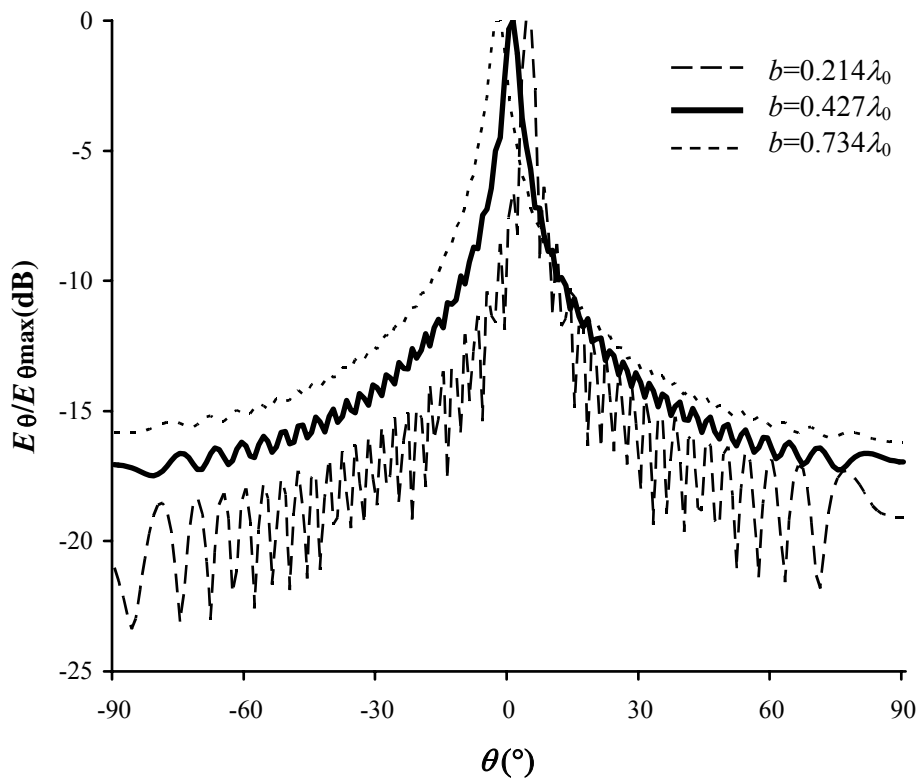


Figure III. 27: Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=88\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

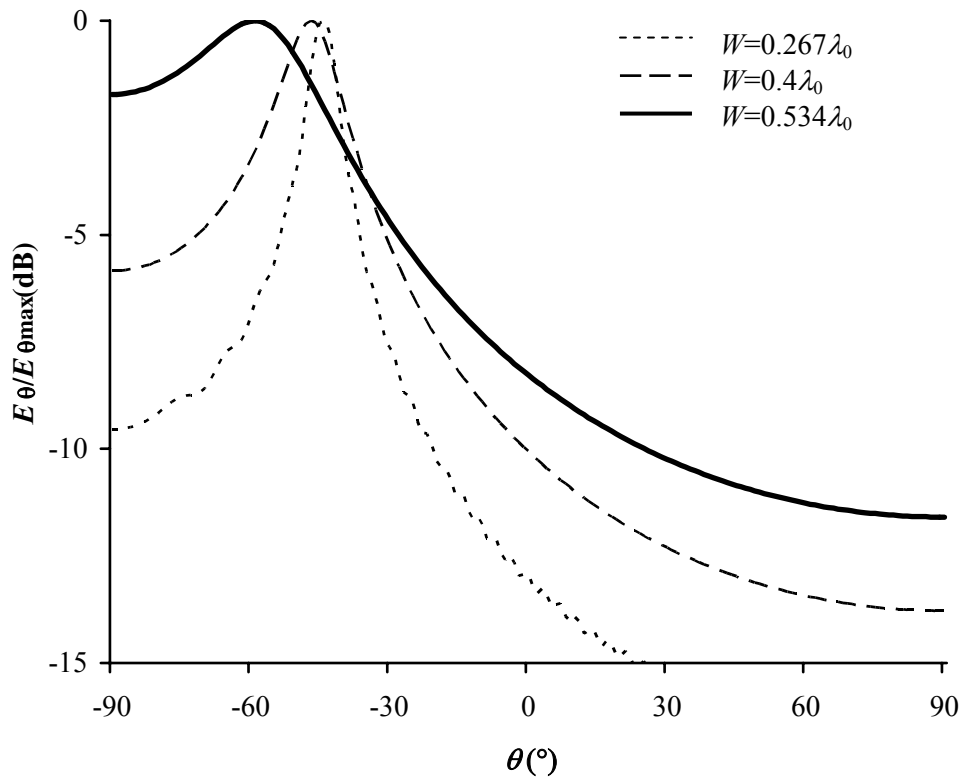


Figure III. 28: Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=66\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

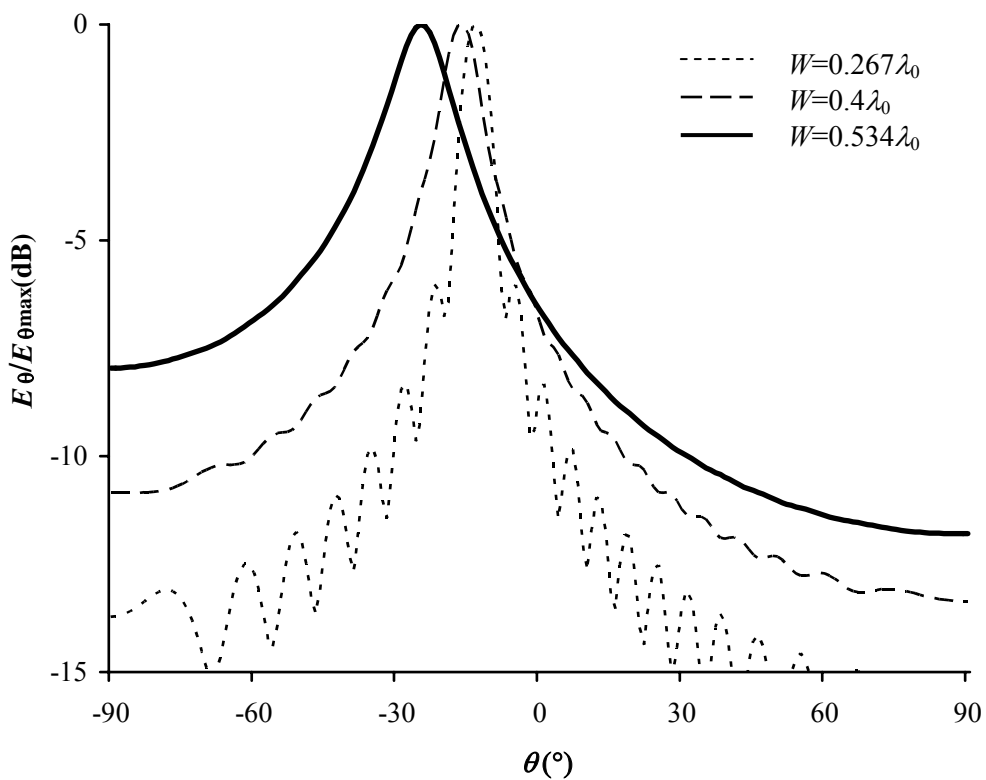


Figure III. 29: Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=10\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$)

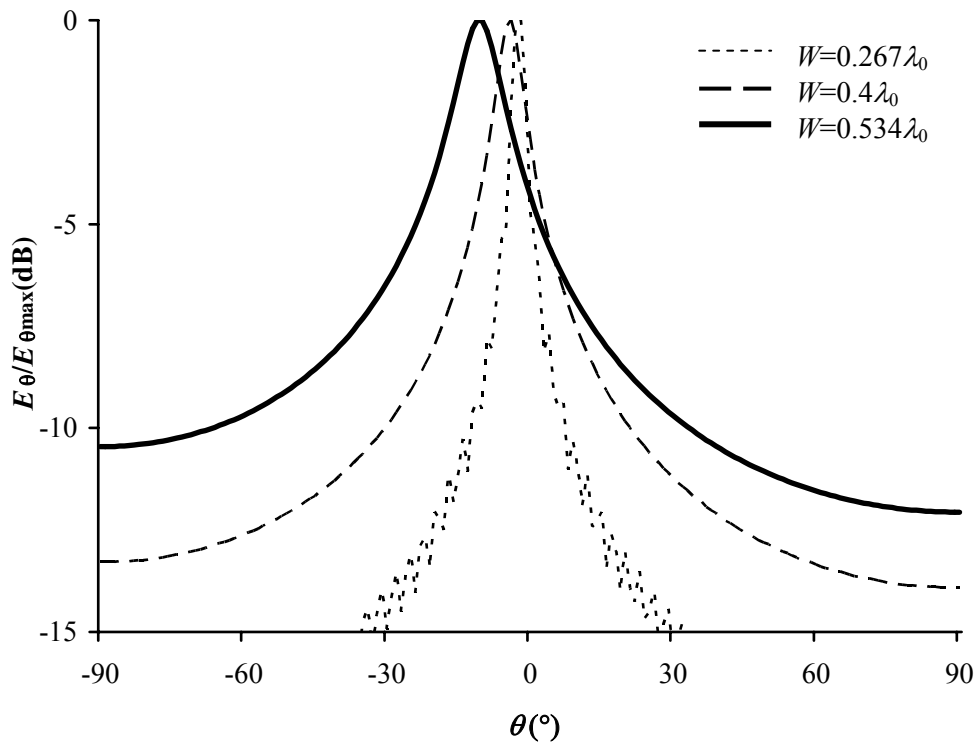


Figure III. 30: Diagrammes de rayonnement en bande millimétrique.

$\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$ à $f=88\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

On peut aussi remarquer sur les figures (III.25)-(III.30) que pour les petites valeurs de $b(\lambda_0)$ et $W(\lambda_0)$ les largeurs des principaux faisceaux sont inférieures lorsque la fréquence augmente de 66GHz à 88GHz. Cependant, la variation de l'allure globale des diagrammes de rayonnement est plus significative par les variations de $b(\lambda_0)$ que celles de la largeur $W(\lambda_0)$. Cette dernière est importante aux fréquences les plus élevées.

Ainsi, à partir de ces courbes, un compromis doit être réalisé sur le choix des différents paramètres géométriques b et W et le rang de la fréquence f de travail dans la bande millimétrique [66-88GHz] qui délimite l'ouverture angulaire maximale.

IV. 3. 4. Variations des Performances de Rayonnement :

D'autre part, respectivement sur les figures (III.31) et (III.32) les $NLS(\text{dB})$, $\text{Gain}(\text{dB})$, $\theta_{3\text{dB}}(^{\circ})$ et $\eta(\%)$ en fonction de L_0 pour $f=66,80$ et 88GHz sont étudiés. Les $NLS(\text{dB})$ diminuent pour des antennes les plus longues et sont plus élevés pour $f=66$ et 88GHz . Ces fréquences sont proches des fréquences de coupure limites du guide d'ondes diélectrique, respectivement pour exciter le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur. On peut aussi noter qu'un niveau plus faible est noté pour $f=80\text{GHz}$, étant donné que cette dernière est au environ du centre de la bande de travail. Par ailleurs, le $\text{Gain}(\text{dB})$ en directivité est meilleur pour L_0 et f croissantes et l'antenne est plus directive. Ceci est bien noté sur les figures (III.23) et (III.24).

Pour le cas des variations de $\theta_{3\text{dB}}(^{\circ})$, elles diminuent pour les antennes les plus longues et les fréquences croissantes. Cela se justifie étant donné la décroissance de α/K_0 aux hautes fréquences (Cf. Figure III.17). Les rendements $\eta(\%)$ sont meilleurs pour les antennes les plus

longues et inférieurs à la fréquence limite supérieure délimitant l'ouverture angulaire maximale.

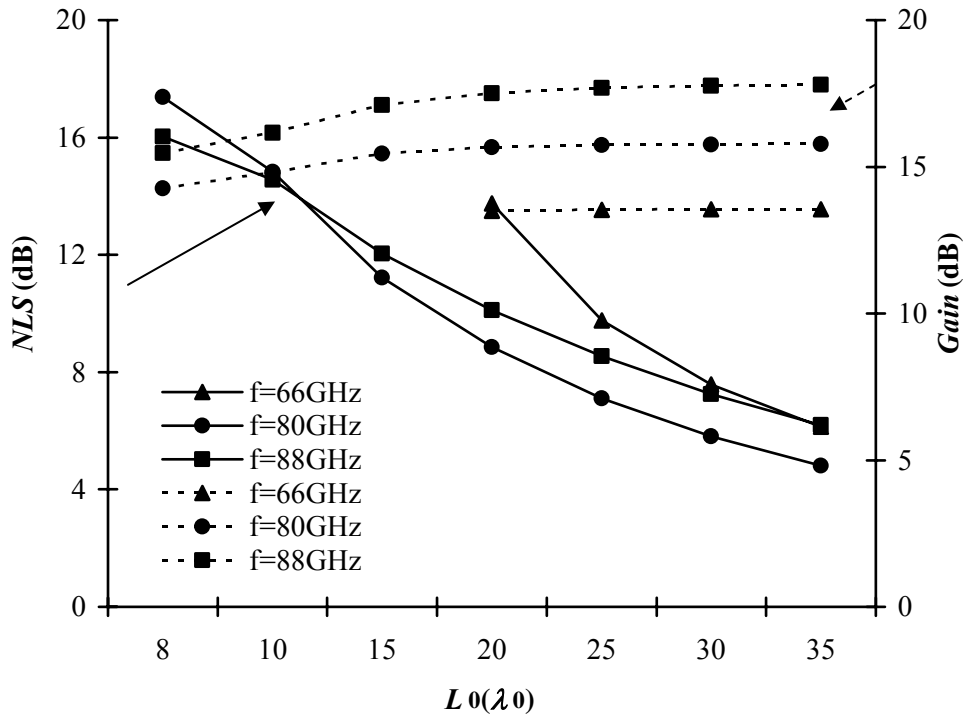


Figure III. 31: Variation de $NLS(dB)$ et $Gain(dB)$ en fonction de $L_0(\lambda_0)$ en bande millimétrique $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80GHz$ ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

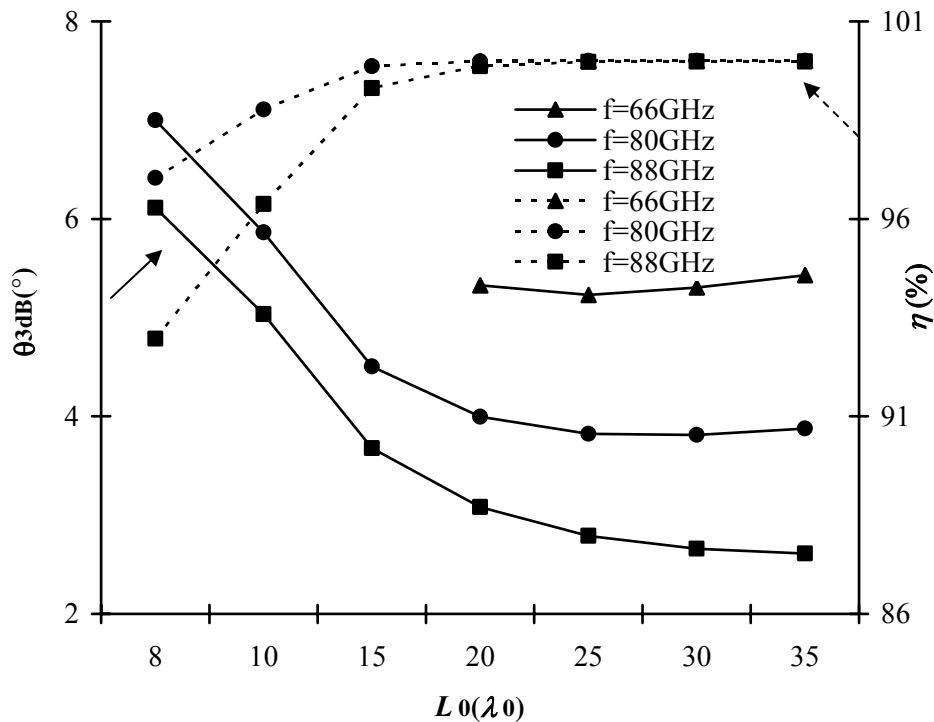


Figure III. 32: Variation de $\theta_{3dB}(^\circ)$ et $\eta(\%)$ en fonction de $L_0(\lambda_0)$ en bande millimétrique $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $f=80GHz$ ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

Respectivement sur les figures (III.33) et (III.34), on note une décroissance des NLS (dB), $Gain$ (dB) pour les valeurs croissantes de $b(\lambda_0)$ où le niveau le plus faible est aussi noté pour $f=80$ GHz par rapport à $f=66$ et 88 GHz. Quand aux variations de θ_{3dB} (°) et η (%) pour $f=66, 80$ et 88 GHz, elles augmentent au fur et à mesure que $b(\lambda_0)$ augmente.

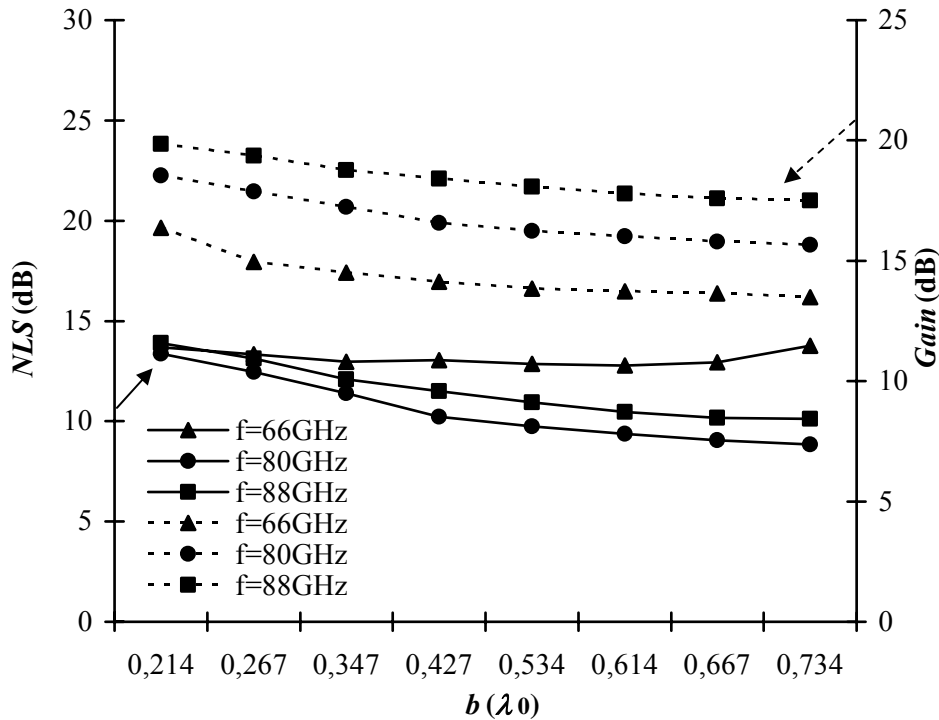


Figure III. 33: Variation de NLS (dB) et $Gain$ (dB) en fonction de $b(\lambda_0)$ en bande millimétrique $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

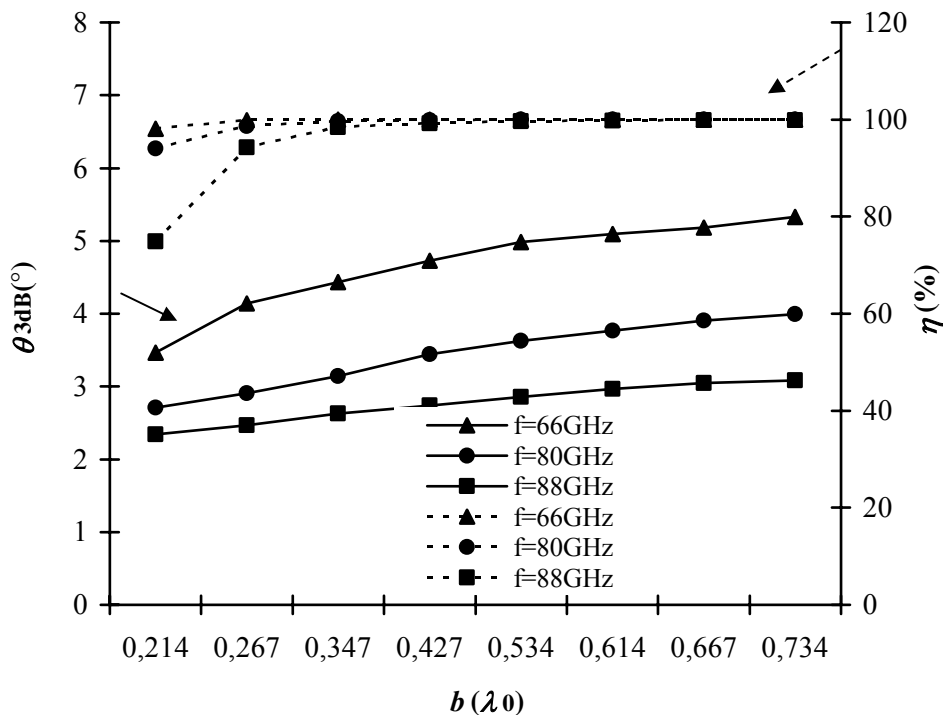


Figure III.34: Variation de θ_{3dB} (°) et η (%) en fonction de $b(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

De même, respectivement sur les figures (III.35) et (III.36), on note une décroissance des $NLS(dB)$, $Gain(dB)$ pour les valeurs croissantes de $W(\lambda_0)$ où un niveau plus faible est noté pour $f=80GHz$ par rapport à $f=66$ et $88GHz$. Quand aux variations de $\theta_{3dB}(^\circ)$ et $\eta(\%)$, elles augmentent nettement au fur et à mesure que $W(\lambda_0)$ croit jusqu'à la limite $0.347\lambda_0$.

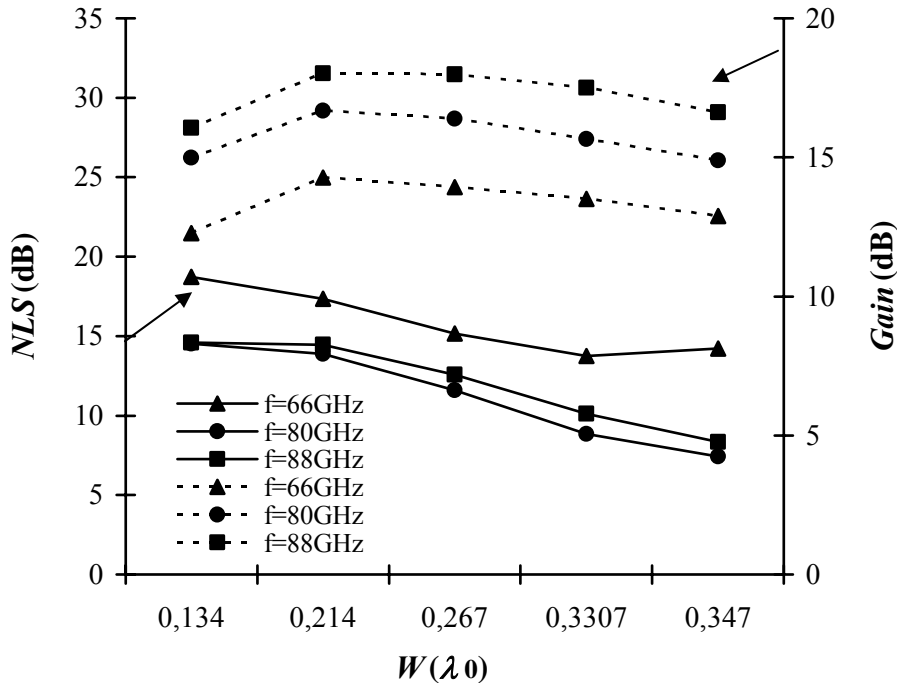


Figure III.35: Variation de $NLS(dB)$ et $Gain(dB)$ en fonction de $W(\lambda_0)$ en bande millimétrique $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

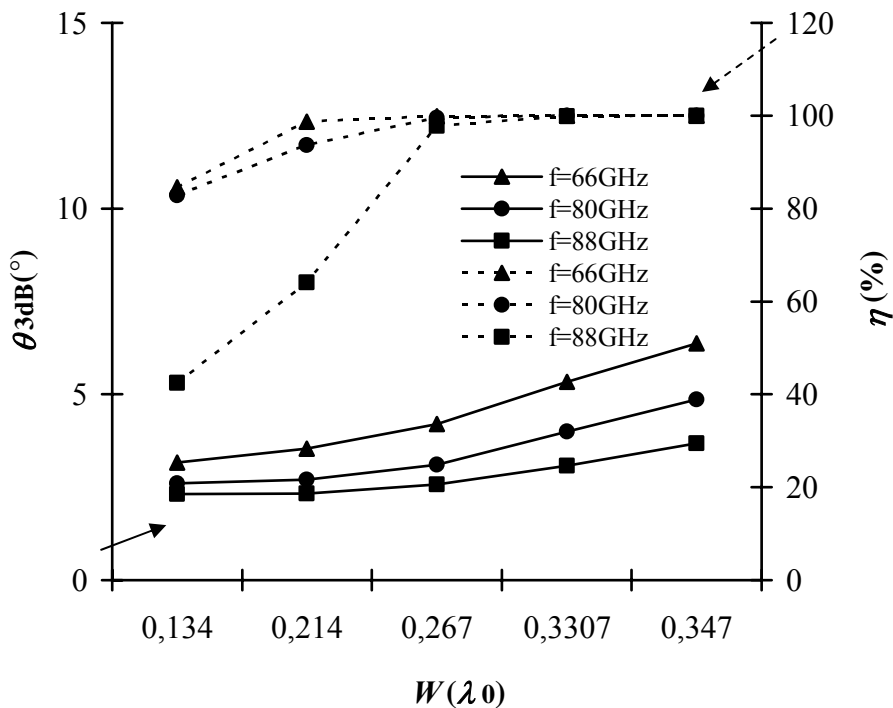


Figure III. 36: Variation de $\theta_{3dB}(^\circ)$ et $\eta(\%)$ en fonction de $W(\lambda_0)$ en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $L_0=20\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

Ainsi, à partir de toutes ces études, on peut conclure que les caractéristiques de rayonnement des antennes à ondes de fuite uniformes peuvent être améliorées par un compromis judicieux qui doit être fait à partir de toutes les dimensions géométriques, la fréquence de travail et la longueur totale du guide d'ondes diélectrique. Cependant, la forme des diagrammes de rayonnement, le niveau des lobes secondaires sont contraints à certaines limitations générées par le caractère uniforme de ce type d'antenne. Pour cela, l'étude d'antennes à ondes de fuite non uniformes est proposé au cadre d'étude du *chapitre 4* afin d'aboutir à des caractéristiques et diagrammes de rayonnement plus optimaux, pouvant répondre à des exigences très spécifiques selon les applications adoptées.

IV. 3. 5. Caractéristiques de Rayonnement en Bandes X, Ku et K:

Pour les autres bandes de fréquences X, Ku et K, les balayages électroniques en fonction de la fréquence sont respectivement représentés sur les *figures (III.37), (III.39) et (III.41)*.

Pour la bande X [8.2, 9.6 GHz], l'ouverture angulaire est de 66.95° et un pas de 0.5GHz donne un balayage de 10.2° .

Sur la *figure (III.38)*, le diagramme de rayonnement pour $L_0 = 5\lambda_0$ est représenté où θ_{-1} ($^\circ$) est à -42° et -19° et les NLS (dB) sont à -6.05 dB et -6.62 dB respectivement pour $f=8.5$ GHz et 9GHz.

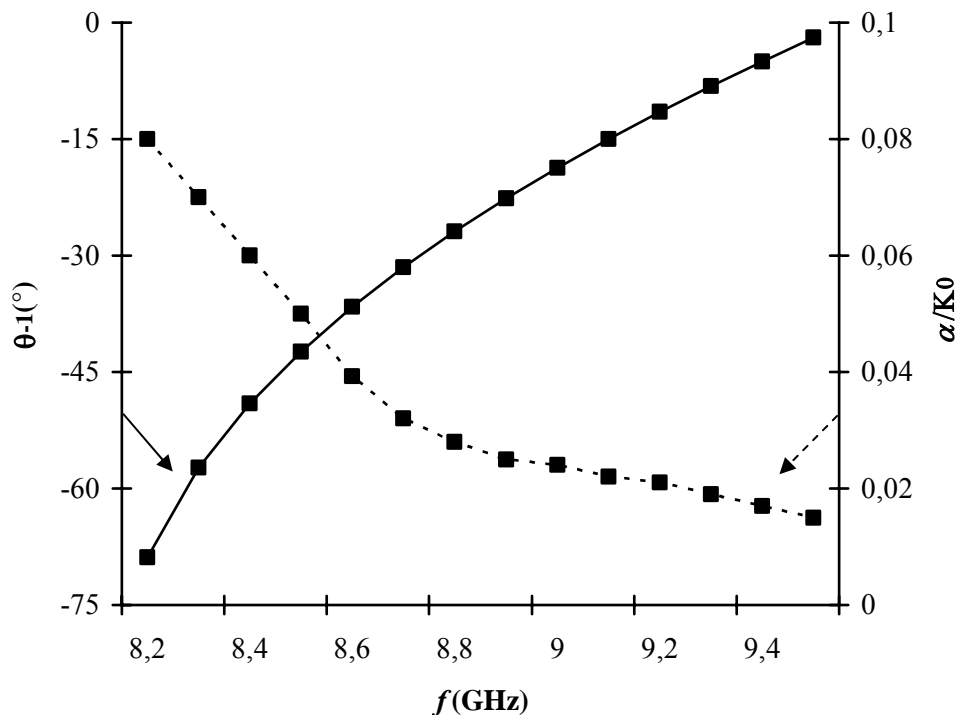


Figure III.37 : Variation de la direction du faisceau principal θ_{-1} ($^\circ$) et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande X. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.217\lambda_0$, $a=0.284\lambda_0$, $W=0.257\lambda_0$, $d=0.5\lambda_0$. ($\lambda_0=30$ mm à $f_0=10$ GHz).

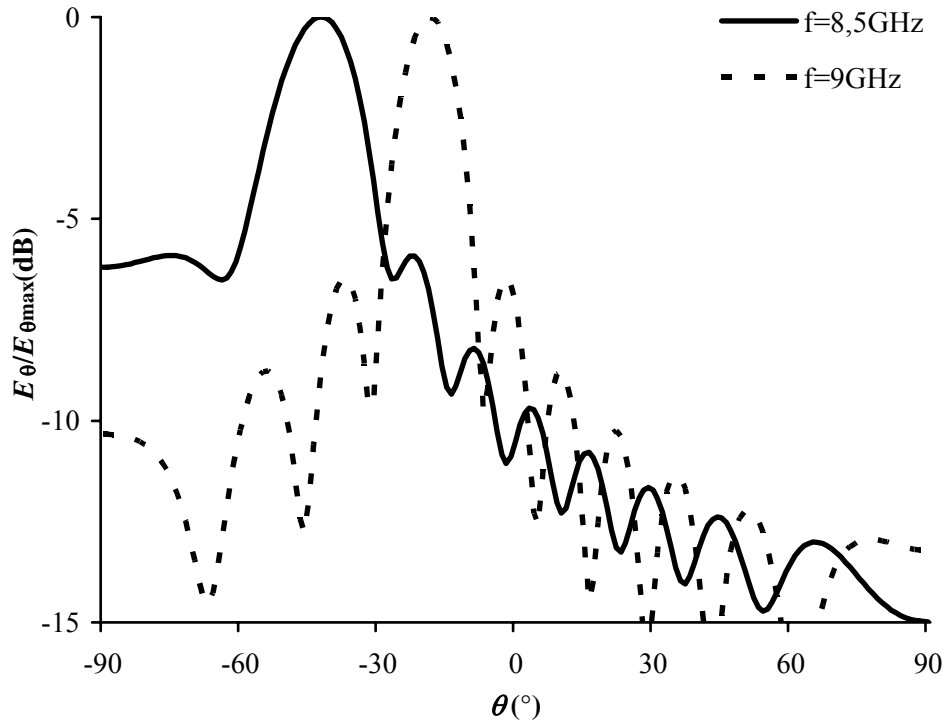


Figure III.38: Diagrammes de rayonnement en bande X . $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.217\lambda_0$, $a=0.284\lambda_0$, $W=0.257\lambda_0$, $d=0.5\lambda_0$, $L_0=5\lambda_0$. ($\lambda_0=30\text{mm}$ à $f_0=10\text{GHz}$).

Pour la bande Ku [14,16GHz], l'ouverture angulaire est de 54.98° et un pas de 0.1GHz donne un balayage de 10° .

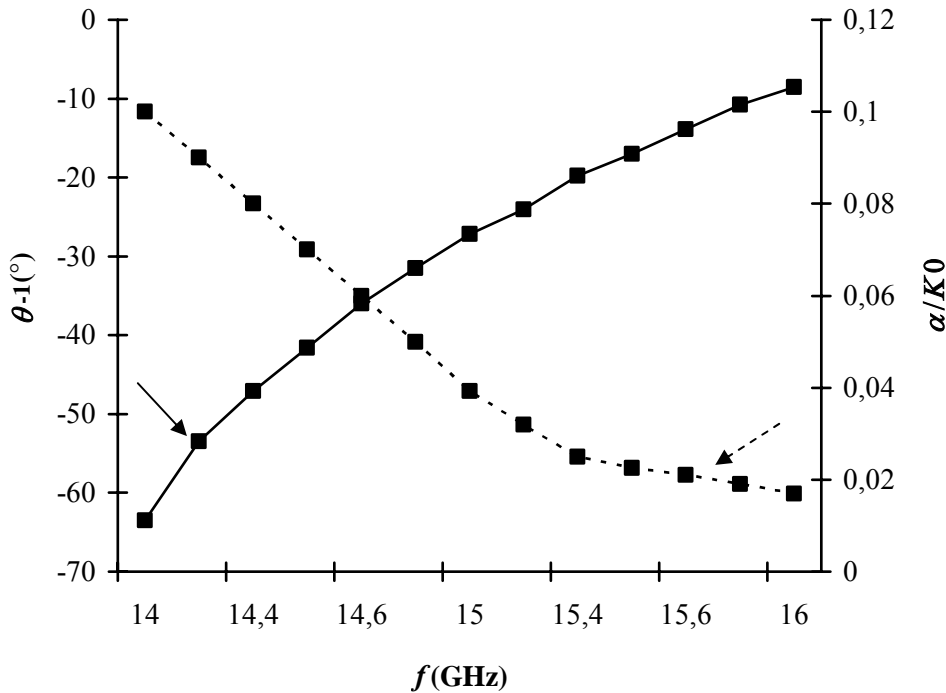


Figure III.39: Variation de la direction du faisceau principal θ_1 (°) et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande Ku . $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20\text{mm}$ à $f_0=15\text{GHz}$).

Sur la *figure (III.40)*, le diagramme de rayonnement pour $L_0 = 8\lambda_0$ est représenté où $\theta_1(^{\circ})$ est à -42° et -29° et les $NLS(dB)$ sont à $-4.05dB$ et $-5.43dB$ respectivement pour $f=14.5GHz$ et $15GHz$.

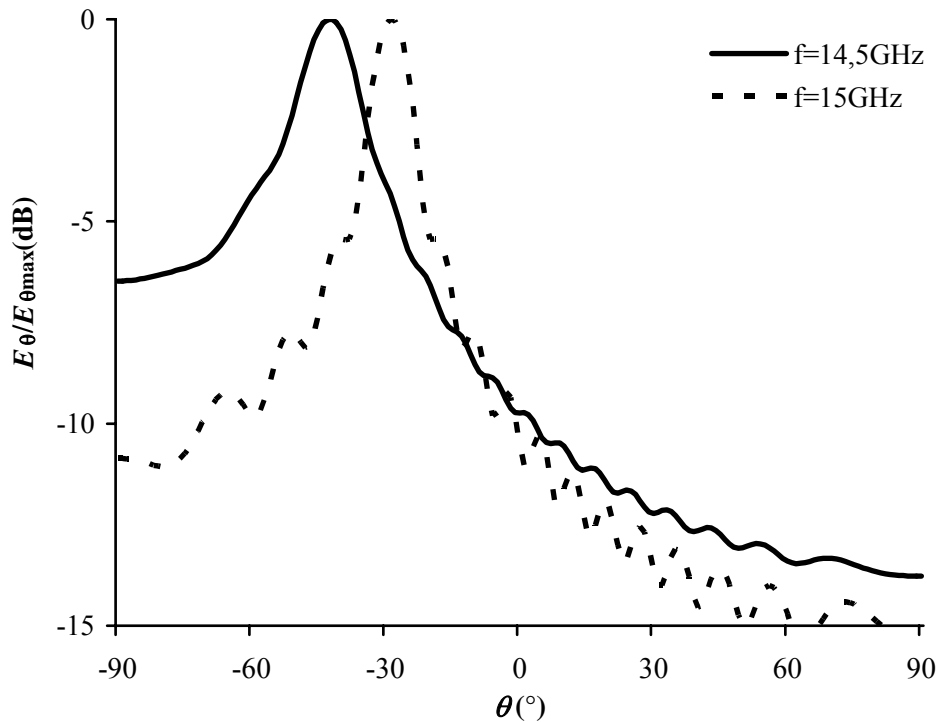


Figure III. 40: Diagrammes de rayonnement en bande Ku. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $L_0=8\lambda_0$. ($\lambda_0=20mm$ à $f_0=15GHz$).

Enfin, pour dans la bande K [21,26GHz], l'ouverture est de 46.38° et un pas de $0.5GHz$ donne un balayage de 10° .

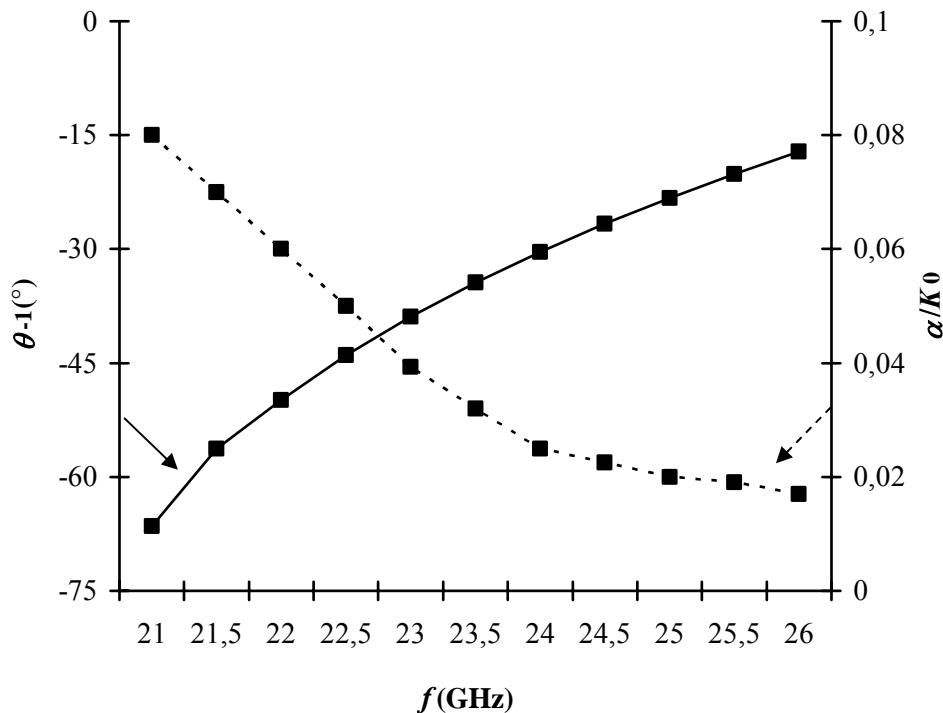


Figure III. 41: Variation de la direction du faisceau principal $\theta_1(^{\circ})$ et α/K_0 en fonction de la fréquence en bande K. $\epsilon_r=3.4$, $b=C=0.667\lambda_0$, $a=0.292\lambda_0$, $W=0.264\lambda_0$, $d=0.529\lambda_0$. ($\lambda_0=12mm$ à $f_0=20GHz$).

Sur la *figure (III.42)*, le diagramme de rayonnement pour $L_0 = 10\lambda_0$ est représenté où $\theta_1(^{\circ})$ est à -50° et -30° et les $NLS(\text{dB})$ sont à -3.41dB et -6.05dB respectivement pour $f=22\text{GHz}$ et 24GHz .

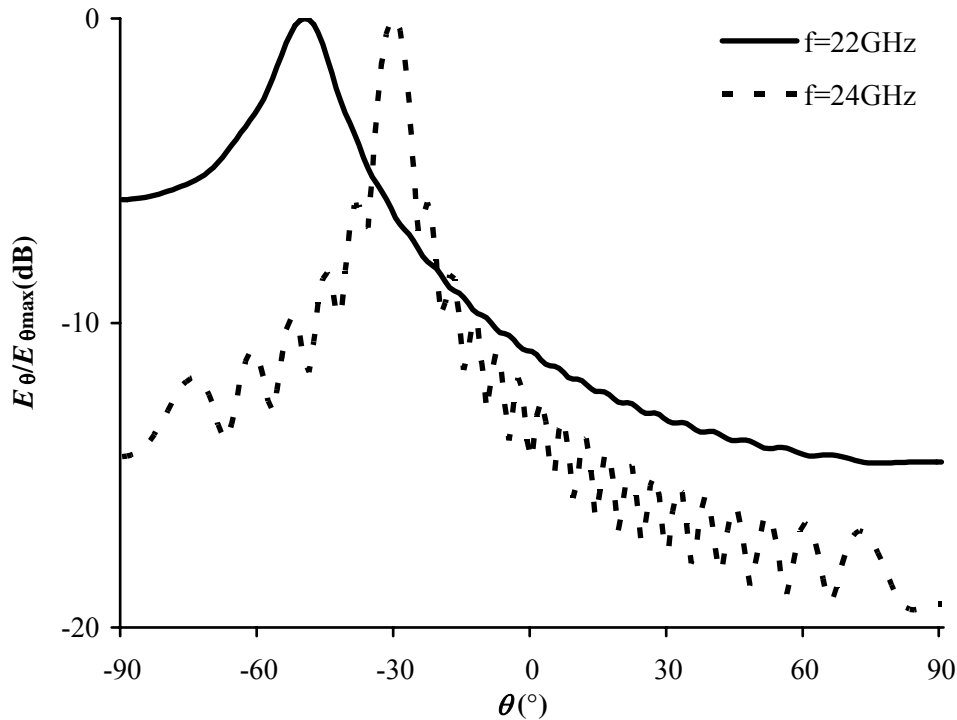


Figure III. 42: Diagrammes de rayonnement en bande K. $\epsilon_r=3.4$, $b=C=0.667\lambda_0$, $a=0.292\lambda_0$, $W=0.264\lambda_0$, $d=0.529\lambda$, $L_0=10\lambda_0$. ($\lambda_0=12\text{mm}$ à $f_0=20\text{GHz}$).

Conclusion du chapitre 3:

Dans ce chapitre 3, après application de la méthode de résonance transverse au calcul des caractéristiques de rayonnement d'une antenne diélectrique à ondes de fuite, la matrice de la structure obtenue par méthode de Galerkin est de petite dimension et sa résolution demande peu de temps de calcul. Par cette méthode rigoureuse et simple, toutes les caractéristiques de rayonnement peuvent être déterminées pour différentes antennes uniformes dans différentes bandes de travail. Par ailleurs, le formalisme développé ici peut être facilement étendu à d'autres structures d'antennes pouvant améliorer leurs performances rayonnantes (ouverture de balayage, niveau des lobes secondaires, etc.).

Références du chapitre 3:

1. **Trinth T., Mittra R., Paleta R.**, "Horn image guide leaky wave antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 29, n°12, pp. 1310-1314, **1981**.
2. **Klohn K.L, Horn R.E., Jacobs H., Freibergs E.**, "Silicon wave guide frequency scanning linear array antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 26, n°10, pp. 764-773, **1978**.

3. **Klohn K.L.**, “Metal walls in close proximity to a dielectric wave guide antenna“, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 29, n°9, pp. 962-966, **1981**.
4. **Oliner A.A.**, “Leaky-wave antennas,” in Antenna Engineering Handbook, 3^{ème} Edition, McGraw Hill, **1993**.
5. **Thourel L.**, “Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques- Les antennes “, Tome 2, Cepadues Editions, Toulouse, **1990**.
6. **Brillouin L., Fradin M.**, “Propagation des ondes dans les milieux périodiques“, Masson, Paris, **1956**.
7. **Baudrand H.**, “Representation by equivalent circuit of the integral methods in microwave passive elements”, MIOP’89, Budapest **1989**.
8. **Baudrand H.**, “Méthodes Numériques en propagation”, ENSEEIHT, Toulouse, **1985**.
9. **Baudrand H.**, “Introduction au calcul de circuits micro-ondes”, ENSEEIHT, Toulouse, **1993**.
10. **Baudrand H.**, “Introduction au calcul électromagnétiques des structures guidantes”, ENSEEIHT, Toulouse, **2001**.
11. **Baudrand H., Aubert H.**, “L’électromagnétisme par les schémas équivalents”, Cepadué, **2004**.
12. **Aubert H.** “Etude des discontinuités uniaxiales dans les lignes de transmission planaires” Thèse de Doctorat INP Toulouse **1993**.
13. **Proust I.**, “Contribution à l’étude des discontinuités en guides d’ondes coaxiaux. Application aux antennes planaires ”, Thèse de Doctorat INP Toulouse. **1994**.
14. **Lejay B.**, “Contribution à l’étude des antennes diélectriques périodiques à ondes de fuite et application à la réalisation d’un réseau”, Thèse de Doctorat INP Toulouse. **1993**.
15. **Najid A.**, “Contribution à l’étude des guides d’ondes à nervures. Application aux polariseurs et à la modélisation des vis”, Thèse de Doctorat INP Toulouse. **1997**.
16. **EL Kouhen D.**, “Contribution à l’étude des ondes de surfaces dans les circuits planaires par une méthode intégrale ”, Thèse de Doctorat INP Toulouse. **1997**.
17. **Mekkioui Z.**, “Analyse rigoureuse d’antennes diélectrique microruban à ondes de fuite”, Thèse de Doctorat d’Etat. Université de Tlemcen. **2004**.
18. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, “A Full-wave analysis of uniform microstrip leaky-wave antenna with arbitrary metallic Strips”, Electromagnetics, vol. 28, no.4, pp. 296 -314, **2008**.
19. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, “Analyse d’antenne diélectrique à ondes de fuite chargée de motif métallique quelconque”, Annales des Télécommunications, vol. 62, n° 5-6, pp. 21-27, **2007**.
20. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, “Effects of multi-layers superstrates on microstrip leaky-wave antennas radiating and performances”, Electromagnetics, vol. 25, n°2, pp. 133-151, **2005**.

21. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite", Annales des Télécommunications, vol. 57, n°5-6, pp. 540-560. **2002**.
22. **Ghomi M.**, "Contribution à l'étude des antennes micro-rubans à ondes de fuite", Thèse de Doctorat INP Toulouse **1992**.
23. **Proust I., Sauviac B., Amalric J.L., Baudrand H.**, "Systematic elaboration of trial functions bases for the study of planar structures", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 45, n°10, pp. 1662-1670. **1997**.
24. **Park S.O., Balanis C. A., Birtcher C. R.**, "Analytical evaluation of the asymptotic impedance matrix of a grounded dielectric slab with roof-top functions", IEEE Trans. Antenna and Propagation, vol. 46, n°2, pp. 251-259. **1998**.
25. **Harrington R.F.**, "Matrix methods for field problems", IEE Proceedings Microwave and Antenna and Propagation, vol. 55, n°2, pp. 136-149. **1967**.
26. **Balanis C.A.**, "Antenna Theory, Analysis and Design", 3^{eme} Edition, John Wiley & Sons, **2005**.
27. **Oliner A.A.**, "Leaky-wave antennas," in Antenna Engineering Handbook, 3^{eme} Edition, R. C. Johnson, McGraw Hill, **1993**.
28. **Bahl I.J., Bhartia P.**, "Leaky-wave antennas using artificial dielectrics at millimeter wave frequency", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques vol 28, n°11, pp. 1205-1212. **1980**.

Chapitre 4

Chapitre 4 :

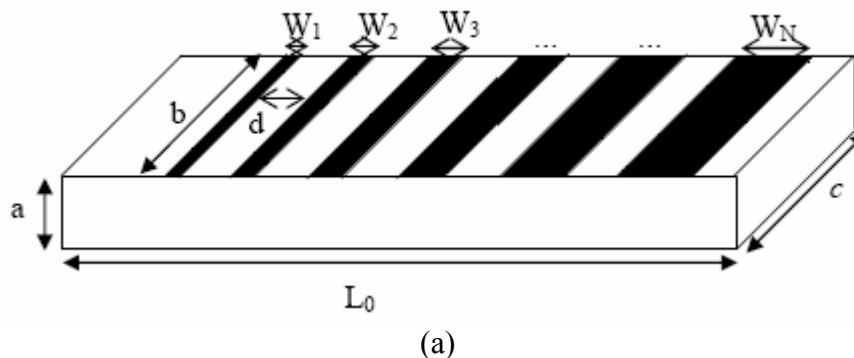
Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Non Uniformes à Ondes de Fuite

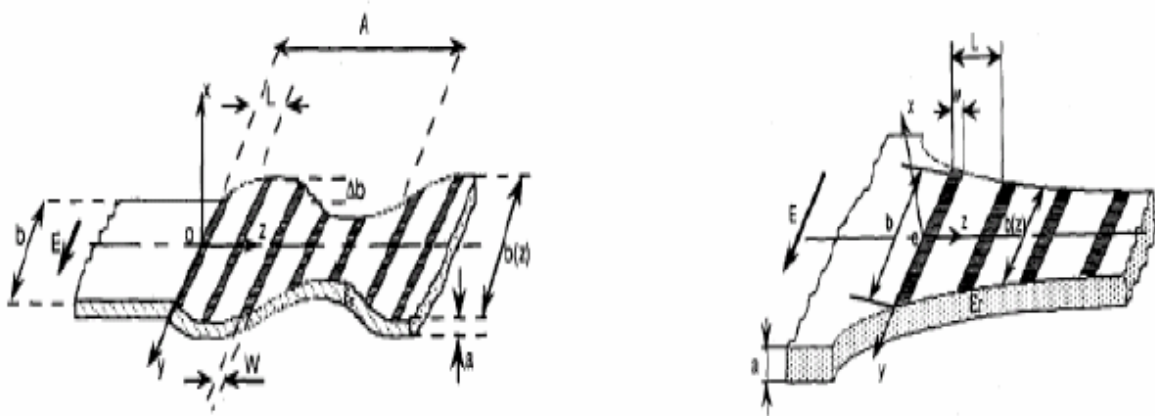
Dans ce *chapitre 4*, on présente l'analyse d'antennes diélectriques microruban unidimensionnelles (1D) non uniformes à ondes de fuite. Le but de cette étude est la détermination de la distribution de la constante de pertes α le long de l'axe de propagation afin de d'optimiser leurs caractéristiques de rayonnement et la production de diagrammes de rayonnement de formes prédéterminées.

Le problème posé est formulé par une équation du type intégrale reposant sur le formalisme de l'opérateur admittance combinée à une technique d'approximation BKW. Cette dernière est basée sur la continuité forcée de l'amplitude de l'onde de fuite aux points de discontinuités de la structure non uniforme. Par ailleurs, la constante de phase est prise invariable selon la direction de propagation. Par établissement du modèle du guide d'ondes à murs magnétiques et périodiques et par application de la méthode de *résonance transverse*, un schéma équivalent simple permet de poser systématiquement les équations de continuité pour la détermination des constantes de propagation complexes définies sur chaque période de la structure. La fonction d'essai est dans ce cas du type densité de courant électrique décomposé dans la base formée des modes TE et TM du guide à murs magnétiques dont la section droite est le ruban métallique.

I. ETAT D'ART ^[1-11] :

La plupart des recherches théorique et expérimentale ^[1-3] ont été consacrées aux caractéristiques de rayonnement de l'antenne à onde de fuite uniforme. Ces antennes sont uniformes dans la direction longitudinale et par conséquent, l'antenne a une distribution de champ d'ouverture exponentiellement atténué. Pour avoir des diagrammes à niveaux faibles de lobes secondaires *NLS*, d'autres distributions d'ouvertures sont préférées : Une étude ^[4-5] basée sur une procédure de changement de la largeur de l'antenne uniforme selon la direction transversale. Les formes sinusoïdale et exponentielle sont considérées. Par ailleurs, d'autres recherches ont été élaborées pour des structures rayonnantes à fentes non uniformes ^[6-7]. D'intéressants résultats en concordance avec les mesures ont été obtenues et particulièrement lorsqu'il s'agissait de réduire le niveau des lobes secondaires. D'autres part, récemment dans ^[8,9], la structure courbée d'antenne à ondes de fuite a été réalisée et étudiée numériquement par la méthode (*FDTD*) dont les résultats obtenus à large bande sont en accord avec ^[10]. La décroissance de l'amplitude de l'onde de fuite est élaborée dans un but de réduction du niveau des lobes secondaires *NLS*. D'autre part, un réseau à déphasage pour le balayage du faisceau ^[11] a été réalisé dans la bande [18–40 GHz]. Le système consiste d'un diviseur de puissance large bande avec une distribution d'amplitude décroissante afin de supprimer le niveau des lobes secondaires.

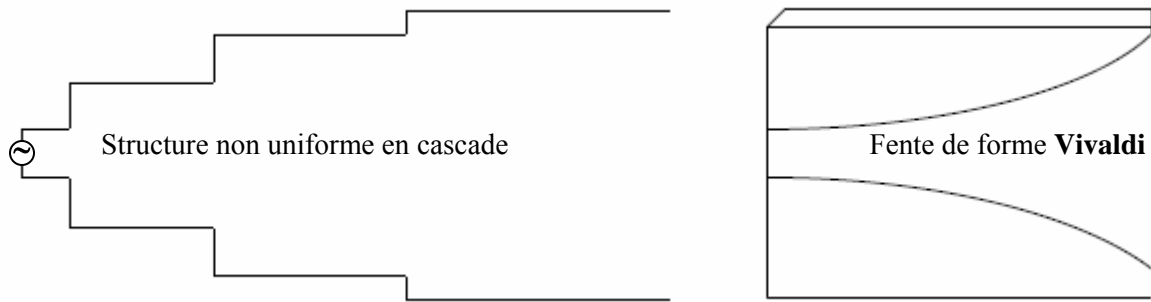




Profil sinusoïdal du guide d'ondes

Profil exponentiel du guide d'ondes

(b)



(c)

Figure IV.1 : Structures non uniformes d'antennes à ondes de fuite.

II. CADRE DE L'ETUDE : Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban Non Uniformes à Ondes de Fuite :

II. 1. Structures d'Antennes Non Uniformes :

Sur la *figure IV.2* la structure d'antenne diélectrique microruban non uniforme à ondes de fuite est considérée. En effet, elle consiste à imprimer N_{ruban} rubans métalliques de dimensions $b(y)$ et $W(y)$ prédéterminées ou quelconques sur la face supérieure d'un substrat diélectrique (ϵ_r) de hauteur a et de largeur C monté sur un plan de masse parfaitement conducteur. Les rubans métalliques sont reproduits avec une période d . Ainsi, la longueur totale de l'antenne $L_0 = N_{\text{ruban}} d$ peut être exprimée en fonction de λ_0 , la longueur d'onde en espace libre. Par ailleurs, l'excitation normale à la structure suppose la propagation des modes du type TM. La structure ainsi définie selon la distribution choisie, peut ne pas contenir de rubans métalliques à certaines périodes le long de la longueur totale de l'antenne (Cf. *Figure IV.2*).

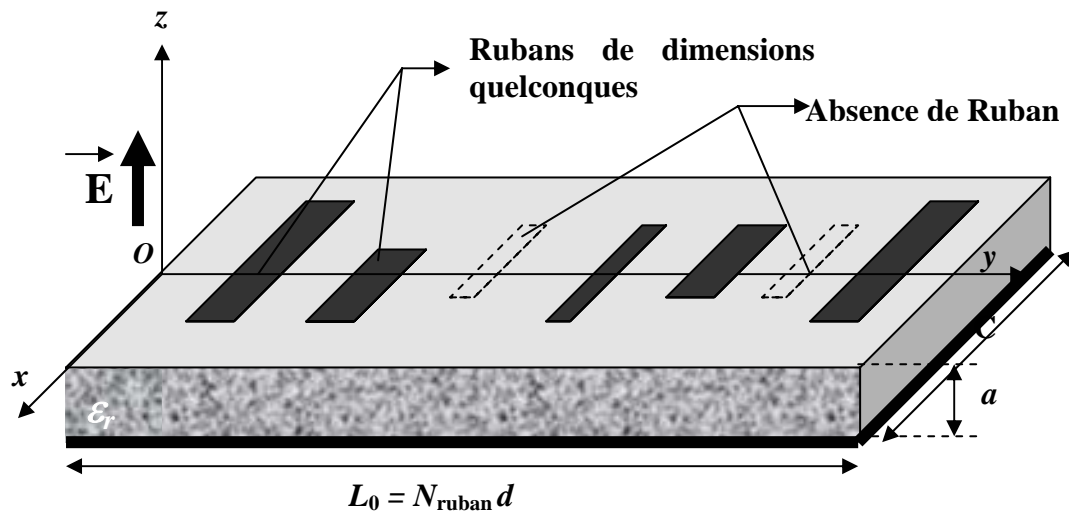


Figure IV.2 : Antenne diélectrique à ondes de fuite non uniforme.

II. 2. Position du Problème et Paramètres d'Optimisation:

La constante de phase de l'onde contrôle la direction du faisceau tandis que la constante d'atténuation contrôle sa largeur. Par conséquent, le profil de la distribution peut être ajusté afin d'optimiser le *NLS*, conformer l'allure des digrammes de rayonnement selon des formes prédéterminées ou de gabarits spécifiques aux applications des télécommunications sans fils.

La procédure de conception d'antennes à ondes de fuite pour produire un diagramme désiré final est une tâche difficile et quelques fois compliquée. Ainsi, une fois le profil de la distribution non uniforme est fixé, on procède au calcul de la constante de propagation complexe évoluant le long de l'axe de propagation (Oy).

La constante de phase de cette dernière est maintenue fixe de telle manière que tous les rayons émanant de la structure sont pointés vers la même direction. Au même moment, c'est la constante de pertes α qui doit varier tout au long de la propagation pour entreprendre le but fixé au départ. Par conséquent, cette altération de α requiert une variation des dimensions des rubans métalliques $W(y)$ et $b(y)$ le long de (Oy) indépendamment l'une de l'autre. Dès lors, la distribution des amplitudes de l'onde de fuite sera en accord avec cette variation.

Par ailleurs, afin de performer une variation de la constante d'atténuation α indépendamment de la constante de phase β . Cette dernière est assumée rester constante tout au long de la direction de propagation du guide. Ainsi, les dimensions transversales des rubans métalliques sont contraintes à varier dans des intervalles permis en fonctions des dimensions de l'antenne diélectrique à ondes de fuite.

II. 3. Profils des Distributions $b(y)$ et $W(y)$:

II. 3. 1. Définitions des Profils d'Antennes Non Uniformes à Ondes de fuite:

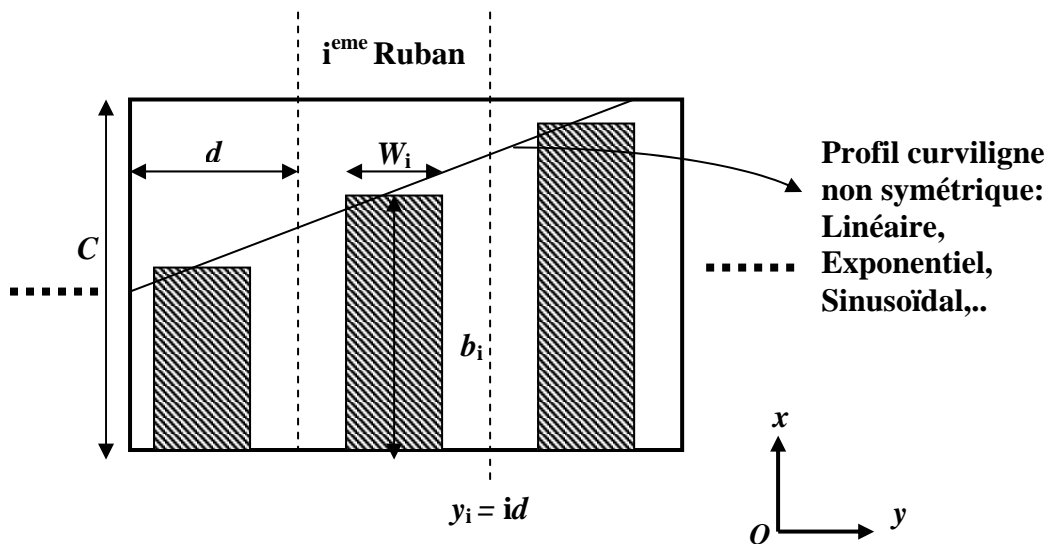
Dans notre conception d'antennes diélectriques microruban non uniformes à ondes de fuite, on se restreint à considérer les cas suivants:

- $W(y)$ variable et $b(y)$ constante.
- $W(y)$ constante et $b(y)$ variable.
- $W(y)$ et $b(y)$ variables.

Par suite, par ces différentes combinaisons, plusieurs profils de distributions pour $b(y)$ et $W(y)$ sont possibles: linéaire, exponentiel, sinusoïdal, aléatoire, non périodique, etc. (Cf. Figure IV. 3)

La structure globale est divisée en un nombre fini N_{ruban} de cellules unitaires périodiques. Chaque cellule et par suite $b(y)$ et $W(y)$ est repérée par son numéro respectif. Le i^{eme} ruban est située à une distance :

$$y_i = id \quad 1 \leq i \leq N_{ruban} \quad (IV.1)$$



(a)

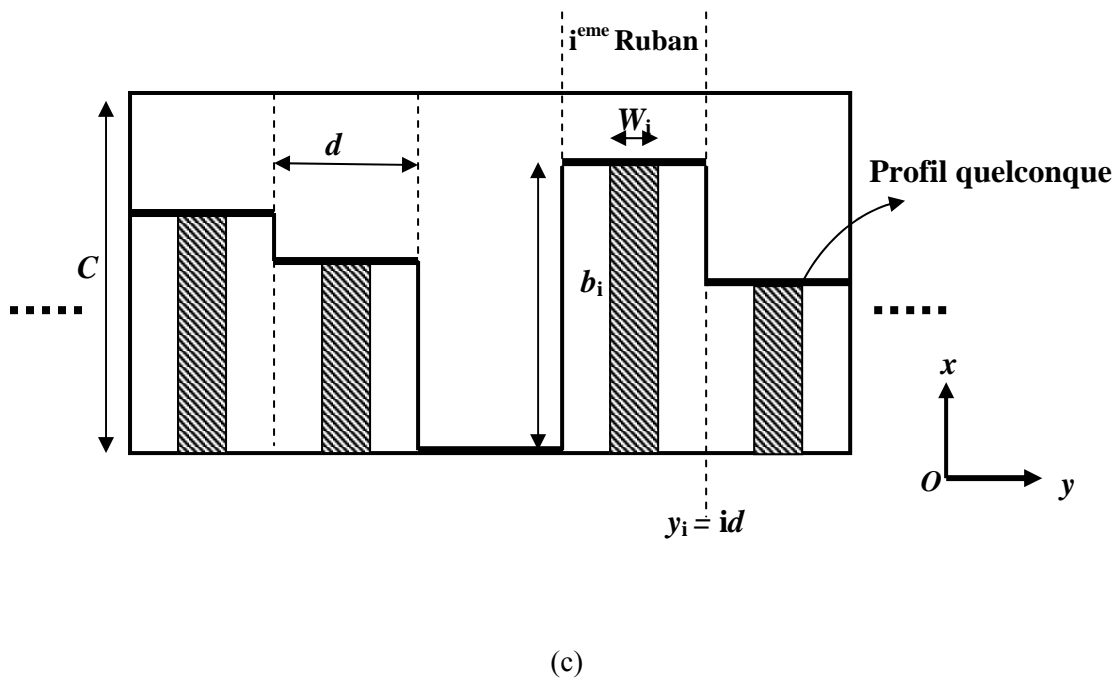
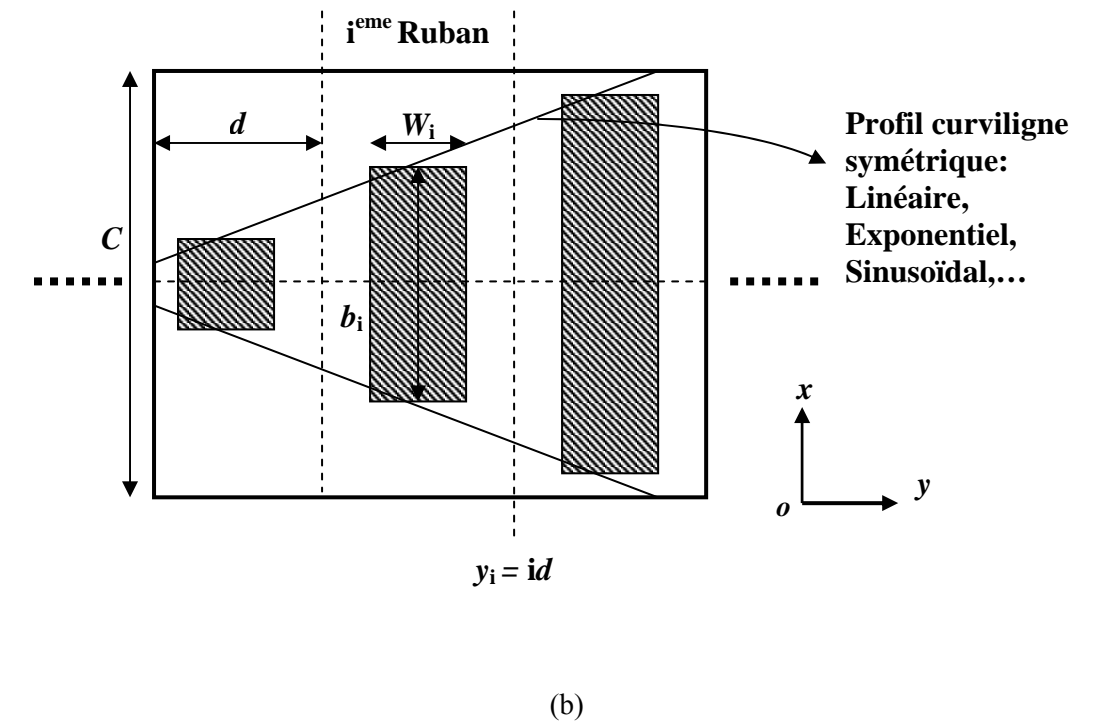


Figure IV.3 : Profils des distributions $b(y)$ et $W(y)$ des largeurs et longueurs des rubans métalliques.
 (a) Profil curviligne non symétrique. (b) Profil curviligne symétrique.
 (c) Profil quelconque.

II. 3. 2. Expressions des Distributions des Profils :

a) Profil Linéaire :

$$\begin{cases} b(i) = b(1) + (i-1)\Delta b \\ b(i) = b(N_{ruban1}) \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} 1 \leq i \leq N_{ruban1} \\ N_{ruban1} + 1 \leq i \leq N_{ruban} \end{cases} \text{ et } \Delta b = \frac{C-b(1)}{N_{ruban}-1} \quad (\text{IV.2.a})$$

$$\begin{cases} W(i) = W(1) + (i-1)\Delta W \\ W(i) = W(N_{ruban2}) \\ \Delta W \text{ donné} \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} 1 \leq i \leq N_{ruban2} \\ N_{ruban2} + 1 \leq i \leq N_{ruban} \end{cases} \quad (\text{IV.2.b})$$

b) Profil Triangulaire :

$$\begin{cases} b(i) = b(1) + (i-1)\Delta b & 1 \leq i \leq N_{ruban1} \\ b(i) = b(N_{ruban1}) - (i - N_{ruban1} - 2)\Delta b & N_{ruban1} \leq i \leq N_{ruban} \end{cases} \text{ avec } \Delta b = \frac{C-b(1)}{N_{ruban}-1} \quad (\text{IV.3})$$

c) Profil Sinusoïdal :

$$b(i) = b(1) + \Delta b \sin\left(\frac{N\pi}{N_{ruban}d} y(i)\right) \quad 1 \leq i \leq N_{ruban} \quad (\text{IV.4})$$

d) Profil Exponentiel :

$$b(i) = b(1) e^{+\tau y(i)} \text{ avec } \tau = \frac{\ln\left(\frac{C}{b(1)}\right)}{y(N_{ruban})} \quad 1 \leq i \leq N_{ruban} \quad (\text{IV.5})$$

e) Profil Quelconque

$$\begin{cases} b(i) = b_{\text{Quelconque}} \\ W(j) = W_{\text{Quelconque}} \end{cases} \text{ avec } 1 \leq i, j \leq N_{ruban} \quad (\text{IV.6})$$

II. 3. 3. Approximations des Profils :

Etant donné que la période d de reproduction des motifs est très petite comparée à la longueur totale L_0 , les profils définis précédemment sont étudiés une fois on applique l'approximation de profil constant par section défini sur chaque intervalle de longueur égale à d (Cf. Figure IV.4).

Ainsi, on assume que :

$$b(y_i) = b(i) = \text{Constante} \quad (\text{IV.7.a})$$

$$W(y_i) = W(i) = \text{Constante} \quad (\text{IV.7.b})$$

Cette condition est bien vérifiée sur le profil de la distribution quelconque (Cf. Figure IV.3.c). Tandis que pour les profils curvilignes symétriques ou non symétriques (Cf. Figure IV.3.a et Figure IV.3.b), on peut noter que le profil coupe le milieu du ruban rectangulaire, à son côté supérieur (cas non symétrique) et à ses deux côtés opposés (cas symétrique). Ainsi, on peut voir que la surface totale du métal contribuant à la fuite de l'onde guidée est conservée. On peut alors établir que le profil curviligne des deux cas (a) et (b) est aussi approximé par le profil constant par section.

Par cette approximation qui est toujours aussi vérifiée pour les antennes longues, on est amené à traiter les cas de profils curvilignes et quelconques comme un cas uniforme défini sur chaque période.

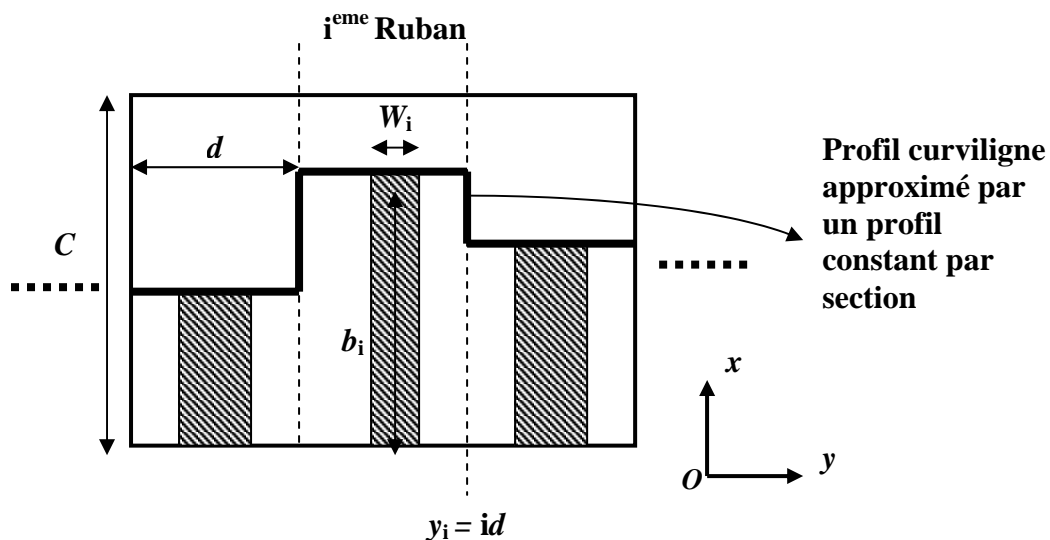


Figure IV.4 : Profil curviligne approximé par un profil constant par section.

III. RESOLUTION DU PROBLEME D'ANALYSE D'ANTENNES NON UNIFORMES A ONDES DE FUITE :

III. 1. Calcul de la constante de Propagation Par Méthode de Résonance

Transverse : $k_{yn}(y_i) = \beta_{yn} - j \alpha_i$ avec $i=1, \dots, N_{\text{ruban}}$

Pratiquement, les dimensions du guide d'ondes ne peuvent atteindre l'infini, ainsi pour simuler la réalité, le guide terminé par une charge adaptée, est limité par des murs magnétiques en $x=0$ et $x=C$ afin de décrire le rayonnement dû aux effets bords. Ceci permet de modéliser le problème fini avec des conditions aux limites bien choisies (Cf. Figure III.2 du Chapitre 3).

La détermination des caractéristiques de rayonnement de l'antenne non uniforme à ondes de fuite se réduit donc, à calculer la constante de propagation complexe de l'harmonique d'espace d'ordre n , notée $k_{yn}(y) = \beta_{yn}(y) - j \alpha(y)$ qu'on peut toujours remplacer par :

$$k_{yn}(y) = k_{yn}(y_i) \quad \text{avec} \quad \beta_{yn}(y) = \beta_{yn}(y_i) = \beta_{yn} \quad (\text{IV.8})$$

$$\text{et} \quad \alpha(y) = \alpha(y_i) = \alpha_i$$

avec

$$\beta_{y_n} = \left(\beta_y + \frac{2n\pi}{d} \right) \quad (\text{IV.9.a})$$

β_y est la constante de phase relative à l'harmonique $n=0$ (harmonique fondamental).

Par ailleurs, on peut toujours noter,

$$k_{yi} = \beta_y - j\alpha_i \quad (\text{IV.9.b})$$

la constante de propagation complexe de l'harmonique fondamental défini dans le $i^{\text{ème}}$ intervalle.

L'étude de la structure périodique se réduit à l'analyse de N_{ruban} cellules de mêmes identiques qui diffèrent seulement dans les dimensions du ruban métallique. Ainsi, le guide considéré est à murs magnétiques et périodiques (Cf. Figure III.2 du Chapitre 3).

Par ailleurs, les expressions (III.4)-(III.18.c) données dans le chapitre 3 pour établir les relations caractérisant le problème de rayonnement d'antennes uniformes à ondes de fuite sont appliquées dans ce cas d'antennes non uniformes en tenant compte des constantes de pertes α_i définies sur chaque période d . On est amené par conséquent à résoudre N_{ruban} problèmes uniformes identiques d'inconnues α_i .

En ce qui concerne la détermination de la constante de phase β_y du mode fondamental. La procédure est la même que celle du chapitre 3.

IV. DIAGRAMMES ET CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT :

IV. 1. Calcul de la Distribution des Amplitudes de l'Onde de Fuite par la Méthode BKW :

Pour trouver la solution du problème de propagation dans une antenne diélectrique à discontinuité non uniforme selon une distribution prédéterminée, on utilise la méthode **BKW**. Cette dernière est bien connue dans la mécanique quantique et a été introduite en 1926 par **Wentzel, Kramers et Brillouin**. D'autre part, elle a été utilisée pour la résolution du problème de guide d'ondes diélectrique de forme perturbée par **Kuitz et Streifer** [12] et **Marcatili**[13]. C'est une technique usuelle particulière pour la détermination de la constante de propagation dans de tels problèmes.

D'après la relation (C.17) de l'Annexe C, le champ solution de l'équation de propagation du problème non uniforme est de la forme :

$$E^{(n)}(y) = A(y) e^{-j \int k_{y_n}(y) dy} \tag{IV.10}$$

En remplaçant l'expression (IV.8) de $k_{y_n}(y)$ dans (IV.10), on définit le champ $E^{(n)}(y)$ dans N_{ruban} intervalles de même longueur d où les parties réelle et imaginaire de la constante de propagation sont supposées constantes d'après la relation (IV.8).

Ainsi, on a :

$$E^{(n)}(y) = \begin{cases} E_1^{(n)}(y) = A_1(y) e^{-j k_{y_n}^{(1)} y} & 0 \leq y \leq d \\ E_2^{(n)}(y) = A_2(y) e^{-j k_{y_n}^{(2)} y} & d \leq y \leq 2d \\ \vdots & \vdots \\ E_{N_{ruban}}^{(n)}(y) = A_{N_{ruban}}(y) e^{-j k_{y_n}^{(N_{ruban})} y} & (N_{ruban}-1) d \leq y \leq N_{ruban} d \end{cases} \tag{V.11}$$

avec

$$\begin{cases} k_{y_n}^{(1)} = \beta_{y_n} - j\alpha_1 \\ k_{y_n}^{(2)} = \beta_{y_n} - j\alpha_2 \\ \vdots \\ k_{y_n}^{(N_{ruban})} = \beta_{y_n} - j\alpha_{N_{ruban}} \end{cases} \tag{IV.12}$$

Soit,

$$E^{(n)}(y) = \begin{cases} A_1(y) e^{-j\beta_{y_n} y} e^{-\alpha_1 y} & 0 \leq y \leq d \\ A_2(y) e^{-j\beta_{y_n} y} e^{-\alpha_2 y} & d \leq y < 2d \\ \vdots \\ A_{N_{ruban}}(y) e^{-j\beta_{y_n} y} e^{-\alpha_{N_{ruban}} y} & (N_{ruban} - 1) d \leq y \leq N_{ruban} d \end{cases} \quad (IV.13)$$

D'une manière générale, on peut toujours écrire :

$$E_i^{(n)}(y) = A_i(y) e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} \quad (i-1) d \leq y \leq i d \quad \text{et} \quad 1 \leq i \leq N_{ruban} \quad (IV.14)$$

Dont la dérivée est donnée par :

$$\frac{dE_i^{(n)}(y)}{dy} = -A_i(y) \alpha_i e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} - jA_i(y) \beta_{y_n} e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} + e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} \frac{dA_i(y)}{dy} \quad (IV.15)$$

Soit,

$$\frac{dE_i^{(n)}(y)}{dy} = -A_i(y) (\alpha_i + j\beta_{y_n}) e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} + e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} \frac{dA_i(y)}{dy} \quad (IV.16)$$

Si $d \ll L_0$, on peut supposer que $A_i(y)$ est presque constante dans l'intervalle de longueur d .

Soit:

$$\frac{dA_i(y)}{dy} \approx 0 \quad (IV.16.a)$$

Ainsi,

$$\frac{dE_i^{(n)}(y)}{dy} = -A_i(y) (\alpha_i + j\beta_{y_n}) e^{-\alpha_i y} e^{-j\beta_{y_n} y} \quad (IV.16.b)$$

La distribution récurrente liant les différentes amplitudes de l'onde de fuite est donnée par :

$$A_{i+1}(id) = A_i(id) \frac{1 + \alpha_i + j\beta_{y_n}}{1 + \alpha_{i+1} + j\beta_{y_n}} e^{i(\alpha_{i+1} - \alpha_i)d} \quad 1 \leq i \leq N_{Ruban} - 1 \quad (IV.20)$$

Cas limites : $y = 0$ ($i = 0$) et $y = L_0$ ($i = N_{ruban} + 1$)

- Pour $y=0$ ($i=0$), on assume que l'amplitude de l'onde de fuite A_0 est donnée. Elle correspondra à l'amplitude de l'excitation à l'entrée du guide diélectrique ($y=0$). On suppose que toute l'énergie est transférée au guide (pas de pertes d'adaptation entre l'excitation et le guide), par suite la constante de pertes α à $y=0$, notée α_0 est nulle. Par ailleurs, par commodité, on choisit une amplitude normalisée à l'entrée du guide, tel que $A_0 = 1$.

Ainsi, la distribution récurrente des amplitudes est générée et devient pour $i = 1$:

$$A_1 = \frac{1 + j\beta_{y_n}}{1 + \alpha_1 + j\beta_{y_n}} \quad (IV.21)$$

IV. 2. Calcul du Diagramme de Rayonnement :

IV. 2. 1. Méthode Approchée :

Pour la détermination des champs lointains ($E_\theta^{(n)}, E_\phi^{(n)}$) de l'harmonique d'espace n , transformées de Fourier des champs proches sur la fenêtre délimitant les dimensions réelles de l'antenne, une méthode approchée peut être appliquée. Elle permet d'obtenir des résultats précis dans le cas d'antennes à ondes de fuite de longueur L_0 supérieure à sa largeur C , où $L_0 = N_{ruban} d \gg \lambda_0$. En effet, ceci est possible par simple connaissance du champ proche dans le plan ($x=0$) dans l'espace de **Fourier** (Cf. Figure IV.5).

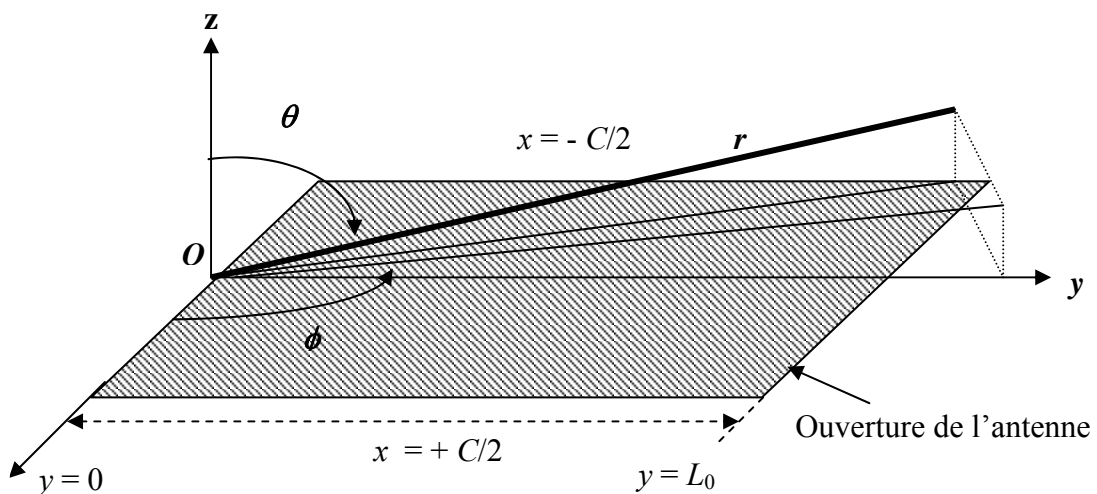


Figure IV.5 : Ouverture de l'antenne pour le calcul du diagramme de rayonnement.

Dans le cas d'une excitation perpendiculaire au plan de masse, la composante $E_x^{(n)}(y)$ est faible par rapport à $E_y^{(n)}(y)$ pour des antennes assez larges. On ne s'intéressera qu'au rayonnement dans le plan (yOz) , calculé à partir de $E_y^{(n)}(y)$. Tandis que pour des antennes de faibles largeurs, la composante $E_x(y)$ n'est plus négligeable. Elle est antisymétrique selon (Ox) et n'intervient pas dans le calcul du diagramme de rayonnement dans le plan E . Donc, selon les relations (III.19.a.) et (III.19.b) du chapitre 3:

Dans le plan E (yOz) $(\phi=90^\circ)$, On a: $E_\theta^{(n)}(\theta, \phi) \propto \check{E}_y^{(n)}(\theta, \phi)$ (IV.22.a)

Dans le plan H (xOz) $(\phi=0^\circ)$, On a: $E_\phi^{(n)}(\theta, \phi) \propto \check{E}_y^{(n)}(\theta, \phi) \cos \theta$ (IV.22.b)

L'expression de la transformée de **Fourier** du champ $E_y^{(n)}(y)$ à l'ouverture de longueur L_0 est:

$$\check{E}_y^{(n)}(\theta, \phi) = \int_0^{L_0} A(y) e^{-\alpha(y)y} e^{+j\beta_{y_n}y} e^{-jK_0 \sin \theta \sin \phi y} dy \quad (IV.23.a)$$

où $K_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu}$ et $\lambda_0 = \frac{2\pi}{K_0}$ sont respectivement le nombre et la longueur d'onde en espace libre:

$$\begin{aligned} \check{E}_y^{(n)}(\theta, \phi) = & \int_0^d A_1(y) e^{-\alpha_1 y} e^{+j\beta_{y_n} y} e^{-jK_0 \sin \theta \sin \phi y} dy + \dots \\ & \dots + \int_{(i-1)d}^{id} A_i(y) e^{-\alpha_i y} e^{+j\beta_{y_n} y} e^{-jK_0 \sin \theta \sin \phi y} dy + \dots \end{aligned} \quad (IV.23.b)$$

Ce dernier peut être écrit sous la forme :

$$\check{E}_y^{(n)}(\theta, \phi) = \check{E}_{y_1}^{(n)}(\theta, \phi) + \check{E}_{y_2}^{(n)}(\theta, \phi) + \check{E}_{y_3}^{(n)}(\theta, \phi) + \dots + \check{E}_{y_i}^{(n)}(\theta, \phi) + \dots \quad (IV.24.a)$$

$$\check{E}_y^{(n)}(\theta, \phi) = \sum_{i=1}^{N_{ruban}} \check{E}_{y_i}^{(n)}(\theta, \phi) \quad (IV.24.b)$$

Avec $\check{E}_{y_i}^{(n)}(\theta, \phi) = \int_{(i-1)d}^{id} A_i(y) e^{-\alpha_i y} e^{+j\beta_{y_n} y} e^{-jK_0 \sin \theta \sin \phi y} dy$ (IV.24.c)

Où $1 \leq i \leq N_{ruban}$

IV. 2. 2. Méthode d'Approximation: Source Linéaire–Réseau à Éléments Discrets ^[14-15] :

Les caractéristiques des sources rayonnantes continues peuvent être approximées par un réseau d'éléments discrets et vice-versa et leur développement suit ceux des réseaux. Pour la distribution rayonnante continue de sources, le champ total est donné par le produit de l'élément et du facteur d'espace. Ceci est analogue à la multiplication des diagrammes dans le cas du réseau. Cette technique peut être utilisée pour la discrétisation de n'importe quelle distribution rayonnante continue de sources. La précision augmente si le nombre d'éléments augmente et l'espacement entre eux diminue. A la limite, les deux diagrammes seront identiques ^[14-15].

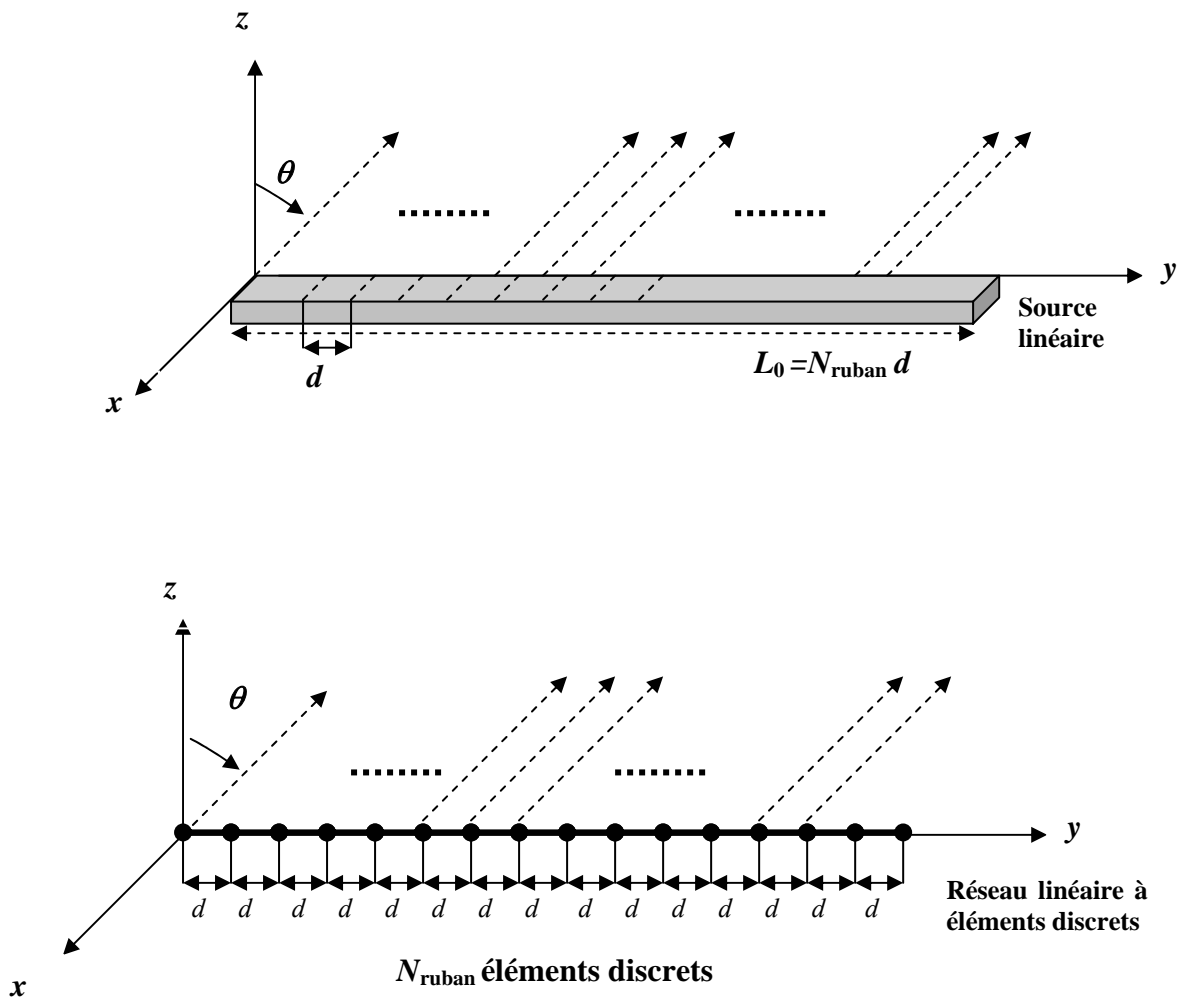


Figure IV.6 : Approximation Source linéaire–Réseau à éléments discrets.

Ainsi, on suppose que l'élément discret est positionné aux extrémités du segment de longueur de d . Alors, il sera aisé d'écrire à la position $y_i = id$, où $1 \leq i \leq N_{ruban}$:

$$\tilde{E}_{y_i}^{(n)}(\theta, \phi) = A_i(y_i) e^{-\alpha_i i d} e^{+j\beta_{y_n} y_i} e^{-j K_0 \sin\theta \sin\phi i d} \quad (\text{IV.25.a})$$

Si on pose : $B_i^{(n)} = A_i(id) e^{-\alpha_i i d} e^{+j\beta_{y_n} i d}$ (IV.25.b)

qu'on désigne par l'excitation complexe de chaque élément discret à la position y_i prise aux extrémités de segment de longueur d .

La relation (IV.25.b) est réduite à:

$$\tilde{E}_{y_i}^{(n)}(\theta, \phi) = B_i^{(n)} e^{-j K_0 i d \sin\theta \sin\phi} \quad (\text{IV.25.c})$$

De même, l'expression (IV.24.b) du champ rayonné par la source continue non uniforme devient :

$$\tilde{E}_y^{(n)}(\theta, \phi) = \sum_{i=1}^{N_{\text{Ruban}}} B_i^{(n)} e^{-j K_0 i d \sin\theta \sin\phi} \quad (\text{IV.26})$$

La relation (IV.26) s'identifie au champ rayonné d'un réseau linéaire de N_{ruban} éléments discrets excités par $B_i^{(n)}$ et situés à $y_i = id$. Ce dernier présente une amplitude d'excitation atténuée par la constante de pertes α_i et dont le faisceau est pointé vers la direction θ_n de l'harmonique d'espace n , fonction de la constante de phase β_{y_n} de l'onde de fuite.

Si on remplace β_{y_n} dans (IV.25.b) par:

$$\sin \theta_n = \frac{\beta_{y_n}}{K_0} \quad (\text{IV.27.a})$$

On obtient,

$$B_i^{(n)} = A_i(id) e^{-\alpha_i i d} e^{+j K_0 i d \sin \theta_n} \quad (\text{IV.27.b})$$

Dans certaines applications, on s'intéresse seulement au rayonnement de l'harmonique d'espace $n = -1$ où $\beta_{y,-1}$ est donnée par :

$$\beta_{y-1} = \beta_y - \frac{2\pi}{d} \quad (\text{IV.28.a})$$

$$B_i^{(-1)} = A_i(id) e^{-\alpha_i i d} e^{+j K_0 i d \sin \theta_{-1}} \quad (\text{IV.28.b})$$

D'une manière générale, une structure à ondes de fuite peut toujours se comporter comme un réseau linéaire périodique à déphasage.

Le diagramme de rayonnement de la relation (IV.24.b) peut être écrit sous la forme:

$$\tilde{E}_y^{(-1)}(\theta, \phi) = \sum_{i=1}^{N_{ruban}} B_i^{(-1)} e^{-j K_0 i d \sin \theta \sin \phi} \quad (\text{IV.29.a})$$

Soit,

$$\tilde{E}_y^{(-1)}(\theta, \phi) = \sum_{i=1}^{N_{ruban}} A_i e^{-\alpha_i i d} e^{-j K_0 i d (\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_{-1})} \quad (\text{IV.29.b})$$

V. RESULTATS NUMERIQUES– INTERPRETATIONS ET DISCUSSIONS :

V. 1. Calcul de la Constante de Propagation Complexe:

Le problème général d'antennes non uniformes à ondes de fuite est décomposé en N_{ruban} sous problèmes équivalents quasi-identiques. Leurs formulations par méthode de **Galerkin**, aboutissent à des systèmes matriciels à inconnue complexe $k_{yi} = \beta_y - j\alpha_i$. Identiquement au problème uniforme, cette dernière est calculée par l'annulation du déterminant ($\text{Det}_i = 0$) de chaque sous problème.

Par ailleurs, la constante de propagation complexe est calculée en deux étapes, la première consiste à l'estimation de β_y ($k_{yi} = \beta_y$, $\alpha_i = 0$) qui minimise le module du déterminant. Quant à la deuxième étape, elle consiste à la détermination de α_i ($k_{yi} = \beta_y - j\alpha_i$) qui minimise le module du déterminant de la matrice réaction obtenue. Ainsi un processus itératif est généré. La convergence de k_{yi} est obtenue après stabilisation de la valeur calculée.

V. 2. Validation de la Méthode d'Approximation :

Sur la *figure (IV.7)*, la comparaison de la méthode d'approximation et la méthode exacte est élaborée. Ainsi, l'erreur moyenne en (%) en fonction de la fréquence f (GHz) et du nombre de rubans N_{ruban} en bande millimétrique est représentée. On note que l'effet de l'approximation disparaît pour les grandes valeurs de N_{ruban} .

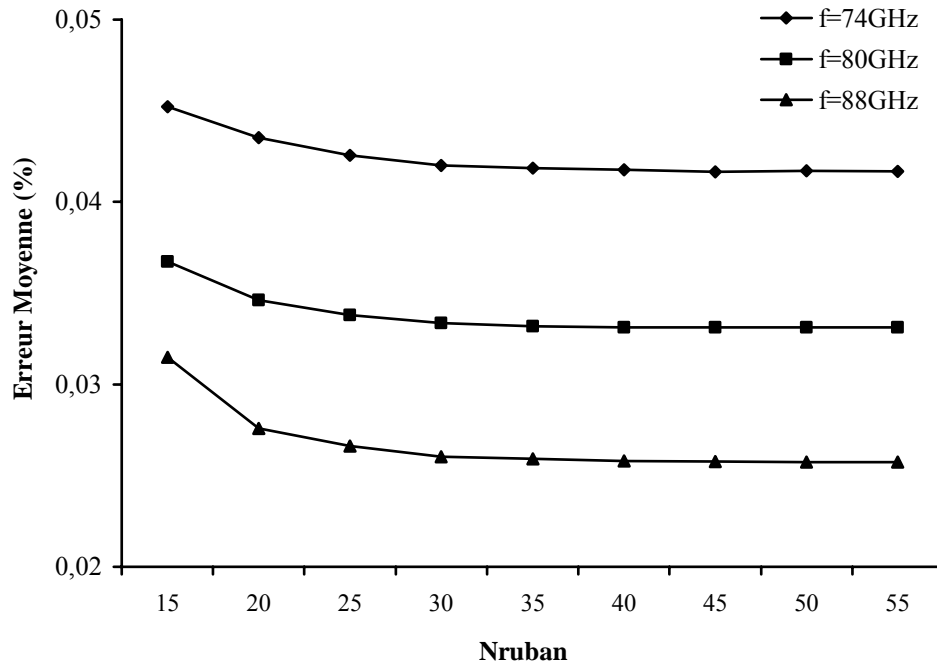


Figure IV.7 : Comparaison de la méthode d'approximation et la méthode exacte. Calcul de l'erreur Moyenne en (%) en fonction de la fréquence f (GHz) et du nombre de rubans N_{ruban} en bande millimétrique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f=80\text{GHz}$).

V. 3. Résultats Numériques et Interprétations :

La distribution des amplitudes non uniformes et calcul des diagrammes de rayonnement développés dans les paragraphes (II, III et IV) par l'approximation du profil constant par section est appliquée pour le cas des antennes à ondes de fuite. Plusieurs exemples et résultats sont présentés et illustrés afin de démontrer le caractère versatile et flexible de cette technique pour des profils très variés allant de la forme continue prédéterminée (linéaire, triangulaire, exponentielle, sinusoïdale, etc.) à des formes plus générales, tel que le profil aléatoire y compris le cas non périodique de la reproduction des rubans métalliques.

Les résultats numériques sont obtenus en bande millimétrique en premier avec des dimensions d'antenne déjà données dans le *Chapitre III*. Ensuite, des exemples sont aussi illustrés dans la bande Ku.

V. 3. 1. Profil linéaire :

Pour le cas du profil linéaire, plusieurs configurations symétriques et non symétriques étudiées sont représentés.

Sur la *figure (IV.8.a)*, une représentation des diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\max}(dB)$ (a) et les demi distributions $b(\lambda_0)/2$ linéaires respectives des rubans métalliques (b) en fonction de $b(1)/C$ à $f=80\text{GHz}$ pour $N_{ruban} = N_{ruban1} = 25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) est donnée. Ainsi, par

ce profil linéaire dont la largeur de rubans métalliques $W(y)$ choisie fixe et égale à $0.3307\lambda_0$, la largeur du faisceau principal est réduite en variant le rapport $b(1)/C$.

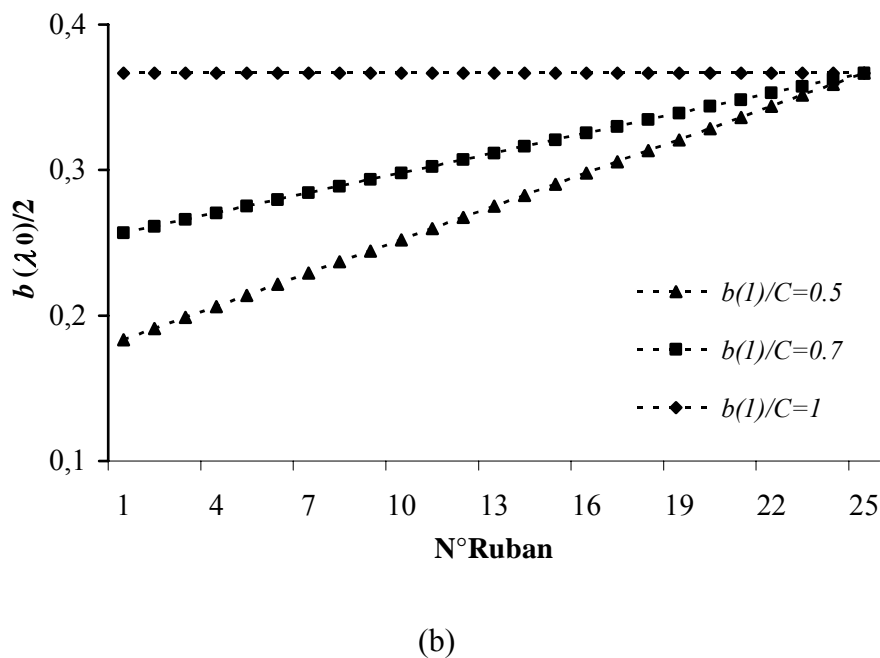
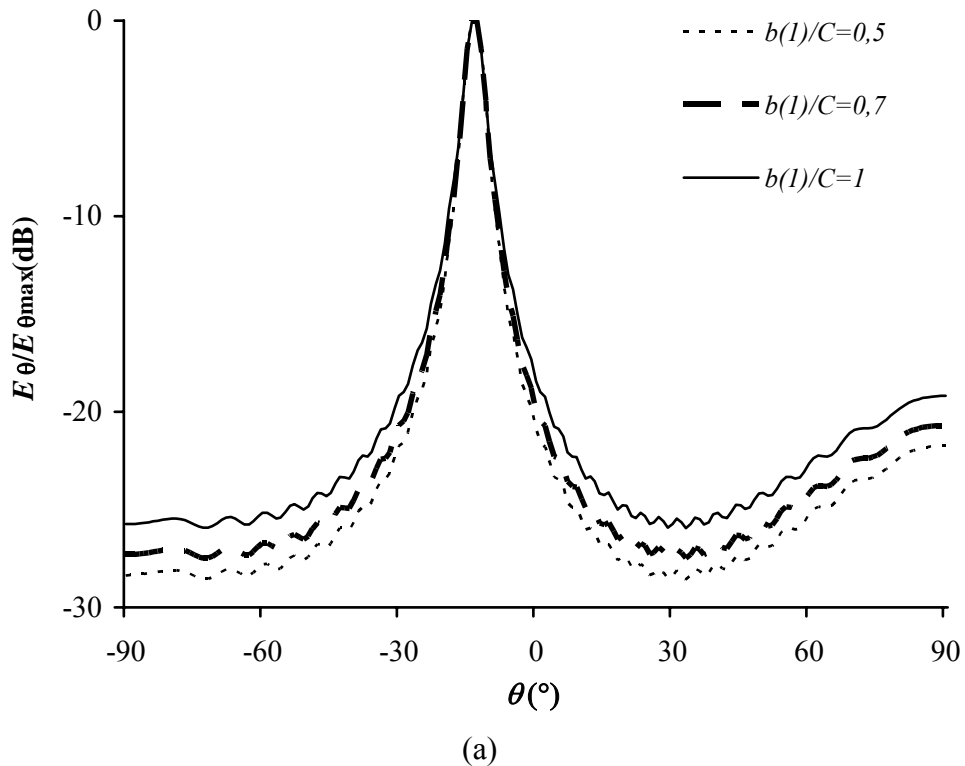


Figure IV.8.a : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{max}}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ à $f=80GHz$ et $N_{ruban} = N_{ruban1}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$). (b) Demi distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

On peut aussi voir sur la *figure (IV.8.b)*, que le *NLS* (dB) passe de 12.9dB, 11dB et 9.8dB pour $b(1)/C=0.1$ à 10.9dB, 8.5dB et 6dB pour $b(1)/C=0.9$ lorsque N_{ruban} passe de 20 ($L_0 \approx 13\lambda_0$) à 40 ($L_0 \approx 27\lambda_0$). D'autre part, le rendement tend vers le maximum pour les antennes les plus longues et les plus grands rapports $b(1)/C$ (Cf. *Figure IV.8.b*). Par suite, un compromis dans le choix de N_{ruban} et le rapport $b(1)/C$ peut être fait pour réaliser de meilleurs rendements avec un faible niveau des lobes secondaires et une largeur de faisceau plus étroite.

En comparant ces résultats avec ceux obtenus sur la *figure (III.33)*, on peut remarquer que pour $b(\lambda_0)$ au-delà de $0.534\lambda_0$, le *NLS*(dB) ne peut plus décroître plus de 10dB pour $L_0=20\lambda_0$. Cependant, sur la *figure (IV.8.b)*, avec ce profil linéaire récurrent, pour le rapport $b(1)/C$ supérieur à 0.7, le *NLS* (dB) peut atteindre 6dB pour $L_0=27\lambda_0$. Notons aussi sur la *figure (III.35)*, que pour le cas d'antenne à ondes de fuite uniforme, à la limite $W(\lambda_0)=0.347\lambda_0$, le *NLS*(dB) ne peut dépasser 7.5dB pour $L_0=20\lambda_0$. On peut donc, conclure que pour atteindre de meilleurs *NLS*(dB), il faut réaliser en plus des paramètres définissant le profil non uniforme, un choix judicieux de la longueur de l'antenne et la fréquence de travail.

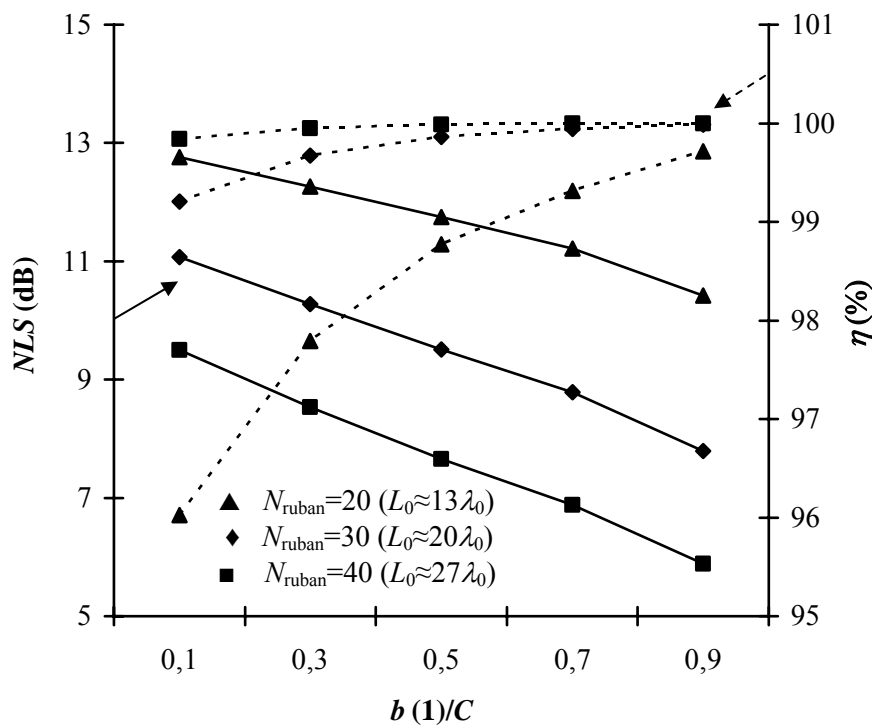
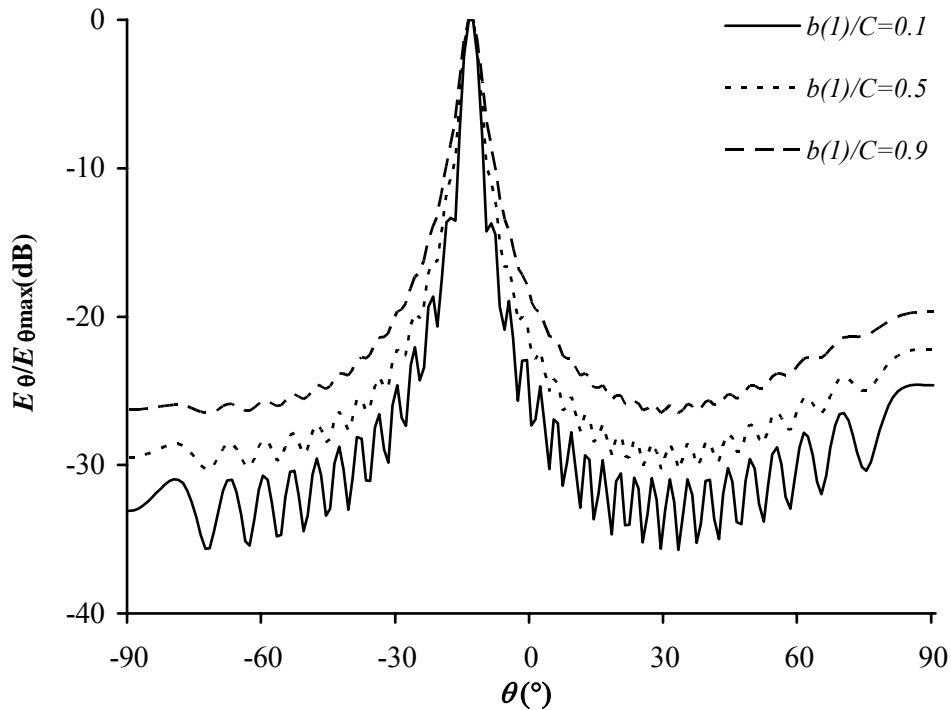
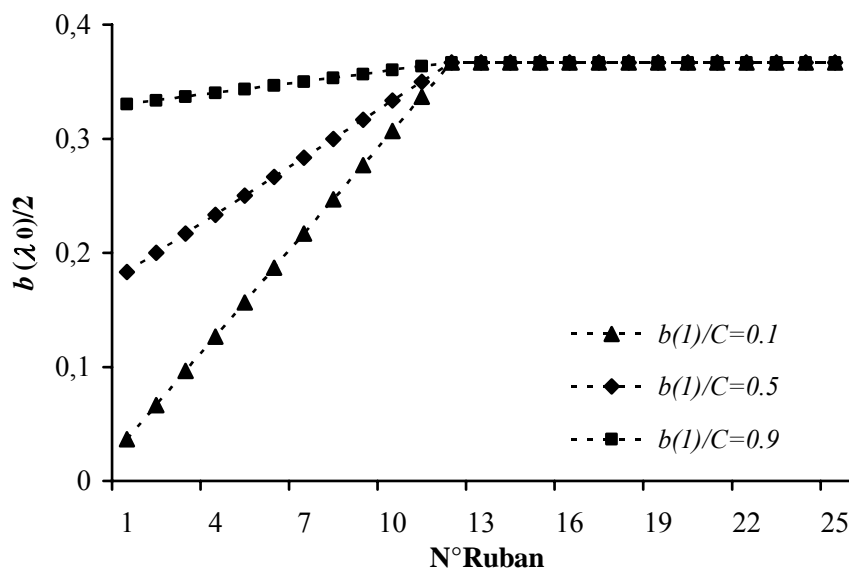


Figure IV.8.b : Variations de *NLS*(dB) et η (%) à $f=80\text{GHz}$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{\text{ruban}} = N_{\text{ruban}1}$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Un autre profil linéaire faisant varier la longueur $b(y)$ avec une largeur $W(y)$ fixe et égale à $0.3307\lambda_0$ est considéré où $N_{\text{ruban}} \neq N_{\text{ruban}1}$. Dans cet exemple, $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) et la variation $b(y)$ devient constante au-delà du 12^{ème} ruban. Sur la *figure (IV.9.a)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}$ (dB) (a) et leurs demi distributions linéaires respectives $b(\lambda_0)/2$ (b) sont représentés en fonction du rapport $b(1)/C$ à $f=80\text{GHz}$. On peut aussi noter que les mêmes remarques précédentes sont valables, cependant, les *NLS*(dB) sont plus élevés avec des largeurs plus étroites.



(a)



(b)

Figure IV.9.a : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de $b(1)/C$ à $f=80$ GHz et $N_{ruban}=25(L_0 \approx 17\lambda_0)$ et $N_{ruban1}=12$. (b) Demi distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Sur la *figure (IV.9.b)*, les variations des NLS (dB) et du rendement η (%) sont illustrés en fonction du nombre N_{ruban1} et du rapport $b(1)/C$ pour une largeur $W(\lambda_0)$ fixe et égale à $0.3307\lambda_0$. Le nombre total N_{ruban} est pris égal à 25 ($L_0 \approx 17\lambda_0$). La décroissance du NLS (dB) et par suite une augmentation du rendement inversement aux valeurs de N_{ruban1} est toujours notée. Ce dernier est passé de 13.5dB à 8dB pour $N_{ruban1}=10$, de 13.2dB à 8dB pour $N_{ruban1}=15$ et de 12dB à 8dB pour $N_{ruban1}=20$. Le rendement est à 87% pour $N_{ruban1}=20$. Des valeurs plus élevées sont notées pour le rapport $b(1)/C=0.1$ par rapport à *la figure (IV.8.b)*.

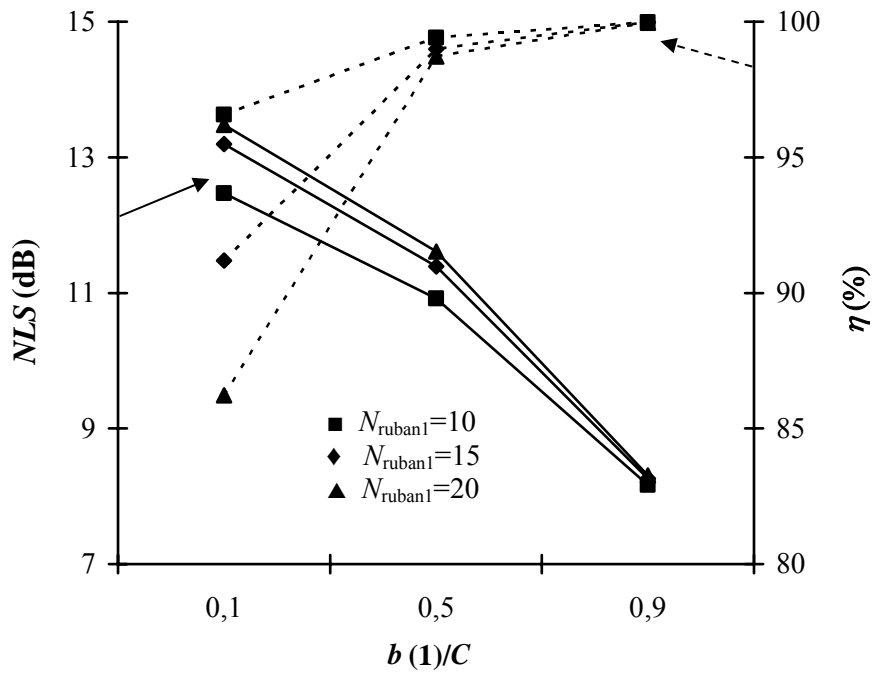
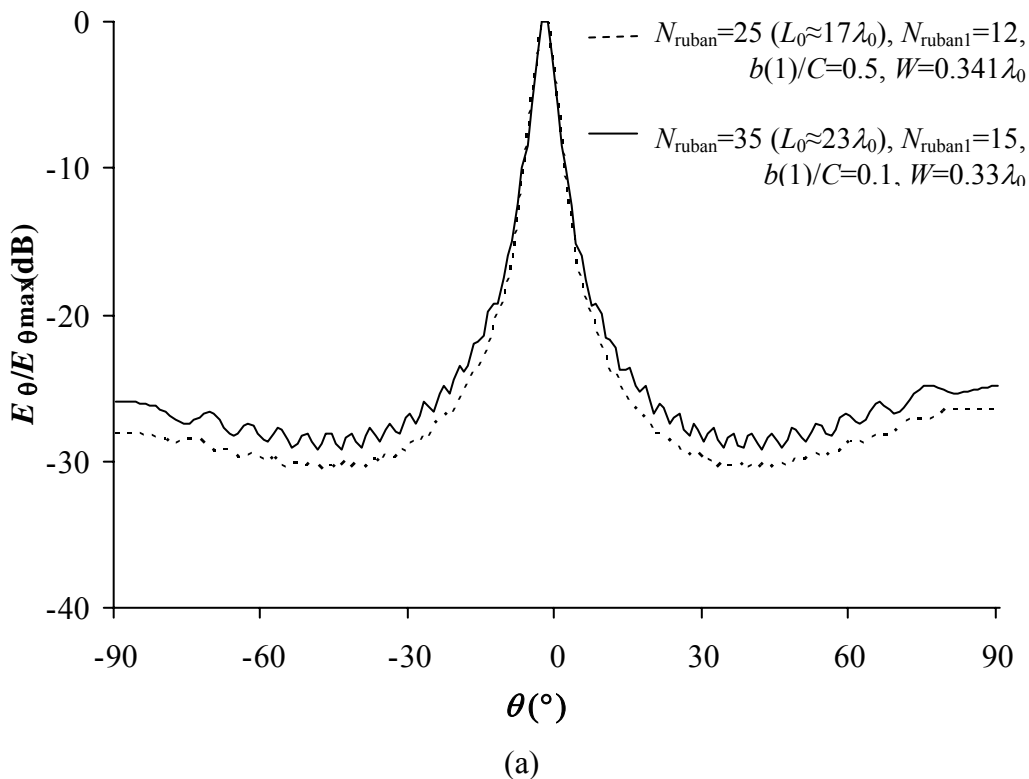


Figure IV.9.b : Variations de NLS (dB) et η (%) à $f=80\text{GHz}$ et $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) en fonction de $b(1)/C$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Un autre exemple pour le profil linéaire où $N_{\text{ruban}} \neq N_{\text{ruban1}}$ à différentes valeurs de N_{ruban1} , du rapport $b(1)/C$ et $W(\lambda_0)$ est considéré. Sur la *figure (IV.10)*, les diagrammes de rayonnement sont illustrés à la fréquence $f=80\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) et 35 ($L_0 \approx 23\lambda_0$). L'allure de ces derniers est altérée avec la variations des autres paramètres N_{ruban1} , $b(1)/C$ et $W(\lambda_0)$.



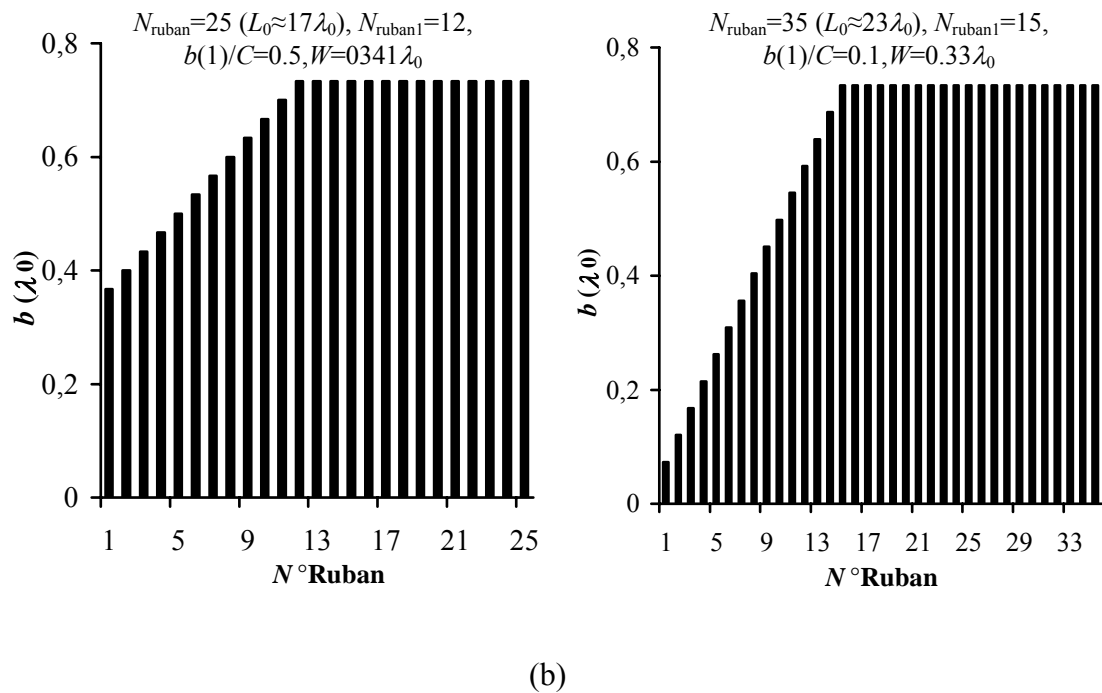
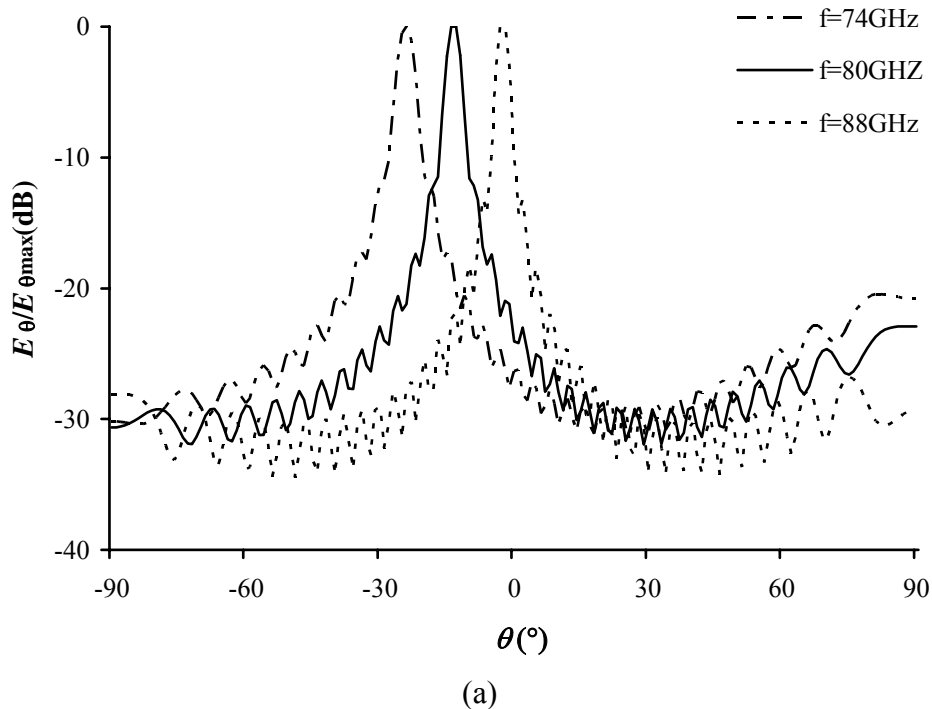


Figure IV.10 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{\max}}(\text{dB})$ à $f=80\text{GHz}$. (b) Distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5, C=0.734\lambda_0, a=0.32\lambda_0, d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la *figure (IV.11)*, le balayage électronique est illustré pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $N_{\text{ruban1}}=12$ et $b(1)/C=0.7$. La position du faisceau principal est passée de $-23^\circ, -13^\circ, -2^\circ$ respectivement pour $f=74, 80$ et 88GHz . Le niveau du lobe principal par rapport au premier lobe secondaire a tendance à diminuer et les ondulations augmentent avec la fréquence.



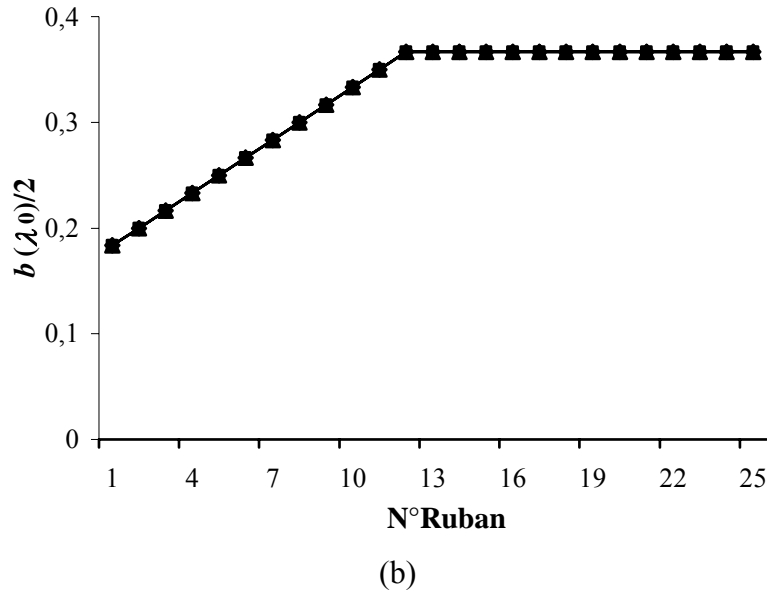


Figure IV.11 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=74, 80$ et 88 GHz pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$, $N_{ruban1}=12$ et $b(1)/C=0.7$). (b) Demi distributions linéaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

D’autre part, prenons le cas de la variation de la largeur des rubans métalliques $W(\lambda_0)$ donnée par l’expression (IV.2.b) du profil linéaire avec une variation de la longueur $b(\lambda_0)$ constante dans un premier temps.

Soit le profil linéaire de $W(\text{mm})$ donnés ^[5] par (IV.30):

$$\begin{cases} W(i) = 0.25 + (i - 1) \cdot 0.25 \text{ mm} & \text{avec } 1 \leq i \leq 12 \\ W(i) = 3 \text{ mm} & 12 \leq i \leq 39 \end{cases} \quad (IV.30)$$

Sur la *figure (IV.12)*, on représente une comparaison des diagrammes de rayonnement en bande Ku à $f=15$ GHz, obtenus par la méthode d’approximation appliquée dans ce *chapitre IV* et ceux obtenus par la méthode développée et les mesures dans ^[5].

On remarque que les courbes de la *figure (IV.12)* calculées et mesurée par la relation (IV.30) sont très voisines. L’antenne présente un lobe principal à -25° et dont le niveau est de l’ordre de 22dB au dessus du premier lobe secondaire.

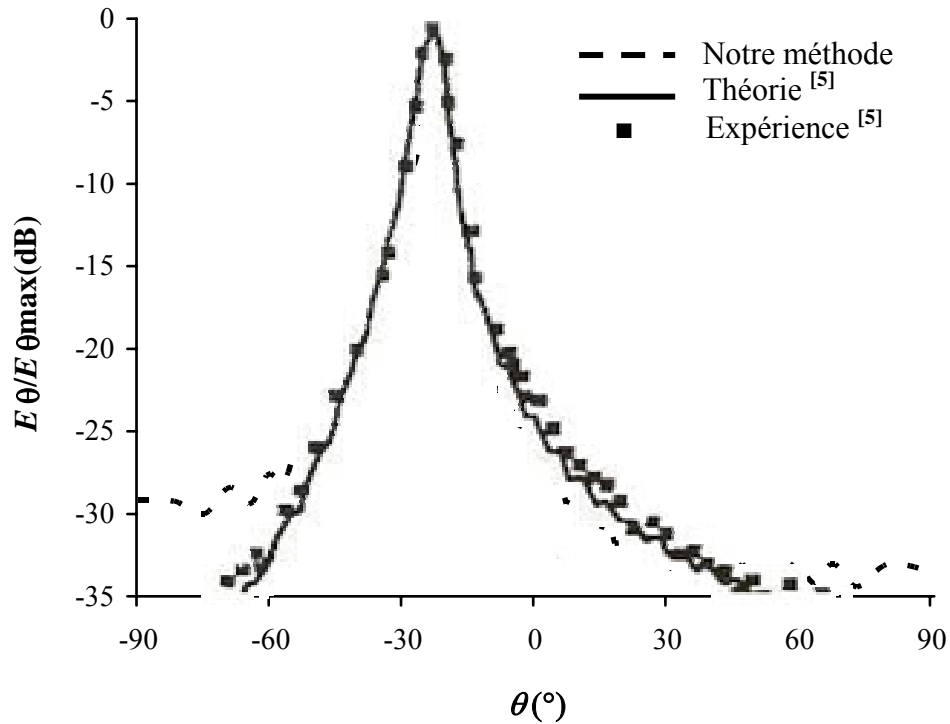
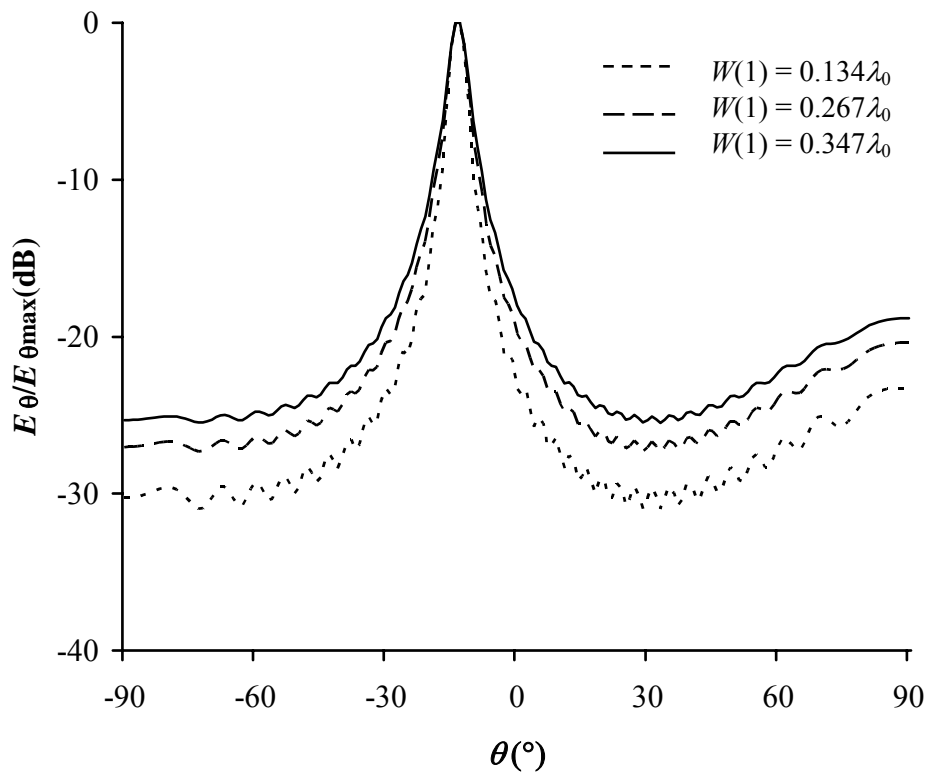


Figure IV.12 : Comparaison des diagrammes de rayonnement des profils linéaires $W(\lambda_0)$ variables ^[5].
 $\epsilon_r=13, b=C=0.225\lambda_0, a=0.165\lambda_0, d=0.4\lambda_0. (\lambda_0=20\text{mm}, f_0=15\text{GHZ}).$

On représente sur la *figure (IV.13.a)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{\max}}(\text{dB})$ en fonction de $W(1)$ à $f=80\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=N_{\text{ruban}2}=25 (L_0\approx 17\lambda_0)$. Des largeurs de faisceaux plus étroites sont obtenues pour les faibles valeurs de $W(1)$.



(a)

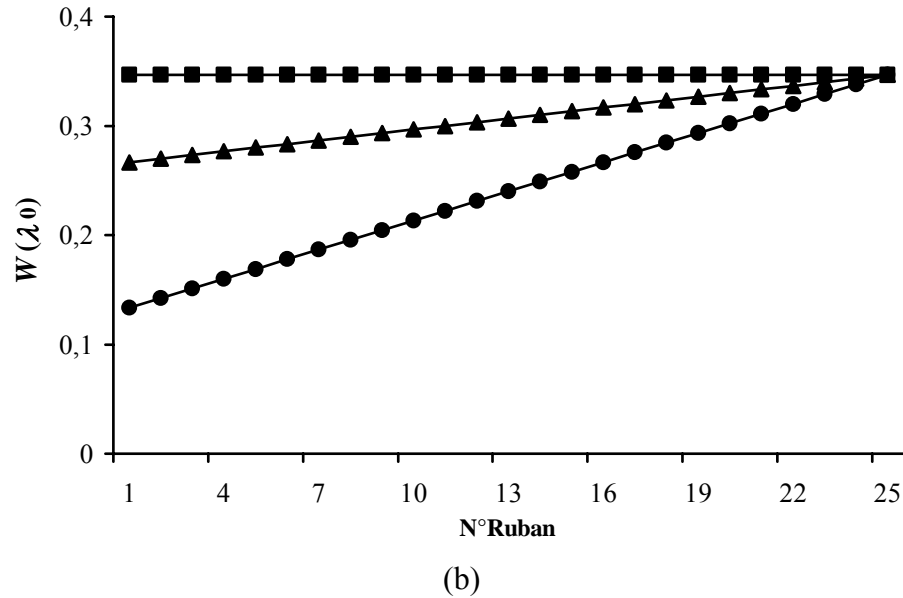


Figure IV.13.a : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de $W(1)$ à $f=80\text{GHz}$ et $N_{ruban} = N_{ruban1}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) et (b) Distributions linéaires respectives des largeurs des rubans métalliques $W(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Par ailleurs, les variations des caractéristiques de rayonnement sont représentées sur la figure (IV.13.b) où le NLS(dB) diminue avec l'augmentation de $W(1)$. Cette décroissance est plus grande pour les antennes les plus longues. Le NLS(dB) passe de 12dB à 10dB pour $N_{ruban}=20$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), de 10dB à 8dB pour $N_{ruban}=30$ ($L_0 \approx 20\lambda_0$), et de 8dB à 5 dB pour $N_{ruban}=40$ ($L_0 \approx 27\lambda_0$). Le rendement est supérieur à 90% pour $N_{ruban}=20$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$).

Comparant les NLS(dB) à ceux obtenus dans le cas d'antennes uniformes à ondes de fuite (Cf. Figure III.35). On peut noter que pour le profil uniforme pour $W(\lambda_0)=W(1)=0.347\lambda_0$, le NLS(dB) est passé de 7.43dB à 5.60dB.

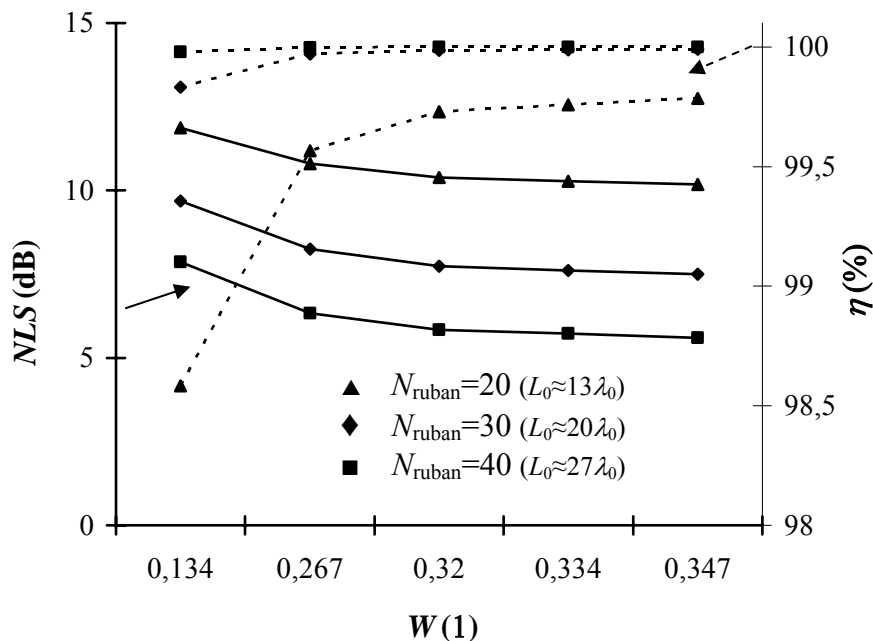
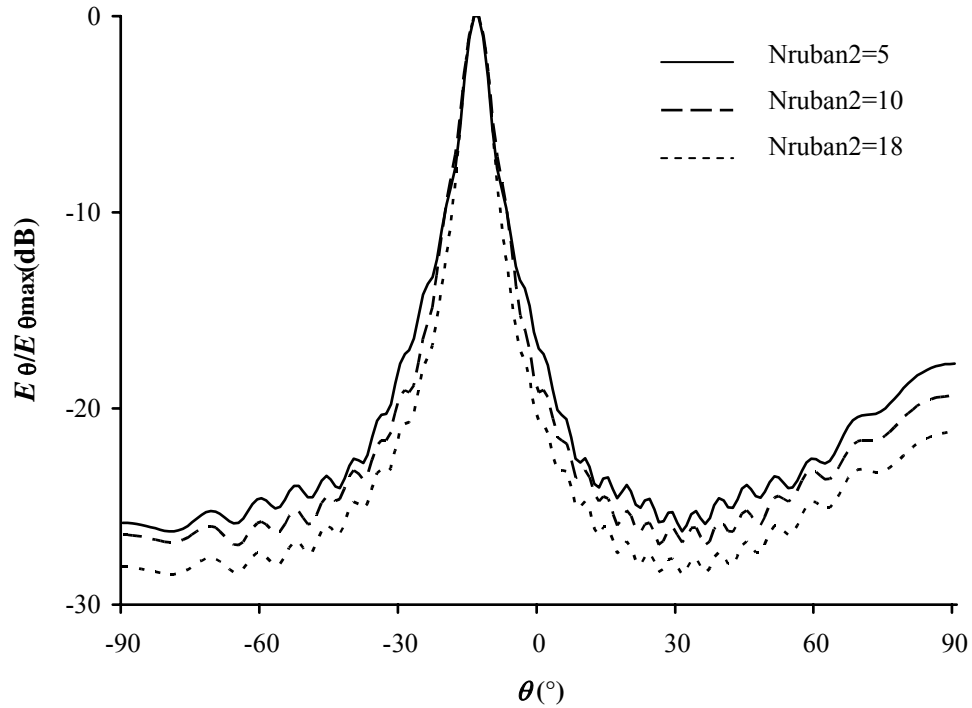
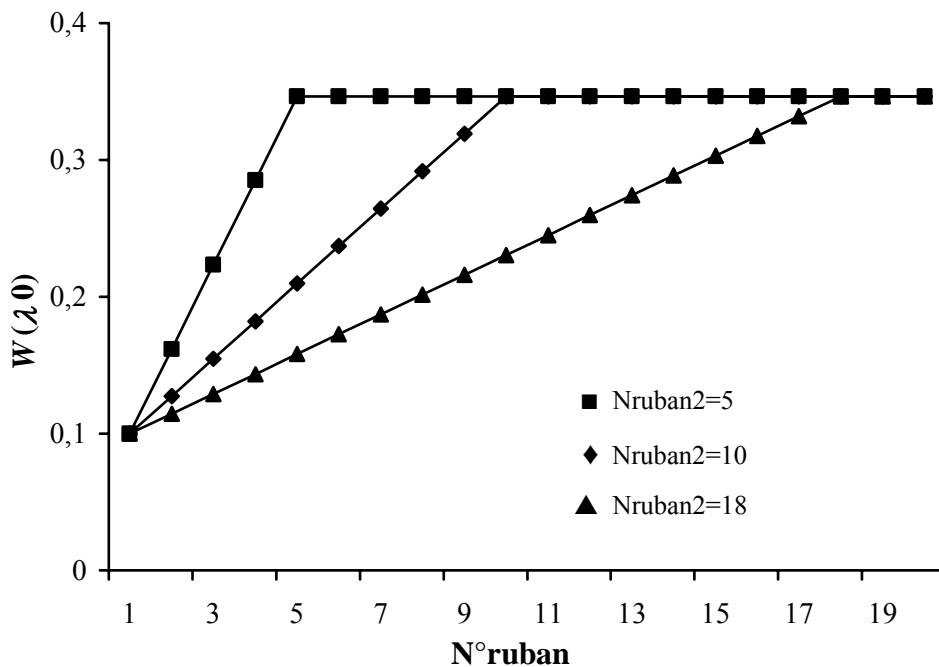


Figure IV.13.b: Variations de NLS(dB) et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de $W(1)$ exprimé en fonction de λ_0 . $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

D'autres exemples de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}(dB)$ pour $N_{ruban} \neq N_{ruban2}$ pris respectivement égaux à 20 ($L_0 \approx 13\lambda_0$) et $W(1)=0.1\lambda_0$ sont représentés sur la figure (IV.14.a) en fonction de N_{ruban2} à $f=80GHz$. Le NLS(dB) et la largeur du faisceau dépendant de N_{ruban2} comme est montré sur la figure.



(a)



(b)

Figure IV.14.a : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}(dB)$ en fonction de N_{ruban2} à $f=80GHz$, $W(1)=0.1\lambda_0$ et $N_{ruban}=20$ ($L_0=13\lambda_0$). (b) Distributions linéaires respectives des largeurs des rubans métalliques $W(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

De même, le rendement $\eta(\%)$ augmente quand le $NLS(\text{dB})$ décroît avec l'augmentation de la valeur initiale de $W(1)$ (Cf. Figure IV.14.b). Cette décroissance est plus significative lorsque $N_{\text{ruban}2}$ augmente à N_{ruban} pris constant égal à 30 ($L_0=20\lambda_0$). Ce dernier passe de 9.5dB à 7.5dB au dessous du lobe principal pour $N_{\text{ruban}2}=10$, de 8.9dB à 7.5dB pour $N_{\text{ruban}2}=15$ et de 8.4dB à 7.5dB pour $N_{\text{ruban}2}=20$. Le rendement est supérieur à 99% (antenne longue). On peut aussi noter que le $NLS(\text{dB})$ peut atteindre des valeurs inférieures à 6.5dB par ce profil pour $W(1)$ supérieur à $0.267\lambda_0$.

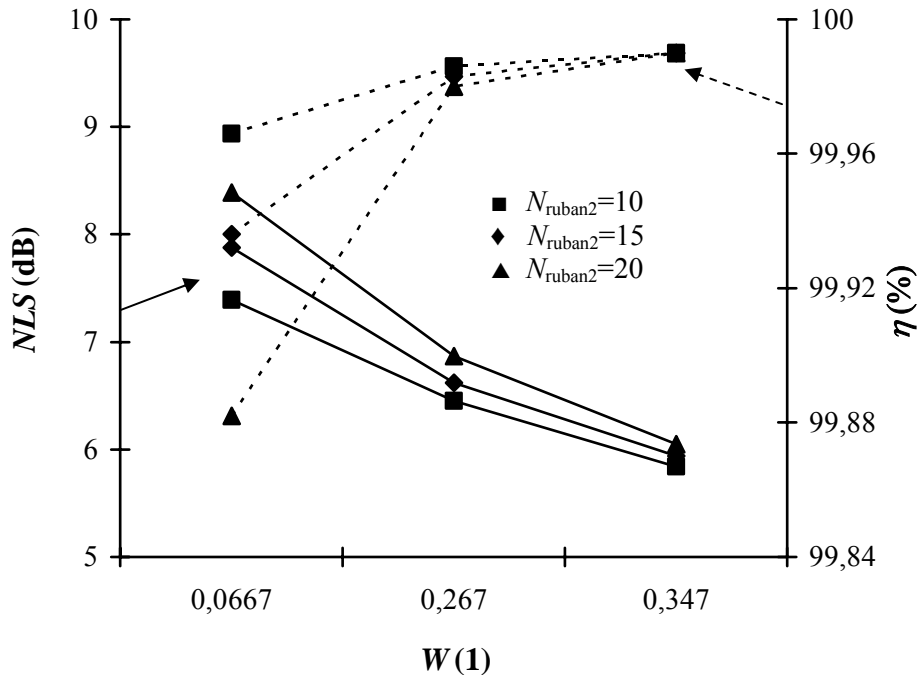


Figure IV.14.b: Variations de $NLS(\text{dB})$ et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de $W(1)$ pour $N_{\text{ruban}}=30$ ($L_0=20\lambda_0$). $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

V. 3. 2. Profil Triangulaire :

Pour le cas du profil triangulaire, plusieurs configurations symétriques et non symétriques sont aussi étudiés.

Sur la figure (IV.15), les diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\text{max}}(\text{dB})$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{\text{ruban}}=31$ ($L_0\approx 21\lambda_0$), $N_{\text{ruban}1}=15$ à $f=80\text{GHz}$ et leurs demi distributions triangulaires respectives $b(\lambda_0)/2$ sont représentées. Comme on peut le voir, les allures des diagrammes ont changé par rapport à celles des profils linéaires récurrents. Ces dernières dépendent fortement de la valeur du rapport $b(1)/C$. Pour les petites valeurs de ce dernier, plus d'ondulations sont générées dont le niveau a tendance à diminuer pour les grandes valeurs. Par ailleurs, la largeur du faisceau en est aussi affectée. Le niveau du premier lobe secondaire par rapport à celui du lobe principal est inférieur pour les plus petites valeurs de $b(1)/C$.

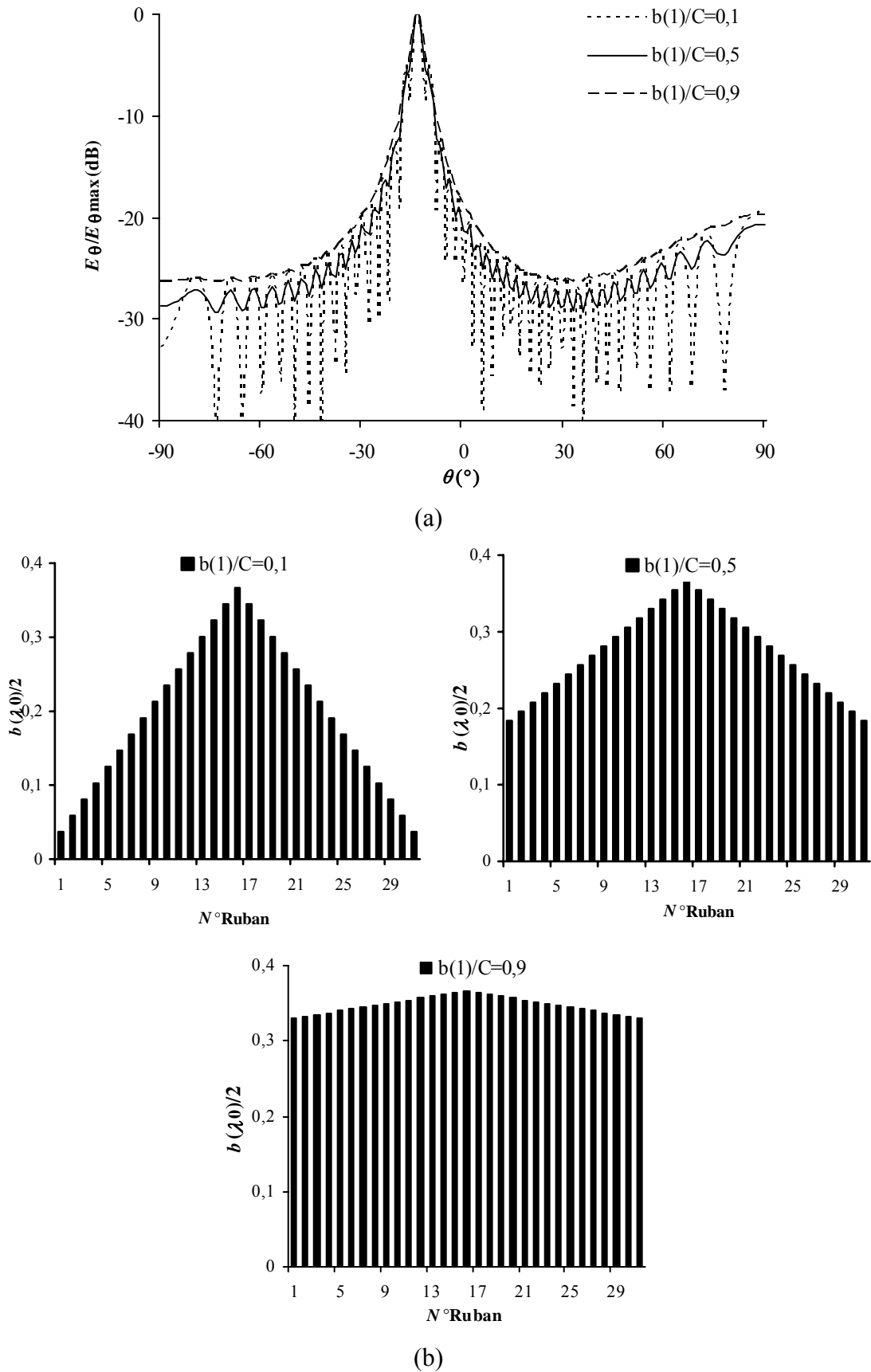
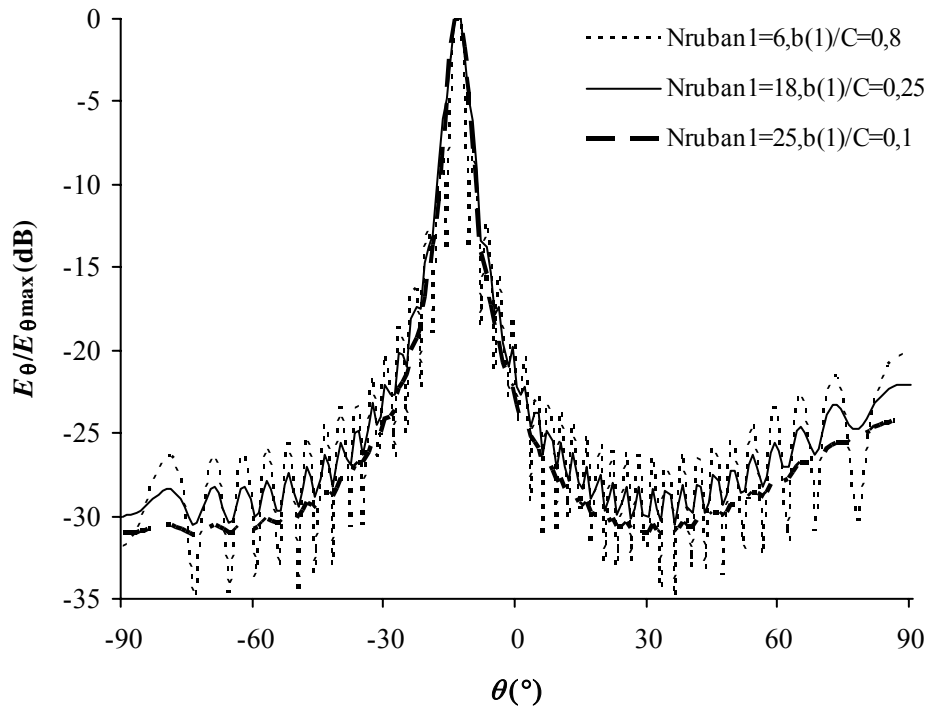
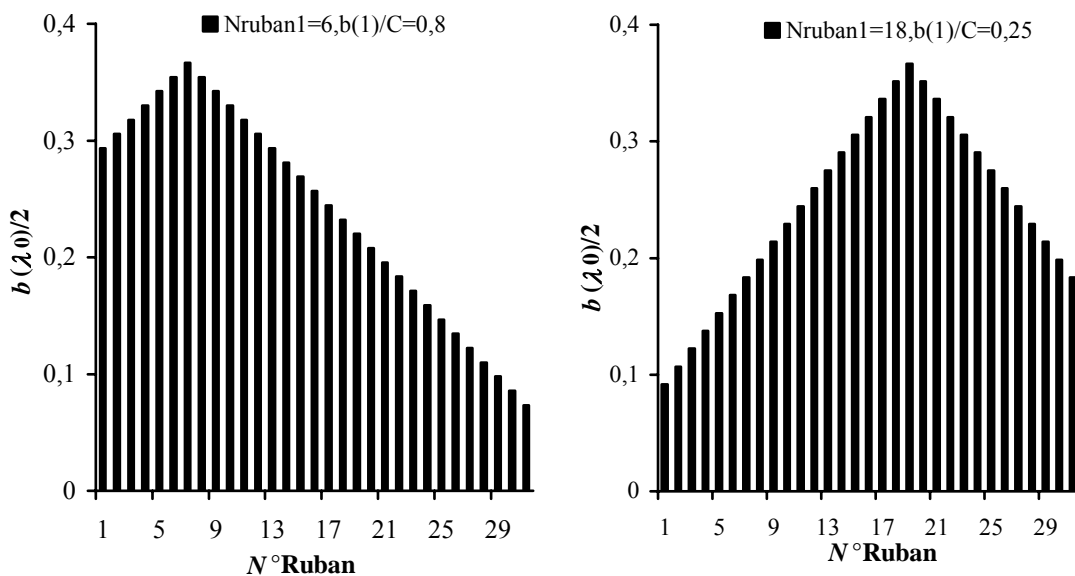


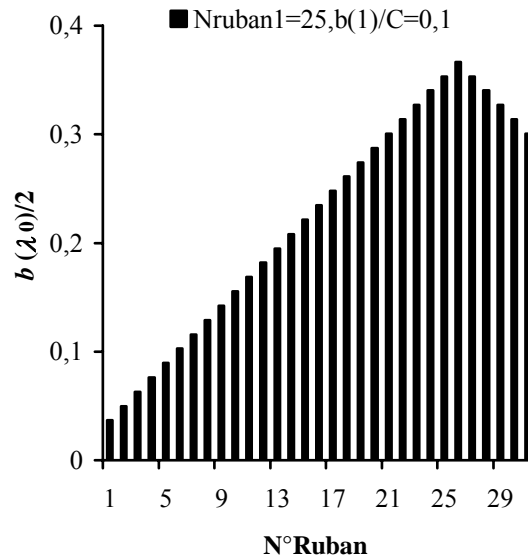
Figure IV.15: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31(L_0 \approx 21\lambda_0)$, $N_{ruban1}=15$ et à $f=80$ GHz. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Sur la *figure (IV.16)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31(L_0 \approx 21\lambda_0)$, à $f=80GHz$ et leurs demi distributions triangulaires $b(\lambda_0)/2$ sont représentées à différentes valeurs de N_{ruban1} et du rapport $b(1)/C$. Une situation inverse à ce qui a été noté sur la *figure (IV.15)* est obtenue, montrant ainsi le compromis N_{ruban1} et le rapport $b(1)/C$ afin de produire des caractéristiques de rayonnement semblables ou meilleures.



(a)

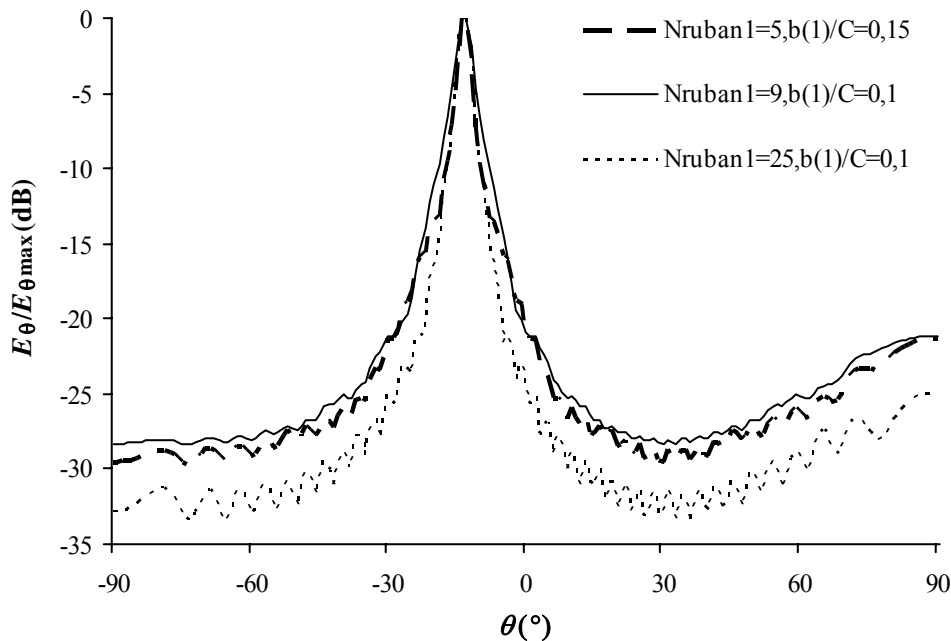




(b)

Figure IV.16: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31(L_0 \approx 21\lambda_0)$, et à $f=80GHz$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

Sur la *figure (IV.17)*, d'autres exemples de profils triangulaires sont étudiés où leurs diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}(dB)$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31(L_0 \approx 21\lambda_0)$, à $f=80GHz$ et leurs demi distributions triangulaires $b(\lambda_0)/2$ sont illustrées. On peut noter l'altération de l'allure globale du diagramme de rayonnement, une nette amélioration des niveaux des lobes secondaires avec une largeur de faisceau dépendant du compromis N_{ruban1} et du rapport $b(1)/C$.



(a)

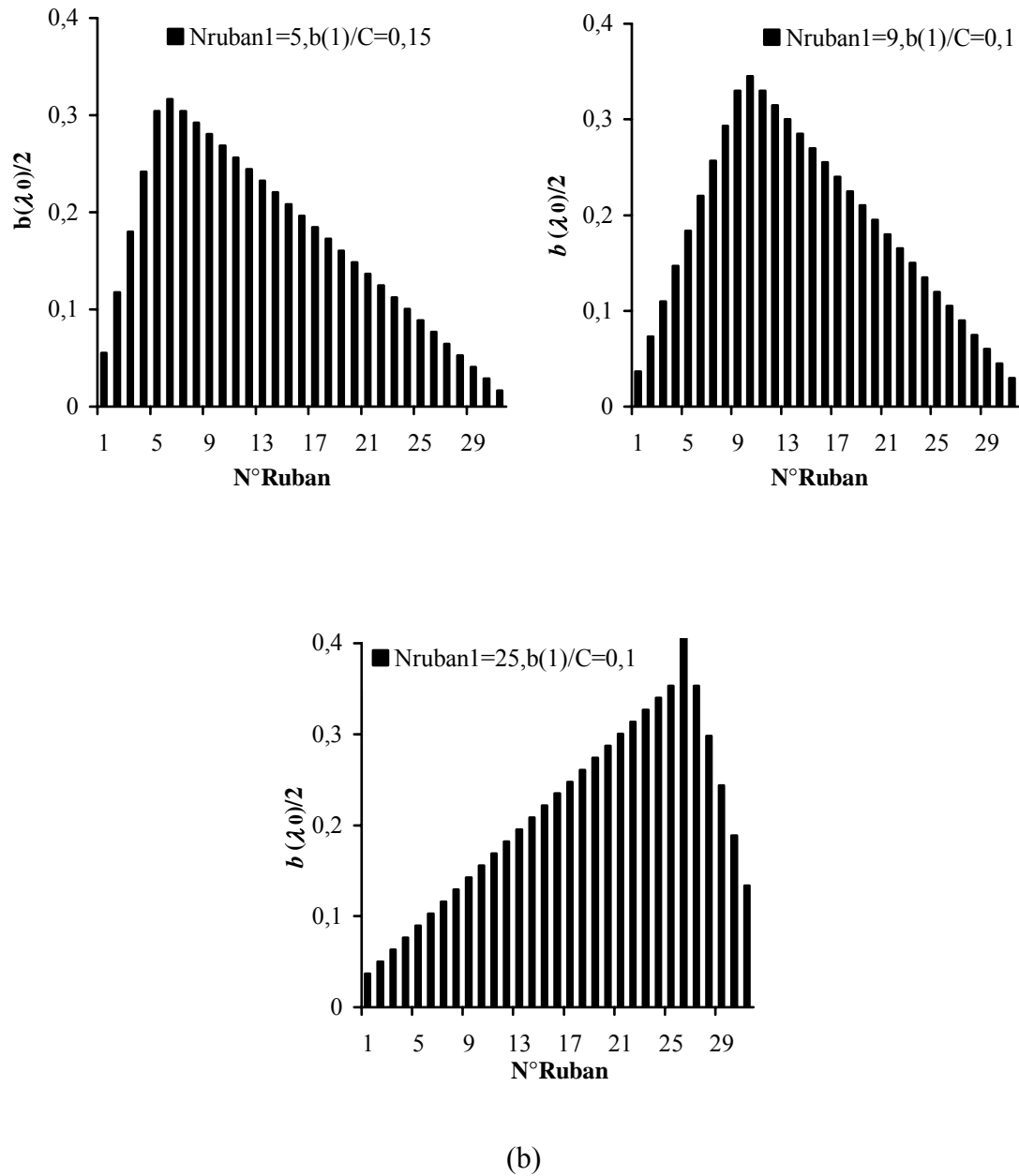
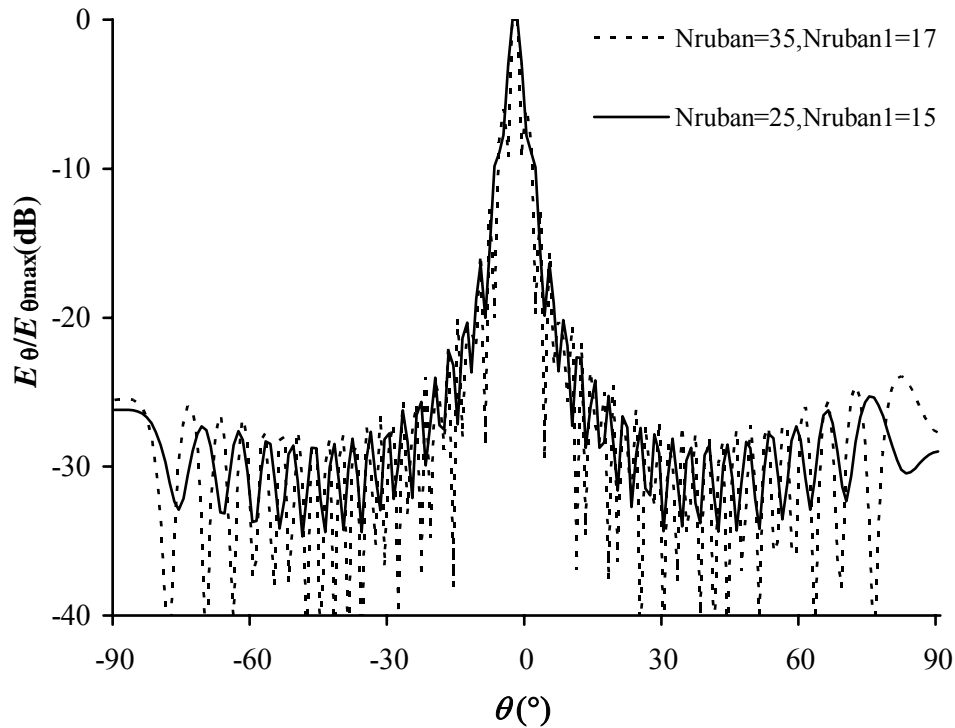
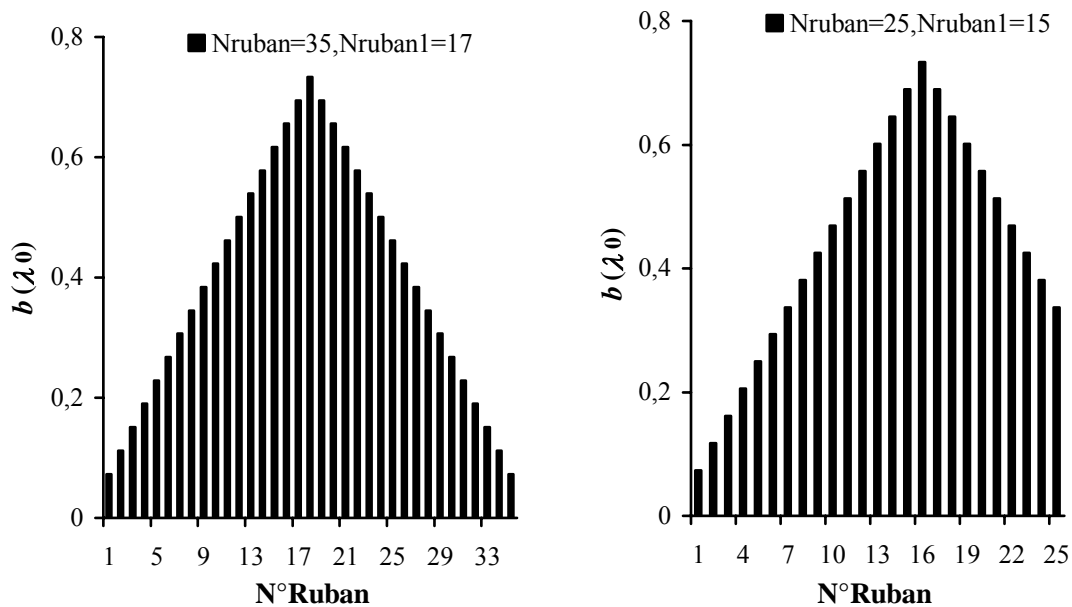


Figure IV.17: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=31(L_0 \approx 21\lambda_0)$, et à $f=80GHz$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

D'autre part, avec le profil triangulaire non symétrique, on représente sur la *figure (IV.18)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) pour $b(1)/C=0.1$ à $f=88GHz$ et leurs distributions triangulaires $b(\lambda_0)$. Le contrôle du NLS et de l'ouverture du faisceau principal est obtenue de même par un choix judicieux de N_{ruban} et N_{ruban1} .



(a)



(b)

Figure IV.18: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}(dB)$ pour $b(1)/C=0.1$ à $f=88GHz$. (b) Distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

Sur la *figure (IV.19)*, les variations du $NLS(dB)$ et $\eta(\%)$ à $f=80GHz$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), et $N_{ruban1}=10$ dans le cas du profil triangulaire sont donnés. On note que le $NLS(dB)$ pour ce type de profil est compris entre 8.1dB et 6.9dB pour $b(1)/C$ variant de 0.1 à 0.9. Ce niveau est meilleur comparé à celui obtenu sur la *figure (III.33)*, qui ne peut pas décroître plus de 10dB pour $b(\lambda_0)$ au-delà de $0.534\lambda_0$.

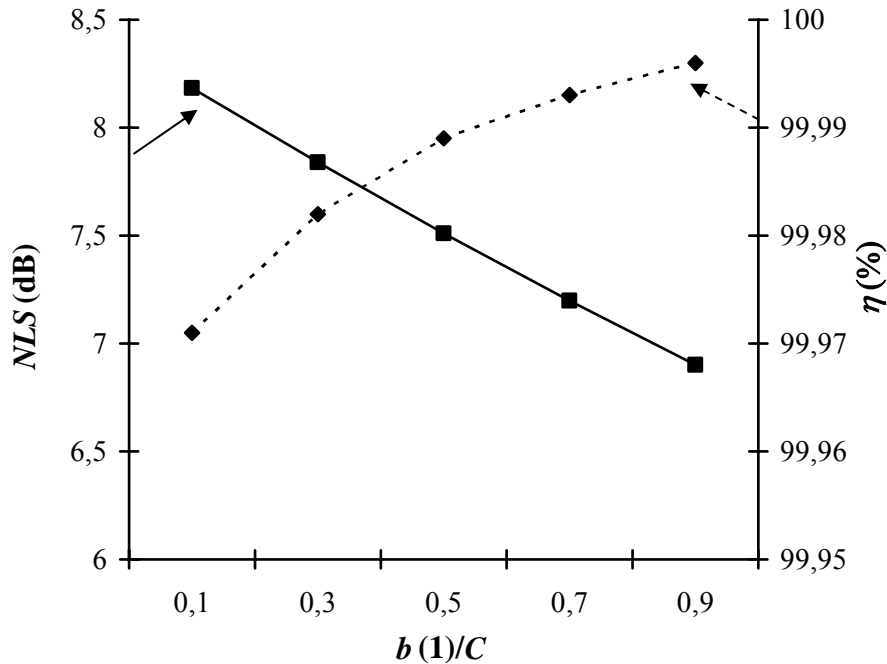
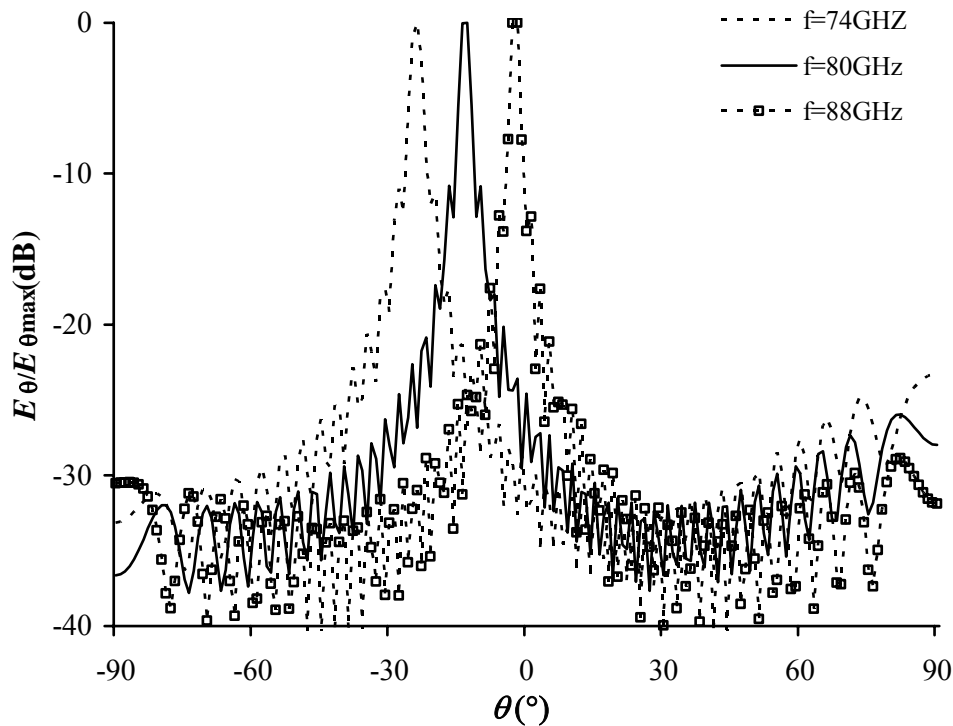
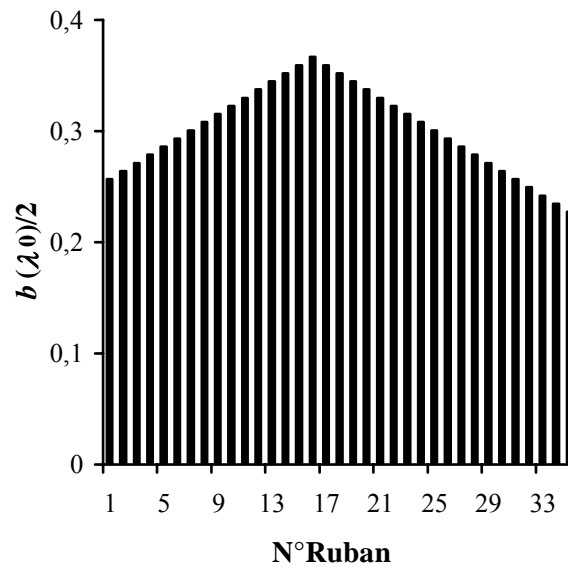


Figure IV.19 : Variations de $NLS(dB)$ et $\eta(%)$ à $f=80GHz$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), et $N_{ruban1}=10$ dans le cas du profil triangulaire. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75mm$ à $f_0=80GHz$).

Le balayage électronique pour ce cas de profil triangulaire est représenté sur la *figure (IV.20)*, pour $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), $N_{ruban1}=15$ et $b(1)/C=0.7$. Les mêmes remarques précédentes sont valables avec un niveau des ondulations très élevé par rapport au profil linéaire. La position du faisceau principal est passée de -23° , -13° , -2° respectivement pour $f=74$, 80 et $88GHz$.



(a)



(b)

Figure IV.20 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=74, 80$ et 88 GHz pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), $N_{\text{ruban}1}=15$ et $b(1)/C=0.7$. (b) Demi distributions triangulaires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.134\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

V. 3. 3. Profil Sinusoïdal :

Pour le cas du profil sinusoidal, plusieurs configurations symétriques pour les distributions des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$ et leurs diagrammes de rayonnement respectifs sont représentés. Comme il a été noté pour les profils précédents, le contrôle des caractéristiques de rayonnement est commandé par le choix judicieux des paramètres définissant ce profil. Plusieurs exemples sont donnés.

Sur la *figure (IV.21)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) en fonction de $N=1, 10$ et 15 pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$, à $f=80$ GHz et $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), et leurs demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$ sont représentées.

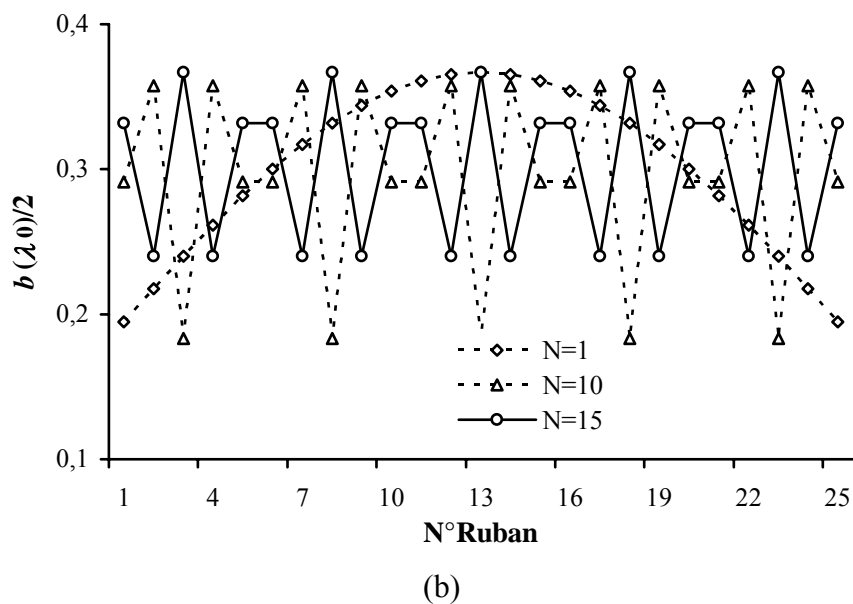
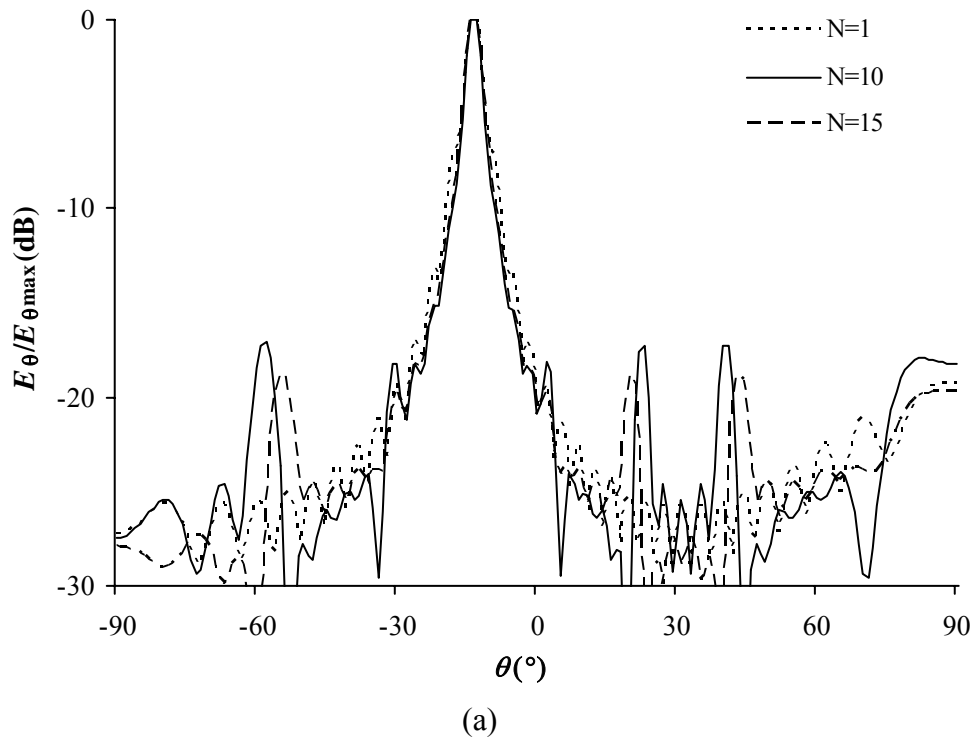
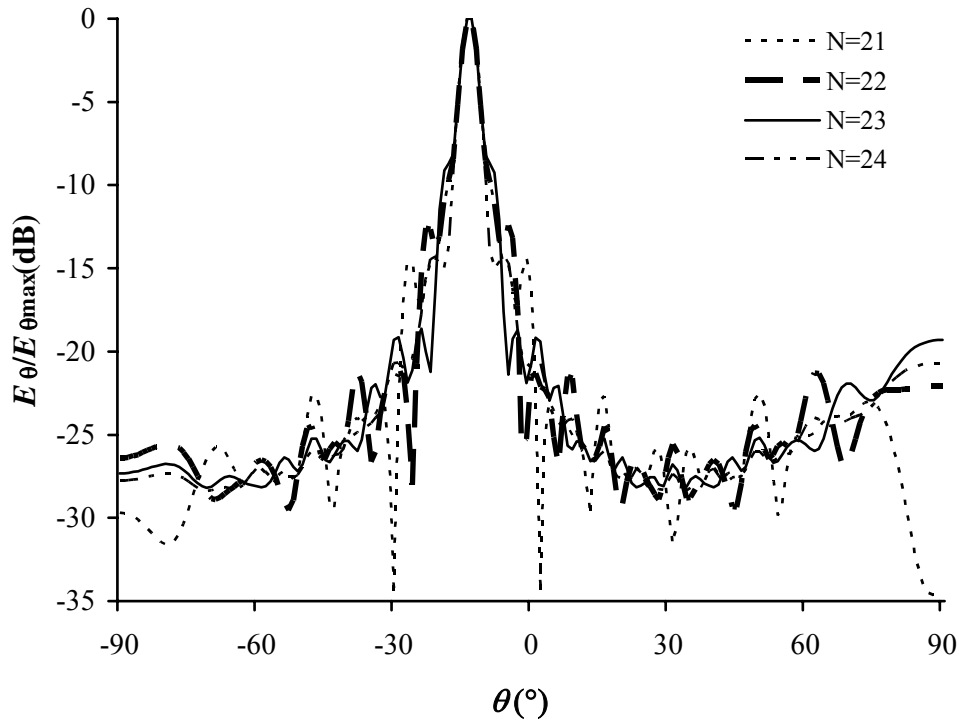
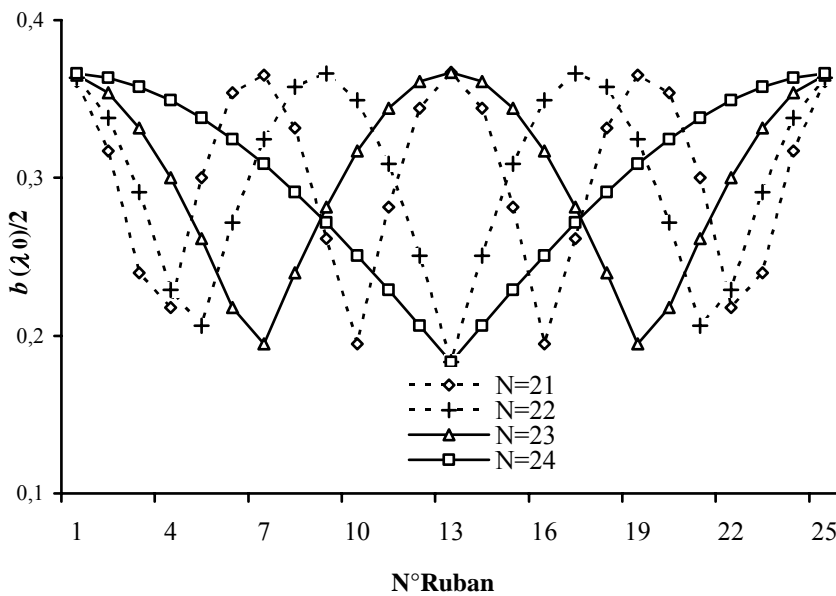


Figure IV. 21 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de N pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$, à $f=80\text{GHz}$ et $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$). (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la *figure (IV.22)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de $N=21, 22, 23$ et 24 pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$ à $f=80\text{GHz}$ et $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) sont illustrés. A partir des deux figures, on peut noter le changement dans l'allure globale des diagrammes en fonction du paramètre N qui définit la périodicité du profil sinusoïdal. Ainsi, ces allures sont altérées pour les grandes valeurs de N où des lobes secondaires à niveau élevés sont générés. Le profil sinusoïdal génère des diagrammes de rayonnement à répétition périodique selon le rapport N/N_{ruban} . Par ailleurs, le niveau des ondulations est faible pour les grandes valeurs de N et les largeurs des faisceaux principaux augmentent.



(a)



(b)

Figure IV.22 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en fonction de N pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$ à $f=80\text{GHz}$ et $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$). (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Un autre exemple est donné sur la *figure (IV.23)*, où les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) pour les valeurs $N=19$ et 20 , $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$ à $f=80\text{GHz}$ sont illustrés. Notons bien que le contrôle du diagramme de rayonnement, le niveau des lobes secondaires et la largeur du faisceau, est réalisé par le choix judicieux des paramètres du profil sinusoïdal. Ainsi, des diagrammes très directifs peuvent être obtenus lorsque N_{ruban} augmente.

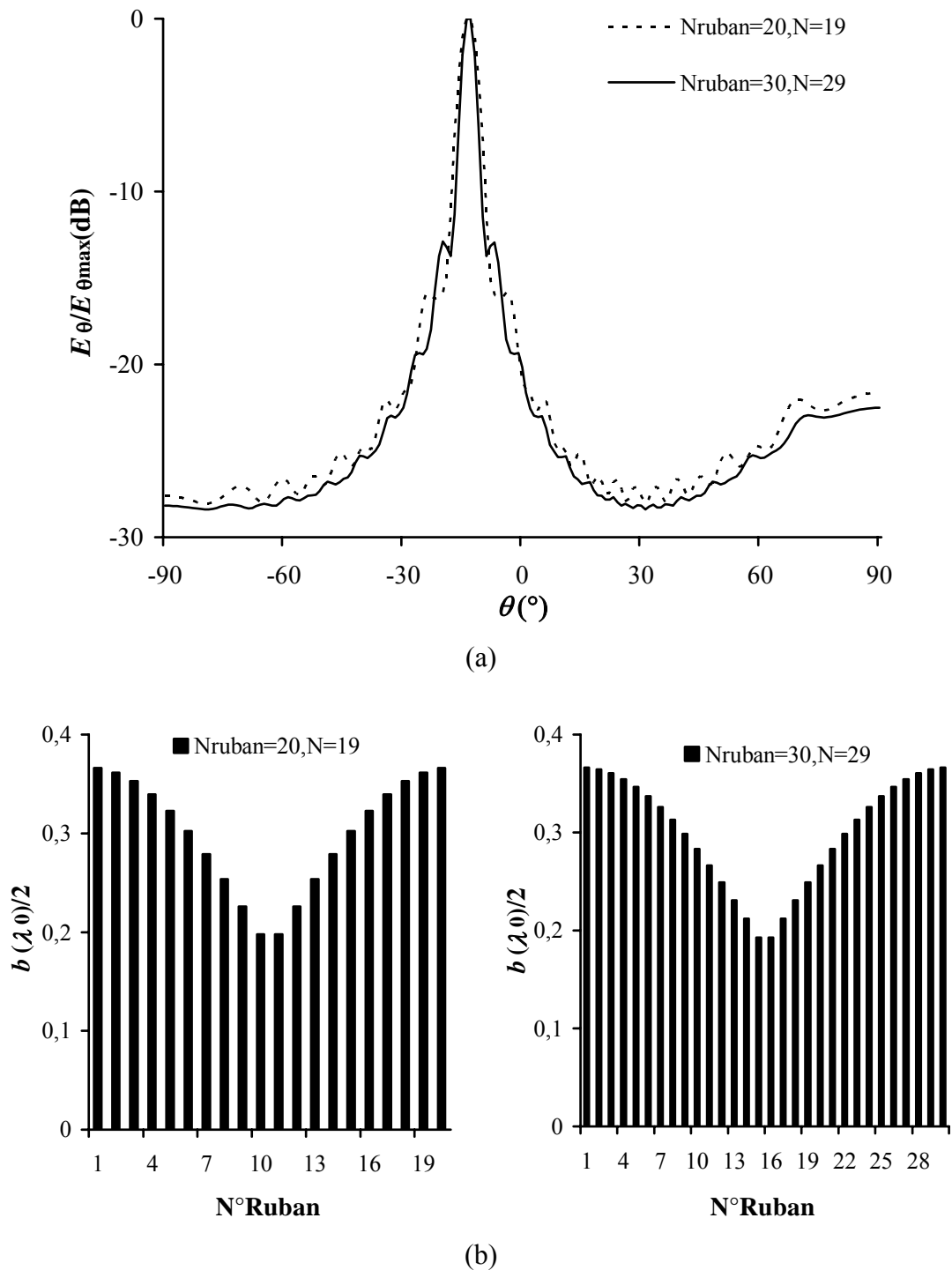


Figure IV.23 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) en fonction de N pour $b(1)/C=0.5$, $\Delta b/C=0.5$ à $f=80\text{GHz}$. (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

D'autre part, on montre sur la *figure (IV.24)*, en faisant varier le rapport $b(1)/C$ et l'écart $\Delta b/C$, que d'autres représentations des diagrammes de rayonnement sont possibles pour $N=19$, $N_{\text{ruban}}=30$ ($L_0 \approx 20\lambda_0$) à $f=80\text{GHz}$.

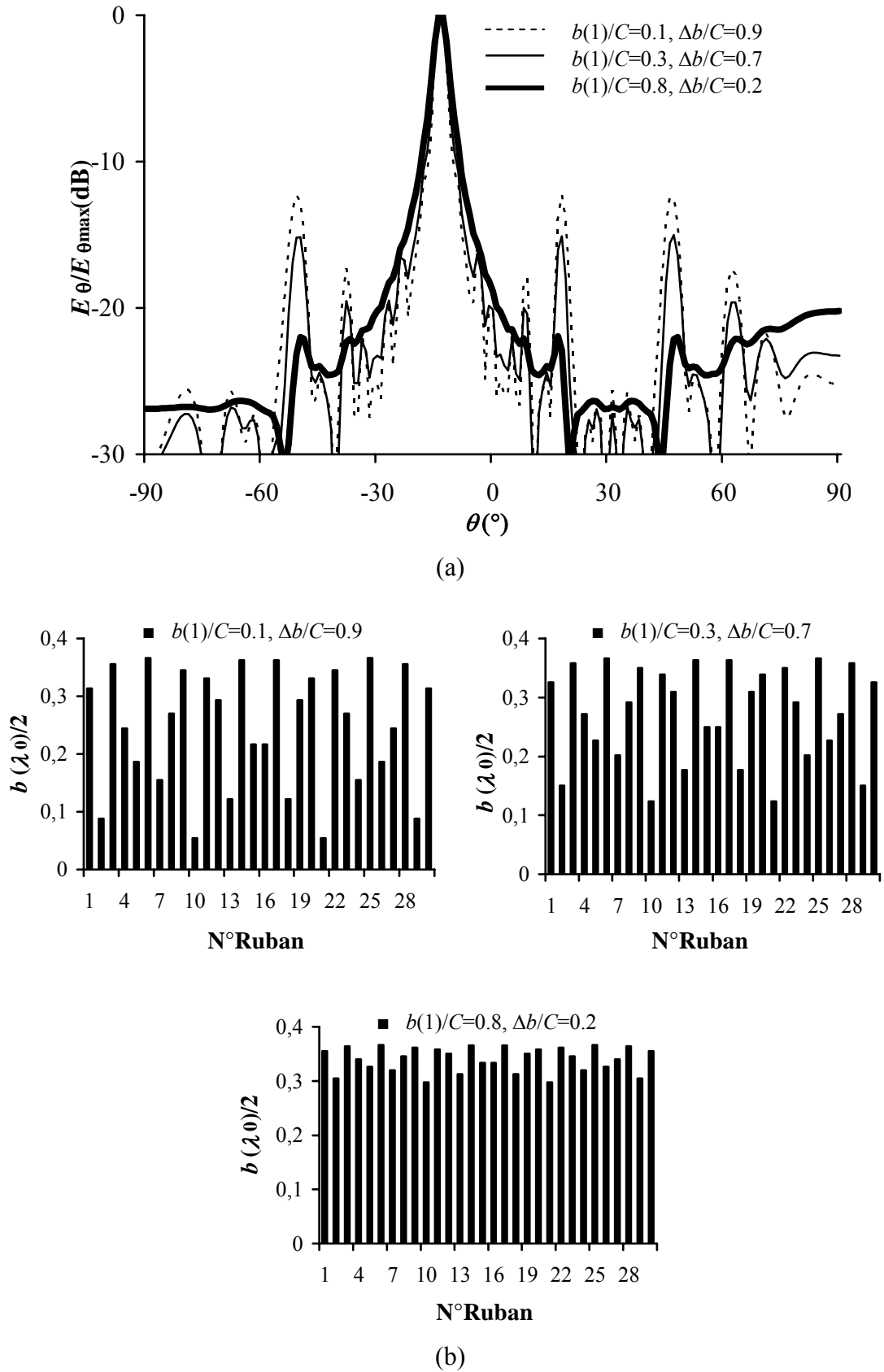


Figure IV.24 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) pour $N=19$, $N_{ruban}=30$ ($L_0 \approx 20\lambda_0$) à $f=80$ GHz. (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$.
 $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Sur la *figure (IV.25)*, les variations de $NLS(\text{dB})$ et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de N pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$) et $b(1)/C=\Delta b/C=0.5$ dans le cas du profil sinusoïdal sont obtenues. On note la périodicité de leurs respectives pour N supérieur à N_{ruban} .

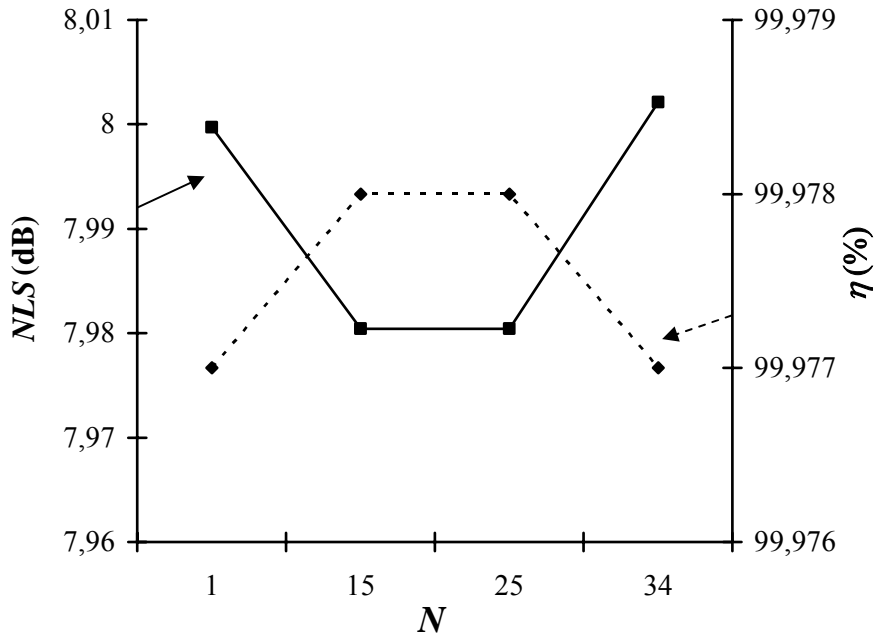
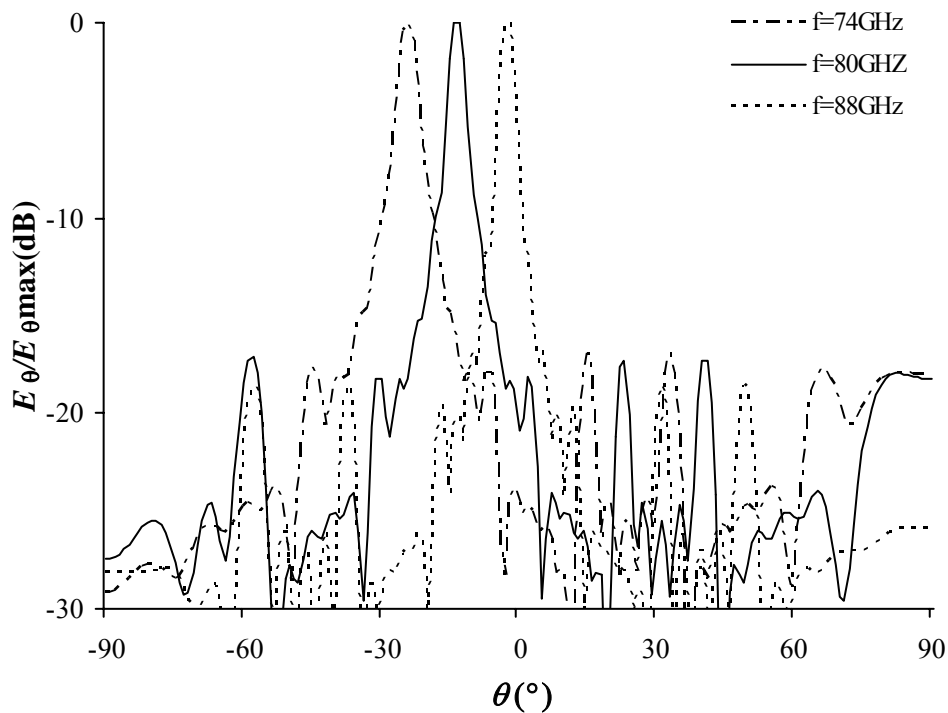
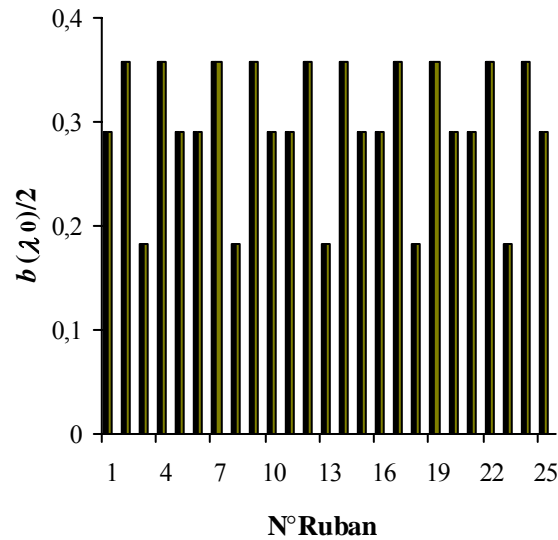


Figure IV.25 : Variations de $NLS(\text{dB})$ et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de N pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $b(1)/C=\Delta b/C=0.5$ dans le cas du profil sinusoïdal. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la *figure (IV.26)*, le balayage électronique pour le profil sinusoïdal est donné pour $N_{\text{ruban}}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $N=10$ et $b(1)/C=\Delta b=0.5$ où le niveau des ondulations augmente toujours avec la fréquence. La position du faisceau principal est maintenue à -23° , -13° , -2° respectivement pour $f=74$, 80 et 88GHz .



(a)

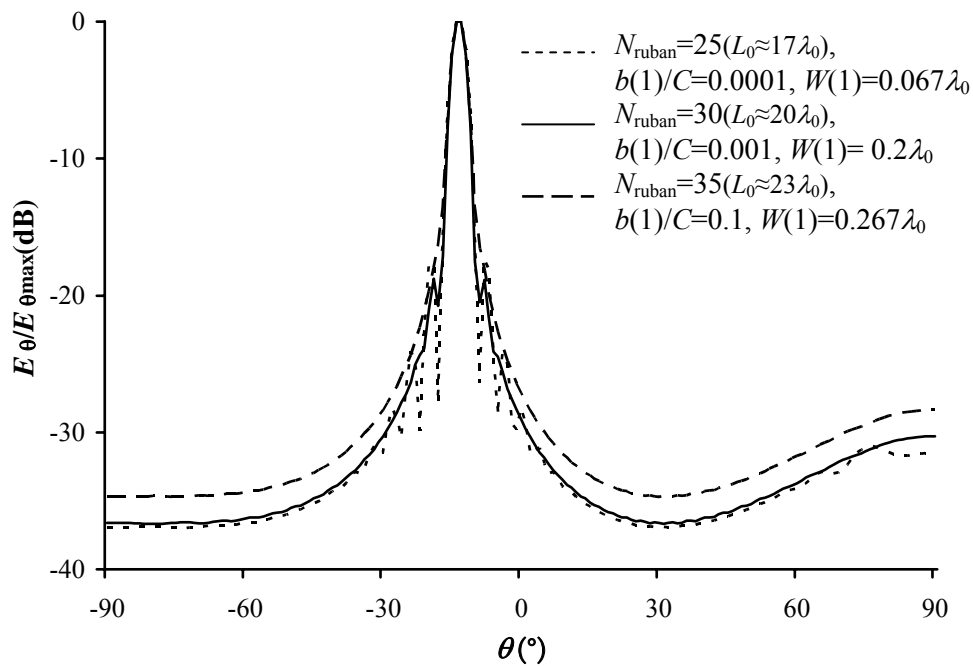


(b)

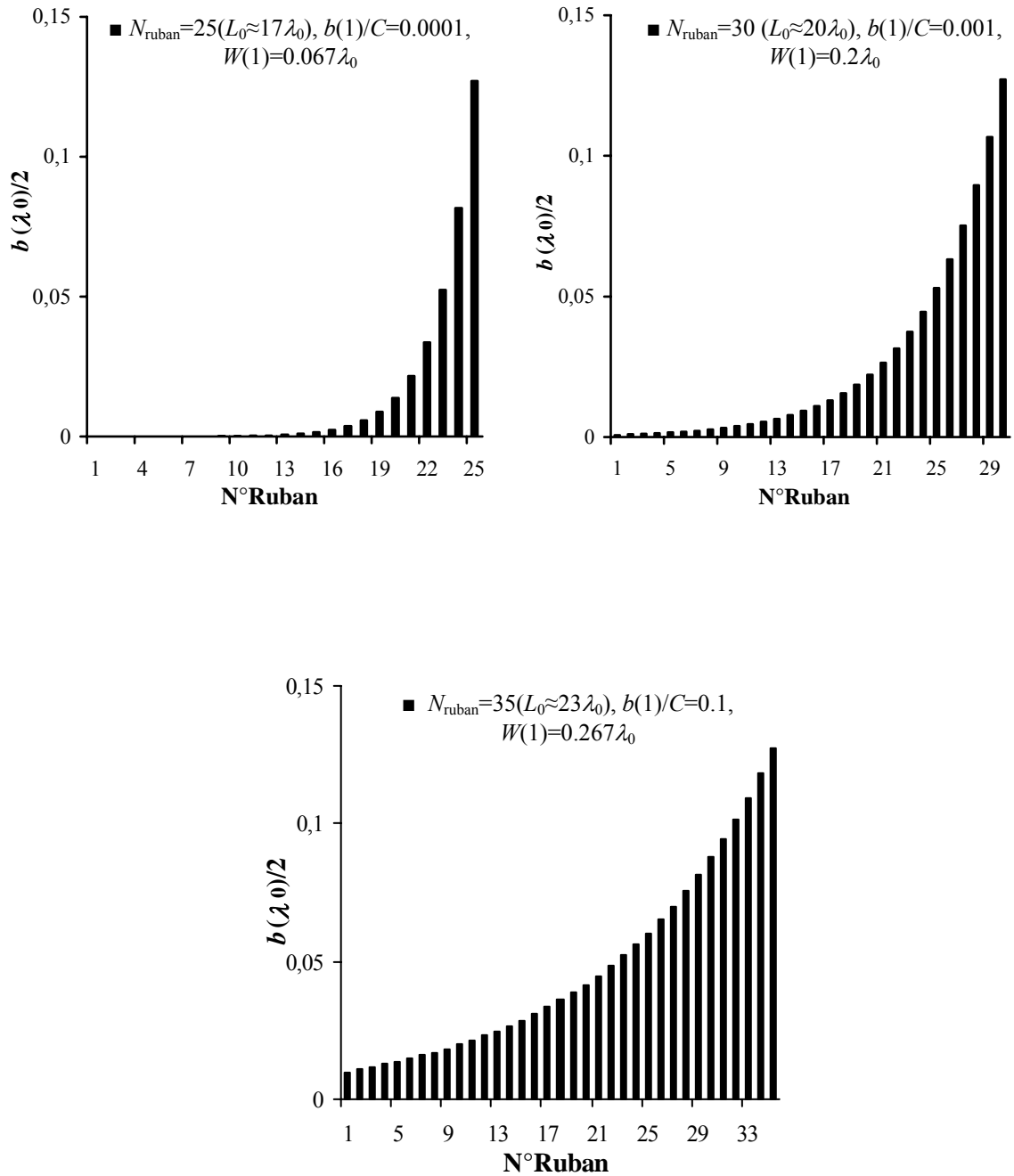
Figure IV.26 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=74, 80$ et 88 GHz pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), $N=10$ et $b(1)/C=\Delta b=0.5$. (b) Demi distributions sinusoïdales respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

V. 3. 4. Profil Exponentiel :

Pour le cas du profil exponentiel, plusieurs configurations symétriques et non symétriques sont considérées. Sur la *figure (IV.27)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz et leurs demi distributions exponentielles respectives sont représentées pour différentes valeurs de N_{ruban} , des rapports $b(1)/C$ et les valeurs initiales de $W(1)$. De même, le NLS et la largeur du faisceau sont contrôlés par les paramètres définissant le profil exponentiel.



(a)



(b)

Figure IV.27 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\max}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$.
 (b) Demi distributions exponentielles respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$.
 $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.2\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la *figure (IV.28)*, un autre exemple de distributions exponentielles non symétriques $b(\lambda_0)$ et leurs diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta\max}$ (dB) à $f=74\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=31 (L_0 \approx 21\lambda_0)$ sont donnés.

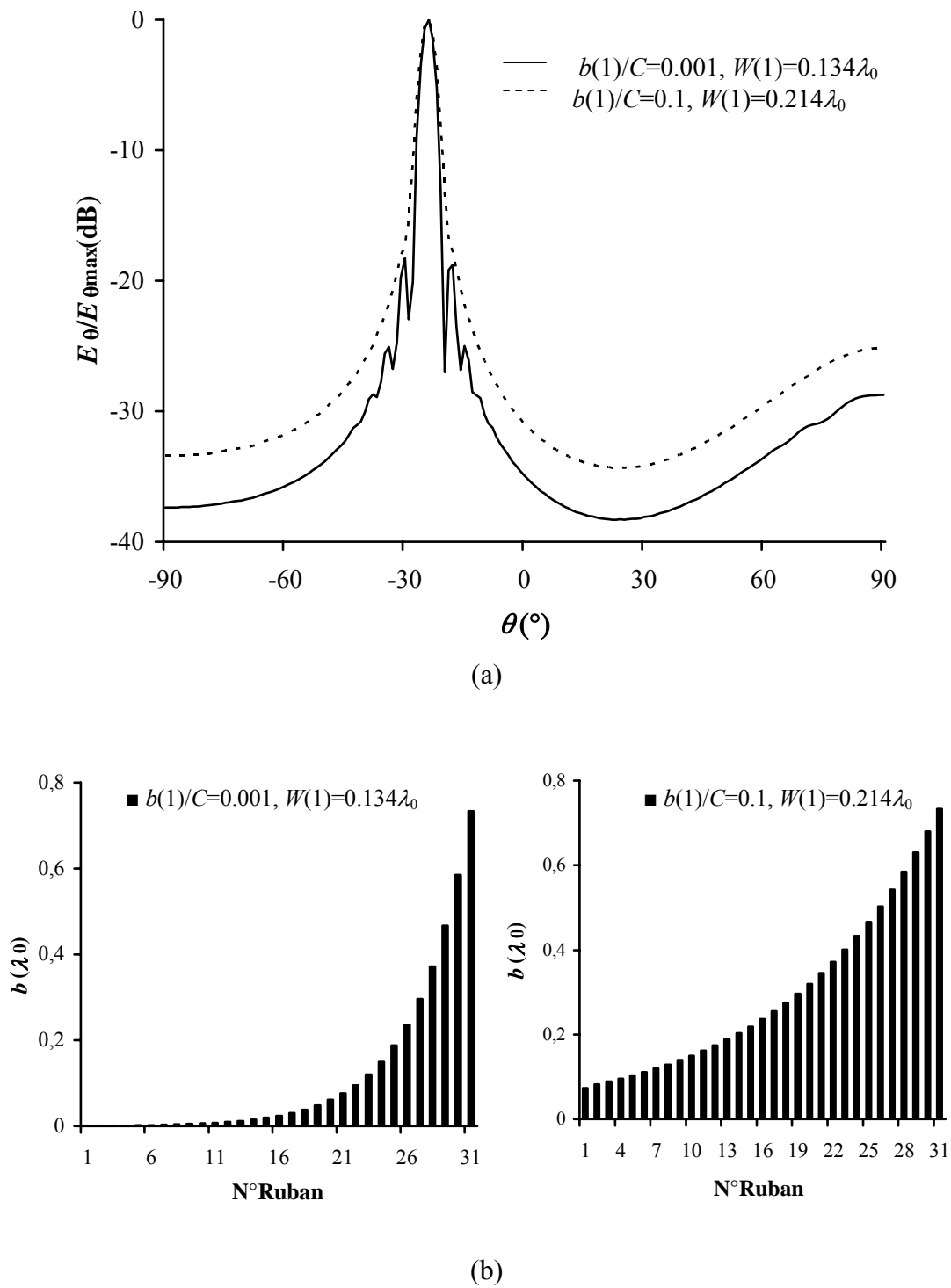


Figure IV.28: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=74\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=31$ ($L_0 \approx 21\lambda_0$).
 (b) Distributions exponentielles respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$.
 $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la figure (IV.29), les variations de $NLS(\text{dB})$ et $\eta(\%)$ à $f=80\text{GHz}$ en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), dans le cas du profil exponentiel sont aussi données.

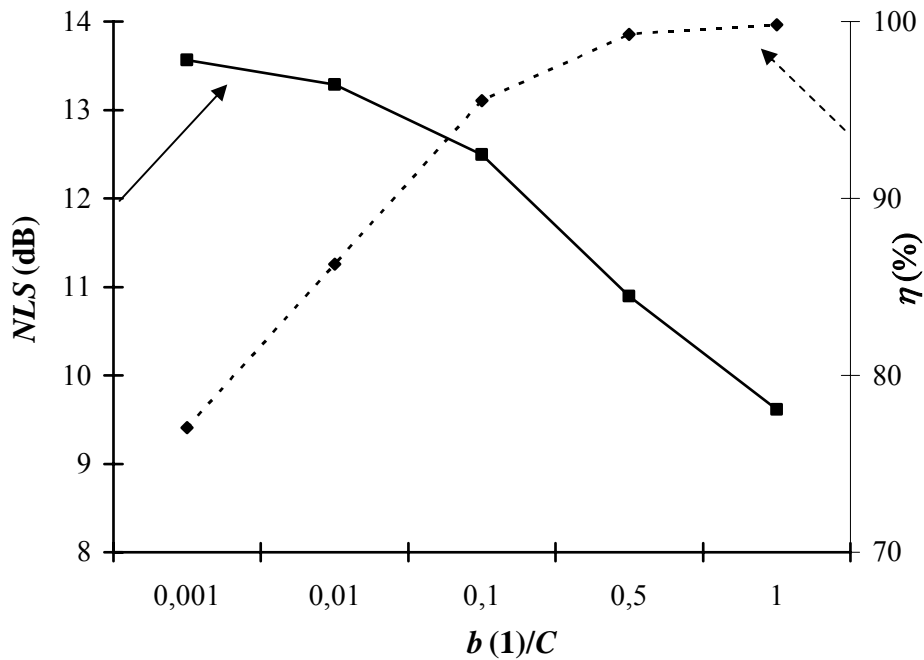
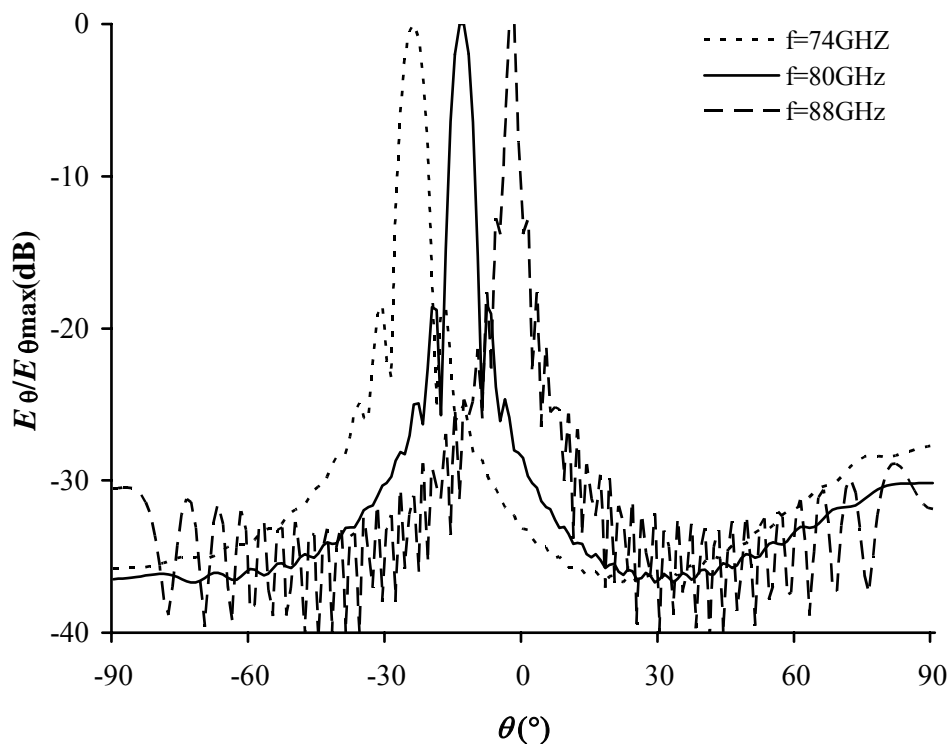


Figure IV.29 : Variations de NLS (dB) et η (%) à $f=80$ GHz en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), dans le cas du profil exponentiel. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Le balayage électronique dans ce cas de profil exponentiel est donné sur la *figure (IV.30)* pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$), et $b(1)/C=0.001$ où le faisceau a tendance à devenir plus étroit aux hautes fréquences. La position du faisceau principal est à -23° , -13° , -2° respectivement pour $f=74$, 80 et 88GHz.



(a)

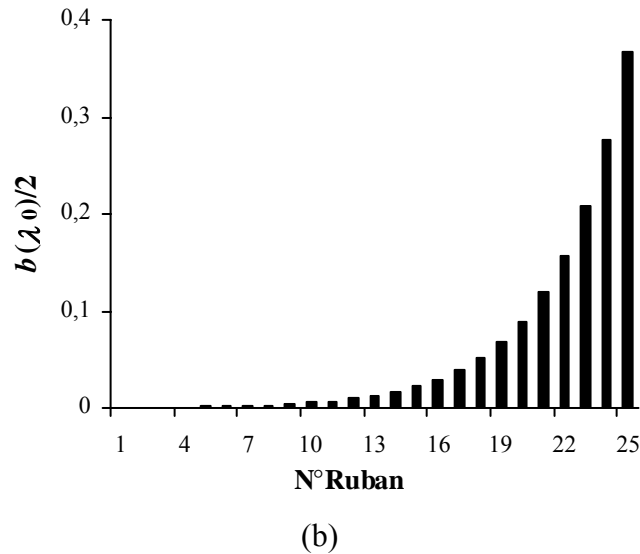
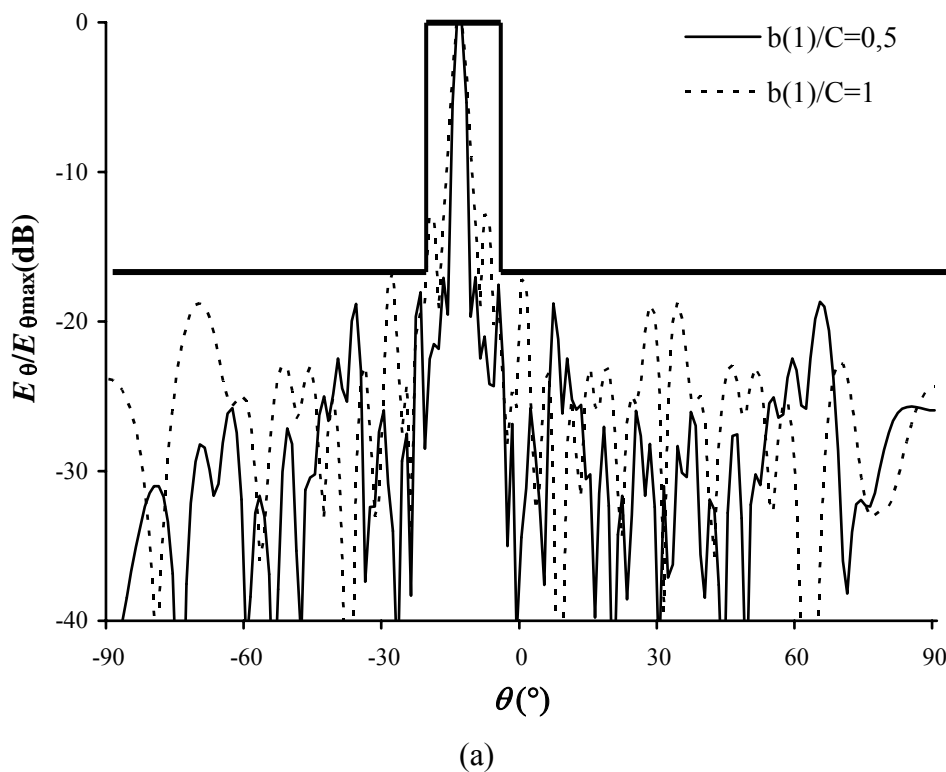


Figure IV.30 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=74, 80$ et 88 GHz pour $N_{ruban}=25$ et $b(1)/C=0.001$. (b) Demi distributions exponentielles respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5, C=0.734\lambda_0, a=0.32\lambda_0, W=0.267\lambda_0, d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

V. 3. 5. Profil Aléatoire:

Pour le cas du profil aléatoire, plusieurs configurations symétriques et non symétriques pour les distributions des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$ et $W(\lambda_0)$ et leurs diagrammes de rayonnement respectifs sont proposées. En premier, sur la *figure (IV.31)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz pour $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), et leurs demi distributions aléatoires respectives $b(\lambda_0)/2$ sont représentées pour différentes valeurs de $b(1)/C$.



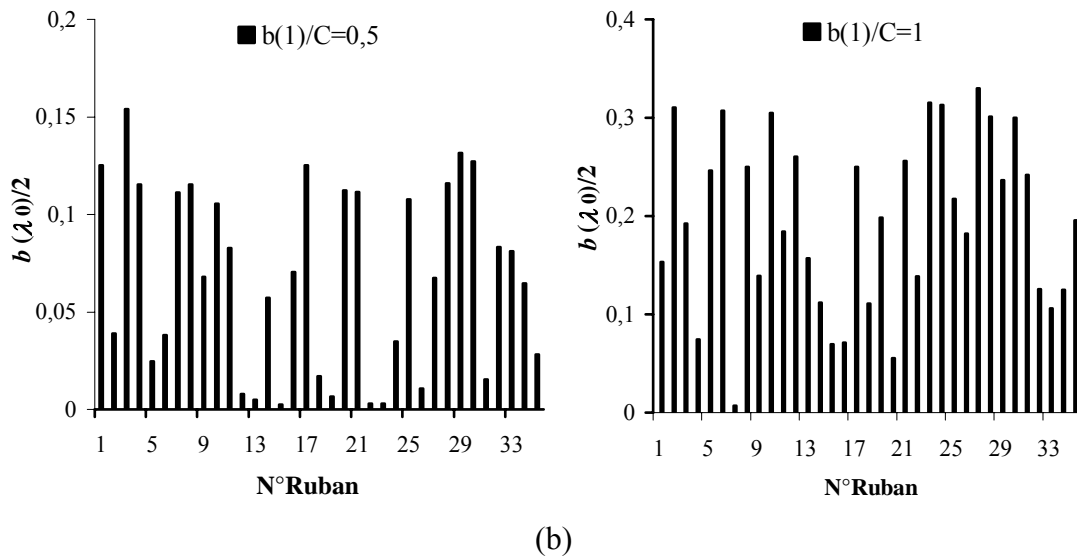
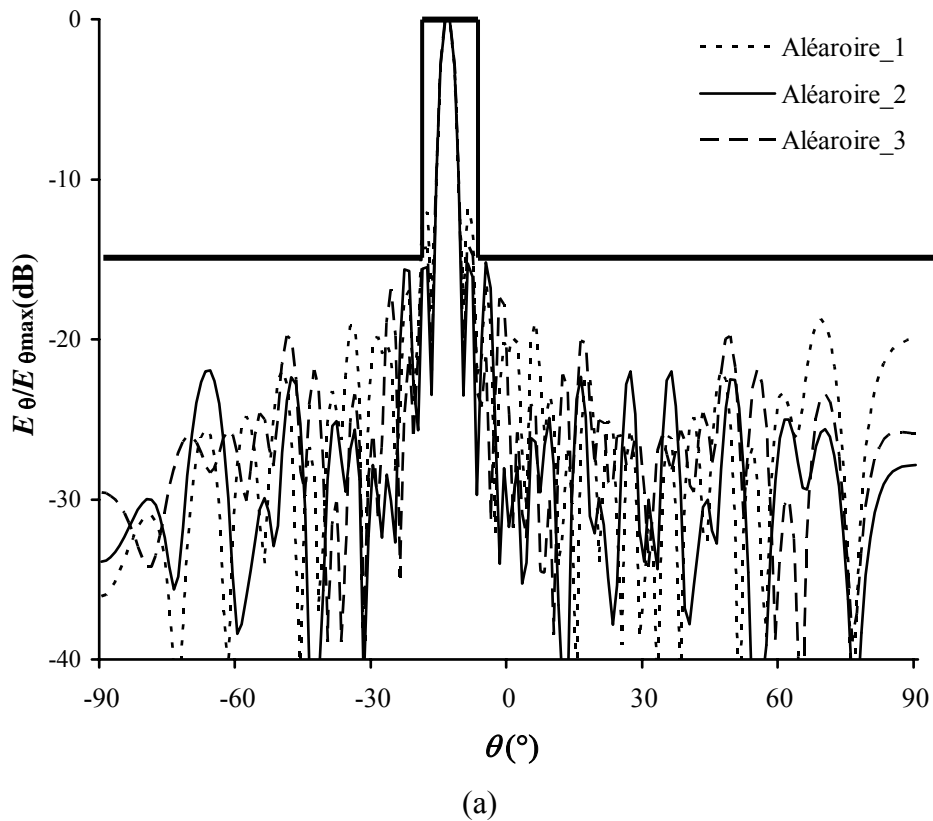


Figure IV. 31 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=35(L_0 \approx 23\lambda_0)$.
 (b) Demi distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$.
 $\epsilon_r=2.5, C=0.734\lambda_0, a=0.32\lambda_0, W=0.3307\lambda_0, d=0.667\lambda_0. (\lambda_0=3.75\text{mm à } f_0=80\text{GHz})$.

D'autre part, sur la *figure (IV.32)*, d'autres exemples de profils aléatoires sont générés à $f=80\text{GHz}$ pour $N_{\text{ruban}}=25 (L_0 \approx 17\lambda_0)$. Les trois profils aléatoires génèrent des diagrammes de rayonnement contenu dans un gabarit avec un $NLS_{\text{lim}}=-15\text{dB}$ et une ouverture angulaire $\Delta\theta_0=10^\circ$. Leurs distributions respectives $b(\lambda_0)/2$ et $W(\lambda_0)$ aléatoires sont représentées.



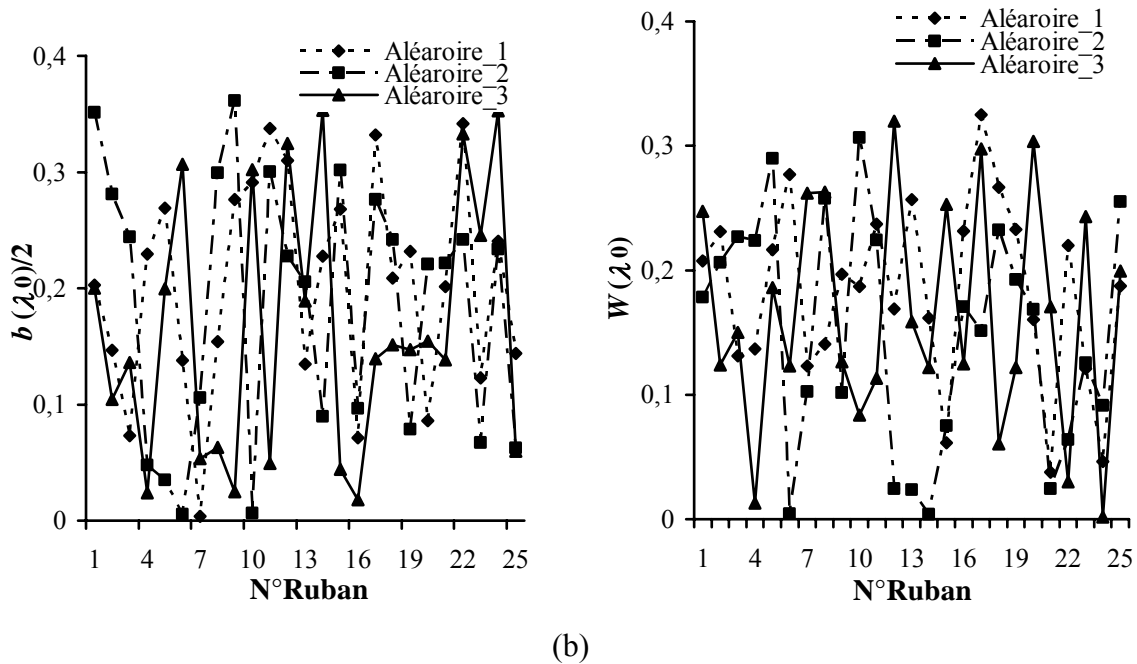
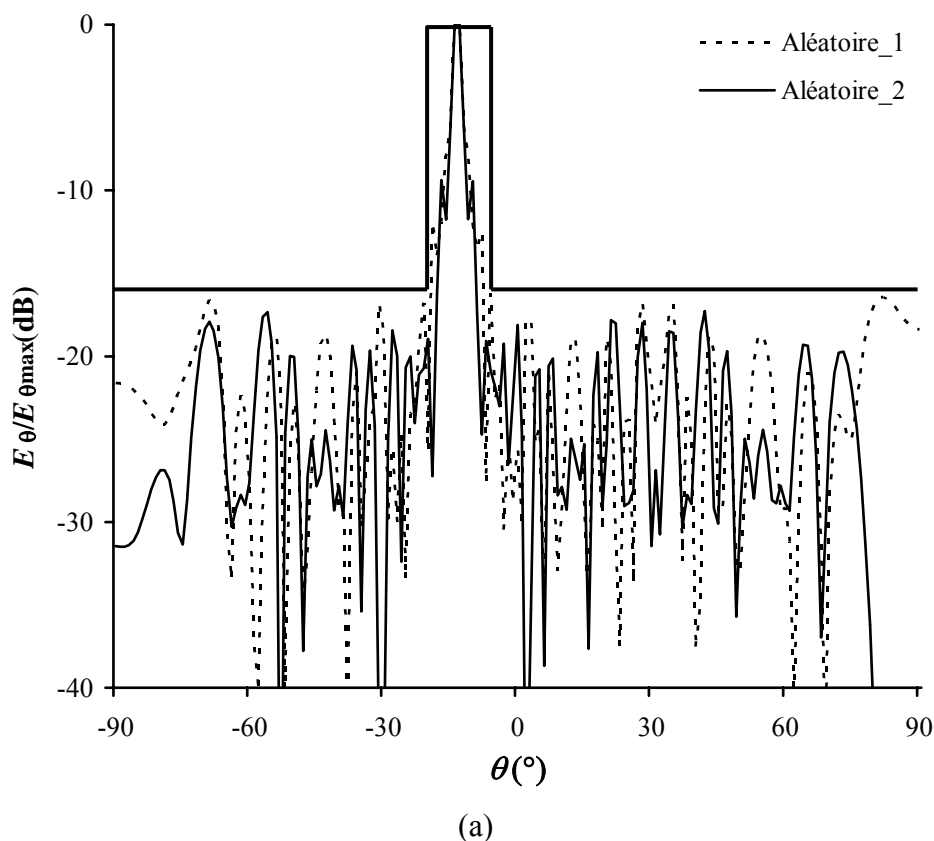


Figure IV.32 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$ pour $N_{ruban}=25$ ($L_0 \approx 17\lambda_0$).
 (b) Distributions aléatoires respectives des longueurs et largeurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$ et $W(\lambda_0)$.
 $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la *figure (IV.33)*, d'autres exemples de profils aléatoires qui limitent les diagrammes de rayonnement dans un gabarit avec un $NLS_{lim}=-16\text{dB}$ et une ouverture angulaire $\Delta\theta_0=15^\circ$ sont obtenus pour les deux distributions aléatoires de $b(\lambda_0)$ pour $N_{ruban}=40$ ($L_0 \approx 27\lambda_0$).



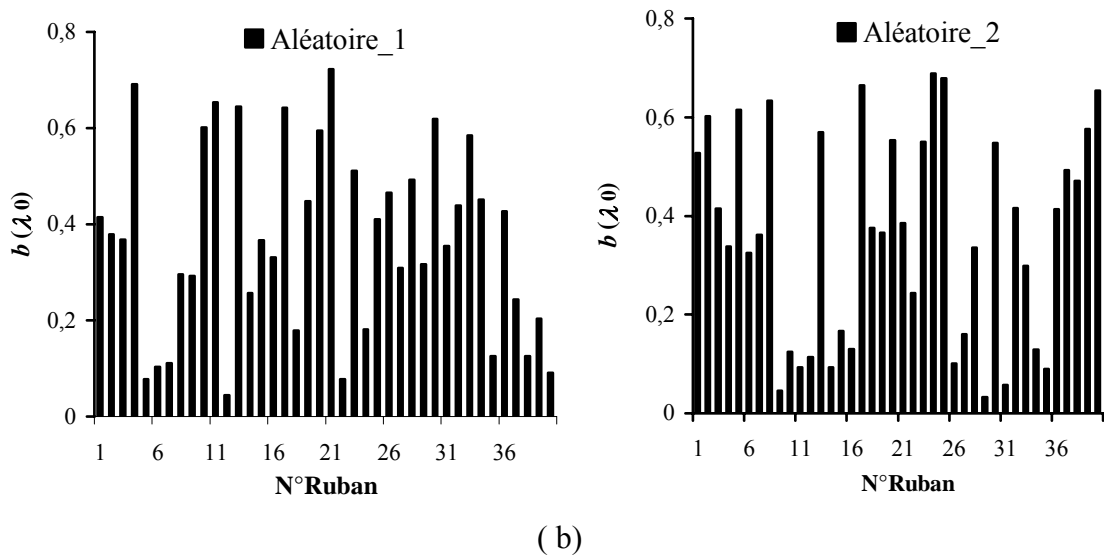
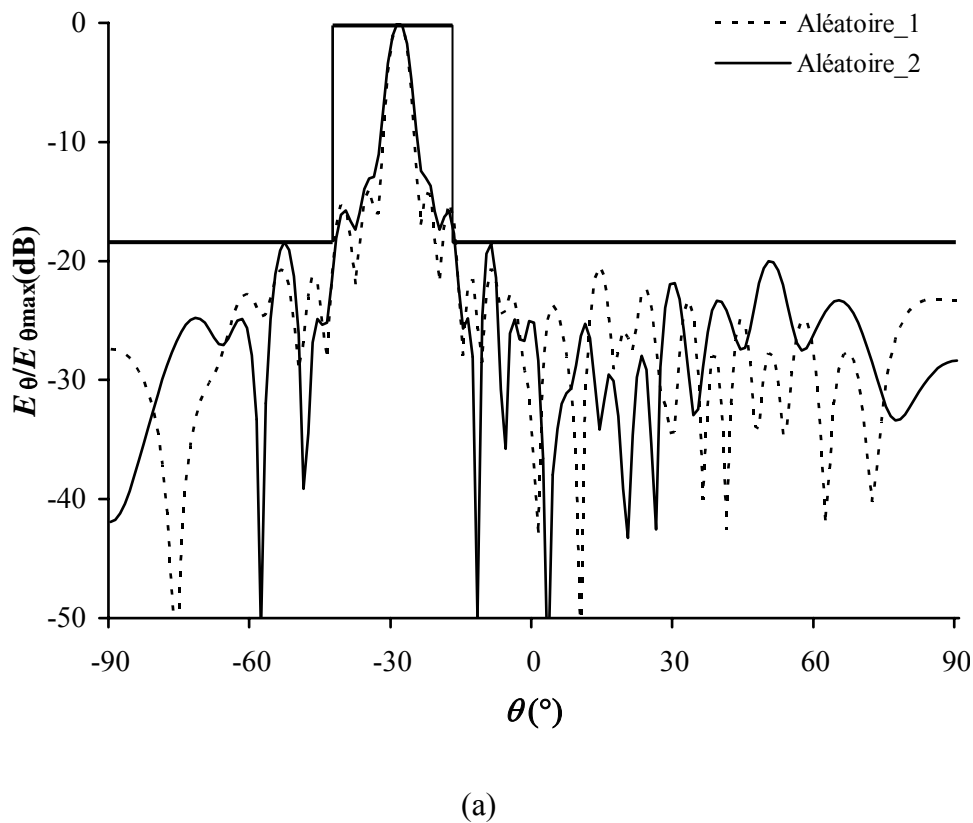


Figure IV.33 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz pour $N_{ruban}=40$ ($L_0 \approx 27\lambda_0$). (b) Distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Sur la *figure (IV.34)*, des diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) en bande Ku à $f=15$ GHz et $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 14\lambda_0$), contenus dans un gabarit défini par $NLS_{lim}=-18$ dB et $\Delta\theta_0=25^\circ$ sont représentés. Le faisceau principal est à -28° .



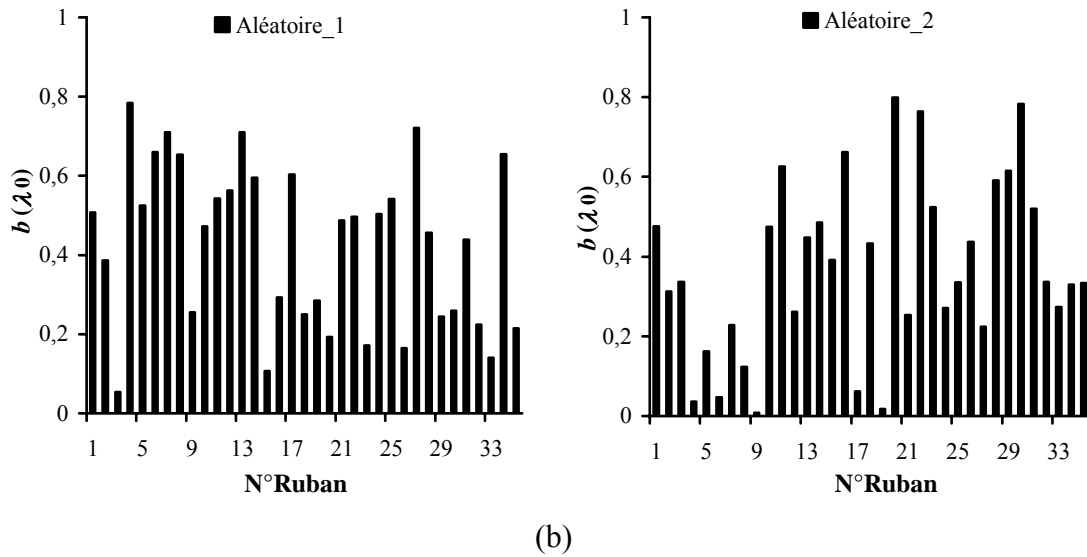
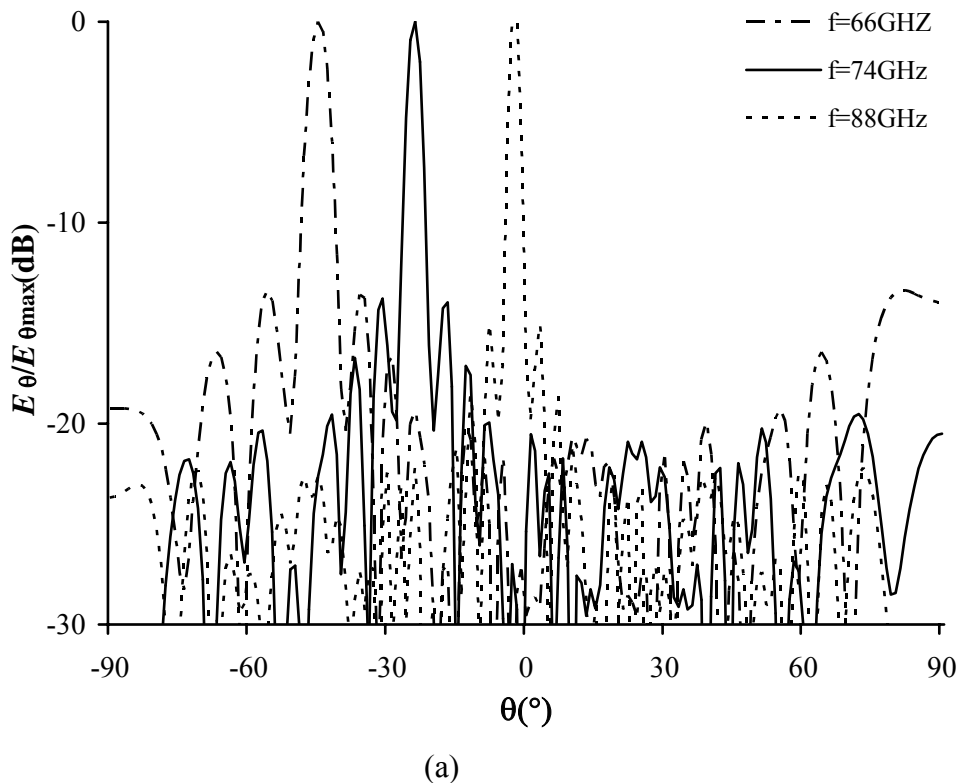
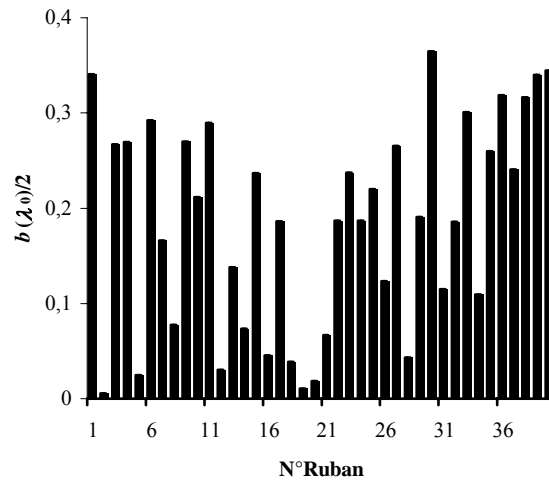


Figure IV.34: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés E_0/E_{0max} (dB) à $f=15$ GHz et $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 14\lambda_0$).
 (b) Distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=10.2$, $C=0.225\lambda_0$,
 $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20$ mm à $f_0=15$ GHz).

De même, le profil aléatoire est représenté sur la *figure (IV.35)* pour $N_{ruban}=35$ ($L_0=23\lambda_0$), produit un balayage angulaire du diagramme de rayonnement pour $f=66, 74, 88$ GHz. On remarque qu’avec ce type de profil la largeur du faisceau et le niveau des ondulations peuvent être diminués avec l’augmentation de la fréquence contrairement aux profils continus précédents où une relation inverse lie les deux grandeurs.



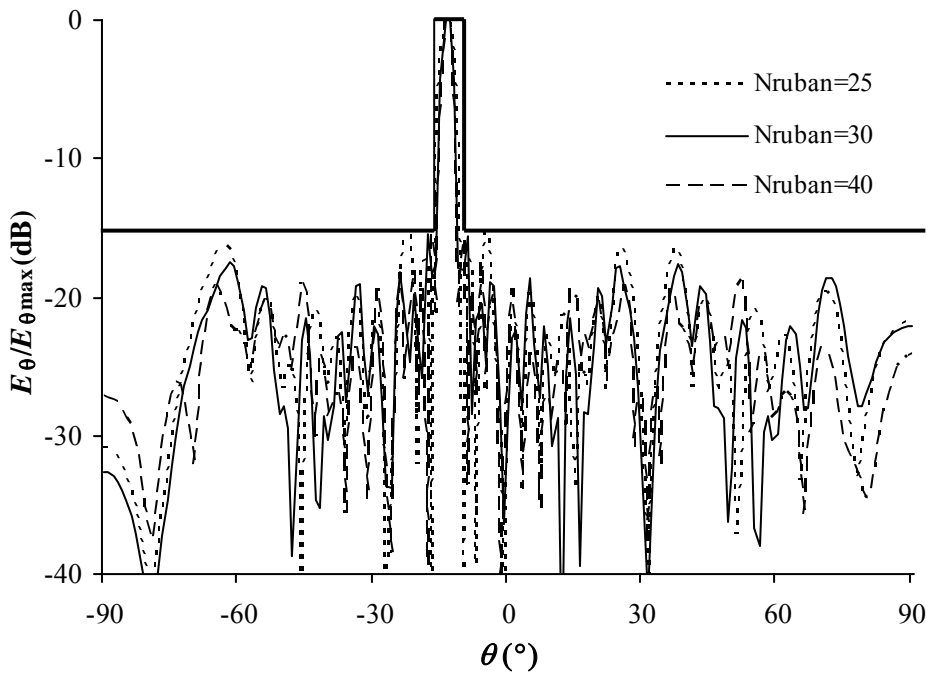


(b)

Figure IV.35 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=74, 80$ et 88 GHz pour $N_{ruban}=35$ ($L_0=23\lambda_0$). (b) Demi distributions aléatoires respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

V. 3. 6. Profil Non Périodique :

Pour le cas du profil non périodique, plusieurs configurations symétriques et non symétriques pour les distributions des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$ et leurs diagrammes de rayonnement respectifs sont représentés. Sur la *figure (IV.36)*, des exemples de profils non périodiques à N_{ruban} variable limitent les diagrammes de rayonnement dans un gabarit avec un $NLS_{lim}=-15$ dB et une ouverture angulaire $\Delta\theta_0=7^\circ$ pour les distributions non périodiques symétriques $b(\lambda_0)/2$. Avec ces trois distributions, les diagrammes générés sont très proches et les lobes secondaires sont presque au même niveau. Ceci est dû probablement à leurs distributions non périodiques quasi-identiques même si le nombre N_{ruban} augmente.



(a)

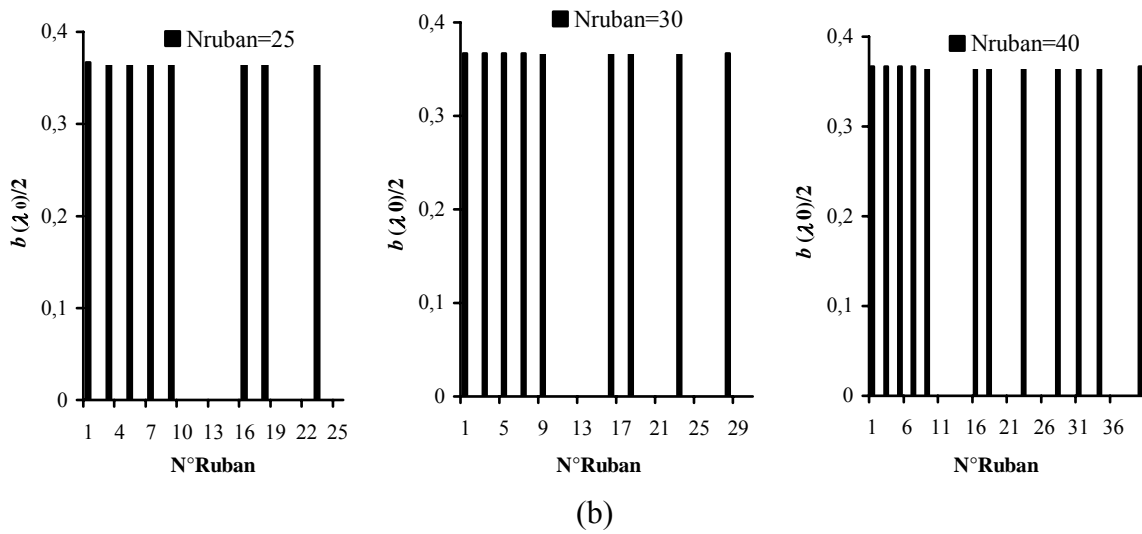
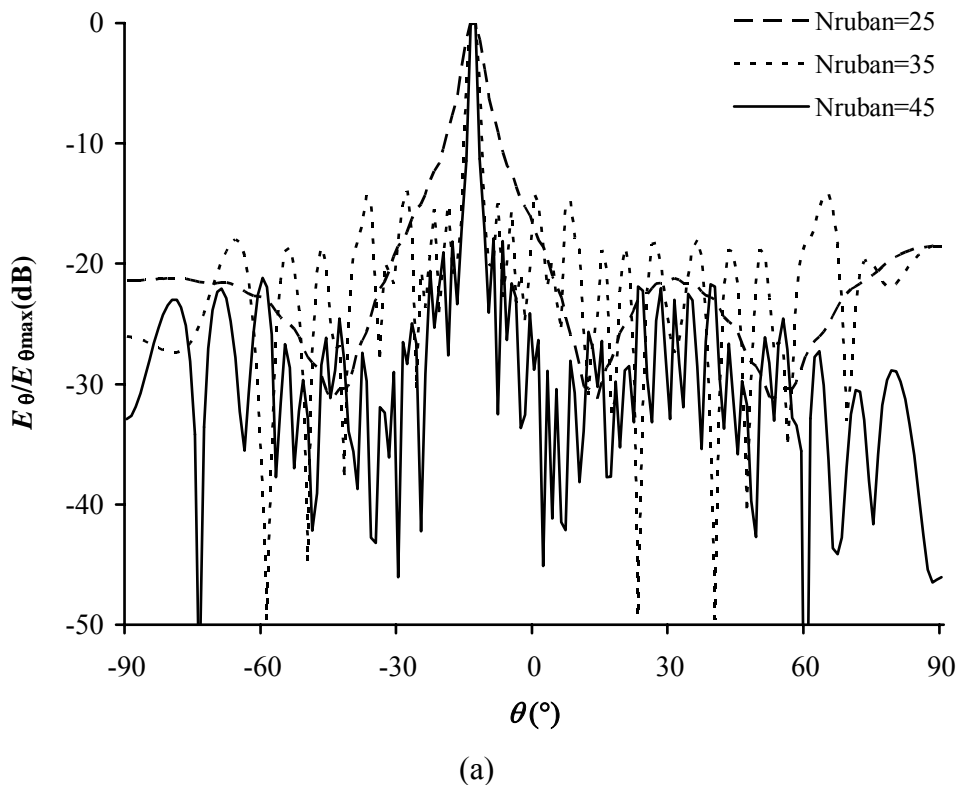
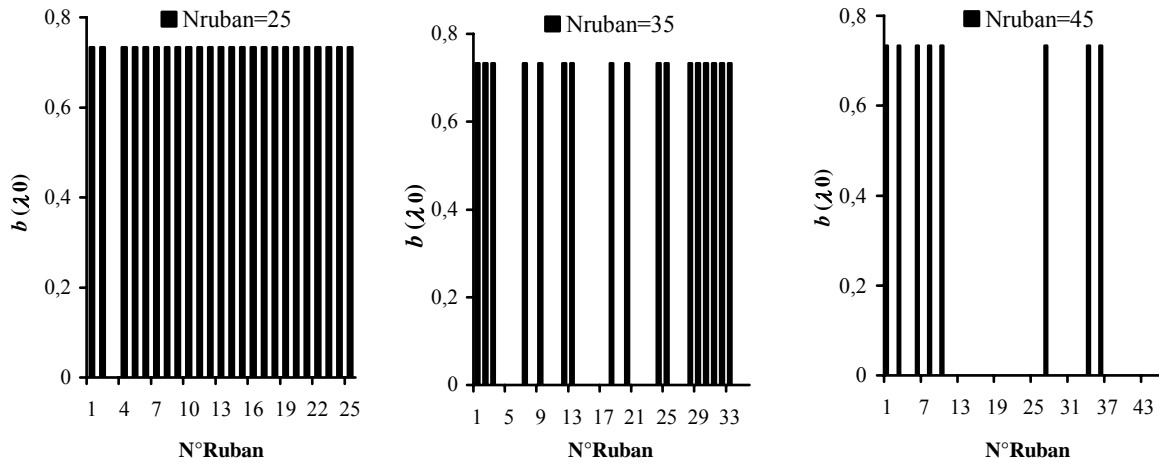


Figure IV.36 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz. (b) Demi distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Sur la *figure (IV.37)*, les diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=80$ GHz et leurs distributions non périodiques respectives $b(\lambda_0)$ sont illustrées. Les allures des diagrammes dans ce cas sont nettement différentes étant donné leurs distributions non périodiques variables.

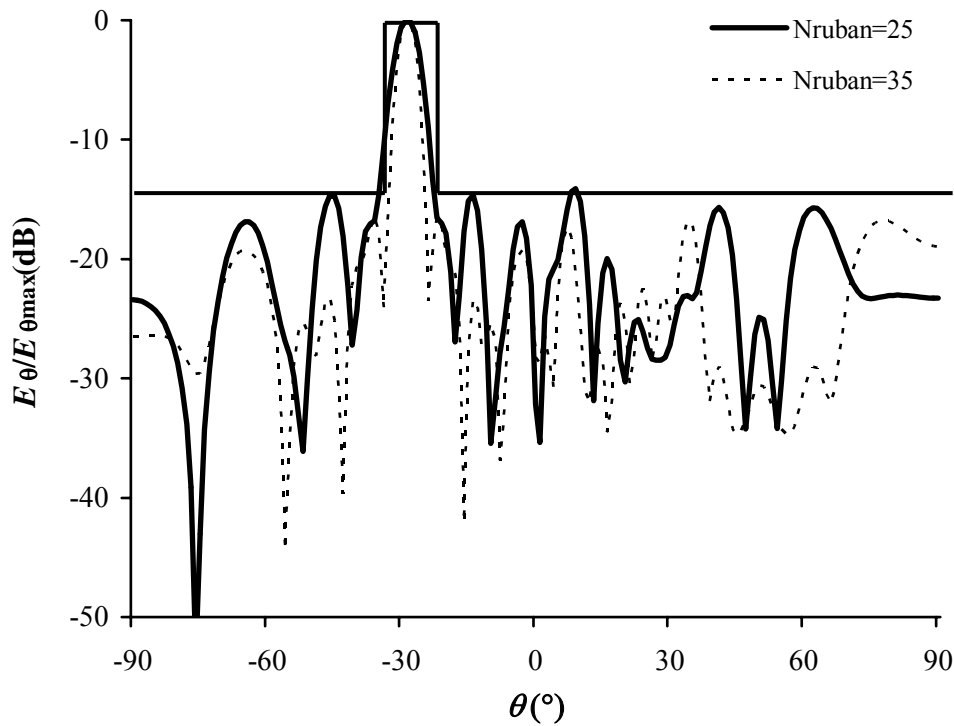




(b)

Figure IV.37 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$.
 (b) Distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$.
 $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur la *figure (IV.38)*, un autre exemple de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}$ (dB) en bande Ku à $f=15\text{GHz}$ contenus dans un gabarit défini par $NLS_{\text{lim}}=-14\text{dB}$ et $\Delta\theta_0=10^\circ$ à partir de distributions non périodiques $b(\lambda_0)$. Le faisceau principal est à -28° .



(a)

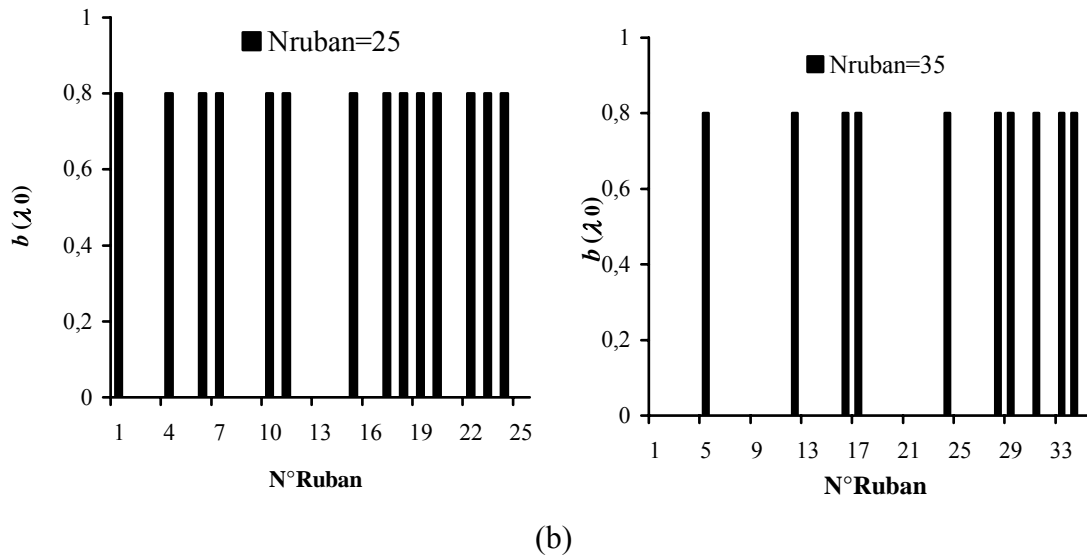


Figure IV.38 : (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f=15$ GHz. (b) Distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)$. $\epsilon_r=10.2$, $b=C=0.225\lambda_0$, $a=0.225\lambda_0$, $W=0.22\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$. ($\lambda_0=20$ mm à $f_0=15$ GHz).

Sur la *figure (IV.39)*, les variations de NLS (dB) et η (%) à $f=80$ GHz en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$) dans le cas du profil non périodique sont données. Ainsi, on peut noter qu'avec ce type de profil non périodique des NLS (dB) meilleurs avec des rendements η (%) acceptables peuvent atteindre 6.5dB lorsque le rapport $b(1)/C$ augmente.

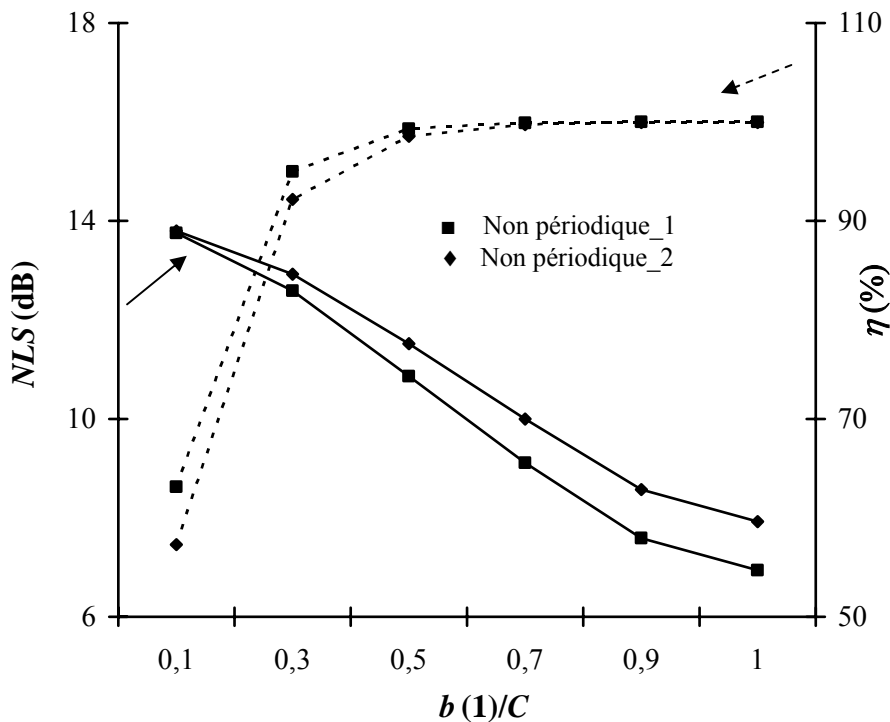
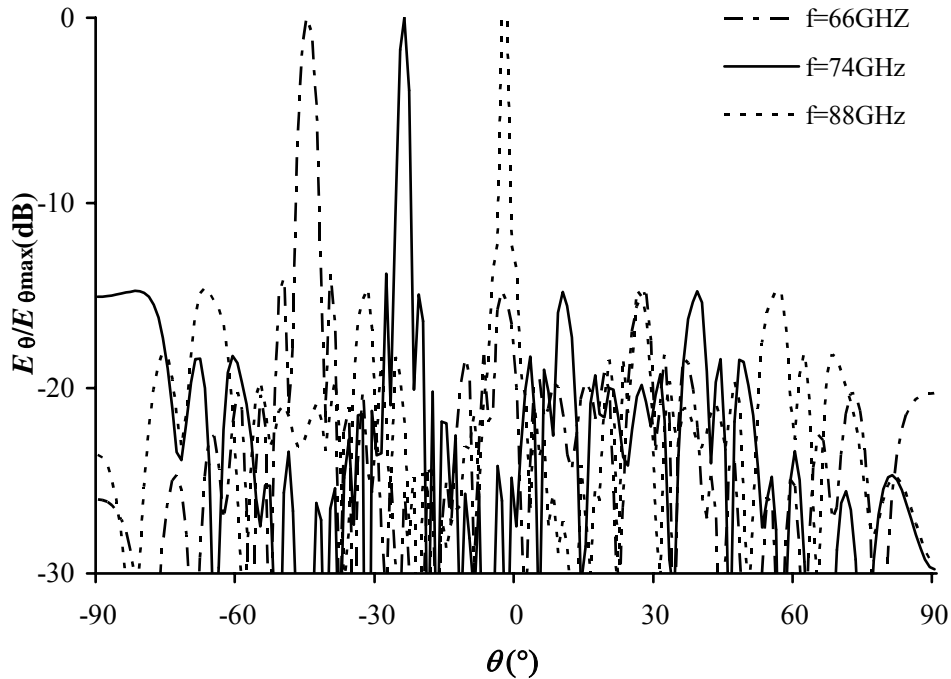
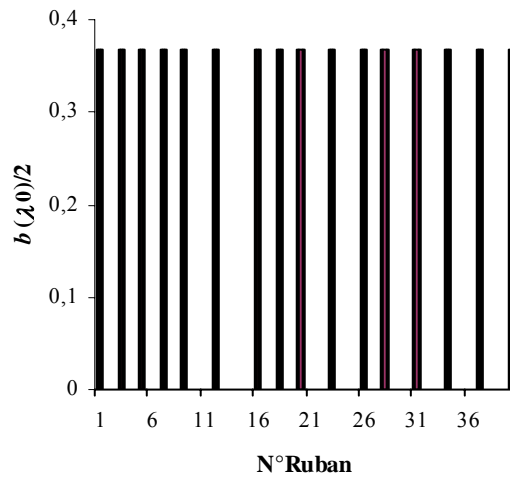


Figure IV.39 : Variations de NLS (dB) et η (%) à $f=80$ GHz en fonction de $b(1)/C$ pour $N_{ruban}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$), dans le cas du profil non périodique. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75$ mm à $f_0=80$ GHz).

Sur la *figure (IV.40)*, le balayage électronique du profil non périodique est donné pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$). Les mêmes remarques que le profil aléatoire sont notées où le plus haut $NLS(\text{dB})$ peut être fixe par un choix judicieux de la distribution non périodique. Les positions des faisceaux principaux sont à -45° , -24° et -2° respectivement pour $f=66, 74, 88\text{GHz}$.



(a)



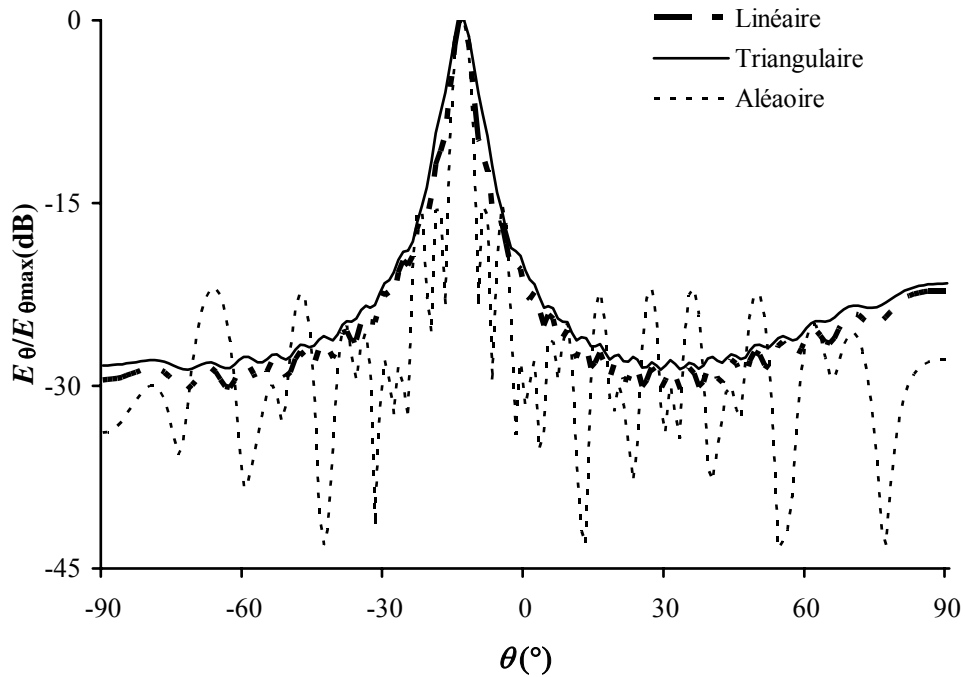
(b)

Figure IV.40: (a) Diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=66,74$ et 88GHz pour $N_{\text{ruban}}=35$ ($L_0=23\lambda_0$). (b) Demi distributions non périodiques respectives des longueurs des rubans métalliques $b(\lambda_0)/2$. $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

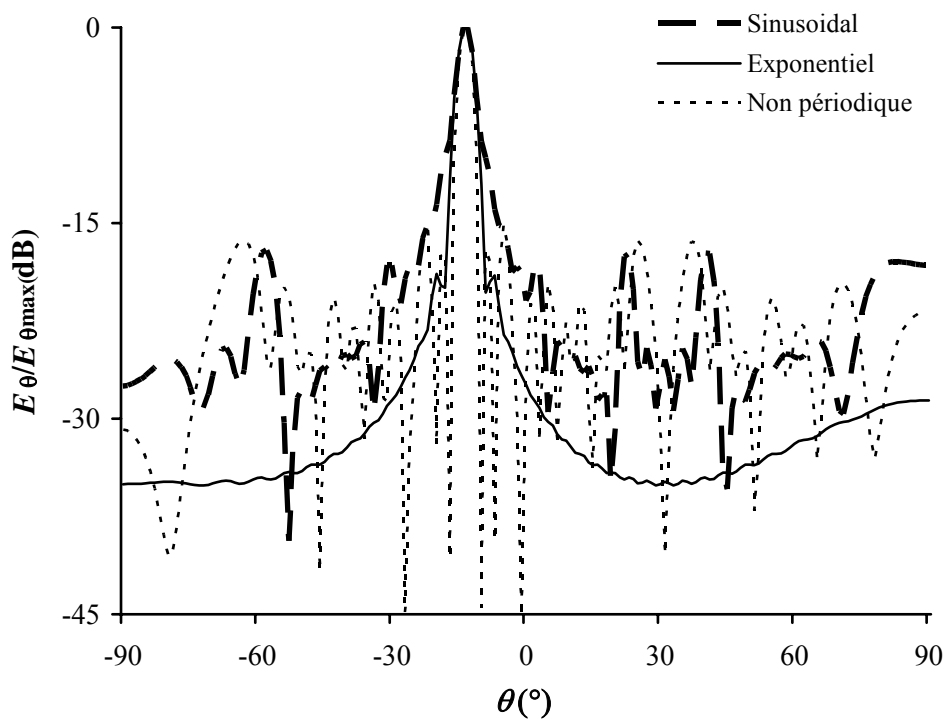
V. 4. Comparisons de Diagrammes de Rayonnement et Performances:

Des comparaisons de diagrammes de rayonnement normalisés $E_\theta/E_{\theta_{\max}}$ (dB) à $f=80\text{GHz}$ entre les différents profils non uniformes linéaire, triangulaire, sinusoïdal, exponentiel,

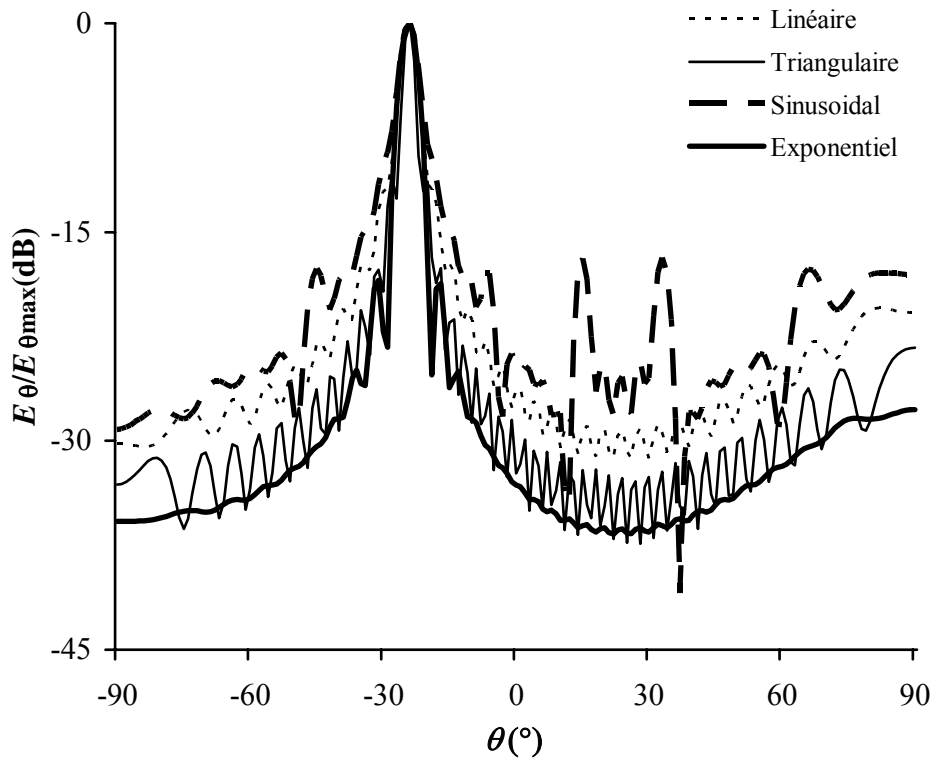
aléatoire et non périodique sont donnés respectivement sur les figures (IV.41.a), (IV.41.b), (IV.41.c) et (IV.41.d). La Largeur du faisceau principal est meilleure pour les profils quelconques aléatoire et non périodique que les autres profils prédéfinis. Cependant, le $NLS(\text{dB})$ pour ces derniers est mieux contrôlé (Cf. Figures IV.41.a et IV.41.b). Sur la figure (IV.41.c), on peut aussi noter que les profils triangulaire et exponentiel sont meilleurs que les profils linéaire et sinusoïdal en termes de largeurs de faisceaux. D'autre part, sur la figure (IV.41.d), le profil non périodique est nettement meilleur que le profil aléatoire en termes de largeurs de faisceau et $NLS(\text{dB})$ dans le rang de l'ouverture angulaire $\Delta\theta_0$.



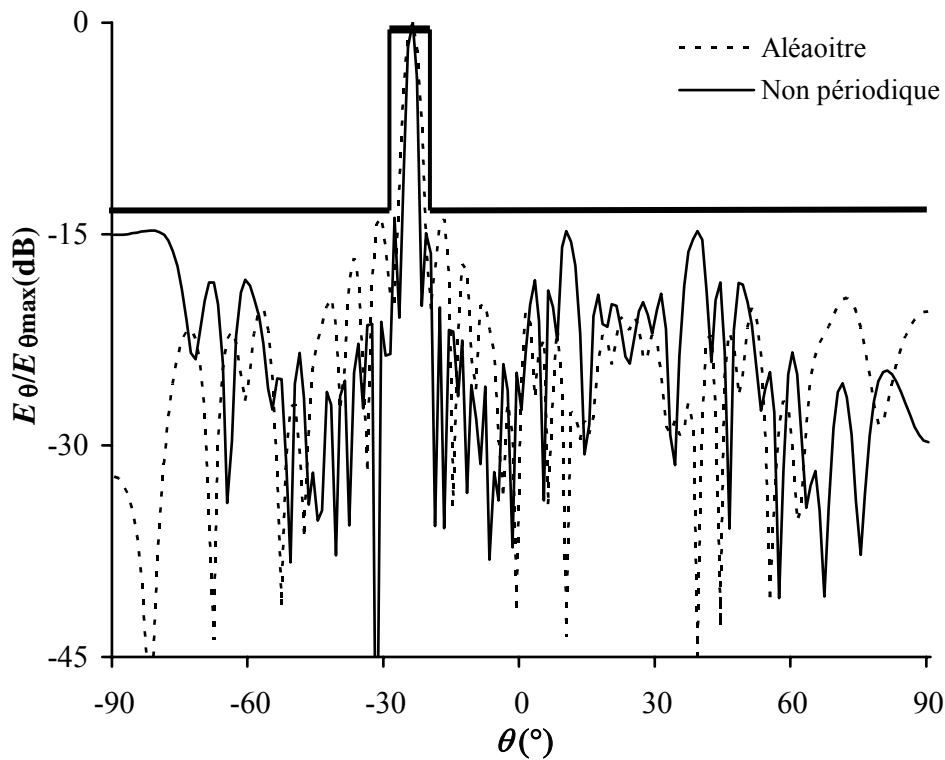
(a)



(b)



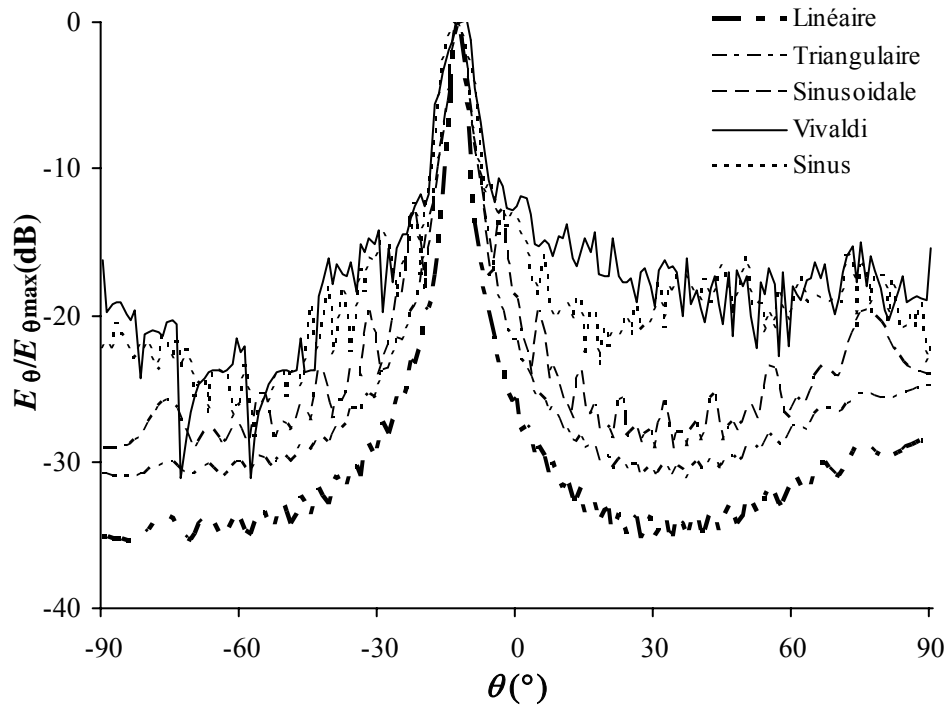
(c)



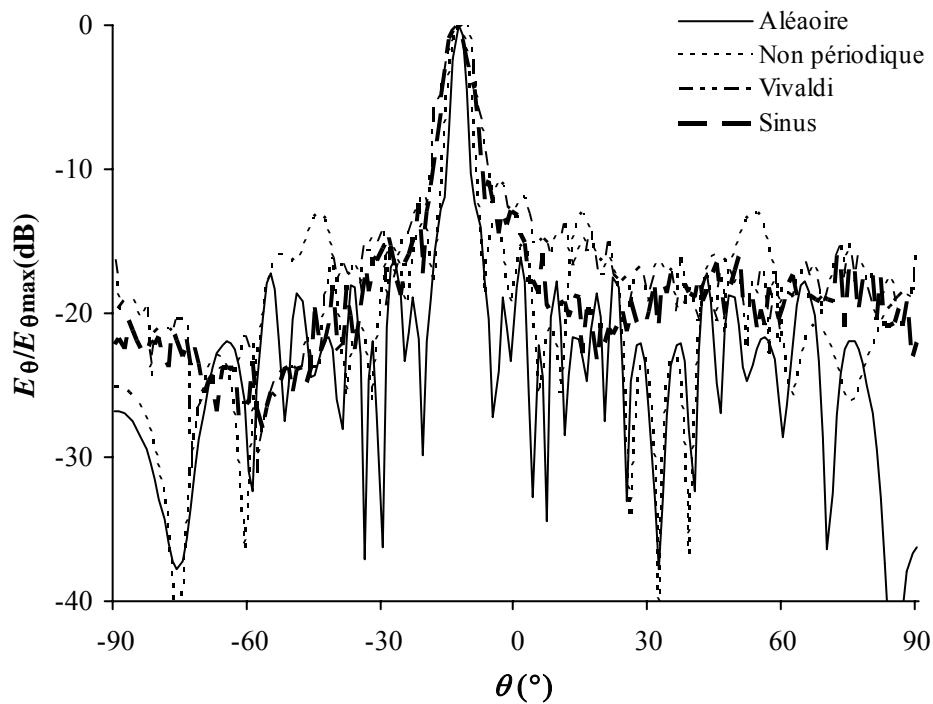
(d)

Figure IV.41 : Comparaisons de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f= 80\text{GHz}$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Sur les figures (IV.42.a) et (IV.42.b), une comparaison de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) de profils non uniformes à $f=80\text{GHz}$ avec ceux d'antennes uniformes à ondes de fuite à motifs quelconques (**Vivaldi** et sinus) [16-18] est donnée. Ainsi, les profils non uniformes produisent des diagrammes de rayonnement qui sont bien contrôlés par leurs paramètres de définition et facilement adaptables à n'importe quelle spécification exigée dans un cahier de charge.



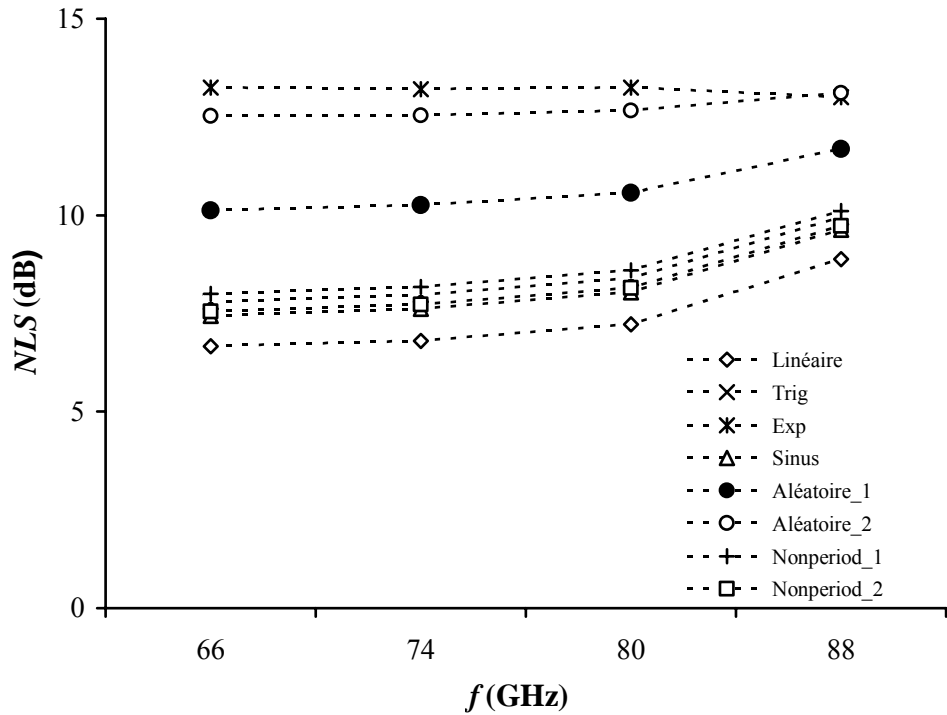
(a)



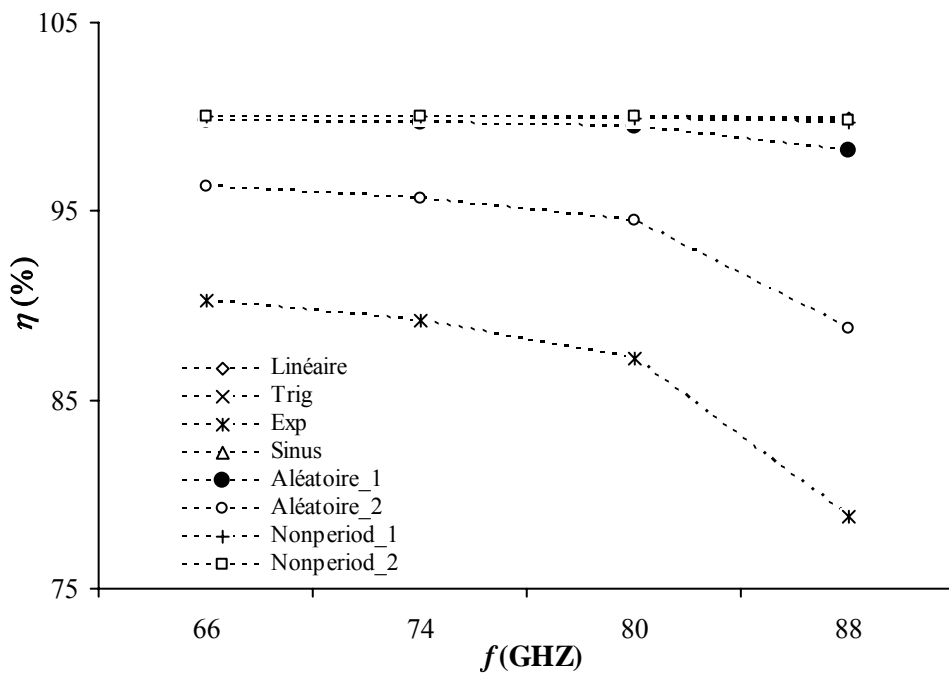
(b)

Figure IV.42 : Comparaison de diagrammes de rayonnement normalisés $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) à $f= 80\text{GHz}$. $\epsilon_r=2.5$, $C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0 =3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

De même, la représentation des variations en fonction de la fréquence, des caractéristiques de rayonnement (a) $NLS(\text{dB})$ et (b) $\eta(\%)$ pour chaque type de profil sont aussi illustrées sur la *figure (IV.43)*, pour $N_{\text{rurban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$). Les $NLS(\text{dB})$ sont meilleurs respectivement pour les profils linéaires, sinusoïdaux, non périodique, triangulaire, aléatoire et enfin exponentiel. Par contre, les rendements sont meilleurs aux fréquences inférieures pour les profils aléatoires et non périodiques.



(a)



(b)

Figure IV.43 : Variations de (a) $NLS(\text{dB})$ et (b) $\eta(\%)$ en fonction de la fréquence pour $N_{\text{rurban}}=35$ ($L_0 \approx 23\lambda_0$). $\epsilon_r=2.5$, $b=C=0.734\lambda_0$, $a=0.32\lambda_0$, $W=0.3307\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$. ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f_0=80\text{GHz}$).

Conclusion du chapitre 4:

Après application de la méthode de *résonance transverse* au calcul des caractéristiques de rayonnement d'une antenne diélectrique non uniforme à ondes de fuite, la matrice de la structure obtenue par la méthode de **Galerkin** nous a permis de calculer numériquement les constantes de propagation complexes définies sur chaque intervalle de longueur d . Ainsi, l'approche développée a abouti à l'implémentation d'un outil numérique combiné à celui utilisé dans le *chapitre 3* pour les structures uniformes. Par conséquent, l'influence des paramètres géométriques des profils symétriques et non symétriques non uniformes et la fréquence sur les caractéristiques de rayonnement de telles antennes et leurs diagrammes de rayonnement est présentée. Ces derniers peuvent être de formes très diverses ou peuvent être conformés pour plusieurs applications spécifiques. D'une part, l'approximation du profil constant par section et la méthode **BKW** sont utilisées pour calculer le champ électrique rayonné de la structure non uniforme. D'autre part, cette dernière à caractère continu est considérée comme une association en réseau linéaire d'éléments rayonnants espacés de d et ayant un gradient de phase progressif en fonction de la fréquence et proportionnel par rapport à la position le long de la direction longitudinale de l'antenne.

Références du chapitre 4:

1. **Klohn K.L, Horn R.E., Jacobs H., Freibergs E.**, "Silicon wave guide frequency scanning linear array antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 26, n°10, pp. 764-773, **1978**.
2. **Encinar J.A., Guglielmi M., Oliner A.A.**, "Taper optimization for sidelobe control in millimeter-wave metal-strip-loaded dielectric antennas," presented at the URSI Radio Science Meeting, Syracuse, NY, USA. **1988**.
3. **Encinar J.A.**, "Mode-matching and point-matching techniques applied to the analysis of metal strip-loaded dielectric antennas," IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 38, n° 9, pp. 1405-1412, **1990**.
4. **Ghomi M, Lejay B., Amalric J.L., Baudrand H.**, "Radiation characteristics of uniform and non uniform dielectric leaky-wave antennas", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 41, n°9, pp. 1177-1186, **1993**.
5. **Ghomi M.**, "Contribution à l'étude des antennes micro-rubans à ondes de fuite," Thèse de Doctorat, Laboratoire d'Electronique, INPT, Toulouse, France, **1992**.
6. **Shin J., Schaubert D.H.**, "A parameter study of stripline-fed vivaldi notch antenna arrays", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol.45, n°5, pp. 879-886. **1999**.
7. **Schaubert D.H.**, " A class of E plane scan blindness in single polarized arrays of tapered slot antennas with ground plane", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol.44, n°7, pp. 954-959. **1996**.
8. **Losito O.**, " Design of conformal tapered leaky-wave antenna", Progress In Electromagnetics Research Symposium 2007, Prague, Aout 27-30 pp 177-181. **2007**.
9. **Losito, O.**, "A new design of broadband microstrip leaky-wave antenna", Proceeding du 23^{eme} Applied Computational Electromagnetics, ACES 2007 Int. Conf., Verona, Italy, 19-23 March, **2007**.

10. **Hong W., Chen T.I., Chang C. Y., Sheen J.W., Lin Y.D.,** "Broadband tapered microstrip leaky-wave antenna", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 51, pp.1922-1928, **2003**.
11. **Yang L., Ito N., Domier C. W., Luhmann N. C., Mase A.,**"18–40-GHz beam-shaping/steering phased antenna array system using Fermi antenna", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol.56, n°4, pp. 767-773, **2008**.
12. **Kuitz C.N., Streifer W.,** "Guided waves in inhomogeneous focusing media", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 17, pp.250. **1969**.
13. **Gloge D., Marcatilli E.A.J.,** "Multimode theory of graded core fibers", Bell systems Technics Journal, vol. 52, pp. 1563. **1973**.
14. **Balanis C.A,** "Antenna theory and design", 3^{ème} Edition. John Wiley & Sons. **1997**.
15. **Milligan T.A. ,** "Modern antenna design", 2^{ème} Edition. IEEE Press, John Wiley & Sons. **2005**.
16. **Mekkioui Z., Baudrand H.,** "A Full-wave analysis of uniform microstrip leaky-wave antenna with arbitrary metallic Strips", Electromagnetics, vol. 28, no.4, pp. 296 -314, **2008**.
17. **Mekkioui Z., Baudrand H.,** "Analyse d'antenne diélectrique à ondes de fuite chargée de motif métallique quelconque", Annales des Télécommunications, vol. 62 , n° 5-6, pp. 21-27, **2007**.
18. **Mekkioui Z.,**"Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite", Thèse de Doctorat d'Etat. Université de Tlemcen **2004**.

***Conclusion Générale
&
Perspectives***

L'étude menée tout au long de ce mémoire, a consisté d'abord à développer une formulation intégrale rigoureuse pour analyser des structures d'antennes diélectriques microruban uniformes et non uniformes à ondes de fuite.

Dans un premier, un bref aperçu sur les antennes à ondes de fuite, leurs configurations, leurs limites de rayonnement ainsi qu'une étude des structures périodiques en particulier le diagramme de **Brillouin**, sont donnés.

Après avoir établi les équations de continuité au niveau de la discontinuité planaire par établissement de schéma équivalent où la fonction d'essai est prise en considération (méthode de *résonance transverse*), la méthode de **Galerkin** est particulièrement utilisée pour une résolution numérique. Ainsi, on met en évidence l'effet des paramètres géométriques de l'antenne sur ses caractéristiques de rayonnement en bande X, Ku, K et millimétrique. Comparée à l'analyse spectrale en modes hybrides, des résultats sont en concordance.

Dans un second temps, une contribution à l'étude des caractéristiques de rayonnement et performances d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite non uniformes avec application au balayage électronique dans la bande millimétrique est élaborée. Ce cadre d'étude est mis à profit pour l'amélioration et l'optimisation des niveaux des lobes secondaires, la forme globale des diagrammes de rayonnement (diagrammes conformés), ouvertures angulaires du balayage électronique par excursion de fréquence, largeur du faisceau, etc. Ces dernières connaissent certaines limitations dues au caractère uniforme des dimensions transversales des rubans métalliques tout au long de la direction de propagation de l'antenne diélectrique. Par ailleurs, par la proposition et la conception d'antennes microruban à ondes de fuite dont les dimensions selon les deux axes (Ox) et (Oy) sont contraintes à varier d'une période à une autre, formant ainsi un structure rayonnante non uniforme à deux degrés de liberté, peut réduire le niveau des lobes secondaires, produire des diagrammes conformés ou répondre à certaines spécifications fixées par l'utilisateur. Ainsi, dans ce contexte de recherche, plusieurs profils non uniformes continus, prédéterminés, aléatoires voire non périodique sont proposés où la longueur b et la largeur W des rubans métalliques imprimés sur la face supérieure du substrat sont optimisés afin de répondre au but fixé au départ. En conséquence, plusieurs distributions symétriques et non symétriques des profils proposés sont obtenus et comparés. Pour la modélisation du cas non uniforme, une méthode d'approximation est développée. Elle consiste à approcher le profil non uniforme par un autre constant par section délimitée dans une période, où la constante de phase et d'atténuation de la constante de propagation complexe est assumée invariable avec la direction de propagation. La procédure de calcul de cette dernière reste identique à celle du cas uniforme dans cet intervalle choisi très petit devant la dimension globale de l'antenne à ondes de fuite. Pour le calcul du diagramme de rayonnement, la méthode d'approximation **BKW** est appliquée en assumant que la structure rayonnante continue de l'antenne à ondes de fuite est remplacée par un réseau linéaire à éléments discrets localisés au centre de chaque période et ayant un gradient de phase progressif dépendant de la position de la source rayonnante le long de la direction de propagation de l'onde de fuite et de la fréquence de travail. Plusieurs résultats sont obtenus et comparés.

A la suite de ce travail, des perspectives peuvent être proposées. D'une part, il serait intéressant de poursuivre l'effort entrepris pour améliorer les formulations présentées dans ce travail. D'autre part, d'autres profils peuvent être proposés dont les diagrammes correspondants peuvent répondre à certaines applications des télécommunications modernes sans fils. Par ailleurs, des structures 2D non uniformes à ondes de fuite avec excitation centrale à faisceaux duaux répondant à ce contexte de recherche peuvent être de même considérées.

Le problème de modélisation et de conception d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite à structures évoluées à base de méta-matériaux très directives, à larges ouvertures angulaires, reconfigurables, compactes, capables de fonctions très pointues reste une perspective très intéressante à développer et à mettre au point étant donné les applications du balayage électronique dans tous les systèmes de communication récents et de futur, spécialement dans la bande millimétrique où les structures assurant plusieurs fonctions sont plus miniaturisées et plus intégrées.

Annexes

Annexe A

Formalisme des Opérateurs Appliqués à l'Electromagnétisme

FORMALISME DES OPERATEURS APPLIQUE A L'ELECTROMAGNETISME

1. L'Espace de Hilbert des Champs Electromagnétiques:

En mécanique quantique, l'interprétation probabiliste de la fonction d'onde $\Psi(r)$ associée à une particule veut que la quantité $|\Psi(r)|^2 dr^3$ représente la probabilité pour que la particule soit trouvée dans l'élément de volume dr^3 pris autour du point $M(r)$ de l'espace. La probabilité de trouver cette particule dans tout l'espace V est nécessairement égale à 1.

$$\iiint_V |\Psi(r)|^2 dr^3 = 1 \quad (\text{A.1})$$

La fonction d'onde $\Psi(r)$ appartient donc à l'ensemble des fonctions de carré sommable désigné par le symbole \mathcal{L}^2 .

En électromagnétisme, un espace identique est introduit. En effet, l'énergie électromagnétique contenue dans un certain volume V de l'espace, s'exprime en fonction de l'intégrale sur ce volume du carré du module du champ électromagnétique : l'énergie étant une quantité finie, il s'ensuit que ces champs appartiennent à l'espace \mathcal{L}^2 .

Cette analogie dans la nature des grandeurs que l'on traite en mécanique quantique et en électromagnétisme justifie à elle seule le développement d'un formalisme mathématique commun dans ces deux domaines. Ce cadre mathématique est indispensable pour utiliser l'outil des opérateurs.

1. 1. Propriétés de l'Espace de Hilbert \mathcal{L}^2 :

- L'espace \mathcal{L}^2 est un espace vectoriel : si $\varphi_1(r)$ et $\varphi_2(r)$ appartiennent à \mathcal{L}^2 , alors :

$$\varphi(r) = c_1 \varphi_1(r) + c_2 \varphi_2(r) \quad (\text{A.2})$$

Avec c_1 et c_2 deux nombres complexes quelconques, appartient aussi à \mathcal{L}^2 .

- L'espace \mathcal{L}^2 est muni d'un produit scalaire : à tout couple $\varphi_1(r)$ et $\varphi_2(r)$ de \mathcal{L}^2 , pris dans cet ordre, nous associons un nombre complexe, noté (φ_1, φ_2) , donné par :

$$(\varphi_1, \varphi_2) = \iiint_V \varphi_1^*(r) \varphi_2(r) dr^3 \quad (\text{A.3})$$

Le symbole $*$ désigne le complexe conjugué.

On définit alors une norme dans \mathcal{L}^2 par la relation :

$$\forall \varphi(r) \in \mathcal{L}^2 \quad |\varphi| = \sqrt{(\varphi, \varphi)} \quad (\text{A.4})$$

(Puisque $(\varphi, \varphi) \geq 0, \forall \varphi \in \mathcal{L}^2$).

- L'espace \mathcal{L}^2 est complet : c'est-à-dire que si toute suite $\varphi_n(r)$ d'éléments de \mathcal{L}^2 converge au sens de **Cauchy**, alors il existe une fonction $\varphi(r)$ dans \mathcal{L}^2 telle que $\varphi_n(r)$ converge vers $\varphi(r)$.

2. La Notation de Dirac :

La mécanique quantique postule que l'état d'une particule est caractérisé par un vecteur, dit vecteur d'état. La fonction d'onde $\Psi(r)$ de cette particule n'est en fait qu'une représentation de ce vecteur dans une certaine base; cette représentation du vecteur d'état n'est en aucun cas unique. Ce vecteur est appelé « ket » et s'écrit $|\psi\rangle$ suivant la notation de **Dirac**. Cet être mathématique appartient à un espace de **Hilbert** \mathcal{E} isomorphe de l'espace L^2 décrit dans le paragraphe précédent, autrement dit, écrire que $\Psi(r)$ appartient à L^2 est équivalent à écrire que le ket $|\psi\rangle$ appartient à \mathcal{E} .

En notation de **Dirac**, on fait correspondre, au champ électrique $E(r)$, le ket $|E\rangle$. Un autre concept attaché à la notation de Dirac est celui du « bra ». Ainsi, le produit scalaire du ket $|\varphi\rangle$ par le ket $|\psi\rangle$ s'écrira dorénavant: $\langle\psi, \varphi\rangle$, et s'identifiera au produit scalaire dans L^2 de $\varphi(r)$ par $\Psi(r)$:

$$\langle\psi, \varphi\rangle \equiv \iiint_V \psi^*(r)\varphi(r)dr^3 \quad (\text{A.5})$$

On note quelques propriétés fondamentales du produit scalaire :

- $\langle\psi, \varphi\rangle = \langle\varphi, \psi\rangle^*$
- $\langle\psi, c_1 \varphi_1 + c_2 \varphi_2\rangle = c_1 \langle\psi, \varphi_1\rangle + c_2 \langle\psi, \varphi_2\rangle$ (linéarité).
- $\langle c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2, \varphi\rangle = c_1^* \langle\psi_1, \varphi\rangle + c_2^* \langle\psi_2, \varphi\rangle$ (anti-linéarité).
- $\langle\varphi, \varphi\rangle$ est réel positif : $|\varphi| = \sqrt{\langle\varphi, \varphi\rangle}$
- Deux kets $|\psi\rangle$ et $|\varphi\rangle$ sont orthogonaux si et seulement si $\langle\psi, \varphi\rangle = 0$.

3. Représentation des Champs dans \mathcal{E} :

Choisir une représentation, c'est choisir une base dans l'espace de **Hilbert** \mathcal{E} . Les éléments de \mathcal{E} sont alors représentés dans cette base par des nombres appelés composantes.

Soit dans l'espace de dimension infinie \mathcal{E} une suite infinie d'éléments $(\varphi_n)_{n=1, \infty}$ constituant une base complète et discrète de cet espace. Ainsi, tout élément $|\varphi\rangle$ de \mathcal{E} peut s'écrire de façon unique comme une combinaison linéaire de $|\varphi_n\rangle$:

$$|\varphi\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} a_n |\varphi_n\rangle \quad (\text{A.6})$$

Où les nombres complexes a_n désignent les composantes de $|\varphi\rangle$ par rapport à $|\varphi_n\rangle$. Notons que cette base n'est pas forcément orthogonale.

Par suite, la fonctionnelle F qui à tout élément $|\varphi\rangle$ de \mathcal{E} fait correspondre le nombre complexe a_n est linéaire et continue, de sorte qu'il existe un ket $|\psi_n\rangle$ dans \mathcal{E} tel que $a_n = \langle\psi_n, \varphi\rangle$ et ce quelque soient les composantes a_n de $|\varphi\rangle$. Dans ces conditions :

$$|\varphi\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \langle \psi_n, \varphi \rangle |\varphi_n\rangle \quad (\text{A.7})$$

Si on prend $|\varphi\rangle \equiv |\varphi_n\rangle$, nous déduisons que $\langle \psi_m, \varphi_n \rangle = \delta_{mn}$, où δ_{mn} désigne le symbole de **Kronecker** avec :

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 1 & \text{Si } m=n \\ 0 & \text{Si non} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

4. Représentation des Opérateurs :

4. 1. Représentation d'un Opérateur Linéaire :

Tous les opérateurs mis en jeu dans le cadre de notre étude sont linéaires. Un opérateur linéaire \hat{L} est, par définition:

$$\forall |\varphi_1\rangle, |\varphi_2\rangle \in \mathcal{E} \quad \forall c_1, c_2 \in \mathbb{C} \quad \hat{L}(c_1 |\varphi_1\rangle + c_2 |\varphi_2\rangle) = c_1 \hat{L}(|\varphi_1\rangle) + c_2 \hat{L}(|\varphi_2\rangle) \quad (\text{A.9})$$

Si on introduit une base discrète $(\varphi_n)_{n=1,\infty}$ dans \mathcal{E} , l'opérateur linéaire \hat{L} sera représenté par une matrice $[L]$ d'éléments $[L]_{ij}$ que nous proposons de déterminer. Soit :

$$\forall |\varphi\rangle \in \mathcal{E}, \quad |\varphi\rangle = \sum_{j=1}^{\infty} \xi_j |\varphi_j\rangle \quad (\text{A.10})$$

ξ_j désigne la composante de $|\varphi\rangle$ sur l'élément de base $|\varphi_j\rangle$. Si on applique l'opérateur \hat{L} au ket $|\varphi\rangle$, nous obtenons:

$$\hat{L}|\varphi\rangle = \sum_{j=1}^{\infty} \xi_j \hat{L}|\varphi_j\rangle \quad (\text{A.11})$$

Ainsi, pour obtenir une représentation matricielle de \hat{L} dans la base $(\varphi_n)_{n=1,\infty}$, nous avons besoin d'exprimer $\hat{L}|\varphi_j\rangle$ en fonction des $|\varphi_n\rangle$. Posons :

$$\forall j \in \{1,2,3,\dots\} \quad \hat{L}|\varphi_j\rangle = \sum_{i=1}^{\infty} [L]_{ij} |\varphi_i\rangle \quad (\text{A.12})$$

Ainsi,

$$\hat{L}|\varphi\rangle = \sum_{j=1}^{\infty} \xi_j \sum_{i=1}^{\infty} [L]_{ij} |\varphi_i\rangle \quad (\text{A.13})$$

$$= \sum_{j=1}^{\infty} \left(\sum_{i=1}^{\infty} [L]_{ij} \xi_j \right) |\varphi_i\rangle \quad (\text{A.14})$$

L'expression dans laquelle $\sum_{j=1}^{\infty} [L]_{ij} \xi_j$ apparaît naturellement comme la composante $\hat{L}|\varphi\rangle$ sur $|\varphi_i\rangle$.

Soit $[L](x)$ l'écriture matricielle de l'expression opérationnelle $\hat{L}|\varphi\rangle$ dans la base $(\varphi_n)_{n=1,\infty}$ avec,

(x) de composantes $\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \vdots \end{pmatrix}$.

4. 2. Représentation d'un Opérateur Fondamental : Le Projecteur

Le traitement numérique sur ordinateur des expressions exactes déduites de la théorie électromagnétique implique nécessairement une troncature des séries mises en jeu, de sorte que, pratiquement, on ne travaille plus dans l'espace de **Hilbert** \mathcal{E} entier, mais dans un sous-espace de ce dernier. Dès lors, on ne manipule plus les champs exacts prévus par la théorie mais leur représentation, ou plutôt leur projection, sur ce sous-espace. Formalisons cette façon approchée d'aborder la résolution des problèmes électromagnétiques.

Tout élément $|\varphi\rangle$ de \mathcal{E} peut se décomposer de manière unique sur $(\varphi_n)_{n=1,\infty}$ suivant l'écriture :

$$|\varphi\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} a_n |\varphi_n\rangle \quad \text{avec} \quad a_n = \langle \psi_n, \varphi \rangle \quad (\text{A.15})$$

Et donc

$$|\varphi\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} |\varphi_n\rangle \langle \psi_n, \varphi \rangle \quad (\text{A.16})$$

$$= \sum_{n=1}^N |\varphi_n\rangle \langle \psi_n, \varphi \rangle + \sum_{n=N+1}^{\infty} |\varphi_n\rangle \langle \psi_n, \varphi \rangle \quad (\text{A.17})$$

Désignons par \mathcal{E}_N le sous-espace de \mathcal{E} engendré par les N éléments de base particularisés dans la première somme : cette somme représente en fait la combinaison linéaire des projections de $|\varphi\rangle$ sur les divers $(\varphi_n)_{n=1,N}$ du sous-espace \mathcal{E}_N .

Posons P_{EN} l'opérateur projection sur \mathcal{E}_N :

$$P_{EN} = \sum_{n=1}^N |\varphi_n\rangle \langle \psi_n | \quad (\text{A.18})$$

De sorte que :

$$P_{EN}|\varphi\rangle = \sum_{n=1}^N |\varphi_n\rangle \langle \psi_n, \varphi \rangle \quad (\text{A.19})$$

Par extension, nous définissons l'opérateur P_E par la relation :

$$P_E = \sum_{n=1}^{\infty} |\varphi_n\rangle \langle \psi_n | \quad (\text{A.20})$$

Annexe B

La Méthode des Moments *MoM*

LA METHODE DES MOMENTS MoM

Son appellation originale vient de la littérature russe ^[1]. L'application de la *méthode des moments* MoM à l'électromagnétisme devient populaire par les premiers travaux de **Richmond** en 1965 et **Harrington** ^[2] en 1968. Elle a été largement appliquée avec succès à divers problèmes électromagnétique d'intérêt pratique tel que le rayonnement, la diffraction, analyse de microruban et structures à pertes, propagation à travers des milieux inhomogènes, etc.

1. Considérations Générales de la *méthode des Moments MoM*:

La plupart des problèmes électromagnétiques peuvent être établis selon l'équation non homogène suivante:

$$\mathcal{L}(f) = g \quad (\text{B.1})$$

où \mathcal{L} est un opérateur intégral-différentiel linéaire, g l'excitation et f la fonction à déterminer. On doit par conséquent, performer deux étapes essentielles:

a) f est décomposée en série de fonctions données par la relation (B.2) :

$$f = \sum_n \alpha_n f_n \quad (\text{B.2})$$

où α_n sont des constantes. L'ensemble des fonctions $\{f_n\}$ est appelé ensemble de fonctions d'expansion, ou fonctions de base. Notons que pour une solution exacte, la sommation est infinie, mais pratiquement, elle est tronquée à un certain ordre.

b) Il est assumé qu'un produit scalaire convenable est utilisé pour la résolution du problème. Maintenant, on doit faire recours à des fonctions poids ou fonctions d'essai qu'on note w_1, w_2, \dots, w_N dans le rang de \mathcal{L} .

On introduit les produits scalaires dans l'équation (B.2), on obtient :

$$\sum_n \alpha_n \langle w_m, \mathcal{L} f_n \rangle = \langle w_m, g \rangle \quad (\text{B.3})$$

Le système peut maintenant être écrit sous la forme matricielle:

$$[A_{mn}] [\alpha_n] = [g_m] \quad (\text{B.4})$$

où

$$[A_{mn}] = \begin{pmatrix} \langle w_1, \mathcal{L} f_1 \rangle & \langle w_1, \mathcal{L} f_2 \rangle & \dots \\ \langle w_2, \mathcal{L} f_1 \rangle & \langle w_2, \mathcal{L} f_2 \rangle & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}, \quad [\alpha_n] = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad [g_m] = \begin{pmatrix} \langle w_1, g \rangle \\ \langle w_2, g \rangle \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Si la matrice $[A_{mn}]$ est non singulière, les inconnues α_n sont simplement données par:

$$[\alpha_n] = [A_{mn}]^{-1} [g_m] \quad (\text{B.6})$$

et la fonction originale f peut être construite en utilisant l'équation (B.2). On peut maintenant généraliser les définitions suivantes :

- Les fonctions de base utilisées sont définies par:

Fonctions de base du type échelon :

$$f_n = \begin{cases} 1 & \text{Si } x \text{ est dans l'intervalle } n. \\ 0 & \text{Ailleurs.} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

- Les fonctions poids ou test:

Raccordement de point = Prendre un δ de **Dirac** comme fonction test.

2. Exemple Simple en Electrostatique :

Considérons une plaque carrée de côté $2a$ définie dans le plan $z=0$ avec son centre à l'origine (Cf. Figure 1). Soit $\sigma(x',y')$ la densité surfacique de la plaque assumée d'épaisseur nulle au point (x',y') dans un milieu de constante ϵ . Le potentiel électrostatique ϕ à n'importe quel point dans l'espace (x,y,z) , est donné par :

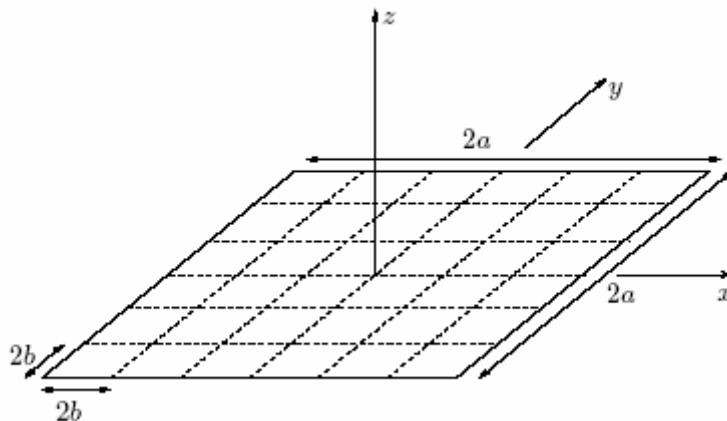


Figure 1 : Discretisation d'une plaque carrée.

$$\Phi(x, y, z) = \int_{-a}^a dx' \int_{-a}^a dy' \sigma(x', y') g(\vec{r}, \vec{r}') \quad (\text{B.8})$$

$$g(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi\epsilon R} \quad (\text{B.9})$$

$$\text{Avec} \quad R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2} \quad (\text{B.10})$$

La condition au limite est $\phi=V=$ constante sur la plaque. L'équation intégrale du problème est par suite:

$$V = \int_{-a}^a dx' \int_{-a}^a dy' \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\sigma(x', y')}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}} \quad (\text{B.11})$$

où les inconnues à déterminer sont $\sigma(x', y')$. Performons les trois étapes précédentes :

- Discrétisation de la structure : divisons la plaque en N carrés de dimensions $2b$ (Cf. Figure 1).
- Choisissons les fonctions de base :

$$\sigma(x', y') \simeq \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n(x', y') \quad (\text{B.12})$$

avec

$$f_n(x', y') = \begin{cases} 1 & \text{on } \Delta S_n \\ 0 & \text{on } \Delta S_m, m \neq n \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

- Les fonctions poids: on choisit de vérifier l'équation intégrale au point milieu (x_m, y_m) chacun de surface ΔS_m :

$$w_m = \delta(x - x_m)\delta(y - y_m). \quad (\text{B.14})$$

avec ces trois étapes, on construit la matrice de la structure à $z=0$ par :

$$[A_{mn}] = \int_{\Delta x_n} dx' \int_{\Delta y_n} dy' \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\sqrt{(x_m - x')^2 + (y_m - y')^2}}. \quad (\text{B.15})$$

Il est évident de voir que l'intégrale est singulière à $(x_m, y_m) \in \Delta S_m$. Dans ce cas simple, heureusement, on peut performer l'intégrale analytiquement (ce n'est pas toujours le cas) et écrire :

$$A_{nn} = \int_{-b}^b dx' \int_{-b}^b dy' \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} = \frac{2b}{\pi\epsilon} \ln(1 + \sqrt{2}) \quad (\text{B.16.a})$$

$$A_{mn} \simeq \frac{\Delta S_n}{4\pi\epsilon R_{mn}} = \frac{b^2}{\pi\epsilon \sqrt{(x_m - x')^2 + (y_m - y')^2}}, \quad m \neq n \quad (\text{B.16.b})$$

A l'aide du langage de l'espace linéaire, on peut écrire:

$$f(x, y) = \sigma(x, y) \quad (\text{B.17.a})$$

$$g(x, y) = V \quad \text{sur la plaque.} \quad (\text{B.17.b})$$

La discrétisation donne :

$$g_m = \begin{pmatrix} V \\ V \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{B.17.c})$$

$$\mathcal{L}(f) = \int_{-a}^a dx' \int_{-a}^a dy' \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{f(x', y')}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (\text{B.17.d})$$

4. Autres Fonctions de Base et de Test:

L'avantage de la *méthode des moments MoM* par rapport aux méthodes purement numériques est qu'elle est basée sur des expressions analytiques. Par ailleurs, à partir de son caractère numérique basé sur l'inversion de matrice une étude de convergence est examinée.

La convergence de la *méthode des moments* est fortement liée au choix des fonctions de base et de test. Il y a par suite deux familles de fonctions de base :

- Les fonctions de base du domaine entier: utiliser ces fonctions pour décomposer les inconnues est analogue à une expansion de **Fourier** ou à une expansion modale. Ces fonctions garantissent une bonne convergence de la méthode mais elle n'est pas générale puisque les géométries doivent être régulières afin de définir les modes. Notons que dans ce cas, on n'a pas besoin de discrétiser la géométrie.
- Les fonctions de base du sous-domaine : elles reposent sur une discrétisation propre de la géométrie qui peut être rectangulaire ou triangulaire, etc. Le choix de ces dernières est très large : Dirac, échelon, constante par morceau, etc.

Finalement, on peut mentionner que les points de raccordement sont faciles à implémenter mais ne donnent pas une convergence optimale. Dans la plupart des applications, la technique de **Galerkin** est meilleure ; elle consiste à choisir les fonctions de base identiques aux les fonctions test. Ceci s'applique en même temps au sous-domaine qu'au domaine entier.

Références:

- [1] **Kantorovich L.V., Krylov V.I.**, "Approximate methods for higher analysis" , *traduit du russe par C.D Benster, New York, John Wiley, 1964.*
- [2] **Harrington R.F.**, "Field computation by moment method" , *R.R. Krieger, Malabar, Fla., original edition, 1968.*

Annexe C

La Méthode d'Approximation *BKW*

LA METHODE D'APPROXIMATION **BKW**

1. Calcul de la Constante de Propagation de l'Antenne à Ondes de Fuite Non Uniforme :

Pour trouver la solution du problème de propagation dans une antenne diélectrique à discontinuité non uniforme selon une distribution prédéterminée, on utilise la méthode **BKW**. Cette dernière est bien connue dans la mécanique quantique et a été introduite en 1926 par **Wentzel**, **Kramers** et **Brillouin**. D'autre part, elle a été utilisée pour la résolution du problème de guide d'onde diélectrique de forme perturbée par **Kuitz** et **Streifer** et **Marcatili**. C'est une technique usuelle particulière pour la détermination de constante de propagation dans de tels problèmes.

Si on assume que la constante de propagation $k_y(y)$ est une quantité complexe dont la partie imaginaire dépend de y . Soit,

$$k_y(y) = \beta - j\alpha(y) \quad (\text{C.1})$$

L'équation de propagation en coordonné cartésienne est :

$$\frac{d^2 E}{dy^2} + k_y^2(y)E = 0 \quad (\text{C.2})$$

On pose la solution de la forme :

$$E(y) = Ae^{-jk_y(y)y} \quad (\text{C.3})$$

Par substitution de (C.2) dans (C.3), on obtient :

$$\frac{d^2 E}{dy^2} = \frac{d}{dy} \left[-j \frac{dk_y(y)}{dy} e^{-jk_y(y)y} \right] \quad (\text{C.4})$$

$$= -j \left[\frac{d^2 k_y(y)}{dy^2} \right] e^{-jk_y(y)y} - \left(\frac{dk_y(y)}{dy} \right)^2 e^{-jk_y(y)y} \quad (\text{C.5})$$

L'équation (C.2) devient :

$$-j \frac{d^2 k_y(y)}{dy^2} e^{-jk_y(y)y} - \left(\frac{dk_y(y)}{dy} \right)^2 e^{-jk_y(y)y} + k_y^2(y) e^{-jk_y(y)y} = 0 \quad (\text{C.6})$$

$$-j \frac{d^2 k_y(y)}{dy^2} - \left(\frac{dk_y(y)}{dy} \right)^2 + k_y^2(y) = 0 \quad (\text{C.7})$$

En posant :

$$k_y(y) = k_{y_0}(y) + \frac{1}{K_0} k_{y_1}(y) + \dots + \quad (\text{C.8})$$

Où K_0 est la constante de propagation en espace libre. En substituant (C.8) dans (C.7), on a :

$$\frac{d^2 k_y(y)}{dy^2} = \frac{d^2 k_{y_0}(y)}{dy^2} + \frac{1}{K_0} \frac{d^2 k_{y_1}(y)}{dy^2} \quad (\text{C.9})$$

$$\frac{dk_y(y)}{dy} = \frac{dk_{y_0}(y)}{dy} + \frac{1}{K_0} \frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \quad (\text{C.10})$$

$$\left(\frac{dk_y(y)}{dy} \right) \left(\frac{dk_y(y)}{dy} \right) = \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} + \frac{1}{K_0} \frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right] \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} + \frac{1}{K_0} \frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right] \quad (\text{C.11})$$

$$= \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} \right]^2 + \frac{2}{K_0} \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} \right] \left[\frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right] + \frac{1}{K_0^2} \left[\frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right]^2 \quad (\text{C.12})$$

En remplaçant (C.9), (C.10) et (C.11) dans (C.7), on obtient :

$$-j \frac{d^2 k_{y_0}(y)}{dy^2} - j \frac{1}{K_0} \frac{d^2 k_{y_1}(y)}{dy^2} - \left(\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} \right)^2 - \frac{1}{K_0^2} \left(\frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right)^2 - \frac{2}{K_0} \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} \right] \left[\frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right] + k_y^2 = 0 \quad (\text{C.13})$$

(C.13) est équivalente à :

$$\left\{ \begin{array}{l} - \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} \right]^2 + k_y^2 = 0 \end{array} \right. \quad (\text{C.14.a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -j \frac{d^2 k_{y_0}(y)}{dy^2} - \frac{2}{K_0} \left[\frac{dk_{y_0}(y)}{dy} \right] \left[\frac{dk_{y_1}(y)}{dy} \right] = 0 \end{array} \right. \quad (\text{C.14.b})$$

L'équation (C.14.a) devient :

$$\left[\frac{dk_{y0}(y)}{dy} \right]^2 - k_y^2 = 0 \quad (\text{C.15.a})$$

Et l'équation (C.14.b) devient :

$$-jK_0 \left[\frac{d^2k_{y0}(y)}{dy^2} \right] + 2 \left(\frac{dk_{y0}(y)}{dy} \right) \left(\frac{dk_{y1}(y)}{dy} \right) = 0 \quad (\text{C.15.b})$$

L'équation (C.14.a) est réduite à :

$$\frac{dk_{y0}(y)}{dy} = \sqrt{k_y^2} = k_y \quad (\text{C.16.a})$$

Soit,

$$k_{y0}(y) = \int k_y dy \quad (\text{C.16.b})$$

Donc le champ est de la forme :

$$E(y) = A e^{-j \int k_y dy} \quad (\text{C.17})$$

Contribution à l'Etude des Caractéristiques de Rayonnement et Performances d'Antennes Diélectriques Microruban à Ondes de Fuite Non Uniformes. Application au Balayage Electronique.

Dans ce travail, une contribution à l'étude des caractéristiques de rayonnement et performances d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite non uniformes avec application au balayage électronique dans la bande millimétrique est élaborée.

Ce cadre d'étude est mis à profit pour l'amélioration et l'optimisation des caractéristiques et performances de telles antennes, tel que le niveau des lobes secondaires, la forme globale des diagrammes de rayonnement (diagrammes conformés), ouvertures angulaires de balayage électronique par excursion de fréquence, largeur du faisceau, etc. Ces dernières connaissent certaines limitations dues au caractère uniforme des dimensions transversales des rubans métalliques tout au long de la longueur totale de l'antenne.

Par ailleurs, par la proposition et la conception d'antennes microruban à ondes de fuite dont les dimensions selon les deux axes (Ox) et (Oy) sont contraintes à varier d'une période à une autre, formant ainsi un structure rayonnante non uniforme à plus de degrés de liberté peut réduire le niveau des lobes secondaires, produire des diagrammes conformés ou répondre à certaines spécifications fixées par l'utilisateur.

Ainsi, dans ce contexte de recherche, plusieurs profils non uniformes continus, prédéterminés, aléatoires voire non périodique sont proposés dans ce cadre d'étude où la longueur b et la largeur W des rubans métalliques imprimés sur la face supérieure du substrat sont optimisés afin de répondre au but fixé au départ. En conséquence, plusieurs distributions symétriques et non symétriques des profils proposés sont obtenus et comparés.

D'autre part dans un premier temps, un modèle d'analyse d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite est développé. Tenant compte des dimensions finies de la structure (effets de bords), il est basé sur le modèle du guide à murs magnétiques. La méthode de résolution est du type intégrale variationnelle multi-modale. Les équations de continuité vérifiées par les champs électromagnétiques au niveau de la discontinuité de la structure rayonnante qui est due à la présence du métal, sont données en termes d'opérateurs admittances restreints aux portions du domaine de définition de la discontinuité. Celui-ci permet de poser la relation linéaire liant le champ électrique transverse à une densité de courant. Par suite, selon la complexité de la structure, un schéma équivalent systématique et comparable aux circuits électriques classiques est établi. Il introduit le concept de fonction d'essai comme une source virtuelle ajustable. Par ce moyen rigoureux, tous les paramètres d'une structure peuvent être pris en considération : source d'excitation, milieux non homogènes, dimensions finies et forme arbitraire, etc. En conséquence, par la méthode de *résonance transverse*, le problème homogène formulé aux valeurs propres est résolu numériquement par la méthode de **Galerkin**. Le choix judicieux des fonctions des bases de décomposition et d'essai dans le cas d'un ruban métallique (respectivement modes TE et TM d'un guide à murs périodiques et magnétiques), permet d'accélérer la recherche des constantes de propagation complexes d'antennes à ondes de fuite. L'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de rayonnement dans le cas d'antenne unidimensionnelle (1D) uniforme est présentée. Une étude de convergence portant sur le nombre de modes TE et TM est requise. Plusieurs résultats sont proposés et discutés avec la littérature. Ainsi, la souplesse et l'efficacité de cette formulation sont illustrées.

Pour le cas non uniforme, une méthode d'approximation est développée. Elle consiste à approcher le profil non uniforme par un autre constant par section délimitée dans une période, où la constante de phase et d'atténuation de la constante de propagation complexe est assumée constante. La procédure de calcul de cette dernière reste identique à celle du cas uniforme. Pour le calcul du diagramme de rayonnement, la méthode d'approximation **BKW** est appliquée en assumant la transformation de la structure rayonnante continue de l'antenne à ondes de fuite par un réseau linéaire à éléments discrets localisés au centre de chaque période et ayant un gradient de phase dépendant de la position de la source rayonnante. Plusieurs résultats sont obtenus et comparés.

Mots clés: Antenne. Onde de fuite. Uniforme. Non uniforme. Unidimensionnelle. Résonance Transverse. Méthode de Galerkin. Rayonnement. Balayage électronique. NLS. Largeur à mi-puissance. Rendement. Gain.