

50376  
1992  
347

61803

50376  
1992  
347

N° d'ordre 992

UNIVERSITÉ DE LILLE  
DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE LILLE FLANDRES ARTOIS

*Spécialité : ELECTRONIQUE*

Présentée par

**Marc STERNBERG**

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

**DIFFRACTION ELECTROMAGNETIQUE A TRAVERS DES  
OUVERTURES CHARGÉES PAR DES PANNEAUX DOTÉS  
D'UNE IMPEDANCE DE CONTACT NON NULLE**



Soutenue le 14 Octobre 1992



devant le Jury composé de :

MM. R. GABILLARD	Président
J.C. BOLOMEY	Rapporteur
J. CITERNE	Rapporteur
G. DEGAUQUE	Directeur de thèse
V. GOBIN	Examineur
G. LABAUNE	Examineur



J'exprime ma respectueuse gratitude à M Lépine, Directeur de la Physique Générale à l'ONERA qui m'a autorisé à préparer cette thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M Boulay, Adjoint à la Direction Scientifique de la Physique Générale et ancien Chef de la division OPe ainsi que M Alliot actuel Chef de la division Opf pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je remercie tout particulièrement le professeur Degauque qui a dirigé ma thèse pour l'intérêt dont il a fait preuve durant cette recherche.

Que M Labaune qui est en grande partie à l'origine de cette thèse soit assuré de ma reconnaissance. Je tiens tout particulièrement à remercier grandement M Gobin pour ses conseils et son aide quotidienne. Ses qualités scientifiques ont été une grande source d'enrichissement.

Je n'omettrais pas de citer M Issac dont la compétence technique a été très utile à l'étude expérimentale, ainsi que M Ferrières dont l'aide pour la partie numérique s'est avérée tout aussi importante, de même que M Michielsen dans le domaine théorique.

Je remercie également Madame S. Nicolle pour le travail d'édition qu'elle a entrepris sur ce manuscrit.



INTRODUCTION .....	9
CHAPITRE 1 : CONSTRUCTION DES EQUATIONS INTEGRALES. RESOLUTION NUMERIQUE DE CES EQUATIONS PAR LA METHODE DES MOMENTS .....	13
1.1. Obtention de l'équation intégrale .....	14
1.2. Principe d'équivalence .....	16
1.3. Théorie des images .....	19
1.4. Diffraction à travers une ouverture libre ou chargée .....	21
1.4.1. Problème équivalent à une ouverture chargée en libre dans un plan métallique du côté dépourvu de source .....	21
1.5. Problème équivalent à une ouverture libre ou chargée du côté des sources .....	24
1.5.1. Construction de l'équation intégrale dans le cas d'une ouverture libre .....	27
1.5.2. Construction de l'intégrale dans le cas d'une ouverture chargée .....	28
1.6. Résolution des équations intégrales par la Méthode des Moments .....	29
1.6.1. Généralités sur la Méthode des Moments .....	29
1.7. Choix des fonctions de base .....	31
1.8. Choix des fonctions de test .....	33
CHAPITRE 2 : DIFFRACTION A TRAVERS DES OUVERTURES CHARGEES BORDEES PAR DES JOINTS UNIFORMES.....	35
2.1. Introduction .....	36
2.2. Formalisme de Bethe. Notion de polarisabilité d'une ouverture .....	36
2.3. Polarisation d'ouvertures autre que circulaires .....	40
2.3.1. Ouverture de forme elliptique .....	40
2.3.2. Ouvertures de forme quelconque.....	45

2.3.3. Ouvertures constituées par une fente en forme de cadre.....	52
2.3.4. Influence de l'épaisseur de l'ouverture.....	53
2.4. Etude du couplage à travers des ouvertures chargées bordées par des joints uniformes.....	55
2.4.1. Généralités .....	55
2.4.2. Notion d'impédance de surface .....	56
2.4.3. Théorie de Casey .....	64
2.4.3.1. Expression du moment dipolaire magnétique.....	64
2.4.3.2. Expression du dipôle électrique équivalent à une ouverture chargée.....	70
2.5. Résultats numériques obtenus grâce à la Méthode des Moments.....	71
2.5.1. Représentation des joints .....	71
2.5.2. Dipôle magnétique .....	73
2.5.3. Calcul des champs magnétiques rayonnés par l'ouverture .....	73
2.5.4. Influence de la forme de l'ouverture .....	85
2.6. Représentation des joints dans les codes basés sur les Différences Finies .....	85
2.6.1. Présentation du problème .....	85
2.6.2. Etude paramétrique de l'effet de la largeur du cadre à l'aide du code basé sur la Méthode des Moments .....	86
2.6.2.1. Etude du dipôle magnétique.....	86
2.6.2.2. Etude du champ magnétique .....	92
2.6.3. Application au code basé sur les Différences Finies .....	97
2.7. Résultats expérimentaux .....	102
2.7.1. Description expérimentale .....	102
2.7.2. Mesures du champ magnétique.....	106
2.8. Etude de l'effet du champ électrique incident .....	110

## CHAPITRE 3 : DIFFRACTION A TRAVERS DES OUVERTURES

CHARGEES BORDEES PAR DES JOINTS NON-UNIFORMES .....	113
3.1. Introduction.....	115
3.2. Premier effet de la non-uniformité du joint .....	116
3.2.1. Disposition symétrique des points de contact .....	116
3.2.2. Configurations asymétriques du points de contact.....	118
3.2.3. Vérification du formalisme dipolaire.....	123
3.2.4. Remarque sur la représentation des densités de courant par le code basé sur la Méthode des Moments .....	128
3.3. Deuxième effet de la non-uniformité du joint.....	131
3.3.1. Mise en évidence expérimentale .....	131
3.3.2. Etude numérique .....	135
3.3.3. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques....	141
3.4. Représentation des caractéristiques du blindage à l'aide de circuits électriques .....	143
3.4.1. Généralités .....	143
3.4.2. Circuit équivalent pour une ouverture chargée bordée par un joint uniforme .	147
3.4.3. Circuit équivalent pour une ouverture chargée dotée de points de contact.....	152

## CHAPITRE 4 : EFFET DE RECOUVREMENT SUR L'ATTENUATION DU

CHAMP MAGNETIQUE.....	159
4.1. Introduction .....	160
4.2. Mise en évidence expérimentale de l'effet du recouvrement .....	162
4.3. Origine de l'effet du recouvrement.....	162
4.4. Paramètres influençant le couplage par inductance mutuelle .....	168
4.5. Panneaux avec recouvrement non isolés électriquement .....	172
4.6. Panneaux en composite carbone-époxy .....	175

CHAPITRE 5 : UNE METHODE POSSIBLE POUR L'EVALUATION PRATIQUE DE LA QUALITE DU CONTACT ELECTRIQUE .....	181
5.1. Introduction .....	182
5.2. Paramètres dont dépend l'atténuation du champ magnétique .....	183
5.3. Première méthode pour l'évaluation de la résistance de contact du joint .....	186
5.3.1. Choix de la composante à mesurer .....	186
5.3.2. Composante tangentielle à l'ouverture .....	186
5.3.3. Composante normale à l'ouverture .....	187
5.4. Etude expérimentale .....	192
5.4.1. Choix de l'emplacement du capteur .....	192
5.4.2. Etude expérimentale pour les panneaux sans recouvrement.....	193
5.4.2.1. Généralités .....	193
5.4.2.2. Mesures par transmission .....	195
5.4.2.3. Mesure par réflexion .....	197
5.4.2.4. Influence de la position du capteur.....	201
5.5. Etude des panneaux avec recouvrement .....	202
5.6. Illumination à l'aide d'une antenne.....	206
5.7. Compléments sur la méthode de mesure.....	206
CONCLUSION .....	209
ANNEXE : Démonstration de la symétrie de la matrice de polarisabilité magnétique à partir du principe de réciprocité .....	212
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....	216



## INTRODUCTION

La foudre a été, dès les premiers temps de l'aviation, reconnue comme un danger pour la sécurité du transport aérien. Les modèles primitifs d'aéronefs en bois et en toile comprenaient des câbles qui étaient incapables de conduire plusieurs milliers d'ampères des courants engendrés par un coup de foudre.

Il en résultait des explosions ou des incendies en particulier au niveau des réservoirs. Avec l'avènement des avions à structure métallique plus perfectionnés, ces effets catastrophiques furent éliminés, bien que quelques accidents continuèrent à avoir lieu. C'est pourquoi les effets de la foudre ne cessèrent d'être analysés et étudiés. Ainsi, il apparût que ces effets peuvent être de deux types différents.

Les premiers sont ceux que l'on appelle des effets directs. Ils concernent les dommages physiques dus à l'attachement du canal de foudre sur l'aéronef. Ceci inclut les trous percés dans la peau d'avion aux points d'impact ou la fusion de certaines pièces traversées par des courants électriques de forte intensité.

Le deuxième type d'effet concerne les effets indirects. Ils mettent en jeu la perturbation d'instruments électriques ou électroniques embarqués lors d'un coup de foudre dont le point d'impact n'est pas nécessairement situé sur l'avion. Ce sont alors les champs électromagnétiques rayonnés par la foudre qui créent les courants parcourant la peau de l'avion qui sont à l'origine à leur tour des champs électromagnétiques perturbateurs internes.

Si l'avion était assimilable à une cage de Faraday parfaite, ces perturbations seraient inexistantes. Mais la présence de discontinuités telles que le cockpit ou des hublots sont autant d'emplacements favorables à la pénétration des champs électromagnétiques. De plus l'adoption de nouvelles technologies en construction aéronautique ont tendance à aggraver les risques encourus.

En effet, l'utilisation croissante de composants électroniques fonctionnant à des bas niveaux de tension et de puissance a pour conséquence une grande sensibilité du matériel électrique aux champs perturbateurs créés par les effets indirects de la foudre. L'avènement de matériaux composites avancés tels que le carbone-époxy est aussi un facteur de risque. Ces matériaux, choisis à cause du gain de poids qu'ils offrent présentent une résistance aux contraintes mécaniques du même ordre que celles des alliages métalliques qu'ils remplacent.

Mais à cause de leur faible conductivité électrique, ces matériaux apportent une dégradation du blindage électromagnétique due à la structure elle-même.

Les panneaux composites sont souvent montés sur la structure d'un aéronaf qui est encore majoritairement constituée de matériaux métalliques. L'interface composite-métal présente une résistance de contact bien supérieure à celle d'une interface métal-métal. En effet, le contact électrique se fait grâce à des fibres de carbone noyées dans une résine isolante. Si le panneau est monté avec un ensemble de vis, les fibres de carbone doivent être situées en face et être en contact avec la vis pour que la continuité électrique soit assurée. Cette configuration ainsi que la moins bonne conductivité du carbone contribuent à augmenter la résistance de contact. Une dégradation de la résistance de contact provoque une diminution de l'efficacité de blindage des panneaux. En effet, l'existence à l'interface panneau-métal d'une résistance non nulle est à l'origine, à cet emplacement, d'une augmentation importante de la différence de potentiel électrique qui en retour est la source de champ électromagnétique perturbateur.

La protection contre les agressions électromagnétiques n'est pas la seule contrainte à laquelle doit faire face le constructeur lorsqu'il a à concevoir la jonction entre panneau composite et métal. Il doit, en effet, s'assurer qu'un certain nombre de conditions requises pour la sécurité de l'avion soient remplies. On peut citer, par exemple, une bonne résistance mécanique aux chocs et aux vibrations, la capacité de transporter des forts courants sans se détériorer, la protection contre la corrosion. Cette dernière propriété mérite une attention particulière.

En effet, la corrosion est un phénomène qui a lieu lorsque deux matériaux de potentiels chimiques différents sont en contact. Pour l'éviter, on doit appliquer un isolant entre les deux surfaces. Ceci va à l'encontre de la nécessité d'assurer un bon blindage électromagnétique, donc une bonne continuité électrique à l'interface. Le constructeur essaie de trouver des techniques qui permettent de concilier ces deux exigences. Par exemple ont été mis au point des joints élastomères conducteurs à base de produit fluoré qui possèdent une bonne conductivité et qui offrent une bonne protection contre l'attaque de la corrosion.

Le travail qui est présenté ici a consisté en l'étude du couplage électromagnétique à basse fréquence à travers des panneaux non parfaitement conducteurs dotés de résistance de contact non nulle. Cette résistance est en fait difficile à évaluer et est dans la plupart des cas inconnue. De plus, la technologie de montage des panneaux est très variable, chaque constructeur ayant ses propres méthodes. C'est pourquoi il a été décidé de ne pas tester chaque méthode de construction mais de chercher plutôt à définir les paramètres de base qui

influencent le blindage électromagnétique offert par ces panneaux. Pour tout ce travail, on a considéré le cas de panneaux qui ferment une ouverture percée dans un plan métallique parfaitement conducteur et qui sont électriquement reliés à celui-ci par une interface de résistance non nulle. On nommera, souvent de façon abusive pour des questions de simplicité, l'interface panneau-métal par le terme de "joint" qu'une pièce extérieure ait été ajoutée ou non. D'autre part, l'étude s'est faite dans le domaine des basses fréquences l'ouverture possédant ainsi des dimensions petites par rapport à la longueur d'onde. Ce domaine de fréquence correspond au spectre radio rayonné par la foudre. Le travail présenté ici est divisé en cinq chapitres et a nécessité à la fois des moyens expérimentaux et numériques. Dans les trois premiers chapitres, les panneaux sont supposés montés sans chevauchement partiel avec la structure environnante et ont donc les dimensions exactes de l'ouverture percée dans un plan métallique.

Le premier chapitre décrit la méthode sur lequel est basé le code numérique avec lequel est étudiée la diffraction électromagnétique à travers une ouverture qui peut être fermée ou non par une plaque de conductivité finie. Cette méthode est communément appelée la Méthode des Moments et consiste en la résolution d'une équation intégrale dont les inconnues sont des courants magnétiques qui permettent dans un deuxième temps de calculer les champs électromagnétiques diffractés par l'ouverture en des points situés dans l'espace libre.

Au deuxième chapitre sera abordé le cas d'ouvertures bordées par des joints uniformes, c'est-à-dire de résistance de contact uniformément répartie autour de l'ouverture. Les résultats du code numérique seront validés en les comparant avec des résultats expérimentaux et des résultats analytiques issus de calculs théoriques trouvés dans la littérature scientifique.

Dans le troisième chapitre, le code ayant été validé, on l'utilisera de concert avec une étude expérimentale pour définir l'influence de la non-uniformité d'une résistance de contact. On a choisi tout particulièrement de traiter le cas de panneaux reliés par des points de contact au plan métallique, le reste du pourtour étant isolant.

L'effet du recouvrement du panneau avec la structure environnante sera abordée, chapitre 4. L'étude sera seulement expérimentale car le code utilisé ne permet pas de simuler cette configuration.

Tirant partie des enseignements des chapitres précédents, une méthode pratique pour l'évaluation de la qualité du contact sera proposée dans le dernier chapitre.



CHAPITRE 1

CONSTRUCTION DES EQUATIONS INTEGRALES.

RESOLUTION NUMERIQUE DE CES EQUATIONS PAR

LA METHODE DES MOMENTS.

Ce chapitre permettra de préciser la méthode numérique employée pour résoudre les problèmes de diffraction électromagnétique à travers une ouverture fermée par un matériau caractérisé par son impédance de surface  $Z_s$  (inverse du produit de sa conductivité et de son épaisseur).

On abordera simplement ici le cas de structures bi-dimensionnelles c'est-à-dire des ouvertures dans un plan parfaitement métallique sans épaisseur et infini. Pour plus de précision, le lecteur pourra consulter [1] où le formalisme intégral, ainsi que son application à des structures bi et tri-dimensionnelles pouvant être dotées de fils, sont traités de façon plus détaillés.

Il sera donc montré que grâce à la théorie des images et le théorème d'équivalence, on obtient une expression intégrale des champs électriques  $\vec{E}$  et magnétiques  $\vec{H}$  rayonnés par une ouverture libre ou chargée par un matériau d'impédance de surface  $Z_s$ .

La forme que prennent les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  dans ces équations permet leur calcul par une méthode numérique, la Méthode des Moments qui sera brièvement exposée.

### 1.1. Obtention de l'équation intégrale

On peut écrire les équations de Maxwell sous la forme :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{M} - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1-1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\epsilon \partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1-2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \frac{\rho_m}{\mu} \quad (1-3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon} \quad (1-4)$$

Le milieu de propagation est supposé linéaire et isotrope, de permittivité  $\epsilon$ , de perméabilité magnétique  $\mu$ .

Les quantités  $\rho_e$  et  $\mathbf{J}$  désignent respectivement les densités de charges électriques et courants électriques.  $\rho_m$  et  $\mathbf{M}$  sont des densités fictives de "charge magnétique" et de "courant magnétique". Elles montreront leur importance lors de l'application du théorème d'équivalence dérivé du Principe de Huyghens-Kirchoff. Le système d'équation précédent donne pour chaque champ  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = \frac{j}{\omega \epsilon} (\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) + k^2 \vec{J}) + \vec{\nabla} \times \vec{M} \quad (1-5)$$

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = \frac{j}{\omega \mu} (\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{M}) + k^2 \vec{M}) - \vec{\nabla} \times \vec{J} \quad (1-6)$$

On reconnait les équations de Helmholtz vectorielles dont le deuxième membre, non nul, comporte seulement des termes dépendant des courants  $\vec{M}$  et  $\vec{J}$ . On peut obtenir les expressions intégrales des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  à partir de (1-5) et (1-6) :

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_e) + k^2 \vec{A}_e) - \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{A}_m \quad (1-7)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_m) + k^2 \vec{A}_m) - \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{A}_e \quad (1-8)$$

avec

$$\vec{A}_e = \frac{\mu}{4\pi} \int \vec{J}(r') \varphi(r, r') dV \quad (1-9)$$

$$\vec{A}_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int \vec{M}(r') \varphi(r, r') dV \quad (1-10)$$

$\vec{A}_e$  et  $\vec{A}_m$  sont les potentiels vecteurs électriques et magnétiques.

$\varphi(r, r') = \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|}$  est la fonction de Green en espace libre.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde.

$r$  : point où on calcule les champs.

$r'$  : point où sont situées les sources.

## 1.2. Principe d'équivalence

Ce principe va permettre une application des formules (1-7) et (1-8).

Plusieurs distributions de charges de courant (sources) peuvent produire, dans des régions données de l'espace, des champs identiques. Dans ce cas, les sources sont dites équivalentes. Dans la plupart des problèmes de diffraction, on s'intéresse simplement à une seule région de l'espace. Il n'est pas nécessaire de connaître la nature et la distribution des sources réelles existantes. Des sources équivalentes peuvent, dans une optique de simplification, avantageusement les remplacer.

Pour l'illustrer, plaçons-nous dans une première situation assez simple. Un ensemble de sources engendrées par une antenne, ou tout autre émetteur, se trouve confiné à l'intérieur d'une région bornée par une surface  $S$  (Figure 1-1a). Ces sources produisent des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  à l'extérieur et à l'intérieur de  $S$ . Des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  identiques existeraient à l'extérieur de  $S$  si les champs étaient annulés à l'intérieur de  $S$ , mais des courants surfaciques  $\vec{J}_S$  et  $\vec{M}_S$  ajoutés sur  $S$  (Figure 1-1b) tels que les conditions aux limites suivantes soient respectées :

$$\vec{J}_S = \vec{n} \times \vec{H} \quad (1-11)$$

$$\vec{M}_S = \vec{E} \times \vec{n} \quad (1-12)$$



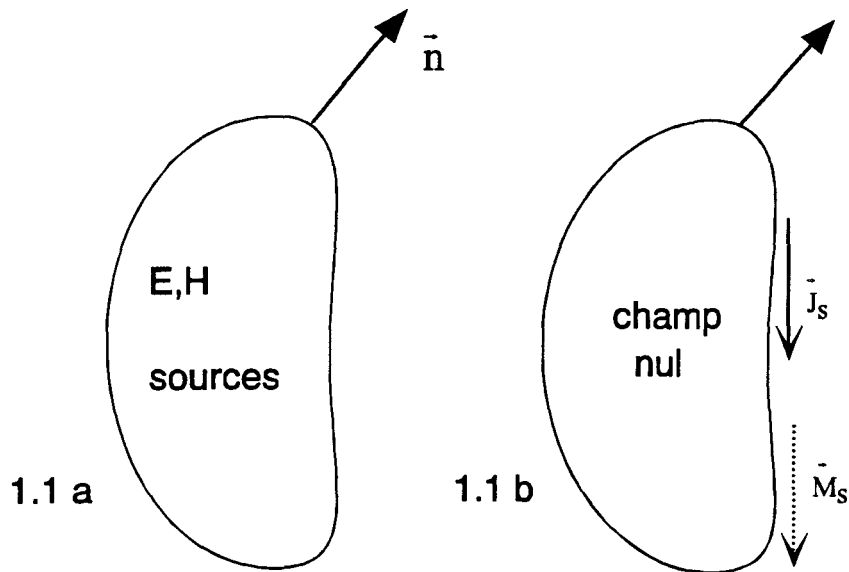


Figure 1-1 : Les sources équivalentes (b) permettent de créer le même champ que dans le problème originel (a).

L'exemple, traité ici est simplificateur. Dans le cas général, le principe d'équivalence peut être utilisé sans qu'il soit nécessaire d'annuler les champs à l'intérieur de S. Un deuxième exemple va l'illustrer. Deux situations telles que celles montrées Figure 1-2a et Figure 1-2b vont permettre de l'illustrer.

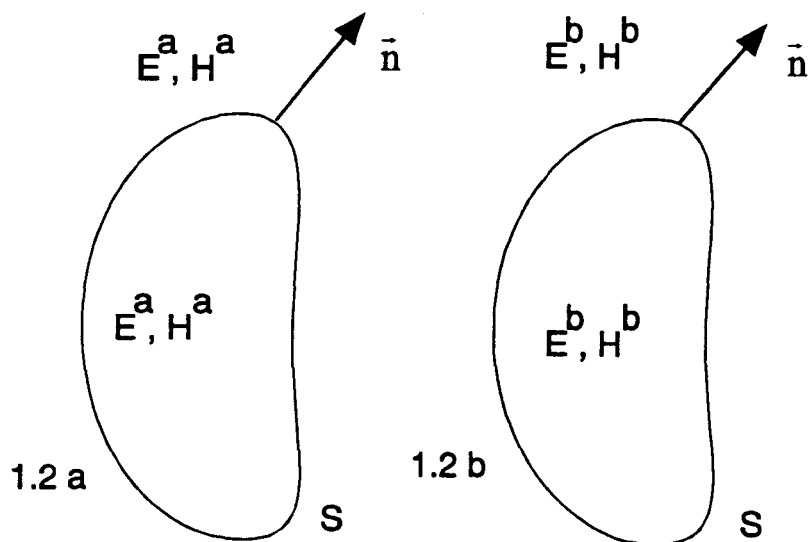


Figure 1-2 : (a) Le champ  $E^a$  est externe et interne à S.

(b) Le champs  $E^b$  est externe et interne à S.

On peut construire un problème équivalent pour un champ  $E^a$  externe à  $S$ , un champ  $E^b$  interne à  $S$  (Figure 1-3a), un autre équivalent pour un champ  $E^b$  externe à  $S$  et  $E^a$  interne à  $S$  (Figure 1-3b).

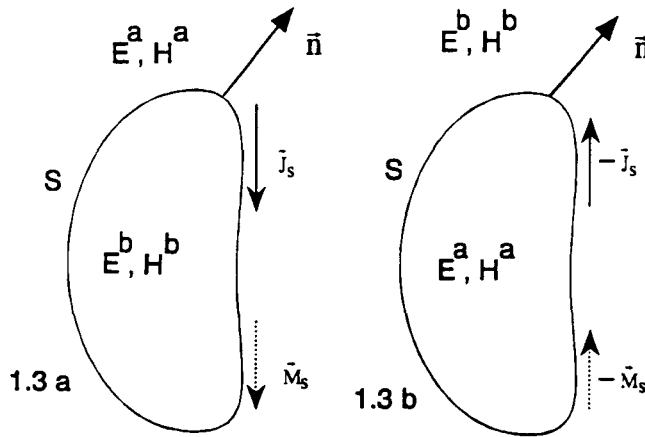


Figure 1-3 : (a) Le champ  $E^a$  est externe à  $S$ ,  $E^b$  interne à  $B$ .

(b) Le champ  $E^b$  est externe à  $S$ ,  $E^a$  interne à  $B$ .

Dans le cas (a), on doit considérer qu'à la surface  $S$ , les courants  $\vec{J}_s$  et  $\vec{M}_s$  obéissent aux conditions aux limites suivantes :

$$\vec{J}_s = \vec{n} \times (\vec{H}^a - \vec{H}^b) \quad (1-13)$$

$$\vec{M}_s = (\vec{E}^a - \vec{E}^b) \times \vec{n} \quad (1-14)$$

On peut aussi considérer le problème inverse qui est équivalent à (b) externe à  $S$  et (a) interne à  $S$ , les courants étant seulement ici opposés aux précédents (Figure 1-3b).

Le principe d'équivalence consiste donc dans le remplacement de sources données (réelles) par des sources fictives équivalentes pour le calcul des champs à l'extérieur ou à l'intérieur de  $S$ . Il est à noter que dans la région de l'espace où le champ est conservé, les sources et la matière existante doivent être aussi conservées.

Pour traiter la diffraction, dans notre cas, à travers une ouverture, il est aussi nécessaire d'utiliser la théorie des images. On va donc l'exposer dans le paragraphe suivant.

### 1.3. Théorie des images

La théorie des images découle du principe de Huygens-Kirchoff. Elle va nous permettre de substituer à une situation qui conduirait à une résolution compliquée, une autre dont la solution est plus simple à obtenir. Deux exemples vont permettre de l'illustrer, l'un dans le domaine statique, l'autre dans le domaine des régimes alternatifs.

Prenons le cas où une charge  $+q$  est placée à une distance  $d$  d'un plan parfaitement conducteur (Figure 1-4a). Le calcul du champ rayonné dans cette géométrie donnerait lieu à des calculs longs et ardu.

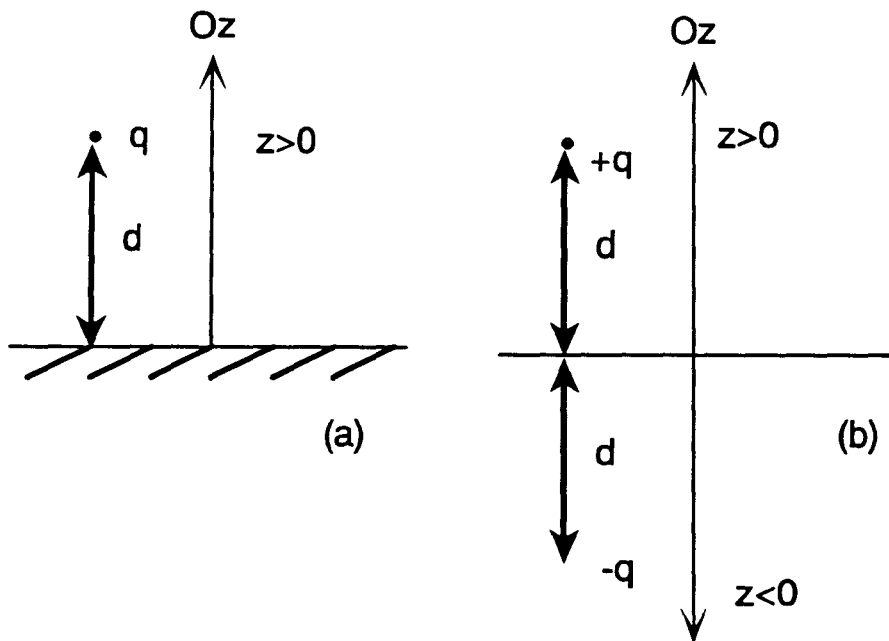


Figure 1-4 : Méthode des images pour une charge  $q$  au-dessus d'un plan parfaitement conducteur.

Le champ, en tout point du demi-espace  $Z > 0$ , est le même si le plan métallique est supprimé et remplacé par une charge  $-q$  placée à la même distance  $d$  de ce plan.

De même, on peut généraliser cette méthode exposée en statique à des régimes alternatifs en considérant les images des courants électriques  $\vec{J}$  et magnétiques  $\vec{M}$ .

Les courants  $\vec{J}$  et  $\vec{M}$  ont pour images  $\vec{J}'$  et  $\vec{M}'$  telles que :

$$\begin{cases} J_x = -J'_x \\ J_y = -J'_y \\ J_z = J'_z \end{cases} \quad (1-15)$$

$$\begin{cases} M_x = M_x \\ M_y = M_y \\ M_z = -M_z \end{cases} \quad (1-16)$$

On se reportera à la figure 1-5 pour connaître l'orientation des courants. On constate que les composantes tangentielles de  $\vec{J}$  et les composantes normales de  $\vec{M}$  sont changées en leurs opposées. Les composantes normales de  $\vec{J}$  et tangentielles de  $\vec{M}$  sont conservées.

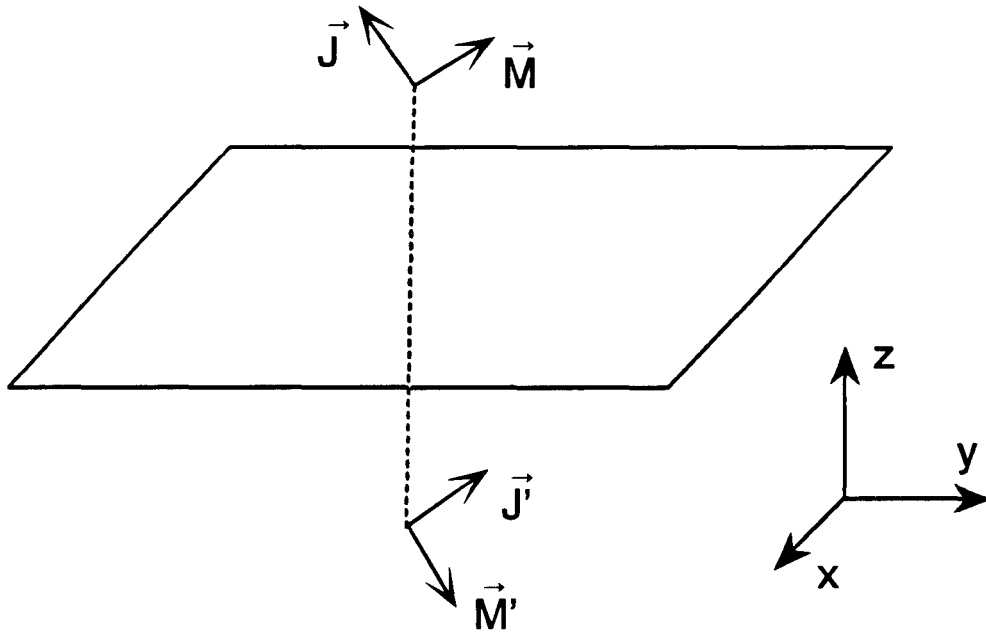


Figure 1-5 : Méthode des images pour les courants électriques et magnétiques.

Pour appliquer cette méthode, il faut que les courants  $\vec{J}$  et  $\vec{M}$  soient placés au-dessus d'un plan métallique parfaitement conducteur.

Un cas particulier qui est digne d'intérêt est celui de courant  $\vec{J}$  et  $\vec{M}$  tangent à un plan métallique. Comme les composantes tangentielles de  $\vec{J}$  images sont opposées et celles de  $\vec{M}$  sont conservées, le champ ne dépend plus que des courants magnétiques (Figure 1-6).

A la surface du plan, on peut écrire :

$$2(\vec{E} \times \vec{n}) = \vec{M} \quad (1-17)$$

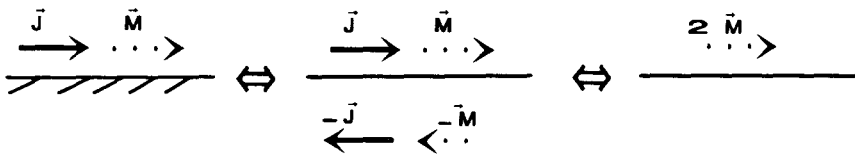


Figure 1-6 : Application de la méthode des images pour des courants magnétiques et électriques tangents uniquement.

#### 1.4. Diffraction à travers une ouverture libre ou chargée

On se place dans une géométrie bien précise. L'espace libre est divisé en deux parties par un écran métallique percé d'une ouverture de forme quelconque (Figure 1-7).

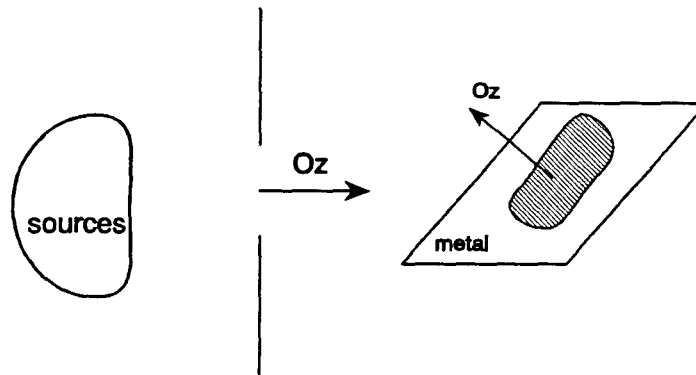


Figure 1-7 : Ouverture dans un plan infini métallique.

Les sources sont uniquement dans le demi-espace  $Z < 0$ . On veut calculer les champs diffractés de part et d'autre de l'écran. On va donc procéder en cherchant un problème équivalent à la configuration décrite ici.

##### 1.4.1. Problème équivalent à une ouverture chargée en libre dans un plan métallique du côté dépourvu de source

Le but est, en procédant par étapes successives, de trouver un problème équivalent à celui présenté figure 1-8.

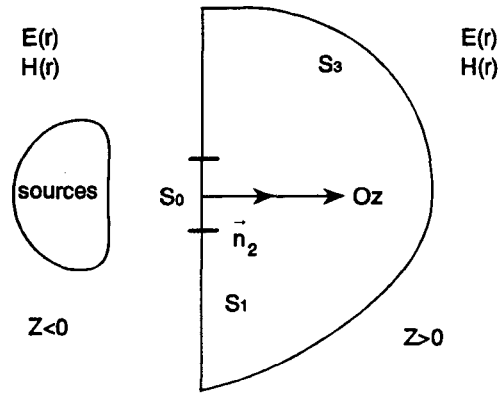


Figure 1-8 : Application du théorème d'équivalence du côté dépourvu de source.

On appelle  $S_0$ , la surface de l'ouverture et  $S_1$ , la surface du plan métallique. Soit  $S_2$ , la réunion de  $S_1$  et  $S_0$  et  $S_3$ , une surface se fermant à l'infini.

Comme on ne veut calculer que le champ rayonné du côté dépourvu de sources, on supprime celles-ci en posant les champs  $E(r)$  et  $H(r)$  nuls pour le demi-plan ( $Z < 0$ ). Le théorème d'équivalence affirme que les champs rayonnés dans le demi-espace ( $Z > 0$ ) restent inchangés si on ajoute des sources de courants électriques  $\vec{J}$  et magnétiques  $\vec{M}$  sur  $S_2$  (Figure 1-9) qui obéissent aux conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} \vec{J} = \vec{n}_2 \times \vec{H}|_{S_2} \\ \vec{M} = \vec{E}|_{S_2} \times \vec{n}_2 \end{cases} \quad (1-18)$$

$\vec{n}_2$  est un vecteur normal unitaire dont la direction est montrée Figure 1-8.

Les champs diffractés dans la zone ( $Z > 0$ ) sont donnés par les relations (1-7) et (1-8).

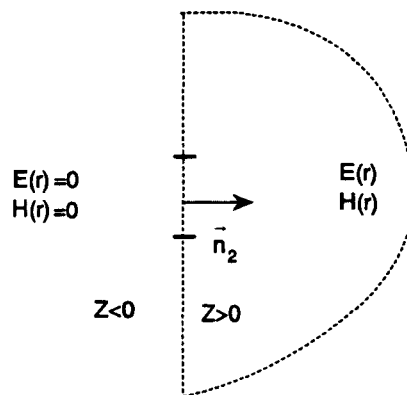


Figure 1-9 : Application du théorème d'équivalence.

On remarque que la donnée seule des composantes tangentielles des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  est suffisante. En effet, le théorème d'unicité affirme que, pour une surface fermée  $S$

- la connaissance de la composante tangentielle  $E_t$  sur  $S$ ,
- ou bien celle de la composante tangentielle  $H_t$  sur  $S$ ,
- ou encore celle de  $E_t$  sur une partie  $S'$  de  $S_y$  et celle de  $H_t$  sur  $S-S'$ ,

suffit à déterminer de façon unique le champ à l'intérieur de  $S$ .  
Mais il faut noter dans ces conditions que le calcul effectué en (1-7) et (1-8) n'est plus applicable.

Le champ nul dans le demi-espace ( $Z < 0$ ) permet de métalliser cette zone. On peut donc appliquer la méthode des images. Cette procédure est résumée Figure 1-10. A la surface du plan conducteur, la composante tangente de  $\vec{E}$  est nulle d'où  $\vec{M}$  nul.

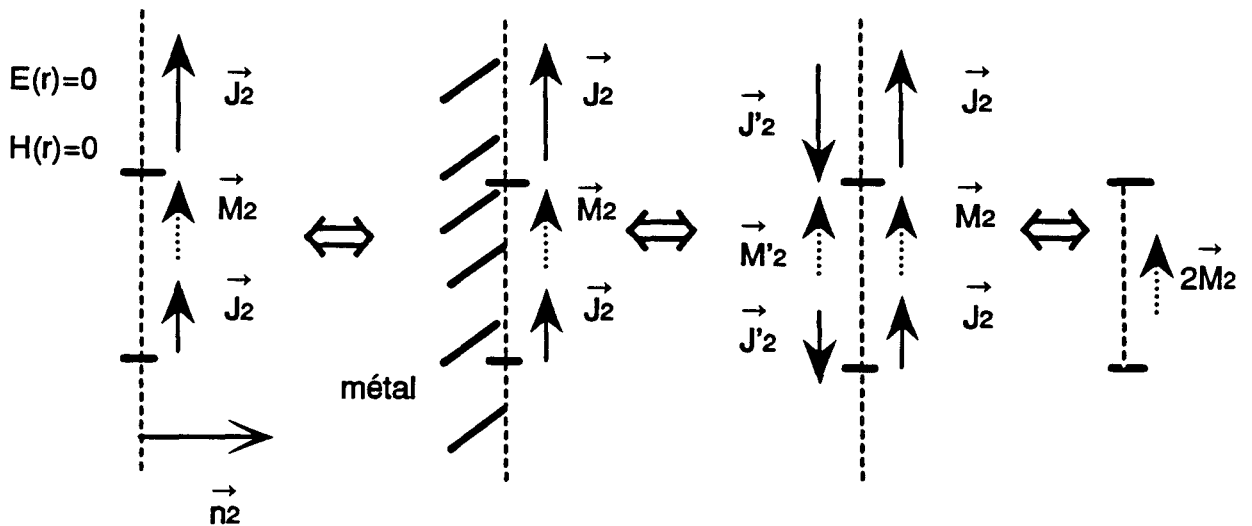


Figure 1-10 : Application de la méthode des images.

Le problème est donc entièrement caractérisé par la donnée du champ  $\vec{E}_t$  tangentiel à l'ouverture ou celle des sources magnétiques doublées. Ceci est un résultat important pour le calcul numérique à effectuer à partir de ces sources. En effet, il suffit simplement de mailler l'ouverture diffractante et non le plan en entier (ou du moins une grande partie de

celui-ci) pour connaître les champs diffractés. On économise ainsi une grande partie de la place mémoire de l'ordinateur. Ceci est un avantage certain par rapport aux méthodes numériques basées sur les éléments finis où toute la surface de l'écran doit être maillée.

Toutefois, cet avantage disparaît quand l'ouverture est faite dans un plan lui-même non parfaitement conducteur.

En appliquant ainsi la théorie des images associée au principe d'équivalence, les relations (1-7) et (1-8) deviennent :

$$\begin{cases} \vec{E}_2 = -\frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{A}_{m_2} \\ \vec{H}_2 = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{m_2}) + k^2 \vec{A}_{m_2}) \end{cases} \quad (1-19)$$

avec :

$$\begin{cases} \vec{M}_2 = 2(\vec{E}_2 \times \vec{n}_2) \\ \vec{A}_{m_2} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} \vec{M}_2(r') \varphi(r, r') dS \end{cases} \quad (1-20)$$

### 1.5. Problème équivalent à une ouverture libre ou chargée du côté des sources

C'est un problème très similaire au précédent. Il suffit d'ajouter le champ électrique incident  $\vec{E}_{inc}$  et le champ incident  $\vec{H}_{inc}$  aux relations (1-7) et (1-8).

$$\begin{cases} \vec{E}_1 = \vec{E}_{inc} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{e_1} + k^2 \vec{A}_{e_1})) - \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{A}_{m_1} \\ \vec{H}_1 = \vec{H}_{inc} + \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{e_1} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{m_1} + k^2 \vec{A}_{m_1})) \end{cases} \quad (1-21)$$

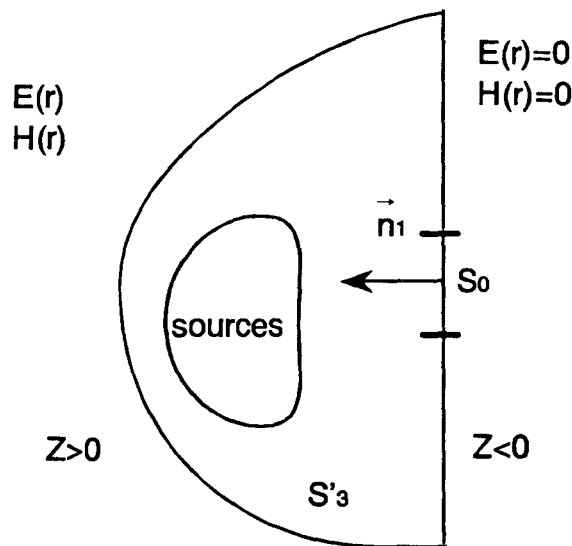
On a la définition des potentiels vecteurs :



$$\begin{cases} \vec{A}_{e_1} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{S_0 \cup S_1} \vec{J}_1(r, r') \varphi(r, r') dS \\ \vec{A}_{m_1} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_{S_0 \cup S_1} \vec{M}_1(r') \varphi(r, r') dS \end{cases} \quad (1-22)$$

$$\begin{cases} \vec{J}_1 = \vec{n}_1 \times \vec{H}_1|_{S_1} \\ \vec{M}_1 = \vec{E}_1|_{S_1} \times \vec{n}_1 \end{cases} \quad (1-23)$$

$\vec{n}_1$  est un vecteur normal dont la direction est montrée Figure 1-11.



Soit  $S'_3$ , une surface se fermant à l'infini et englobant les sources.

Soit  $S'_4 = S'_3 \cup S_2$ .

Figure 1-11 : Application du théorème d'équivalence du côté de la source

Comme dans le cas précédent, les champs nuls dans un demi-espace permettent de métalliser la surface de l'écran. Cependant le principe d'équivalence nous oblige, cette fois à conserver, les sources situées à l'intérieur de la surface  $S'_4$ . En appliquant la méthode des images, il est nécessaire de considérer outre les courants images et les sources images, les courants et les sources côté objet.

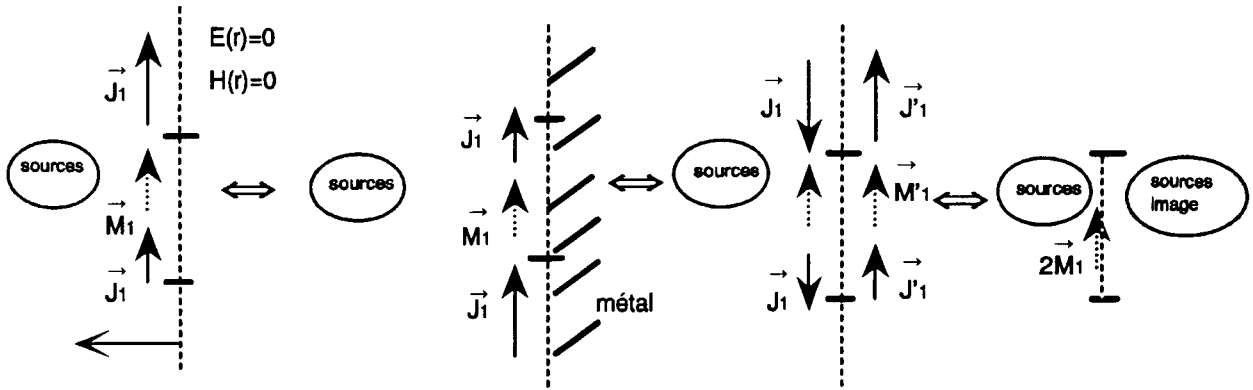


Figure 1-12 : Application de la méthode des images pour le problème côté source

Le champ rayonné par les sources réelles plus les sources images est le champ qui existerait si toute l'ouverture était métallisée. Il est appelé le champ de court-circuit  $\vec{E}_{cc}$  et  $\vec{H}_{cc}$ . Comme précédemment, les courants magnétiques doublés sur l'ouverture suffisent seuls à calculer les champs totaux diffractés du côté des sources.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{M}_1 = 2(\vec{E}_1 \times \vec{n}_1) \\ \vec{E}_1 = \vec{E}_{cc} - \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{A}_{m1} \\ \vec{H}_1 = \vec{H}_{cc} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{m1}) + k^2 \vec{A}_{m1}) \\ \vec{A}_{m1} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} \vec{M}_1(r') \varphi(r, r') dS \end{array} \right. \quad (1-24)$$

Ce sont des équations très semblables à celles notées en (1-19). Cependant, on remarquera que les courants  $\vec{M}_1$  et  $\vec{M}_2$  ne sont pas forcément égaux.

Les résultats sont valables pour une ouverture libre ou chargée quelles que soient sa forme, l'épaisseur et l'homogénéité du matériau qui peut la fermer.

En particulier des zones de jonction, représentant des points de contact, peuvent être modéliser. De plus des matériaux électriquement épais peuvent être pris en compte et sont modélisés dans[2]: on appelle matériaux électriquement épais, les matériaux pour lesquels l'épaisseur de peau  $\delta$  est inférieure à leurs épaisseurs  $d$ , pour la fréquence utilisée.

Dans tout ce qui va suivre, sauf exception, on considérera des matériaux électriquement minces. Une équation intégrale, ayant les courants magnétiques comme inconnues, peut être construite pour l'ouverture libre et chargée.

### 1.5.1. Construction de l'équation intégrale dans le cas d'une ouverture libre

Dans les deux paragraphes précédents, on a établi deux équations intégrales selon que le champ a été calculé du côté des sources ou du côté où elles sont absentes.

On a continuité de la composante tangentielle du champ électrique :

$$\vec{n}_1 \times \vec{E}_1 = \vec{n}_2 \times \vec{E}_2 \quad (1-25)$$

-Comme l'ouverture est libre, on a continuité de la composante tangentielle du champ magnétique :

$$\vec{n}_1 \times \vec{H}_1 = \vec{n}_2 \times \vec{H}_2 \quad (1-26)$$

En prenant les notations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{n} = -\vec{n}_1 = \vec{n}_2 \\ \vec{M} = \vec{M}_1 = -\vec{M}_2 = 2(\vec{E} \times \vec{n}) \\ \vec{A}_m = -\vec{A}_{m1} = \vec{A}_{m2} \end{array} \right. \quad (1-27)$$

et en utilisant la condition aux limites (1-26), on obtient à partir des relations (1-20) et (1-23), l'équation intégrale suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\vec{H}_{cc}}{2} \right|_{tg} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_m) + k^2 \vec{A}_m) \\ \vec{A}_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} \vec{M}(r') \varphi(r, r') dS \\ \vec{M} = 2(\vec{E} \times \vec{n}) \end{array} \right. \quad (1-28)$$

### 1.5.2. Construction de l'intégrale dans le cas d'une ouverture chargée

Les matériaux sont électriquement minces, comme on l'a signalé précédemment, c'est-à-dire que les courants se répartissent uniformément dans toute l'épaisseur. Les matériaux constituant le panneau fermant l'ouverture sont, ici, supposés parfaitement caractérisés par une impédance de surface  $Z_s$ . Elle est définie par :

$$\vec{E}_{tg} = Z_s \vec{J}_s \quad (1-29)$$

où :  $\vec{E}_{tg}$  est le champ tangentiel,  
 $\vec{J}_s$  est la densité de courant.

La notion d'impédance de surface  $Z_s$  sera plus largement abordée dans le chapitre 2. L'utilisation de  $Z_s$  comme paramètre pertinent est discutée dans [3].

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- Continuité du champ électrique tangentiel :

$$\vec{n}_2 \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0} \quad (1-30)$$

- Discontinuité du champ magnétique tangentiel due au courant électrique  $\vec{J}$  sur le matériau :

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J} = \frac{\vec{E}_{tg}}{Z_s} = \frac{(\vec{n} \times \vec{M})}{2 Z_s} \quad (1-31)$$

Avec les mêmes notations que dans le paragraphe précédent, on a :

$$\vec{J} = \frac{1}{2 Z_s} (\vec{n} \times \vec{M}) = \frac{\vec{n}}{2} \times \left( \frac{2}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_m) + k^2 \vec{A}_m) - \vec{H}_{cc} \right) \quad (1-32)$$

$$\begin{cases} \left. \vec{H}_{cc} \right|_{tg} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_m) + k^2 \vec{A}_m) - \frac{\vec{M}}{4Z_s} \\ \vec{A}_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} \vec{M}(r') \varphi(r, r') dS \\ \vec{M} = 2(\vec{E} \times \vec{n}) \end{cases} \quad (1-33)$$

Les équations (1-27) et (1-32) sont très semblables. Elles diffèrent seulement d'un terme :  $\frac{\vec{M}}{4Z_s}$ . Cette ressemblance rend la résolution des deux équations par la Méthode des Moments très comparable. On va l'exposer dans le paragraphe suivant.

## 1.6. Résolution des équations intégrales par la Méthode des Moments

### 1.6.1. Généralités sur la Méthode des Moments

C'est une méthode générale qui permet la transformation d'une équation intégrale en un système d'équations linéaires. Elle a été développée et appliquée, en particulier, par Harrington [4] à l'électromagnétisme.

Pour exposer cette méthode, on s'intéresse à une équation qui prend la forme générale suivante :

$$L(f) = g \quad (1-34)$$

L est un opérateur linéaire quelconque.

g est une fonction connue, f l'inconnue.

On choisit de représenter  $f$  par une combinaison linéaire de  $n$  fonctions  $f_j (f_1, f_2, f_3, \dots, f_n)$  appelées fonctions de base.

$$f = \sum_j^n \alpha_j f_j \quad (1-35)$$

En introduisant (1-34) dans (1-35) on trouve :

$$L(f) = \sum_j^n \alpha_j L(f_j) = g \quad (1-36)$$

Une série de fonctions  $W_j (W_1, \dots, W_j, \dots, W_n)$  appelées fonctions test est alors choisie arbitrairement.

On définit un produit symétrique de fonctions  $f_1$  et  $f_2$  par :

$$\langle f_1, f_2 \rangle = \int_{D=D_1 \cap D_2} f_1 \cdot f_2 dD \quad (1-37)$$

$f_1$  est définie sur le domaine  $D_1$  et  $f_2$  sur  $D_2$ .

En prenant le produit de (1-36) pour chacune des fonctions  $W_j$ , on a :

$$\sum_j^n \alpha_j \langle W_i, L(f_j) \rangle = \langle W_i, g \rangle \quad (1-38)$$

Cette série d'équations forme un système à  $n$  équations et à  $n$  inconnues  $\alpha_j$ . Elle peut être mise sous la forme matricielle suivante :

$$[A]\alpha = k \quad (1-39)$$

où :  $\alpha = (\alpha_1, \dots, \alpha_i, \dots, \alpha_n)$ ,

$k$  est un vecteur de  $n$  composantes  $\langle W_i, g \rangle$

$$A_{ij} = \langle W_i, L(f_j) \rangle$$

Il faut donc inverser la matrice A pour obtenir les  $\alpha_j$  :

$$\alpha = [A]^{-1} g \quad (1-40)$$

si  $\det A \neq 0$ .

Dans notre cas les équations intégrales écrites en (1-28) et (1-33) peuvent se mettre sous la forme :

$$L(\vec{M}) = \frac{\vec{H}_{cc}}{2} \Big|_{tg} \quad (1-41)$$

L désigne toujours un opérateur linéaire. Il a des expressions très voisines pour chacun des cas rencontrés précédemment décrits. En effet pour le cas de l'ouverture libre, il s'écrit :

$$L = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot + k^2)) \quad (1-42)$$

et pour l'ouverture chargée :

$$L = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot + k^2)) - \frac{1}{4Z_s} \quad (1-43)$$

Les inconnues sont les courants magnétiques  $\vec{M}$  virtuels.

Pour cette méthode de résolution on a vu que le choix des fonctions de base et de test est déterminant. Les paragraphes suivants exposent le type de fonction de base et de test sélectionné.

### 1.7. Choix des fonctions de base

Pour remplacer les intégrales des équations par des sommes finies, il faut diviser la surface de l'ouverture en petits éléments de surface. Ce maillage a été ici effectué en utilisant des triangles. Ils sont repérés par leurs arêtes et leurs noeuds.

Le choix des fonctions de base définies sur chacun de ses éléments, est le même que celui fait par Glisson [5] et repris par Rao [6], [7], [8] et [9]. Ces fonctions de base ne sont pas associées au triangle lui-même, mais à l'arête commune entre deux triangles adjacents. On oriente ainsi le sens de traversée du triangle  $T_n^+$  au triangle  $T_n^-$  (figure 1-13).

Un point M du triangle  $T_n^+$  est repéré par  $\vec{r}$  (l'origine du repère est choisie arbitrairement). On peut aussi le définir par  $\vec{\rho}_n^+$ , vecteur qui le relie au noeud opposé à l'arête n.

La fonction de base  $\vec{f}_n$ , associé à l'arête de numéro n et de largeur  $l_n$ , est alors définie par :

$$\vec{f}_n(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^+} \vec{\rho}_n^+ \text{ si } M \in T_n^+ \\ \frac{l_n}{2A_n^-} \vec{\rho}_n^- \text{ si } M \in T_n^- \\ 0 \text{ ailleurs} \end{cases} \quad (1-44)$$

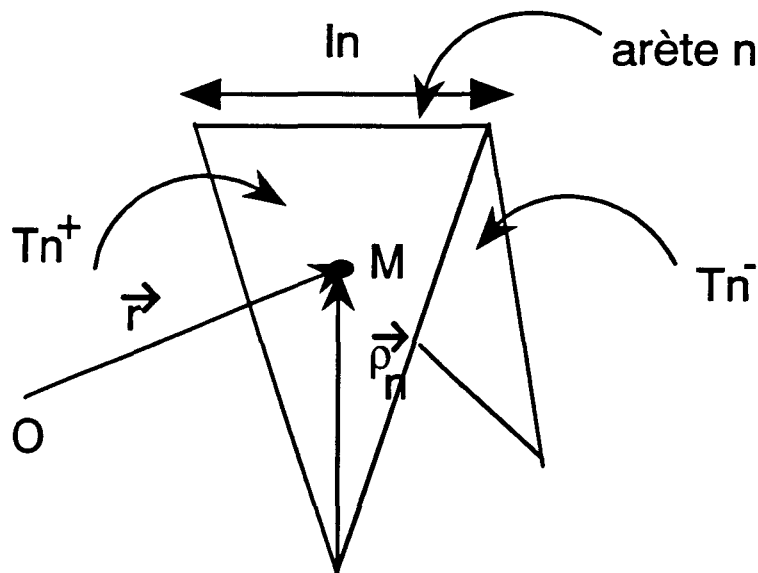


Figure 1-13 : Définition des fonctions de base sur les surfaces.

On remarque que :

- $\vec{f}_n$  a une composante normale continue à la traversée de l'arête,
- $\vec{f}_n$  varie linéairement lors d'un déplacement sur  $T_n^+$  et  $T_n^-$ ,
- $\vec{f}_n$  est tangent aux arêtes.



La première remarque fait que  $\vec{f}_n$  assure la continuité de la composante normale à la traversée de l'arête. Il n'y a donc pas de charges localisées sur les arêtes.

Dans ce qui précède, on a défini les fonctions de base sur des arêtes entre triangles adjacents du maillage. On ne définit pas de fonction de base pour les frontières réelles des objets. Comme le courant est nul à ces arêtes, il suffit de poser égal à zéro les fonctions de base aux arêtes de bord des structures.

De plus l'écriture de ces fonctions de base permet de les utiliser aussi pour des fils et des jonctions fils-surfaces. Pour plus de précision sur ce point particulier et en général l'écriture des fonctions de base le lecteur pourra se reporter à [1].

### 1.8. Choix des fonctions de test

Plusieurs possibilités nous sont offertes :

- prendre  $W_j$  sous forme de Dirac,
- choisir  $W_j$  tel que  $W_j = f_j$ . C'est la méthode de Galerkin,
- poser  $W_j = \mathcal{L}(f_j)$  (méthodes des simples carrés).

Chacune de ces méthodes a ses avantages et inconvénients. La première méthode est largement utilisée pour sa simplicité. La troisième méthode est la plus complexe, mais a la réputation de donner les résultats les plus exacts.

C'est la deuxième méthode qui est utilisée dans notre code. Des fonctions de base plus complexes peuvent être sélectionnées mais elles conduisent à des temps de calcul trop importants.

La méthode de Galerkin présente aussi l'avantage de rendre  $A$  symétrique. Sa manipulation peut être ainsi simplifiée. Cependant, cette propriété de symétrie est souvent perdue car les termes de  $A$  sont des intégrales dont certaines ne peuvent être calculées analytiquement. Les approximations faites détruisent la symétrie de la matrice.

Un certain nombre de travaux dont [10] présente des méthodes pour conserver cette symétrie. Dans le code, la moyenne est faite entre les termes non diagonaux, ce qui assure la symétrie de la matrice.



CHAPITRE 2

DIFFRACTION A TRAVERS DES OUVERTURES CHARGEES

BORDEES PAR DES JOINTS UNIFORMES.

## 2.1. Introduction

Le couplage à travers les ouvertures (hublots, fente, trappe d'accès) est une des voies de pénétration possible de l'énergie électromagnétique. L'apparition et l'utilisation de plus en plus répandue de matériaux composites avancés (carbone époxy par exemple) n'a fait qu'accentuer ce problème. En effet les mécanismes de diffusion avaient été négligés pour des avions utilisant seulement des alliages métalliques. Leur remplacement en faveur de matériaux composites plus légers mais environ mille fois moins conducteurs peut être à l'origine d'une dégradation importante du blindage électromagnétique.

Dans ce chapitre, on abordera le problème de la diffraction à travers une ouverture fermée par un panneau constitué d'un matériau non parfaitement conducteur. Ce panneau est relié à la structure externe supposée parfaitement métallique, par un joint dont la résistance est répartie de façon uniforme autour de l'ouverture. On appellera ce type de joint : joint uniforme. La résistance non nulle de ces joints crée à l'interface composite-métal une discontinuité du potentiel électrique qui engendre des champs électromagnétiques parasites. Le domaine fréquentiel étudié est celui des basses fréquences : la dimension caractéristique de l'ouverture est plus petite que la longueur d'onde. Dans ce cas, dit "approximation des petites ouvertures", les théories élaborées par Bethe [11] et Casey [12] sont applicables. Ces modèles analytiques seront présentés dans ce chapitre. Bethe a élaboré une théorie permettant de rendre compte du rayonnement d'une ouverture libre. Casey a étendu ces travaux au cas d'ouvertures chargées dotées de résistance de contact non nulle. Une vérification expérimentale et numérique (à l'aide d'un code basé sur la méthode des moments) a été entreprise. On mènera une étude de la modélisation des joints uniformes dans un code basé sur les différences finies.

## 2.2. Formalisme de Bethe. Notion de polarisabilité d'une ouverture

Bethe a donné, dans le cas d'une onde incidente plane, une représentation analytique approchée des champs diffractés par une ouverture libre circulaire, dans le cas où les hypothèses suivantes sont vérifiées :

\* les dimensions de l'ouverture sont petites devant la longueur d'onde du rayonnement incident (hypothèse quasi-statique).

\* on calcule les champs à une distance grande devant les dimensions de l'ouverture (hypothèse dipolaire).

\* les champs de court-circuit sont localement uniformes sur l'ouverture . Ces derniers sont les champs obtenus lorsque l'ouverture est parfaitement métallisée. On peut montrer que sur la surface de l'ouverture les champs de court-circuit  $\vec{E}_{cc}$  et  $\vec{H}_{cc}$  vérifient par les relations suivantes :

$$\vec{E}_{cc} = 2 \vec{E}_0 \quad (2-1)$$

$$\vec{H}_{cc} = 2 \vec{H}_0 \quad (2-2)$$

où  $\vec{E}_0$  et  $\vec{H}_0$  représentent respectivement la composante du champ électrique normale à l'ouverture et la composante tangentielle du champ magnétique de l'onde plane incidente.

Dans ces conditions, les champs diffractés par l'ouverture sont la somme des champs rayonnés par un dipôle électrique de moment  $\vec{P}_e$  et par un dipôle magnétique de moment  $\vec{P}_m$  respectivement normal et tangent à l'ouverture et situés en son centre. En introduisant la notion de polarisabilité, ces moments dipolaires électriques et magnétiques peuvent être reliés respectivement aux champs électrique et magnétique de court-circuit. En effet, on peut écrire:

$$\vec{P}_e = \epsilon \alpha_e \vec{E}_{cc} \quad (2-3)$$

$$\vec{P}_m = - \overline{\alpha}_m \vec{H}_{cc} \quad (2-4)$$

où  $\overline{\alpha}_m$  et  $\alpha_e$  sont les polarisabilités électriques et magnétiques de l'ouverture. Pour une ouverture circulaire de rayon a.

De façon générale, pour une ouverture plane de forme quelconque la polarisabilité électrique est un scalaire et la polarisabilité magnétique, une matrice d'ordre 2. Les polarisabilités dépendent de la géométrie de l'ouverture et de celle de la structure métallique dans laquelle est percée cette ouverture.

Leurs expressions, dans le cas d'une ouverture circulaire plane, sont :

$$\alpha_e = \frac{4}{3} a^3 \quad (2-5)$$

$$\alpha_{mxx} = \alpha_{myy} = \frac{8}{3} a^3 \quad (2-6)$$

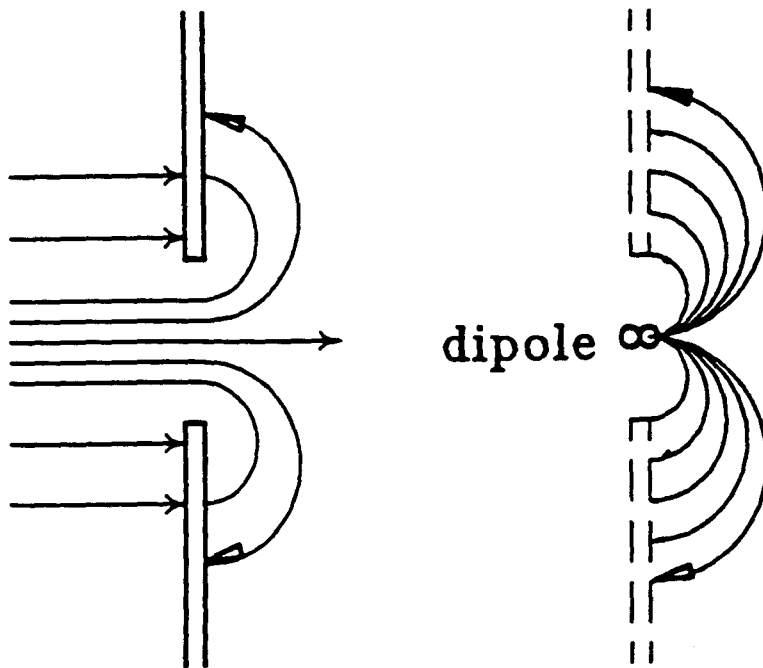
$$\alpha_{mxy} = \alpha_{myx} = 0 \quad (2-7)$$

On voit que ces polarisabilités sont proportionnelles au cube du rayon  $a$  de l'ouverture circulaire. A basse fréquence, le couplage (l'intensité du dipôle) est donc d'autant plus important que l'ouverture est grande.

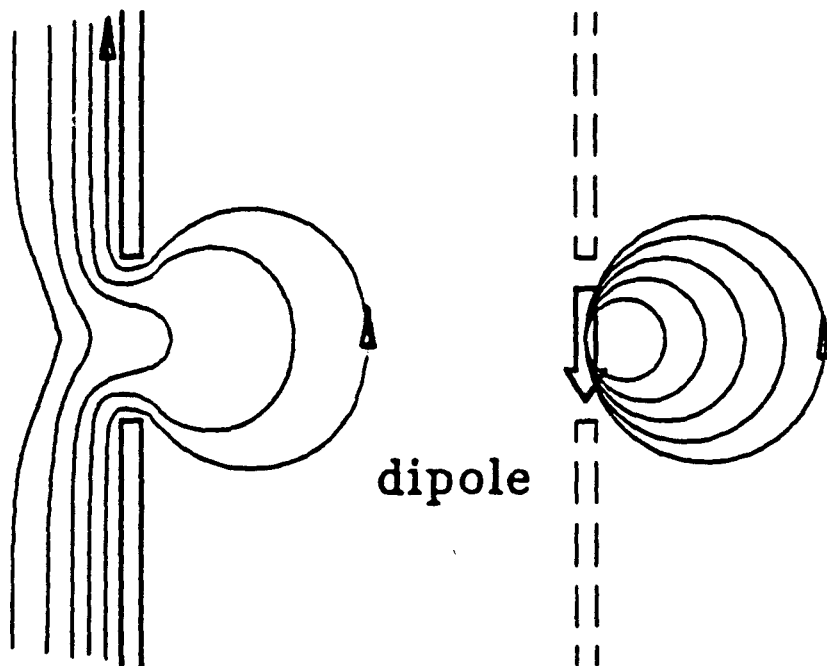
Les relations (2-5) et (2-6) ne sont exactes que si la structure métallique qui entoure l'ouverture est plane. Dans le cas contraire, il faut multiplier les expressions précédentes des polarisabilités par des constantes dépendant de la forme de la structure métallique [13].

On peut associer aussi, des dipôles équivalents à d'autres objets diffractants que des ouvertures, tels que des bosses ou des dépressions dans des plans [13]. Les polarisabilités associées comme pour tout autre objet à trois dimensions sont alors des matrices d'ordre 3.

Les lignes des champs électriques et magnétiques diffractés par une ouverture sont montrées sur les figures 2-1 et figures 2-2.



*Fig 2.1 Lignes de champ électrique*



*Fig. 2.2 Lignes de champ magnétique*

Elles sont comparées aux lignes de champ rayonnées par les dipôles électriques et magnétiques placés au centre de l'ouverture. Les lignes de champ des deux représentations tendent à être d'autant plus semblables à mesure que la distance à l'ouverture est grande : l'approximation dipolaire devient applicable. La forme des lignes de champ magnétique et électrique sont très différentes. On remarque, en particulier, que le champ électrique tangential est nul au centre de l'ouverture et maximum au bord de celle-ci. Au contraire, le champ magnétique tangential est maximum au centre et nul au bord de l'ouverture circulaire.

Une remarque supplémentaire est à faire sur le rayonnement dipolaire d'une ouverture percée dans un plan métallique. On rappelle que les relations (2-1) et (2-5) imposent aux moments dipolaires électriques d'être de même direction que la composante du champ électrique normale au plan de l'ouverture. A cause de (2-2) et (2-6), on a aussi une relation semblable entre la composante du champ magnétique parallèle et le moment dipolaire magnétique. Le rayonnement du dipôle électrique est donc inexistant si le champ électrique incident ne possède pas de composante électrique normale à l'ouverture. La même remarque peut-être faite si le champ magnétique incident se décompose uniquement en une composante normale à l'ouverture : le rayonnement du dipôle magnétique est alors nul.

### 2.3. Polarisabilité d'ouvertures autre que circulaires

#### 2.3.1 Ouverture de forme elliptique

Des relations analytiques existent [13], [14] pour des ouvertures en forme d'ellipse.

On peut écrire pour la polarisabilité magnétique :

$$\alpha_{\text{mxx}} = \frac{\pi}{12} \frac{a^3 m}{K(m) - E(m)} \quad (2-8)$$

$$\alpha_{\text{myy}} = \frac{\pi}{12} \frac{a^3 m}{(a/b)^2 E(m) - K(m)} \quad (2-9)$$



De même on peut écrire pour la polarisabilité électrique :

$$\alpha_{ezz} = \frac{\pi a b^2}{12 E(m)} \quad (2-10)$$

où  $a$  est la longueur grand axe de l'ellipse,  $b$  étant la longueur du petit axe,  $m$  un terme égal au carré de l'excentricité  $e$  de l'ellipse ( $\sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ )

et où  $K(m)$  et  $E(m)$  sont respectivement les intégrales elliptiques de première et seconde espèce.

$$K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \varphi}} \quad (2-11)$$

$$E(m) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - m^2 \sin^2 \varphi} \, d\varphi \quad (2-12)$$

$K(m)$  et  $E(m)$  doivent être calculées numériquement.

L'intérêt de ces relations n'est pas seulement académique. En effet, on peut estimer que les ouvertures elliptiques sont rares sur les avions. Mais pour des formes d'ouvertures quelconques, si elles ne sont pas trop irrégulières, une ouverture elliptique équivalente peut être définie. Elle aura la même surface et la même excentricité que l'ouverture étudiée. Des polarisabilités magnétiques et électriques approchées pourront être ainsi calculées facilement grâce aux relations (2-8), (2-9), (2-10). Les figures 2-3 et 2-4 donnent deux exemples d'application respectivement pour une ouverture de forme rectangulaire et une de forme quelconque.

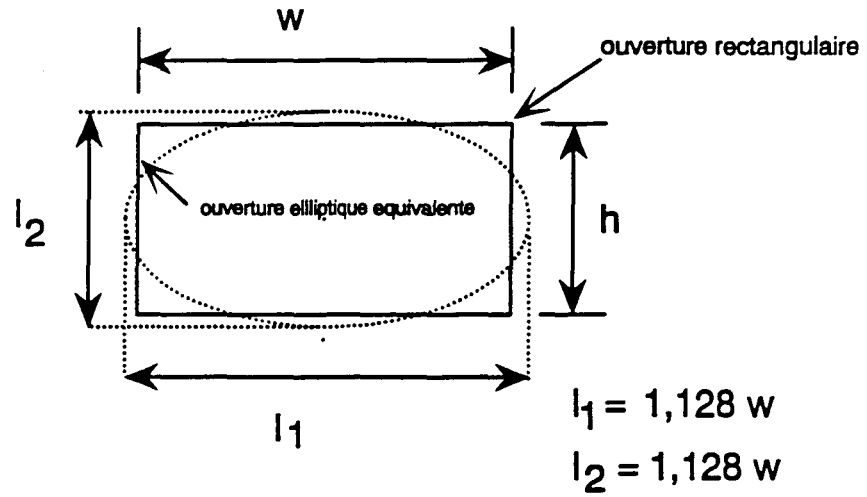


Figure 2.3 Ouverture équivalente pour une ouverture rectangulaire

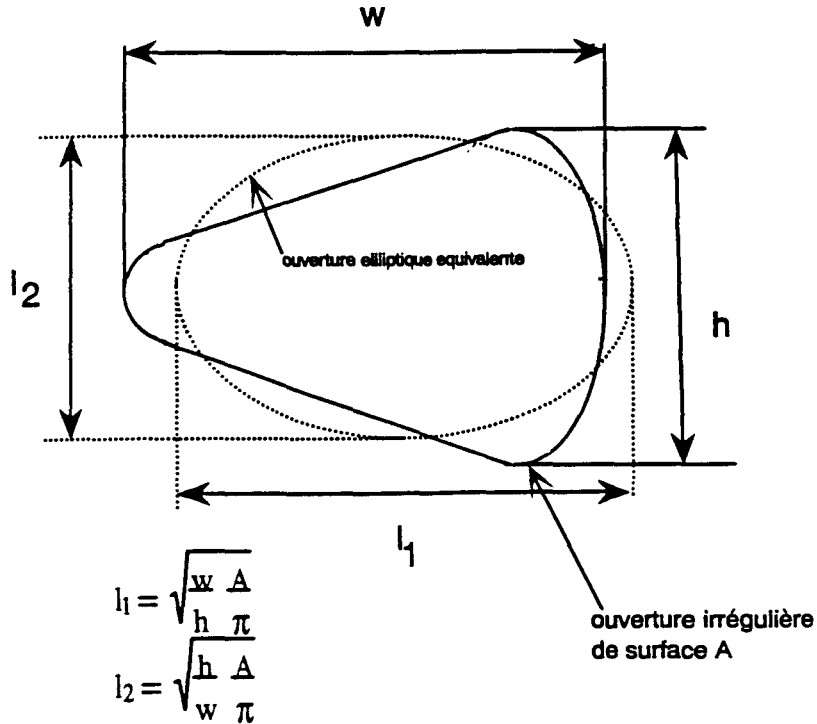
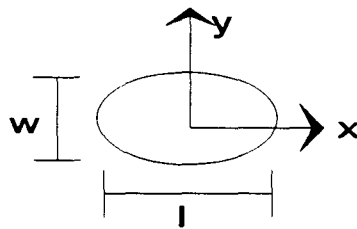


Fig 2.4 Ouverture équivalente pour une ouverture de forme quelconque.

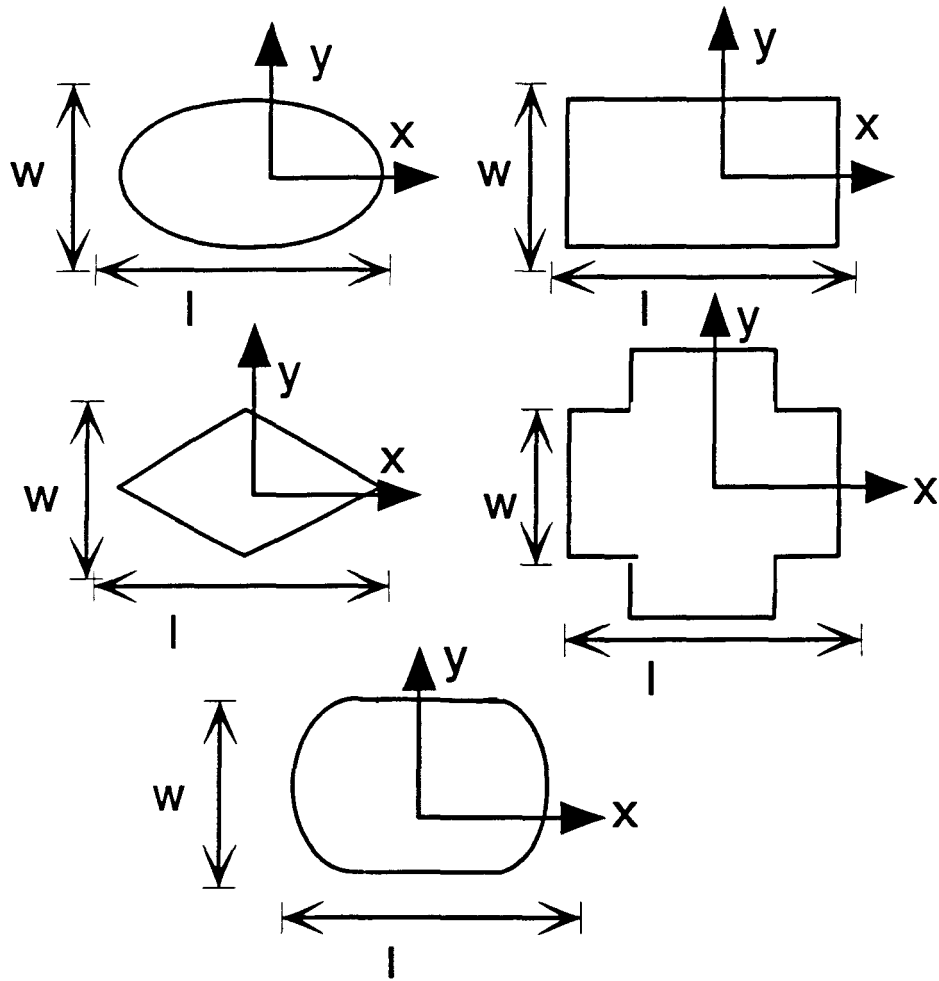
ouverture	$\alpha_{ez}$	$\alpha_{mx}$	$\alpha_{my}$
cercle d diametre	$\frac{1}{6}d^3$	$\frac{1}{3}d^3$	$\frac{1}{3}d^3$
ellipse	$\frac{\pi w^2 l}{12 E(m)}$	$\frac{\pi l^3 m}{12 K(m) - E(m)}$	$\frac{\pi l^3 m}{12 (l/w)^2 K(m) - E(m)}$
ellipse étroite $w \ll l$	$\frac{\pi}{12} w^2 l$	$\frac{\pi l^3 m}{12 \ln(4l/w) - 1}$	$\frac{\pi}{12} w^2 l$
fente étroite $w \gg l$	$\frac{\pi}{4} w^2 l$	$\frac{\pi l^3 m}{12 \ln(4l/w) - 1}$	$\frac{\pi}{8} w^2 l$



excentricité de l'ellipse  $e = (1 - (w/l)^2)^{1/2}$

K et E sont les intégrales elliptiques complètes du premier et second type,  $m = e^2$

Tableau 2.1 polarisabilités d'ouvertures de forme canonique



*Fig 2.5 Ouvertures utilisées par le calcul De Demeunaer et Van Bladel*

En particulier, on peut noter qu'une ouverture carrée aura une même polarisabilité magnétique et électrique qu'une ouverture de forme circulaire de même surface.

D'autres formes proches de l'ellipse telles que la fente étroite et l'ellipse étroite ont aussi fait l'objet de calculs théoriques [16], [17]. Les résultats sont réunis dans le tableau 2-1 et sont comparés à ceux déjà signalés pour le cercle et l'ellipse. Ils ont été vérifiés expérimentalement par Cohn [18], [19].

De Meulenaere et Van Bladel [20] ont procédé à une approche sensiblement différente. On appelle  $A$  l'aire de l'ouverture,  $w$  sa largeur,  $l$  sa longueur. Pour les ouvertures montrées sur la figure 2-5, les quantités  $\alpha_{\text{xx}} A^{-3/2}$  et  $\alpha_{\text{yy}} A^{-3/2}$  ont été calculées numériquement pour différentes valeurs de  $w/l$ . Les résultats montrent que ces polarisabilités normalisées varient très peu quand la forme de l'ouverture est modifiée. Il en est de même pour  $\alpha_{\text{mxx}} A^{-3/2}$  exception faite de l'ouverture en forme de croix. Il apparaît ainsi de nouveau qu'il est possible d'utiliser les relations analytiques (2-8), (2-9), (2-10) établies pour l'ellipse pour calculer des polarisabilités d'ouvertures, si toutefois elles sont de forme assez régulière comme le carré ou le rectangle.

### 2.3.2. Ouvertures de forme quelconque

Pour les ouvertures de forme quelconque, il n'existe pas de relation générale. Le recours au code numérique devient nécessaire. Grâce à la Méthode des Moments, exposée au chapitre 1, on peut calculer les courants magnétiques sur l'ouverture libre (ou chargée) et ensuite en déduire les valeurs des moments dipolaires associés.

En effet, on peut écrire le vecteur potentiel magnétique sous la forme :

$$\vec{A}_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} \frac{\vec{M}(r') \exp(-jk|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS \quad (2-13)$$

où  $r$  désigne le point où on calcule le champ

où  $r'$  désigne un point situé sur l'ouverture de surface  $S_0$

On se place dans le cadre des hypothèses suivantes :

\* Les ouvertures considérées sont des "petites ouvertures" c'est-à-dire telles que leurs dimensions sont petites devant la longueur d'onde utilisée. ( $r' \ll \lambda$ ).

\* Le calcul se fait à une distance de l'ouverture grande devant les dimensions de celle-ci ( $r \gg r'$ ).

Grâce à ces hypothèses, on peut effectuer un développement limité des expressions suivantes :

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cong \frac{1}{r} \left( 1 + \frac{\vec{r}' \cdot \vec{u}}{r} \right) \quad (2-14)$$

$$\exp(-jk|\vec{r} - \vec{r}'|) \cong \exp(-jkr) (1 + jk \vec{r}' \cdot \vec{u}) \quad (2-15)$$

$$\text{où } \vec{u} = \frac{\vec{r}}{r} \quad (2-16)$$

On en déduit l'expression approchée du potentiel vecteur magnétique :

$$\vec{A}_m \cong \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\exp(-jkr)}{r} \left[ \int_{S_0} \vec{M} \, dS + \left( jk + \frac{1}{r} \right) \int_{S_0} (\vec{u} \cdot \vec{r}') \vec{M} \, dS \right] \quad (2-17)$$

en utilisant l'égalité suivante :

$$\int_{S_0} (\vec{u} \cdot \vec{r}') \vec{M} \, dS = \frac{1}{2} \left[ \int_{S_0} (\vec{r}' \times \vec{M}) \, dS \right] \times \vec{u} + \frac{1}{2} \int_{S_0} ((\vec{u} \cdot \vec{r}') \vec{M} + (\vec{M} \cdot \vec{u}) \vec{r}') \, dS \quad (2-18)$$

et en introduisant les quantités suivantes:

$$\vec{P}_m = \frac{1}{j\omega\mu} \int_{S_0} \vec{M} \, dS \quad (2-19)$$

$$\vec{P}_e = -\frac{\epsilon}{2} \int_{S_0} (\vec{r}' \times \vec{M}) dS \quad (2-20)$$

$$\vec{Q} \cdot \vec{u} = \frac{1}{2} \int_{S_0} ((\vec{u} \cdot \vec{r}') \vec{M} + (\vec{M} \cdot \vec{u}) \vec{r}') dS \quad (2-21)$$

On peut écrire le potentiel vecteur sous la forme :

$$\vec{A}_m = \vec{A}_m(\vec{P}_m) + \vec{A}_m(\vec{P}_e) + \vec{A}_m(\vec{Q}) \quad (2-22)$$

avec :

$$\vec{A}_m(\vec{P}_m) = \frac{j\omega\epsilon\mu}{4\pi} \frac{\exp(-jkr)}{r} \vec{P}_m \quad (2-23)$$

$$\vec{A}_m(\vec{P}_e) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\exp(-jkr)}{r} \left( jk + \frac{1}{r} \right) \vec{P}_e \times \vec{u} \quad (2-24)$$

$$\vec{A}_m(\vec{Q}) = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\exp(-jkr)}{r} \left( jk + \frac{1}{r} \right) \vec{Q} \cdot \vec{u} \quad (2-25)$$

Le calcul des potentiels vecteurs n'est qu'une étape pour l'évaluation du couplage à travers les ouvertures. A partir des expressions d'un potentiel vecteur  $\vec{A}$ , les champs électriques et magnétiques s'écrivent :

$$\vec{E} = -\frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2-26)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} \left( \vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{A} + k^2 \vec{A} \right) \quad (2-27)$$

Pour la quantité  $\vec{P}_m$ , les champs électriques et magnétiques prennent la forme :

$$\vec{E}(\vec{P}_m) = \frac{k^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left( \frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) \exp(-jkr) (\vec{P}_m \times \vec{u}) \quad (2-28)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{P}_m) &= \frac{1}{4\pi} \left( \frac{k^2}{r} - j \frac{k}{r^2} - \frac{1}{r^3} \right) \exp(-jkr) \vec{u} \times (\vec{P}_m \times \vec{u}) \\ &+ \frac{1}{2\pi} \left( j \frac{k}{r^2} + \frac{1}{r^3} \right) \exp(-jkr) (\vec{u} \cdot \vec{P}_m) \vec{u} \end{aligned} \quad (2-29)$$

On reconnait les relations donnant les champs rayonnés par un dipôle magnétique de moment  $\vec{P}_m$ .

Si, par contre, on s'intéresse à la contribution de  $\vec{P}_e$  on a :

Pour le champ électrique :

$$\vec{E}(\vec{P}_e) = \frac{k^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left( \frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) \exp(-jkr) (\vec{P}_e \times \vec{u}) \quad (2-30)$$

Pour le champ magnétique :

$$\vec{H}(\vec{P}_e) = \frac{j\omega}{4\pi} \left( j \frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \exp(-jkr) (\vec{P}_e \times \vec{u}) \quad (2-31)$$

On reconnait les champs rayonnés par un dipôle de moment électrique  $\vec{P}_e$ . Le terme Q, en procédant de la même façon apparaît comme un terme quadripolaire. Celui-ci dans le cadre d'une des hypothèses (champ uniforme sur l'ouverture) est nul. Les expressions (2-19) et (2-20) peuvent donc être utilisées pour calculer numériquement les moments dipolaires associés à une ouverture de forme quelconque. On va donner un exemple d'un tel traitement dans le paragraphe suivant.



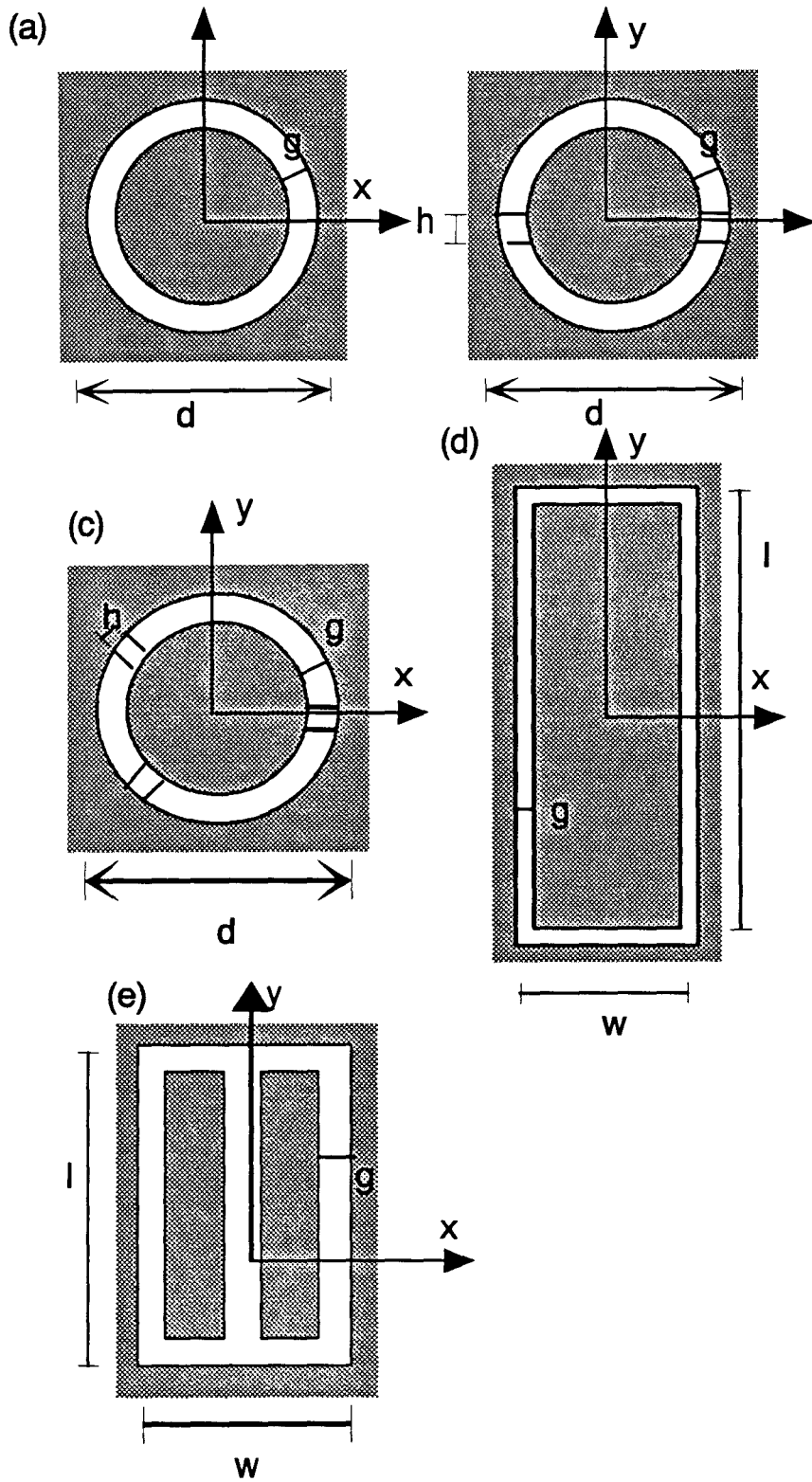


Fig. 2.6  
Ouvertures en forme de fente

ouverture	$\alpha_{ez}$	$\alpha_{mx}$	$\alpha_{my}$
Fig.2.6.a	$\frac{\pi^2 d^3}{16 \ln\left(\frac{16d}{g}\right) - 2}$	$\frac{\pi^2 d^3}{8 \ln\left(\frac{16d}{g}\right) - 2}$	$\frac{\pi^2 d^3}{8 \ln\left(\frac{16d}{g}\right) - 2}$
Fig.2.6.b	$\frac{\pi^2 d^3}{8\Omega} \frac{-\omega^2 \mu \epsilon}{\omega^2 \mu \epsilon + \frac{128h}{\pi \Omega g^2}}$	$\frac{\pi^2 d^3}{8 \ln\left(\frac{16d}{g}\right) - 2}$	$\frac{\pi^2 d^3}{4\Omega} \left[ 1 - \frac{\frac{8}{\pi^2}}{\frac{\Omega g^2}{8\pi dh}} \right]$
Fig.2.6.c	$\frac{\pi^2 d^3}{8\Omega} \frac{-\omega^2 \mu \epsilon}{-\omega^2 \mu \epsilon + 192 \frac{h}{\pi \Omega g^2}}$	$\frac{\pi^2 d^3}{4\Omega} \left[ 1 - \frac{\frac{27}{(4\pi)^2}}{1 + 9 \frac{\Omega g^2}{64\pi dh}} \right]$	$\frac{\pi^2 d^3}{4\Omega} \left[ 1 - \frac{\frac{27}{(4\pi)^2}}{1 + 9 \frac{\Omega g^2}{64\pi dh}} \right]$
Fig.2.6.d	$\frac{\pi}{2} \frac{l^2 w}{\left(1 + \frac{l}{w}\right) \ln\left[\frac{4(l+w)}{g}\right]}$	$\frac{\pi}{6} \frac{w^3 \left[1 + 3 \frac{l}{w}\right]}{\ln\left[\frac{4(l+w)}{g}\right]}$	$\frac{\pi}{6} \frac{l^3 \left[1 + 3 \frac{w}{l}\right]}{\ln\left[\frac{4(l+w)}{g}\right]}$
Fig.2.6.e	$\frac{\pi}{2} \frac{l^2 w}{\left(1 + \frac{l}{w}\right) \ln\left[\frac{4(l+w)}{g}\right]}$	$\frac{\pi}{6} \frac{w^3 \left[1 + 3 \frac{l}{w}\right]}{\ln\left[\frac{4(l+w)}{g}\right]}$	$\frac{\pi}{6} \frac{l^3 \left[\frac{8}{3} + 7 \frac{w}{l} + 2 \left(\frac{w}{l}\right)^2\right]}{\ln\left[\frac{4(l+w)}{g}\right]}$

Note:  $\Omega = 2[\ln(16d/g) - 2]$

Tableau 2.2 polarisabilités d'ouvertures en forme de fente

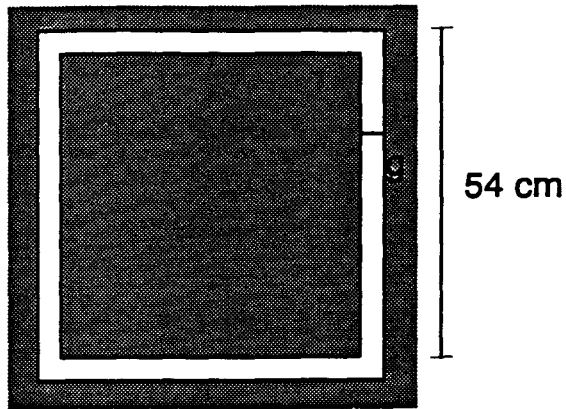


Fig. 2.7 Fente de forme carrée utilisée pour le calcul

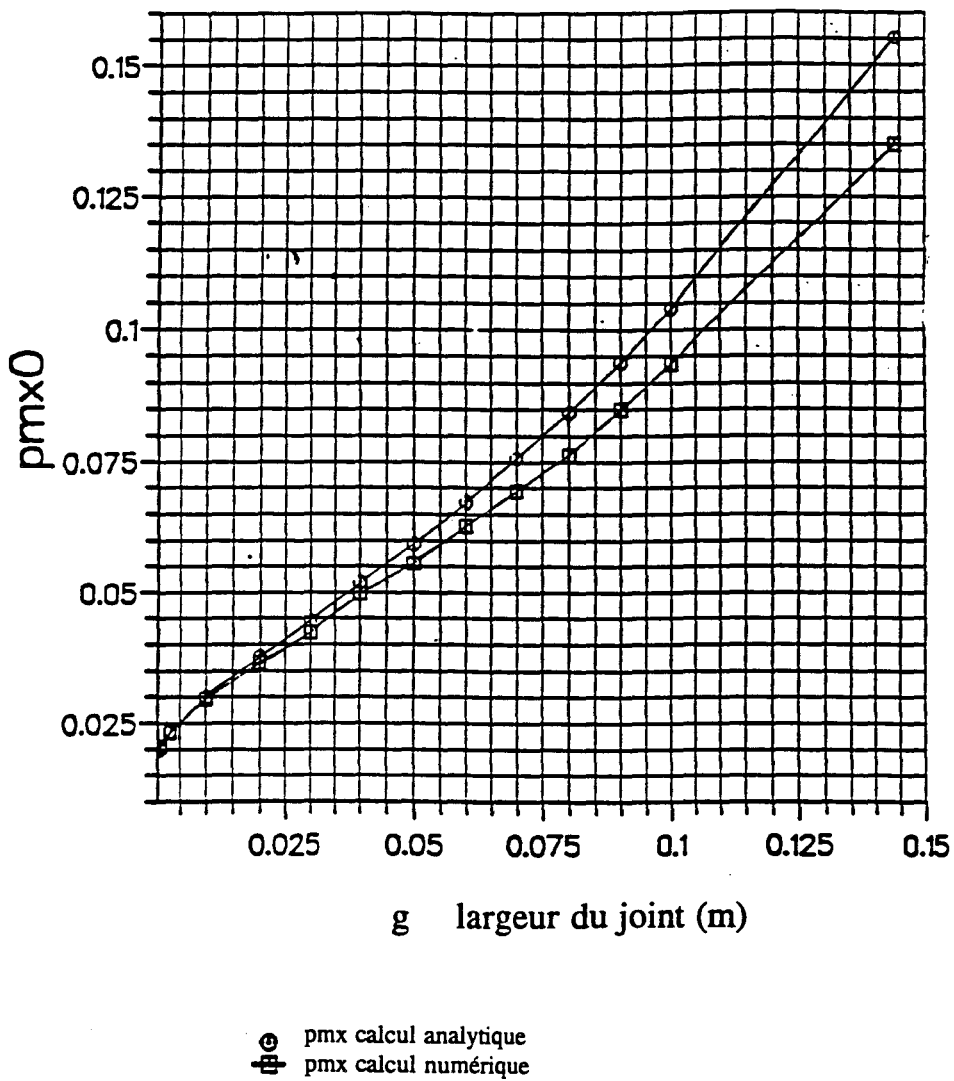


Fig. 2.8 Comparaison calcul analytique, calcul numérique pour une fente de largeur  $g$  croissante

### 2.3.3. Ouvertures constituées par une fente en forme de cadre

Il est intéressant, en particulier, d'étudier des fentes en forme de cadre, faites à l'intérieur d'une surface parfaitement métallique. De telles ouvertures sont montrées sur la figure 2-6. Dans tous les cas, l'épaisseur  $g$  de la fente de ces cadres est petite devant les autres dimensions de l'ouverture, c'est-à-dire:  $g \ll l$ ,  $g \ll w$  et  $g \ll d$ .  $w$  et  $l$  sont respectivement la largeur et la longueur des rectangles,  $d$  est le diamètre des cercles. Ces formes d'ouvertures qui, contrairement au paragraphe précédent ne peuvent être approximées par une ellipse sont d'un grand intérêt pratique. En effet les figures 2-6a et 2-6d peuvent représenter respectivement une trappe circulaire et rectangulaire faisant apparaître une fente de largeur  $g$ . Pour les figures 2-6b et 2-6c, on a tenu compte de la présence de gonds ou de charnières. Enfin, la figure 2-6e pourrait être encore une trappe d'accès, mais cette fois fermée par deux portes.

Les polarisabilités électriques et magnétiques de telles ouvertures peuvent être trouvés dans [13] qui citent [21] et [22]. Leurs expressions sont rassemblées dans le tableau 2-2. Leurs expressions ainsi que celles que l'on peut trouver dans le tableau 2-1, appellent un certain nombre de remarques.

On rappelle que la polarisabilité magnétique est représentée par une matrice. Toutes les ouvertures citées, jusqu'à maintenant ont au moins un axe de symétrie. Les termes extra-diagonaux de la matrice sont donc nuls et la matrice est symétrique. Pour des ouvertures circulaires ou de forme carrée qui possèdent deux axes de symétrie, les termes diagonaux sont égaux. Ainsi dans l'expression (2-4) qui relie le moment dipolaire magnétique au champ de court-circuit pour une ouverture circulaire, la matrice  $\alpha_m$  peut être remplacée par un scalaire.

On a cherché à vérifier numériquement à l'aide du code basé sur la méthode des moments les expressions de la polarisabilité pour une fente qui a la forme d'un cadre carré (figure 2-7) et de préciser son domaine de validité. En effet, comme on l'a vu les expressions du tableau n'ont été établies que pour les largeurs  $g$  de fentes petites devant les autres dimensions de l'ouverture. Or la référence [13] ne donne pas de façon précise les inégalités que doit vérifier  $g$ ,  $l$ ,  $w$ . On ne sait pas, par exemple, si  $g$  ne doit pas dépasser  $1/100$

ou  $l/50$ . de  $w$  ou  $l$ . La figure 2-8 montre une comparaison des valeurs de la polarisabilité magnétique obtenues à l'aide de calculs analytiques et numériques pour des largeurs de fentes croissantes. Ces fentes définissent une surface intérieure carrée de 54 cm de côté. On voit sur la figure 2-8 qu'au delà d'une largeur de fente de 5cm, les résultats numériques et analytiques commencent à diverger. On en déduit que les résultats analytiques ne peuvent être utilisés avec une bonne précision que si la largeur de la fente n'excède pas un dixième de la plus petite dimension de l'ouverture. Au delà, d'après la figure 2-8, la polarisabilité de l'ouverture est surestimée.

### 2.3.4. Influence de l'épaisseur de l'ouverture

Toutes les ouvertures considérées jusqu'à présent, sont des ouvertures planes, constituées dans des structures ne possédant aucune épaisseur. Il est possible d'étudier l'influence de ce paramètre pour des fentes étroites (voir figure 2-9) c'est-à-dire pour lesquelles la largeur de la fente  $w$  est petite devant son épaisseur  $d$ . La longueur de la fente  $l$  est grande à la fois devant la largeur  $w$  et l'épaisseur  $d$ . La fente est une ouverture libre faite dans une structure métallique plane. Divers travaux ont été consacrés à l'étude du couplage à travers de telles ouvertures [23], [24]. Warne et Chen fournissent dans [23] des expressions analytiques des polarisabilités magnétiques et électriques pour une fente étroite possédant une épaisseur  $d$ . Ils sont inspirés de travaux cités dans [13] qui traitent de la diffraction à travers des ouvertures en forme de fente percées dans un plan métallique mais sans épaisseur. La fente est remplacée en utilisant le principe de Babinet par une bande métallique parfaitement conductrice. Cette bande à son tour peut être remplacée par un cylindre parfaitement métallique de rayon équivalent  $w/4$  où  $w$  est la largeur de la fente. On peut aussi substituer à l'ouverture une bande parfaitement magnétique dotée du même rayon équivalent. La fente étroite dotée d'une certaine épaisseur peut être remplacée par un cylindre magnétique équivalent de rayon  $a$  [25], qui peut s'exprimer en fonction de l'épaisseur  $d$  et de la largeur  $w$  de la fente. Warne et Chen ont montré dans [22] que les moments dipolaires équivalents d'un tel cylindre et de la fente sont identiques.

Ils ont pour expression :

$$\alpha_{myy} = \alpha_{ezz} = 2 \pi a^2 l \quad (2-32)$$

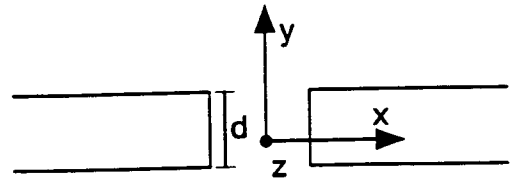


Fig 2.9 Fente d'épaisseur  $d$

$l = 1 \text{ m}$

$w = 2 \text{ cm}$

$d = 2 \text{ cm}$

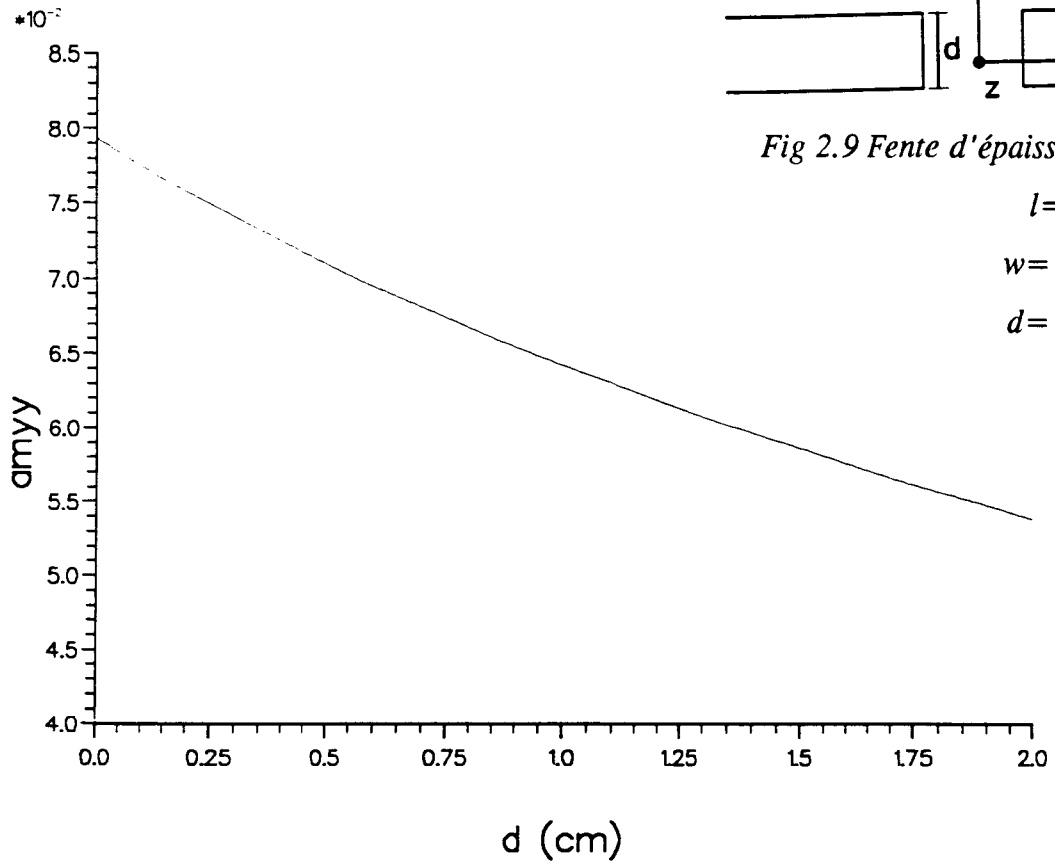


Fig. 2.10a Variation de  $\alpha_{my}$  avec l'épaisseur  $d$

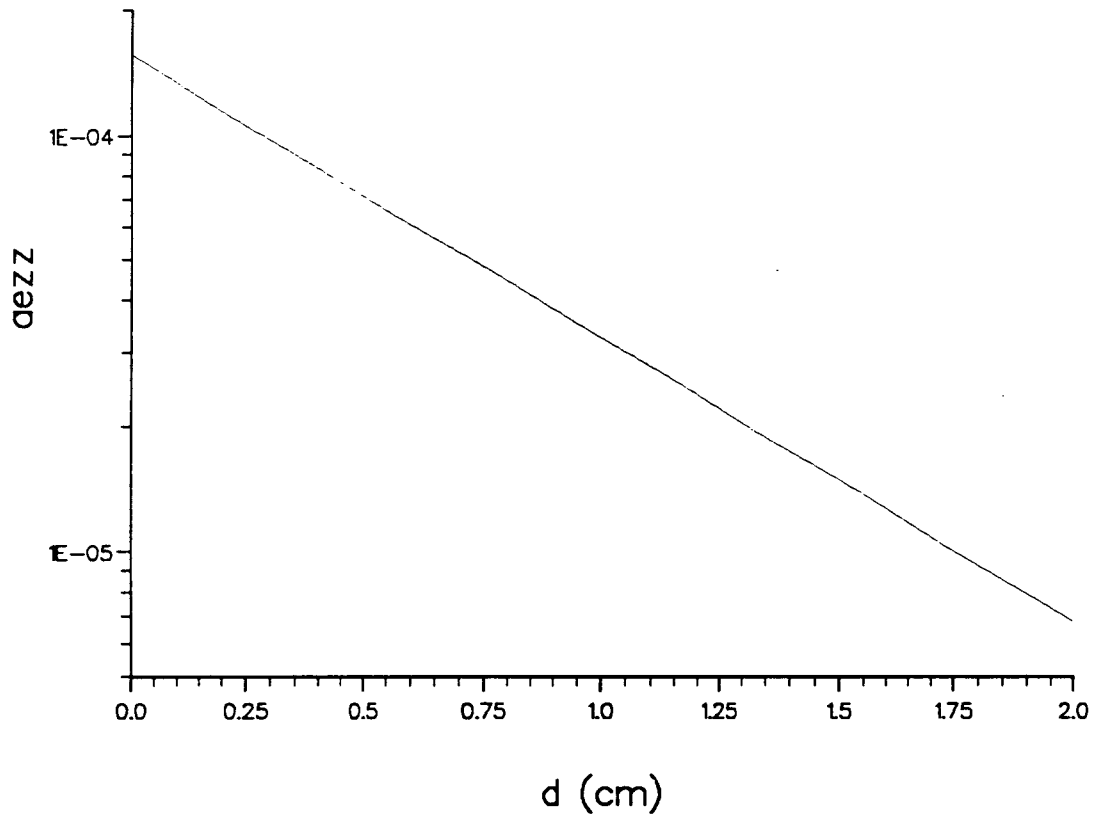


Fig. 2.10b Variation de  $\alpha_{mzz}$  avec l'épaisseur  $d$

$$\alpha_{mxx} = \frac{\pi l^3}{12 \ln(l/a) + \ln 2 - \frac{7}{3}} \quad (2-33)$$

où  $a$  est appelé le rayon équivalent. C'est ce paramètre, comme on l'a déjà signalé qui fait intervenir l'épaisseur  $d$ . Il prend une forme analytique simple dans le cas extrême  $d \gg w$ .

$$a \equiv \frac{w}{4} e^{-\pi d/(2w)} \quad (2-34)$$

Lorsque  $d$  tend vers 0,  $a$  devient égale à  $w/4$ . On retrouve ainsi les résultats du tableau 2-21 pour la fente étroite.

Il est montré, sur les figures 2-10a et 2-10b, la variation de  $\alpha_{ezz}$  et de  $\alpha_{mxx}$  pour des valeurs croissantes de l'épaisseur  $d$ . Une plus grande épaisseur de la fente provoque une diminution des polarisabilités associées. Cette diminution est la plus marquée pour  $\alpha_{ezz}$  mais l'amplitude de cette composante du moment dipolaire est très petite. L'influence de l'épaisseur est moins importante pour  $\alpha_{mxx}$ .

On en conclut qu' en première approximation l'influence de l'épaisseur peut-être négligée.

## 2.4. Etude du couplage à travers des ouvertures chargées bordées par des joints uniformes

### 2.4.1. Généralités

On rappelle que le terme "ouverture chargée" signifie que cette ouverture est fermée par un panneau non parfaitement conducteur par exemple fabriqué en carbone-époxy. Il va être traité ici le cas d'un panneau ayant les dimensions exactes de l'ouverture. Il n'y a pas de chevauchement avec la structure environnante parfaitement conductrice. De plus, le domaine fréquentiel étudié est celui des basses fréquences pour lequel la théorie des petites ouvertures, précédemment discutée est applicable. Dans ces conditions, le matériau

chargeant l'ouverture, du point de vue électrique, peut être entièrement caractérisé par un paramètre de base: son impédance de surface  $Z_s$ , inverse du produit de la conductivité du matériau avec son épaisseur. On conduira dans le paragraphe suivant une discussion sur la validité de ce paramètre qui nous aidera ensuite à préciser quelques caractéristiques du couplage à basse fréquence.

Cette notion d'impédance de surface a permis à Casey d'étudier la diffraction à travers une ouverture chargée et bordée par un joint uniforme. On verra aussi que l'on peut l'utiliser, dans certaines conditions pour modéliser des joints représentant une impédance de contact d'un panneau dans des codes basés sur la méthode des moments et des différences finies.

#### 2.4.2. Notion d'impédance de surface

On va s'intéresser aux matériaux homogènes caractérisés par

- une perméabilité magnétique  $\mu_0$  identique à celle du vide (pas de propriété magnétique)
- une permittivité électrique  $\epsilon$
- une conductivité électrique

Considérons une structure plane constituée d'un matériau de conductivité  $\sigma$  et d'épaisseur  $d$  et illuminée par une onde incidente plane d'incidence normale. La figure 2-11 qui montre une telle configuration précise les différentes notations qui vont être utilisées par la suite. On se place dans l'approximation des matériaux bons conducteurs, c'est-à-dire:  $\sigma \gg j\omega\epsilon$ . On va démontrer que, dans ces conditions, l'onde qui se propage à l'intérieur du matériau reste d'incidence normale quelle que soit l'orientation de l'onde incidente.

D'après la loi de Snell-Descartes, les angles d'incidences  $\theta$  et de réfraction  $\theta'$  sont reliés par la relation :

$$n \sin\theta = n' \sin\theta' \quad (2-35)$$

$n$  est l'indice du milieu incident ici l'air donc égal à 1.

$n'$  est l'indice du matériau bon conducteur.

$n'$  s'écrit :

$$n' = \sqrt{\epsilon^*} = \sqrt{\epsilon - j\frac{\sigma}{\omega}} \quad (2-36)$$



Cette dernière égalité se réduit, comme  $\sigma \gg j\omega\epsilon_0$  à :

$$n' = \sqrt{-j\frac{\sigma}{\omega}} \quad (2-37)$$

D'après (2-35) on a:

$$\sin \theta' = \frac{n}{n'} \sin \theta \quad (2-38)$$

et donc :

$$\cos \theta' = \left\{ 1 - \left( \frac{n}{n'} \right)^2 \sin^2 \theta \right\}^{1/2} = \left\{ 1 + j \frac{\epsilon_0}{\sigma} \sin^2 \theta \right\}^{1/2} \quad (2-39)$$

Le deuxième terme dans les parenthèses est complexe mais grâce à l'approximation des bons conducteurs, il peut être négligé. Il apparait alors :

$$\cos \theta' \approx 1 \quad (2-40)$$

L'onde pénètre donc dans le conducteur pratiquement perpendiculaire à la surface quelque soit l'angle d'onde d'incidence.

Les champs électriques  $\vec{E}(z)$  et magnétiques  $\vec{H}(z)$  à l'intérieur du matériau s'écrivent alors comme la somme de deux champs issus de deux ondes localement planes se propageant perpendiculairement à l'interface et de sens opposé [26] :

$$\vec{E}(z) = \vec{E}_a \exp(-\gamma z) + \vec{E}_b \exp(+\gamma z) \quad (2-41)$$

$$\vec{H}(z) = (\vec{n} \times \vec{E}_a) \frac{\exp(-\gamma z)}{Z} + (\vec{n} \times \vec{E}_b) \frac{\exp(+\gamma z)}{Z} \quad (2-42)$$

où

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon^*}} = (j+1) \sqrt{\frac{\mu_0 \pi}{\sigma}} = \frac{(j+1)}{\sigma \delta} \quad (2-43)$$

et  $\gamma$ ,  $\epsilon\sigma$  la constante de propagation :

$$\gamma = j\omega\sqrt{\epsilon^*\mu_0} = (j+1)\sqrt{\omega f\pi\sigma} = \frac{(j+1)}{\delta} \quad (2-44)$$

$\delta$  est l'épaisseur de peau:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\mu f\pi\sigma}} \quad (2-45)$$

Si on appelle  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{H}_1$  et  $\vec{E}_2$ ,  $\vec{H}_2$  les champs magnétiques et électriques tangentiels de part et d'autre du matériau, on a les relations suivantes [27] :

$$\vec{E}_1 = \frac{Z}{\text{th}\gamma\delta} \vec{n}_1 \times \vec{H}_1 + \frac{Z}{\text{sh}\gamma\delta} \vec{n}_2 \times \vec{H}_2 \quad (2-46)$$

$$\vec{E}_2 = \frac{Z}{\text{sh}\gamma\delta} \vec{n}_1 \times \vec{H}_1 + \frac{Z}{\text{th}\gamma\delta} \vec{n}_2 \times \vec{H}_2 \quad (2-47)$$

On peut définir une densité de courant surfactive  $\vec{J}_s$  qui est l'intégrale de la densité volumique  $\vec{J}$  dans l'épaisseur du matériau.

Les équations aux limites s'écrivent alors:

$$\vec{J}_s = \vec{n}_1 \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{n}_2 \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) \quad (2-48)$$

Une approximation supplémentaire va nous conduire à la définition de l'impédance de surface. En effet, si on se place dans le domaine des basses fréquences on peut écrire l'inégalité suivante :  $|\gamma d| \ll 1$

$$\text{sh}\gamma d \equiv \gamma d \quad (2-49)$$

$$\text{th}\gamma d \equiv \gamma d \quad (2-50)$$

Alors les relations (2-41) et (2-42) deviennent :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = \frac{1}{\sigma d} \vec{J}_s \quad (2-51)$$

On peut donc définir l'impédance de surface  $Z_s$  par la relation :

$$\vec{E}_{tg} = Z_s \vec{J}_s \quad (2-52)$$

avec

$$Z_s = \frac{1}{\sigma d} \quad (2-53)$$

En écrivant ces relations, on traduit qu'à basse fréquence, la densité de courant électrique se répartit de façon uniforme dans le matériau. On néglige tous les phénomènes tels que l'effet de peau ou de possibles résonances dans le matériau. En fait, l'introduction de l'impédance de surface  $Z_s$  revient à modéliser le panneau comme une plaque sans épaisseur dotée d'une résistance  $R$  égale à  $Z_s$ .

La condition  $|\gamma d| \ll 1$  définit le domaine d'application de la notion d'impédance de surface.

Si  $\delta > d$ , le matériau est dit "électriquement épais". Les pertes dues à l'atténuation à l'intérieur du matériau ainsi que par réflexion sont les phénomènes dominants responsables du blindage électromagnétique.

Par contre, si  $\delta < d$ , le matériau est dit "électriquement mince". Le blindage électromagnétique est entièrement dû à la distribution des courants de Foucault. Ce comportement implique que la géométrie de la distribution et celle donc de l'objet diffractant est un facteur important [28], [29].

On peut l'illustrer facilement en définissant une fonction de transfert  $T$  pour des objets de formes diverses. On définit cette fonction de transfert qui exprime l'efficacité de blindage par le rapport :

$$T = \frac{H_{int}}{H_{ext}} = \frac{\text{champ à l'intérieur de la cavité ( en son centre)}}{\text{champ en l'absence de la cavité}} \quad (2-54)$$

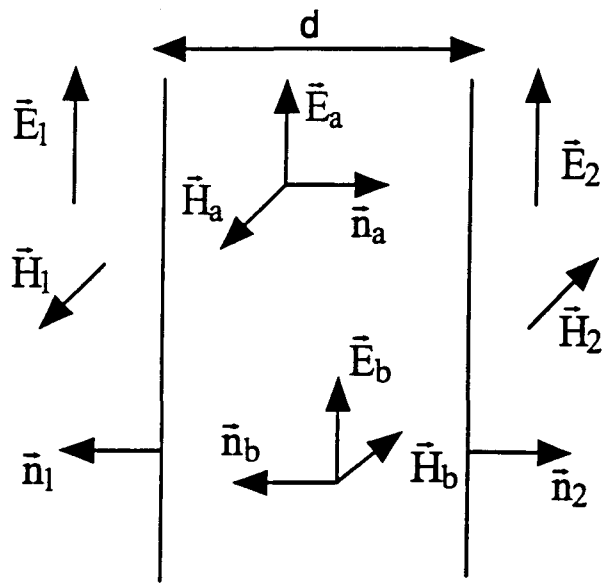


Fig 2.11 Champs réfléchis et transmis à travers un matériau d'épaisseur  $d$

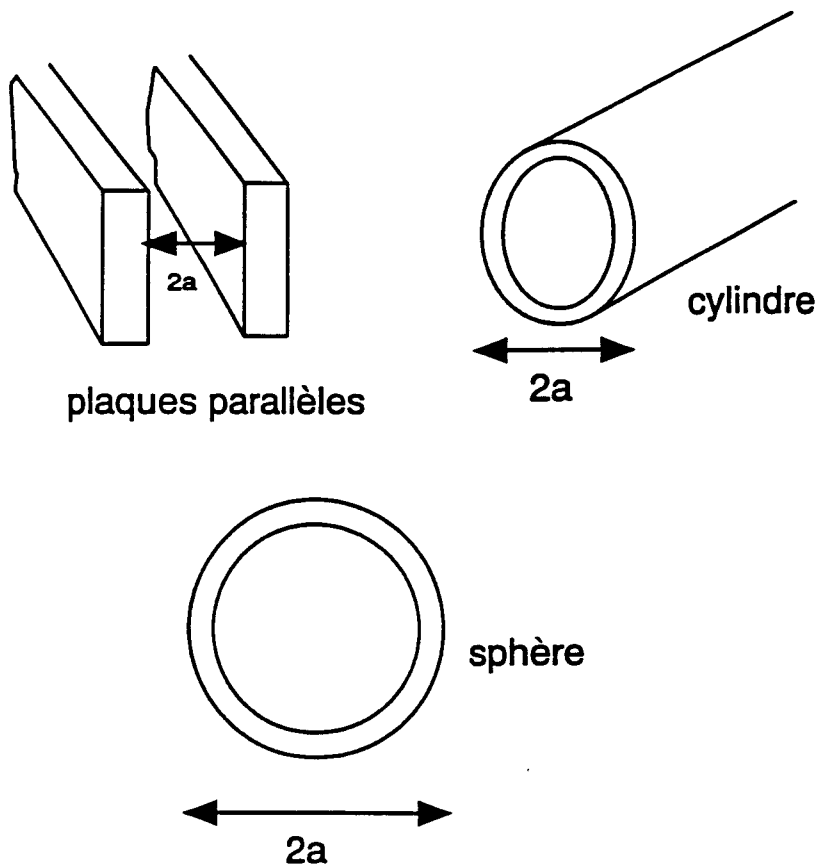


Figure 2.12 Géométrie des objets pour lesquels la fonction de transfert  $T$  est calculée

Ce facteur peut-être calculé pour diverses géométries. En faisant l'approximation que les dimensions caractéristiques des objets sont petites devant la longueur d'onde, on a [26], [27], [28] :

pour deux plaques parallèles séparées par une distance  $2a$ :

$$T_p = \frac{1}{1 + j f \frac{\mu_0 a}{2\pi} \frac{1}{Z_s}} \quad (2-55)$$

pour un cylindre de rayon  $2a$ :

$$T_c = \frac{1}{1 + j f \frac{\mu_0 a}{2\pi} \frac{1}{2 Z_s}} \quad (2-56)$$

pour une sphère de rayon  $2a$  :

$$T_c = \frac{1}{1 + j f \frac{\mu_0 a}{2\pi} \frac{1}{3 Z_s}} \quad (2-57)$$

On se rapportera à la figure 2-12 pour plus de précisions sur les notations.

A basse fréquence, ces relations sont indépendantes de la polarisation du champ magnétique incident. On voit que la fonction de transfert  $T$  prend dans tous les cas l'allure d'un filtre passe-bas du premier ordre dont la fréquence de coupure  $f_c$  dépend de la géométrie de l'objet diffractant.  $T$  s'écrit donc sous la forme :

$$T = \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c}} \quad (2-58)$$

$f_c$  a ainsi pour expression

pour les plaques parallèles :

$$f_c = \frac{1}{2 \pi} \frac{Z_s}{\mu_0 a} \quad (2-59)$$

pour le cylindre :

$$f_c = \frac{1}{2 \pi} \frac{Z_s}{2 \mu_0 a} \quad (2-60)$$

pour la sphère :

$$f_c = \frac{1}{2 \pi} \frac{Z_s}{3 \mu_0 a} \quad (2-61)$$

Dans tous les cas,  $f_c$  est proportionnel à l'impédance de surface  $Z_s$  qui apparait bien comme le paramètre susceptible de caractériser le matériau du point de vue électromagnétique à basse fréquence. Un calcul semblable d'atténuation a été effectué par Casey [12] pour des ouvertures chargées faites dans un plan métallique. On va présenter ce travail dans le paragraphe suivant.

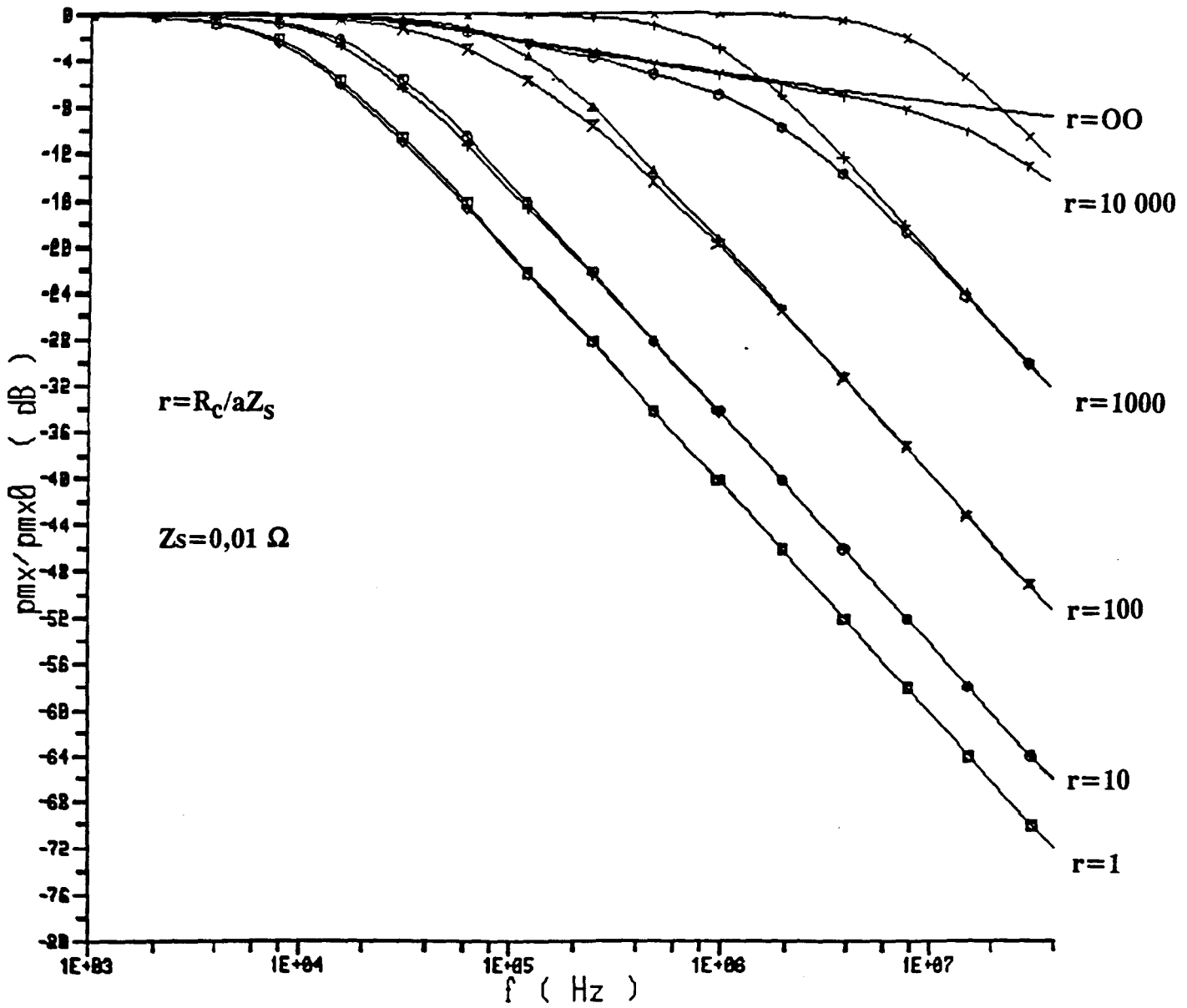


Fig 2.13 Comparaison entre relations analytiques et approchées

### 2.4.3. Théorie de Casey

#### 2.4.3.1. Expression du moment dipolaire magnétique

En faisant les mêmes hypothèses que Bethe, Casey [12] a calculé le moment dipolaire magnétique associé à une ouverture circulaire chargée.

L'impédance de surface est le paramètre qui est utilisé pour décrire le blindage électromagnétique offert par ces ouvertures chargées si elles sont constituées par un matériau homogène tels que les composites conducteurs (carbone époxy).

Ce panneau est alors supposé être monté de façon jointive, c'est-à-dire sans chevauchement ou recouvrement avec la structure métallique environnante. Le joint, ainsi constitué représente simplement une zone de contact, supposée infiniment mince, et peut donc être caractérisé par une impédance de contact linéique  $R_C$  exprimée en Ohm-mètre.  $R_C$  est la résistance qui peut être mesurée à l'aide d'un Voltmètre aux bornes d'une jonction de longueur unité entre deux matériaux.

La méthode élaborée par Casey conduit à la résolution d'une équation intégrale de Fredholm Deux types de solutions sont obtenues l'une par une méthode approchée variationnelle, l'autre exacte. La première solution donne l'expression du moment dipolaire magnétique  $\vec{P}_m$  sous la forme d'un filtre passe-bas du premier ordre de fréquence de coupure  $f_m$  :

$$\vec{P}_m = \frac{\vec{P}_{m0}}{\left(1 + j \frac{f}{f_m}\right)} \quad (2-62)$$

$\vec{P}_{m0}$  est le moment dipolaire associé à l'ouverture libre circulaire et  $f$  la fréquence de l'onde incidente. La fréquence de coupure  $f_m$  est donnée par la relation :

$$f_m = \frac{3}{8\mu_0} \frac{Z_s}{a} (1+r) \quad (2-63)$$

$$\text{avec } r = \frac{R_c}{aZ_s} \quad (2-64)$$



où  $a$  est le rayon de l'ouverture.

La seconde qui résulte du calcul exact conduit à une expression semi-analytique du moment dipolaire où intervient un coefficient  $F$  qu'il faut calculer numériquement :

$$\vec{P}_m = \vec{P}_{m0} F \left[ 1 + j f \frac{4}{3} \mu_0 a F \left( \frac{1+r}{1-r} \right) \right]^{-1} \quad (2-65)$$

Pour plus de précisions en ce qui concerne le calcul numérique de  $F$  on pourra se reporter à l'article de Casey [12].

Une comparaison est établie figure 2-13 entre des courbes issues du calcul approché et du calcul exact pour des valeurs croissantes du paramètre  $r$ , c'est-à-dire pour des résistances de contact  $R_c$  du joint de plus en plus importantes. L'ouverture chargée a une impédance de surface de 0,1 Ohm et un rayon  $a$  de 54 cm. L'atténuation du moment dipolaire, obtenue selon les deux méthodes, est représentée en dB sur cette figure. Les deux familles de courbes sont pratiquement confondues si  $r$  est inférieur à 10. Par contre, si  $r$  est supérieur à 10, ce bon accord tend à disparaître quand  $r$  augmente et le recours au calcul exact devient nécessaire. Il est même indispensable pour le calcul de l'atténuation d'une ouverture chargée par un panneau parfaitement isolé, c'est-à-dire quand  $r$  tend vers l'infini. Contrairement à ce qu'indiquerait l'expression (2-57) du filtre passe-bas, l'atténuation d'une telle ouverture n'est pas nulle: Il existe une petite atténuation de quelques dB du rayonnement du dipôle magnétique ce qui est le minimum d'atténuation pour l'ouverture chargée choisie. La courbe correspondante se confond, jusqu'à une certaine fréquence, avec toute autre courbe, issue du calcul exact et associée à des valeurs finies du paramètre  $r$ . A partir de cette fréquence qui est d'autant plus élevée que  $r$  est important, les courbes calculées de façon exacte montrent une décroissance selon une pente de 20 dB par décade et rejoignent les courbes calculées, pour la même valeur de  $r$ , à l'aide de l'expression approchée (2-57).

D'une façon générale, l'existence d'un joint de résistance non nulle a donc pour conséquence de déplacer la courbe vers de plus hautes fréquences, provoquant ainsi une dégradation du blindage électromagnétique. L'expression du filtre passe-bas du premier ordre (2-56) issue du calcul approché du moment dipolaire peut aider à illustrer simplement

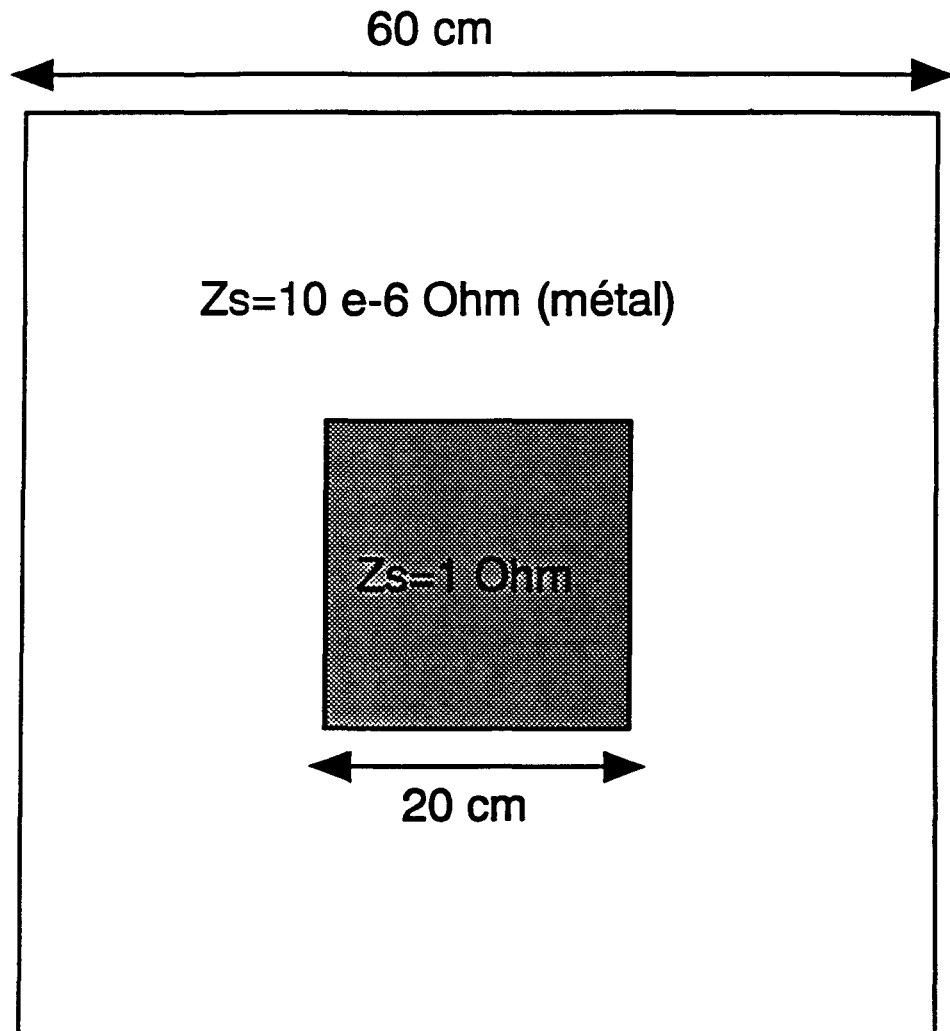
ce comportement. L'expression (2-58) de la fréquence de coupure  $f_m$  du filtre passe-bas peut se décomposer en deux termes, l'un associé uniquement à l'impédance de surface  $Z_s$  du matériau, l'autre apparaissant comme un facteur multiplicatif du précédent et faisant intervenir la résistance  $R_c$  de contact du joint. Plus la valeur de  $R_c$  est importante, plus la fréquence de coupure  $f_m$  du filtre passe-bas se décale vers les hautes fréquences.  $R_c$  intervient dans les relations (2-58) et (2-60) par l'intermédiaire de  $r$ , rapport de  $R_c$  sur le produit de  $a$  avec  $Z_s$ . Cela suggère que la donnée de la valeur de la résistance du joint ne suffit pas à caractériser sa qualité. Seule, la comparaison de  $R_c$  avec la valeur de l'impédance de surface  $Z_s$  donne une idée de l'efficacité du blindage. D'autre part cette résistance correspond à celle qui pourrait être mesurée si le panneau est monté sur une structure. Elle fait intervenir divers paramètres tels que l'état des surfaces en contact, les dimensions et la forme de l'interface métal-composite.

On peut noter aussi que le filtre passe-bas du premier ordre est représentatif de la distribution du courant. En basse fréquence celui-ci se répartit entre le plan conducteur et l'ouverture chargée dans le rapport de leur résistance. Les courants électriques surfaciques sont presque nuls sur l'ouverture chargée. Le dipôle équivalent à l'ouverture chargée est donc identique à celui d'une ouverture libre. A plus haute fréquence, la répartition du courant est dominée par le mécanisme d'inductance mutuelle qui devient dominant. La densité de courant tend alors à devenir uniforme sur le plan conducteur et sur le matériau chargeant l'ouverture. Ce mécanisme, lié à la variation du flux du champ magnétique, croît linéairement avec la fréquence ce qui explique la pente de 20 dB par décade décrite par les courbes sur la figure 2-13.

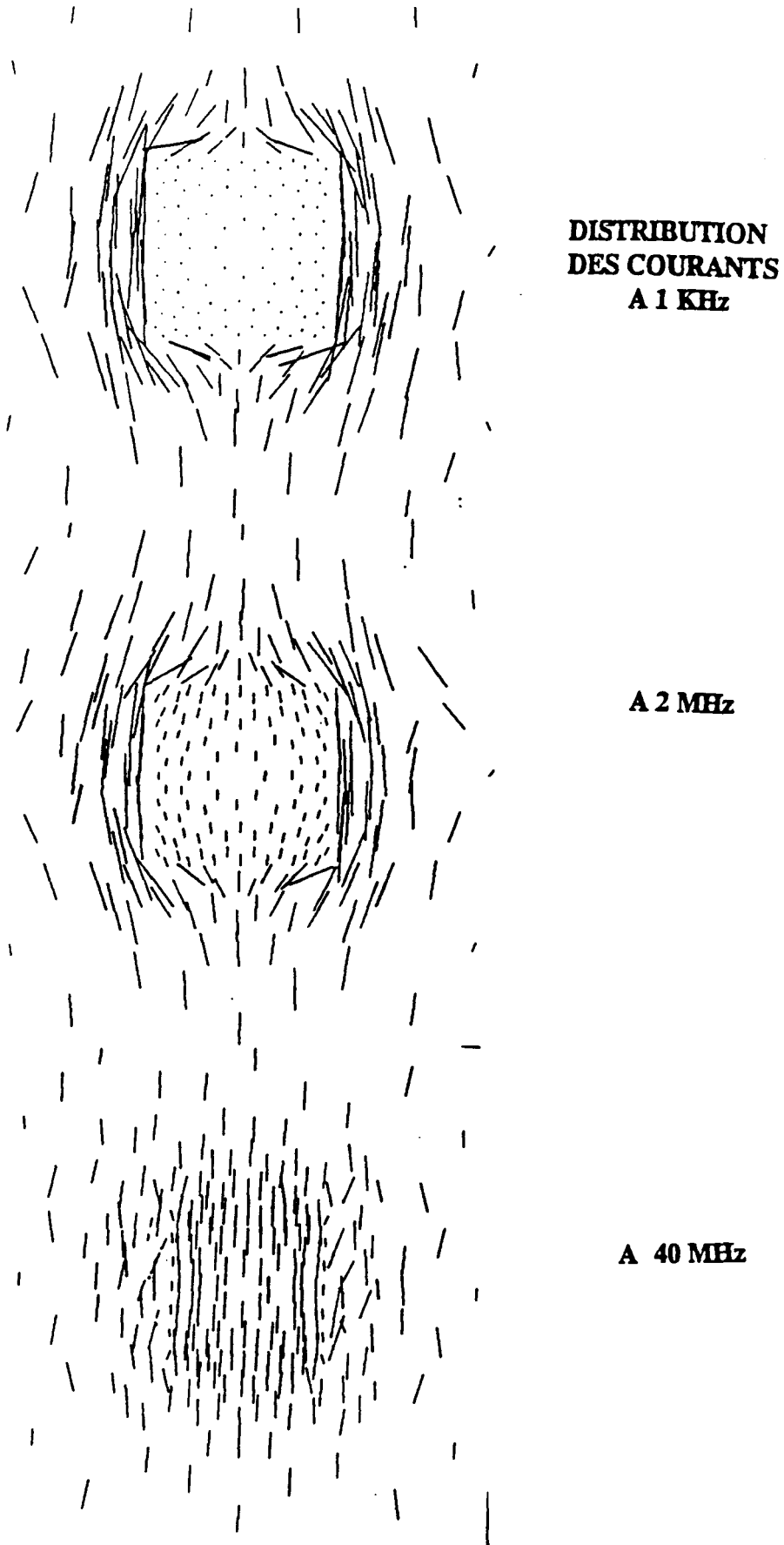
On peut chercher à rendre compte de l'évolution générale de la distribution des courants électriques en utilisant le code basé sur la méthode des moments. Cependant on se heurte à quelques problèmes de réalisation pratique. En effet les courants électriques surfaciques peuvent être calculés et visualisés pour des matériaux non parfaitement conducteurs. Ils ne peuvent l'être sur des matériaux parfaitement conducteurs car l'équation intégrale qui est résolue (1-32) contient un terme en  $1/Z_s$ . A cause de celui-ci seule la connaissance des courants magnétiques à la surface des matériaux possédant une impédance de surface non nulle est possible. Néanmoins une ouverture chargée de configuration un peu particulière peut être utilisée. On peut mailler une ouverture constituée de deux matériaux, l'un très conducteur ( $Z_s=10^{-6} \Omega$ ) et l'autre possédant une impédance de surface très inférieure

( $Z_s = 1\Omega$ ). L'ouverture est un carré de 60 cm de côté à l'intérieur duquel, un autre carré, plus petit, de 20 cm de côté possède une impédance de surface de  $1\Omega$ . Le reste de l'ouverture est affecté de l'impédance de  $10^{-6}\Omega$  (figure 2-14). Cette très faible impédance permet de considérer que la pénétration des champs électromagnétiques a lieu dans sa quasi-totalité à travers l'ouverture de 20 cm d'impédance nettement plus élevée. La distribution des courants pour 3 fréquences a été tracée figure 2-15. La première de ces fréquences (1 kHz) est inférieure à la fréquence de coupure associée à l'ouverture chargée de 20 cm (2,6 MHz), la deuxième du même ordre de grandeur (2 MHz), la troisième (40 MHz) supérieure. La figure 2-15a correspond à une fréquence pour laquelle le dipôle associé à l'ouverture chargée a une valeur très proche de celui de l'ouverture libre. Les courants (figure 2-15a) n'ont une valeur significative que sur la partie représentant le plan métallique. Lorsque la fréquence augmente, la densité des courants tend à devenir uniforme sur les deux surfaces d'impédance différente (figure 2-15b, figure 2-15c). La différence entre métal et matériau non parfaitement conducteur s'estompe. Les courants de Foucault conduisent ainsi à un blindage de la structure. Dans tous les cas, la distribution des courants devrait être parfaitement symétrique par rapport aux axes de l'ouverture. Les figures 2-15 n'en présentent pas une telle symétrie car le maillage généré ne l'est pas.

On peut noter aussi que le filtre passe-bas du premier ordre est représentatif de la distribution du courant. En basse fréquence celui-ci se répartit entre le plan conducteur et l'ouverture chargée dans le rapport de leur résistance. Les courants électriques surfaciques sont presque nuls sur l'ouverture chargée. Le dipôle équivalent à l'ouverture chargée est donc identique à celui d'une ouverture libre. A plus haute fréquence, la répartition du courant est dominée par le mécanisme d'inductance mutuelle qui devient dominant. La densité de courant tend alors à devenir uniforme sur le plan conducteur et sur le matériau chargeant l'ouverture. Ce mécanisme, lié à la variation du flux du champ magnétique, croît linéairement avec la fréquence, ce qui explique la pente de 20 dB par décade décrite par les courbes sur la figure 2-13.



*Fig 2.14 Sch\u00e9ma de l'ouverture constitu\u00e9e des deux mat\u00e9riaux pour la visualisation de courants \u00e9lectriques autour de la partie diffractante*



*Fig 2. 15 Distributions des courants autour et sur l'ouverture chargée pour 3 fréquences*

### 2.4.3.2. Expression du dipôle électrique équivalent à une ouverture chargée

En faisant les mêmes hypothèses qui ont présidé aux calculs du dipôle magnétique, on peut trouver dans [30] une expression du moment dipolaire d'une ouverture chargée par un matériau homogène et uniforme et reliée à un plan parfaitement conducteur par un joint de résistance uniforme. En utilisant les mêmes notations que précédemment, le moment dipolaire  $P_e$ , équivalent à une telle ouverture, s'écrit :

$$\vec{P}_e = \vec{P}_{e0} j \frac{f}{f_{e0}} \quad (2-66)$$

$\vec{P}_{e0}$  est le moment dipolaire équivalent à l'ouverture libre.

$f_{e0}$  est une fréquence caractéristique qui dépend de l'impédance de surface  $Z_s$  et de la résistance de contact  $R_c$  selon la relation :

$$f_{e0} = \frac{3}{(16 \epsilon_0 Z_s a (1+r))} \quad (2-67)$$

$$\text{avec } r = \frac{R_c}{aZ_s}$$

On remarque que le facteur multiplicatif  $(1+r)$  où intervient le terme  $R_c$  est le même que pour la relation (2-57) donnant la fréquence de coupure  $f_m$ .

La relation (2-67) est une expression approchée du moment dipolaire électrique. Contrairement au cas du dipôle magnétique, il n'a pas été trouvé dans la littérature scientifique une expression exacte du moment dipolaire électrique .

Une autre remarque est à faire. D'après la relation (2-66), l'atténuation augmente constamment avec la fréquence. Mathématiquement, il existe donc une fréquence, en fait  $f_{e0}$ , pour laquelle le moment dipolaire de l'ouverture libre et de l'ouverture chargée sont égaux. Ainsi pour une ouverture circulaire de 1 m de rayon et chargée par un matériau de  $1 \Omega$ , la fréquence  $f_{e0}$  est égale à 21 GHz. Or, la relation (2-66) est applicable dans le domaine quasi-statique c'est-à-dire pour des longueurs d'onde inférieures au rayon de l'ouverture ce qui correspond à des fréquences inférieures à 0,3 GHz. Donc, si on se limite

à l'approximation quasi-statique, la relation 2-66 ne peut donner à aucun cas un moment dipolaire pour l'ouverture chargée, supérieur à celui de l'ouverture libre.

## 2.5. Résultats numériques obtenus grâce à la Méthode des Moments

### 2.5.1 Représentation des joints

On peut retrouver les résultats analytiques exposés précédemment en utilisant le code numérique basé sur la Méthode des Moments. Comme on l'a vu au paragraphe 2.4.3.2, le joint représente seulement une résistance de contact et est donc infiniment mince. Il est caractérisé par sa résistance de contact  $R_c$  exprimé en Ohm-mètre. Ce paramètre ne peut être pris en compte directement par l'équation intégrale que résout ce code (voir chapitre 1). Seuls peuvent être modélisés des matériaux définis par leur impédance de surface  $Z_s$ . C'est pourquoi le joint sera représenté par un cadre entourant l'ouverture chargée. La largeur du cadre est choisie la plus petite possible, permise par le mailleur, 1mm. Le maillage surfacique utilisé permet de privilégier des zones qui sont représentées très finement. Les perturbations qui peuvent être produites par la diffraction à travers une fente de largeur trop importante sont ainsi diminuées. Le cadre qui entoure l'ouverture sera dotée d'une impédance de surface  $Z_c$ . Il va être montré que l'on peut relier cette impédance de surface à la résistance de contact  $R_c$ , terme qui apparaît dans les relations analytiques de Casey.

On considère le panneau montré figure 2-16, où une zone de jonction représentée par une bande de largeur  $w$  borde une ouverture de forme carrée. Quand cette bande est traversée par un courant  $J_s$ , il apparaît une différence de potentiel  $V$  à ces bornes :

$$V = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (2-68)$$

Le champ électrique sur la jonction s'écrit  $E = Z_c J_s$ .

$$\text{On a donc } V = Z_c w J_s \quad (2-69)$$

$R_c$  et  $Z_c$  sont alors reliés par la relation :

$$R_c = Z_c w \quad (2-70)$$

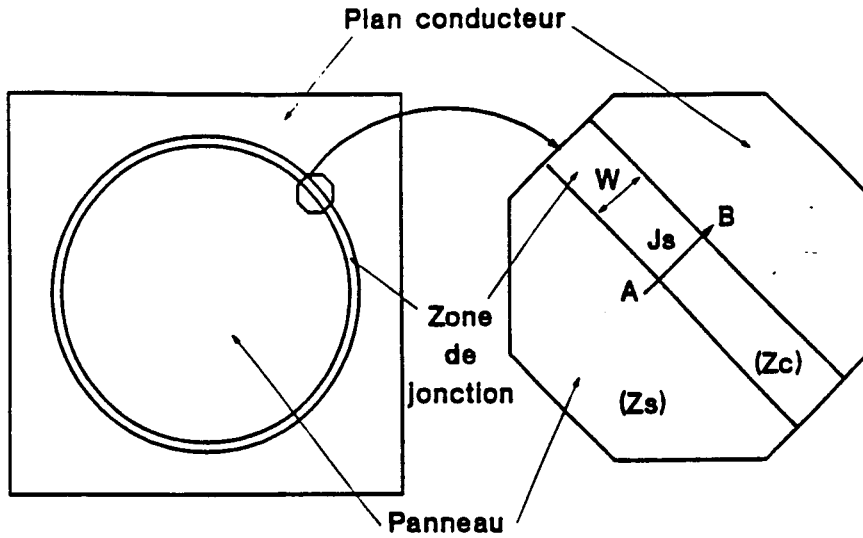


Fig. 2-16 Modélisation surfacique de l'impédance de contact

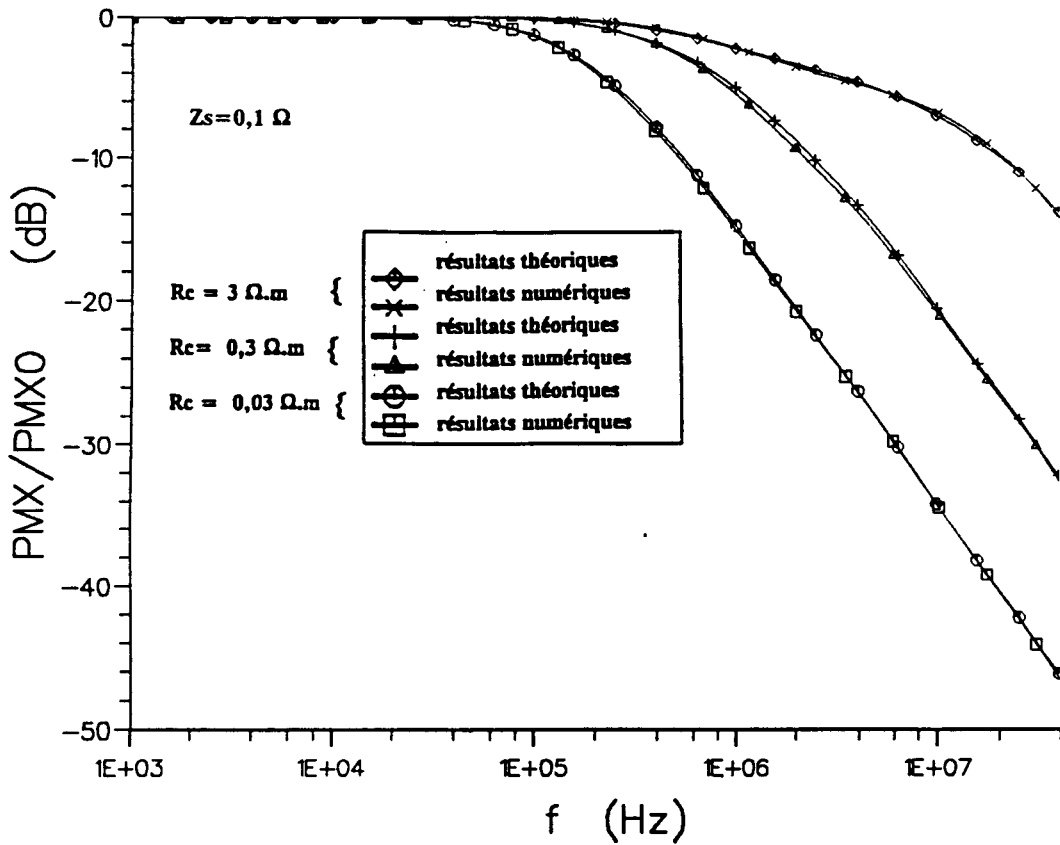


Fig 2-17 Comparaison entre les résultats analytiques et numériques pour l'atténuation du moment dipolaire



On a donc remplacé un problème discontinu par une situation qui peut être facilement résolue par le code de calcul en considérant une ouverture chargée dotée de deux matériaux d'impédances de surface différentes.

### 2.5.2. Dipôle magnétique

La figure 2-17 montre une comparaison entre les deux courbes représentant l'évolution fréquentielle de l'atténuation des moments dipolaires, l'une issue de la relation analytique exacte (2-59), l'autre tracée à partir des résultats du code numérique. L'ouverture est un carré de 54 cm de côté. L'onde incidente est telle que le champ magnétique soit parallèle à l'un des côtés de l'ouverture. La valeur de l'impédance de surface est de 0,1 Ohm et trois valeurs de résistance de contact  $R_c$  ont été choisies 0,03  $\Omega$ -m, 0,3  $\Omega$ -m et 3  $\Omega$ -m. Ces dernières correspondent à des rapports  $R_c/aZ_s$  de 1, 10, et 100 et peuvent être associées à des joints de qualité décroissante. On peut constater un très bon accord entre les calculs théoriques et numériques, ce qui permet de valider le code numérique utilisé. En particulier il permet de retrouver avec une très bonne précision les résultats donnés par la relation exacte de Casey pour un rapport de  $R_c/aZ_s$  de 100 pour lequel la courbe d'atténuation atteint très tardivement une décroissance de 20 dB par décade et a auparavant une décroissance de pente variable.

### 2.5.3. Calcul des champs magnétiques rayonnés par l'ouverture

Si on désire obtenir le champ pour un point situé loin de l'ouverture, c'est-à-dire à une distance grande devant les dimensions de celle-ci, il suffit alors d'utiliser les relations (2-26) à (2-29), en remplaçant l'expression du moment dipolaire de l'ouverture libre par celui de l'ouverture chargée. En particulier, après un bref calcul, il apparaît que l'atténuation du champ magnétique en un point situé sur l'axe de l'ouverture est identique à l'atténuation dipolaire. Il n'en est pas de même pour des points toujours situés sur l'axe, mais non en zone dipolaire. Pour le montrer, on a considéré une ouverture carrée de 54 cm de côté, chargée avec une impédance de 1  $\Omega$ . L'atténuation du champ magnétique en des points sur l'axe de l'ouverture à des distances décroissantes de celle-ci (1m, 20 cm, 5 cm) est

comparée avec l'atténuation dipolaire figure 2-18. Plus la distance du point de calcul au centre de l'ouverture diminue, plus les courbes d'atténuation s'éloignent du filtre passe-bas de premier ordre représentatif de l'atténuation dipolaire. Il n'y a pas de translation des courbes vers les hautes et basses fréquences. Elles sont confondues jusqu'à une certaine fréquence avec le filtre passe-bas pour décroître ensuite selon une pente supérieure à 20 dB par décade. Cette pente est d'autant plus importante que le point est proche de l'ouverture montrant que l'utilisation du filtre passe-bas conduira à sous-estimer le blindage électromagnétique dans ce cas. En effet, l'atténuation dipolaire correspond à celle du champ magnétique pour un point infiniment éloigné de l'ouverture. Ce point est équidistant de tous les courants générés à la surface de l'ouverture. Au contraire pour un point proche du centre de l'ouverture, même situé sur l'axe, les courants n'ont pas la même importance. Ainsi il subira moins l'influence des courants existant sur les bords que ceux plus centraux. Ceci explique pourquoi l'atténuation du champ magnétique dépend de la distance du point de calcul. La position de ce point de calcul par rapport à l'axe influence aussi la valeur de l'atténuation du champ magnétique. Pour des points situés toujours à 5 cm de l'ouverture, mais de part et d'autre de son axe (figure 2-19) à 18 cm de celui-ci, l'atténuation du champ magnétique a été calculée grâce au code numérique. La comparaison avec le point placé à la même distance mais sur l'axe est montrée figure 2-20. Le calcul des champs pour les points décentrés donne une atténuation plus importante.

Il est aussi intéressant de connaître l'erreur introduite sur les amplitudes des champs magnétiques calculés proches de l'ouverture. La figure 2-21 offre une comparaison entre un calcul analytique et numérique du champ magnétique diffracté en des points situés sur l'axe d'une ouverture circulaire de 20 cm de rayon. Près de l'ouverture, les résultats analytiques conduisent à une surestimation du champ magnétique rayonné et divergent pour un point situé sur l'ouverture. Les deux courbes issues des types de calcul se confondent pour une distance de l'ordre de 20 cm du centre de l'ouverture. On retrouve un résultat déjà énoncé : l'approximation dipolaire peut être appliquée pour des distances supérieures ou égales au rayon de l'ouverture, c'est-à-dire correspondant aux dimensions caractéristiques de l'objet diffractant.

Il est possible comme on l'a vu précédemment, de visualiser la distribution des courants électriques à la surface de l'ouverture. A partir de celle-ci on peut obtenir la carte des champs électriques tangentiels grâce à la relation  $E_{tg} = Z_S J_S$ .

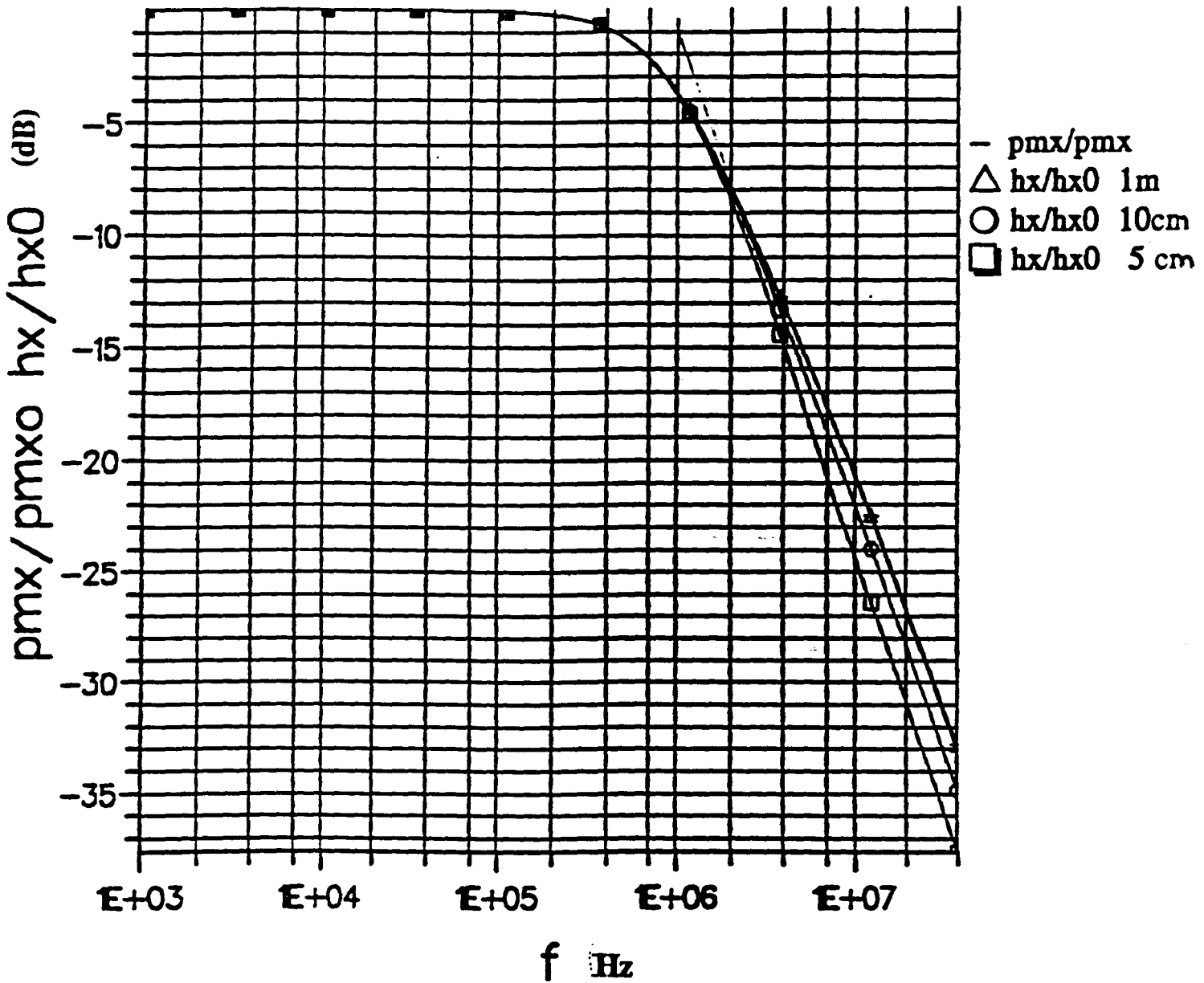


Fig 2.18 Atténuation du champ magnétique en fonction de la distance pour des points situés sur l'axe

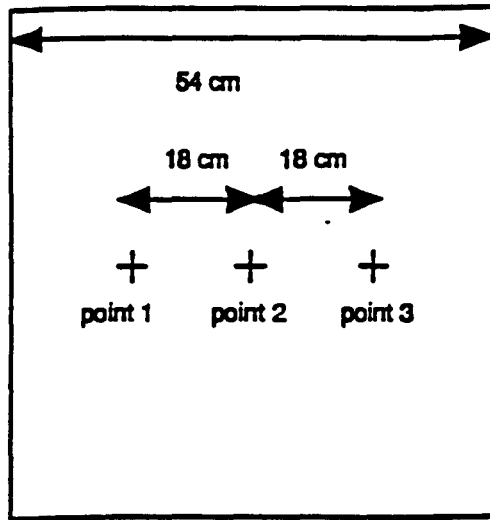


Fig 2.19 Emplacement des 3 points de calculs

Les points sont dans un plan parallèle à l'ouverture à 5 cm de celle-ci

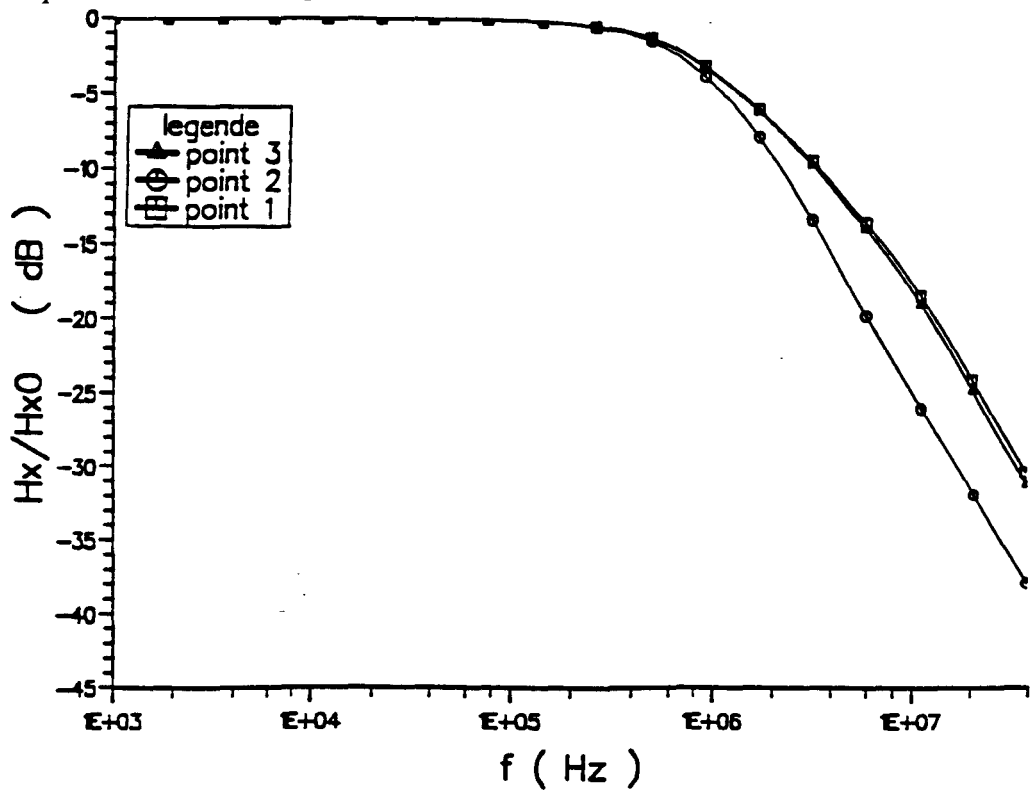
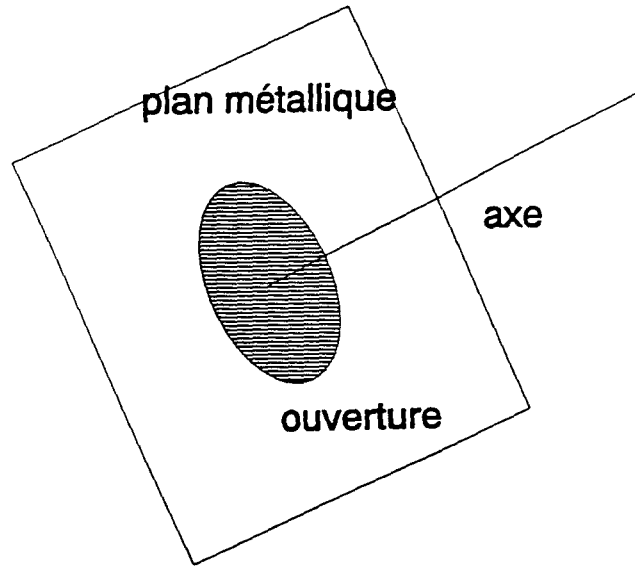
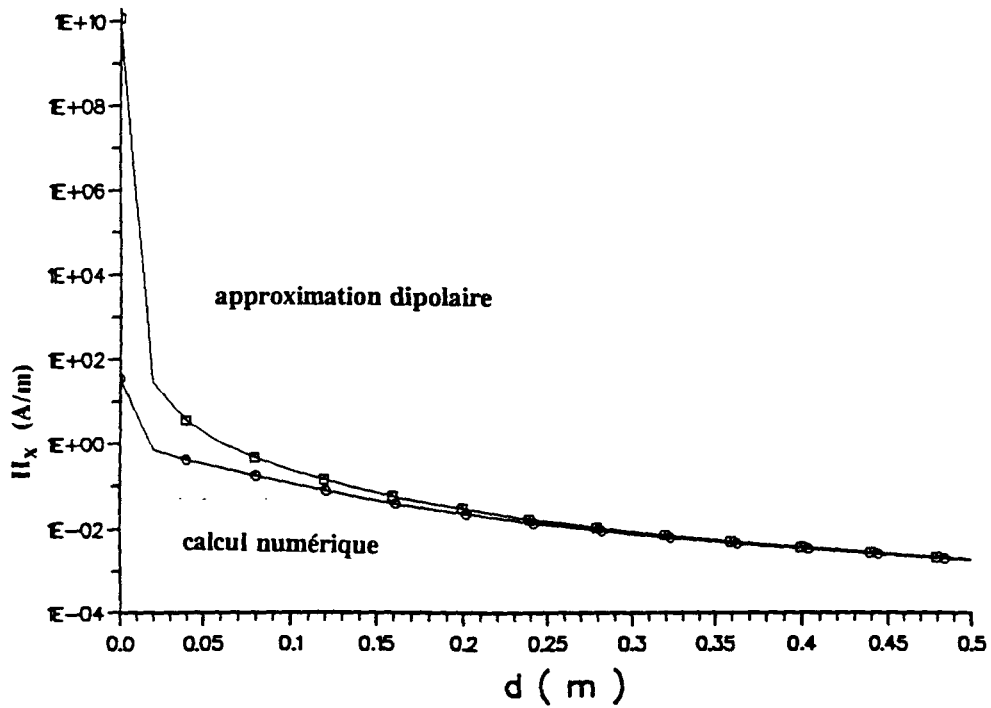


Fig. 2.20 Comparaison entre les atténuations du champ magnétique pour un point centré sur l'axe de l'ouverture et des points décentrés



*Géométrie utilisée pour le calcul*



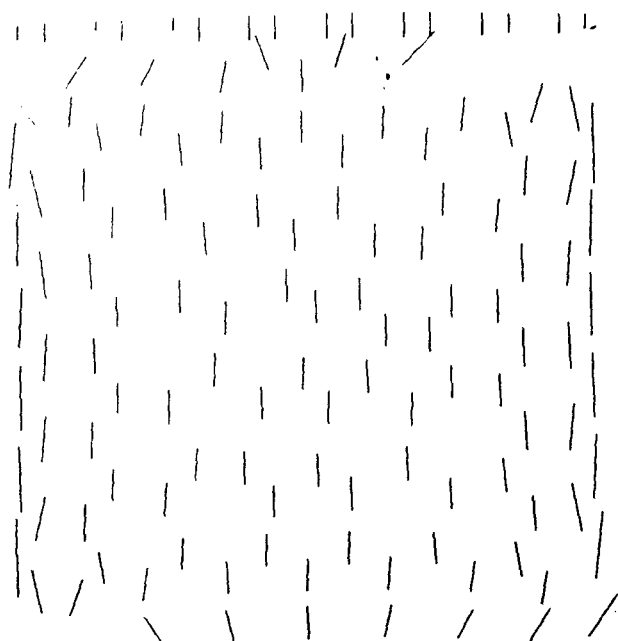
*Fig. 2.21 Amplitude du champ diffracté*

*Comparaison entre le calcul numérique et l'approximation dipolaire pour des points situés sur son axe à une distance croissante de l'ouverture*

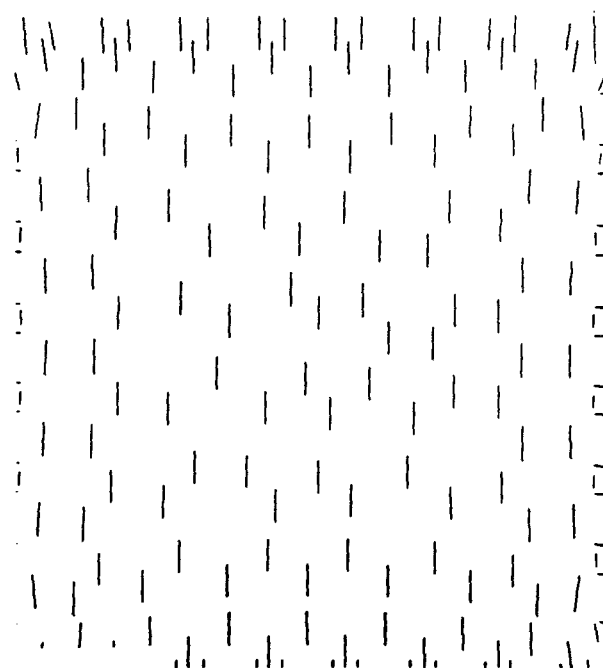
Ces deux types de représentation peuvent aider à rendre compte les perturbations occasionnées par un joint de résistance non nulle. Il faut préciser que les cartes de répartition des courants ou des champs électriques n'ont pas la même échelle. L'amplitude des vecteurs a été normalisée par rapport à la valeur maximum correspondante à chacun des cas présentés.

Les figures 2-22a et 2-22b montrent les distributions des courants respectivement pour une ouverture de  $0,1 \Omega$  et une autre de même impédance de surface mais bordée par un joint de résistance de contact de  $0,3 \Omega\text{-m}$ . La continuité du courant à la traversée du joint fait que les deux représentations sont identiques. Par contre, il en est autrement pour la composante tangentielle du champ électrique. La condition  $E_{tg} = Z_C J_S$  à la surface du cadre simulant le joint augmente grandement le champ électrique à l'interface ouverture chargée-métal car  $Z_C$  est très supérieur à  $Z_S$  (figures 2-23a et 2-23b). On voit bien ainsi que la présence du joint crée des différences de potentiel importantes qui sont à l'origine de champs électromagnétiques perturbateurs.

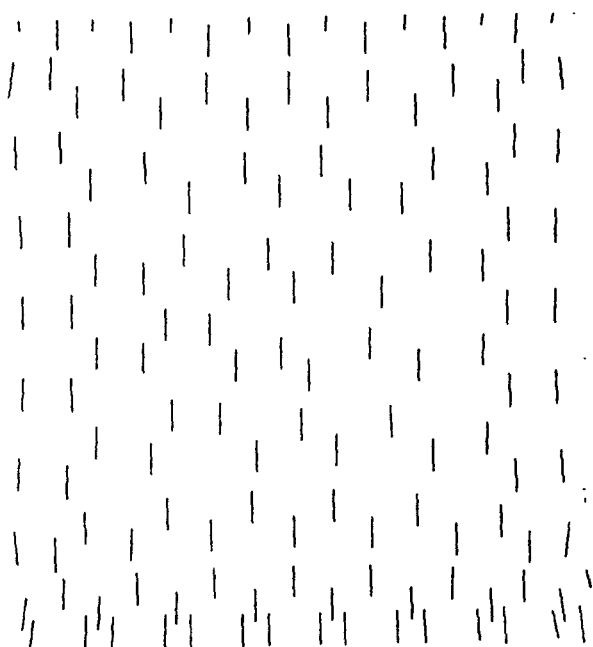
Une autre façon de rendre compte de l'influence de la présence du joint est de tracer la répartition des champs magnétiques diffractés pour les deux ouvertures précédentes (avec et sans joint) dans un plan parallèle à celles-ci (figure 2-24a). Les figures 2-24b et 2-24c représentent la composante tangentielle des champs magnétiques diffractés dans un plan situé à 5cm de l'ouverture respectivement pour l'ouverture chargée sans joint et celle dotée du joint de résistance de  $0,3 \Omega\text{-m}$ . L'ouverture est toujours un carré de 54 cm de côté. La fréquence de calcul, 2 MHz est supérieure aux fréquences de coupure des deux ouvertures. Les deux figures ont été réalisées avec les mêmes échelles de couleur ce qui permet de comparer facilement les intensités des champs diffractés. Il apparaît qu'une résistance de contact non nulle provoque une augmentation générale des champs rayonnés par l'ouverture. Cet effet est d'autant plus important pour une zone située près du bord de l'ouverture, essentiellement le long des côtés traversés perpendiculairement par les courants électriques. La forme de la figure de diffraction varie avec la distance du plan de calcul. La figure 2-25 montre les résultats des calculs pour un plan à 20 cm de l'ouverture doté du joint à la même fréquence 2 MHz. L'intensité des champs magnétiques diminue avec la distance, mais leur répartition a changé, affectant ici l'apparence d'une ellipse.



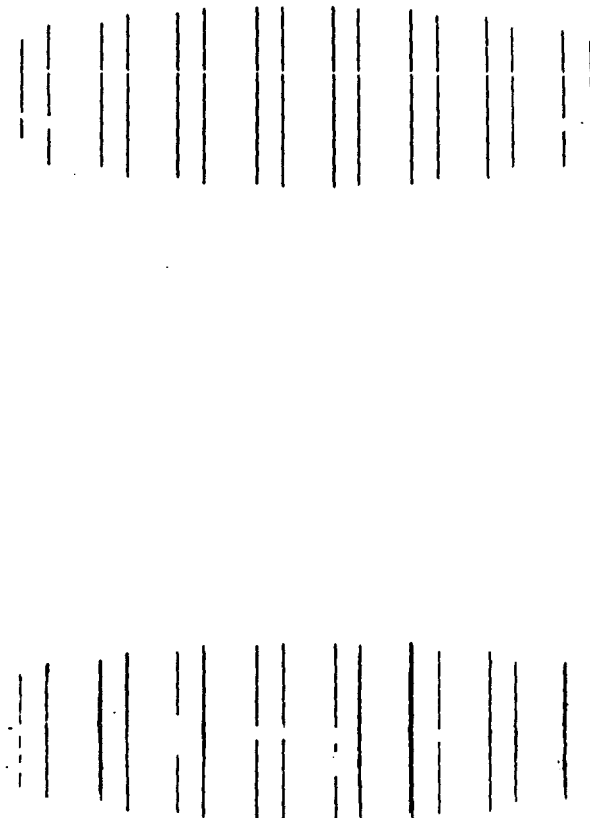
*Fig 2.22a Distribution des courants*  
 $Z_s = 0,1 \Omega$  joint parfait



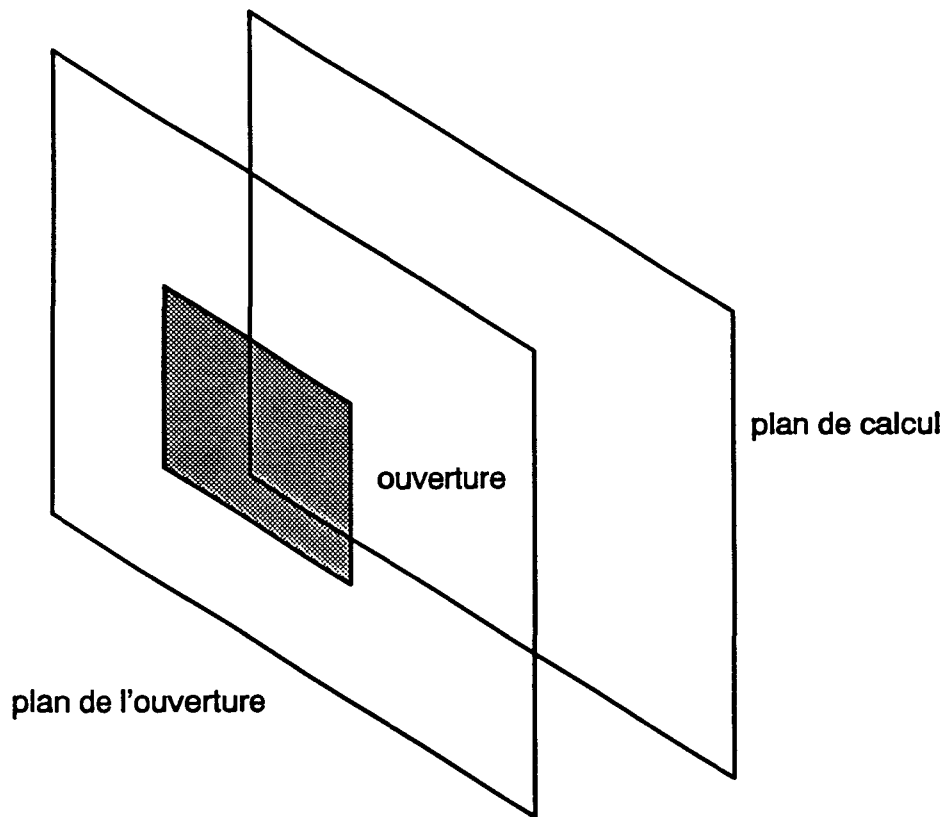
*Fig 2.22a Distribution des courants*  
 $Z_s = 0,1 \Omega R_c = 0,3 \Omega.m$



*Fig 2.23a Carte des champs tangents*  
 $Z_s = 0,1 \Omega$  joint parfait

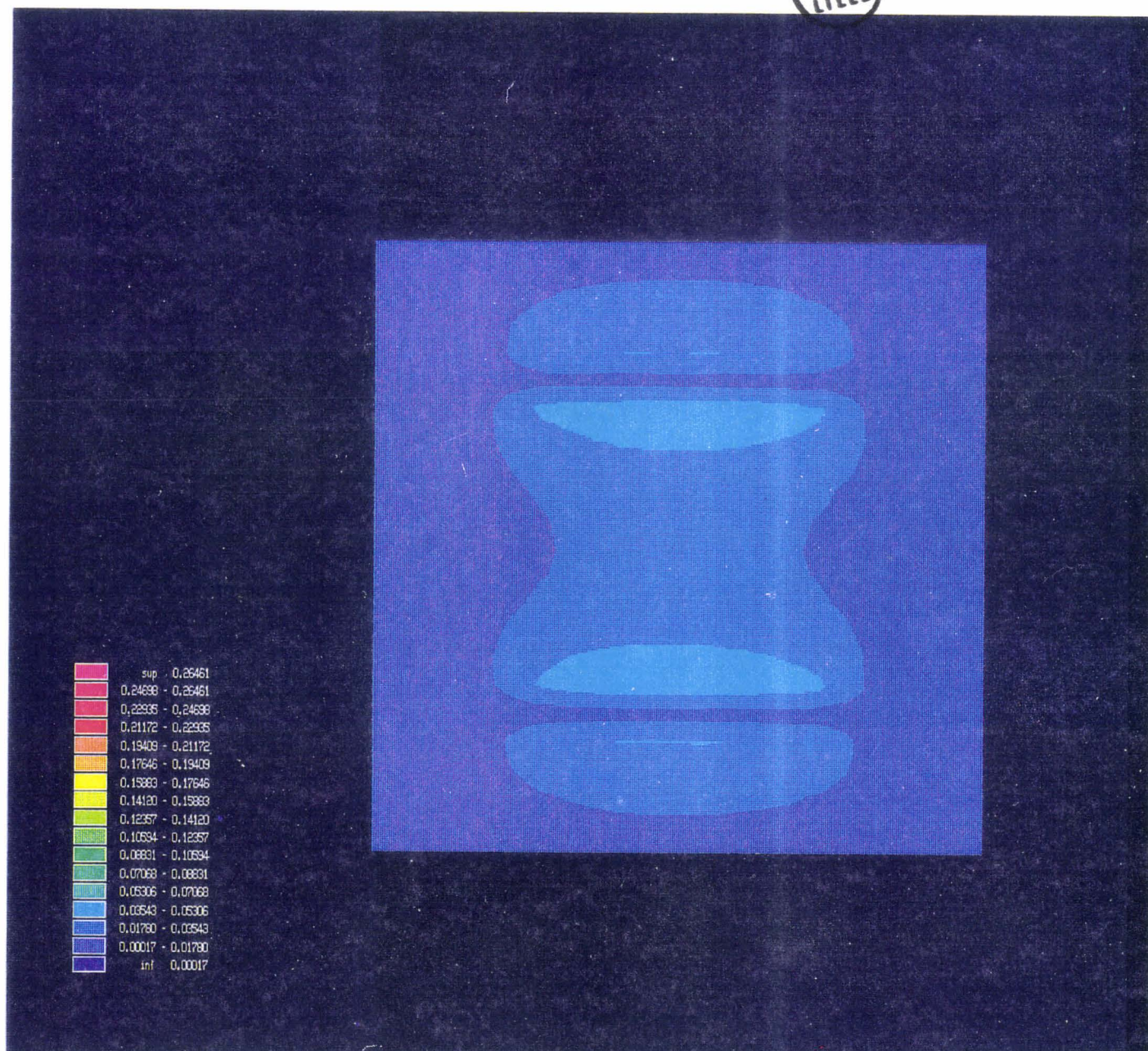


*Fig 2.23b Carte des champs tangents*  
 $Z_s = 0,1 \Omega R_c = 0,3 \Omega.m$



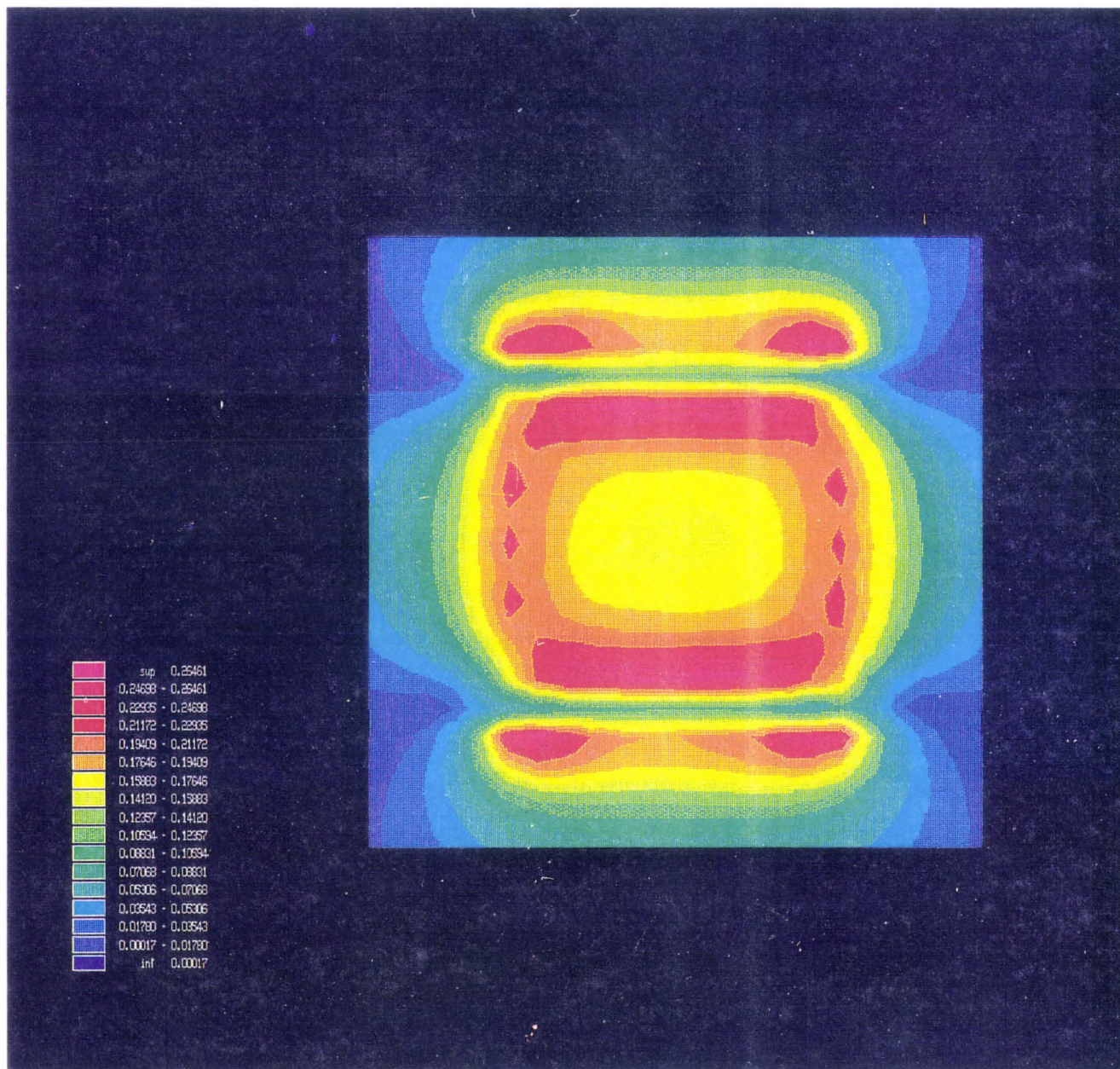
*Fig. 2.24a Position du plan de calcul*





*Fig 2.24b Répartition des intensités des champs magnétiques pour une ouverture chargée sans joint dans un plan à 5 cm de celle-ci*





*Fig 2.24c Répartition des intensités des champs magnétiques pour une ouverture chargée avec joint ( $R_c=0,3 \Omega.m$ ) dans un plan à 5 cm de celle-ci*

1000

1000



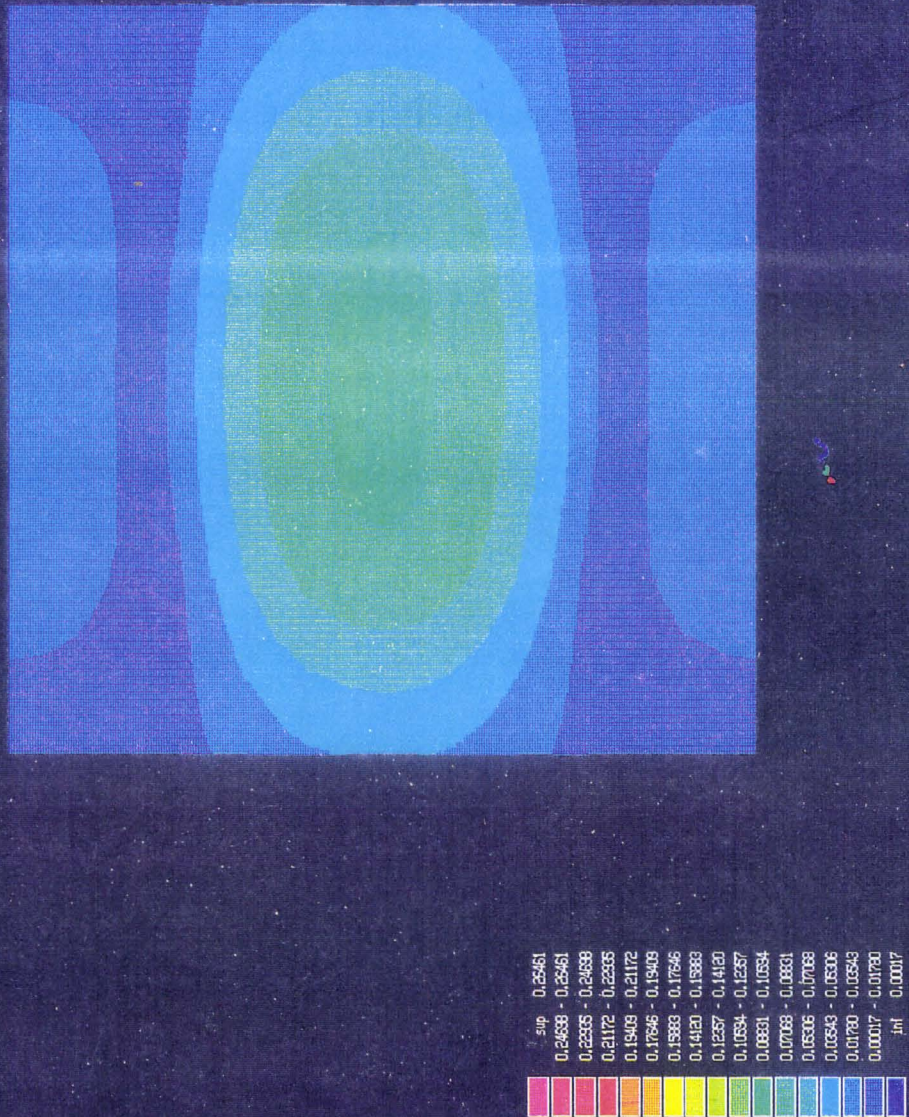


Fig 2.25 Répartition des intensités des champs magnétiques pour une ouverture chargée sans joint dans un plan à 20cm de celle-ci



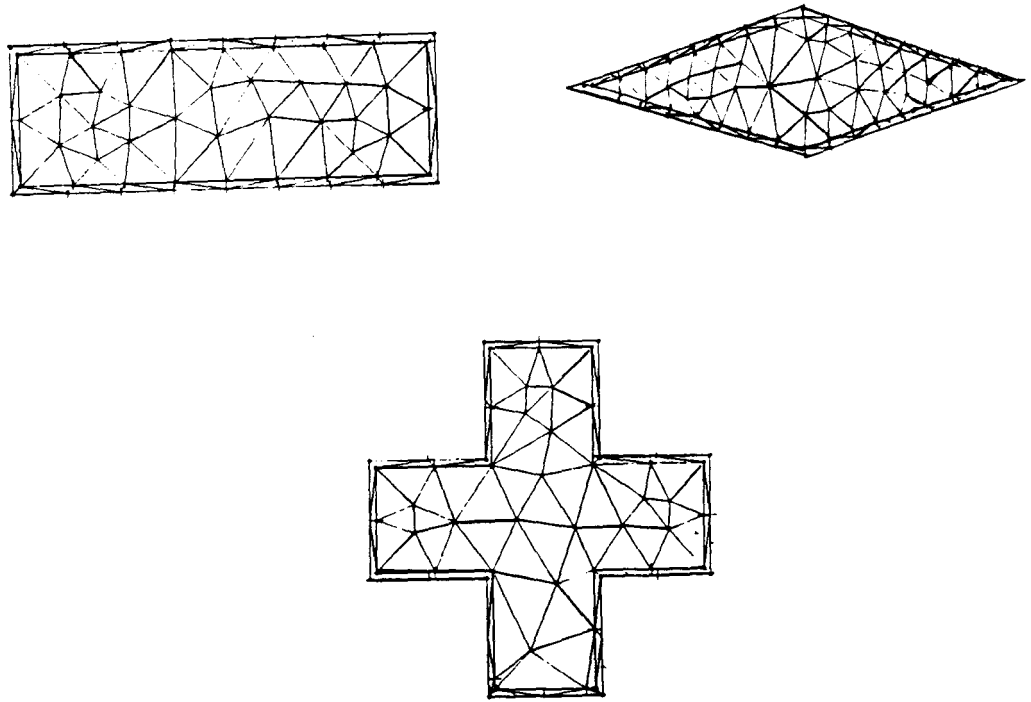


Fig. 2.26 Forme des diverses ouvertures utilisées.

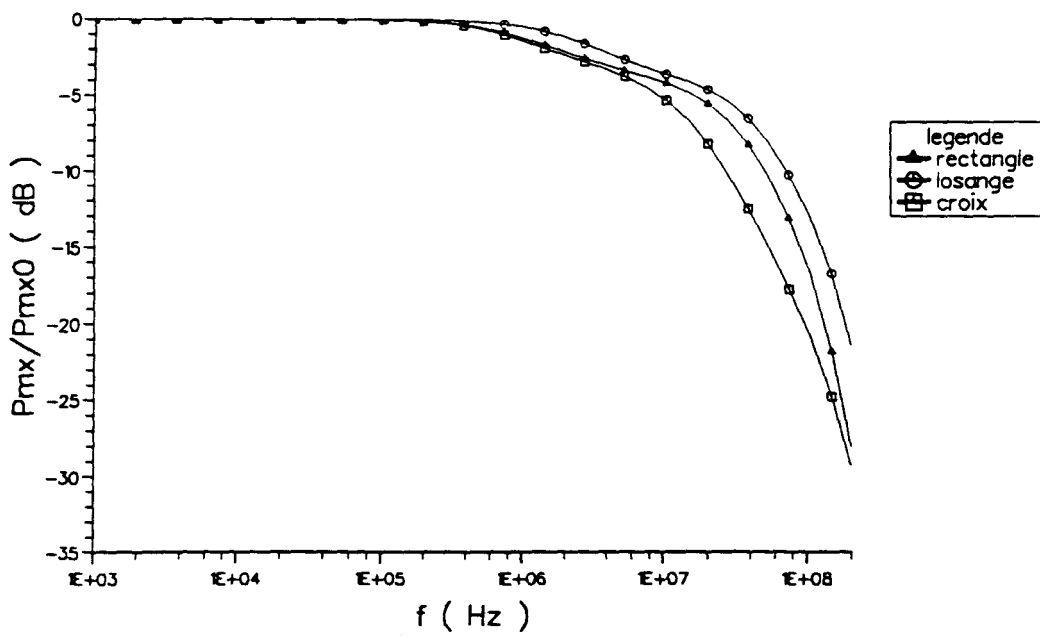


Fig 2.27 Influence de la forme sur l'atténuation dipolaire.





### 2.5.4. Influence de la forme de l'ouverture

L'utilisation d'un code numérique peut aussi s'avérer indispensable pour le calcul d'atténuation dipolaire d'ouvertures différentes pour lesquelles il n'existe pas de formules analytiques. En effet, la polarisabilité d'une ouverture chargée dépend de ses dimensions mais aussi fortement de la forme. Pour le mettre en évidence on a choisi de calculer numériquement les atténuations dipolaires d'un rectangle, d'un losange et d'une ouverture cruciforme doté de la même impédance de contact ( $0,1\Omega$ ) et bordé par un joint de même résistance de contact ( $0,3 \Omega\cdot m$ ). La polarisabilité des ouvertures libres associées avait déjà fait l'objet de calculs numériques comme il a été évoqué dans le paragraphe 2.3.1. La figure 2-26 montre les différents maillages utilisés pour chacune de ces ouvertures. Leurs atténuations dipolaires, comparées figure 2-27, varient selon la forme de l'ouverture. On peut remarquer que l'ouverture de superficie plus importante possède la plus petite atténuation. De plus, il apparait ici que la connaissance de la résistance de contact ne suffit pas entièrement à caractériser le joint du point de vue électromagnétique, la forme de l'ouverture étant un des paramètres dont la prise en compte est nécessaire.

## 2.6. Représentation des joints dans les codes basés sur les Différences Finies

### 2.6.1. Présentation du problème

Tous les calculs numériques faits précédemment ont été effectués grâce à un code basé sur la Méthode des Moments calculant dans le domaine fréquentiel. Son utilisation est bien adaptée à l'étude de la diffraction à travers une ouverture chargée: les relations analytiques existantes écrites dans le domaine fréquentiel, montrent que pour une ouverture chargée, le moment dipolaire a une évolution très différente à basse et haute fréquence. Mais il peut être intéressant d'étudier la perturbation occasionnée par une impulsion ou un transitoire engendrés par exemple par la foudre ou d'autres sources naturelles ou artificielles. Le calcul temporel des signaux sur des structures complexes peut être effectué à l'aide de codes basés sur la méthode des Différences Finies. Dans ce cas, l'espace entier comprenant la structure et son environnement, est maillé dans les trois directions. Ce type

de maillage rend impossible la prise en compte d'éléments dont la dimension est inférieure à la taille de la maille.

A titre d'exemple on peut citer la modélisation de la diffraction à travers une fente mince avec un code basé sur les différences finies et qui a été abordé dans [31] et [32].

Dans ce paragraphe, on s'intéressera à la description des joints "infiniment minces" représentatif d'une impédance de contact. On ne peut pas adopter comme représentation du joint un cadre de largeur de 1 mm comme précédemment pour la Méthode des Moments. En effet, l'ensemble du maillage devra alors être constitué d'un très grand nombre de mailles de largeur très faible, proche de 1 mm. Le temps de calcul pourra s'avérer ainsi très important et la capacité en mémoire de certains ordinateurs n'être pas suffisante. Le cadre représentant le joint sera donc doté d'une largeur qui sera non négligeable par rapport aux dimensions de l'ouverture, ayant pour conséquence une erreur sur l'estimation du champ diffracté par l'ouverture. Une étude paramétrique de l'erreur ainsi introduite va donc être entreprise à l'aide du code basé sur la Méthode des Moments. On peut ainsi faire varier de façon continue la largeur du cadre ce qui serait impossible à faire en utilisant le code basé sur la méthode des Différences Finies.

## **2.6.2. Etude paramétrique de l'effet de la largeur du cadre à l'aide du code basé sur la Méthode des Moments**

### **2.6.2.1. Etude du dipôle magnétique**

Deux représentations d'un joint entourant l'ouverture peuvent être choisies : La première par un cadre extérieur à celle-ci (figure 2-28) comporte l'avantage de ne pas changer la surface couverte par le matériau chargeant l'ouverture. Une deuxième utilisant un cadre intérieur à l'ouverture (figure 2-29) ne modifie pas les dimensions totales de celle-ci, mais diminue la superficie occupée par le matériau seul. On va examiner dans un premier temps les conséquences de la présence d'un cadre extérieur. Le matériau constituant la trappe fermant l'ouverture est définie par une impédance de surface  $Z_S$ . Le cadre d'une largeur  $w$  est doté d'une impédance de surface  $Z_C$ , rapport de la résistance de contact  $R_C$  sur la largeur  $w$ . Le cadre entoure une ouverture carrée de 54 cm de côté.  $R_C$  et  $Z_S$  restent inchangés et égales respectivement à 0,3 Ohm-mètre et 1 Ohm.

L'atténuation dipolaire d'une telle ouverture a été calculée pour des valeurs de  $w$  croissantes (14,4 cm, 7 cm, 1 cm, 1 mm). Les diverses atténuations des dipôles équivalents sont représentées figure 2-30. Elles sont comparées à la courbe issue du calcul exact de Casey. On voit que le cadre de 1mm est bien une bonne représentation d'un joint infiniment mince et qu'une augmentation de la largeur  $w$  provoque une translation uniforme de la courbe d'atténuation vers les basses fréquences. Le blindage électromagnétique est donc surestimé. Un cadre extérieur d'une largeur trop importante agrandit les dimensions de l'objet diffracté et provoque un décalage de la courbe d'atténuation du dipôle équivalent vers les basses fréquences.

La représentation du joint par un cadre disposé à l'intérieur de l'ouverture ne présente pas ce défaut. Les dimensions de l'objet diffractant total constitué par le matériau chargeant l'ouverture et par le joint assurant la liaison avec la structure métallique, ne changeant pas dans ce cas. De plus, il a été décidé d'apporter une modification supplémentaire par rapport au cas précédent. Le cadre est affecté d'une impédance de surface  $Z_j$  telle que , en ne changeant pas les notations précédentes :

$$Z_j = Z_s + R_c/w \quad (2-71)$$

On effectue ici, la somme de  $Z_s$  et de  $R_c/w$  car le courant qui est généré sur l'ouverture traverse le joint, puis le matériau, ces deux éléments étant ainsi, du point de vue électrique, en série.

Afin de tester la validité de cette nouvelle méthode une étude paramétrique a été menée pour une ouverture carrée de 54 cm de côté à l'aide du code basé sur la Méthode des Moments. Le matériau chargeant l'ouverture a une impédance de  $0,1 \Omega$ . La résistance de contact prend les valeurs de  $0,03 \Omega.m$ ,  $0,3 \Omega.m$  et  $3 \Omega.m$ , qui multiplient respectivement par 2, par 10 et par 100 la fréquence de coupure du filtre passe-bas associée à l'ouverture chargée de même impédance de surface mais dotée d'un joint de résistance nulle. Les calculs numériques ont été effectués pour 3 largeurs du cadre intérieur  $w$  (1 mm, 3 cm et 12cm). Le tableau 2-3, ci-après, résume les cas étudiés et donne les valeurs de  $R_c$  et  $Z_j$  avec les valeurs des fréquences de coupure  $f_c$  données par le formalisme de Casey pour un joint infiniment mince.

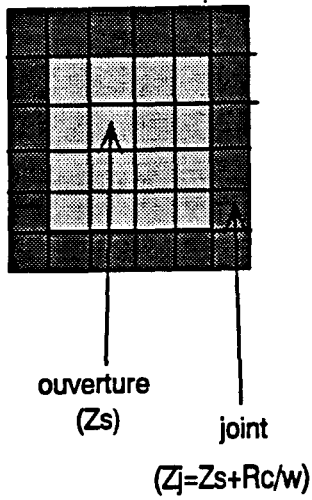


Fig 2.28

Ouverture avec cadre extérieur

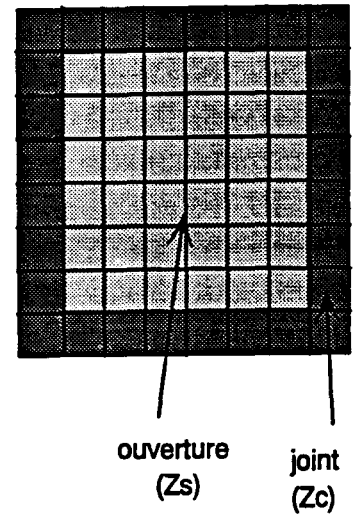
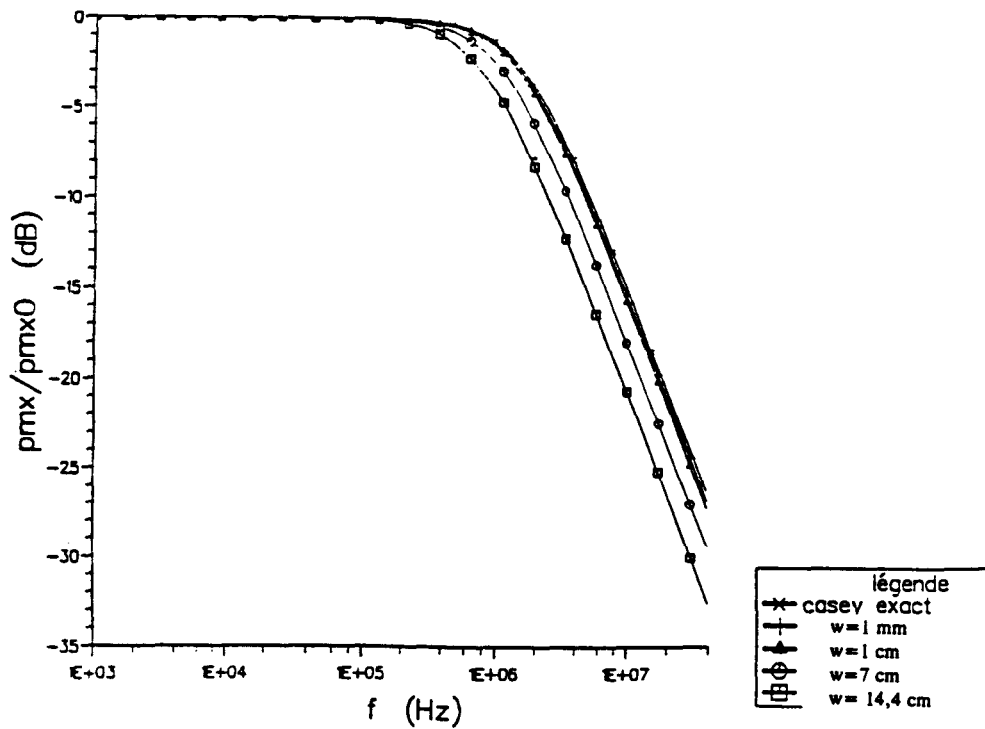


Figure 2.29

Ouverture avec cadre intérieur



pour différentes largeurs  $W$  du cadre extérieur.

Comparaison avec la relation exacte de Casey

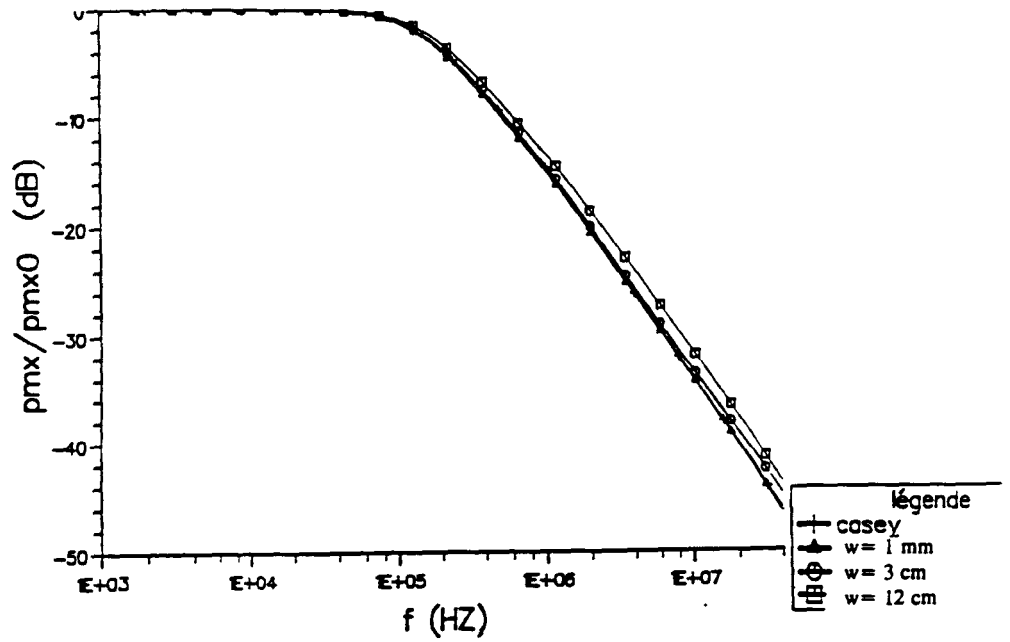


Fig 2.31 Comparaison entre les résultats numériques obtenus pour des cadres intérieurs de différentes largeurs  $W$  et la relation exacte de Casey.  $R_c = 0,03 \text{ m}\Omega$  et  $Z_s = 0,1 \Omega$

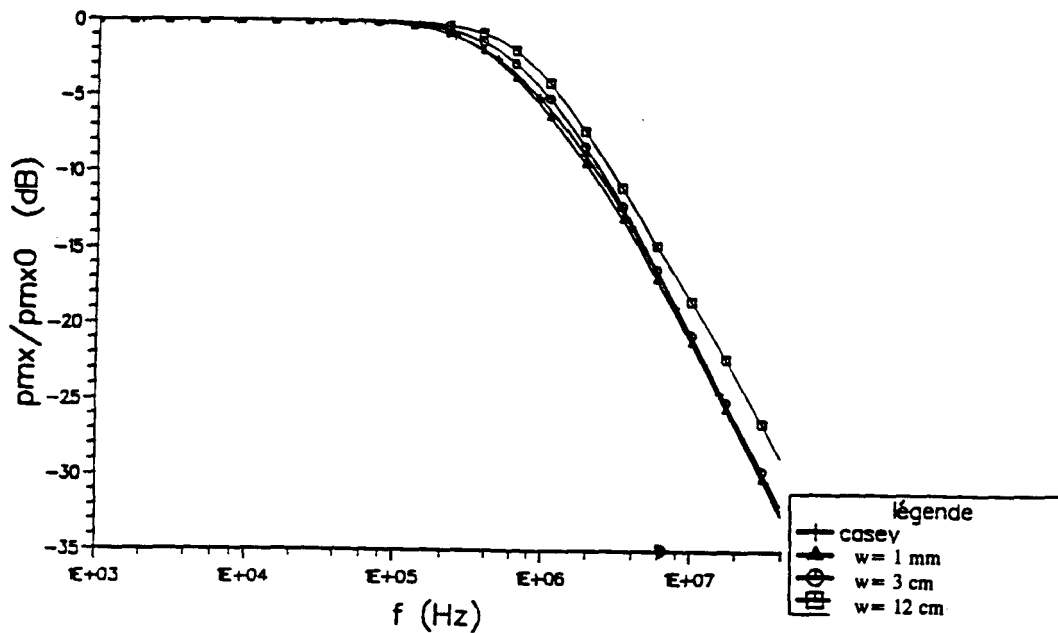


Figure 2.32 Idem que Fig 2.32, avec  $R_c = 0,3 \Omega.m$  et  $Z_s = 0,1 \Omega$

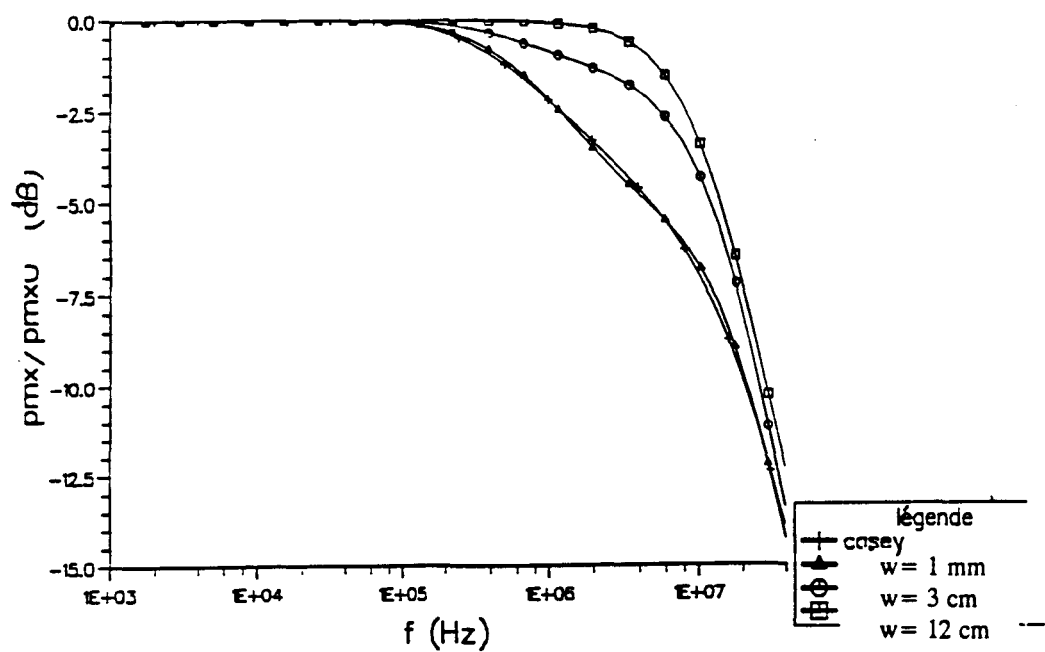


Fig. 2.33 Idem figure 2.31 avec  $R_c = 3 \Omega \cdot \text{m}$  et  $Z_s = 0,1 \Omega$

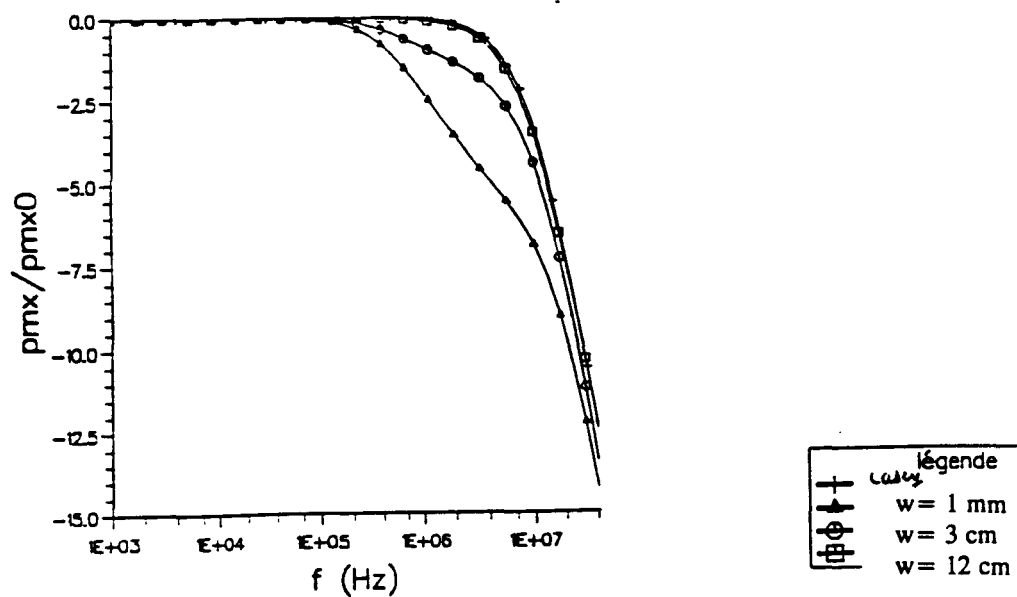


Fig 2.34. Comparaison entre les résultats numériques obtenus pour des cadres intérieurs de différentes largeurs  $W$  et la relation approchée de Casey.  $R_c = 0,03 \text{ m}\Omega$  et  $Z_s = 0,1 \Omega$

$R_c$ $w$	0,03 $\Omega$ .m	0,3 $\Omega$ .m	3 $\Omega$ .m
1 mm	$Z_c=30,4 \Omega$ $Z_j=30,5 \Omega$	$Z_c=273,6 \Omega$ $Z_j=273,7 \Omega$	$Z_c=3009,6 \Omega$ $Z_j=3009,7 \Omega$
3 cm	$Z_c=1,013 \Omega$ $Z_j=1,113 \Omega$	$Z_c=9,12 \Omega$ $Z_j=9,23 \Omega$	$Z_c=103,2 \Omega$ $Z_j=103,3 \Omega$
12 cm	$Z_c=0,253 \Omega$ $Z_j=0,353 \Omega$	$Z_c=2,28 \Omega$ $Z_j=2,38 \Omega$	$Z_c=25,08 \Omega$ $Z_j=25,28 \Omega$
$f_c$	1,96 kHz	0,98 MHz	9,8 MHz

Tableau 2-3

*Valeurs de l'impédance de surface pour les différentes largeurs de cadre extérieur*

Les figures 2-31, 2-32 et 2-33 représentent l'évolution fréquentielle des atténuations des dipôles équivalents pour les 3 valeurs  $w$  de la largeur du cadre intérieur respectivement pour  $R_c$  égale à 0,03  $\Omega$ .m, 0,3  $\Omega$ .m, 3  $\Omega$ .m. Les résultats ont été chaque fois comparés à ceux donnés par la relation exacte de Casey. Dans tous les cas, on constate encore une fois, mais ici pour un cadre intérieur, que le cadre de 1 mm permet de retrouver les résultats théoriques. Si la largeur du cadre est plus importante (3cm, 12 cm) les courbes associées sont différentes de celles observées figure 2-31 avec un cadre extérieur. En effet, l'important décalage vers les basses fréquences qu'occasionnait ce cadre extérieur n'existe plus. La modélisation du joint par un cadre intérieur provoque aussi un décalage des courbes, mais vers les hautes fréquences. Un cadre intérieur, contrairement au cadre extérieur, donne donc une atténuation plus faible que celle prévue théoriquement pour un joint traité comme infiniment mince. Le décalage des courbes augmente avec l'épaisseur du cadre. Plus le cadre est large, plus la surface qu'il occupe est importante. Celle-ci est dotée d'une impédance de surface  $Z_j$  supérieure à celle du matériau chargeant l'ouverture. L'ouverture ne changeant pas de dimensions, la partie la moins conductrice croît avec la largeur du cadre ce qui a pour conséquence de déplacer les courbes d'atténuations vers les hautes fréquences. Ainsi, au lieu de sous-estimer la perturbation, comme pour la méthode utilisant un cadre extérieur, on la surestime. L'erreur introduite est donc moins grave tant

du point de vue de la conception que de la sécurité des équipements qui peuvent être placés derrière les ouvertures. D'autre part, contrairement à la simulation avec un cadre extérieur, le décalage des courbes ne se présente pas sous la forme d'une translation uniforme pour chaque fréquence. Comme le montre les figures 2-31, 2-32 et 2-33, une partie des courbes tend à se confondre, dans le domaine des basses fréquences pour les deux plus petites valeurs de  $R_c$  utilisées et dans celui des hautes fréquences avec  $R_c$  égale à  $3 \Omega.m$ . La simulation à l'aide d'un cadre intérieur au lieu d'un cadre extérieur introduira donc une erreur moins grande. Ce sera en particulier le cas d'un calcul d'une perturbation occasionnée par une impulsion dont le spectre est riche dans l'intervalle qui sépare les courbes théoriques et celles issues de la simulation.

Toutes les courbes obtenues grâce au calcul numérique ont été comparées à celles issues du calcul exacte de Casey. La comparaison à des courbes données par le calcul approché de Casey (filtre passe-bas du premier ordre), si elle peut sembler plus facile d'emploi, peut conduire à des erreurs d'interprétation. La figure 2-33 montre que pour une résistance de contact de  $3 \Omega.m$ , la courbe obtenue grâce à la modélisation du joint par un cadre de largeur de 1mm se superpose presque exactement avec la courbe donnée par la relation exacte de Casey. Cependant, la figure 2-34 montre que c'est la courbe associée au cadre de 12 cm qui se confond avec la courbe obtenue à partir de la relation du filtre passe-bas du premier ordre. La relation exacte doit être ici impérativement utilisée pour éviter de conclure que le cadre épais ici de 12 cm de largeur, offre une meilleure simulation que le cadre de 1mm.

### 2.6.2.2. Etude du champ magnétique

Dans tout ce qui précède seul le rayonnement du dipôle (magnétique) a été étudié. Celui-ci représente le champ à une distance grande devant les dimensions de l'ouverture pour lesquelles l'approximation dipolaire est vérifiée. Cependant un code numérique permet d'accéder aux valeurs des champs proches de l'ouverture où peuvent se situer des équipements électriques tels que des cartes électriques ou des câbles. Il est donc important de montrer les limites de la validité de la simulation par un cadre intérieur en champ proche. Pour cela une ouverture carrée de 54 cm a été illuminée par une onde plane dont le champ  $H$  est parallèle à un des côtés que l'on supposera dirigé suivant un axe  $Ox$ . Le

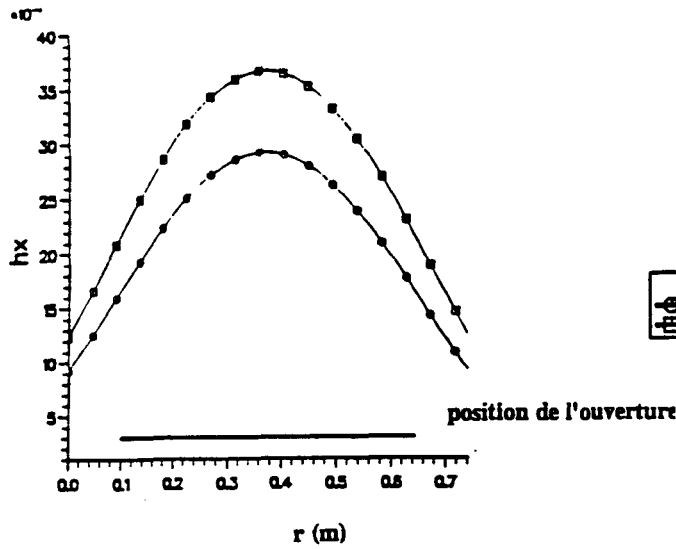


champ  $H_x$  transmis a été calculé pour les largeurs de cadre intérieur 1mm, 3cm, 12 cm en des points situés sur des droites parallèles à une médiane du carré selon Ox. Trois droites ont été sélectionnées, la première à 5 cm de l'ouverture, la deuxième à 15 cm, la troisième à 65 cm. Le même calcul a été fait pour la composante  $H_z$  transmise, normale au plan de l'ouverture. L'ouverture est chargée par un matériau de  $0,1 \Omega$  et dotée d'une résistance de contact de  $0,3 \Omega.m$ . La fréquence pour laquelle les valeurs de champ  $H_z$  et  $H_x$  ont été calculées à 10 MHz, supérieure à la fréquence de coupure des objets considérés. A cette fréquence toutes les courbes d'atténuation des dipôles associées aux cadres de différentes largeurs décroissent suivant une pente proche de 20 dB par décade. Les résultats concernant  $H_x$  sont présentés figures 2-35a, 2-35b, 2-35c, ceux de  $H_z$  figures 2-36a, 2-36b, 2-36c. Pour chacune des figures les dimensions de l'ouverture sont superposées aux courbes donnant les amplitudes des champs. A 5 cm, la figure 2-35a montre que les amplitudes des champs  $H_x$  pour un cadre de 1 mm et de 3cm sont pratiquement confondues. Ceci n'est pas surprenant car la distance du point de calcul est supérieure à la largeur du cadre. Par contre, l'effet parasite de la diffraction par la fente créée par le cadre de 12 cm est nettement visible. L'amplitude de  $H_x$  comporte deux maximums très marqués pour les points situés au-dessus de l'emplacement du cadre. Pour les points situés plus près du centre de la plaque, le niveau de l'amplitude de  $H_x$  se rapproche très sensiblement de ceux obtenus pour les largeurs de cadre plus petites. A 15 cm, l'effet de diffraction par la fente de 12 cm est toujours présent (figure 2-35b) ce qui n'est pas le cas pour la distance de 65 cm (figure 2-35c), les amplitudes des champs  $H_x$  diffractés par les objets comprenant un cadre de 12 cm et 3cm ayant la même allure. Le cadre de 12 cm n'occasionne plus de maximum sur les amplitudes  $H_x$ , car à cette distance grande devant la largeur de la fente, la diffraction à travers celle-ci n'a plus d'effet sensible. La petite différence entre les deux courbes de la figure 2-35c correspond aux 3 à 4 dB d'écart existant entre les courbes d'atténuation des dipôles (figure 2-33), l'approximation dipolaire étant applicable à la distance 65 cm considérée ici.

Les mêmes remarques peuvent être faites pour le calcul des composantes  $H_z$  normales à l'ouverture. La diffraction à travers la fente créée par ce cadre de 12 cm a aussi pour conséquence, à une distance de 5 cm et de 15 cm de l'ouverture, de surestimer grandement l'amplitude de la composante normale du champ transmis (figure 2-36a, 2-36b). A 5cm les amplitudes du champ  $H_z$  pour un cadre de 1 mm et de 3 cm sont semblables. L'allure des

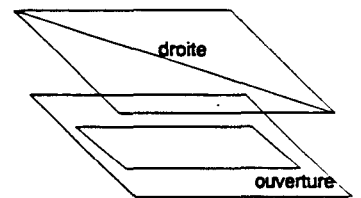
courbes de  $H_z$  est très différente de celle de  $H_x$ . Le champ  $H_z$  est nul au centre de l'ouverture où  $H_x$  est minimum, et maximum sur les bords où  $H_x$  présente un minimum. Ceci peut se comprendre aisément en considérant les lignes du champ magnétique diffracté par une ouverture dans le domaine quasi-statique des basses fréquences (figure 2-2). Au dessus des contours de l'ouverture la composante normale à celle-ci est la composante principale. La composante tangentielle devient prédominante pour des points de plus en plus proches du centre, lieu où le champ magnétique est uniquement parallèle à l'ouverture. Il n'est donc pas étonnant de constater un maximum pour les courbes d'amplitudes de  $H_z$ , au-dessus du bord de l'ouverture. A 5 cm, les cadres de 1 mm et de 3 cm n'introduisent pas d'erreur dans le calcul du champ  $H_z$  transmis. Le cadre 12 cm, par contre, ajoute à cette distance au rayonnement de la trappe un terme de diffraction très important qui se traduit sur l'amplitude de  $H_z$  par deux maxima. Ainsi à l'exception d'une zone proche du centre de l'ouverture, les représentations par un cadre de 12 cm d'une part, de 1 mm et 3 cm d'autre part, donnent des calculs d'amplitude de champ  $H_z$  très différents. Comme pour la composante  $H_x$ , ceci a pour conséquence une surestimation du champ réellement diffracté. Cette constatation peut être faite à moindre degré pour la distance de calcul de 15 cm (figure 2-36b) tandis qu'à 65 cm (figure 2-36c), l'écart entre les deux courbes diminue. Les courbes, à cette distance ont la même allure et ne présentent plus de maximum pur des points situés au-dessus du cadre.

En conclusion, un cadre intérieur à une ouverture, ne changeant donc pas les dimensions de celle-ci, est une meilleure modélisation d'un joint infiniment mince que celle réalisée à l'aide d'un cadre extérieur agrandissant les dimensions globales de l'objet diffractant. Cependant comme le cadre est doté d'une résistance plus importante que celle du matériau chargeant l'ouverture, le champ transmis peut être surestimé grandement si la distance du point de calcul est plus petite que la largeur du cadre. On retrouve un problème bien connu dans le cas de simulation numérique à l'aide des codes de différences finies : le calcul ne donne un résultat exact que si il est effectué à une distance plus grande que la largeur de maille.

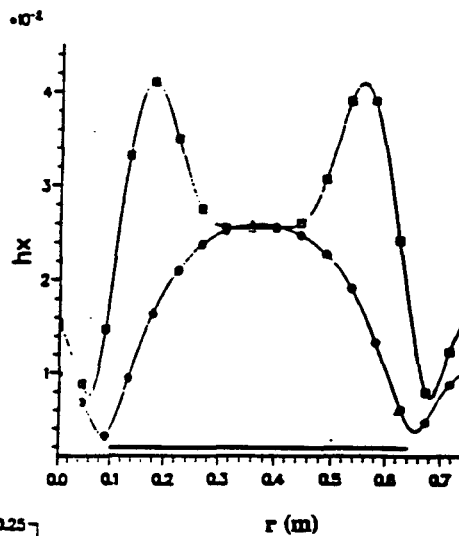


légende  
 ○ h<sub>x</sub> 3cm  
 ■ h<sub>x</sub> 12cm

Fig. 2.35c A 65 cm

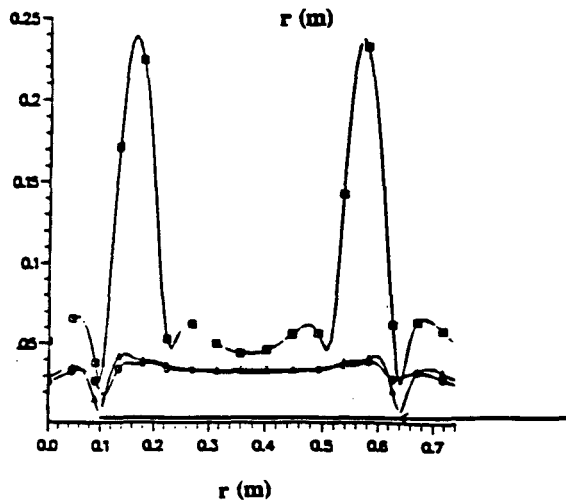


Droite choisie pour le calcul



légende  
 ○ h<sub>x</sub> 3cm  
 ■ h<sub>x</sub> 12cm

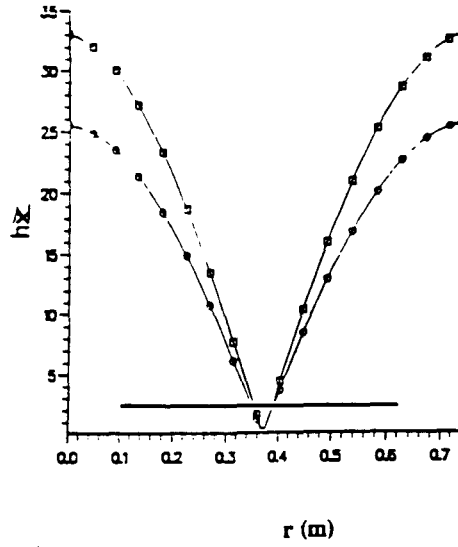
Fig 2.35b A 15 cm



légende  
 ● h<sub>x</sub> 1mm  
 ○ h<sub>x</sub> 3cm  
 ■ h<sub>x</sub> 12cm

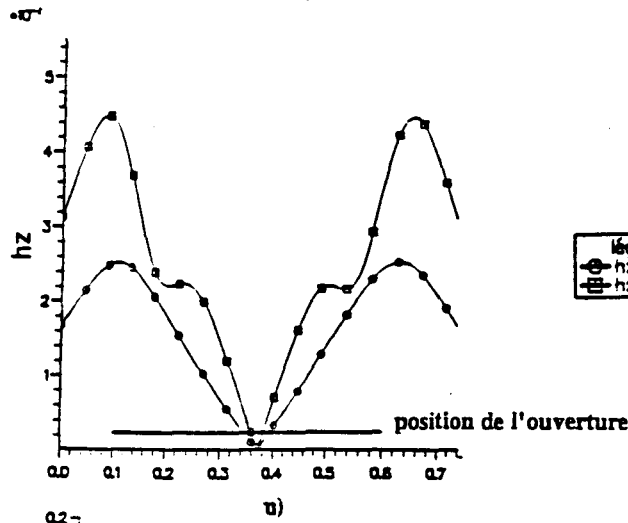
Fig 2.35a A 5 cm

Fig 2.35 Calcul de la composante du champ  $H_x$  sur une droite parallèle à la médiane de l'ouverture à différentes distances de celle-ci



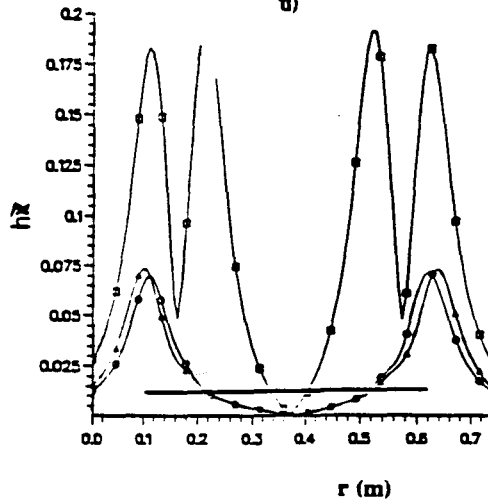
légende  
 ○ hz 3cm  
 □ hz 12cm

Fig. 2.36c A 65 cm



légende  
 ○ hz 3cm  
 □ hz 12cm

Fig 2.36b A 15 cm



légende  
 ▲ hz 1mm  
 ○ hz 3cm  
 □ hz 12cm

Fig 2.36a A 5 cm

Fig 2.36 Calcul de la composante du champ Hz sur une droite parallèle à la médiane de l'ouverture à différentes distances de celle-ci

### 2.6.3. Application au code basé sur les Différences Finies.

La modélisation du joint par un cadre intérieur, testé grâce au code basé sur la Méthode des Moments va maintenant être appliquée au code basé sur les Différences Finies. On a ainsi pour but de bien vérifier que la modélisation donne des résultats conformes à la théorie de Casey. On va en quelques mots résumer les caractéristiques de ce code. Le maillage utilisé est un maillage volumique. Contrairement au code basé sur la Méthode des Moments, tout l'espace où se propage les ondes électromagnétiques est maillé. Les opérateurs apparaissant dans les équations de Maxwell sont approximés par les différences des valeurs de ces champs calculés à l'intersection du réseau de droites qui constituent le maillage. Le temps est également discrétisé. Les diverses valeurs des champs sont calculées en chacun des points de la grille pour des temps croissants au fur et à mesure de la progression de l'onde. Pour l'objet diffractant, on définit un parallélépipède constitué de faces parfaitement métalliques dans lequel est percée une ouverture carrée de 54 cm de côté. Ce parallélépipède est placé à 6 m de parois absorbantes dont la présence simule l'espace infini, en annulant les réflexions des ondes électromagnétiques à leur surface (figure 2-37). Une injection de courant sur le parallélépipède crée un champ incident au niveau de l'ouverture. Cette injection est obtenue grâce à un générateur de courant placé sur un fil connecté au centre de la face adjacente à celle percée par l'ouverture. Le courant est collecté par un second fil placé symétriquement par rapport au premier. Les deux fils sont reliés aux parois du volume de calcul où ils sont fermés sur leur impédance caractéristique  $Z_C$  afin de supprimer toutes réflexions parasites. Cela se traduit en une condition aux limites sur la charge  $q$ , qu'il faut exprimer pour la dernière maille du volume de calcul qui est commune aux parois absorbantes et au fil. En effet, si  $L$  et  $C$  représentent respectivement la self et la capacité par unité de longueur de la ligne que constitue le fil, à partir de la relation définissant l'impédance caractéristique  $Z_C$  :

$$Z_c = \frac{V}{I} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2-72)$$

et

$$q = CV \quad (2-73)$$

où  $V$  est la tension sur la ligne et  $I$  le courant, il est possible de déduire :

$$q = \sqrt{LC} \quad (2-74)$$

Or  $v$  la vitesse de propagation du signal s'écrit :

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2-75)$$

Si on l'a considère égale à la vitesse de la lumière, on obtient la condition aux limites pour un fil fermé sur son impédance caractéristique.

$$q = \frac{l}{c} \quad (2-76)$$

On dit ainsi que le fil est adapté.

La connexion du fil sur la paroi métallique du parallélépède se traduit par une seconde équation au limite sur la charge :

$$q = 0 \quad (2-77)$$

L'ouverture faite sur le parallélépède peut être chargée par un matériau doté défini électriquement par son impédance de surface. Le cadre qui simule le joint est représenté par des mailles de 12 cm de côté, le reste de l'ouverture par des mailles de 10 cm (figure 2-38). La forme temporelle du courant injecté sur le fil est tracée figure 2-39. Le champ magnétique est calculé sur l'axe de l'ouverture à 15 cm de celle-ci.

L'évolution temporelle du champ transmis est montrée figure 2-40 pour différents cas: figure 2-40a pour l'ouverture libre, figure 2-40b et figure 2-40c pour des ouvertures chargées respectivement par un matériau d'une impédance de  $1 \Omega$  et de  $0,1 \Omega$ . Les résonances qui sont visibles sur les signaux sont le résultat du type d'injection adopté. En effet, le générateur est simulé en imposant sur une maille à un courant  $i(t)$  dont on peut choisir l'évolution temporelle. On ne tient ainsi aucun compte de possibles courants provenant d'autres parties du fil. Fixer ce courant sur cette maille revient à la doter d'une impédance infinie. Il y a donc résonance en  $\lambda/4$  entre la connexion du fil à la paroi du parallélépède parfaitement conductrice et le générateur placé à 5,3 m de celle-ci. Cet effet parasite semble inévitable avec le type d'agression choisie.

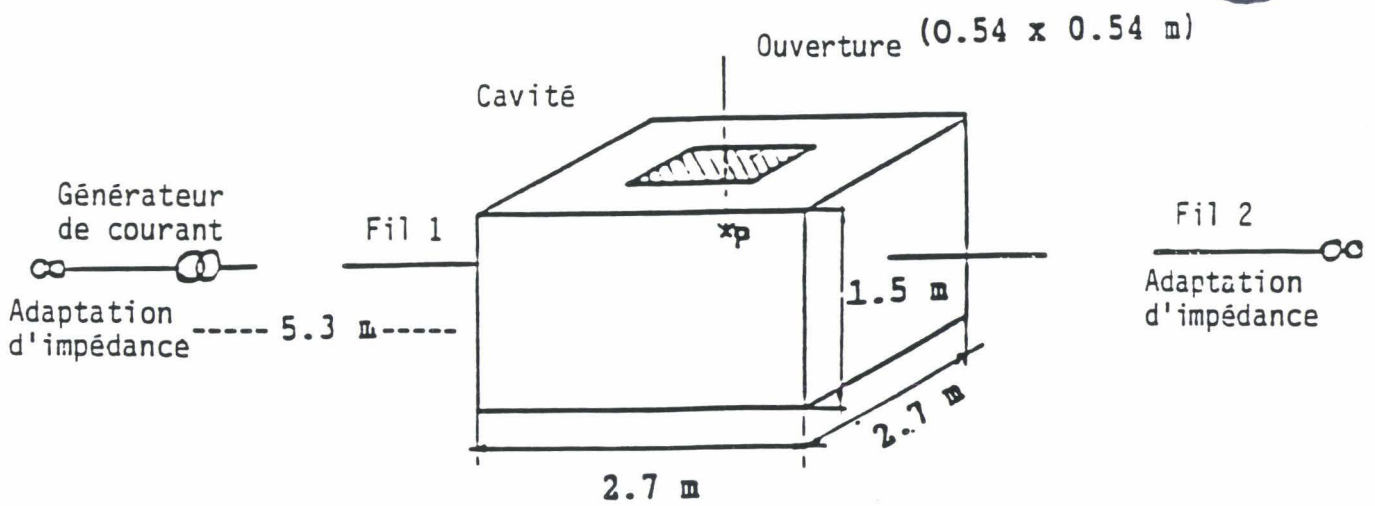


Fig 2.37 Dispositif utilisé pour la simulation à l'aide du code de Différence Finies

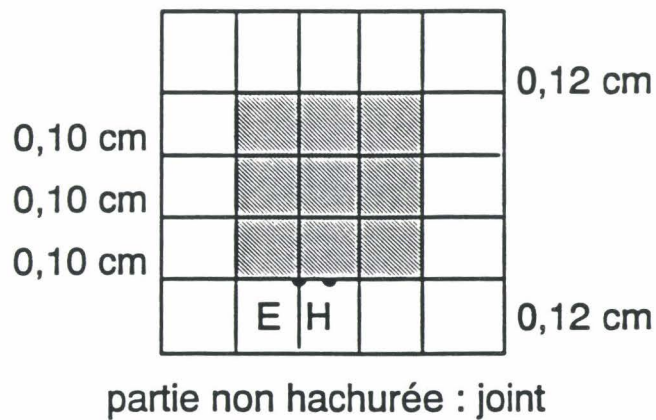


Fig 2.38 Maillage de l'ouverture

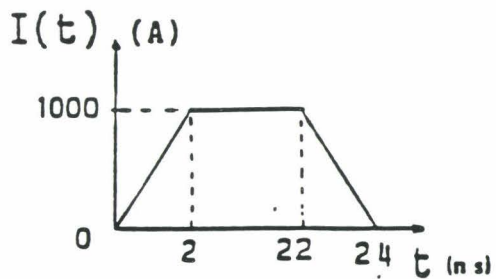


Figure 2.39 Forme de l'impulsion des courants injectés dans le fil

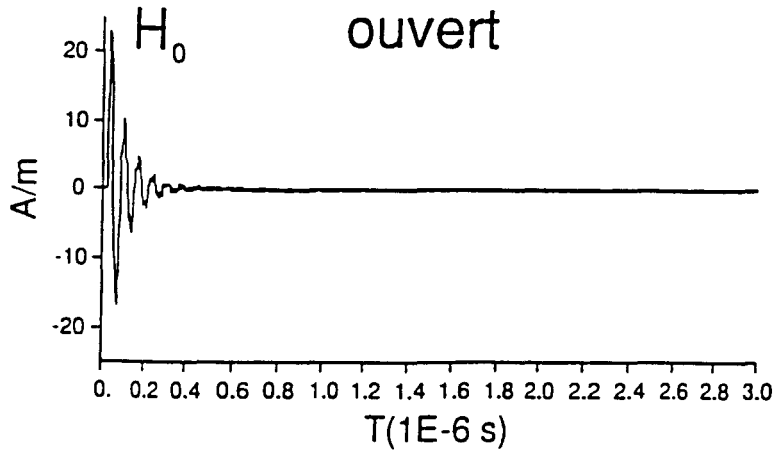


Fig 2.40a  
Pour une ouverture libre

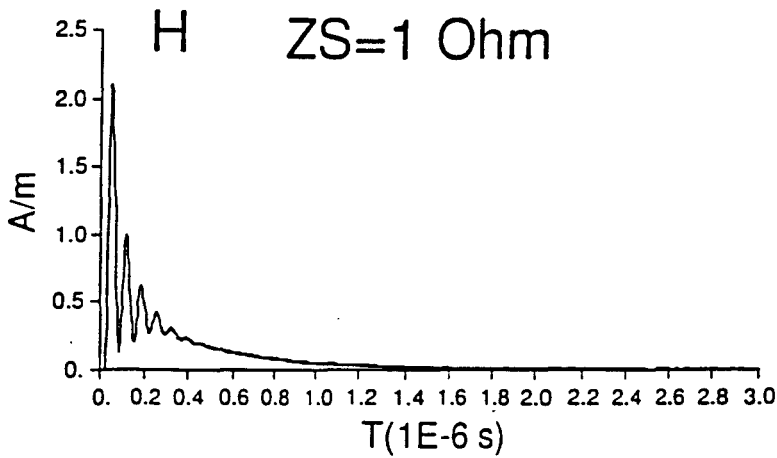


Fig 2.40b Pour une ouverture chargée  
( $Z_s = 0,1 \Omega$ )

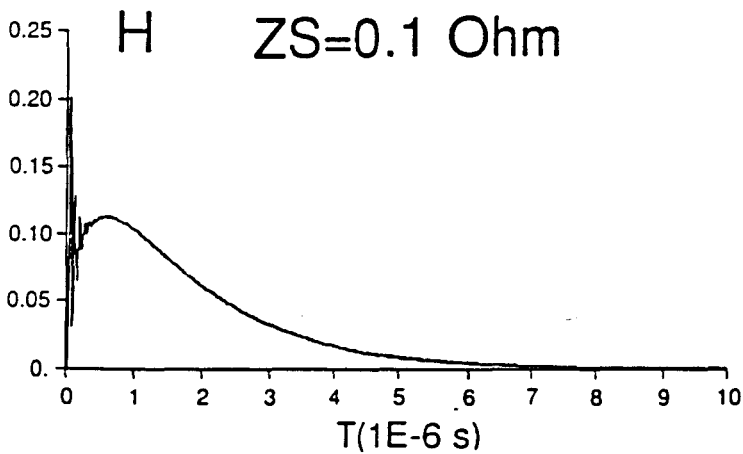


Fig 2.40c Pour une ouverture chargée  
( $Z_s = 1 \Omega$ )

Fig 2.40 Amplitude du champ diffracté



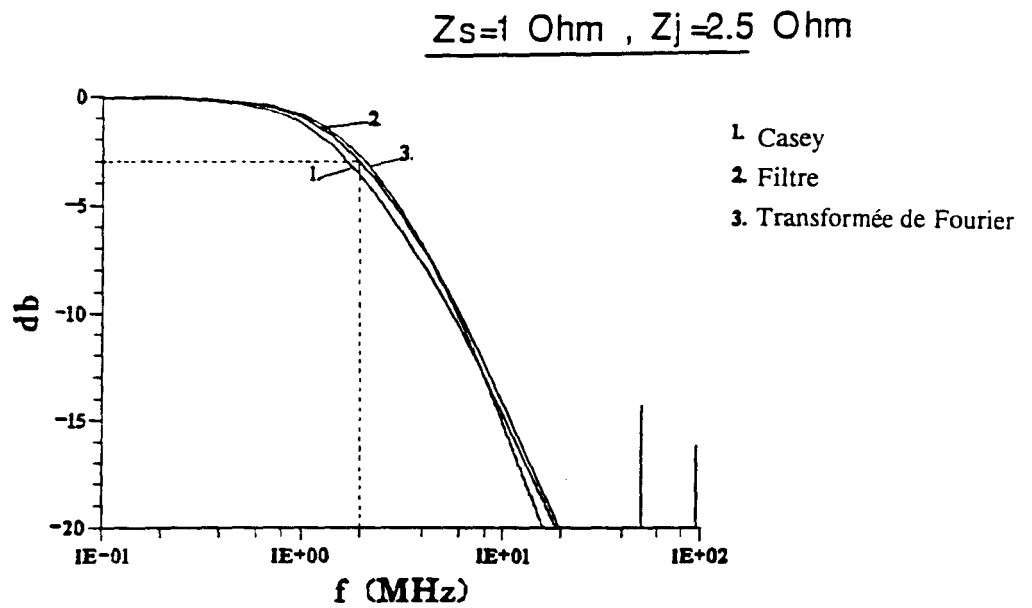


Fig 2.41a

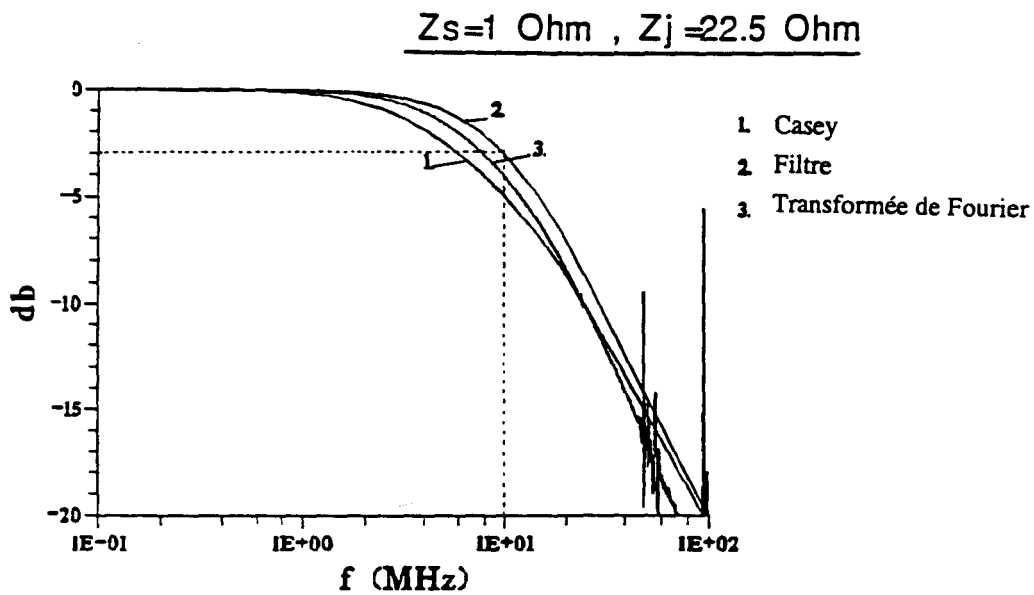


Fig 2.41 Rapport des transformées de Fourier

Cet effet de résonance n'empêche pas les courbes tracées figure 2-40b et figure 2-40c de montrer l'effet de filtrage dû à l'ouverture chargée. Il se traduit par une diminution générale de l'intensité du signal transmis. Plus l'impédance de surface du matériau augmente, plus la lente décroissance du signal transmis devient apparente, ce qui traduit un contenu haute-fréquence moins important. Une analyse de cet effet peut aussi se trouver dans [33].

En faisant le rapport des transformées de Fourier des signaux transmis par l'ouverture chargée et libre, on obtient l'atténuation en fonction de la fréquence pour l'ouverture considérée. Ceci a été fait pour une impédance de surface de  $1 \Omega$ , et deux valeurs d'impédance de surface affectée au cadre,  $2,5 \Omega$  et  $22,5 \Omega$  qui correspondent, compte tenu de la largeur du cadre de 12 cm, à une résistance de contact de  $0,3 \Omega\text{-m}$  et  $3 \Omega\text{-m}$ . Les résultats numériques sont comparés aux résultats analytiques (calcul exact et approché de Casey) figures 2-41a et 2-41b. On voit qu'ils sont en bon accord, validant ainsi une nouvelle fois, la méthode du cadre intérieur pour représenter les joints dans les codes de Différences Finies.

## 2.7. Résultats expérimentaux

### 2.7.1. Description expérimentale

Dans les chapitres précédents, seule une approche numérique a été décrite. Une étude expérimentale a été aussi entreprise et les résultats seront présentés et commentés dans le paragraphe suivant.

Le dispositif expérimental (figure 2-42) consiste en une cellule T.E.M de grande dimension dont l'électrode en retour est percée d'une ouverture carrée de 20 cm de côté. L'excitation de la cellule T.E.M est obtenue grâce à un synthétiseur de fréquence (Rhodes & Schwartz SPN de 100 Hz à 1300 kHz) et un amplificateur de puissance (Prana 200 W). Un analyseur vectoriel (Rhodes et Schwartz ZPV) mesure le signal transmis par un capteur de champ magnétique situé à 4 cm de l'ouverture sur son axe. L'ensemble est géré par un calculateur (COMPAQ 386). La cellule est chargée par une impédance de  $50 \Omega$  qui permet de l'adapter et d'obtenir une onde incidente, au niveau de l'ouverture, qui est une onde plane dont les champs H et E sont respectivement tangent et normal au plan de l'ouverture (figure 2-43).

Une double rangée de vis permet de fixer un panneau carré de 30 cm de côté. Les panneaux choisis sont des plaques de cuivre, utilisées comme matériel de base pour la fabrication de circuit imprimé. Ils se présentent sous la forme d'un dépôt de cuivre sur substrat isolant (époxy de quelques millimètres d'épaisseur). Ce type de matériau a de nombreux avantages pour l'étude des phénomènes physiques concernant le couplage électromagnétique d'ouvertures chargées bordées par des joints. Il permet facilement de se simuler les cas semblables à ceux décrits par le code numérique et la théorie de Casey. En effet, on ne sait calculer que les champs diffractés par une ouverture chargée sans recouvrement, c'est-à-dire sans chevauchement du panneau qui ferme l'ouverture libre avec la structure parfaitement conductrice environnante. Les paramètres nécessaires au calcul analytique et numérique, l'impédance de surface et la résistance de contact peuvent être facilement obtenus avec le type de matériau utilisé.

Le dépôt de cuivre a une épaisseur connue et uniforme sur toute la surface de  $35 \mu\text{m}$ . En connaissant la conductivité  $\sigma$  du cuivre ( $5,8 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) on peut parfaitement définir l'impédance de surface théorique du matériau  $Z_s$  :

$$Z_s = 1 / \sigma d = 0,5 \text{ m}\Omega \quad (2-78)$$

La notion d'impédance de surface n'est applicable que si le courant s'équ répartit dans toute l'épaisseur du matériau. Il faut donc comparer la fréquence de coupure  $f_c$  calculée par Casey associée à ce type d'ouverture avec la fréquence  $f_\delta$  de l'apparition de l'effet de peau.

$$f_c = 3 Z_s / 8 \mu a = 1356 \text{ Hz} \quad (2-79)$$

$$f_\delta = 1 / \pi \mu \sigma d^2 = 3,5 \text{ MHz} \quad (2-80)$$

$f_c$  est donc très petit devant  $f_\delta$  et le matériau peut être caractérisé par son impédance de surface jusqu'à quelques Mégahertz.

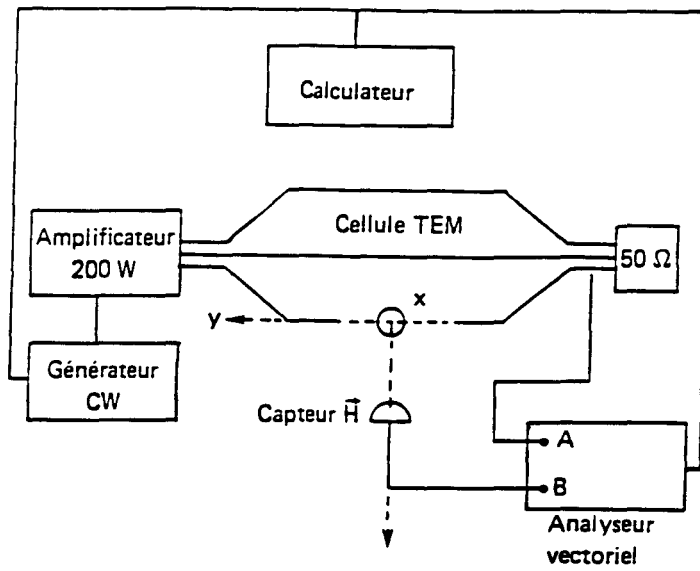


Fig 2.42 Dispositif expérimental

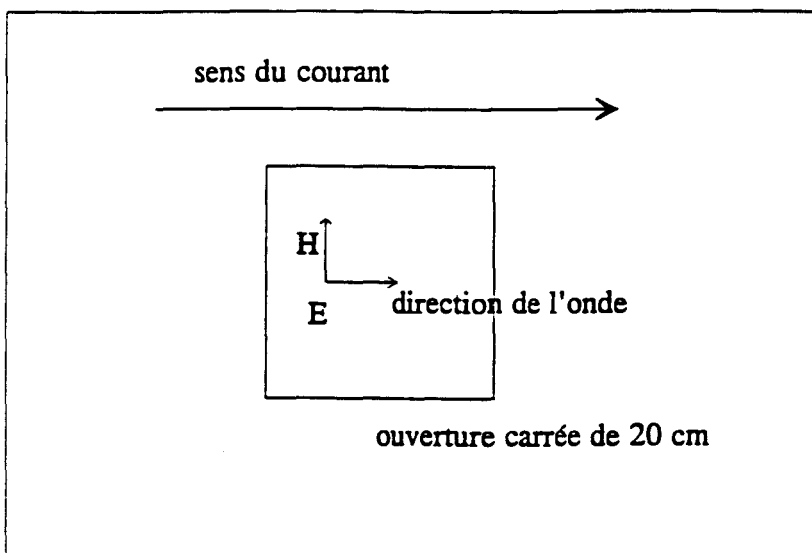


Fig 2.43 Direction des champs incidents  $E$  et  $H$  sur l'ouverture

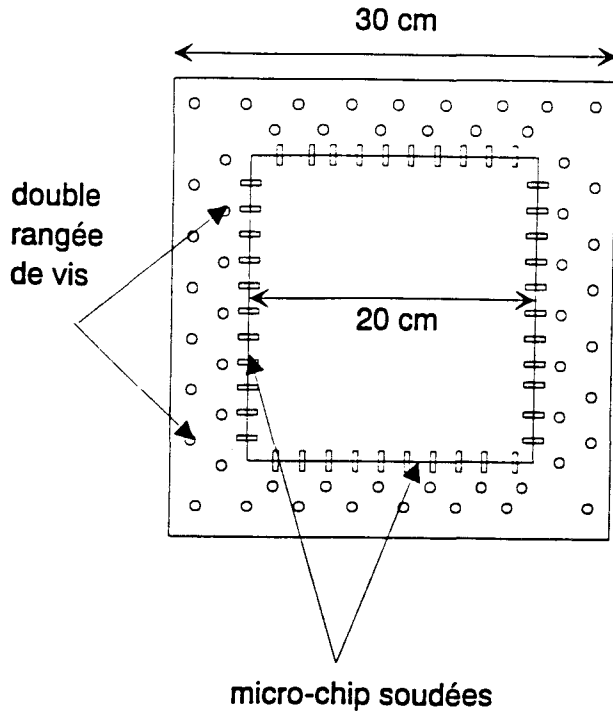


Fig 2.44 Dispositif pour simuler une plaque sans recouvrement

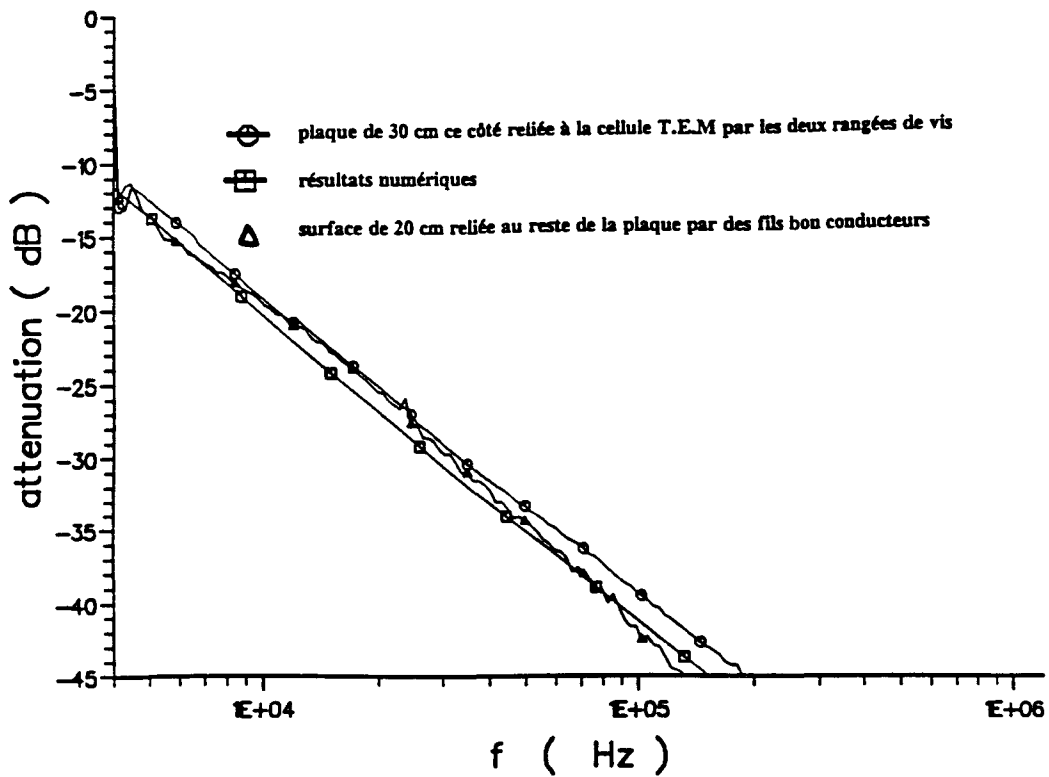


Fig. 2.45 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour une ouverture chargée dotée de résistance de contact nulle

Grâce à la faible épaisseur du dépôt, on peut facilement enlever du cuivre sur la plaque de 30 cm de tel façon qu'une surface carrée de 20 cm de côté soit isolée électriquement du reste de la plaque. On peut relier les deux parties du panneau en soudant des résistances de valeurs connues (type résistance micro-chip). Cette disposition est visualisée figure 2-44. La bonne conductivité du cuivre permet, grâce aux deux rangées de vis, de réaliser un très bon contact entre le panneau et la cellule T.E.M supposée parfaitement métallique. Il sera montré en effet expérimentalement au paragraphe 2.7.2 que ce contact possède une résistance nulle. On a ainsi réalisé une ouverture chargée carrée de 20 cm de côté et d'impédance de surface de 0,5 mΩ, sans recouvrement, dont la résistance de contact  $R_c$  peut être connue. En effet  $R$  étant la résistance d'une micro-chip,  $n$  le nombre de ces micro-chip,  $l$  le périmètre du carré, on a la relation :

$$R_c = \frac{R}{n} l \quad (2-81)$$

Les valeurs de  $R_c$  qui ont été réalisées ont pour valeurs 0 mΩ, 1,6e-3 Ω.m, 1,4e-2 Ω.m. La résistance nulle a été obtenue en soudant des fils bon conducteurs. On verra au paragraphe 2.7.2 que le nombre de résistances est suffisant pour que le contact soit uniforme. Une ouverture chargée, isolée de 20 cm de côté est obtenue en ne soudant aucune résistance.

### 2.7.2. Mesures du champ magnétique

Les premières mesures ont eu pour but de vérifier que la double rangée de vis offrait bien un contact électrique parfait entre les échantillons et la cellule T.E.M. La figure 2-45 montre une comparaison entre 3 courbes représentant l'atténuation du champ magnétique. La première a été calculée numériquement. La seconde est issue d'une mesure d'atténuation du champ magnétique par une ouverture chargée dont la partie centrale, une surface carrée de 20 cm de côté, est reliée par des fils bon conducteurs. Comme on l'a vu, au paragraphe précédent, cette plaque est sensée représenter une ouverture dotée d'une résistance de contact nulle, sans recouvrement avec la structure métallique environnante. La troisième courbe donne l'atténuation du champ magnétique pour une plaque de 30 cm de côté, qui

comme la précédente est reliée à la cellule T.E.M par deux rangées de vis. Cette dernière plaque utilisée a la particularité d'avoir un recouvrement de 5cm avec la cellule T.E.M.

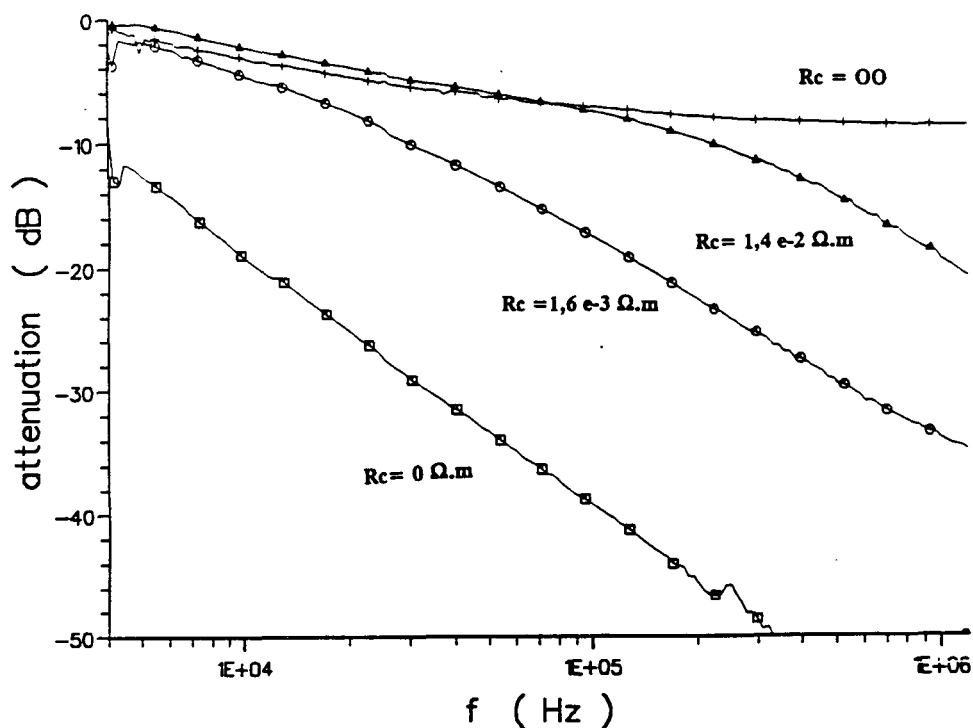


Fig. 2.46 Mesure de l'atténuation du champ magnétique à 4cm de l'ouverture sur son axe pour différentes valeurs de  $R_c$

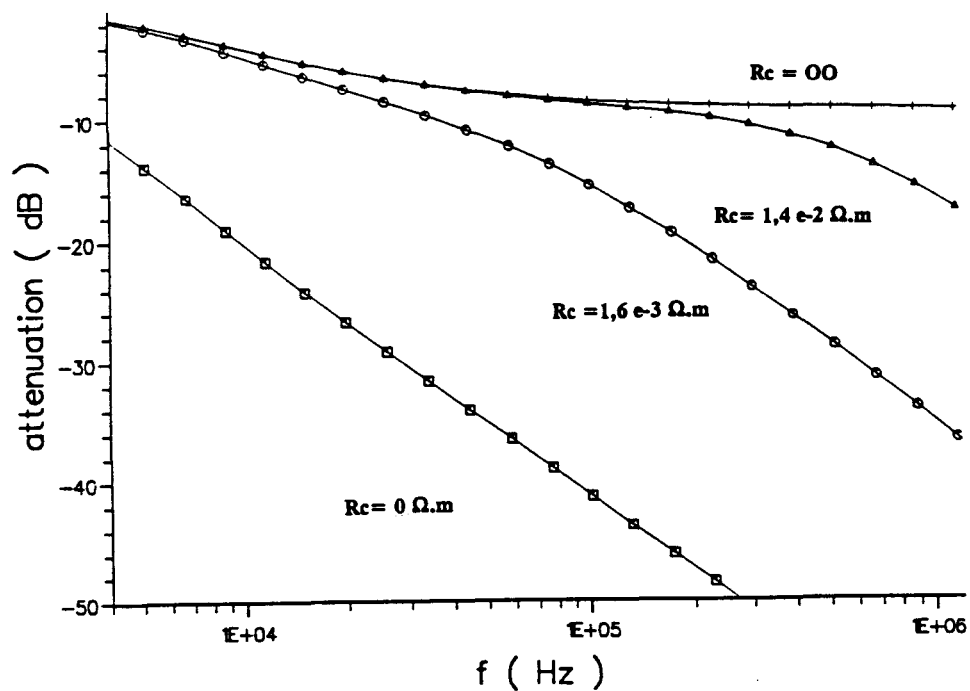


Fig. 2.47 Calcul numérique de l'atténuation du champ magnétique à 4 cm de l'ouverture sur son axe pour différentes valeurs de  $R_c$

On peut voir sur la figure 2-45 que les trois courbes sont presque confondues. Ceci indique bien que la double rangée des vis assure une interface de résistance de contact nulle. On a donc trouvé une méthode expérimentale pour simuler une ouverture chargée sans recouvrement. De plus, il apparaît que le recouvrement n'exerce aucune influence si le contact est parfait.

Les courbes donnant les atténuations du champ magnétique pour de telles ouvertures dotées des résistances de contact  $R_c$ ,  $0 \Omega.m$ ,  $1,6e-3 \Omega.m$  et  $1,4e-2 \Omega.m$ , sont tracées figure 2-46, s'il s'agit de résultats expérimentaux, figure 2-47 pour les calculs numériques. Le bon accord entre les deux types de courbes offre une vérification expérimentale du code numérique utilisé. On rappelle, qu'aux chapitres précédents une validation des calculs numériques donnant l'atténuation dipolaire a déjà été effectuée en les comparant aux résultats théoriques de Casey.

En fait, les résultats expérimentaux précédents ont été obtenus en ne soudant les résistances que sur les côtés traversés perpendiculairement par le courant, les deux autres présentant localement une résistance de contact infinie. Le bon accord avec les résultats numériques où le joint était présent sur l'ensemble de son pourtour, montre que seuls les côtés perpendiculaires au courant participent au blindage électromagnétique. Ceci n'est vrai que si la résistance le long des côtés parallèles au courant est inférieure à celle des côtés perpendiculaires. Un exemple extrême peut le montrer facilement. On peut utiliser les plaques précédentes mais de telle façon que le côté perpendiculaire au courant soit celui non doté de résistances micro-chip soudés. Les lignes des courants générés sur la plaque ne sont plus alors rectilignes. Les mesures des atténuations des champs, toujours à 4 cm de l'ouverture pour les différents plaques donnent des courbes différentes de celle associée à une résistance infinie (figure 2-48). Au contraire, on voit un réseau de courbes qui ressemble à celui donné par Casey pour une répartition uniforme de la résistance sur le pourtour de l'ouverture. En effet, les courbes associées à des résistances finies suivent la courbe représentative de la plaque isolée jusqu'à une certaine fréquence pour décroître ensuite. L'explication de ce comportement est la même qu'auparavant. A basse fréquence les courants électriques se répartissent selon le rapport des résistances entre le support et la plaque. L'atténuation du champ magnétique associée à une plaque de résistance de contact quelconque est donc semblable à celle d'une plaque isolée. A plus haute fréquence, c'est l'influence des mutuelles inductances qui domine, ce qui aboutit à une circulation électrique



d'intensité non-négligeable qui est à l'origine du blindage électromagnétique observé. L'atténuation du champ électromagnétique diminue mais comme la répartition des courants ne peut pas tendre vers une distribution rectiligne et uniforme, elle semble devoir atteindre un palier (figure 2-48).

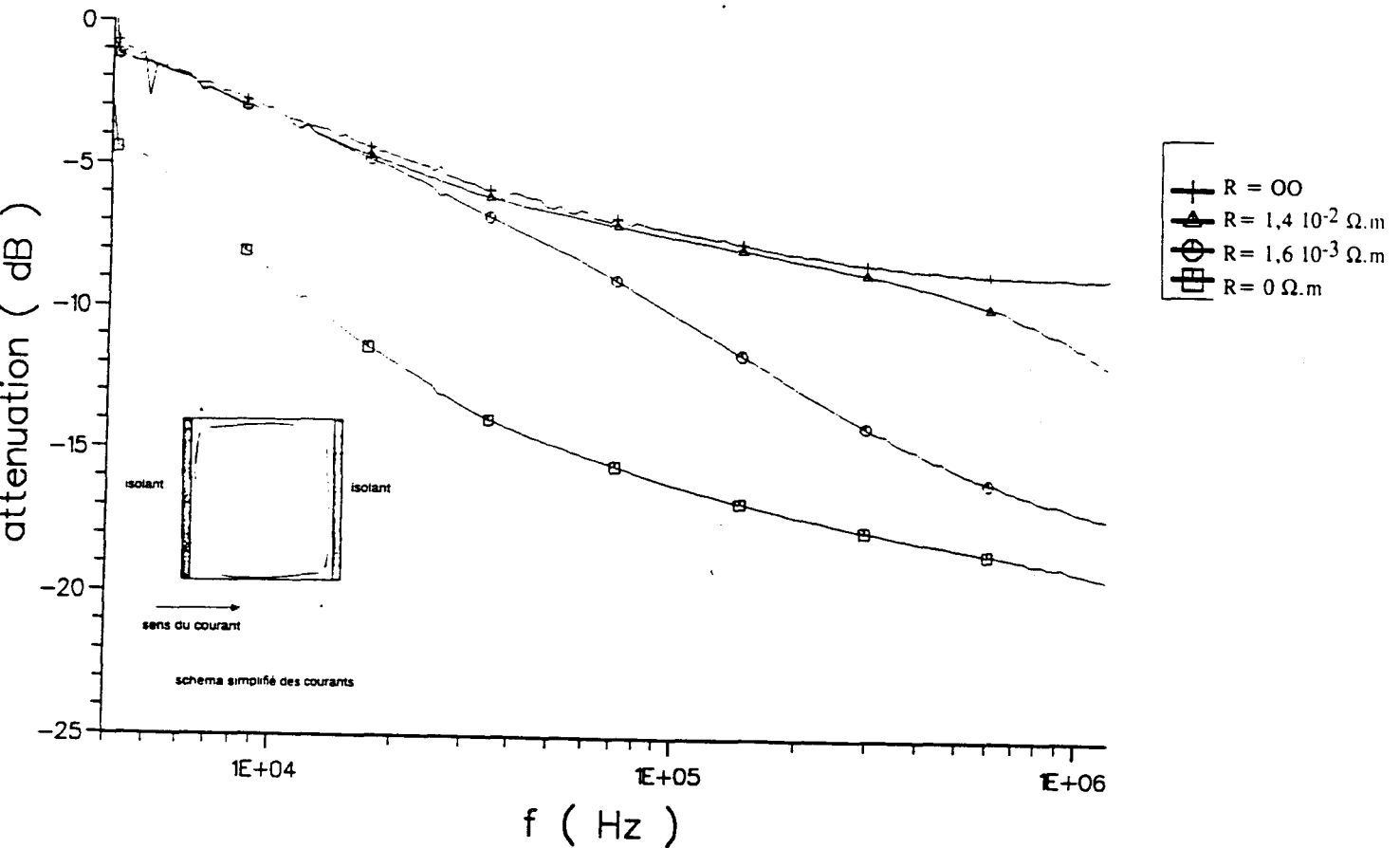


Fig. 2.48 Atténuation du champ magnétique pour des ouvertures où seuls des côtés parallèles au courant sont dotés de résistance micro-chip

## 2.8. Etude de l'effet du champ électrique incident.

Dans tout ce qui précède, seule l'atténuation du champ ou du moment dipolaire magnétique a été étudiée soit numériquement, soit expérimentalement. On va montrer dans ce paragraphe que la perturbation due à un champ électrique est négligeable dans le domaine des basses fréquences considérées ici. Pour les mêmes valeurs de  $Z_S$  et de  $R_C$  que le chapitre 2.5 ( $0,1 \Omega$  et  $0,003 \Omega\text{-m}$ ,  $0,03 \Omega\text{-m}$ ,  $0,3 \Omega\text{-m}$ ) l'évolution fréquentielle de l'atténuation du moment dipolaire électrique a été calculée numériquement. L'ouverture est illuminée par une onde plane incidente dont le champ électrique est perpendiculaire au plan de l'ouverture, excitant ainsi le dipôle électrique équivalent. Les résultats numériques sont comparés sur la figure 2-49 avec les résultats analytiques donnés par (2-63). L'accord entre les deux courbes est d'autant meilleur que  $R_C$  est faible car la relation (2-63) est approchée mais reste toujours utilisable. Bien que croissante avec la fréquence, l'atténuation du moment dipolaire électrique est nettement supérieure à celle du moment dipolaire magnétique. De plus, pour des fréquences inférieures à 30 MHz, elle n'atteint jamais moins de -50 dB ce qui reste en deçà de la sensibilité des appareils de mesure. C'est pourquoi la pénétration du champ électrique, dans le domaine quasi-statique, nous paraît négligeable. Elle ne sera donc plus considérée par la suite.

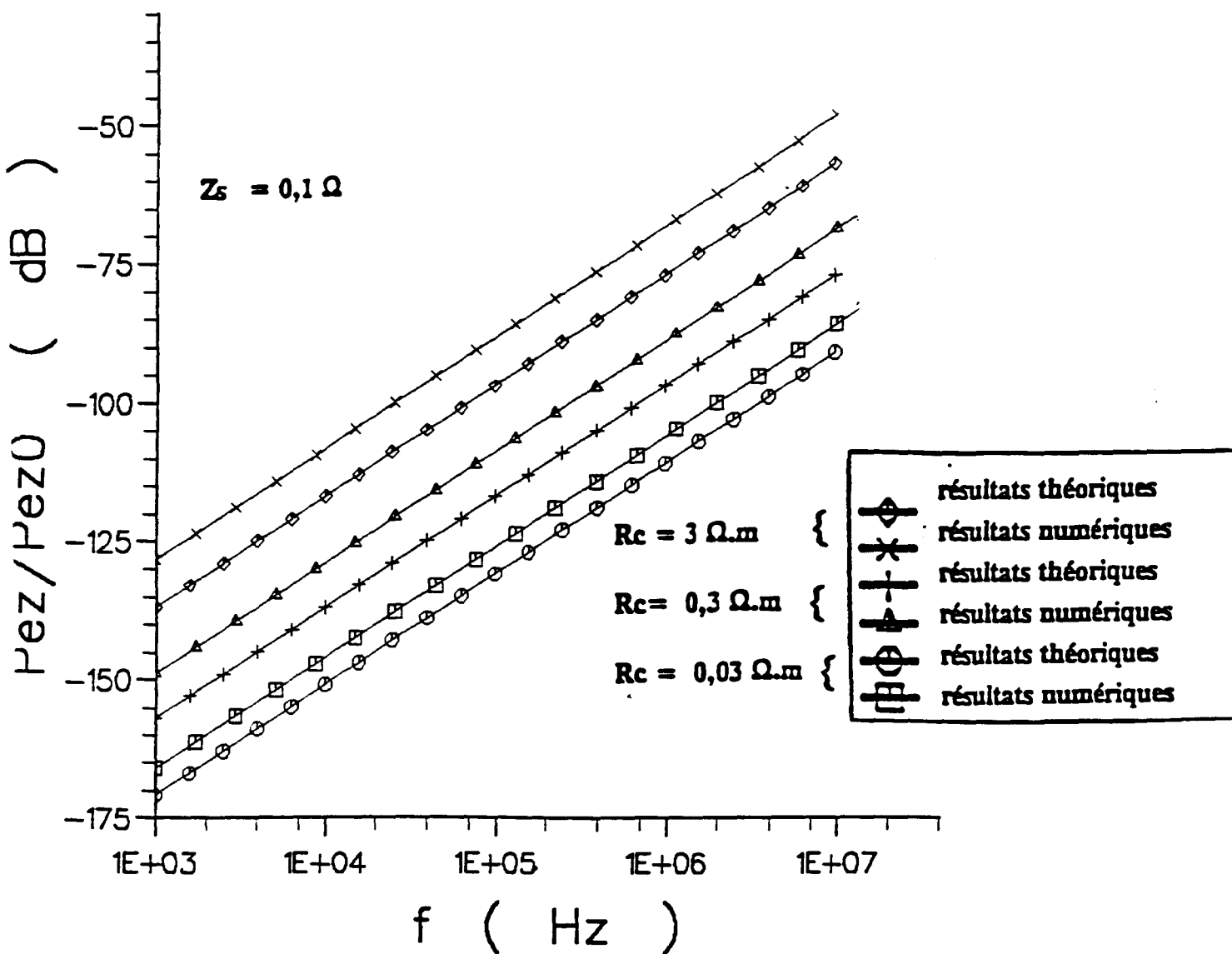


Fig. 2.49 Comparaison entre le calcul numérique et le calcul analytique de l'atténuation du moment dipolaire électrique



CHAPITRE 3

DIFFRACTION A TRAVERS DES OUVERTURES CHARGEES

BORDEES PAR DES JOINTS NON-UNIFORMES

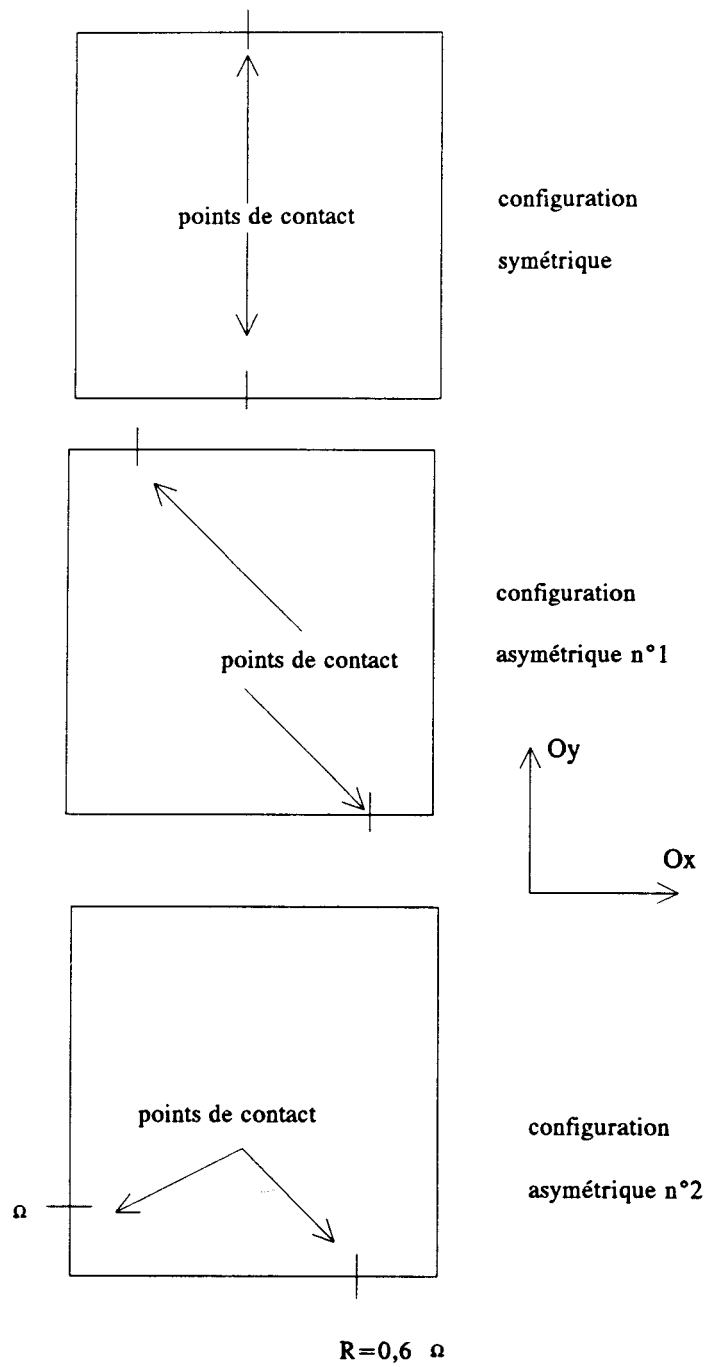


Fig. 3.1 Localisation des points de contact entre le panneau et la structure métallique

### 3.1.Introduction

Au cours du chapitre précédent, seuls ont été abordés des cas où la résistance du joint était répartie uniformément sur la périphérie de l'ouverture. Lors de la construction de l'aéronef, les diverses technologies utilisées dans l'aéronautique (joints rivetés ou adhésifs, par exemple) assurent bien un contact uniforme. Mais cette uniformité peut disparaître lors d'une utilisation prolongée de l'appareil si aucune maintenance n'est effectuée régulièrement. En effet, un joint uniforme à l'origine peut se dégrader, sous l'effet, par exemple de certaines conditions atmosphériques telles que le brouillard salin.

Il est donc plus réaliste de considérer le cas où le contact électrique entre une structure métallique et un panneau obstruant une ouverture se fait par des points discrets. On va dans un premier temps décrire à l'aide de calculs numériques l'effet d'une détérioration de l'uniformité du contact électrique. L'atténuation du moment dipolaire magnétique ou du champ magnétique a été calculée pour une ouverture carrée de 54 cm bordée par un joint isolant sur tout son pourtour à l'exception de deux points de contact. Trois configurations de ces points ont été utilisées, la première représentant une disposition symétrique et les deux autres, deux dispositions asymétriques (figure 3-1). Dans le maillage utilisé par le code, les points de contact sont représentés par des rectangles dont la longueur est égale au 1/9 d'un côté du cadre de largeur 1mm simulant le joint. On a associé à chaque rectangle une impédance de surface  $Z_v$ . Pour calculer sa résistance  $R_v$ , en Ohm, la relation (3-1) peut être utilisée où  $L$  est la longueur du rectangle,  $w$  sa largeur :

$$R_v = \frac{Z_v w}{L} \quad (3-1)$$

La relation donnant la résistance totale  $R_t$  d'un joint comportant  $n$  points de contact de résistance  $R_{jv}$  s'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{R_t} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{R_{jv}} \quad (3-2)$$

C'est la valeur de la résistance qui est obtenue si on mesure, à l'aide d'un ohm-mètre la résistance entre le panneau et son support.

La partie du cadre associée au joint isolant est dotée d'une impédance de surface  $Z_C$  ( $10^6$  Ohms) très élevée devant toutes les autres valeurs de résistance, celle du matériau chargeant l'ouverture et celle des points de contact. Dans tout ce chapitre, seul est encore traité le cas de panneaux sans recouvrement.

Dans notre cas, on voit encore que le code basé sur la Méthode des Moments est très bien adapté. D'une part les points de contact peuvent être représentés fidèlement par des petits rectangles. D'autre part, le fait de pouvoir finement mailler permet de diminuer grandement la diffraction à travers la fente que constitue la partie du cadre d'impédance élevée.

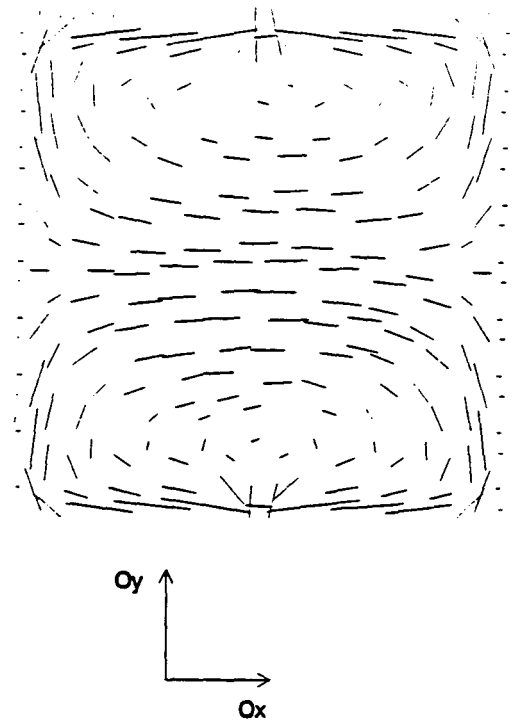
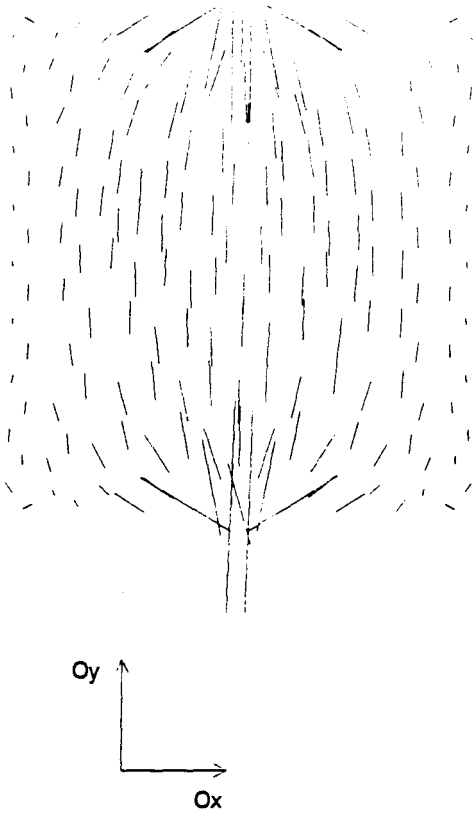
### **3.2. Premier effet de la non-uniformité du joint.**

#### **3.2.1. Disposition symétrique des points de contact.**

Cette première disposition a été choisie car elle est la plus simple possible et permet de mettre en évidence plusieurs caractéristiques intéressantes.

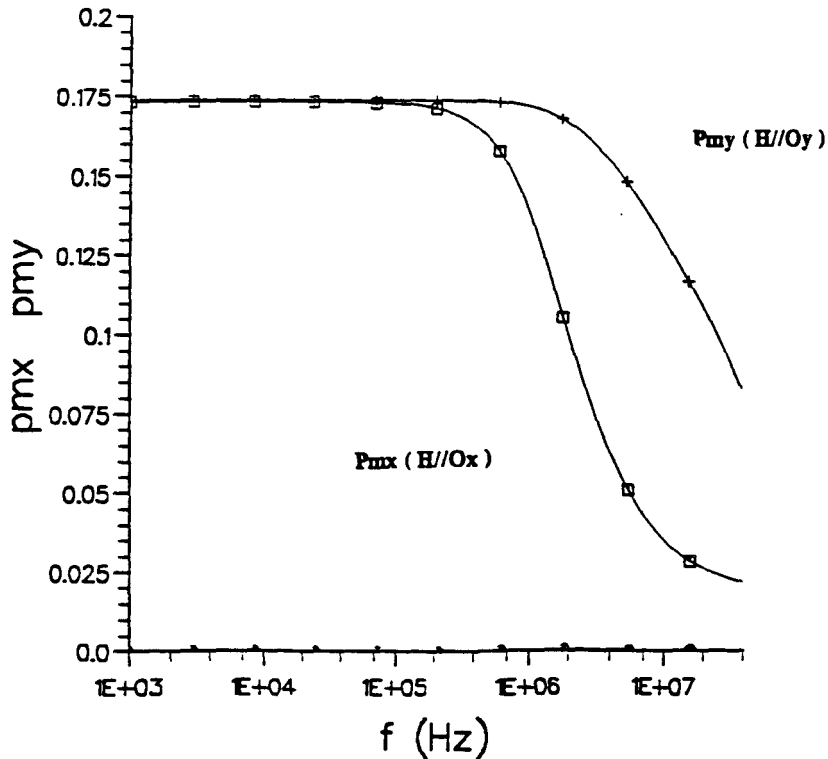
L'impédance de surface  $Z_S$  du matériau est de 1 Ohm. Les deux points de contact sont dotés d'une résistance de 0,6 Ohm. La résistance totale du joint est donc de 0,3 Ohm, ce qui représente un assez bon contact électrique ponctuel, compte tenu de la valeur de  $Z_S$  de 1 Ohm. Comme dans le cas du joint uniforme, on a cherché à représenter la distribution des courants calculés sur l'ouverture pour une fréquence de 1 kHz de l'onde plane incidente. Deux polarisations du champ incident  $H$ , parallèles aux côtés du carré ont été étudiées, l'une suivant  $Ox$  (figure 3-2) et l'autre suivant  $Oy$  (figure 3-3). On peut voir que l'emplacement symétrique des points de contact impose une répartition des courants, différente dans les deux cas, mais toujours symétrique par rapport à l'un des axes de l'ouverture. D'autre part ces répartitions qui sont imposées par le sens du champ  $H$  incident et l'emplacement des points de contact sont très différentes de la distribution uniforme des courants obtenue dans le cas d'un joint uniforme (figure 2-22a).





*Fig 3.3 Distribution des courants sur l'ouverture chargée  
cas de disposition symétrique des points de contact  
H incident parallèle à Oy*

*Fig 3.2 Distribution des courants sur l'ouverture chargée  
cas de disposition symétrique des points de contact  
H incident parallèle à Ox*



*Fig. 3.4 Evolution fréquentielle des moments dipolaires  
pour une configuration symétrique de points de contact*

L'évolution fréquentielle de l'atténuation des moments dipolaires a été calculée pour les deux polarisations de champ H et est représentée sur la figure 3-4. On obtient deux courbes distinctes, montrant, contrairement au cas de l'ouverture bordée par un joint uniforme, que l'expression du moment dipolaire magnétique dépend de la polarisation du champ incident H. D'après la figure 3-4, la composante du moment dipolaire qui est associée à une distribution des courants dont la direction principale (figure 3-2) est parallèle à l'axe des points de contact a une amplitude plus faible que la composante associée au courant de sens perpendiculaire à cet axe (figure 3-3). Dans le premier cas, les courants s'approchent plus d'une répartition uniforme sur l'ouverture et sont donc à l'origine d'un meilleur blindage.

La matrice de polarisabilité  $\overline{\alpha}_m$  ne peut donc plus être assimilée à un scalaire mais prend la forme d'une matrice diagonale dont les éléments non nuls sont différents. On peut écrire :

$$\overline{\alpha}_m = \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & 0 \\ 0 & \alpha_{yy} \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

avec  $\alpha_{xx} \neq \alpha_{yy}$

### 3.2.2. Configurations asymétriques de points de contact

On choisit dans un premier temps la configuration asymétrique n°1 (figure 3-1). Les valeurs des impédances de surface et des résistances de contact sont les mêmes que dans le cas symétrique traité ci-dessus. La distribution des courants est tracée dans le cas où H est parallèle à Ox et H parallèle à Oy respectivement sur les figures 3-5 et 3-6. Ces figures montrent qu'une configuration asymétrique des points de contact est associée à une distribution asymétrique des courants. Le rayonnement du dipôle associé présente des caractères inédits par rapport au cas des ouvertures dotées de contacts symétriques. Le calcul numérique du moment dipolaire magnétique équivalent montre que celui-ci possède deux composantes non nulles, l'une parallèle à la direction du champ H incident, l'autre orientée suivant une direction perpendiculaire à ce champ comme on peut le voir sur la

figure 3-7 où est tracée l'évolution fréquentielle des composantes du moment dipolaire pour les deux orientations de champ H. Les distributions des courants électriques, très différentes selon les deux orientations de H, (figures 3-5 et 3-6) se traduit encore par des courbes distinctes (figure 3-7) pour les composantes du moment dipolaire  $P_m$  parallèles aux deux directions du champ H choisies. Par contre, le tracé des composantes perpendiculaires en fonction de la fréquence de l'onde incidente donne deux courbes identiques (figure 3-7).

La matrice de polarisabilité n'est plus diagonale comme pour l'ouverture symétrique précédente. On peut donc écrire :

$$\overline{\alpha}_m = \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & \alpha_{xy} \\ \alpha_{yx} & \alpha_{yy} \end{pmatrix} \quad (3-4)$$

avec  $\alpha_{xy} = \alpha_{yx}$

La matrice  $\overline{\alpha}_m$  est symétrique.

Ceci n'est pas surprenant, car d'après [13] quelle que soit la forme de l'objet diffractant et quelque soit la répartition des courants sur cet objet, si celui-ci est constitué d'un matériau réciproque c'est-à-dire pour lequel le théorème de réciprocité est applicable, la matrice  $\overline{\alpha}_m$  est toujours symétrique. L'ouverture chargée par un matériau doté d'une impédance de surface  $Z_s$  et bordée par un joint non uniforme, cas traité ici, est un objet inhomogène mais isotrope. On peut donc appliquer le théorème de réciprocité et prédire la symétrie de la matrice.

Pour confirmer cette affirmation, la configuration asymétrique n°2 (figure 3-1) a été étudiée. L'impédance du matériau est toujours de 1 Ohm mais cette fois les résistances des deux points de contact sont différentes et égales à 0,6 et 1,2 Ohm. Le lecteur se rapportera à la figure 3-1 pour connaître leur emplacement. Les distributions des courants électriques sont tracées sur les figures 3-8 et 3-9 respectivement pour H parallèle à Ox et Oy. Ces distributions sont comme auparavant asymétriques et très différentes l'une de l'autre. Sur la figure 3-10 représentant l'évolution fréquentielle des composantes des moments dipolaires magnétiques pour les deux polarisations de champ H choisies, les courbes des composantes perpendiculaires à ces directions sont confondues. La matrice de polarisabilité est donc de nouveau symétrique. Une démonstration de cette propriété sera proposée pour des matériaux isotropes en utilisant le théorème de réciprocité en annexe.

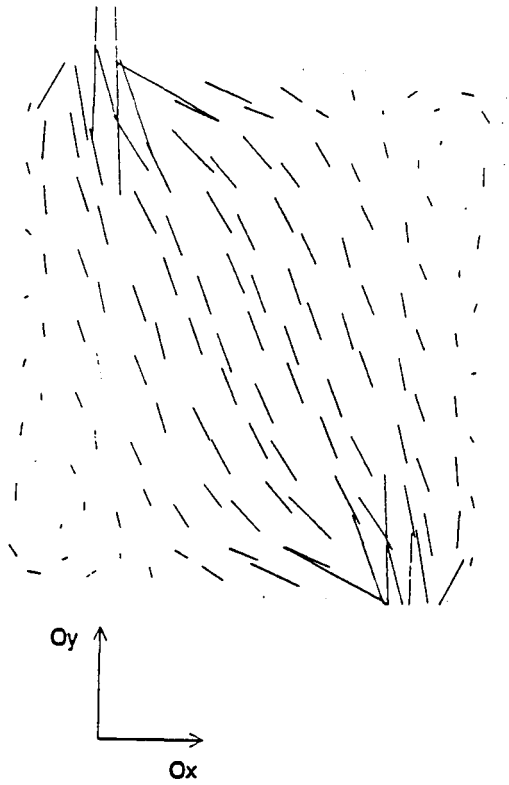


Fig 3.5 Distribution des courants sur l'ouverture chargée

1<sup>er</sup> disposition asymétrique des points de contact

H incident parallèle à Ox

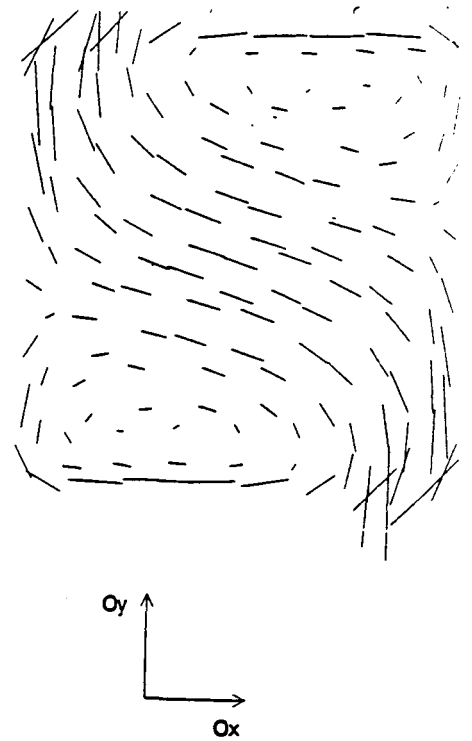


Fig 3.6 Distribution des courants sur l'ouverture chargée

1<sup>er</sup> disposition asymétrique des points de contact

H incident parallèle à Oy

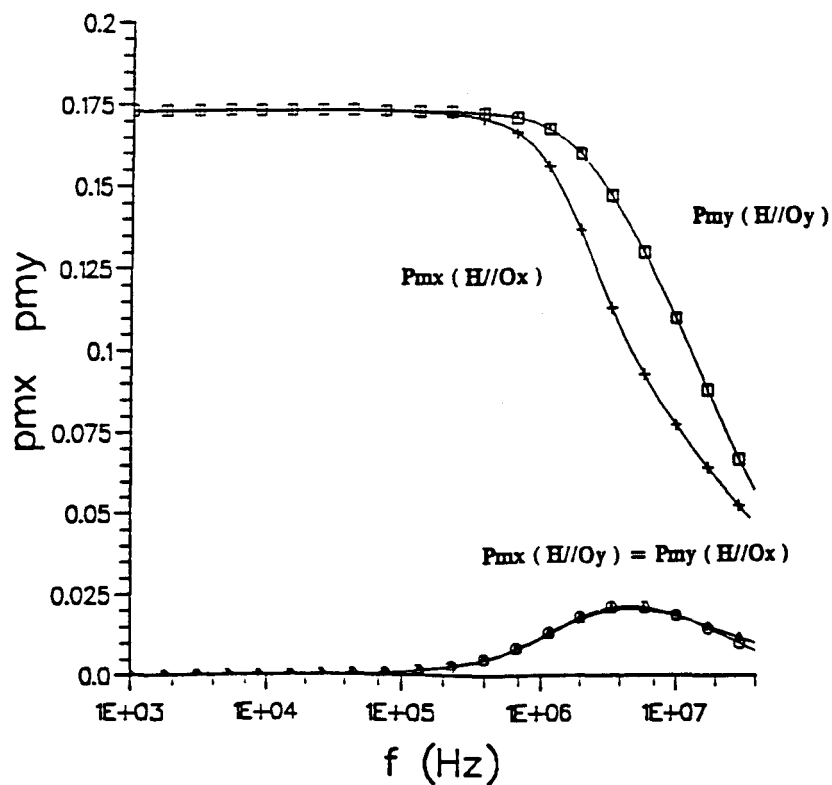


Fig. 3.7 Evolution fréquentielle des moments dipolaires pour la 1<sup>er</sup> configuration asymétrique de points de contact

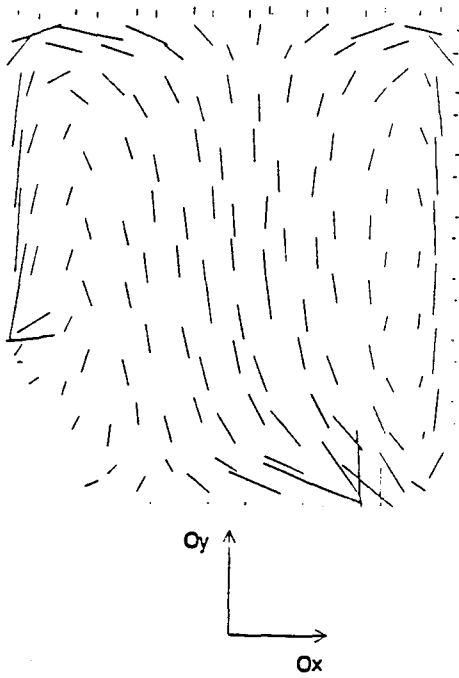


Fig 3.8 Distribution des courants sur l'ouverture chargée

2<sup>e</sup> disposition asymétrique des points de contact

H incident parallèle à Ox

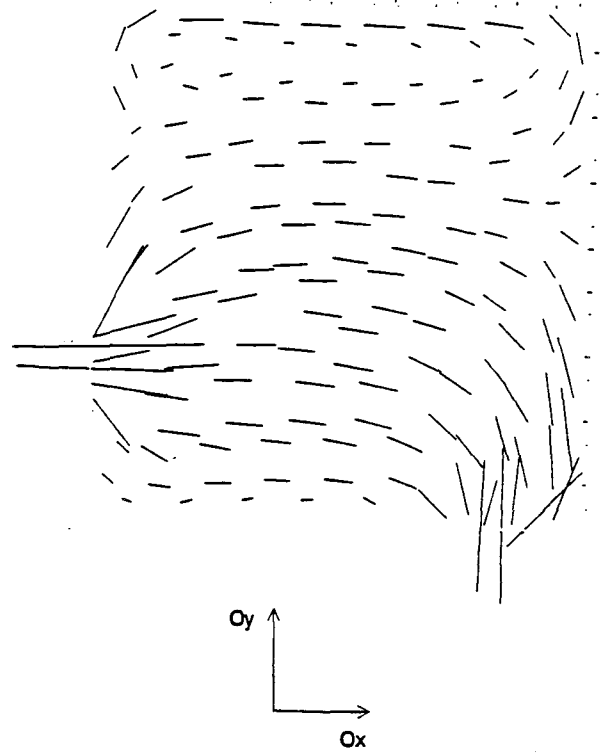


Fig 3.9 Distribution des courants sur l'ouverture chargée

2<sup>e</sup> disposition asymétrique des points de contact

H incident parallèle à Oy

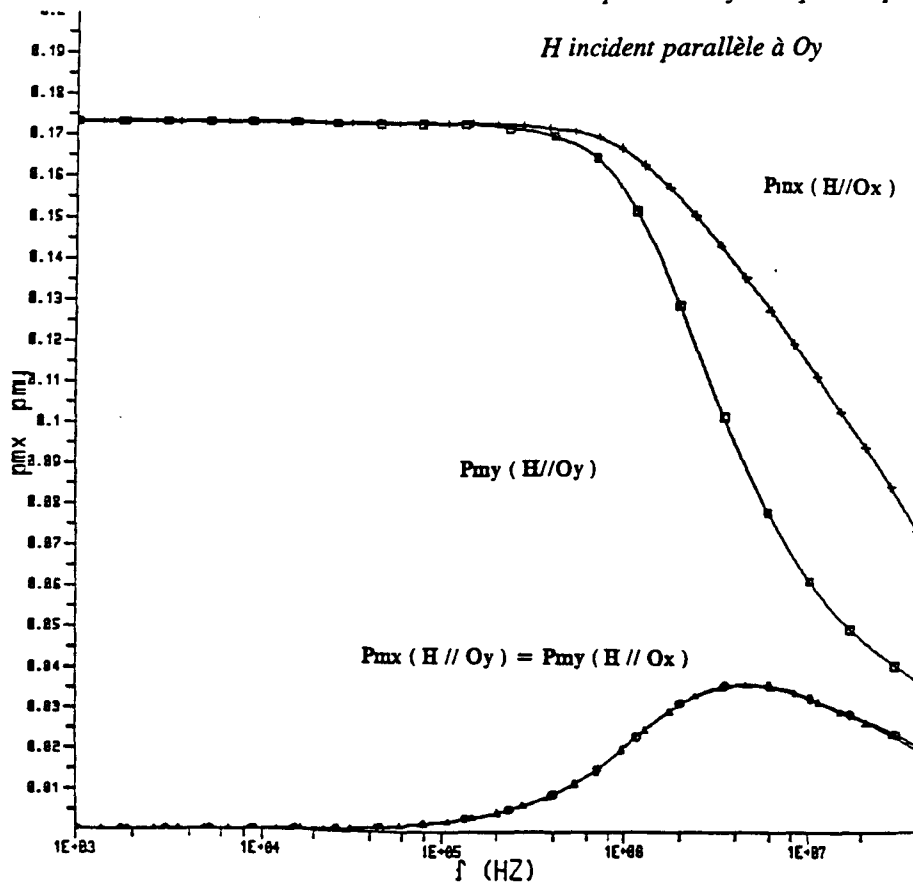


Fig. 3.10 Evolution fréquentielle des moments dipolaires pour la 2<sup>e</sup> configuration asymétrique de points de contact

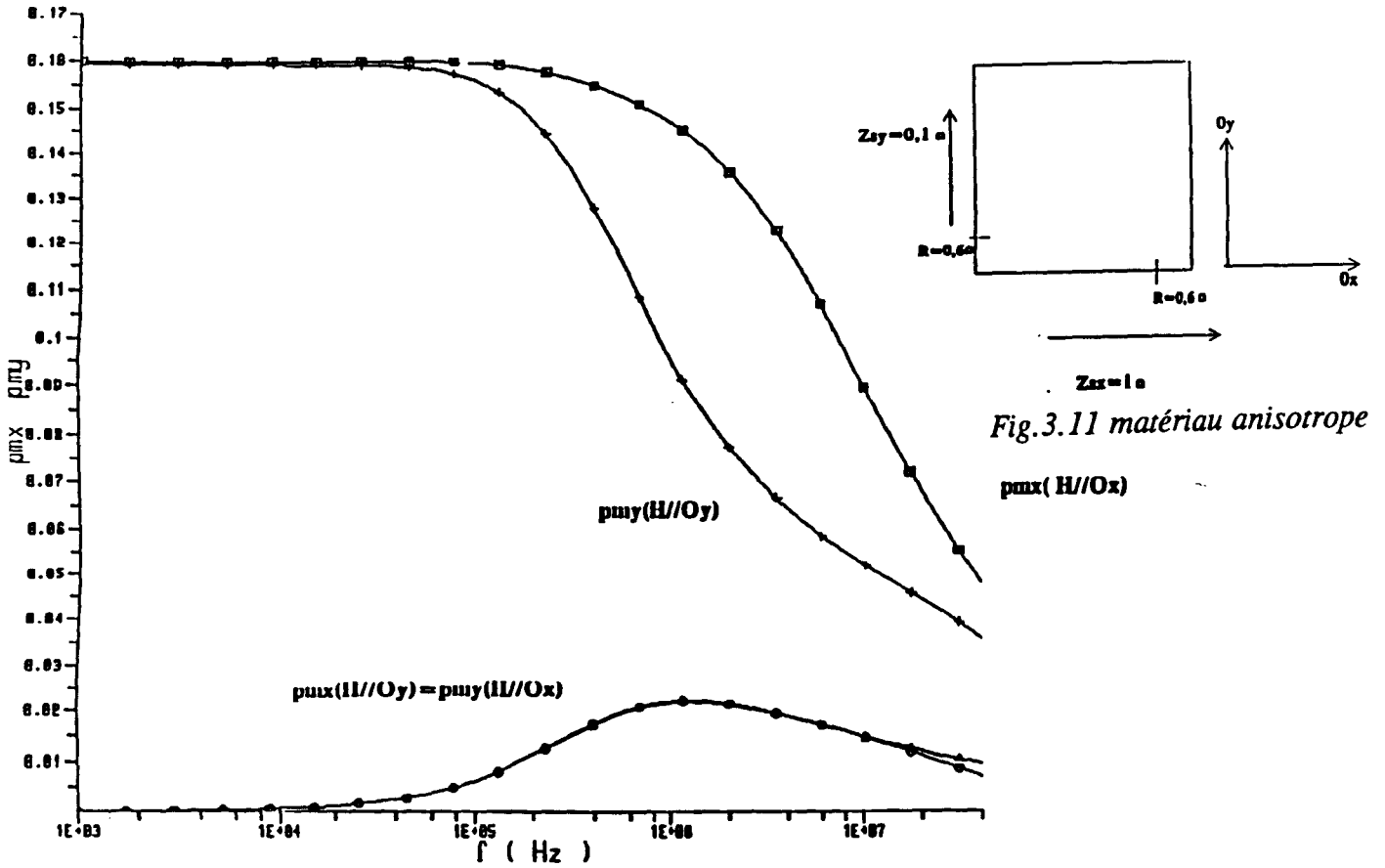


Fig.3.11 matériau anisotrope

Fig 3.12 Evolution fréquentielle des composants des moments dipolaires associée à l'ouverture chargée par un matériau anisotrope

De plus, il semble que la symétrie de cette matrice soit conservée pour un matériau anisotrope, pour lequel le théorème de réciprocité n'est pas applicable. En effet, on a étudié le cas d'une ouverture identique à celle de la configuration asymétrique n°2, mais chargée par un matériau anisotrope. Ce matériau est doté d'une impédance de surface  $Z_{sx}$  égale à 1 Ohm selon la direction Ox et d'une impédance de surface  $Z_{sy}$  de 0,1 Ohm selon la direction Oy (figure 3-11). Les points de contact ont une résistance de 0,6 Ohm. Le tracé des composantes du moment dipolaire en fonction de la fréquence montrent (figure 3-12), de nouveau, que les courbes des composantes du moment dipolaire perpendiculaires aux directions du champ H sont identiques tandis que celles qui lui sont parallèles sont représentées par des courbes distinctes. Dans toutes les configurations étudiées, la matrice de polarisabilité s'est avérée symétrique. Le fait que cette matrice possède des termes croisés non nuls, pour une ouverture avec contacts asymétriques, traduit que le moment dipolaire possède deux composantes non nulles, l'une suivant la direction parallèle au champ incident, l'autre suivant la direction perpendiculaire. Ce dernier terme croisé crée une perturbation supplémentaire qui n'existe pas pour toute autre ouverture avec contacts symétriques qu'elle soit chargée ou libre.

### 3.2.3. Vérification du formalisme dipolaire

Le formalisme dipolaire utilisé jusqu'à présent pour décrire le champ rayonné par une ouverture ne peut être appliqué que si toutes les hypothèses faites par Bethe sont réalisées. En particulier, il faut que les champs électriques et magnétiques soient quasi-uniformes sur la surface de l'ouverture. Ceci n'est pas nécessairement le cas pour les ouvertures chargées et bordées par des joints non uniformes. La distribution des courants électriques sur de telles ouvertures n'est pas uniforme comme le montrent les figures 3-2, 3-3, 3-5, 3-6, 3-8 et 3-9. Il a donc été décidé de calculer le champ lointain pour valider le formalisme dipolaire. Ce calcul a été conduit suivant deux méthodes :

\* A l'aide du code numérique, pour le calcul direct des champs rayonnés.

\* En utilisant les valeurs numériques des moments dipolaires données par le code, puis en appliquant les formules du rayonnement des dipôles pour obtenir les champs aux mêmes points que ci-dessus.

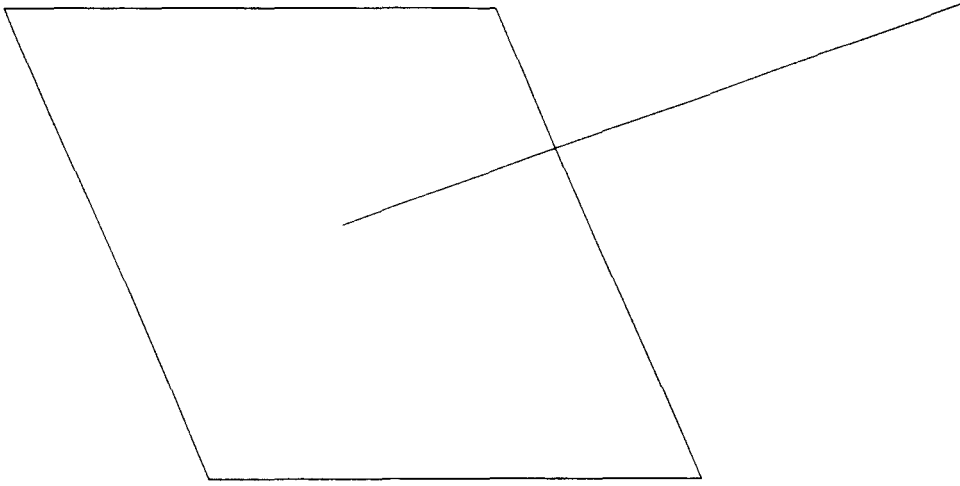
L'utilisation du code est nécessaire pour calculer les valeurs des composantes des moments dipolaires car aucune relation analytique n'existe à notre connaissance pour le cas des joints non uniformes.

Le calcul a été effectué en des points situés sur deux segments de droite. La première droite de longueur 3 m, est perpendiculaire à l'ouverture et a une extrémité au centre de l'ouverture (figure 3-13a). La deuxième est située à 1,5 m au-dessus de l'ouverture et est parallèle à une diagonale du carré (figure 3-13b). L'ouverture-test est l'ouverture chargée correspondant à la configuration asymétrique n°2 (figure 3-1). Le champ incident est, en utilisant les notations précédentes, parallèle à  $Oy$ . L'impédance de surface est toujours de 1 Ohm et la résistance associée à chaque point de contact est de 0,6 Ohm. La distribution de courant ainsi obtenue est identique à celle de la figure 3-9. Cette distribution est celle qui est la plus éloignée de l'uniformité parmi toutes celles qui ont été étudiées jusqu'à présent.

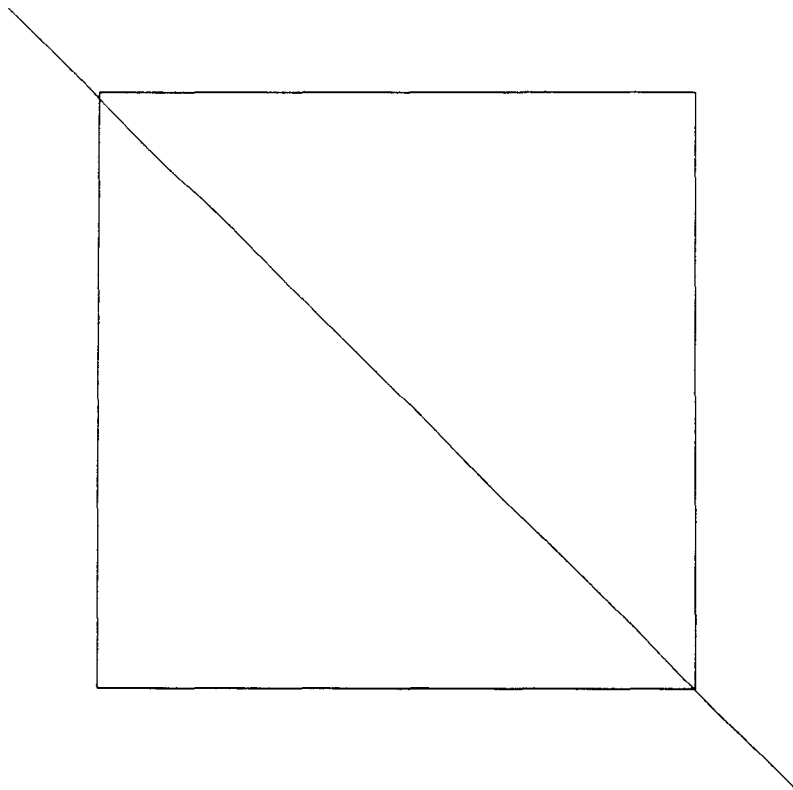
La comparaison entre les deux types de calcul effectués sur les deux droites est montrée figures 3-14 et 3-15. Il apparaît que l'approximation dipolaire est vérifiée au-delà d'une distance de 1,5 m (figure 3-14). En ce qui concerne les résultats pour les points situés sur la deuxième droite, la figure 3-15 montre que les deux méthodes de calcul donnent des amplitudes de champ magnétique très proches. On remarque, toutefois, une particularité pour le champ  $H_x$ , perpendiculaire au champ incident. Les deux courbes issues des deux méthodes de calcul sont légèrement décalées. Ceci est une conséquence de la non-symétrie de la distribution de courant (figure 3-9). Le barycentre des courants donc le dipôle n'est pas au centre de l'ouverture comme il est supposé dans le calcul semi-analytique utilisant la formule du rayonnement du dipôle.

L'hypothèse dipolaire n'est cependant pas mise en défaut et un terme dipolaire suffit pour calculer les champs à une distance grande devant les dimensions de l'ouverture.





*Fig 3.13a Droite perpendiculaire à l'ouverture passant par son centre*



*Fig 3.14b Droite tracée sur un plan parallèle à l'ouverture à 1,5 cm de celle-ci*

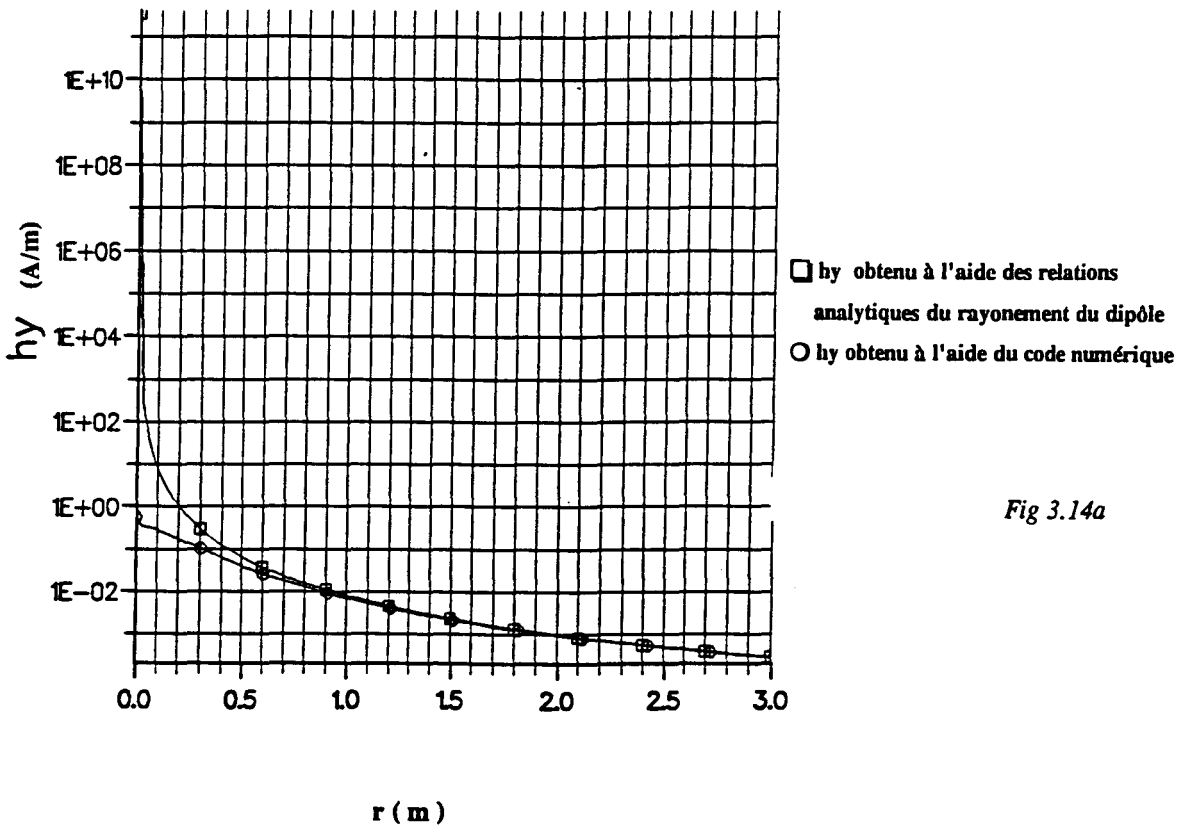


Fig 3.14a

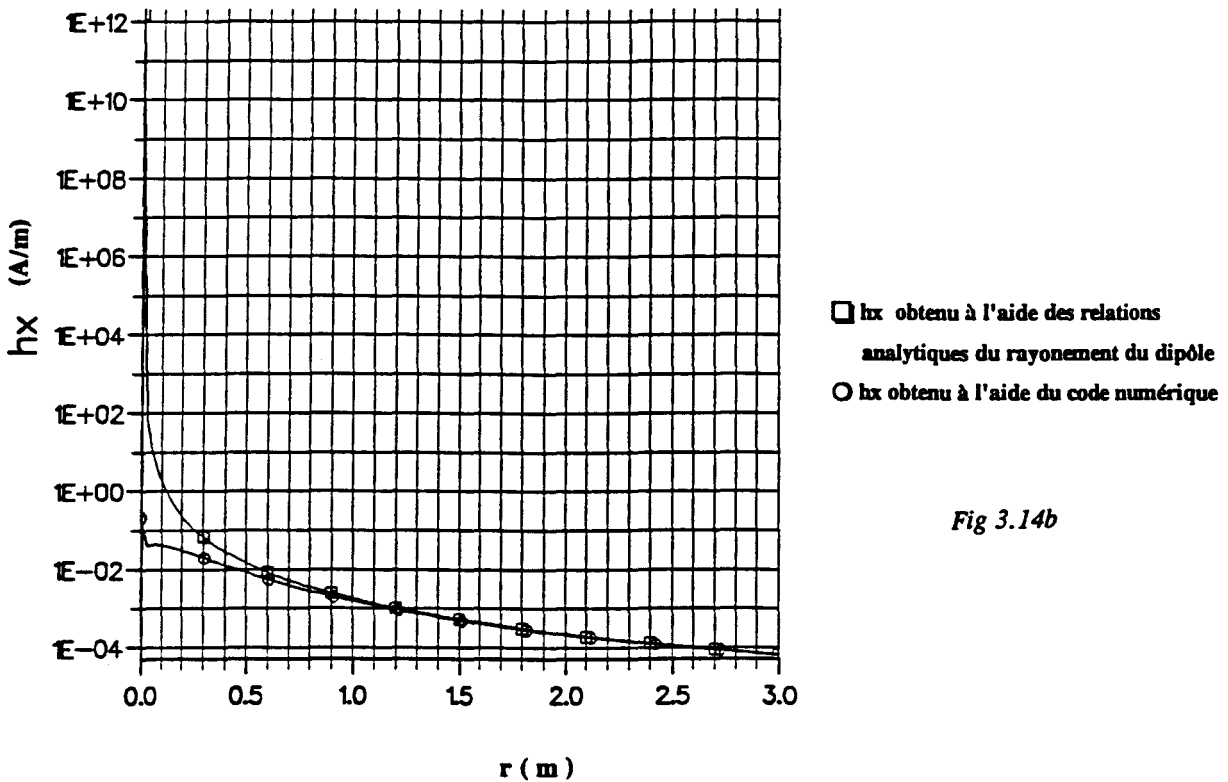
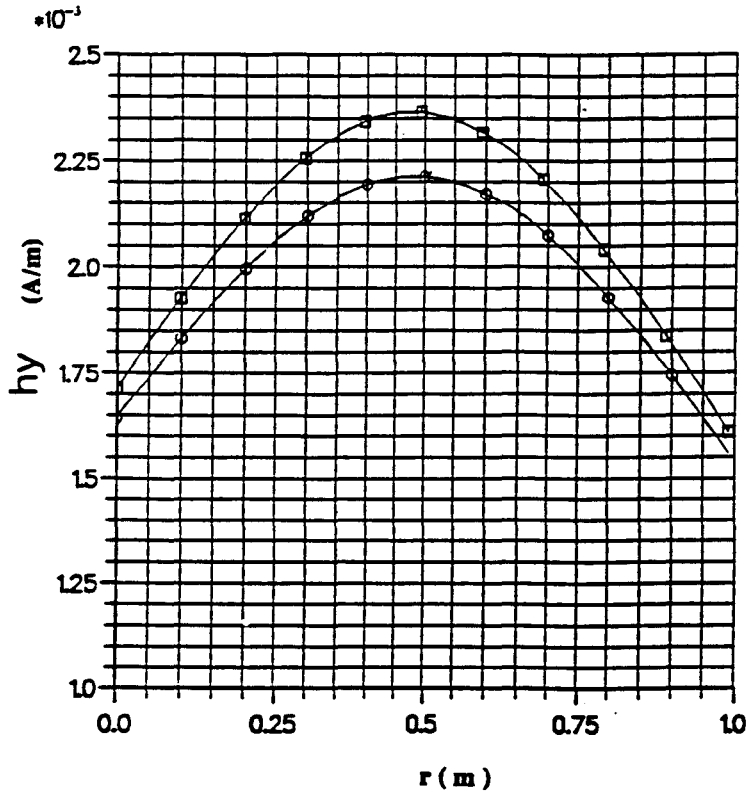


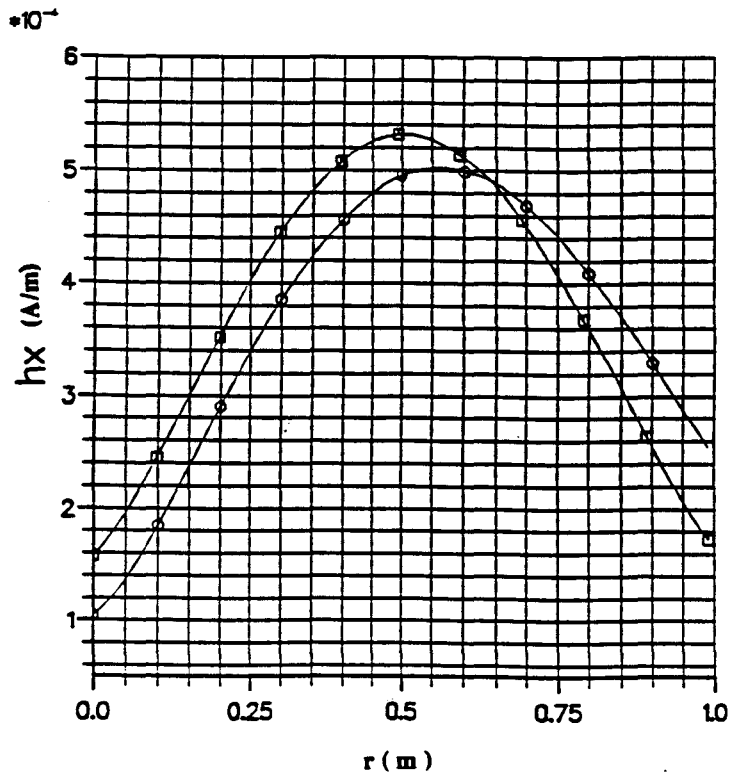
Fig 3.14b

Fig 3.14 Comparaison entre calcul analytique et numérique pour la droite perpendiculaire à l'ouverture



□  $h_y$  obtenu à l'aide des relations analytiques du rayonnement du dipôle  
 ○  $h_y$  obtenu à l'aide du code numérique

Fig 3.15b



□  $h_x$  obtenu à l'aide des relations analytiques du rayonnement du dipôle  
 ○  $h_x$  obtenu à l'aide du code numérique

Fig 3.15a

Fig 3.15 Comparaison entre calcul analytique et numérique pour la droite parallèle à l'ouverture

### 3.2.4. Remarque sur la représentation des densités de courant par le code basé sur la Méthode des Moments

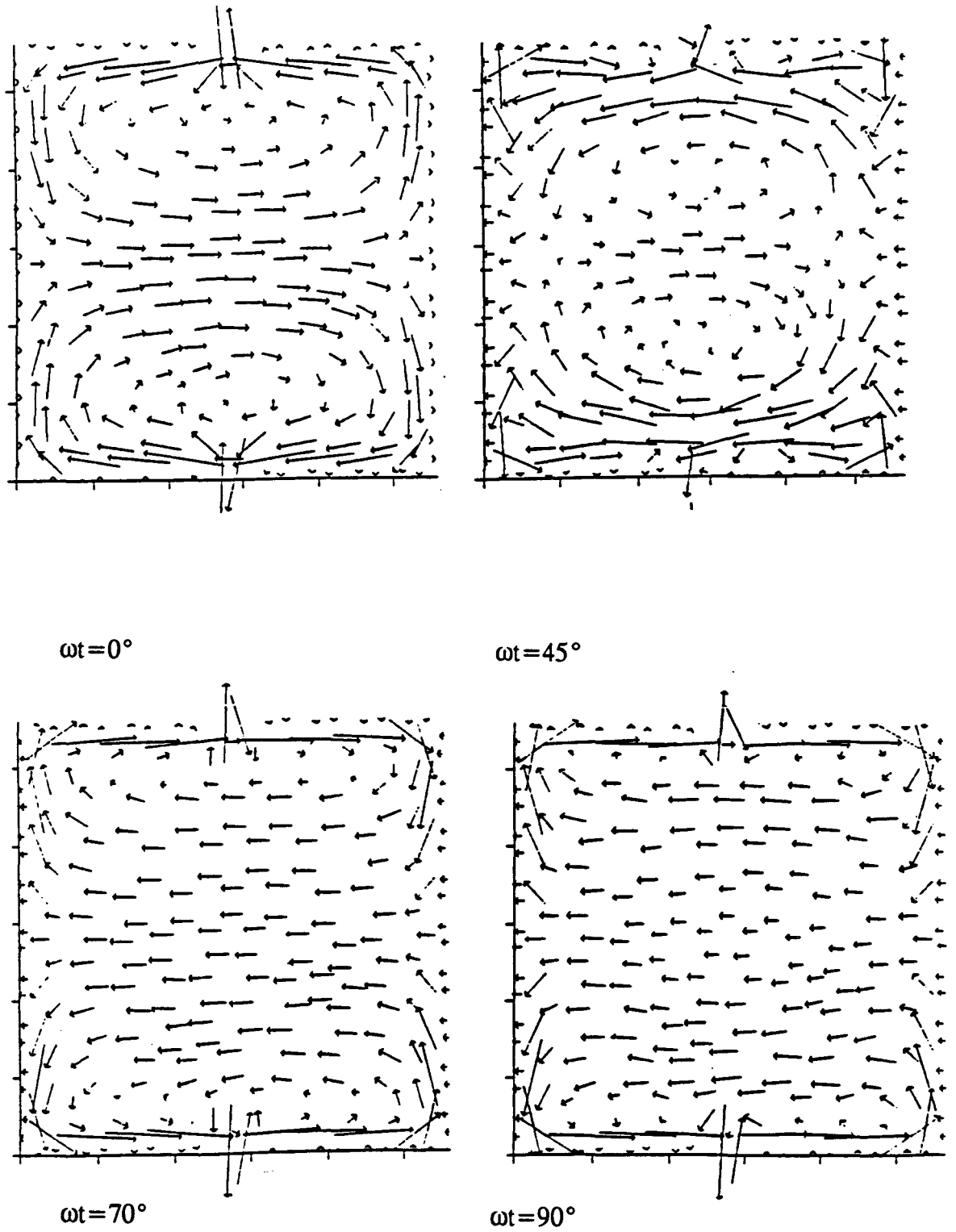
Les cartes des courants électriques sont obtenues à partir de résultats calculés numériquement et exprimés en nombres complexes. Ceci ne pose pas de problèmes de représentation quand le courant possède une seule composante. Par contre, lorsque le vecteur complexe comporte deux composantes non nulles, celles-ci peuvent posséder une phase complexe différente :

$$\vec{J} \begin{cases} J_x [\cos(\omega t + \varphi_x) + i \sin(\omega t + \varphi_x)] \\ J_y [\cos(\omega t + \varphi_y) + i \sin(\omega t + \varphi_y)] \end{cases} \quad (3-5)$$

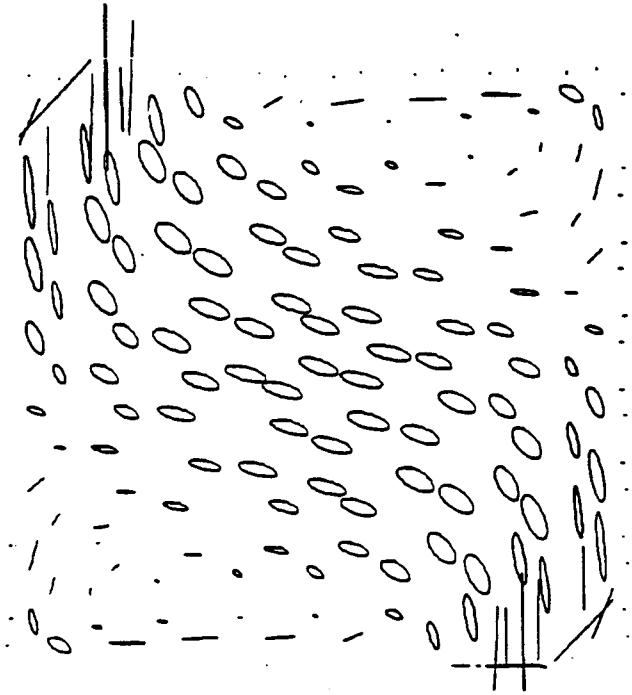
Jusqu'à présent, les cartes des courants précédentes représentent le vecteur  $\begin{vmatrix} J_x \\ J_y \end{vmatrix}$

Ceci conduit à une erreur si les phases des deux composantes sont différentes. Le vecteur  $\vec{J}$  connaît dans ce cas une polarisation elliptique. La carte des courants va évoluer avec le temps.

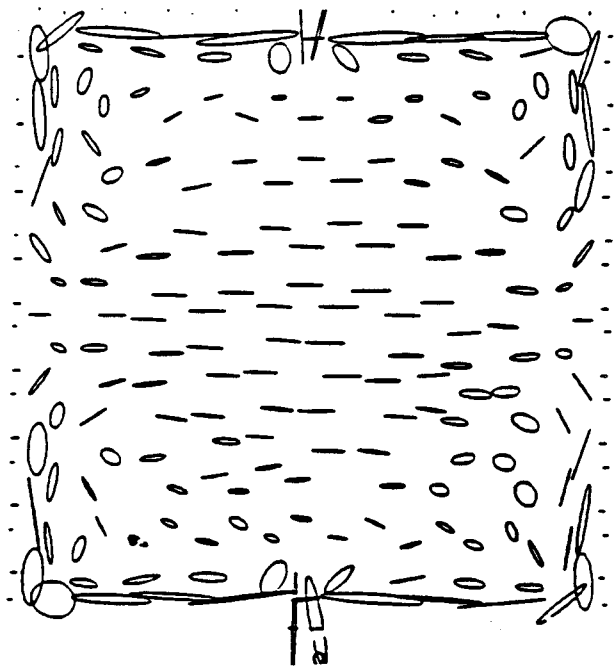
Pour le montrer, plusieurs cartes ont été tracées à des temps différents c'est-à-dire pour une fréquence donnée le produit  $\omega t$  variant. On a choisi la configuration symétrique avec un champ incident parallèle à l'axe Oy (figure 3-3) avec quatre valeurs de  $\omega t$  :  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $70^\circ$  et  $90^\circ$ . Les différentes cartes de courant sont représentées figure 3-16. La fréquence de calcul est de 1 kHz. L'impédance de surface est de  $1 \Omega$ . Les contacts sont supposés parfaits. On s'aperçoit donc que l'ensemble de la distribution des courants varie avec le temps. Ceci indique comme il était prévu, une polarisation elliptique du vecteur densité de courant. La représentation précédente qui ne tenait que des modules des composantes de la densité du courant et ignorait leur phase semble n'être pas fidèle.



*Fig. 3.16 Distribution des courants sur une ouverture chargée à différents  $\omega t$   
Cas de la configuration symétrique.  $H$  parallèle à  $Oy$*



*Fig. 3.17 Tracé des ellipses de polarisation pour la configuration symétrique.  
H parallèle à  $Oy$*



*Fig. 3.18 Tracé des ellipses de polarisation pour la première configuration asymétrique.  
H parallèle à  $Oy$*

La carte des densités de courant qui serait la plus exacte et la plus riche en information serait celle où figureraient les ellipses décrites par le vecteur  $\vec{J}$  calculé sur chaque élément de maillage. Deux configurations ont été choisies pour illustrer cette méthode. La première identique à la précédente, la seconde qui correspond à la première configuration asymétrique avec toujours le champ magnétique incident suivant la direction  $Oy$ .

Le tracé de la carte des ellipses est montré figure 3-17, pour la première configuration et figure 3-18 à la fréquence de calcul de 1 kHz. L'impédance de surface du matériau est toujours de  $1 \Omega$  et les points de contact présentant une résistance négligeable. La distribution des ellipses apporte plusieurs informations intéressantes. Plus la forme de l'ellipse se rapproche de celle d'un cercle, plus la différence de phase entre les deux composantes du vecteur densité de courant est notable. Plus la surface de l'ellipse est grande, plus le module de la densité de courant a une valeur élevée. La direction principale du courant est indiquée par l'axe principal de l'ellipse.

Toutefois, la comparaison des distributions des courants obtenues précédemment en ignorant la différence de phase (figure 3-3 et figure 3-8) avec celles tracées dans ce cas grâce à une représentation sous forme d'ellipse montrent que l'orientation générale des courants est semblable lorsque ces deux méthodes sont utilisées. On peut donc en conclure que les représentations des courants dans les paragraphes précédents, bien qu'inexactes, peuvent être utiles pour la compréhension des phénomènes physiques par sa plus grande simplicité.

### **3.3. Deuxième effet de la non-uniformité du joint**

#### **3.3.1 Mise en évidence expérimentale**

Un certain nombre de mesures ont été effectuées grâce au dispositif expérimental décrit au chapitre précédent. Dans un premier temps, un type de panneau identique à celui utilisé pour représenter des panneaux sans recouvrement et de résistance de contact nulle a été choisi. L'uniformité du joint est assurée par 16 fils conducteurs soudés sur chacun des côtés traversés perpendiculairement par le courant électrique. On peut rendre compte de l'effet de dégradation de l'uniformité, en enlevant progressivement ces fils conducteurs,

pour réaliser des panneaux ayant 7, puis 3 et 2 points de contact sur chacun des côtés. Un cas où 2 points de contact sur un côté et un seulement sur l'autre lui faisant face ont été aussi testés. Comme dans le chapitre 1, la mesure de l'atténuation du champ magnétique a été réalisée à 4 cm de l'ouverture sur l'axe de celle-ci. Les résultats des différentes mesures ont été réunies sur la figure 3-19. Pour la courbe associée au point de résistance nulle et uniforme, on retrouve la pente caractéristique, maintenant bien connue, de 20 dB par décade. Cependant les autres courbes font apparaître un comportement inédit que la théorie élaborée par Casey ne décrivait pas. La courbe d'atténuation ne décroît plus selon une pente de 20 dB par décade, mais atteint à partir d'une certaine fréquence une valeur constante. Le niveau du palier décrit alors par la courbe dépend du degré d'uniformité du contact. Plus celui-ci est faible, plus le niveau diminue, la courbe d'atténuation s'éloignant de celle associée au joint uniforme. Ce phénomène n'apparaissait pas nettement auparavant car les valeurs des impédances de surface trop élevées avaient pour conséquence de repousser cette partie de la courbe en dehors de l'intervalle de fréquence étudié.

On constate d'autre part qu'à basse fréquence les différentes courbes ne sont pas confondues. Il existe un certain décalage vers les hautes fréquences lorsque l'uniformité du contact se dégrade. Cela signifie que la résistance de contact n'a pas la même valeur dans chacun des cas. En effet, les fils conducteurs, pris isolément avec leur soudure ont une résistance ohmique faible mais non nulle. L'utilisation d'un grand nombre de ces fils conduit, d'après la relation (3-2), à une résistance totale équivalente quasi-nulle. Si ce nombre de points de contact diminue, la résistance équivalente augmente, produisant un décalage des courbes d'atténuation vers des fréquences plus élevées.

Cependant, la présence d'un palier pour l'atténuation d'un panneau doté de points de contact discret, mise en évidence par les mesures précédentes, nous interdit d'utiliser cette résistance équivalente dans les relations analytiques de Casey pour prédire le niveau d'atténuation. On ne dispose donc pas d'outils théoriques pour l'étude de joints non-uniformes. Il ne reste que le recours au code numérique.



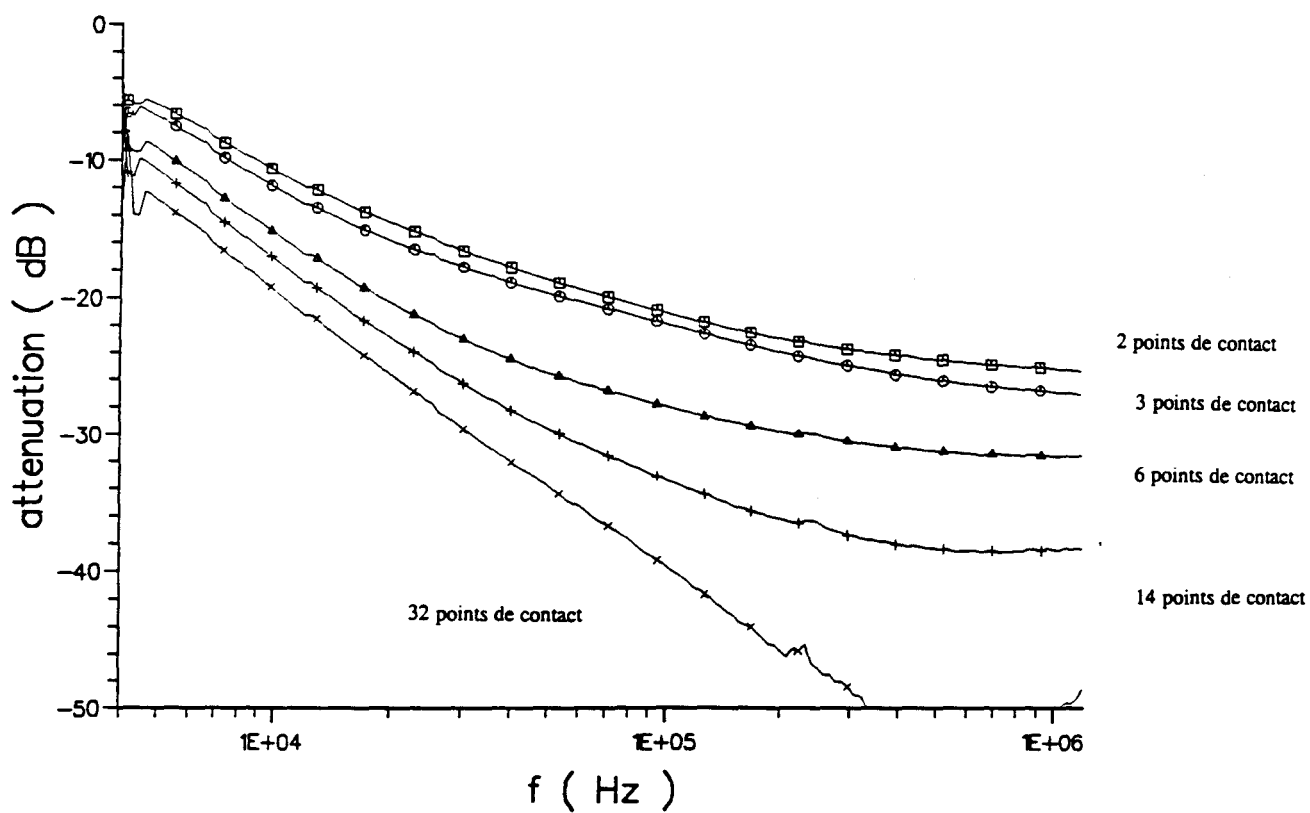


Fig. 3.19 Niveau des paliers selon le nombre des points de contact

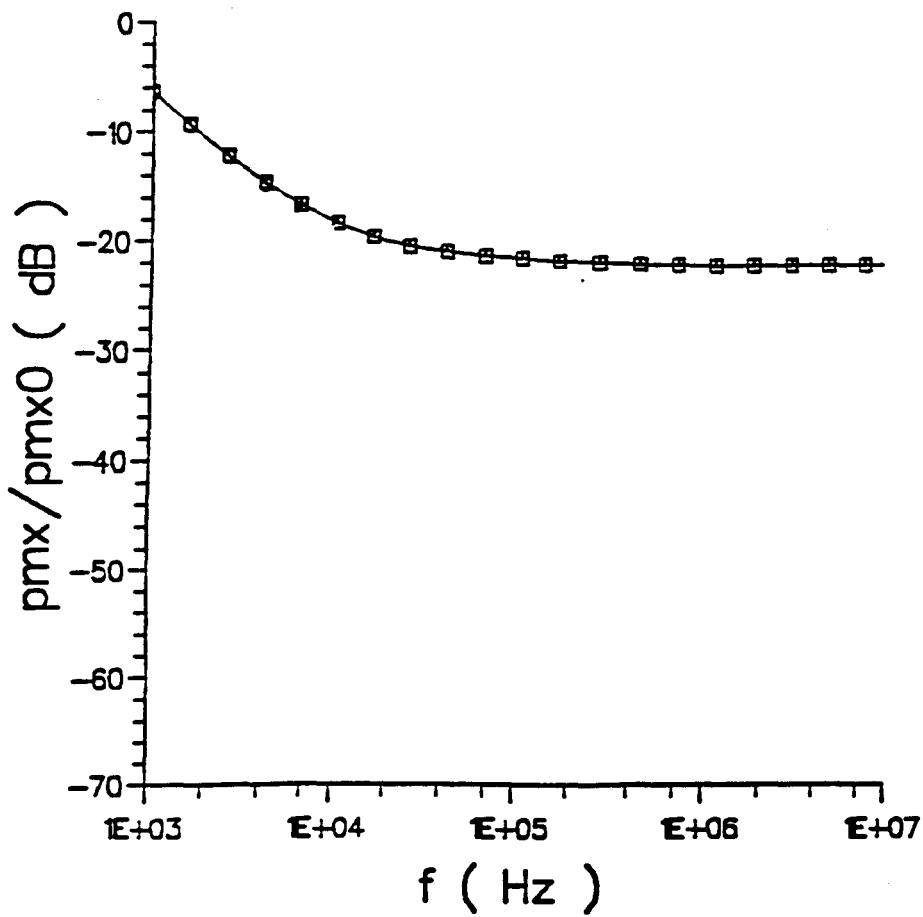


Fig 3.20 Courbe d'atténuation d'une ouverture chargée dotée de points de contact disposés symétriquement  $Z = 0,5 \text{ m}\Omega$

### 3.3.2 Etude numérique

La configuration choisie est la configuration symétrique. L'impédance de surface est cette fois de  $0,5 \text{ m}\Omega$ . Les points de contact sont dotés d'une résistance totale de  $10^{-4} \Omega$  supposés parfaitement conducteurs. La figure 3-20 montre la courbe de l'atténuation du dipôle magnétique en fonction de la fréquence. Elle présente un palier à partir d'une certaine fréquence.

Le fait que l'atténuation du moment dipolaire atteigne une valeur constante a une influence importante sur l'efficacité de blindage. En effet une résistance uniforme du joint même de valeur plus élevée que les résistances locales peut produire une plus grande atténuation du dipôle magnétique. La figure 3-21 illustre cette idée : deux courbes sont tracées sur cette figure, l'une associée à un joint uniforme de résistance totale de  $4,6 \text{ Ohm}$ , l'autre correspondant à une disposition symétrique de points de contact de résistance totale de  $10^{-4} \text{ Ohm}$ , c'est-à-dire très faible. L'impédance de surface pour les deux ouvertures est la même et est toujours de  $0,5 \text{ m}\Omega$ . A basse fréquence, l'ouverture bordée par le joint non uniforme qui est moins résistant présente la plus grande atténuation dipolaire. Par contre, à plus haute fréquence, la tendance s'inverse. L'ouverture dotée du joint de résistance plus élevée mais uniforme offre un blindage électromagnétique qui peut être supérieure de  $30 \text{ dB}$  à celle produite par l'ouverture, dotée de points de contact discrets. La seule donnée de la résistance telle qu'elle peut être fournie par une mesure au ohm-mètre n'est pas suffisante. Il faut pour s'assurer de la qualité du joint connaître la nature de la répartition (uniforme ou non) de la résistance.

Comme il a été noté au § 2.4.3, la pente de  $20 \text{ dB}$  par décade est liée à une distribution de courant qui tend à être uniforme sur le panneau. La répartition ponctuelle des points de contact ne permet pas au courant de tendre vers cette configuration idéale. La distribution des courants reste non-uniforme et à partir d'une certaine fréquence n'évolue plus. Ceci se traduit par une atténuation dipolaire qui atteint une valeur constante. La présence de points de contact électrique discrets n'est pas seule à l'origine de ce comportement. Toute situation qui empêchera une répartition uniforme du courant sur l'ouverture conduira à une atténuation dipolaire qui sera constante à partir d'une certaine fréquence.

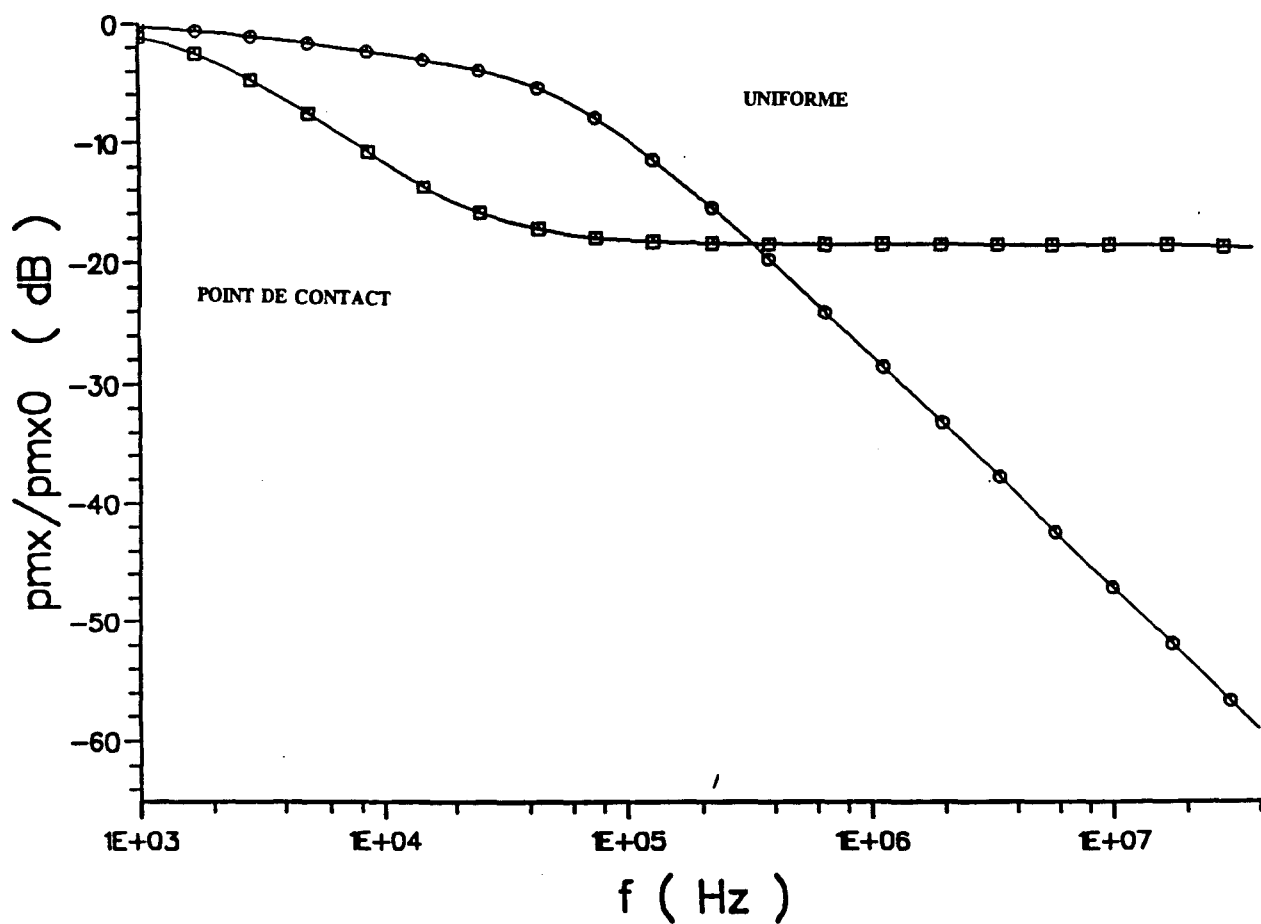


Fig. 3.21 Atténuations dipolaires pour un panneau bordé par un joint uniforme et pour un panneau doté de points de contact

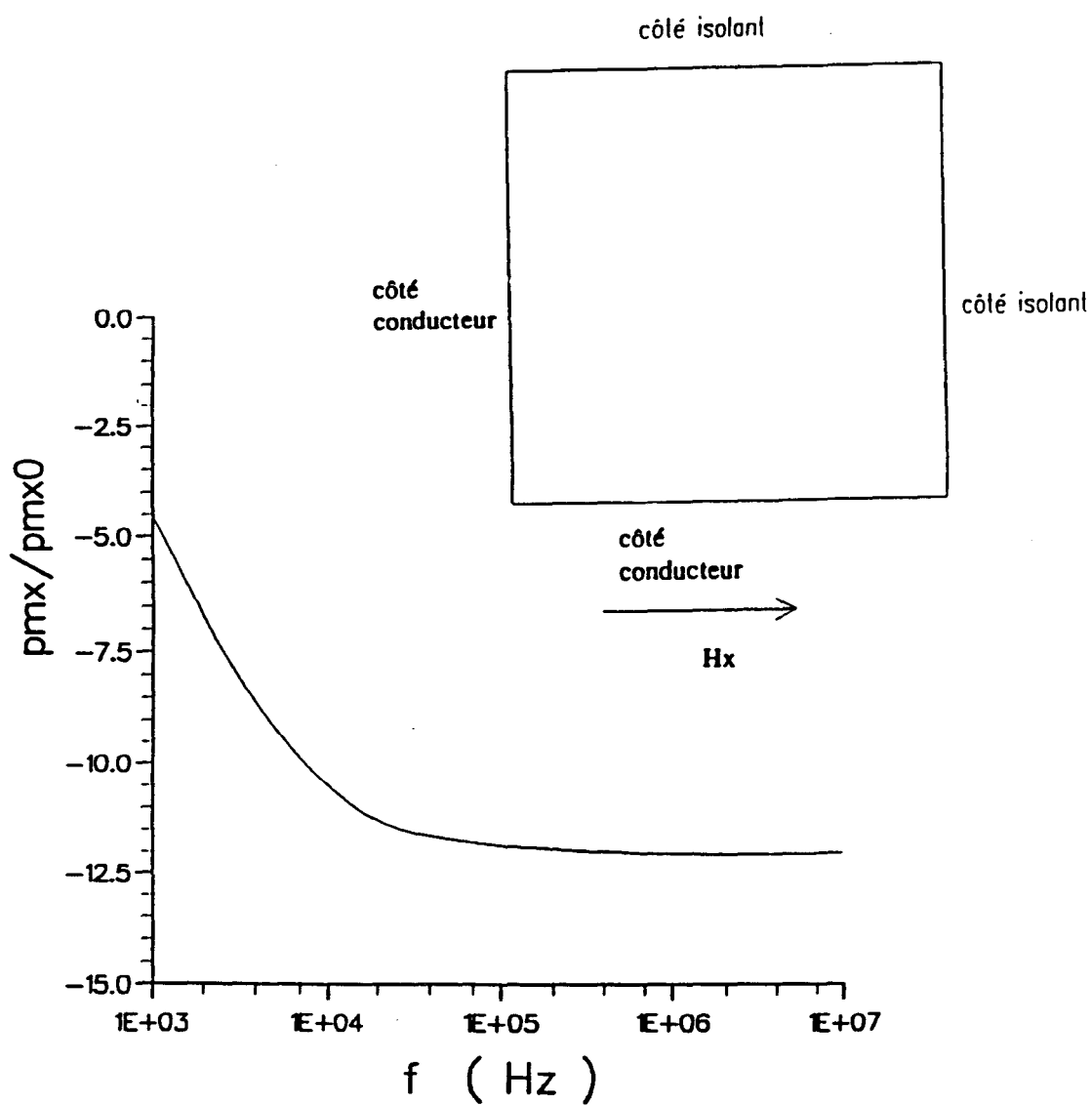


Fig 3-22 Effet de palier pour un joint uniforme et non ponctuel

Pour illustrer cette remarque, on prend l'exemple d'une ouverture carrée et bordée par un joint de résistance infinie sur deux côtés adjacents, le reste du joint ayant une résistance nulle (figure 3-22). L'impédance de surface est de  $0,5 \text{ m}\Omega$ . Le champ incident  $H$  est parallèle à  $Ox$ . On voit bien (figure 3-22) que l'atténuation de la composante dipolaire ayant la même direction que le champ incident présente un palier à partir d'une certaine fréquence. Il est intéressant d'étudier quels sont les paramètres qui influencent la valeur constante atteinte par l'atténuation dipolaire. Les figures 3-23 et 3-24 montrent respectivement la conséquence d'une augmentation de la résistance des points de contact et de l'impédance de surface. La configuration des points de contact est la configuration symétrique. Comme pour le cas d'une résistance uniforme traitée par le formalisme de Casey, une plus grande valeur de l'impédance de contact ou de surface décale la courbe d'atténuation dipolaire vers les hautes fréquences sans changer la valeur de la constante. Au contraire, un changement de l'emplacement des points de contact la modifie comme le montre la figure 3-25 où sont représentées les atténuations de la composante du dipôle magnétique parallèle au champ incident pour les trois configurations de points de contact. Les résistances de contact sont identiques dans les trois cas et égales à  $10^{-4} \Omega$ . L'impédance de surface est toujours de  $0,5 \text{ m}\Omega$ . Le champ incident est orienté selon la direction  $Ox$  et le courant qu'il génère selon  $Oy$ . Pour une telle orientation, plus la configuration des points est asymétrique, plus la répartition s'éloigne de l'uniformité, plus l'atténuation est faible. A nouveau la donnée de la valeur de la résistance de contact ne suffit donc pas encore pour apprécier l'efficacité de blindage de telles ouvertures.

Une augmentation de la taille de l'ouverture pour une même disposition de points de contact et pour des valeurs d'impédances inchangées provoque une diminution de la constante atteinte par l'atténuation dipolaire. Il existe une différence de  $-2 \text{ dB}$  environ entre les résultats obtenus pour deux ouvertures de  $54 \text{ cm}$  et de  $20 \text{ cm}$  dotées des contacts symétriques (figure 3-26). Ces calculs montrent que l'atténuation des moments dipolaires magnétiques augmente avec les dimensions caractéristiques des objets.

La valeur de la constante atteinte par l'atténuation dipolaire dépend de la polarisation du champ incident  $H$ . En effet, comme on l'a vu précédemment les termes diagonaux de la matrice de polarisabilité magnétique ne sont généralement pas égaux. Les composantes du moment dipolaire, parallèles au champ incident  $H$ , vont être associées à des constantes différentes.

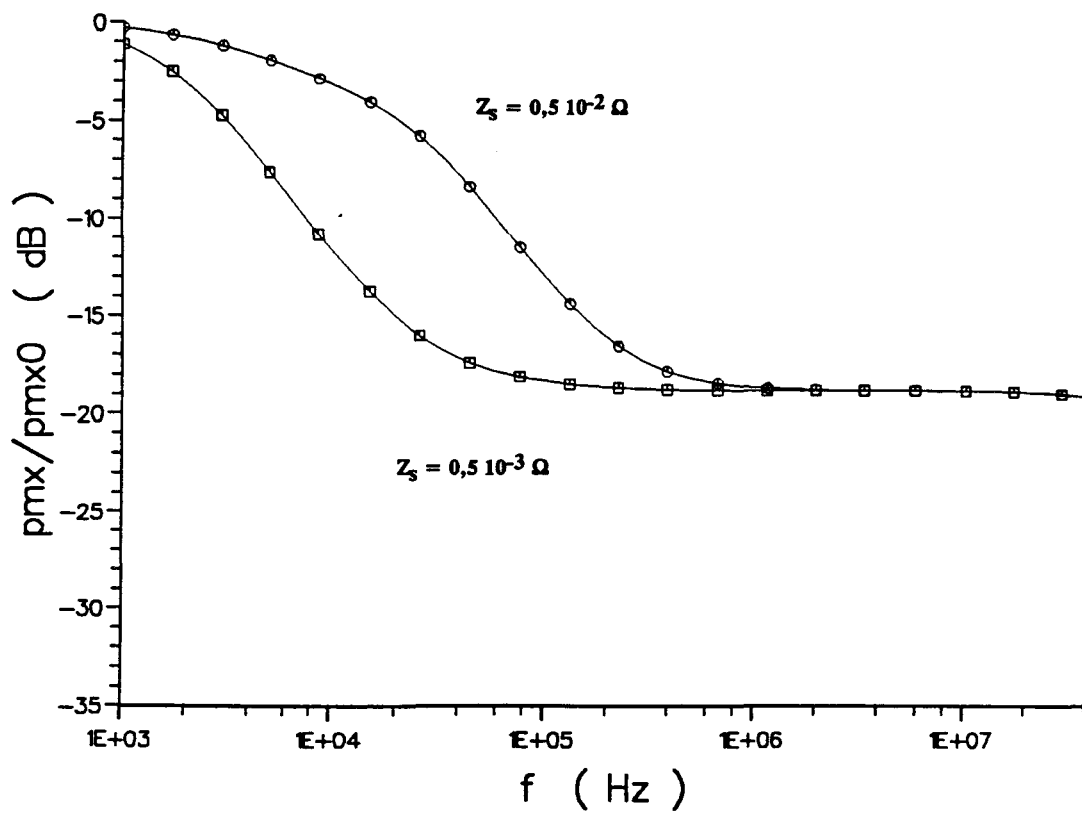


Fig 3-23 Effet d'une augmentation de l'impédance

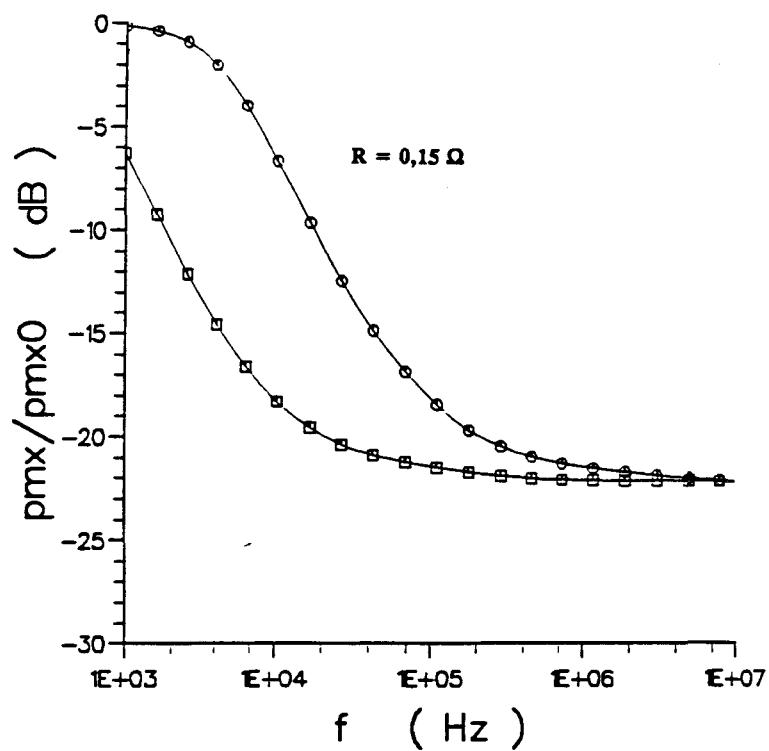


Fig 3.24 Effet d'une augmentation de la résistance de contact

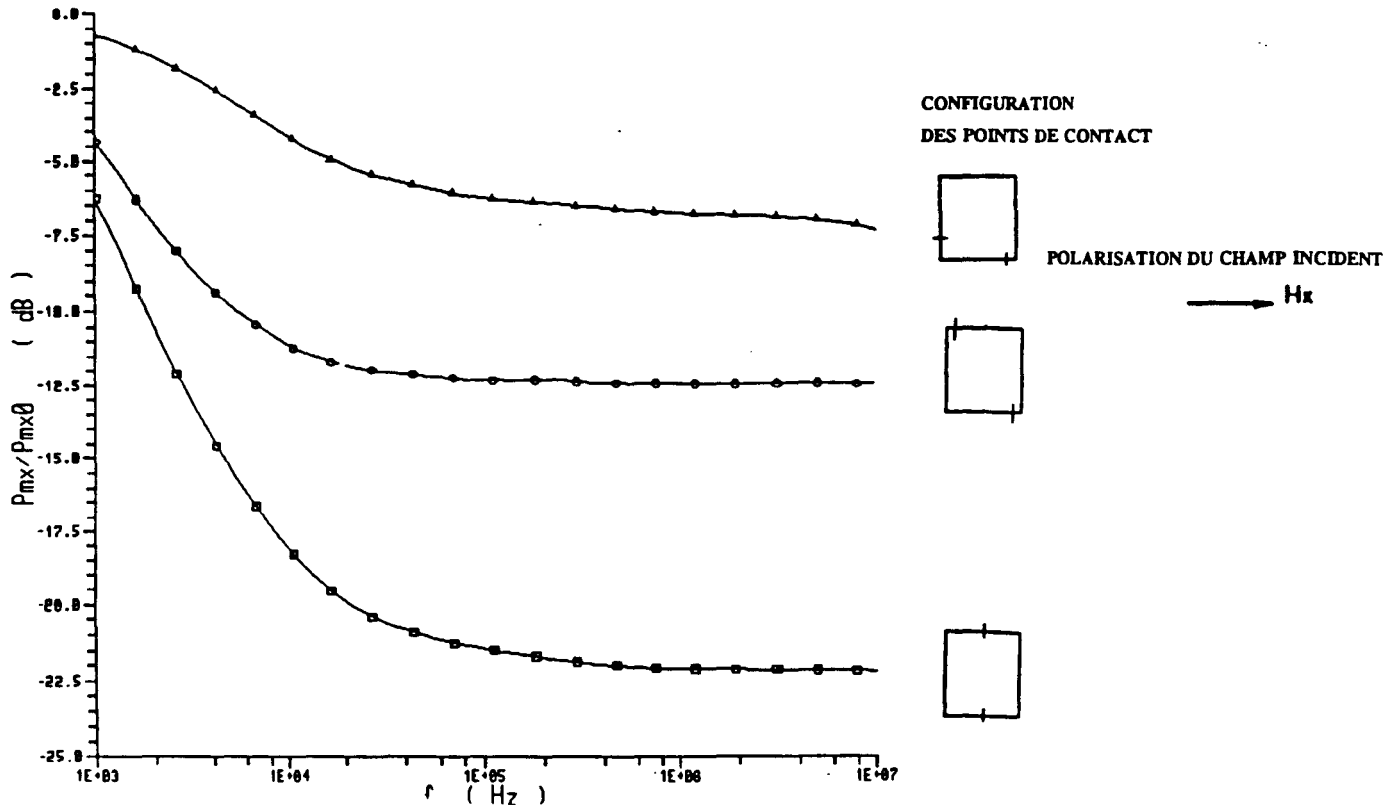


Fig. 3.25 Influence de la position des points de contact

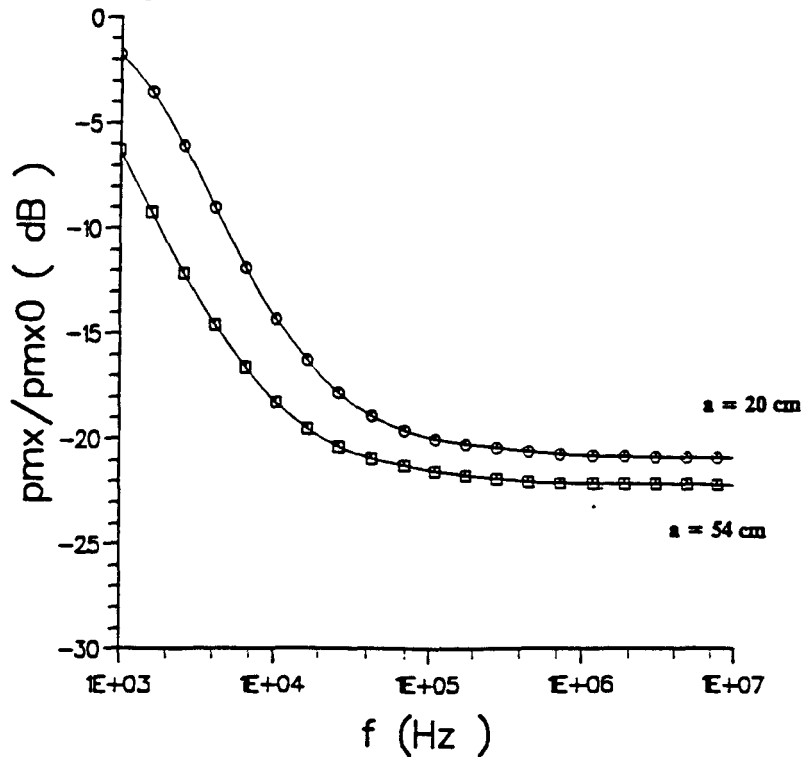


Fig. 3.26 Influence de la dimension de l'ouverture



Au contraire, puisque l'on sait que la matrice est symétrique, la composante perpendiculaire au champ incident  $H$  est indépendante de la polarisation de l'onde incidente. Ceci est illustré sur la figure 3-27 par les courbes des moments dipolaires tracées pour la deuxième configuration asymétrique.

La courbe d'atténuation du champ magnétique comme celle du moment dipolaire présente un palier dont le niveau dépend de la position du point où le calcul est effectué. En un point situé sur l'axe de l'ouverture et à une distance grande devant les dimensions caractéristiques de l'ouverture, l'atténuation de chaque composante du moment dipolaire magnétique est identique à l'atténuation de la composante du champ ayant la même direction. Ceci n'est plus correct pour des points situés à des distances plus faibles de l'ouverture. La figure 3-28 montre une différence de -20 db entre l'atténuation du champ en un point à 5cm de l'ouverture et celle du moment dipolaire. On a étudié ici la deuxième configuration asymétrique avec une onde incidente telle que  $H$  soit orienté suivant  $Oy$ . L'écart entre les deux courbes représentant les atténuations du dipôle et du champ magnétique diminue avec la distance à l'ouverture du point de calcul du champ. Il est donc important, pour tester l'efficacité de blindage d'une ouverture chargée par une trappe reliée par des points de contact discrets, de préciser l'emplacement du point de calcul ou de mesure.

En résumé, la valeur constante atteinte par la courbe d'atténuation du champ magnétique ou du moment dipolaire ne dépend que de facteurs géométriques mais reste inchangée par toute modification de valeur d'impédance. Pour assurer la maintenance d'un panneau monté sur aéronefs, il ne suffit donc pas d'améliorer localement la résistance de contact d'un point défectueux, mais il faut s'assurer de l'uniformité de cette résistance de contact.

### **3.3.3 Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques**

On a eu pour objectif de vérifier les résultats numériques concernant les différentes configurations de points de contact. On peut les réaliser en soudant des fils bon conducteurs aux emplacements décrits figure 3-1.

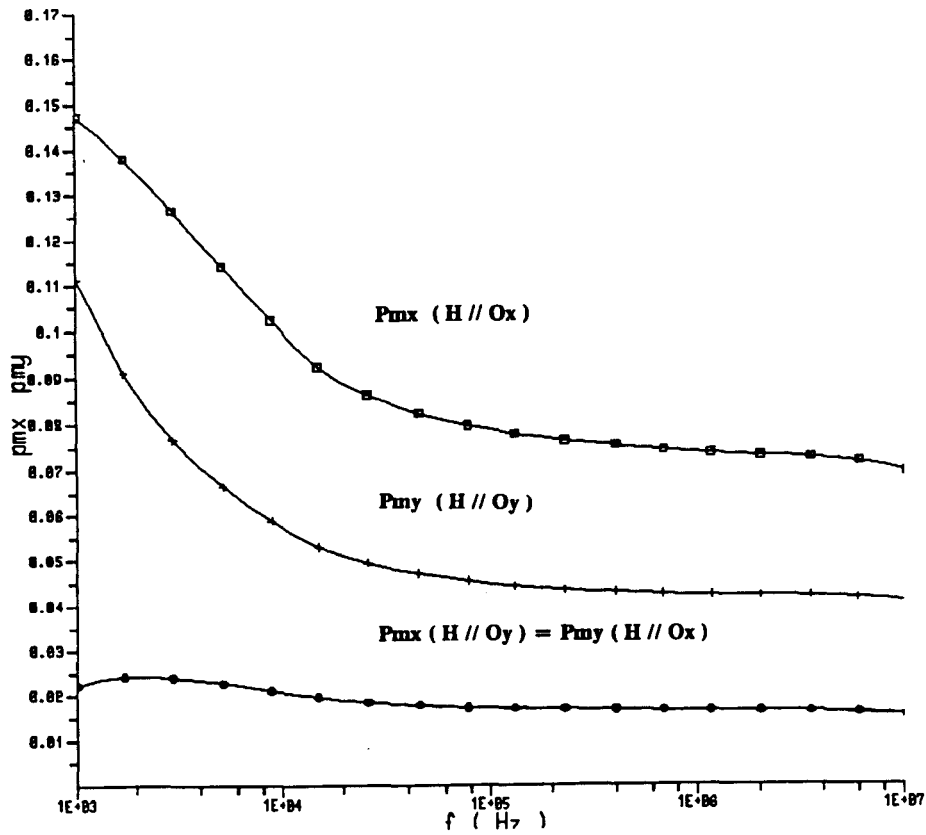


Fig 3.27 Indépendance vis à vis de la polarisation du champ incident de la composante transverse du moment dipolaire.

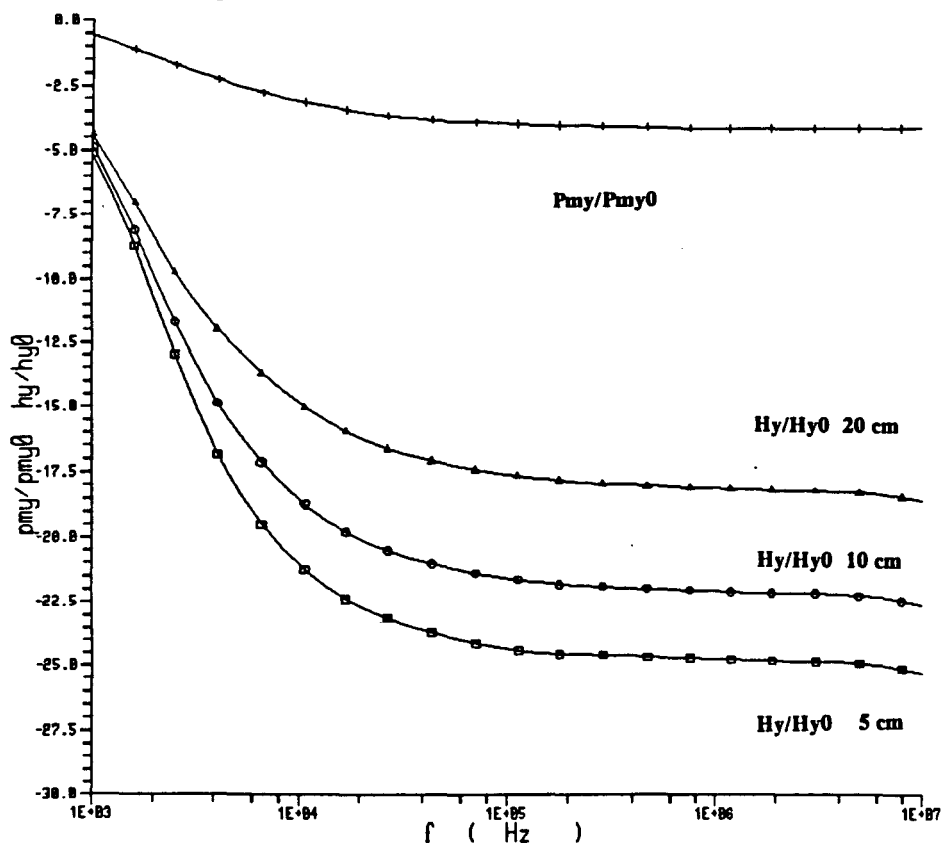


Fig. 3.28 Influence de l'éloignement du point de calcul par rapport au centre de l'ouverture

Pour obtenir les deux polarisations du champ H, l'effet d'une polarisation de H transverse, il suffit de tourner la plaque qui est placée sur la cellule T.E.M de  $90^\circ$ . La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est montrée, pour chaque polarisation du champ H figures 3-29a, 3-29b pour la configuration symétrique, figures 3-30a, 3-30b pour la première configuration asymétrique, figures 3-31a, 3-31b pour la deuxième configuration asymétrique. On trouve toujours des résultats très semblables pour les deux approches à l'exception du cas symétrique où le courant circule suivant un axe perpendiculaire des points de contact (figure 3-29b). La mesure donne une atténuation du champ magnétique supérieure de 10 dB à celle trouvée par le calcul numérique. Le courant électrique ne pouvant, dans ce cas traverser directement la plaque, on peut s'attendre à une atténuation faible proche de celle obtenue pour une trappe isolée comme l'a calculée le code. Malgré cet exemple, le fait que les 5 autres mesures concordent bien avec les résultats numériques nous conduit à conclure que ces essais apportent une nouvelle validation du code.

### **3.4. Représentation des caractéristiques du blindage à l'aide de circuits électriques**

#### **3.4.1 Généralités**

Cette approche sous forme de circuit est très générale et peut s'appliquer à un grand nombre d'objets diffractant dans le domaine quasi-statique. Elle est seulement applicable lorsque les dimensions de l'objet considéré sont petites devant la longueur d'onde. Si cette hypothèse est vérifiée, la réponse d'un système à une agression électromagnétique peut être décrite en utilisant la théorie des circuits. On peut ainsi construire un circuit équivalent dont le générateur débite un courant d'intensité proportionnelle au champ magnétique incident. Les éléments passifs du circuit possèdent des résistances et éventuellement des inductances qui sont caractéristiques de l'objet diffractant. On dispose donc d'un circuit qui définit simplement la diffraction électromagnétique par l'objet soumis au rayonnement : par exemple, le circuit équivalent d'une ouverture sera une bonne représentation de la pénétration des champs à travers celle-ci.

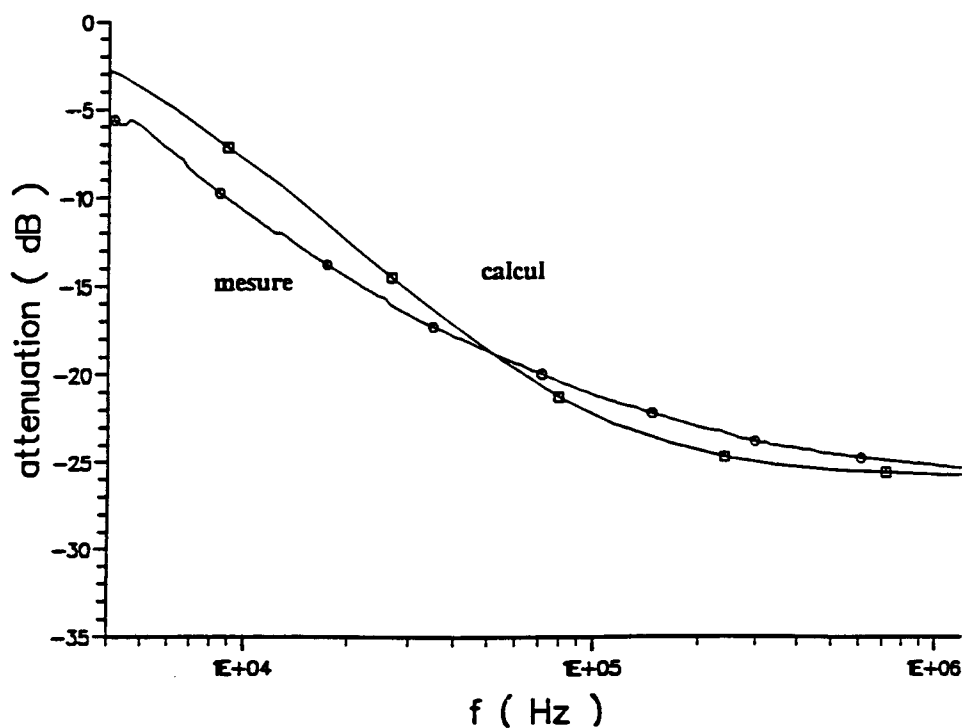


Fig. 3.29a Résultats expérimentaux et numériques pour la configuration symétrique. L'atténuation du champ a été calculée et mesurée pour  $H$  incident parallèle à  $Ox$

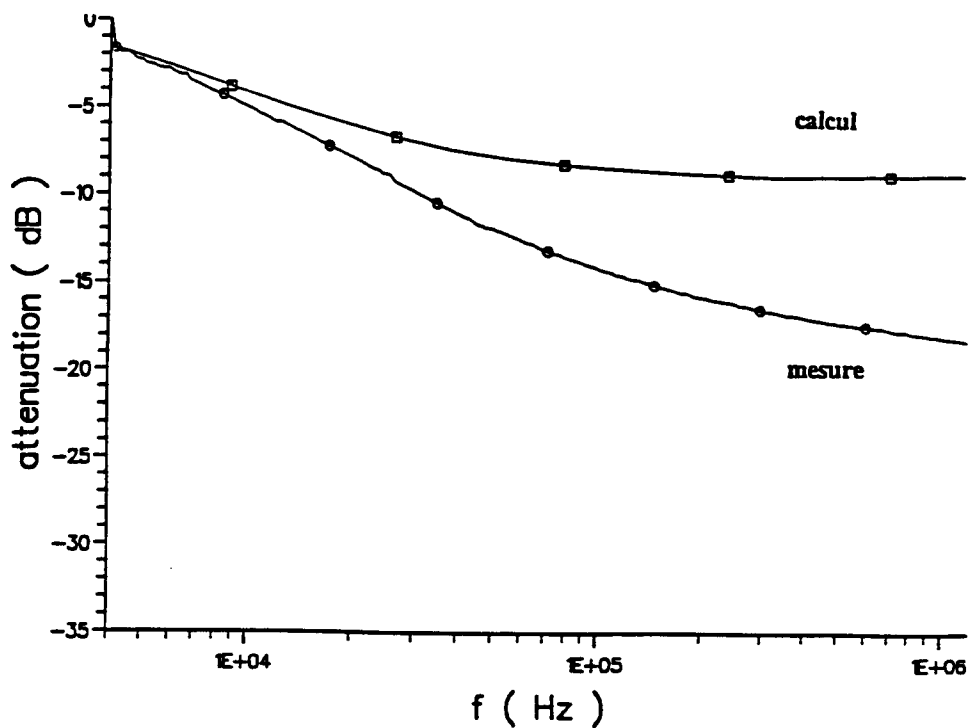


Fig. 3.29b Idem que Fig. 3.29a, mais  $H$  incident parallèle à  $Oy$

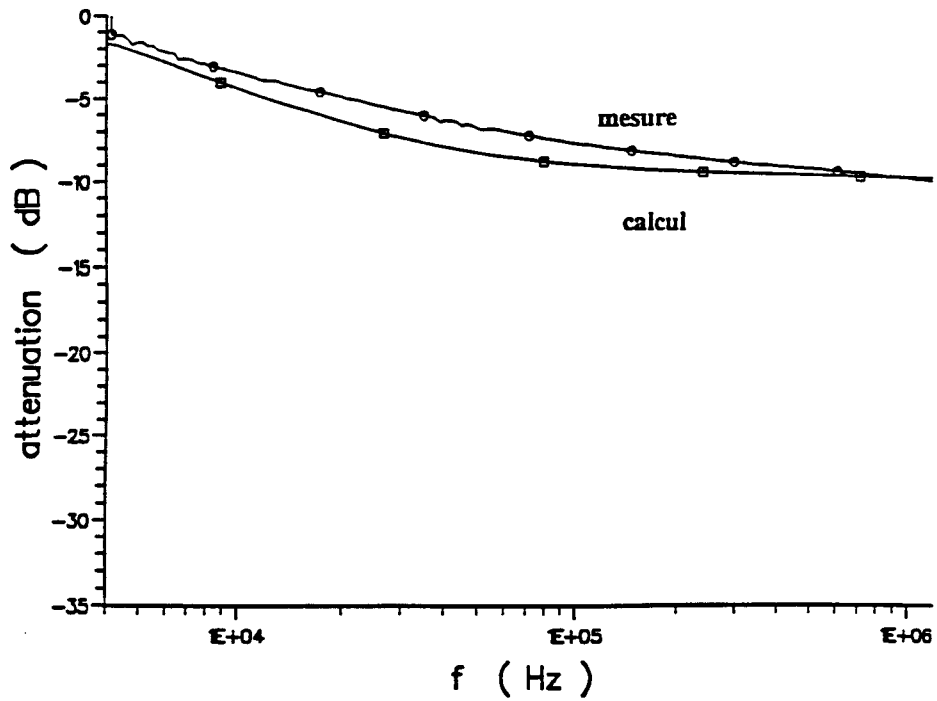


Fig.3.30a Résultats expérimentaux et numériques pour la première configuration asymétrique.

L'atténuation du champ a été calculée et mesurée pour  $H$  incident parallèle à  $Ox$

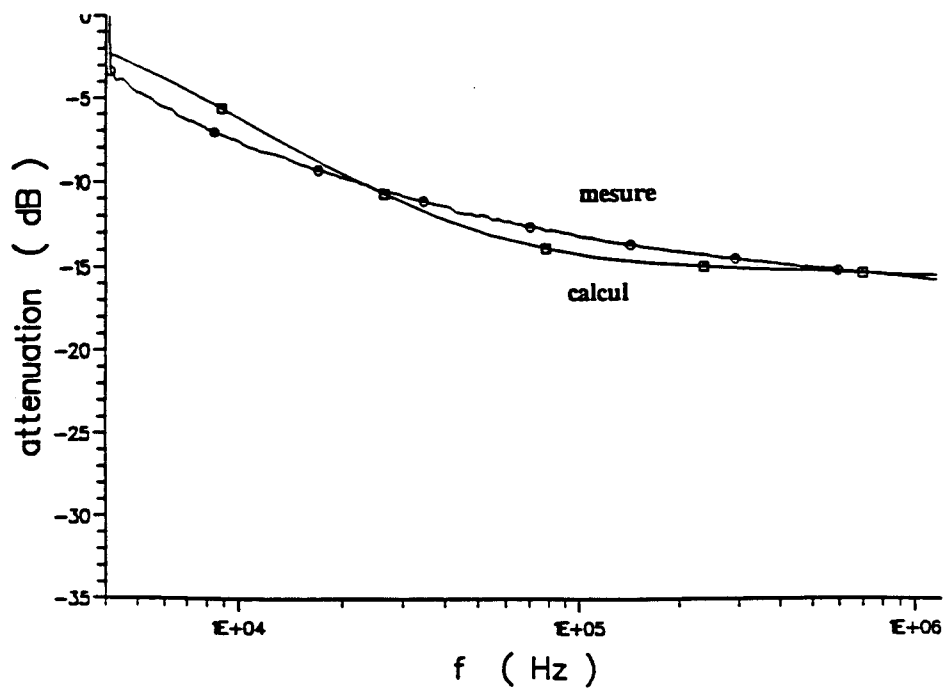


Fig. 3.30b Idem que Fig. 3.30a, mais  $H$  incident parallèle à  $Oy$

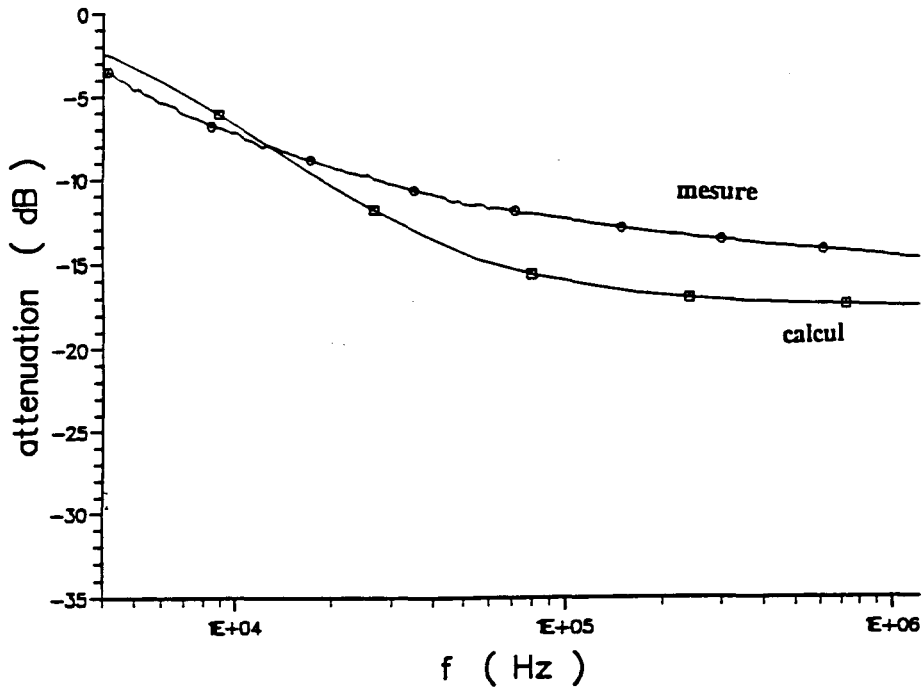


Fig.3.31a Résultats expérimentaux et numériques pour la deuxième configuration asymétrique.

L'atténuation du champ a été calculée et mesurée pour  $H$  incident parallèle à  $Ox$

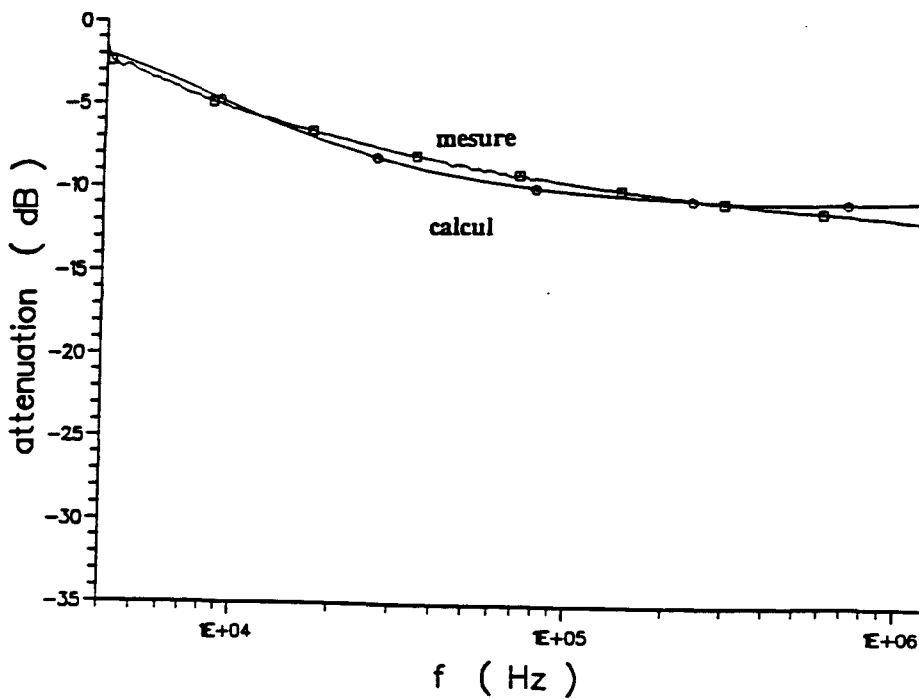


Fig. 3.31b Idem que Fig. 3.31a, mais  $H$  incident parallèle à  $Oy$

De plus le circuit peut être relié à un ensemble plus important, la tension à ces bornes permettant d'évaluer l'importance de l'agression qu'il représente sur ce système.

Cependant, l'approche sous forme de circuit est incomplète car elle ne peut donner les valeurs des éléments de ce circuit (résistance, inductance, capacité) : il faut pour cela disposer de résultats théoriques ou expérimentaux.

Dans un premier temps, on donnera des exemples de circuit équivalent pour une ouverture chargée bordée par un joint uniforme et pour une sphère. Cependant, on rappelle qu'il n'existe pas de traitement analytique décrivant l'atténuation du champ magnétique pour une ouverture dotée de points de contact discrets. On va montrer qu'il est néanmoins possible d'associer aux courbes, issues de mesures ou de simulations, représentant ce type d'atténuation, une relation analytique approchée. L'écriture d'une telle relation permettra de définir un circuit électrique dont les valeurs de résistance et d'inductance caractériseront l'efficacité du blindage.

### 3.4.2. Circuit équivalent pour une ouverture chargée bordée par un joint uniforme

Grâce aux calculs analytiques de Casey [12], on peut obtenir le circuit électrique équivalent représentatif du couplage magnétique d'une ouverture de forme circulaire. Comme pour les dipôles équivalents, Casey a donné une expression analytique approchée et une expression exacte des flux du champ magnétique à travers la moitié de l'ouverture. La figure 2-1 du chapitre 2 montre bien en effet que le flux total est nul.

Comme pour le moment dipolaire, l'expression exacte comporte des coefficients numériques qu'il faut calculer numériquement :

$$\frac{\Phi_m}{\Phi_{m0}} = \frac{P_m}{P_{m0}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (-1)^{n-1} \left( \frac{4n-1}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{F_n}{F_1} \frac{(2n-3)!!}{2^{n-1} n} \right] \quad (3-6)$$

où  $\Phi_m$  et  $\Phi_{m0}$  sont les flux respectivement pour l'ouverture chargée et libre,

où  $P_m$  et  $P_{m0}$  sont respectivement les moments dipolaires pour l'ouverture chargée et libre.

L'expression de l'atténuation des moments dipolaires a déjà été donnée au chapitre 2 (relation (2-62)), dans laquelle le coefficient  $F_1$  apparaissait. Comme précédemment, le lecteur pourra consulter l'article de Casey [12] pour connaître la méthode numérique utilisée pour l'obtention des coefficients. Cependant la relation (3-6), de nature semi-analytique ne peut pas se prêter à une interprétation donnant le circuit équivalent. C'est pour cela que la relation approchée, entièrement analytique sera utilisée. Un résultat très intéressant apparaît alors :

L'atténuation du flux magnétique est quasi-identique à celui du moment dipolaire. Il prend donc la forme très simple du filtre passe-pas du premier ordre.

$$\frac{\Phi_m}{\Phi_{m0}} = \frac{P_m}{P_{m0}} = \frac{1}{\left( 1 + j f \frac{8\mu_0 a}{3 Z_S \left( 1 + \frac{R_c}{a Z_S} \right)} \right)} \quad (3-7)$$

où  $a$  est le rayon de l'ouverture circulaire.

La quantité  $-j\omega\Phi_{m0}$  est assimilable au maximum de la fem qui apparaîtrait aux bornes d'une boucle placée derrière l'ouverture. On peut ainsi définir une tension de circuit ouvert :

$$V_{\infty} = j\omega\Phi_{m0} \quad (3-8)$$

Si l'ouverture est libre, on a :

$$\begin{aligned} \Phi_{m0} &= \mu_0 a^2 H_0 \\ &= \frac{\mu_0 a}{2} 2H_0 a \\ &= L_a I_{cc} \end{aligned} \quad (3-9)$$



$I_{CC}$  est le courant de court-circuit à travers l'ouverture.  $L_a$  représente la self associée à l'ouverture qui dépend seulement de la forme de celle-ci. Elle traduit, en effet, la perturbation occasionnée par la présence de l'ouverture libre sur une distribution des courants électriques engendrée sur une surface parfaitement métallique. En effet une onde plane engendre à la surface d'un plan métallique parfaitement conducteur des courants dont la distribution est rectiligne et uniforme. Une ouverture libre percée dans un tel plan va perturber la circulation des courants électriques qui vont être contraints de la contourner. L'expression de  $L_a$  dépend de la forme de cette ouverture, donc de celle de la distribution des courants autour de celle-ci. On a ici écrit (3-7) l'expression pour une ouverture circulaire ou carrée de même surface.

Pour l'ouverture chargée, si  $R_c/aZ_s$  est inférieur à 10, la tension  $V_{OC}$  de circuit ouvert a l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 V_{OC} &= j\omega\Phi_m = I_{CC} j\omega L_a \frac{\Phi_m}{\Phi_{m0}} \\
 &\equiv I_{CC} j\omega L_a \frac{\frac{3\pi}{8}(Z_s + 2\pi R_c)}{\frac{3\pi}{8}(Z_s + 2\pi R_c) + j\omega L_a}
 \end{aligned} \tag{3-10}$$

Cette relation peut être présentée par le circuit équivalent ci- dessous :

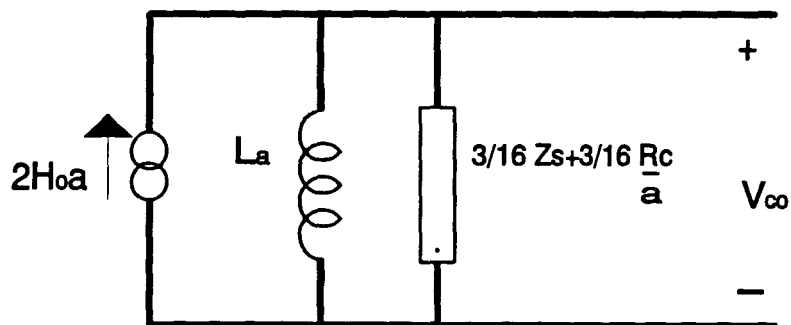


Fig. 3-32 Circuit équivalent pour une ouverture chargée circulaire

Le circuit équivalent prend la forme d'un circuit R L où

$$R = \frac{3}{16} \left( Z_s + \frac{R_c}{aZ_s} \right) \quad (3-11)$$

et comme il a été noté plus haut :

$$L_a = \mu_0 \frac{a}{2} \quad (3-12)$$

R et  $L_a$  sont bien reliés aux caractéristiques de l'ouverture chargée. En particulier, la présence du joint a seulement pour conséquence d'ajouter une résistance en série à celle associée à l'impédance de surface du matériau. Ce traitement ne restreint pas à une forme d'ouverture particulière telle que le cercle. Ainsi d'après [13], dans le cas d'ouvertures chargées, en forme de fentes présentées au chapitre précédent figure 2-6, l'atténuation des moments magnétiques dipolaires se présente sous la forme générale :

$$\frac{V_{oc}}{V_{cc}} = \frac{P_m}{P_{m0}} = \frac{1}{1 + j2\pi \frac{\omega L}{R}} \quad (3-13)$$

où L et R sont respectivement des inductances et des résistances qui dépendent de la géométrie et de l'impédance de surface du matériau chargeant la fente. Les résultats de [13] sont reproduits dans le tableau 3-1.

Le modèle du circuit équivalent peut être étendu à des objets diffractants tels que le cylindre ou la sphère. On va traiter ce dernier cas. D'après Bridges [34], la relation donnée par King [33], exprimant l'atténuation du champ magnétique au centre de la sphère en tenant compte de l'effet de peau devient, pour les basses fréquences :

$$\frac{H_i}{H_o} = \frac{1}{1 + j \frac{\omega d \sigma \mu_0 a}{3}} \quad (3-14)$$

$H_i$  est le champ magnétique au centre de la sphère et  $H_0$  le champ incident.

$Z_s$ , l'impédance de surface du matériau recouvrant la sphère,

$a$ , le rayon de la sphère.

La forme simple du filtre passe-bas du premier ordre apparaît de nouveau, et un circuit équivalent peut être défini par les éléments  $R$  et  $L$  :

$$R = \frac{1}{\sigma d} = Z_s \quad (3-15)$$

$$L = \frac{\mu_0 a^3}{3} \quad (3-16)$$

Le concept de circuit équivalent peut aider aussi à procéder à une analyse dans le domaine temporel de l'efficacité du blindage électromagnétique. Quatre temps caractéristiques doivent être pris en compte :

$t_1$  la largeur de l'impulsion,

$t_2$  le temps de traversée de l'objet diffractant ( $t_2 = a/c$ , où  $a$  est la taille de l'objet diffractant,  $c$  la vitesse de la lumière),

$t_3$  le temps de diffusion,  $t_3 = \sigma \mu d^2$  [36], qui donne l'ordre de grandeur du temps que met le champ magnétique incident à traverser un matériau d'épaisseur  $d$ , de conductivité  $\sigma$  et de susceptibilité  $\mu$ . A haute fréquence, l'atténuation des champs à cause de l'effet de peau est suffisamment importante pour que le phénomène de diffusion soit négligeable.

$t_4$ , égal à  $L/R$ , constante de temps du circuit équivalent à l'objet diffractant.

Ce dernier temps dépend de la conductivité du matériau par l'intermédiaire de  $R$ , mais aussi fortement de la forme de l'écran, sous l'influence du facteur  $L$ .

Tous ces temps sont distincts et peuvent être considérés séparément. Plusieurs ouvrages de références peuvent être consultés pour connaître les valeurs des différents temps caractéristiques décrits plus haut. On a décidé de choisir la référence [37] qui donne :

$$\begin{aligned}
 t_1 &\cong 100 \text{ ns} \\
 t_2 &\cong 10 \text{ ns} \\
 t_3 &\cong 10 \text{ } \mu\text{s}
 \end{aligned}
 \tag{3-17}$$

Si une impulsion frappe la surface de l'écran à  $t=0$ , pour des temps  $t$  inférieurs à  $t_3$ , aucun champ interne n'est engendré. Pour des temps proches de  $t_3$ , les champs internes atteignent un maximum mais l'impulsion qui est à l'origine de ces champs s'est éloignée ( $t_3 > t_2$  et  $t_3 < t_1$ ). Les courants électriques tendent vers une distribution uniforme selon la constante de temps égale  $t_4$ . Ainsi un blindage peut être considéré comme efficace si  $t_1$  est inférieur à  $t_4$ . Cette inégalité prend en compte, à la fois, la forme de l'onde ( $t_1$ ) et celle de l'écran ( $t_4$ ).

### 3.4.3. Circuit équivalent pour une ouverture chargée dotée de points de contact

Comme il a été signalé précédemment, il n'existe pas à notre connaissance de relations analytiques (approchées ou exactes) donnant l'atténuation du champ magnétique ou du moment dipolaire dans ce cas.

Cependant, des résultats numériques ou expérimentaux peuvent être obtenus. A partir de ceux-ci on peut néanmoins déduire un circuit équivalent. Dans ce paragraphe, il sera décrit une méthode permettant d'obtenir les valeurs numériques des éléments de ce circuit. Une première difficulté apparaît dans le cas d'une disposition de points de contact asymétrique. Il est mal aisé de définir l'atténuation de la composante perpendiculaire au champ magnétique incident, causé par la non-symétrie de la distribution des courants électriques sur l'ouverture. Le rapport de cette composante transverse avec une composante du champ incident de même direction n'est pas défini puisque cette dernière est nulle. Un rapport avec la composante du champ incident non nulle n'a pas à notre avis de véritable sens. Ne pouvant ainsi définir clairement une intensité de courant de court-circuit  $I_{CC}$ , il a été décidé de considérer l'atténuation de la composante principale de même polarisation que le champ incident.

Il a été montré au §3.3 que la non-uniformité du joint a pour conséquence l'apparition d'un palier pour la courbe représentant l'atténuation du champ magnétique ou du moment dipolaire : l'atténuation décroît à partir d'une certaine fréquence, devient constante à partir

d'une certaine fréquence. Pour écrire une relation empirique donnant l'atténuation dipolaire du champ magnétique à partir de laquelle un circuit équivalent peut être défini, on s'est inspiré d'une partie des travaux de Casey [12]. Casey a, en effet, traité aussi les cas d'une ouverture chargée par une grille métallique d'impédance de surface  $Z_s$  définie par :

$$Z_s = R + j\omega L_s \quad (3-18)$$

$R$  désigne la résistance de l'ensemble du grillage.  $L_s$  l'inductance qui lui est associée. On va préciser sa signification physique et son importance.

Une grille n'est pas un matériau homogène mais est constituée de fils entrecroisés. Les courants électriques engendrés ainsi à la surface de l'ouverture ne peuvent occuper toute la superficie disponible puisqu'ils ne circulent que dans les parties filaires. C'est en fait ce qu'exprime l'inductance  $L_s$ . De la même façon, il a déjà été signalé que dans le cas des points de contact discrets, les courants électriques ne peuvent pas se distribuer uniformément sur toute l'ouverture. Au contraire ces courants tendent vers une distribution fixe. Ceci se traduit dans le cas du grillage comme dans celui de points de contact discrets par une courbe d'atténuation dipolaire ou du champ magnétique décrivant un palier. Par analogie on peut donc affecter à chaque ouverture dotée de joint non-uniforme, une inductance  $L_s$  et une résistance  $R$ . On peut donc reprendre la même relation (3-19) écrite par Casey [12]] ainsi le circuit équivalent (figure 3-34) qui peut lui-être associé

$$\text{atténuation} = \frac{1 + j 2\pi\omega \frac{L_s}{R}}{1 + j 2\pi\omega \frac{(L_s + L_a)}{R}} \quad (3-19)$$

$L_a$  est l'inductance associée à l'ouverture libre. Pour une ouverture circulaire de rayon  $a$  ou de forme carrée de rayon équivalent  $a$ , on a vu précédemment que  $L_a$  est égale à  $\mu_0 a/2$ .

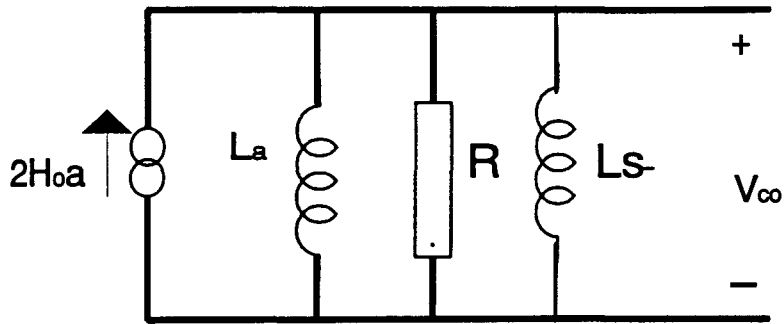


Fig. 3-33

*Circuit équivalent pour une ouverture chargée dotée d'un joint non-uniforme*

Le paramètre  $L_s$  dépend de tous facteurs géométriques affectant le niveau du palier atteint par la courbe d'atténuation .

Dans la suite de ce paragraphe il sera montré une méthode utilisant la relation 3-19 pour la détermination des éléments du circuit  $R$  et  $L_s$  à partir de courbes d'atténuation obtenues numériquement. La relation (3-19) peut s'écrire sous la forme d'un produit d'un filtre passe-bas du premier ordre de fréquence de coupure  $f_c$  avec un filtre passe-haut du premier ordre de fréquence de coupure  $f_s$  :

$$\text{atténuation} = \frac{1 + j \frac{f}{f_s}}{1 + j \frac{f}{f_c}} \quad (3-20)$$

La première fréquence de coupure  $f_c$  correspond à la première partie décroissante de la courbe et  $f_s$  à la fréquence d'apparition du palier (figure 3-34).

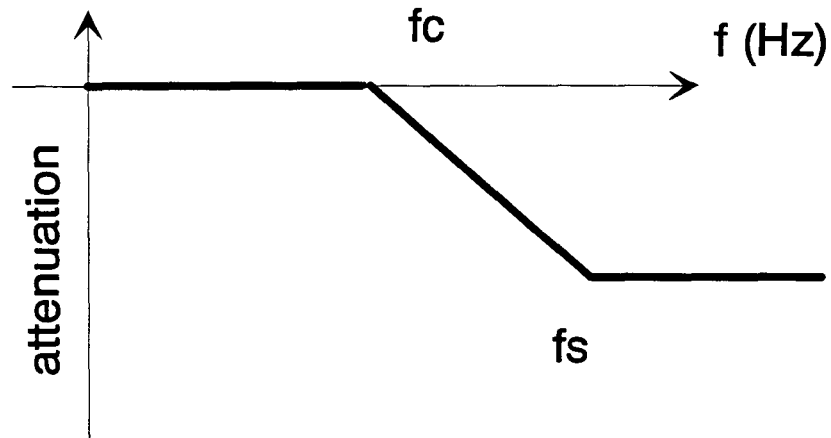


Fig. 3-34 : Fréquences de coupure  $f_c$  et  $f_s$

On va chercher à déterminer de façon assez grossière les deux fréquences de coupure  $f_s$  et  $f_c$  de la courbe :

$$f_s = \frac{R}{L_s} \quad (3-21)$$

$f_s$  est la fréquence de coupure associée au palier.

$$f_c = \frac{R}{L_s + L_a} \quad (3-22)$$

$f_c$  est la fréquence de coupure associée à la première partie, décroissante de la courbe.

On déduit de (3-17) et (3-18) R et  $L_s$ .

$$R = \frac{f_c L_a}{\left(1 - \frac{f_c}{f_s}\right)} \quad (3-23)$$

$$L = \frac{\frac{f_c}{f_s} L_a}{\left(1 - \frac{f_c}{f_s}\right)} \quad (3-24)$$

On va présenter ensuite une méthode assez grossière pour trouver les fréquences de coupure  $f_s$  et  $f_c$ .

La relation (3-23) peut s'écrire sous la forme suivante (diagramme de Bode):

$$\text{atténuation (db)} = 10 \log \left[ \frac{1 + \left( \frac{f}{f_s} \right)^2}{1 + \left( \frac{f}{f_c} \right)^2} \right] \quad (3-25)$$

Soit  $p$  la valeur constante atteinte par l'atténuation (en dB). L'atténuation tend vers  $\left( \frac{f_c}{f_s} \right)^2$

quand  $f_c$  tend vers la fréquence  $f$  tend vers l'infini. On en déduit que :

$$f_s = 10^{-p/20} f_c \quad (3-26)$$

Il faut ensuite déterminer  $f_c$ . Pour obtenir une courbe approchée qui coïncide bien en basse fréquence, un point situé dans cet intervalle de fréquence doit être sélectionné. Le point de la courbe qui correspond à -3db d'atténuation a été choisi. On peut donc écrire  $f_c$  et  $f_s$  sous la forme :

$$f_c = \sqrt{\frac{10^{-0,3} - 10^{p/10}}{1 - 10^{-0,3}}} f(-3\text{db}) \quad (3-27)$$

$$f_s = 10^{-p/20} \sqrt{\frac{10^{-0,3} - 10^{p/10}}{1 - 10^{-0,3}}} f(-3\text{db}) \quad (3-28)$$

Les valeurs numériques de  $R$  et  $L_s$  peuvent être calculées facilement grâce aux relations (3-19) et (3-20).



Pour illustrer cette méthode très simple, on prend pour exemple la configuration asymétrique n°2 avec H incident parallèle à Oy. L'ouverture est de forme carrée de 20 cm de côté et donc de rayon équivalent de 11 cm. L'ouverture est chargée par un matériau de  $0,5 \text{ m}\Omega$ . Deux calculs de l'atténuation du champ magnétique sont effectués, l'un à 5 cm au-dessus, l'autre à 15 cm. tous les deux sur l'axe de l'ouverture. On a :

$$\begin{aligned} R &= 1,7e^{-4} \Omega \\ L_s &= 1,48e^{-8} \text{ H} \quad \text{à } 5\text{cm} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R &= 1,9e^{-4} \Omega \\ L_s &= 2,3e^{-8} \text{ H} \quad \text{à } 15\text{cm} \end{aligned}$$

Les comparaisons entre les courbes approchées (calculées à l'aide des fréquences de coupure) et les courbes issues du code numérique sont montrées figures 3-35 et 3-36. Les deux types de courbes coïncident assez bien. A 15 cm l'atténuation est supérieure à celle calculée à 15 cm : la courbe est légèrement décalée vers les hautes fréquences et le niveau du palier augmente. Ceci a pour conséquence d'augmenter les valeurs numériques de la résistance et de l'inductance du circuit équivalent. La courbe d'atténuation dépendant fortement de facteurs géométriques,  $L_s$  varie avec ses facteurs déjà envisagés précédemment: position de points de contact, position du capteur, dimension et forme de l'ouverture.

Ce traitement a été réalisé à partir de courbes issues du calcul numérique mais il est aussi possible d'utiliser les courbes expérimentales si les mesures ont été faites sur une assez large bande. Il faut assez de points à haute fréquence pour déterminer le palier ainsi qu'à basse fréquence pour obtenir avec précision la fréquence de coupure  $f_c$ .

Il faut aussi rappeler que l'on a supposé que la forme de l'ouverture était celle d'un cercle ou d'un carré dont on connaît l'expression analytique de la self  $L_a$ . Le même traitement aurait pu être effectué sur une ouverture de forme quelconque. On peut déterminer la valeur de self en résolvant cette fois un système à trois inconnues en prenant un troisième point sur la courbe d'atténuation.

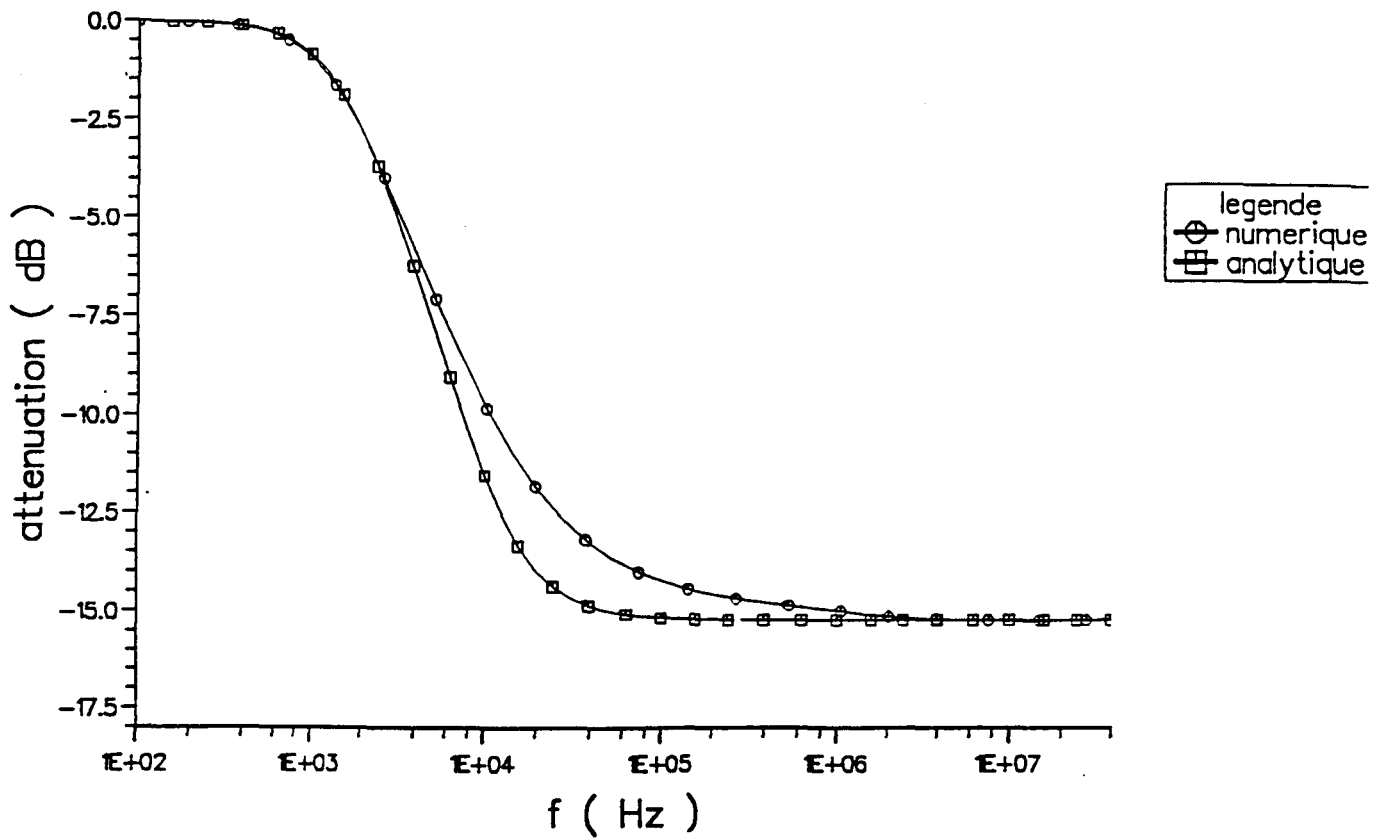


Fig. 3.35 Comparaison entre le calcul analytique et numérique pour un point de calcul situé à 5 cm audessus du centre de l'ouverture

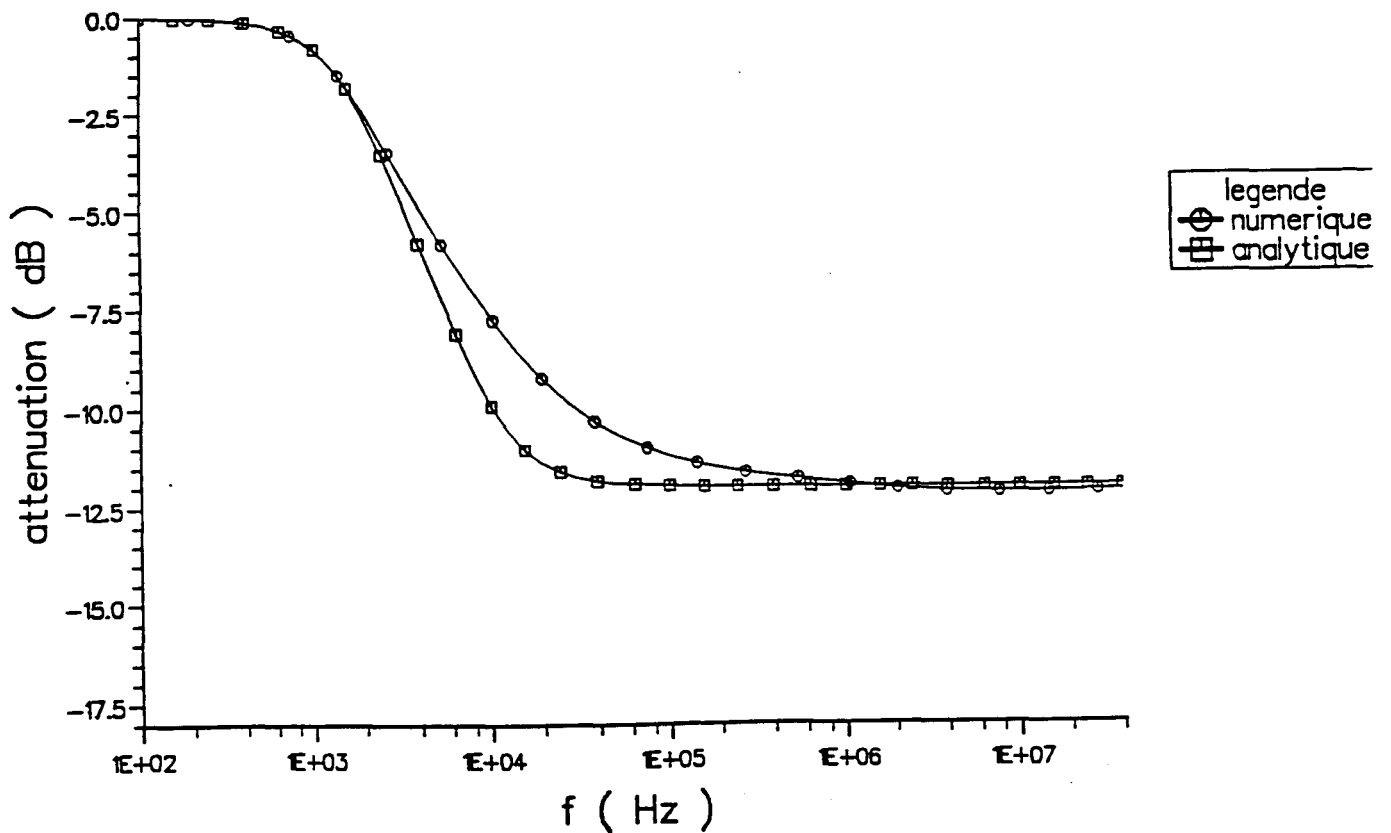


Fig. 3.36 Comparaison entre le calcul analytique et numérique pour un point de calcul situé à 5 cm au-dessus du centre de l'ouverture

CHAPITRE 4

EFFET DU RECOUVREMENT

SUR L'ATTENUATION DU CHAMP MAGNETIQUE

#### 4.1. Introduction

Dans les trois chapitres précédents, une hypothèse simplificatrice a été faite. Le panneau fermant l'ouverture libre avait les mêmes dimensions que celle-ci. Il n'existait pas de chevauchement partiel avec la structure métallique environnante. Cette configuration si elle a été utile à la compréhension de certains phénomènes de couplage, ne représente pas une disposition réaliste. En effet, quelque soit la technologie de montage des panneaux, ceux-ci possèdent une interface de largeur non nulle avec son support.

De nouveau, il a été décidé, pour mener à bien cette étude, de ne pas tester tous les montages utilisés en aéronautique, mais d'essayer de définir des paramètres pertinents influençant le blindage électromagnétique. Seule une approche expérimentale sera entreprise dans ce chapitre. En effet, tel qu'il a été développé, le code numérique utilisé précédemment ne peut traiter que des objets de surface plane, modélisés comme ayant une épaisseur nulle. Toutes les propriétés électriques du matériau sont dans ce cas complètement définies par l'impédance de surface. Le cadre représentant le joint est lui aussi comme on l'a vu au chapitre 2 simulé par une impédance de surface. Ce ne peut plus être le cas dans ce chapitre où la zone de jonction est constituée d'un recouvrement de deux structures différentes. Pour mener à bien la phase expérimentale, les plaques de dépôt de cuivre sur un substrat isolant époxy ont été choisies comme éprouvettes. On réalisera une forme de recouvrement simple en les vissant sur la cellule TEM ou en les posant, la face époxy contre le métal de la cellule. Cette dernière disposition est intéressante car elle représente le cas d'une plaque parfaitement isolée électriquement mais possédant une zone de recouvrement non nulle. Elles permettent donc d'étudier facilement l'effet du recouvrement seul, sans faire intervenir une résistance de contact quelconque. Les plaques de cuivre peuvent être en outre découpées facilement aux dimensions et suivant les formes désirées ce qui n'est pas le cas pour des plaques en composite. Le dispositif expérimental sera le même que celui décrit dans le chapitre 2. Le domaine de fréquence pour lequel les mesures ont été effectuées correspondent toujours à l'approximation quasi-statique. Seule sera considérée la diffraction du champ magnétique. On exploitera les résultats obtenus prouvant l'effet de recouvrement pour des plaques isolées électriquement afin d'interpréter des résultats des mesures d'atténuation pour des plaques de cuivre, vissées sur une cellule T.E.M, présentant ainsi un recouvrement non nul et une résistance de contact de valeur finie.

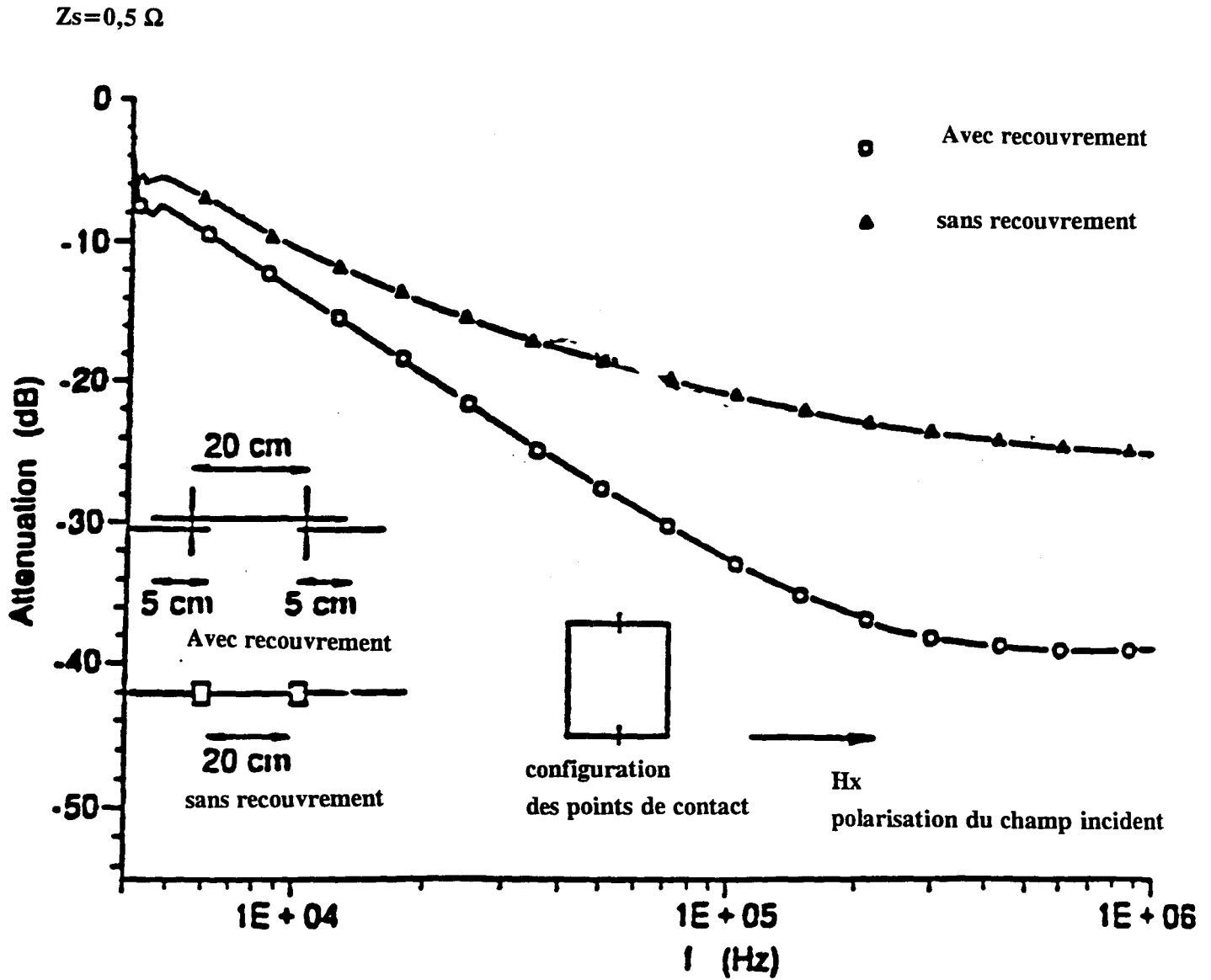


Fig. 4.1 Mise en évidence expérimentale de l'effet du recouvrement

Les panneaux de cuivre ayant servis à étudier l'origine et les conséquences de l'effet du recouvrement, quelques mesures d'atténuation du champ magnétique seront conduites pour des panneaux composites carbone-époxy, présentant une largeur de recouvrement non nulle et ayant une résistance de contact de valeur inconnue.

#### **4.2. Mise en évidence expérimentale de l'effet du recouvrement**

Dans ce paragraphe, on va montrer qu'il est très facile de mettre en évidence l'effet du recouvrement sur l'atténuation du champ magnétique. Il suffit, pour cela, de choisir deux panneaux, le premier étant celui utilisé pour l'étude des ouvertures chargées, sans recouvrement, dotées de points de contact discrets, le deuxième étant une plaque de dépôt de cuivre de 30 cm de côté. Cette dernière est reliée à la cellule T.E.M par deux vis dont l'emplacement lui confère une configuration symétrique identique à celle de la figure 3-1, mais avec un recouvrement de 5 cm. Pour la trappe sans recouvrement, la même configuration est adoptée. La comparaison des atténuations des champs magnétiques mesurés à 4 cm de l'ouverture est montrée figure 4-1. Il apparaît immédiatement qu'une largeur de recouvrement de 5 cm a pour conséquence d'augmenter sensiblement l'atténuation du champ magnétique. Il peut exister jusqu'à 20 dB de différence entre les deux courbes qui présentent en outre un palier caractéristique de l'influence de points de contact isolés. Le recouvrement améliore ainsi l'efficacité de blindage mais ne supprime pas la saturation de l'atténuation du champ magnétique détaillé au chapitre 3. Cependant, on voit bien que le recouvrement d'une plaque permet de palier dans une certaine mesure, à une dégradation de l'uniformité du contact en augmentant le niveau du palier atteint dans ce cas par la courbe d'atténuation.

Après avoir mis en évidence l'effet du recouvrement, il s'agit maintenant d'en préciser l'origine et de déterminer les paramètres qui l'influencent.

#### **4.3. Origine de l'effet du recouvrement**

Pour étudier plus précisément l'effet du recouvrement seul et en préciser le mécanisme, il faut supprimer tout contact électrique entre le panneau et le reste de la structure. Les plaques de dépôt de cuivre simplement posées sur la cellule T.E.M, la partie époxy placée contre le métal, constituent des panneaux parfaitement isolés.

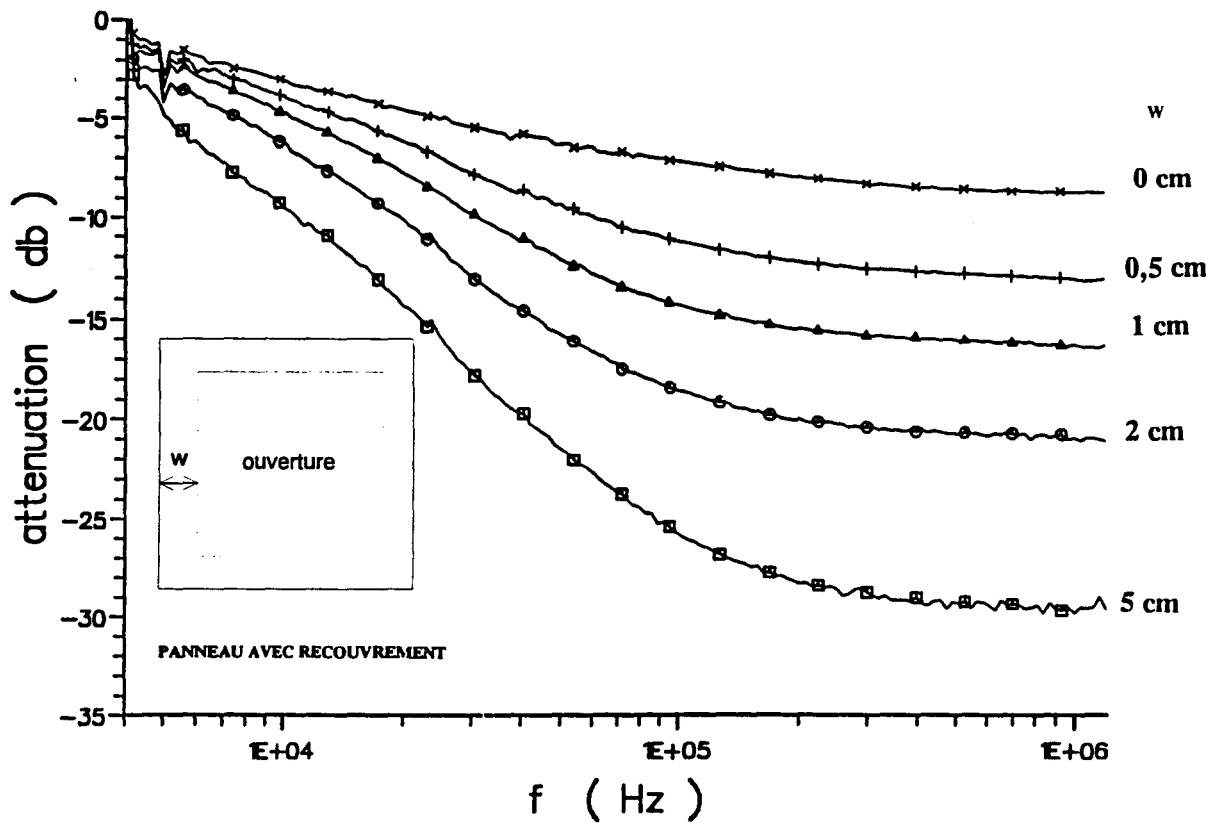


Fig. 4.2 Influence de la largeur du recouvrement  $w$

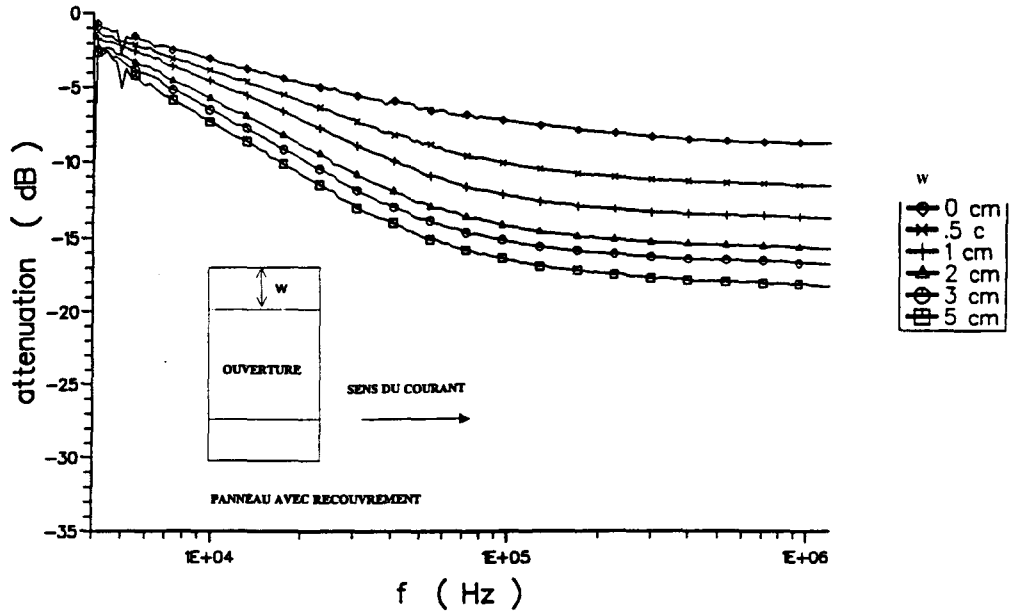


Fig. 4.3 Recouvrement selon les côtés parallèles au sens du courant

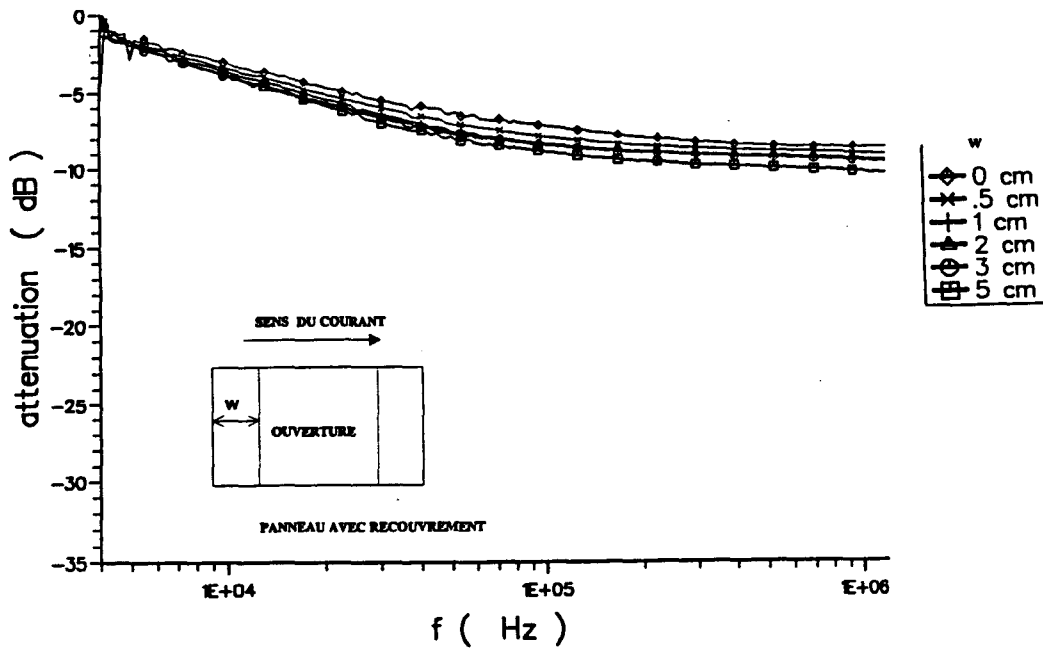


Fig. 4.4 Recouvrement selon les côtés perpendiculaires au sens du courant



Plusieurs plaques de différentes dimensions ont été réalisées dans le but de quantifier l'influence de la largeur du recouvrement. Quatre largeurs croissantes de recouvrement ont été choisies, 0,5cm, 1 cm , 2 cm , 5 cm. Les mesures d'atténuation sont, comme auparavant, effectuées à 4 cm de l'ouverture sur son axe. Les courbes obtenues sont comparées (figure 4-2) à celle représentative d'un panneau sans recouvrement. Il apparaît que l'atténuation augmente avec la largeur de recouvrement. La plaque isolée sans recouvrement, comme il est prévu par la théorie de Casey [12] offre un blindage électromagnétique (-8dB), de faible amplitude mais non nulle. Le recouvrement ne fait qu'accentuer cette tendance. Toutes les courbes de la figure 4-2 représentent chacune un minimum d'atténuation que l'on obtient pour un panneau de même matériau et pour une largeur de recouvrement donnée. Tout panneau doté d'une résistance de contact non infinie donnera une atténuation supérieure. Ainsi par exemple, un recouvrement de 2 cm assurera, quelle que soit la qualité du joint, un minimum de 20 dB d'atténuation à 1 MHz, pour un panneau de même impédance de surface que celui du dépôt de cuivre.

Cependant, on va montrer que toutes les surfaces du panneau qui assurent un recouvrement ne contribuent pas de la même façon à l'efficacité du blindage. Deux types de panneaux ont été réalisés. Ce sont des panneaux rectangulaires qui offrent un recouvrement seulement selon deux des côtés, choisis parallèles. Une rotation de 90° pour de tels panneaux permet d'obtenir deux types de recouvrement, l'un selon les côtés parallèles à la direction du courant qui circule dans la cellule T.E.M, l'autre selon les côtés perpendiculaires à celle-ci. Pour le premier type de configuration la comparaison entre les courbes d'atténuation associées à des panneaux toujours isolés électriquement, de taille différentes (figure 4-3) montre que l'atténuation augmente avec la largeur du recouvrement. Ce n'est plus le cas si le recouvrement se fait suivant les côtés perpendiculaires (figure 4-4) au courant. Tous les panneaux quelle que soit la largeur de recouvrement, donnent dans ce cas une atténuation du champ magnétique identique à celle d'une plaque isolée électriquement de mêmes dimensions que l'ouverture libre.

La comparaison des figures 4-3 et 4-4 peut servir à expliquer l'origine de l'effet du recouvrement. En effet, deux types de couplage peuvent être invoqués: un couplage de type capacitif ou de type inductif. Le premier type de couplage fait intervenir la capacité qui existe entre les deux surfaces en regard entre le panneau et le support. Or, cette capacité ne

dépend que de la superficie des zones de recouvrement et non du sens du courant comme l'indiquent les figures 4-3 et 4-4. Comme une même plaque ne donne pas la même atténuation selon que le recouvrement se fait suivant les côtés parallèles ou perpendiculaires au courant, l'effet capacitif ne peut donc pas expliquer la forte atténuation due au recouvrement. Une évaluation assez grossière de valeur de la capacité peut aussi montrer qu'elle n'intervient pas pour les fréquences utilisées. En effet, un circuit correspondant dans notre cas serait une résistance  $R$  en parallèle avec une capacité  $C$ . La fréquence caractéristique d'un tel circuit est le produit  $R C$ . où  $C$  s'écrit comme :

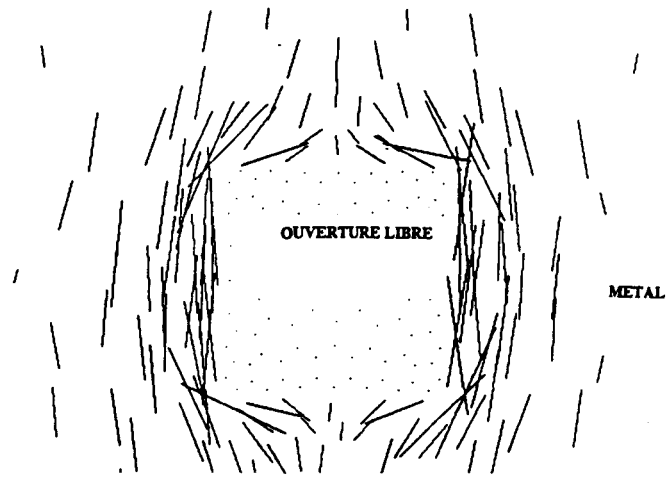
$$C = \epsilon_0 \frac{S}{e} \quad (4-1)$$

$e$  est l'épaisseur de la couche d'époxy (1 mm) qui sépare le cuivre du métal de la cellule T.E.M,

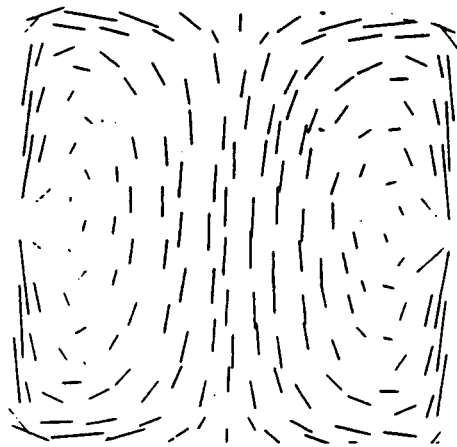
$S$  est la surface de recouvrement.

Pour un panneau de 30 cm de côté, la capacité  $C$  est égale à  $36.10^8 F$ . Ceci correspond à une fréquence de coupure de 35 GHz. L'intervalle de fréquence allant de 1 kHz à 1 MHz, on peut avec raison rejeter un mécanisme de type capacitif.

Il ne reste plus qu'un mécanisme inductif comme origine possible de l'effet du recouvrement. On va donc essayer de montrer que les inductances mutuelles entre les filets de courant engendrés sur le métal de la cellule T.E.M et la plaque doivent être pris en compte. Ceci est possible en analysant l'allure de la distribution des courants sur la plaque et son support métallique. Le code, utilisé comme aux chapitres précédents permet de simuler seulement des structures situées dans un même plan mais l'étude de deux cas particuliers peut être utile à la compréhension du phénomène du recouvrement. Le premier cas, correspond à la distribution des courants autour d'une ouverture libre (figure 4-5). En fait la représentation adoptée est semblable à celle du chapitre 2 (figure 2-14). Les courants ont été calculés sur une ouverture dotée de deux matériaux, l'un d'impédance de surface très petite ( $10^{-5} \Omega$ ) devant celle ( $100 \Omega$ ) associée à surface carrée placée au centre de la configuration et sensée représenter une ouverture libre. En l'absence de l'ouverture, le courant engendré sur le métal serait rectiligne et uniforme. Sa direction sera celle fixée par la polarisation du champ  $H$  incident, c'est-à-dire perpendiculaire à celle-ci. La présence de l'ouverture libre perturbe la distribution rectiligne et uniforme.

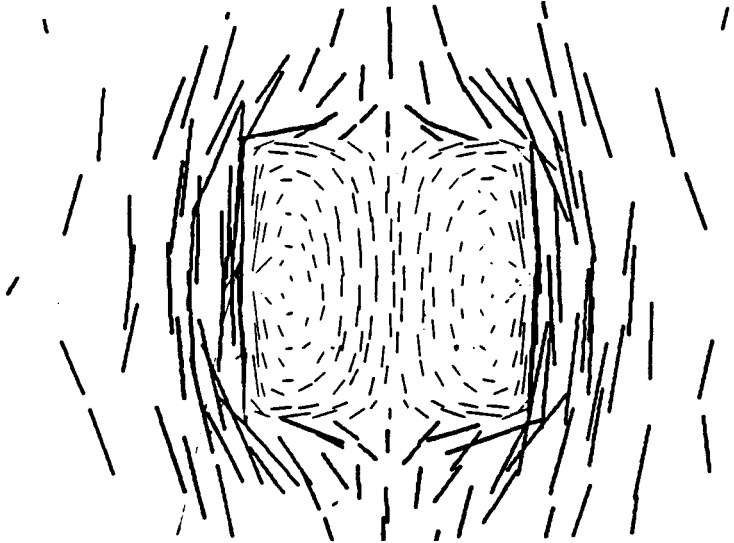


*Fig. 4.5 Distribution des courants autour d'une ouverture libre*



—> DIRECTION DU CHAMP INCIDENT

*Fig. 4.6 Distribution sur une ouverture chargée isolée sans recouvrement*



*Fig. 4.7 Distribution des courants autour et sur une ouverture chargée isolée avec recouvrement*

Le courant est contraint à contourner l'emplacement de l'ouverture libre, pour de nouveau prendre en s'éloignant de celle-ci, une configuration rectiligne et uniforme. C'est bien ce qui a été représenté figure 4-5. Cette distribution doit être comparée à celle des courants circulant sur une ouverture chargée, parfaitement isolée électriquement de la structure métallique environnante, qui constitue le deuxième cas particulier étudié. La figure 4-6 montre une telle situation pour une ouverture chargée dotée de même impédance de surface ( $0,5 \text{ m}\Omega$ ) que le dépôt de cuivre utilisé pour les mesures. La carte des courants prend la forme de deux lobes, mais avec une partie au centre de l'ouverture se rapprochant d'une distribution rectiligne et uniforme, qui est responsable principalement du blindage électromagnétique de l'ouverture.

La superposition des figures 4-5 et 4-6 (figure 4-7) aide à réaliser que c'est bien le couplage par des inductances mutuelles entre les filets de courant engendrés sur le métal et le matériau chargeant l'ouverture, de part et d'autre du joint, qui assure une densité de courant non négligeable sur l'ouverture chargée, isolée électriquement.

C'est ce mécanisme qui va être amplifié par le recouvrement. Ce n'est plus uniquement le long du bord de l'ouverture que s'effectuera l'interaction, mais sur une zone plus importante, celle qui correspond à la largeur des surfaces en regard. Comme seules les composantes des courants parallèles entre elles peuvent interagir à basse fréquence ceci explique que seul un recouvrement selon les côtés parallèles à la direction principale du courant, c'est-à-dire celle perpendiculaire à la polarisation du champ incident  $H$ , soit à l'origine d'une augmentation de l'atténuation du champ magnétique par rapport au cas de l'ouverture isolée sans recouvrement. Les courants longeant les deux autres côtés perpendiculaires ont une intensité trop faible pour donner lieu à une interaction notable.

#### **4.4. Paramètres influençant le couplage par inductance mutuelle.**

Plusieurs paramètres peuvent faire varier la valeur de la mutuelle, constance de couplage, qui est à l'origine de l'effet du recouvrement. En particulier ces paramètres peuvent être de nature géométrique. On peut citer, par exemple, l'influence de la distance de la plaque avec son support.

Pour mettre en évidence cet effet, on utilise encore une fois comme éprouvette la plaque de dépôt de cuivre sur le substrat isolant époxy d'épaisseur de 2 mm. On a choisi

une plaque de 30 cm de côté qui peut donc créer un recouvrement de 5 cm. Elle peut être employée de deux façons. La première consiste simplement à la poser, comme auparavant face époxy contre le métal de la cellule T.E.M. La deuxième nous conduit à la poser le côté cuivre face à la paroi de cellule T.E.M en intercalant une feuille isolante d'épaisseur négligeable. La comparaison entre les deux mesures d'atténuation est faite figure 4-8. A basse fréquence, il n'y a aucune différence entre les deux courbes. Seules compte la largeur de recouvrement et la valeur de la conductivité du matériau. A plus hautes fréquences les deux courbes se séparent, l'effet de la distance sur l'atténuation, apparaît alors, même s'il semble du deuxième ordre. L'atténuation diminue avec l'inverse de la distance entre la plaque et son support, comportement qui est conforme aux lois de variation des inductances mutuelles entre deux distributions de courant: elles incluent en général toutes un terme se mettant sous la forme d'un logarithme de l'inverse de la distance entre ces deux distributions [38]. On peut donc dire que l'épaisseur du matériau intervient de façon directe dans l'expression de l'inductance mutuelle.

La forme de la plaque qui obstrue l'ouverture va aussi avoir un effet sur le niveau de l'atténuation à surface de recouvrement identique. La distribution des courants autour de l'ouverture ne sera pas la même et donc les champs diffractés auront été modifiés. La figure 4-9 illustre cette remarque. On a fait la comparaison entre une plaque de forme rectangulaire et une autre en forme de croix ayant toutes les deux 5cm de recouvrement selon les côtés parallèles à la direction principale du courant. Elles ont été découpées dans la même plaque dépôt de cuivre et possèdent donc la même impédance de surface. Comme on l'a vu au paragraphe précédent, un recouvrement selon les côtés perpendiculaires à la direction du courant ne jouant aucun rôle sur le niveau de l'atténuation, les surfaces efficaces de recouvrement sont les mêmes dans les deux cas. L'écart qui existe entre les deux courbes de la figure 4-10 n'est donc causé que par une différence de forme d'ouverture, donc de répartition de courant sur celle-ci. On peut donc penser que la façon de monter une plaque a son importance : le fait qu'elle soit simplement fixée sur un rebord ou insérée dans une structure en forme de U (figure 4-10,) modifiera toute la géométrie de la répartition des courants sur le support et la plaque.

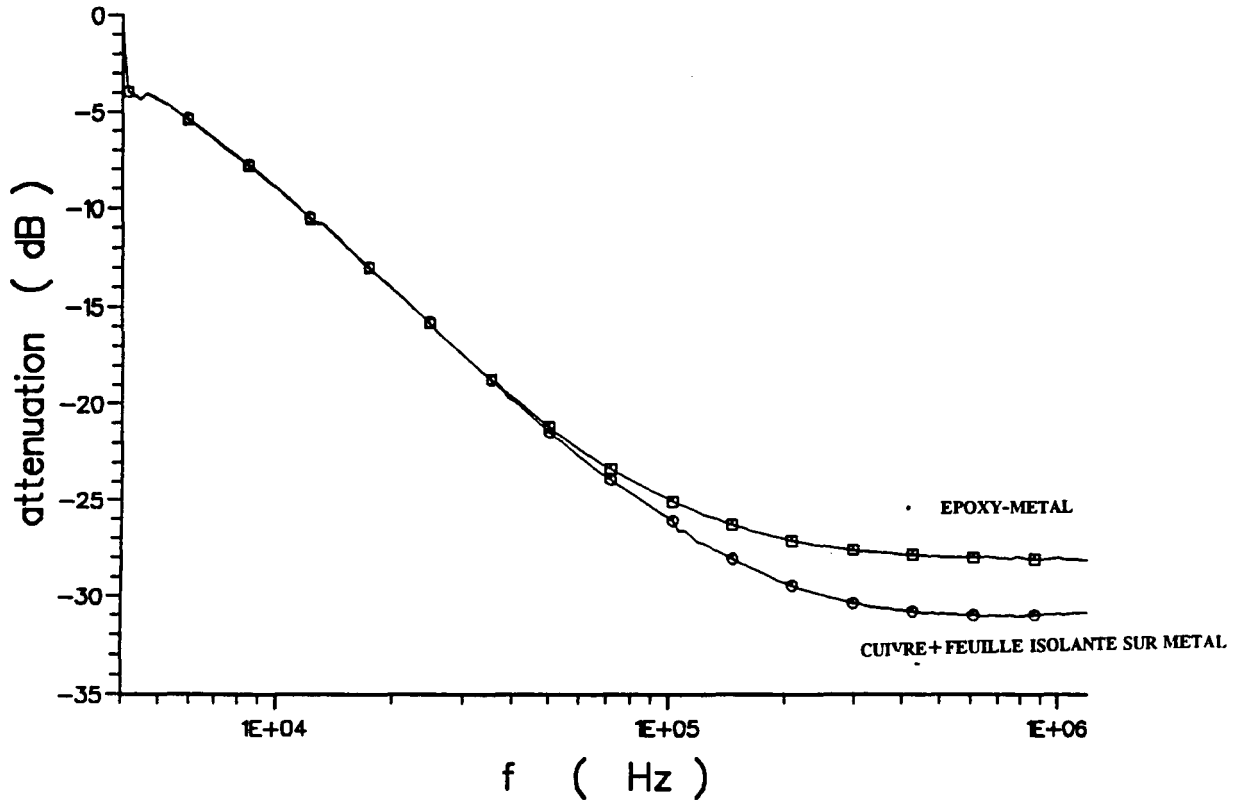


Fig. 4.8 Influence de la distance entre le dépôt de cuivre et la paroi de la cellule T.E.M

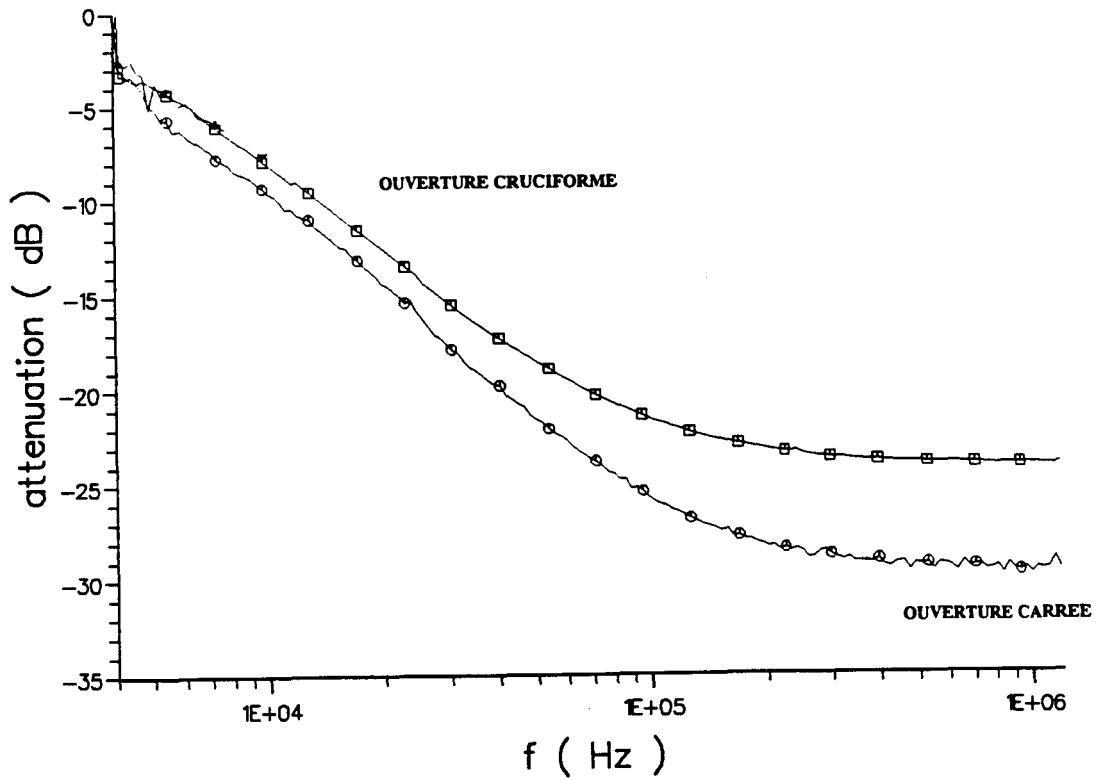
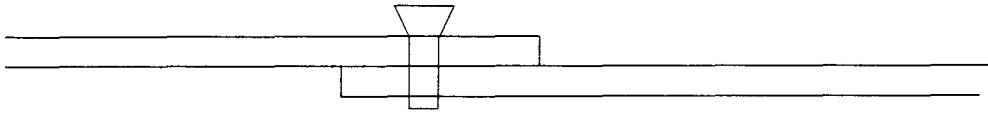
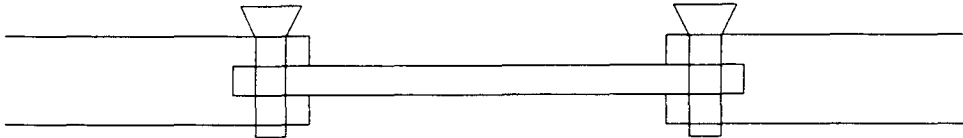


Fig. 4.9 Influence de la forme de l'ouverture



**Recouvrement simple**



**Recouvrement avec un joint en forme de U**

*Figure 4-10*

*Différentes formes possibles de recouvrement*

Un autre paramètre qui doit être pris en compte est la distance entre l'antenne de réception et le centre du panneau. Les mesures précédentes ont été effectuées à une distance de 4 cm de l'ouverture sur son axe. En utilisant de nouveau la plaque de cuivre de 30 cm de côté, il apparaît (figure 4-11) que si le capteur est éloigné jusqu'à 11 cm, l'atténuation du champ magnétique diminue avec l'éloignement du point de mesure. Ce phénomène avait déjà été signalé pour des panneaux reliés à la structure métallique par des points de contact isolés (chapitre 3). D'autre part, il est intéressant de noter que pour des structures cylindriques reliées entre elles par des joints montés avec recouvrement, l'auteur de [39] a aussi mesuré une diminution de l'atténuation du champ magnétique avec la distance. Ceci s'interprète de la même façon. Il semble raisonnable de penser que la distribution des courants sur une plaque isolée sans ou avec recouvrement a la même allure, montrée figure 4-5, c'est-à-dire deux lobes séparés par une distribution rectiligne. En s'éloignant du centre de la plaque, on se rapproche de la zone où l'approximation dipolaire est applicable. Les courants rayonnants perdent alors leur individualité. Le capteur n'est plus sensible qu'à

l'intégrale des vecteurs courants électriques ou magnétiques sur la surface ; la source apparait comme ponctuelle, c'est-à-dire sous la forme d'un dipôle rayonnant au centre de l'ouverture. Ce n'est pas le cas pour une mesure faite près du centre de l'ouverture, zone dans laquelle les courants affectent une distribution presque rectiligne. Près de l'ouverture le capteur étant sensible essentiellement à cette distribution, l'atténuation est plus grande à cette distance que dans une zone plus éloignée où la totalité de la distribution doit être prise en compte. Cette partie de distribution rectiligne s'oppose efficacement au champ magnétique perpendiculaire incident qui lui a donné naissance. Sa contribution est d'autant plus importante que le capteur est situé proche d'elle.

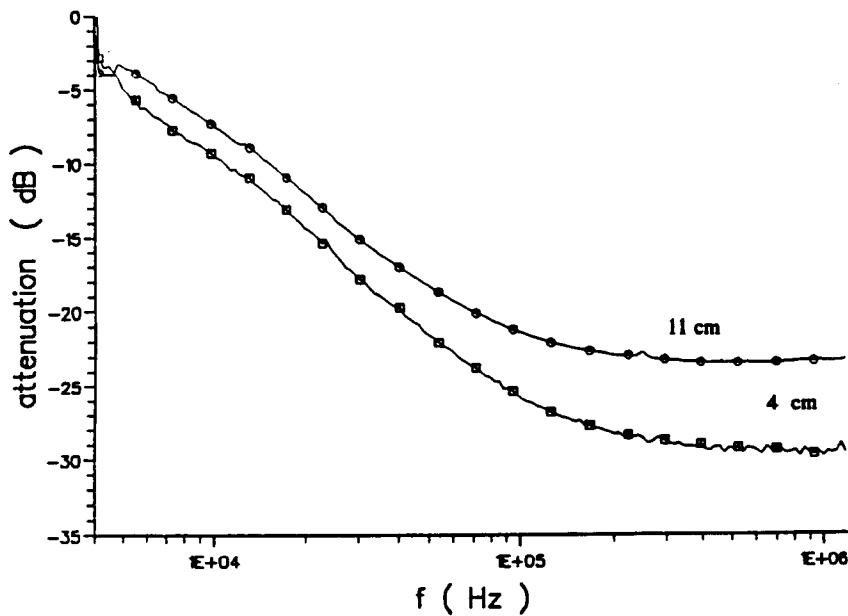


Fig. 4.11. Influence de la distance capteur-ouverture

#### 4.5. Panneaux avec recouvrement non isolés électriquement

Jusqu'à présent, l'étude du recouvrement s'est concentré sur des plaques isolées électriquement de leur support métallique. Cela a permis de trouver l'origine de l'augmentation de l'efficacité de blindage et de préciser quelques paramètres qui l'influencent. Il est donc maintenant nécessaire de considérer des ouvertures possédant les deux caractéristiques, une résistance de contact et un recouvrement non nul. Pour cela la plaque de dépôt de cuivre est encore utile. La technique du chapitre 2 est employée ici, cette fois en enlevant le cuivre de façon à isoler une surface non de 20 cm de côté mais de 25 cm. On peut relier cette surface au reste du panneau en soudant des résistances micro-



chip. Une plaque avec un recouvrement de 2,5 cm est donc réalisée, mais munie d'une résistance de contact parfaitement définie, ce qui n'aurait pas été le cas si des plaques de composite carbone avait été tout de suite utilisées. Deux valeurs de résistance de contact ont pu être choisies :  $1,4 \cdot 10^{-2} \Omega\text{-m}$ ,  $3 \cdot 10^{-2} \Omega\text{-m}$ . Les mesures d'atténuation du champ magnétique pour des plaques dotées de telles résistances ont été faites à 4 cm et comparées à celle d'une plaque isolée dotée d'un recouvrement de 2,5 cm. Les différentes courbes obtenues sont montrées figure 4-12. On s'aperçoit qu'un réseau de courbes qui rappelle celui de Casey apparaît. En effet, la courbe d'atténuation associée à la plaque isolée correspond à un minimum d'atténuation. Toutes les autres courbes associées aux ouvertures chargées dotées de résistance de contact de valeur finie se confondent avec la courbe représentative de la plaque isolée jusqu'à une certaine fréquence pour décroître ensuite suivant une pente de 20 dB par décade. De plus, une plus forte impédance de contact décale les courbes d'atténuation vers les hautes fréquences dégradant ainsi le blindage électromagnétique.

Cependant, il existe des différences avec la théorie de Casey. On va donc les examiner et souligner leurs importances. Dans un des cas ( $1,4 \cdot 10^{-2} \Omega\text{-m}$ ), les atténuations obtenues pour des ouvertures montées avec et sans recouvrement, dotées de la même résistance de contact peuvent être comparées. On voit (figure 4-13) que le recouvrement a pour conséquence de repousser la courbe d'atténuation vers les basses fréquences en abaissant son niveau. Le recouvrement contribue donc grandement à améliorer l'efficacité de blindage. A cause du recouvrement, la valeur de la résistance de contact du panneau, qui peut être donnée grâce à une mesure en continu au Ohm-mètre, ne donnera pas une information suffisante pour estimer correctement la protection offerte contre les agressions électromagnétiques.

Enfin, les mesures dépendent aussi de la distance entre le capteur et l'ouverture comme on l'a signalé précédemment. Le niveau de la courbe d'atténuation d'un panneau isolé dépend de cette distance. Les mesures d'atténuation pour les panneaux non isolés donnent des courbes qui coïncident en basse fréquence avec celle d'un panneau isolé. Tout le réseau de courbes montré figure 4-12 se déplacera donc de façon sensible avec la position du point de mesure. Il faut donc préciser à chaque fois, pour éviter des erreurs et confusions, la distance entre le capteur et l'ouverture diffractante.

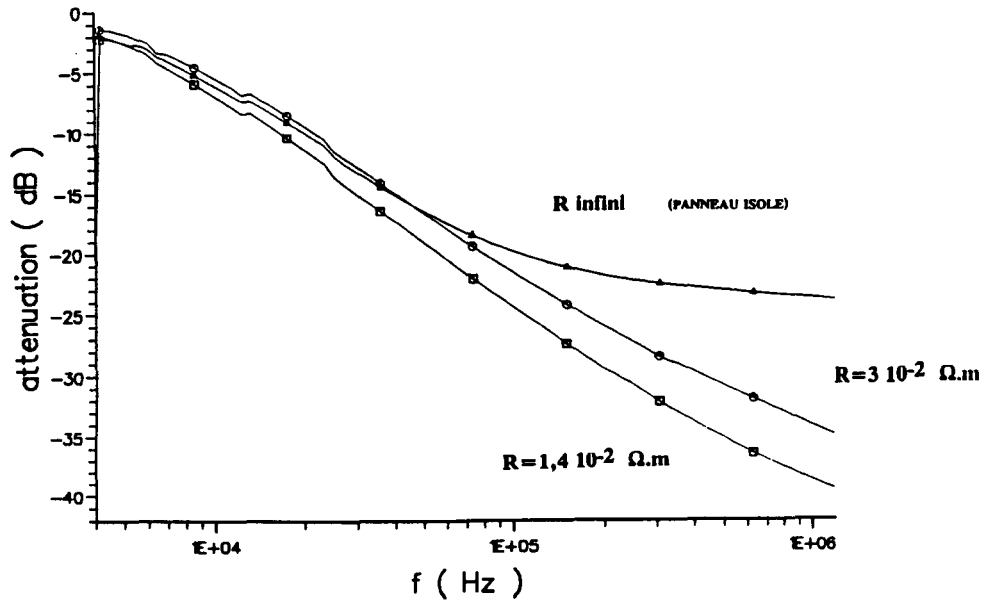


Fig.4.12 Influence de la résistance de contact

**EFFET DU RECOUVREMENT POUR DES PLAQUES DE MEME RESISTANCE DE CONTACT**

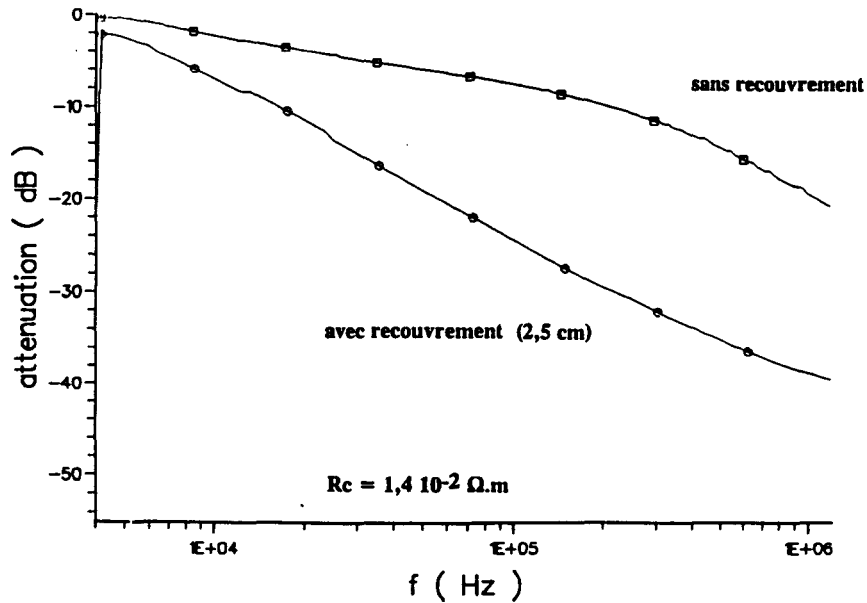


Fig. 4.13 Effet du recouvrement pour des plaques de même résistance de contact

#### 4.6. Panneaux en composite carbone-époxy

Toutes les mesures précédentes ont été effectuées en utilisant comme panneau des plaques constituées de dépôts de cuivre sur un substrat isolant. Ce type de matériau a été utile pour séparer et caractériser des paramètres qui jouent sur le blindage. D'autre part, les résultats obtenus sont tout à fait transposables à des matériaux d'impédance plus élevée, comme pour les matériaux composites, car les courbes d'atténuation se traduisent vers les fréquences plus élevées dans ce cas.

Cependant, il est important de montrer qu'on retrouve les comportements déjà décrits précédemment avec des matériaux représentatifs de ceux employés en aéronautique. Trois plaques différentes ont été choisies. Elles sont de forme carrée, de 25 cm de côté, constituées d'un composite carbone-époxy et présentent donc toutes les trois un recouvrement de 2,5 cm. Elles ont pour impédance de surface 30 mΩ, 67 mΩ, 130 mΩ. Lorsqu'elles sont vissées sur la cellule T.E.M, elles présentent toutes une résistance de contact inconnue. Les courbes d'atténuation sont montrées figure 4-14. Pour chacune d'elles on a superposé le filtre passe-bas du premier ordre s'approchant au mieux. On les a déterminé, de façon classique, en prenant comme fréquence de coupure la fréquence associée au point de -3 dB d'atténuation des courbes mesurées. L'accord pour les deux panneaux d'impédance plus élevées est excellent. Il existe par contre une petite différence pour le panneau doté de l'impédance de surface la plus faible. Pour les fréquences plus élevées, les deux courbes, filtre passe-bas du premier ordre et courbe expérimentale divergent. Ce panneau est le plus épais (2 mm environ). Il n'est donc pas impossible que ce comportement soit dû à l'effet de peau qui n'est pas pris en compte pour le modèle. On peut le vérifier en calculant la fréquence  $f$  d'apparition de l'effet de peau pour cette épaisseur.

$$f = \frac{1}{\sigma d^2 \pi \mu_0} = \frac{Z_s}{d \pi \mu_0} \quad (4-2)$$

$\delta$  est l'épaisseur du matériau,  $\sigma$  sa conductivité,  $Z_s$  son impédance de surface.

Les travaux sur des matériaux épais que l'on peut trouver dans les références [40] ont montré que l'effet de peau conduisait bien à des courbes d'atténuation qui offraient ce type de comportement. En particulier, pour des fréquences proches de celles qui correspondent à

l'apparition de l'effet la courbe d'atténuation ne suit plus une décroissance selon une pente à 20 dB, mais une décroissance plus forte de type exponentielle.

Néanmoins, cet effet est inexistant pour les autres matériaux et ne perturbe pas la première courbe en basse fréquence. On peut donc utiliser le filtre passe-bas du premier ordre qui se superpose aux courbes mesurées pour en déduire grâce à la relation approchée de Casey, une résistance de contact équivalente. Cette résistance de contact prend à la fois en compte l'effet du recouvrement et de la résistance de contact entre la peau de carbone et le métal dont les conséquences sur le niveau de l'atténuation sont ici indissociables. Les valeurs calculées de cette résistance de contact sont montrées figure 4-14 à côté de courbes correspondantes. On constate que plus l'impédance de surface est élevée, plus la résistance de contact équivalente se dégrade. Ces valeurs calculées ne peuvent être seulement comparées en toute rigueur qu'à d'autres correspondantes à des ouvertures de même forme.

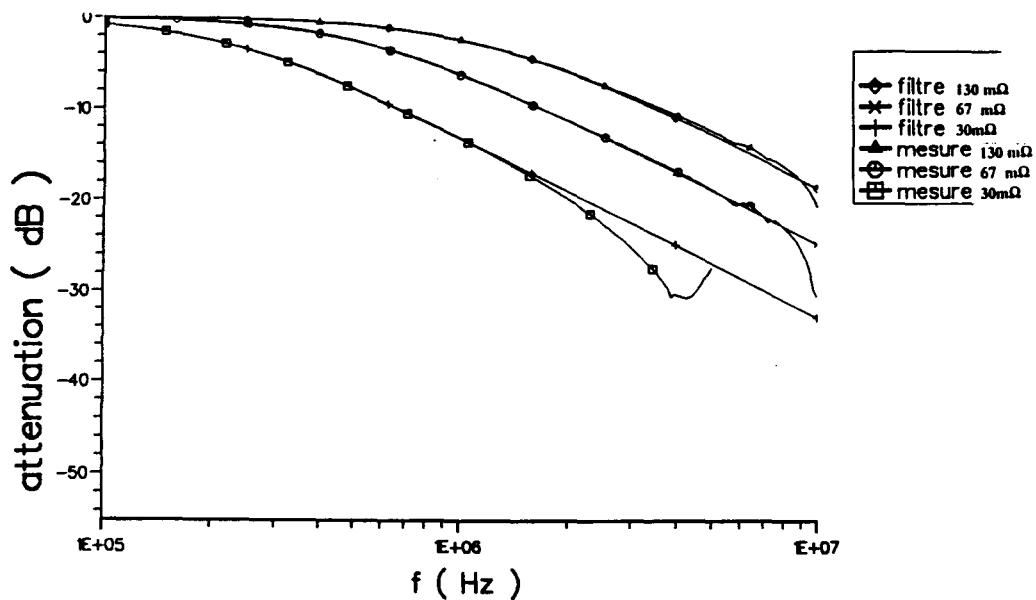


Fig 4.14 Comparaison entre les courbes données par des filtres passes-bas du premier ordre et des mesures effectuées avec des panneaux composites

Les panneaux composites sont rarement fixés seuls sur la structure métallique de l'aéronef. En effet, fréquemment à l'interface composite sont rajoutés des matériaux polymères conducteurs (élastomères chargés avec des particules cuivre, argent, ou carbone). Ces joints doivent remplir plusieurs fonctions. Ils doivent assurer un bon contact électrique, en l'améliorant si possible, mais aussi éviter les problèmes de corrosion entre des matériaux

de potentiel chimique différents. Ils doivent aussi répondre à un certain nombre de critères mécaniques, de solidité et de résistance aux contraintes telles que les cisaillements et les compressions. Ces joints sont aussi des joints d'étanchéité servant d'isolant, par exemple pour des réservoirs de carburant. On a choisi d'utiliser des élastomères conducteurs de silicone chargés au cuivre argenté. Ils se présentent sous la forme de feuilles de différentes épaisseurs (0,5 mm, 0,8mm, 1,6 mm). On a découpé ces feuilles pour disposer de trois cadres dont la largeur correspond à celle du recouvrement (2,5 cm) des plaques de composite à notre disposition. Ces trois cadres sont insérés entre le métal de la cellule T.E.M et la plaque de carbone-époxy d'impédance de surface de  $130 \text{ m}\Omega$ , le tout étant fixé par le même système de rangée de vis décrit chapitre 2. Les trois mesures d'atténuation correspondantes, avec celle associée à la plaque vissée sans joint élastomère sont comparées, figure 4-15, d'une part aux mesures données par la même plaque, isolée électriquement, d'autre part à deux courbes issues de calculs numériques. Le premier calcul représente l'atténuation du champ magnétique associée à une ouverture carrée de 20 cm de côté de résistance de contact nulle. Ce calcul correspond au maximum d'atténuation qu'une ouverture chargée, ayant cette forme et possédant cette impédance de surface peut procurer,. Le deuxième calcul correspond à une ouverture chargée elle aussi sans recouvrement mais isolée électriquement. Ce calcul donne, cette fois le minimum d'atténuation, dans le cas étudié. Ces deux dernières courbes représentent deux extrêmes. Quelles que soient la qualité du contact et la largeur du recouvrement, toutes les courbes d'atténuation pour la même forme carrée et le même matériau seront situées dans l'espace compris entre de ces deux courbes. On voit que plus le joint élastomère est épais, moins le contact est correct. Cependant, il existe peu de différences entre toutes les mesures d'atténuation que la plaque soit isolée électriquement, ou dotée ou non du joint élastomère. On remarque, d'autre part qu'il existe une différence importante entre les courbes issues de ces mesures et celle théorique représentative de l'atténuation d'une ouverture dotée d'un joint parfait et les autres courbes qui correspondent. Dans tous les cas il semble que la véritable résistance de contact soit en fait très mauvaise. La présence d'un joint ne l'améliore que très peu. L'aspect très rugueux de la peau du composite choisie y contribue très certainement. C'est donc bien le recouvrement qui est principalement à l'origine du blindage électromagnétique. La grande différence entre les courbes associées à des plaques isolées avec et sans recouvrement le confirme.

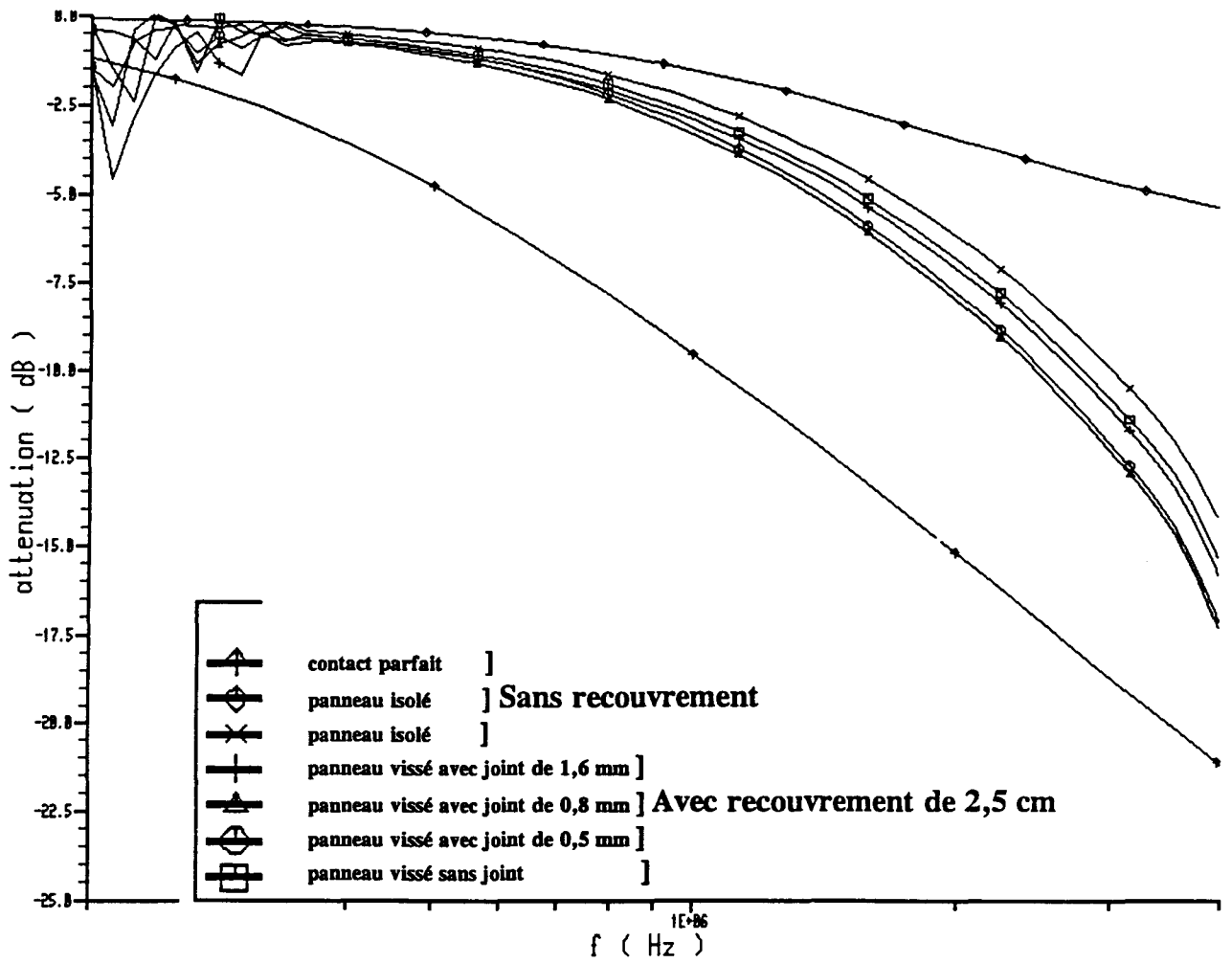


Fig. 4.15 Plaque de carbone de  $130 \text{ m}\Omega$  d'impédance de surface dotée de joints élastomères

Le recouvrement est donc un paramètre essentiel pour caractériser l'efficacité du blindage électromagnétique. Dans certains cas de forme d'ouverture simple, le calcul de résistance de contact équivalente peut en rendre compte. Cette dernière n'est qu'un artifice mathématique. Elle permet simplement d'estimer la valeur de l'atténuation à une certaine distance au dessus du centre de l'ouverture. Il est sans doute difficile directement de l'utiliser pour prévoir, en vue de l'étude de phénomène d'étincelage à l'interface entre les panneaux et leur support, les seuils de claquage entre les deux surfaces en contact. Cette résistance de contact ainsi définie dont on peut déterminer expérimentalement la valeur, est utile en tant qu'indication de la qualité du contact pour la maintenance ou la production.

Toutes les mesures ont été faites en basse fréquence dans le cadre de l'approximation quasi-statique. Dans cette hypothèse le recouvrement améliore l'efficacité de blindage. A haute fréquence, comme l'a signalé [41], des phénomènes de résonance peuvent avoir lieu, en particulier pour des joints en forme de U susceptibles de provoquer d'autres effets qu'il serait intéressant d'étudier.





CHAPITRE 5

UNE METHODE POSSIBLE POUR L' EVALUATION PRATIQUE

DE LA QUALITE DU CONTACT ELECTRIQUE

## 5.1. Introduction

Dans les chapitres précédents, on a mis en évidence l'existence d'un certain nombre de paramètres (uniformité et non uniformité du joint, présence du recouvrement) qui influence la qualité du blindage électromagnétique apportée par une trappe fermant une ouverture. Toutes les mesures ont été faites en utilisant comme illumination une onde plane engendrée par une cellule T.E.M et une antenne réceptrice placée à 4 cm d'un panneau fixé sur un des côtés de la cellule T.E.M. Des mesures semblables peuvent être effectuées à l'aide d'une cage de Faraday dont l'une des faces a été percée en vue de la fixation du panneau à tester. Cependant ces types de mesures si elles sont utiles à la caractérisation de l'efficacité de blindage des ouvertures chargées, présentent un certain nombre d'inconvénients. Tout le matériel utilisé, cellule T.E.M, sortie des générateurs, entrée des appareils de mesure doit être adapté à la résistance caractéristique de 50 Ohm pour éviter des réflexions parasites. Ainsi les atténuations évaluées en dB sont significatives et peuvent être comparées entre elles. En réalité les systèmes embarqués sur avions ne sont pas toujours adaptés à la résistance de 50 Ohm. Les mesures précédentes, peuvent, si elles ne sont pas interprétées avec prudence, conduire à des erreurs et des confusions. D'autre part l'onde incidente a une direction de propagation bien particulière, normale au plan de l'ouverture contrairement aux cas réels pour lesquels cette direction est quelconque. Pour toutes ces raisons il est préférable de considérer des paramètres intrinsèques locaux associés sans ambiguïté à l'efficacité du blindage comme l'impédance de surface et de transfert. De plus la cellule T.E.M et la cage de Faraday font appel à une infrastructure relativement lourde. Elles permettent d'avoir accès à l'énergie transmise à travers le matériau : en quelque sorte les antennes émettrices et réceptrices sont placées de part et d'autre du matériau. Cette disposition est impraticable si l'on veut mesurer la résistance de contact d'un panneau déjà installé sur un avion. Or, on a vu que cette résistance de contact avait tendance à se dégrader pendant la vie de l'avion. Il est donc important de pouvoir procéder à une maintenance ce qui oblige à des contrôles réguliers de l'efficacité de blindage des panneaux. Seule une mesure de l'onde réfléchie est alors possible ce qui implique que l'antenne excitatrice et celle de réception soient du même côté.

On va présenter dans ce chapitre une méthode possible d'évaluation de la qualité de contact. Elle peut conduire moyennant certaines hypothèses que l'on précisera à une valeur

numérique de la résistance de contact ou à une connaissance qualitative de l'évolution de l'état du contact. On rappelle que seule est considérée la diffraction du champ magnétique dans le domaine quasi-statique c'est-à-dire pour l'approximation des petites ouvertures.

## 5.2. Paramètres dont dépend l'atténuation du champ magnétique.

L'atténuation du champ magnétique exercée par une ouverture chargée dépend de 3 paramètres :

- \* la valeur de l'impédance de surface  $Z_s$  du matériau constituant le panneau,

- \* la forme de l'ouverture,

- \* La qualité du contact électrique entre le panneau et la structure environnante.

Reprenons les points cités ci-dessus un par un, pour les détailler.

La valeur de l'impédance de surface est déterminante pour le blindage électromagnétique. Il faut donc pouvoir la mesurer ou la calculer.

La forme de l'ouverture a une grande importance pour le blindage électromagnétique à basse fréquence. En effet, le rayonnement dans l'approximation des petites ouvertures est déterminée par la cartographie des courants autour et sur l'ouverture chargée. Les dimensions ainsi que la géométrie du contour peuvent déplacer sensiblement la courbe d'atténuation.

En ce qui concerne la qualité du contact électrique, on inclut la largeur de recouvrement et la valeur de la résistance de contact entre le matériau et la structure environnante, ainsi que l'uniformité ou la non-uniformité du contact (voir chapitre 3).

Toutes les mesures précédentes d'atténuation présentées dans les chapitres précédents sont globales et ne permettent donc pas d'avoir accès à des informations locales. La présence du palier dans le cas d'ouvertures chargées dotées de points de contact discrets permet de les distinguer de celles dotées de joints uniformes, mais ne donne aucune information sur l'emplacement des points de contact. Il faudrait donc pouvoir aussi

déterminer leur localisation. D'autre part en l'absence de théorie analytique générale, il est difficile à partir d'une courbe d'atténuation seule de distinguer l'influence de tous les paramètres. La comparaison (figure 5-1) de deux types de courbes peut l'illustrer. Elles présentent toutes les deux un palier mais qui a une origine différente dans chacun des cas : un recouvrement de 5 cm pour un panneau isolé de dépôt de cuivre, un panneau constitué du même matériau relié sans recouvrement, à la structure métallique par la configuration symétrique de points de contact. Ainsi sans une connaissance précise du montage utilisé, le résultat des deux courbes est difficilement interprétable. De même comme la figure 4-14 du chapitre 4 le montre, un panneau monté avec recouvrement doté d'un joint uniforme peut être associé à un filtre passe-bas du premier ordre. Cette courbe ne peut être distinguée de celle caractéristique d'un panneau sans recouvrement doté d'un joint uniforme. C'est pourquoi il avait été possible de définir une résistance de contact équivalente, mais cette valeur dépend à la fois du recouvrement et la résistance de contact intrinsèque entre les deux matériaux constituant l'interface.

Il faut aussi rajouter à cette discussion, comme on l'a vu en particulier dans le chapitre précédent, qu'il est quelque fois important de préciser la position du point de mesure par rapport au centre de l'ouverture.

Toutes les mesures précédentes ont été effectuées dans le domaine fréquentiel. Cela se justifiait d'autant plus que l'efficacité du blindage électromagnétique d'un écran varie avec la fréquence comme l'indique simplement dans un cas particulier les relations analytiques de Casey (chapitre 2 et référence [12]). Un des paramètres dont il faut tenir compte est donc la forme de l'impulsion qui illumine l'ouverture. En effet, comme l'atténuation des champs magnétiques a une évolution fréquentielle qui est associée à une courbe proche de celle d'un filtre passe-bas du premier ordre, toute la partie du signal à basse fréquence n'est pas filtrée. Si une impulsion présente un temps de montée rapide, le signal comporte essentiellement des composantes hautes fréquences qui vont être filtrées. Ce ne sera pas le cas pour une impulsion à long temps de montée dont la partie basse fréquence majoritaire ne sera pas atténuée. Tout système de mesure doit fonctionner dans le domaine fréquentiel et posséder une assez grande dynamique pour pouvoir discerner différentes courbes d'atténuation données par des ouvertures variées.

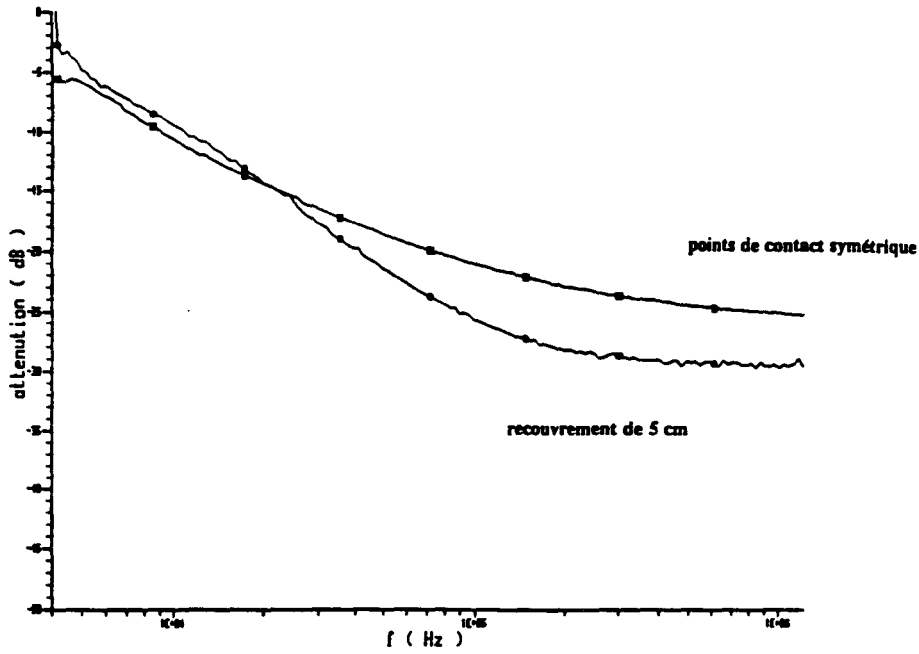


Fig.5.1 Comparaison des courbes d'atténuation pour un panneau :  
 - sans recouvrement, doté de points de contact symétriques  
 - avec un recouvrement de 5 cm mais isolé

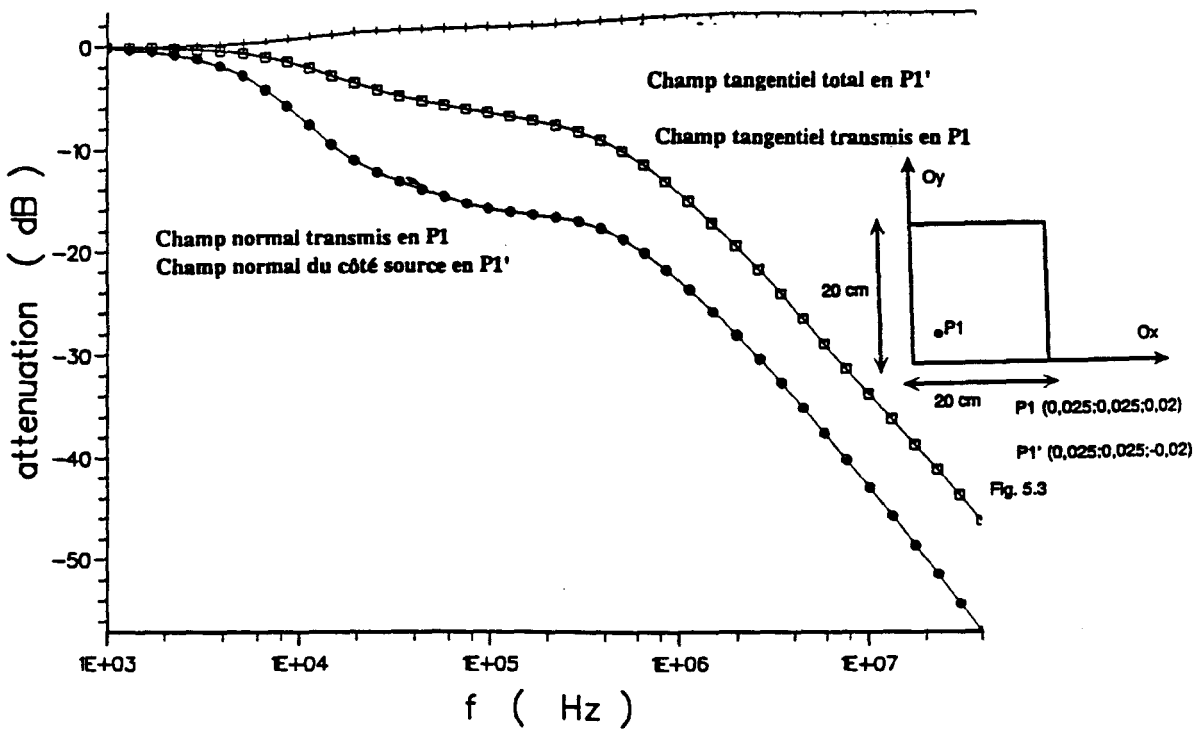


Fig. 5.2 Calcul des champs transmis et réfléchis. Champs tangentiels et normaux.

### **5.3. Première méthode pour l'évaluation de la résistance de contact du joint**

#### **5.3.1. Choix de la composante à mesurer**

On a vu que pour des raisons pratiques l'estimation du champ magnétique réfléchi est préférable au champ magnétique transmis. Il faut donc concevoir un système de mesure susceptible de le mesurer et ceci en disposant de suffisamment de dynamique pour être capable de distinguer plusieurs courbes.

En fait on a le choix entre deux mesures possibles. En effet le champ magnétique diffracté possède deux composantes, l'une tangente au plan de l'ouverture, Htg, l'autre normale à celle-ci. Chacune d'elle ne présente pas les mêmes caractéristiques et donc les mêmes avantages.

#### **5.3.2. Composante tangentielle à l'ouverture**

C'est cette première composante (du champ transmis) qui a été mesurée ou calculée dans les chapitres précédents. La connaissance de sa variation avec la fréquence a de nombreux avantages. En effet, son atténuation, pour un point situé au-dessus du centre de l'ouverture, peut être facilement identifiée dans le cas des joints uniformes à l'atténuation dipolaire calculé par Casey. Pour un panneau, de forme carrée ou circulaire monté sans ou avec un recouvrement négligeable on peut donc en déduire si l'on connaît la valeur de l'impédance de surface, celle de la résistance de contact. Si le panneau présente un recouvrement non négligeable, on a vu au chapitre 4 que l'on peut définir une résistance de contact équivalente. Grâce à cette dernière, on peut comparer divers panneaux de même forme et de même matériau et de même recouvrement. Les diverses mesures de cette composante tangentielle transmise possédaient une dynamique suffisante pour être ainsi exploitée. Il est donc intéressant d'étudier la composante de même direction, parallèle au plan de l'ouverture mais réfléchi. Cependant il apparaît très vite qu'il existe un certain nombre de difficultés. En premier lieu, dans tout dispositif expérimental, on ne peut mesurer le champ réfléchi seul mais seulement le champ total, somme du champ transmis et réfléchi. Or un raisonnement simple permet de se rendre compte de la difficulté de la mesure. L'intensité maximum de ce champ total sera mesurée pour une ouverture chargée

par un matériau parfaitement conducteur. C'est en fait le champ de court-circuit qui est ainsi défini. Il obéit à la relation suivante :

$$H_{cc} = 2 H_{incident} \quad (5-1)$$

Le champ tangentiel du côté de la source sera donc compris entre  $H_{cc}$  et  $2H_{inc}$ . La mesure correspondante consiste en l'obtention du rapport du champ côté des sources l'ouverture étant chargée avec le champ au même point, l'ouverture étant libre. Par abus de langage on appellera cette quantité une atténuation. La dynamique de cette mesure atteindra donc un maximum de 6dB ce qui est tout à fait insuffisant pour donner lieu à une mesure reproductible et digne de confiance. Il sera difficile, voir en fait impossible, de distinguer toutes les courbes associées des joints de résistance de contact différentes.

### 5.3.3. Composante normale à l'ouverture

Il reste donc à étudier l'évolution fréquentielle de la composante normale qui elle n'est pas gouvernée par la relation (5-1) ci-dessus. Elle présente de plus une propriété très remarquable qui nous sera très utile puisque la composante normale du champ magnétique se conserve à la traversée de l'interface d'un matériau. Cette remarque peut être étendue à la traversée de l'épaisseur totale du matériau lui-même en faisant une hypothèse supplémentaire. En effet dans l'approximation quasi-statique qui est la nôtre, la densité du courant est uniforme dans toute l'épaisseur du matériau. Le phénomène de l'effet de peau est négligeable. La composante normale se conserve donc à la traversée du matériau. Ceci est particulièrement intéressant si l'on veut disposer d'un système de mesure de l'énergie de l'onde réfléchie et relier les résultats obtenus à l'énergie transmise à travers le panneau.

Une simulation à l'aide du code basé sur la Méthode des Moments permet de résumer les constatations précédentes, de visualiser et comparer les différentes courbes d'atténuation. On a considéré une ouverture chargée par un matériau d'impédance de surface de  $0,5 \text{ m}\Omega$  et bordée par un joint uniforme de résistance de contact de  $1,4e-2 \text{ }\Omega.m$ . L'illumination est toujours une onde plane dont le champ magnétique est tangentiel à l'ouverture carrée de 20 cm de côté.

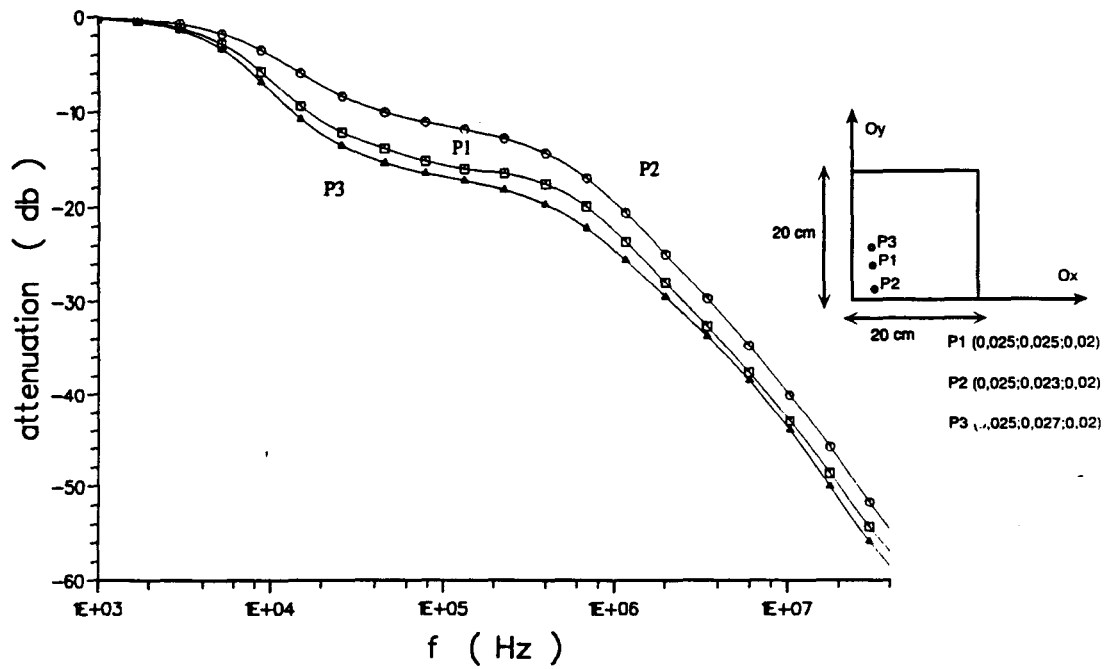


Fig.5.4 Calcul de l'atténuation de la composante normale en différents points

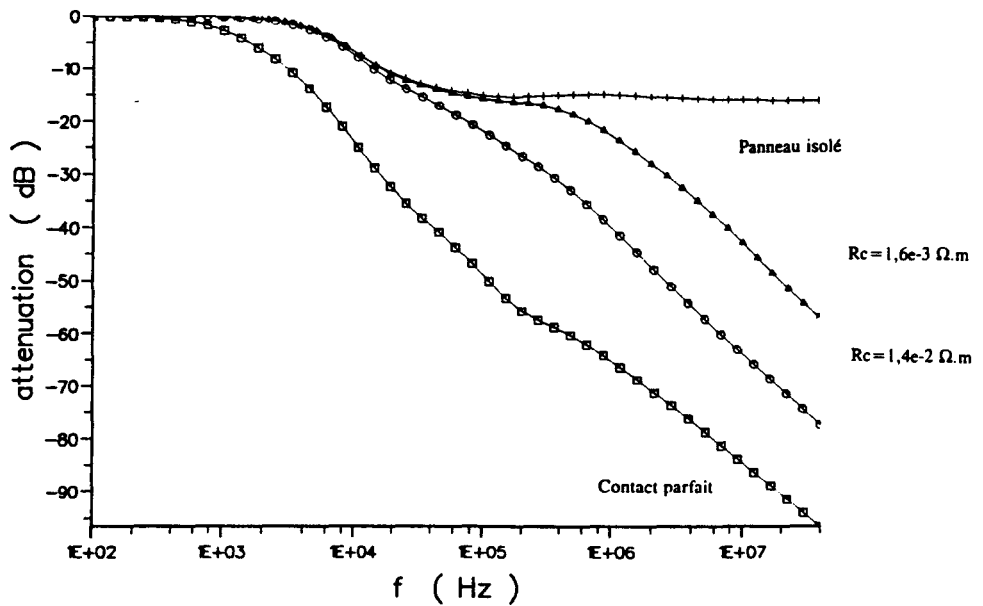


Fig.5.5 Atténuation de la composante normale pour différents résistances de contact

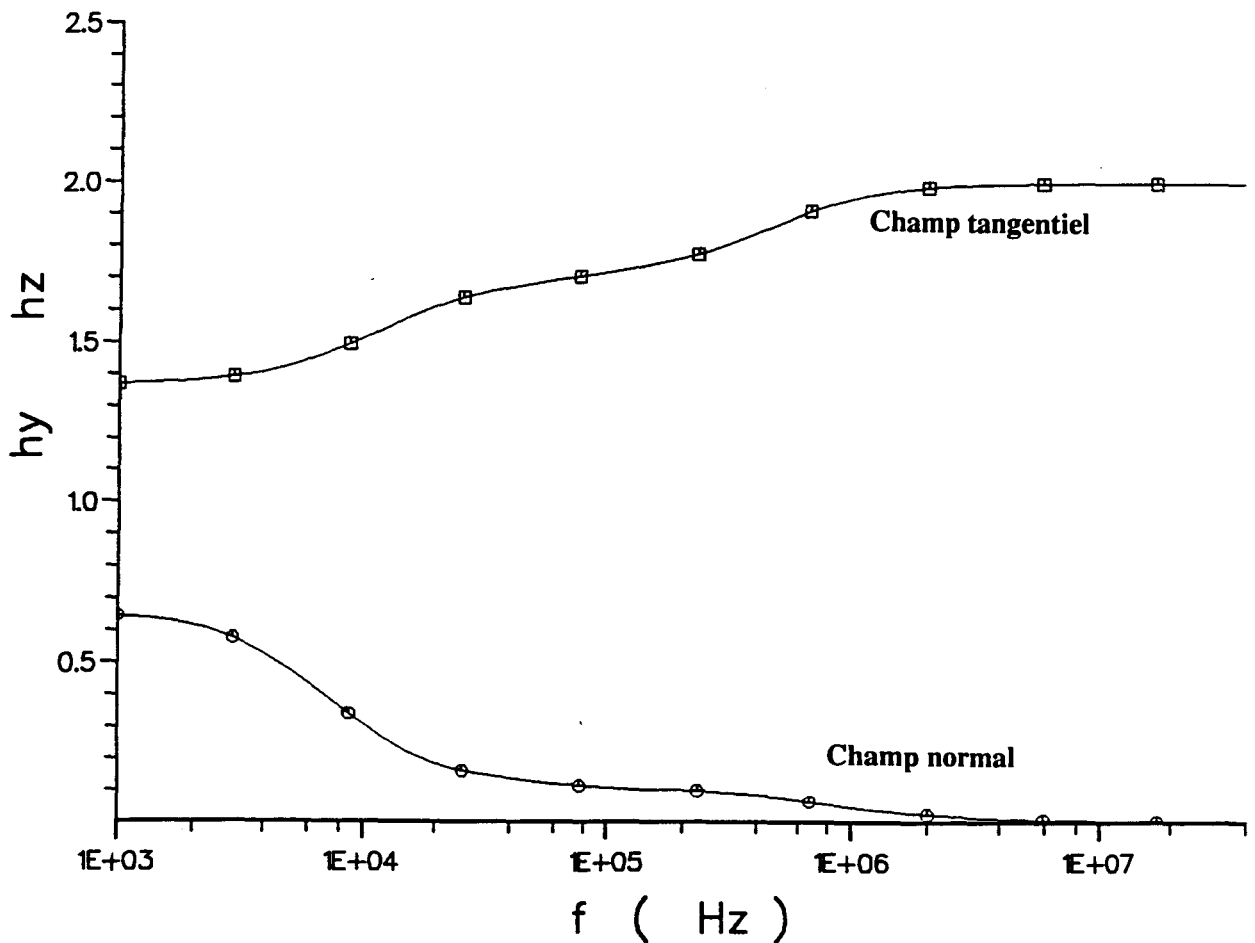


La figure 5-2 représente 4 courbes différentes. La première est celle associée à l'atténuation de la composante tangentielle du champ total du côté source. On voit bien que l'atténuation ne dépasse pas 3 dB au maximum. La dynamique pour cette composante est tout à fait insuffisante pour pouvoir distinguer différentes courbes. La comparaison avec le calcul de l'atténuation de la composante transmise (rapport du champ diffracté par l'ouverture chargée et du champ diffracté par l'ouverture libre) de même direction est très parlante. Cette dernière peut atteindre près de 50 dB d'atténuation. Le calcul de l'atténuation de la composante normale du champ total du côté des sources présente elle une très grande dynamique. D'autre part, cette courbe est identique à celle donnée par le calcul de l'atténuation de la composante normale mais du côté transmis. Tous les calculs ont été effectués non au centre de l'ouverture, comme précédemment mais en des point P1 pour les champs transmis et P1' pour les champs du côté source (figure 5-3). Le choix particulier de cette position sera expliqué au paragraphe suivant. Il est simplement nécessaire de constater que l'atténuation de la composante normale donne une courbe différente de celle de l'atténuation de la composante tangentielle car un décalage vers les basses fréquences se produit. D'autre part le calcul de l'atténuation de la composante normale en plusieurs points donne des résultats différents (figure 5-4). Plus le point de calcul s'éloigne du bord de l'ouverture, plus la courbe d'atténuation se décale vers les basses fréquences s'éloignant de celle de la composante tangentielle. L'atténuation des différentes composantes pour des points proches de l'ouverture c'est-à-dire non situés dans la zone dipolaire, varie selon leur position. On conclut que le calcul de Casey ne peut être appliqué directement pour évaluer l'atténuation de la composante normale près de la paroi.

Cependant plusieurs autres calculs numériques ont été entrepris au point P1 pour des valeurs de résistance de contact croissantes ( $0 \Omega.m$ ,  $1,6e-3 \Omega.m$ ,  $1,4e-2 \Omega.m$  et infini). Un réseau de courbes ressemblant à celui de Casey apparait alors (figure 5-5). La courbe associée à une résistance infinie, donc à un panneau isolé représente un minimum d'atténuation. Toutes les autres courbes suivent celle-ci jusqu'à une certaine fréquence pour décroître ensuite, à partir d'une certaine fréquence, suivant une pente de 20 dB par décade. Encore une fois une augmentation de la résistance de contact a pour conséquence un décalage de la courbe d'atténuation vers les hautes fréquences, signifiant ainsi une détérioration de l'efficacité de blindage. Dans tous les cas, on remarque qu'il est possible

d'obtenir théoriquement une grande dynamique, toutes les courbes pouvant être distinguées aisément.

Ces constatations doivent être en fait tempérées quelque peu. En effet, des problèmes de réalisation pratique peuvent se poser si des mesures sont entreprises car la composante tangentielle a une intensité bien supérieure à celle de la composante normale. La figure 5-6 où est tracée l'évolution fréquentielle des deux modules l'illustre bien. A basse fréquence la différence est moindre tandis qu'à plus haute fréquence la composante normale devient négligeable. Si l'antenne réceptrice n'a pas son axe rigoureusement parallèle à la normale, la mesure sera perturbée par une projection de la composante tangentielle suivant cet axe. Cela se manifesterait sur la courbe d'atténuation par un palier qui correspondrait à la mesure de l'atténuation de la composante tangentielle qui elle tend vers une constante (figure 5-2).



*Fig. 5.6 Evolution fréquentielle des composantes des champs tangentiels et normaux du côté source*

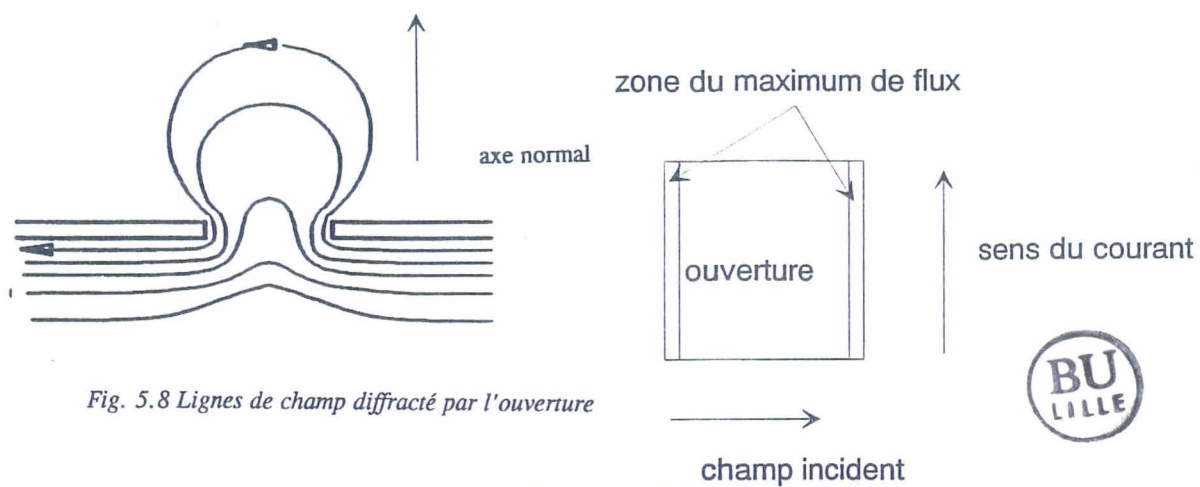


Fig. 5.8 Lignes de champ diffracté par l'ouverture

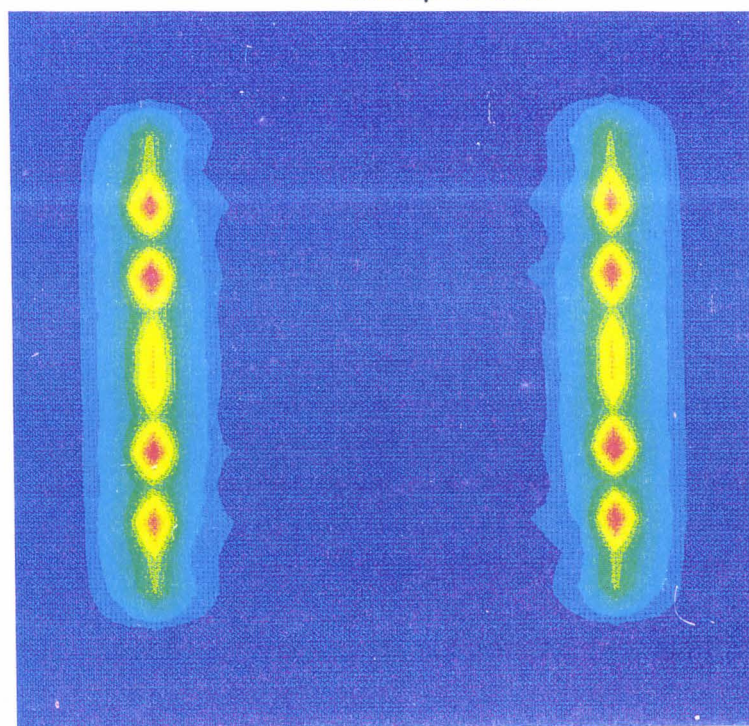
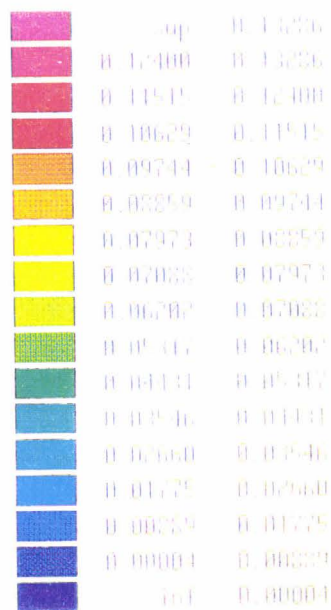


Fig. 5.7 Carte de l'intensité du champ normal dans un plan parallèle à l'ouverture à 2cm



## 5.4. Etude expérimentale

### 5.4.1. Choix de l'emplacement du capteur

Les paragraphes précédents ont mis en lumière la possibilité ainsi que la difficulté d'une mesure basée sur la connaissance de la composante normale. Il s'agira donc pour réaliser cette étude expérimentale d'utiliser comme antenne réceptrice une boucle plaquée sur la paroi de l'ouverture chargée.

La question est donc de savoir où placer cette boucle et quelle dimension elle doit avoir. En cela le code numérique peut nous aider de nouveau. En effet, on peut calculer la composante normale dans un plan parallèle à l'ouverture à 5 cm de celle-ci. Le calcul a été effectué à cette distance et non plus près pour éviter des problèmes d'erreur numérique, le maillage n'est pas infiniment fin : le calcul du champ en point ne peut être estimé raisonnablement correct que si la distance de ce point et l'ouverture soit au moins du même ordre que la largeur des mailles. Finalement on estime qu'à 5cm, la carte des intensités des champs ainsi obtenue donne des bonnes indications sur celle existant sur l'ouverture.

Un tel calcul a été visualisé figure 5-7. L'ouverture chargée a une impédance de surface de  $0,5\Omega$ . La résistance de contact du joint est de  $1,4e-2 \Omega.m$ , la fréquence de calcul 1 MHz et le champ incident est parallèle à l'axe Ox. Le courant engendré par l'illumination est perpendiculaire au champ incident. On constate que la composante normale n'a pas une intensité uniforme et que le maximum d'intensité du champ normal est concentré le long des bords de l'ouverture, de même direction que le courant. Le fait que la composante normale ait une valeur significative seulement sur les côtés n'est pas étonnant car il suffit de consulter la figure de diffraction à travers une ouverture reproduite figure 5-8. La carte des lignes de champs diffractés affecte la forme d'un lobe et comme nous l'avons déjà signalé au chapitre 2, le champ près du centre de l'ouverture se compose essentiellement en une composante tangentielle tandis que près du champ le champ n'a pratiquement qu'une direction normale à l'ouverture. En conséquence, les côtés qui rayonnent ne sont pas ceux qui sont traversés perpendiculairement par le courant électrique.



Or une boucle plaquée à la surface de la paroi ne mesure en fait pas directement la composante normale mais le flux magnétique la traversant. D'après la figure 5-8, le flux total à travers l'ouverture est nul. Il suffit donc en théorie de disposer d'une boucle de superficie égale à la moitié de celle de l'ouverture et épousant les formes de celle-ci. Ces dernières caractéristiques sont assez contraignantes car elles nécessitent une antenne réceptrice pour chaque ouverture de forme et de taille différentes. Cependant d'après la figure 5-7, il apparaît que la zone de flux maximum qui est située sur les bords de l'ouverture est quasi-uniforme. En fait le flux est négligeable en des points situés en dehors d'une bande étroite, le long de l'ouverture de 2 cm de large dans notre cas, ce qui correspond à un dixième de la longueur totale de l'ouverture. Il suffit donc de disposer d'une boucle carrée dont la longueur du côté n'est qu'une fraction de celle de l'ouverture mais reste supérieure à la largeur de la bande. Elle pourra être utilisée pour plusieurs types d'ouvertures quelques soient leur taille et leur forme. Cette sonde pourra ainsi mesurer l'atténuation du demi-flux du champ magnétique traversant la moitié de l'ouverture.

#### **5.4.2. Etude expérimentale pour les panneaux sans recouvrement**

##### **5.4.2.1. Généralités**

Pour mener à bien cette étude, on va donc prendre une sonde réceptrice définie comme précédemment. C'est une sonde carrée de 4 cm de côté. Elle sera plaquée dans un coin de l'ouverture chargé le plus près possible du bord de celle-ci afin d'avoir accès réellement à toute la bande étroite où est localisé le maximum du flux magnétique. Les ouvertures chargées sont les plaques de cuivre déjà mentionnées dotées des résistances de contact croissantes ( $0 \Omega.m$ ,  $1,6e-3\Omega.m$ ,  $1,4e-2 \Omega.m$  et infini), servant à modéliser les panneaux sans recouvrement (chapitre 2). Il va être entrepris deux séries de tests en utilisant comme illumination l'onde générée par la cellule T.E.M. Le premier test mettra en oeuvre une mesure en transparence : la boucle sera placée sur le matériau du côté de l'onde transmise. Le deuxième mettra en jeu la même sonde placée symétriquement de l'autre côté du matériau, du côté source : ce sera une mesure par réflexion.

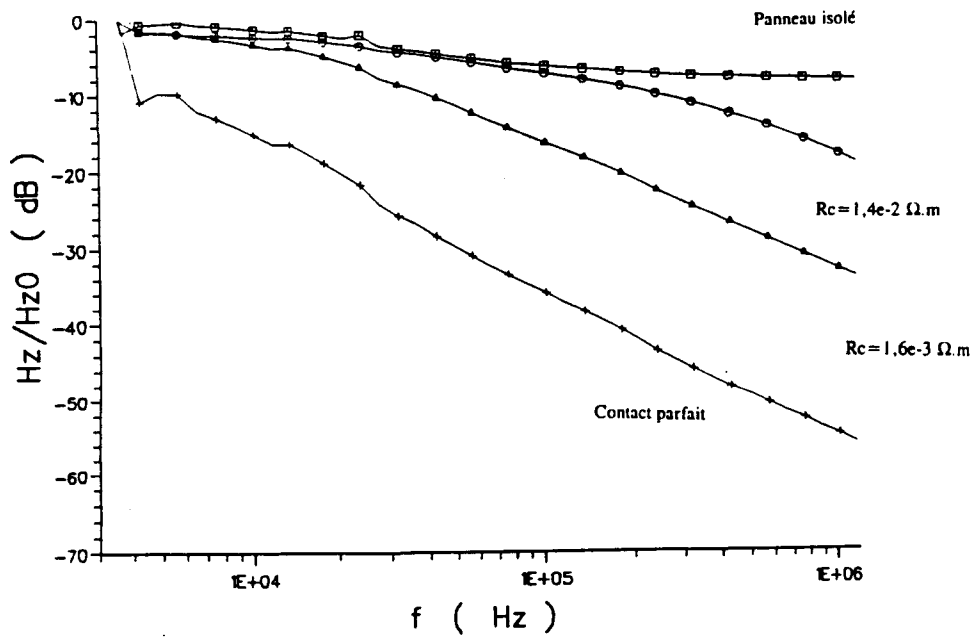


Fig. 5.9 Mesures par transparence du flux pour différentes résistances

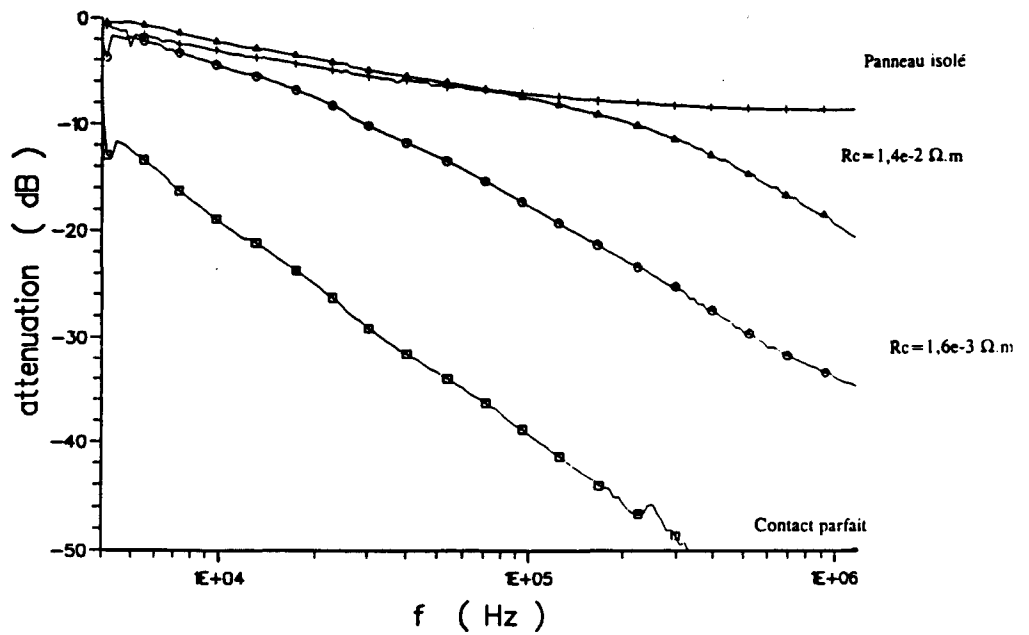


Fig. 5.10 Mesures de la composante tangentielle  
à 4 cm au dessus du centre de l'ouverture



### 5.4.2.2. Mesures par transmission

Les résultats des mesures par transmission sont montrés figure 5-9. Ils peuvent être comparés à l'atténuation des champs tangentiels transmis mesurés à 4 cm au-dessus du centre de l'ouverture (chapitre 2) que l'on a reproduit figure 5-10. On constate que les deux figures exhibent le même réseau de courbes qui ont les mêmes fréquences de coupure. Ceci n'est pas surprenant car, au chapitre 3, il a été signalé que les expressions approchées de l'atténuation du flux à travers la moitié de l'ouverture et celle de l'atténuation dipolaire pour une ouverture circulaire étaient semblables d'après [12]. Il serait intéressant de retrouver cette égalité pour les expressions exactes des atténuations des flux et des moments dipolaires. Elles doivent en effet être utilisées quand le rapport de l'impédance de surface avec le produit du rayon de l'ouverture circulaire et la résistance de contact devient comparable ce qui est le cas pour les valeurs expérimentales étudiées. En effet il n'est pas clair à la seule lecture des expressions exactes des atténuations du flux (relation (5-3)) et des moments dipolaires (5-2) que celles-ci conduisent aux résultats numériques voisins.

$$\frac{P_m}{P_{m0}} = F_1 \left[ 1 + \frac{4\beta_m}{3\pi} \left( \frac{Z_s - 2\pi R_c}{Z_s + 2\pi R_c} \right) F_1 \right]^{-1} \quad (5-2)$$

$$\frac{\Phi_m}{\Phi_{m0}} = \frac{P_m}{P_{m0}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \left( \frac{4n-1}{3} \right)^{1/2} \frac{F_n (2n-3)!!}{F_1 2^{n-1} n!} \quad (5-3)$$

$Z_s$  est l'impédance de surface et  $R_c$  la résistance de contact,

$P_{m0}$  et  $F_{m0}$  sont respectivement le moment dipolaire équivalent à l'ouverture libre et le flux traversant la moitié de la superficie de celle-ci. Les deux termes  $P_m$  et  $F_m$  désignent les mêmes quantités mais associées à l'ouverture chargée.

Les coefficients  $F_1$  et  $F_n$  sont solutions du même système d'équations:

$$\Phi_m + \frac{\beta_m}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} K_{mn} \Phi_n = \delta_{mn} \quad m \geq 1 \quad (5-4)$$

$$K_{mn} = \frac{(4m-1)^{1/2} (4n-1)^{1/2}}{(n+m)(n+m-1)[1-4(m-n)^2]} \quad (5-5)$$

avec

$$\beta_m = \frac{j\omega\mu_0 a}{2Z_s} \quad (5-6)$$

On peut résoudre facilement ce système. Les résultats convergent si la dimension de la matrice à inverser qui est théoriquement infinie est de l'ordre de 80.

La comparaison des courbes associées au calcul des atténuations du flux et de la composante tangentielle est montrée figure 5-11. La valeur de  $Z_s$  choisie est de  $0,1 \Omega$  pour des valeurs croissantes du paramètre  $r$  (rapport de  $R_c$  avec le produit  $aZ_s$ ). On constate un très bon accord entre les deux types de courbe. Les relations de Casey peuvent donc être utilisées pour déterminer la résistance de contact à l'aide des atténuations mesurées du flux.

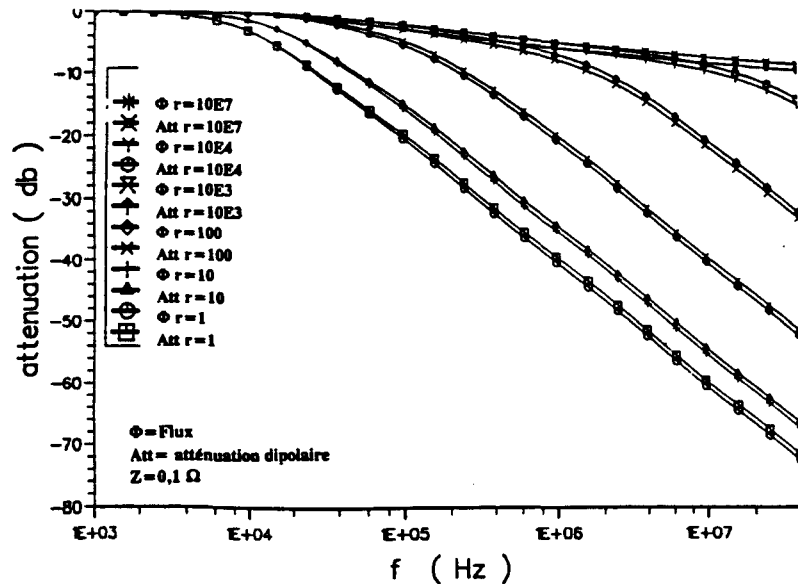


Fig. 5.11 Comparaison des courbes d'atténuations pour le moment dipolaire et le flux

### 5.4.2.3. Mesure par réflexion

On va dans un deuxième temps chercher à montrer qu'une mesure en réflexion puis en transmission donne des courbes qui seront confondues sur une partie commune. Ainsi la mesure par réflexion pourra être exploitée pour la détermination de la résistance de contact du panneau considéré.

Les comparaisons entre les mesures de flux sont rassemblées de la figure 5-12a à 5-12c pour respectivement les résistances de contact de  $0 \Omega.m$ ,  $1,6 \cdot 10^{-3} \Omega.m$ ,  $1,4 \cdot 10^{-2} \Omega.m$ . On constate dans tous les cas que les courbes issues des mesures en réflexion et transmission se confondent toutes en basse fréquence. Cependant à plus haute fréquence, il y a divergence entre les deux courbes car la composante normale devient très petite, voir négligeable devant la composante tangentielle. Comme il a été signalé au paragraphe 5.4.1, le système de mesure n'est pas parfait en ce sens que la boucle réceptrice n'est jamais parfaitement plaquée contre la paroi du panneau. Il existe toujours un angle même minime entre le plan de la boucle et celui de l'ouverture chargée et donc perturbation de la mesure par l'effet d'un couplage entre la boucle imparfaitement orientée et le champ incident tangentiel à l'ouverture.

Ce couplage se manifeste par l'apparition d'un palier à partir d'une certaine fréquence qui est d'autant élevée que la résistance de contact est importante. Il semble donc que la composante normale décroît d'autant plus rapidement que la résistance de contact soit faible. La mesure de faible résistance de contact est donc plus difficile. Il faut toutefois noter que la partie commune entre les courbes issues des mesures par réflexion et transmission qui existe en basse fréquence est dans tous les cas assez apparente pour réussir à évaluer la résistance de contact du joint. En effet, pour des joints de faible résistance, le filtre passe-bas est une très bonne approximation de la courbe d'atténuation. La simple donnée de l'atténuation à  $-3dB$  suffira à déterminer la fréquence de coupure, donc la résistance de contact du joint, connaissant l'impédance de surface. Pour de plus grandes valeurs de résistances de contact, la partie commune entre les courbes étant plus importante on dispose d'un plus grand intervalle de points, ce qui va permettre de procéder numériquement à une optimisation en tenant compte de l'expression exacte de Casey afin de connaître avec précision la résistance de contact.

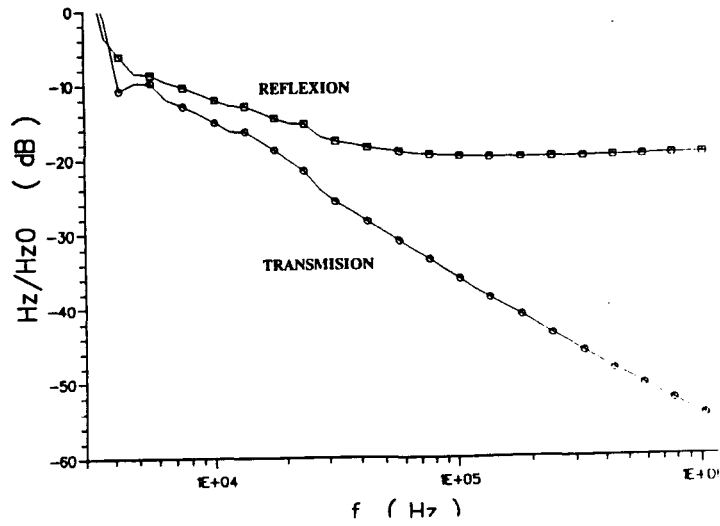


Fig. 5.12a Comparaison entre les mesures en réflexion et en transparence.  $R=0 \Omega.m$

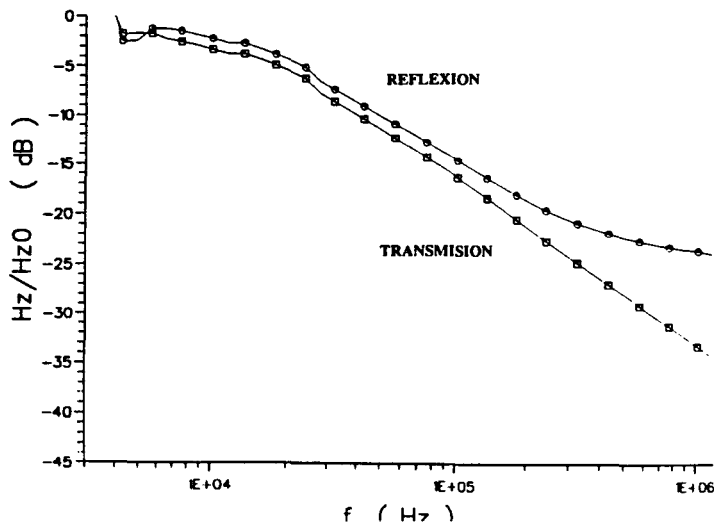


Fig. 5.12b Comparaison entre les mesures en réflexion et en transparence.  $R=1,6e-3 \Omega.m$

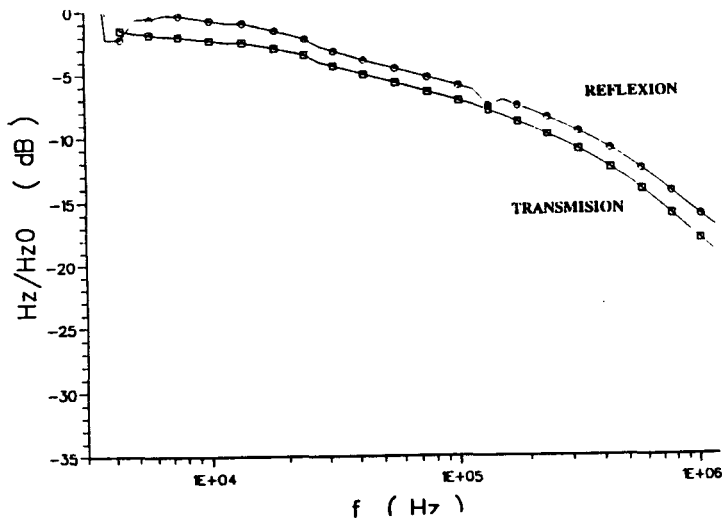


Fig. 5.12c Comparaison entre les mesures en réflexion et en transparence.  $R=1,4e-2 \Omega.m$

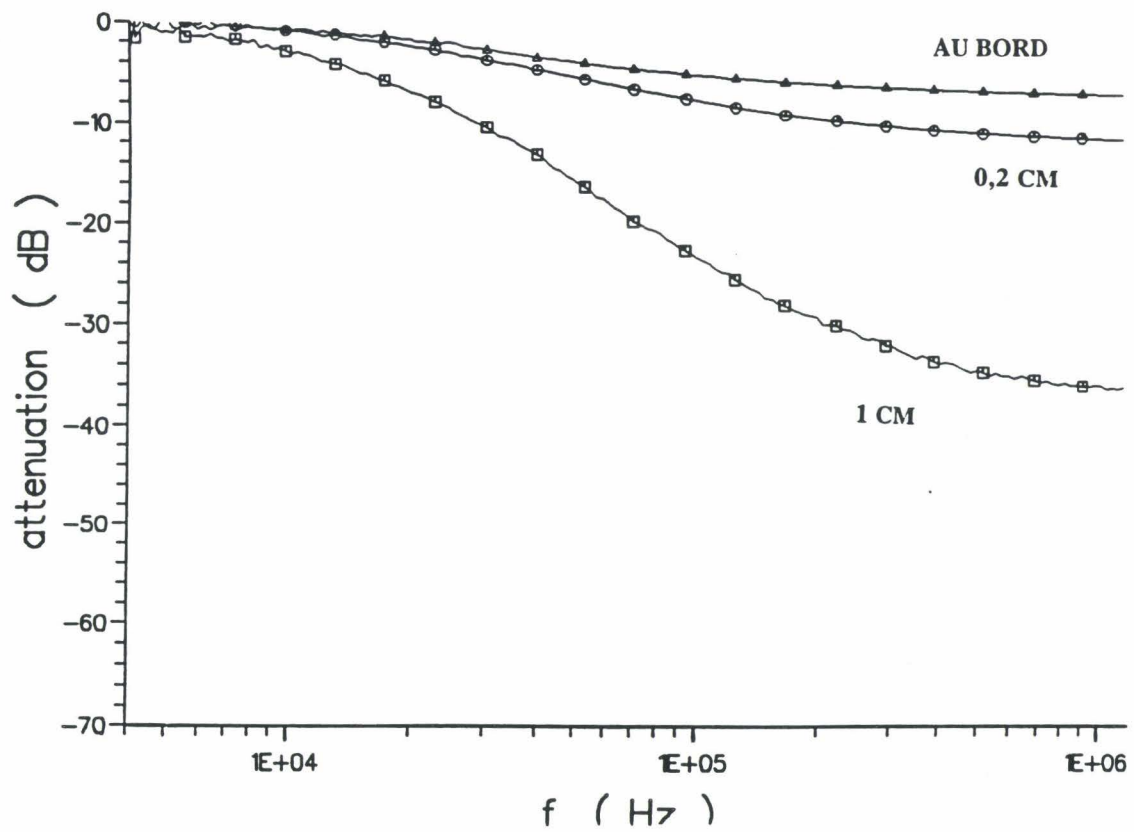


Fig.5.13 Effet de l'éloignement de l'extrémité de la boucle par rapport au bord de l'ouverture

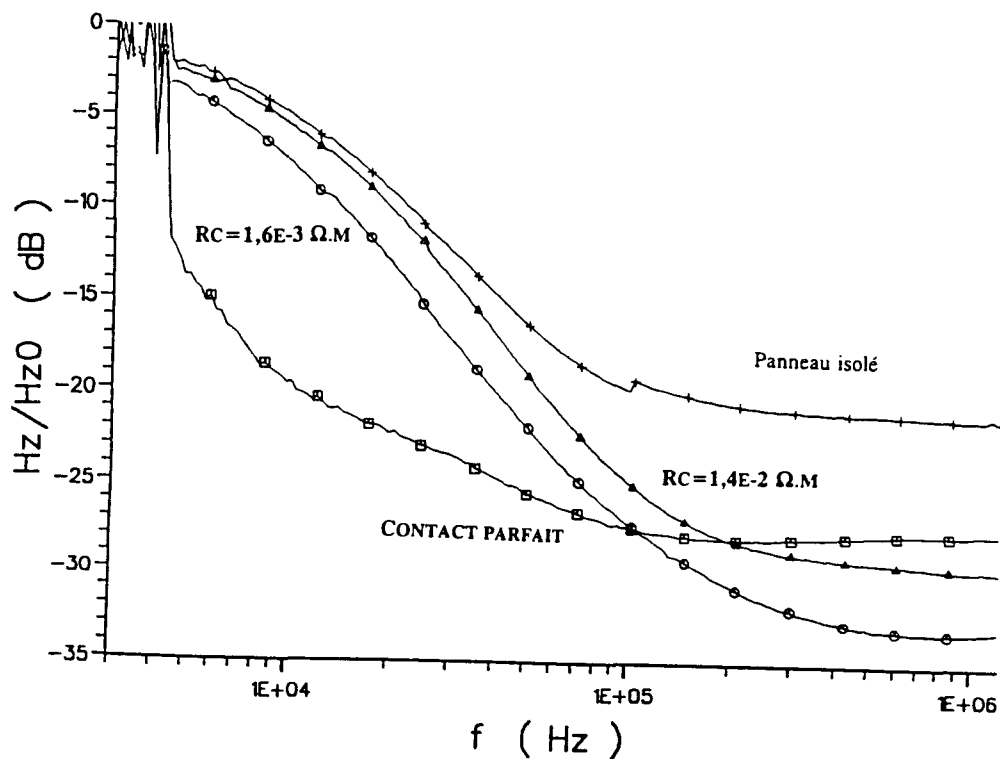


Fig. 5.14 Réseau de courbes pour une boucle placée à 1 cm du bord de l'ouverture

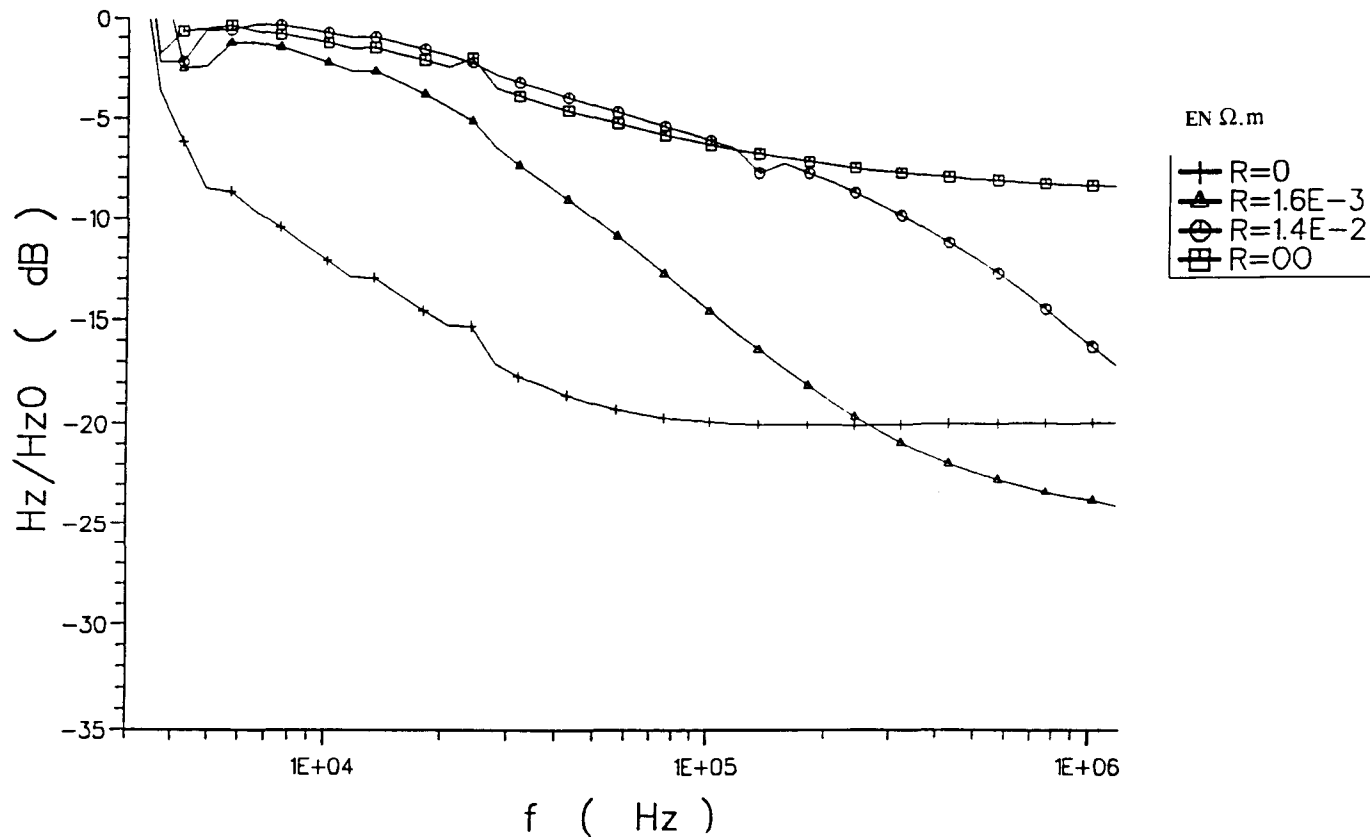


Fig. 5.15 Réseau de courbes pour une boucle placée au bord de l'ouverture

#### 5.4.2.4. Influence de la position du capteur

Les mesures précédentes ont été effectuées en plaçant le capteur très près du bord de l'ouverture pour ne pas perdre une partie du flux magnétique. Cette position est très importante pour obtenir une bonne qualité de mesure. La figure 5-13 montre un effet de l'éloignement de la boucle du bord de l'ouverture pour une évaluation du flux transmis à travers un panneau isolé. Plus la distance entre l'extrémité de la boucle et la limite de l'ouverture chargée est grande, plus l'atténuation diminue. Paradoxalement, on a l'impression d'améliorer la dynamique du signal reçu alors que la qualité se détériore. On peut s'en rendre compte facilement en essayant de mesurer le flux réfléchi avec l'extrémité du capteur placé à 1 cm du bord d'ouvertures sans recouvrement dotées de diverses résistances. Le réseau de courbes représenté sur la figure 5-14 peut être comparé à celui trouvé quand le capteur est placé tout près du bord de l'ouverture (figure 5-15). Le premier réseau est différent de celui présenté figure 5-15, ce qui interdit de l'interpréter à l'aide des calculs théoriques de Casey. Il a aussi le défaut de présenter un ensemble de courbes difficiles à distinguer. Une partie du flux du champ magnétique n'est pas mesurée si la boucle n'est pas fixée près du bord de l'ouverture, disposition qui empêche de retrouver les résultats théoriques. En effet, toutes les courbes représentatives de panneaux dotés de résistance de contact finie ont toujours tendance à suivre en basse fréquence, la courbe associée au minimum d'atténuation c'est-à-dire obtenue pour une plaque parfaitement isolée. Si le niveau de cette dernière courbe s'abaisse, tout le réseau de courbes s'en trouve modifié. Comme la mesure par réflexion est caractérisée par la présence d'un palier, la distinction entre les diverses courbes devient difficile. Il est donc très important de placer la sonde avec soin la plus près possible du bord de l'ouverture pour mesurer le maximum de flux.

Grâce à cette méthode de mesure, on peut vérifier si un panneau est doté d'une résistance de contact uniforme ou non. La comparaison des courbes d'atténuations issues de quatre mesures effectuées au quatre coins de l'ouverture nous informera sur l'uniformité du contact. En effet, une ouverture dotée d'un contact uniforme nous donnera quatre courbes identiques à l'opposé d'un contact électrique s'effectuant par des points discrets qui sera associé à des courbes distinctes. Si on procède à cette série de tests (figure 5-16) pour une plaque de cuivre dotée de points de contact disposés suivant la deuxième configuration

asymétrique (chapitre 3), on obtient des courbes distinctes. En particulier, la courbe de plus grande atténuation correspond au coin près d'un point de contact.

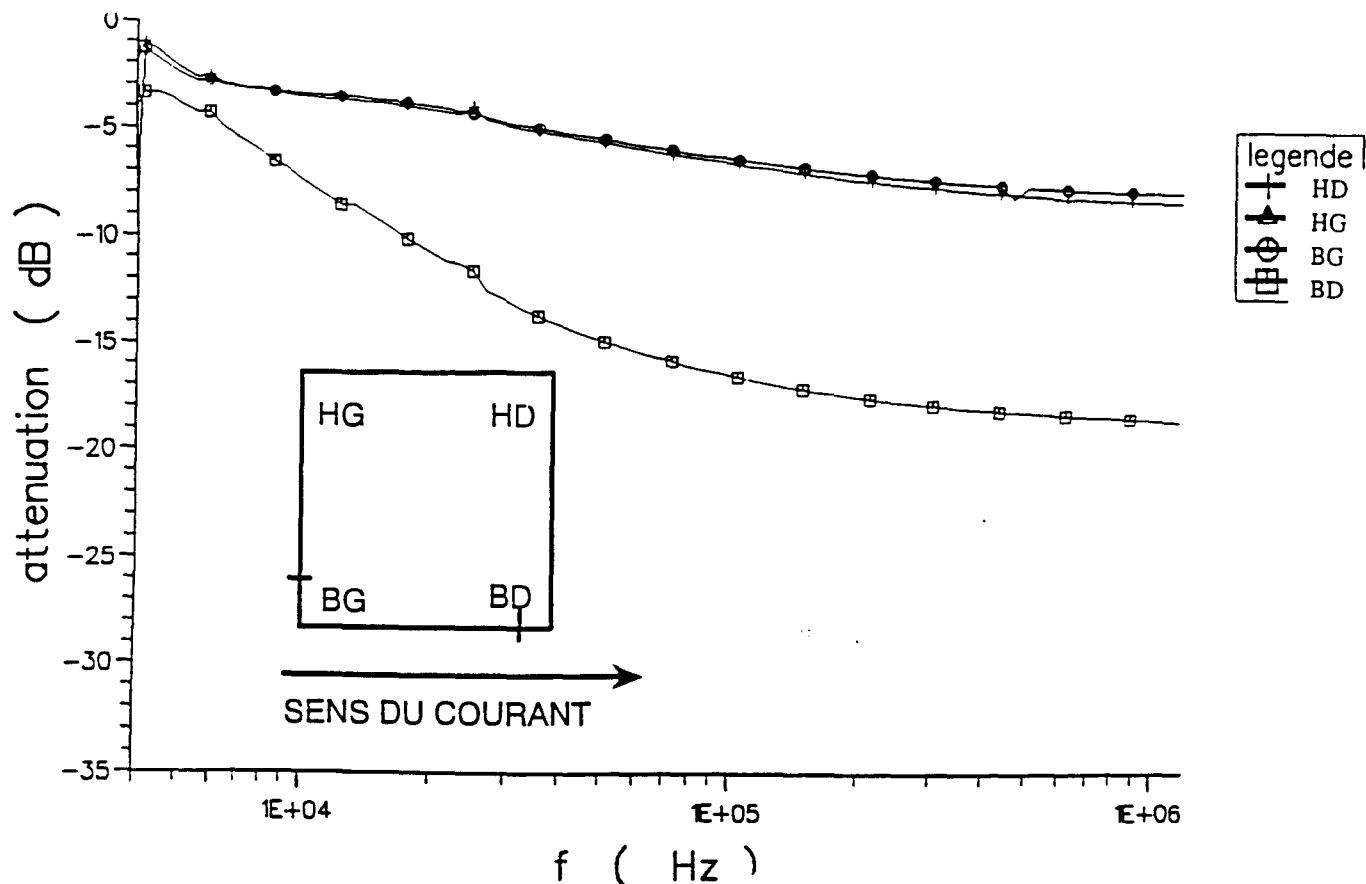


Fig.5.16 Non-uniformité du flux pour un joint non-uniforme

### 5.5. Etude des panneaux avec recouvrement

Dans le cadre de l'étude du recouvrement, on peut songer à utiliser les plaques de carbone qui présentent un recouvrement de 2,5 cm. Ces panneaux sont intéressants à plus d'un titre. D'une part, les impédances de surface ( $30 \text{ m}\Omega$ ,  $70 \text{ m}\Omega$ ,  $130 \text{ m}\Omega$ ) sont représentatives de celles utilisées dans l'industrie. D'autre part, contrairement aux plaques de dépôt de cuivre d'épaisseur très faible, les matériaux carbonés possèdent une épaisseur non négligeable. On procède comme précédemment en faisant la comparaison entre la mesure de l'atténuation du flux et de celle de la composante tangentielle du champ magnétique et les résultats de ces comparaisons sont réunis figures 5-17, 5-18, 5-19 respectivement pour les plaques d'impédances  $30 \text{ m}\Omega$ ,  $70 \text{ m}\Omega$  et  $130 \text{ m}\Omega$ .



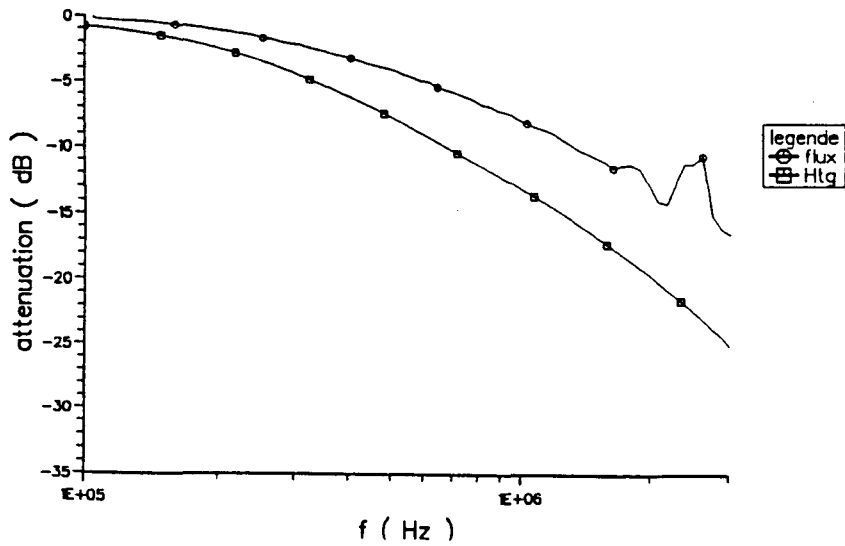


Fig.5.17 Comparaison entre la mesure du flux et de la composante tangentielle pour une panneau de carbone de  $30 \text{ m}\Omega$  d'impédance de surface

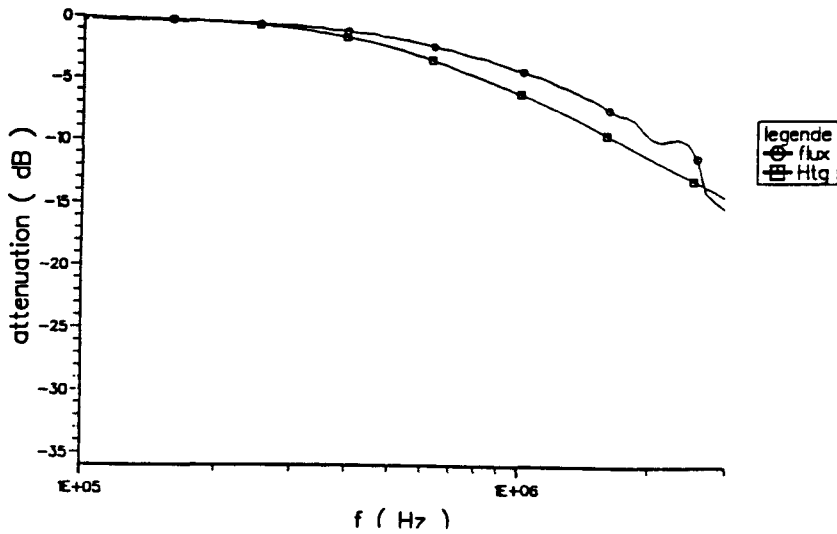


Fig.5.18 Même comparaison pour une panneau de carbone de  $Z_s$  de  $67 \text{ m}\Omega$

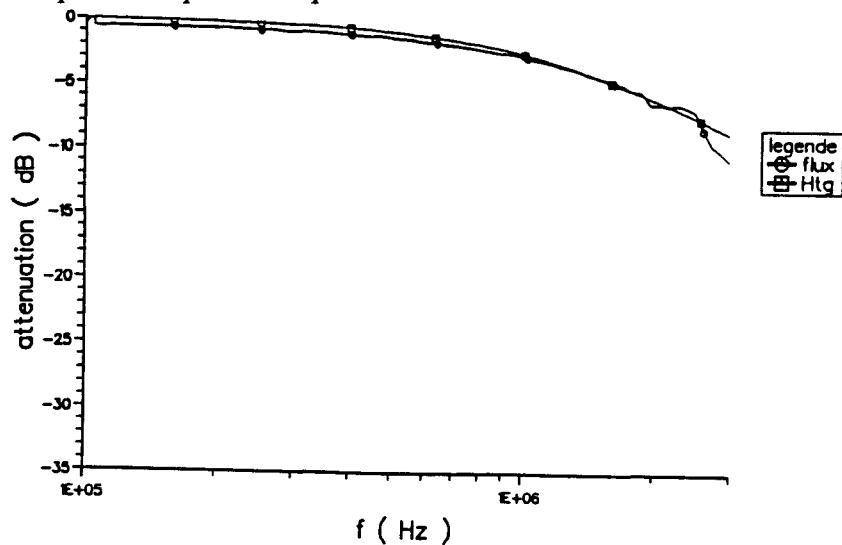


Fig.5.19 Même comparaison pour une panneau de carbone de  $Z_s$  de  $130 \text{ m}\Omega$

Les courbes associées à celle du flux et à la composante tangentielle ne coïncident pas parfaitement et cet effet est d'autant plus prononcé que l'impédance de surface est faible donc l'épaisseur du matériau petite. L'atténuation du flux ainsi mesurée est toujours inférieure à celle donnée par la mesure de la composante tangentielle. On a donc tendance à surestimer la résistance de contact équivalente. Cependant, l'effet de peau ne peut être invoqué pour expliquer ce comportement car celui-ci apparaît à des fréquences supérieures à celle observée ici. On a pensé à mettre en cause non la mesure du flux mais la mesure de la composante tangentielle. En effet, celle-ci est mesurée à 4 cm du centre de l'ouverture et non en zone dipolaire. Il se peut qu'il soit mis en évidence un effet de la distance du point de mesure au centre de l'ouverture sur la courbe d'atténuation. Pour des plaques isolées avec recouvrement on a déjà signalé au chapitre 4, qu'il y a diminution de l'atténuation de la composante tangentielle avec la distance du point de mesure. De plus, on peut supposer que la mesure du flux peut être identique, comme il a été démontré dans le cas des panneaux sans recouvrement, à l'atténuation du moment dipolaire. La mesure de la composante tangentielle, qui a été effectuée à 4 cm du centre de l'ouverture ne correspond pas à l'atténuation dipolaire donc à celle du flux. On peut le vérifier car si le capteur est éloigné jusqu'à une distance de 17 cm, la courbe d'atténuation se décale vers les hautes fréquences pour se rapprocher de celle du flux (figure 5-20). Les valeurs des résistances de contact équivalentes données chapitre 4 sont donc sous-estimées.

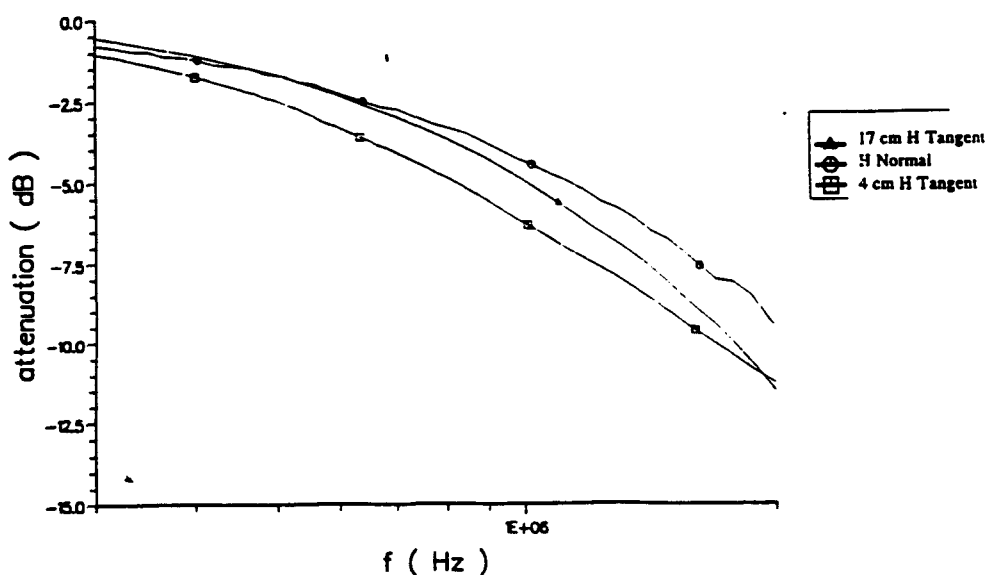


Fig.5.20 Comparaison entre l'atténuation des champs tangentiels mesurés à 17 cm et 4 cm avec l'atténuation du flux pour le panneau de carbone de 67 mΩ

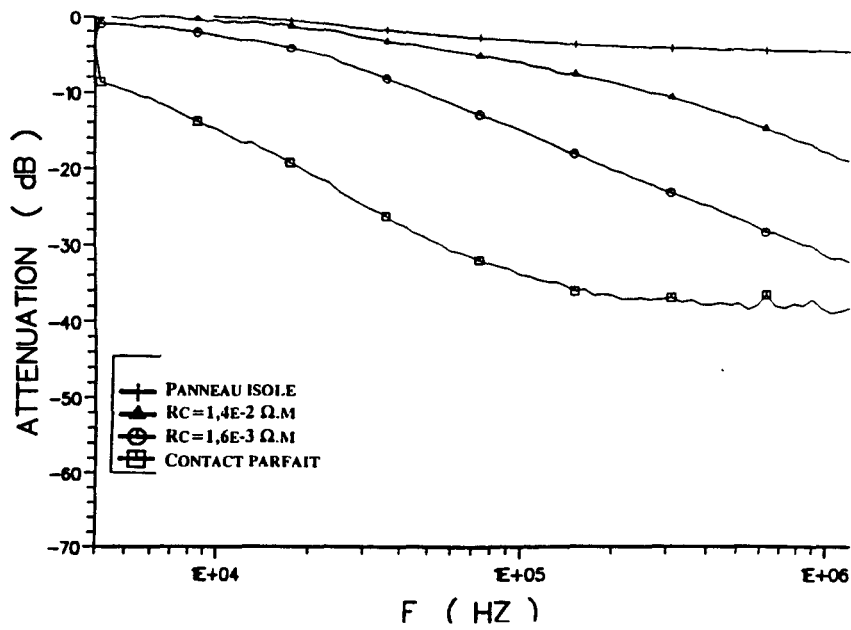


Fig. 5.21 Mesure du flux : Réseau de courbes pour une illumination à l'aide d'une boucle placée à 25 cm du centre de l'ouverture

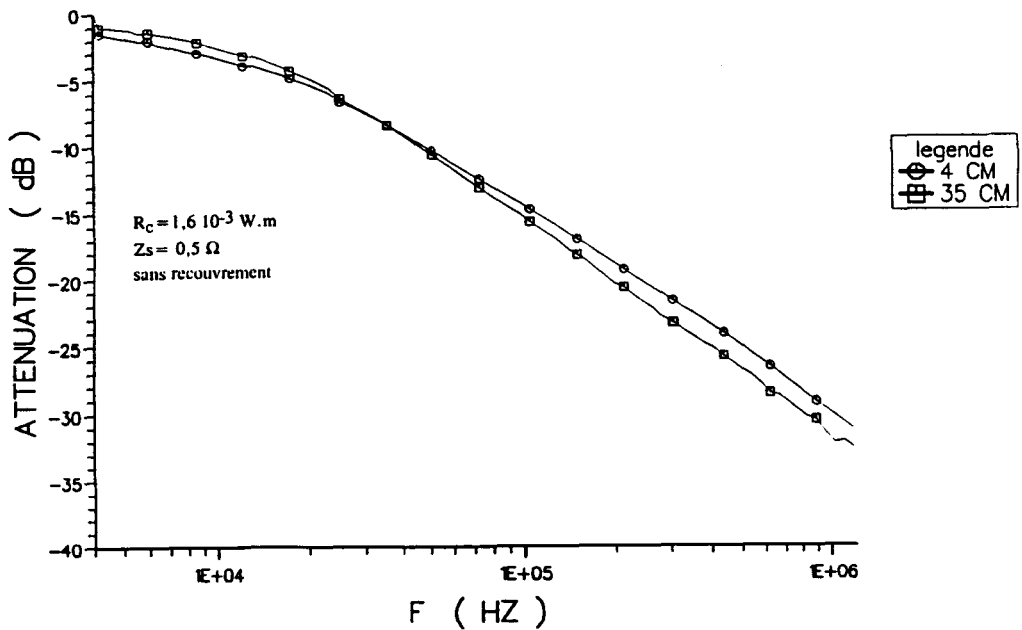


Fig.5.22 Mesure du flux : illumination à l'aide d'une boucle placée à 25 cm et 4 cm

### 5.6. Illumination à l'aide d'une antenne

L'onde plane dans tous les cas de figures précédents étaient créée à l'aide de la cellule T.E.M, dispositif qui ne peut être utilisé pour la mesure de flux réfléchis par un panneau monté sur avion. Une autre solution consiste donc à illuminer l'ouverture à l'aide d'une boucle placée à une distance de 25 cm de l'ouverture, le panneau étant fixé sur la cellule T.E.M qui ne sert que de support métallique. L'ouverture carrée percée dans la cellule T.E.M ayant une longueur de 20 cm de côté, l'antenne émettrice est donc située à une distance de l'ordre de grandeur de la dimension de l'ouverture. Les plaques de cuivre utilisées dans l'étude du panneau sans recouvrement servent de nouveau de plaques-test. Le réseau de courbes qui apparaît figure 5-21 est semblable à de celui la figure 5-15 où l'onde plane était engendrée par la cellule T.E.M, l'antenne réceptrice étant placée du côté source. On dispose donc d'un dispositif pratique qui peut être aisément transportable et qui permet de réaliser des mesures de résistance de contact sur aéronefs.

L'obligation de placer l'antenne excitatrice à une distance au moins égale à la dimension caractéristique de l'ouverture à tester peut s'avérer gênante si celle-ci est trop grande. La figure 5-22 semble montrer que l'on peut approcher sensiblement l'antenne émettrice de l'ouverture. Cette antenne est toujours située à la verticale du centre de l'ouverture mais a été déplacée de 25 cm à 4 cm. Toutefois ces derniers résultats partiels doivent être pris avec précaution par exemple dans le cas de panneaux pourvus d'un fort recouvrement et d'une faible résistance de contact. Il se peut que l'effet de distance sur l'atténuation signalé au chapitre 4 et au paragraphe précédent fausse un certain nombre de résultats.

### 5.7. Compléments sur la méthode de mesure

Il faut remarquer que l'on a supposé que l'impédance de surface du matériau est connue. On peut en fait la déterminer expérimentalement. En effet, une méthode de mesure mise au point par V. Gobin, G.Labaune, F.Issac [1] consiste à générer des courants de forme circulaire sur la surface du matériau à l'aide d'une boucle émettrice d'axe normale à la paroi . La boucle réceptrice de même direction sert à mesurer l'atténuation de la

composante normale. La conservation de la composante normale à la traversée du matériau, permet de placer la boucle réceptrice du même côté que la boucle circulaire d'émission. On peut donc simplement poser la sonde ainsi constituée sur le matériau dont on veut déterminer l'impédance de surface. Si la distance entre les deux boucles est égale au rayon de la boucle de réception et si celle-ci est plaquée sur la surface du matériau, l'atténuation de la composante normale prend la forme analytique simple d'un filtre passe-bas du premier ordre. La donnée de la fréquence de coupure  $f_c$  suffit à la détermination de l'impédance de surface. En effet, elle a pour expression approchée :

$$f_c = \frac{1,4Z_s}{\pi \mu_0 a} \quad (5-7)$$

On peut donc connaître avec précision l'impédance de surface du matériau et cette mesure est indépendante de la forme de l'ouverture et de la résistance de contact.

Connaissant ainsi l'impédance de surface par une mesure préliminaire, si le contact électrique est uniforme, on peut trouver facilement grâce à la méthode décrite dans ce chapitre la résistance de contact pour un panneau circulaire ou carré montée sans recouvrement. Pour les panneaux de même forme montés avec recouvrement, on peut déterminer une résistance de contact équivalente grâce aux relations de Casey, si le contact est toujours uniforme. Pour les panneaux de forme s'éloignant trop de celle du carré ou du cercle, une série d'hypothèses peut permettre aussi de définir un paramètre caractéristique lié à la résistance de contact :

- \* Le contact électrique est uniforme,
- \* Le matériau chargeant l'ouverture est isotrope et homogène,
- \* La courbe d'atténuation du flux peut s'approcher par un filtre passe-bas du premier ordre et identique à la courbe d'atténuation dipolaire.

La fréquence de coupure peut s'exprimer alors à l'aide d'une expression analytique obtenue à l'aide de la théorie des circuits équivalents (chapitre 3). On peut écrire :

$$f_c = \frac{R}{2 \pi L} \quad (5-8)$$

L est l'inductance équivalente qui dépend de la forme de la forme de l'ouverture,

R est la résistance équivalente. Dans les calculs d'atténuation d'objet de diverses formes telles que la sphère, le cylindre ou l'ouverture chargée de forme circulaire (chapitre 2), on s'aperçoit que la fréquence de coupure est toujours proportionnelle à l'impédance de surface  $Z_s$ . Cela nous conduit donc à mettre R sous la forme suivante :

$$R = Z_s \cdot p \quad (5-9)$$

p est un paramètre sans dimension qui exprime la qualité du contact électrique et qui dépend de sa résistance, du recouvrement de la plaque ainsi que de la forme de l'ouverture.

Dans le cas étudié par Casey p a pour expression :

$$p = \left(1 + \frac{R}{aZ_s}\right) \quad (5-10)$$

Connaissant  $Z_s$  on peut obtenir ce paramètre p en déterminant la fréquence de coupure  $f_c$ . p mesure l'écart d'une courbe associée à un panneau de forme donnée, de contact électrique quelconque avec la courbe associée à un panneau théorique doté de contact électrique parfait. On a supposé ici que la résistance de contact était uniforme. On peut s'en assurer en procédant à des mesures en plusieurs emplacements près du bord de l'ouverture chargée considérée.

Malgré tout, cette méthode ne permet pas d'avoir accès à des valeurs locales de résistance de contacts. Elle ne permet pas d'évaluer quantitativement une résistance de contact en un emplacement précis. En fait ce sont toujours des mesures qui font intervenir la polarisabilité de l'ouverture qui est donc vue dans sa globalité. En particulier ce type de mesure ne permet pas de dissocier, toujours en l'absence de résultats théoriques, l'effet du recouvrement et celui de la résistance de contact.

## CONCLUSION

Au cours de cette étude, on s'est intéressé à la diffraction électromagnétique à travers un panneau constitué d'un matériau non parfaitement conducteur comme peut l'être le composite carbone époxy. Ce panneau a été supposé fixé à une structure métallique, parfaitement conductrice qui peut représenter le fuselage d'un aéronef. Ce travail avait pour but d'étudier l'influence de la qualité du contact électrique entre le panneau et le métal.

Le matériau chargeant l'ouverture a été défini par son impédance de surface, ce qui suppose que tout le courant électrique se répartit uniformément dans son épaisseur sans effet de peau. Le domaine dans lequel on s'est placé est donc celui des basses fréquences, ce qui correspond bien au spectre rayonné par la foudre. Dans ce cadre, on s'est attaché à définir les paramètres de base qui définissent la qualité du contact électrique entre le panneau et le métal.

Dans un premier temps, on a considéré des panneaux sans recouvrement. Deux cas se sont présentés. Dans le premier, le contact électrique est uniforme sur toute la périphérie de l'ouverture chargée. On a pu disposer de résultats théoriques pour des plaques circulaires ou carrées qui sont en bon accord avec ceux issus du code numérique ou de mesures. En particulier, le contact électrique est parfaitement défini par une résistance de contact et la courbe d'atténuation peut être approximée par un filtre passe-bas du premier ordre : elle décroît à partir d'une certaine fréquence de coupure selon une pente de 20 dB par décade. Une résistance de contact plus importante a pour conséquence d'augmenter la fréquence de coupure donc de repousser la courbe d'atténuation du champ magnétique diffracté ou du moment dipolaire magnétique vers les fréquences plus élevées, provoquant ainsi une dégradation du blindage. Par contre, si le contact électrique n'est plus uniforme mais se fait selon des points discrets, la courbe d'atténuation du champ magnétique montre un comportement différent car à partir d'une certaine fréquence elle ne décroît plus mais présente un palier. Une modification de l'impédance de surface et de la résistance de

contact ne change pas le niveau mais décale simplement la courbe d'atténuation contrairement à une modification de l'emplacement des points de contact. La donnée de la résistance totale des points de contact, mesurable grâce à un Ohm-mètre, n'est donc pas suffisante pour caractériser le contact. En outre, comme on l'a vu, la présence d'un palier pour l'atténuation du champ magnétique représente une importante dégradation du blindage électromagnétique. Il serait souhaitable pendant la maintenance de l'aéronef de s'assurer que le contact électrique est bien resté uniforme.

Dans un deuxième temps, a été abordé le problème du recouvrement. L'approche a été uniquement expérimentale car le code numérique dans sa forme actuelle ne peut traiter cette configuration. D'autre part, aucune relation analytique à notre connaissance ne s'applique à ce problème. Si le contact électrique est uniforme, on a retrouvé expérimentalement un comportement similaire à celui observé dans le cas des panneaux sans recouvrement. En effet, de tels panneaux sont associés à des courbes d'atténuation du champ magnétique décroissant à partir d'une certaine fréquence selon une pente de 20 dB par décade. Une plus grande résistance de contact a tendance aussi à décaler la courbe d'atténuation vers les hautes fréquences. Si le panneau est relié électriquement seulement par des points de contact discrets, la courbe d'atténuation décrit de nouveau un palier. Cependant, le niveau général des courbes d'atténuation a diminué. Pour un même matériau et à résistance de contact égale, il y a une augmentation importante de l'atténuation : un simple recouvrement peut être à l'origine d'une amélioration importante de l'efficacité de blindage. Les diverses expériences menées ont montré que l'existence d'une mutuelle inductance entre les surfaces en vis-à-vis serait la cause de cet effet plutôt qu'une capacité entre ces deux mêmes surfaces. On voit encore ici que la donnée de la résistance de contact statique fournie par un Ohm-mètre est insuffisante pour évaluer le blindage électromagnétique.

C'est en tenant compte de ces remarques qu'il a été décidé d'utiliser une méthode faisant intervenir une illumination par une onde plane dans le but de mesurer la résistance de contact d'un panneau. La mesure consiste à évaluer le flux magnétique qui traverse la moitié de l'ouverture diffractante. Elle a en outre l'avantage de pouvoir mettre en oeuvre une antenne réceptrice et émettrice située du même côté de la paroi et peut donc bien s'appliquer à l'évaluation de résistance de contact de panneaux montés sur avion. Grâce à cette méthode, on peut soit calculer la résistance de contact d'un panneau de forme carrée



de recouvrement négligeable, soit définir une résistance équivalente pour une ouverture de même forme mais possédant un recouvrement. Cette dernière quantité ne peut servir que pour suivre l'évolution de la qualité du contact ou pour entreprendre des comparaisons entre des panneaux de même longueur de recouvrement. Si la forme de l'ouverture est quelconque, la méthode de mesure permet d'avoir accès à un paramètre qui, on le pense, peut être utilisé de la même façon que la résistance équivalente ci-dessus.

Il faut remarquer que toute l'étude a été effectuée en basse fréquence car cela correspond au spectre d'une agression du type foudre. Mais la foudre n'est pas le seul rayonnement susceptible de produire des perturbations sur les aéronefs. Dans le cas des radars par exemple, les bandes de fréquences utilisées se situent dans des domaines de plus hautes fréquences (de l'ordre de quelques Gigahertz). Il serait donc intéressant de pratiquer un certain nombre de tests à ces fréquences et comparer les résultats avec ceux obtenus en plus basse fréquence. D'autre part, l'utilisation des hautes fréquences permettrait de s'affranchir d'un des problèmes rencontrés en basse fréquence pour la réalisation d'une sonde en vue de tester localement l'interface panneau-support. En effet pour les grandes longueurs d'onde, quelque soit la mesure, on a toujours accès à un paramètre lié à la polarisabilité de l'ouverture qui dépend de la configuration de l'ensemble de l'ouverture. On ne peut donc pas vraiment procéder à des mesures locales. A plus haute fréquence, utiliser une antenne qui possède un lobe de rayonnement étroit afin d'illuminer seulement une partie de l'interface serait possible pour qualifier le contact électrique seulement sur la partie éclairée.

Il faut noter aussi que l'on a seulement considéré un panneau monté sur un plan métallique. D'autres configurations sont possibles. Les pièces en alliages métalliques tendent à disparaître pour être remplacées par des structures entières constituées de panneaux composites reliés ensemble. Il serait important de trouver un moyen de modéliser l'interface composite-composite ainsi constituée et de pouvoir évaluer sa résistance de contact.

## ANNEXE

**DEMONSTRATION DE LA SYMETRIE DE LA MATRICE DE POLARISABILITE MAGNETIQUE  
A PARTIR DU PRINCIPE DE RECIPROCITE**

De façon très générale, le principe de réciprocité affirme que la réponse d'un système est inchangée quand les antennes de réception et d'émission sont remplacées l'une par l'autre. On peut donner aussi une expression sous forme plus mathématique qui sera utile pour la démonstration.

Pour cela, on se place dans un milieu isotrope. On définit deux champs électromagnétiques  $\{\vec{E}^a, \vec{H}^a\}$ ,  $\{\vec{E}^b, \vec{H}^b\}$ , produits par des sources a et b distinctes.

Dans une zone de l'espace libre de courant (magnétique ou électrique), on obtient un cas particulier du principe de réciprocité, le théorème de réciprocité de Lorentz :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E}^a \times \vec{H}^b - \vec{E}^b \times \vec{H}^a) = 0 \quad (\text{A-1})$$

ou encore sa forme intégrale :

$$\int_S (\vec{E}^a \times \vec{H}^b - \vec{E}^b \times \vec{H}^a) \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\text{A-2})$$

S est la surface d'un volume englobant l'ouverture diffractante.

On considère ensuite deux champs incidents  $\{\vec{e}_p^i, \vec{h}_p^i\}$ , et diffractés  $\{\vec{e}_p^d, \vec{h}_p^d\}$  (p=1,2) tels que :

$$\int_S (\vec{e}_p^i \times \vec{h}_q^d - \vec{e}_q^d \times \vec{h}_p^i) \cdot d\vec{S} = \delta_{pq} \quad \text{avec } p=1,2 \text{ et } q=1,2 \quad (\text{A-3})$$

$$\int_S (\vec{e}_p^i \times \vec{h}_q^i - \vec{e}_q^i \times \vec{h}_p^i) \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\text{A-4})$$

$$\int_S (\vec{e}_p^d \times \vec{h}_q^d - \vec{e}_q^d \times \vec{h}_p^d) \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\text{A-5})$$

La première relation est une relation de normalisation. Les deux dernières sont une application du théorème de réciprocité de Lorentz sous sa forme intégrale appliquée aux champs diffractés et incidents.

D'autre part, on peut choisir de décomposer les champs  $\vec{E}^a$  et  $\vec{E}^b$  en combinaison linéaire de  $\vec{e}_p$  et  $\vec{e}_q$  :

$$\vec{E}^a = \sum_{p=1}^2 A_p^i \vec{e}_p^i + \sum_{p=1}^2 A_p^d \vec{e}_p^d \quad (\text{A-6})$$

$$\vec{E}^b = \sum_{q=1}^2 B_q^i \vec{e}_q^i + \sum_{q=1}^2 B_q^d \vec{e}_q^d \quad (\text{A-7})$$

Les champs magnétiques  $\vec{H}^a$  et  $\vec{H}^b$  se décomposent alors sur  $\vec{h}_p$  et  $\vec{h}_q$  de manière identique.

En appliquant les relations (A-3), (A-4), (A-5) on peut écrire :

$$\sum_{p=1}^2 A_p^i B_p^d - \sum_{p=1}^2 B_p^i A_p^d = 0 \quad (\text{A-8})$$

On pose :

$$A_p^d = \sum_{q=1}^2 T_{pq} A_q^i \quad (\text{A-9})$$

$$B_p^d = \sum_{q=1}^2 T_{pq} B_q^i \quad (\text{A-10})$$

Ceci revient à considérer que  $(e_p^d, e_p^d)$  forme une base complète pour la représentation des champs.

La relation (A-8) dans ces conditions donne l'égalité suivante :

$$\sum_{pq} A_p^i T_{pq} B_q^i = \sum_{pq} B_p^i T_{pq} A_q^i \quad (\text{A-11})$$

$A_p^i$  et  $B_p^i$  sont des scalaires quelconques, l'égalité suivante apparaît :

$$T_{pq} = T_{qp} \quad (\text{A-12})$$

Il faut maintenant relier  $T_{pq}$  à la polarisabilité magnétique.

Pour cela, on considère un champ électromagnétique diffracté quelconque (E,H)

Si en reprenant les mêmes notations que précédemment, ainsi que les relations (A-7) et (A-9), on aboutit à la relation suivante :

$$\int_S (\vec{E} \times \vec{h}_p^i - \vec{e}_p^i \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} = A_p^d = \sum_{q=1}^2 T_{pq} A_q^i \quad (\text{A-13})$$

$A_p^d$  est l'amplitude du champ (E,H) sur la base  $(e_p^d, h_p^d)$  des champs diffractés et  $A_q^i$  sont sur la base des champs incidents  $(e_p^i, h_p^i)$ .

En utilisant les théorèmes de Gauss et de Faraday, le premier membre de l'équation précédente devient :

$$\int_S (\vec{E} \times \vec{h}_p^i - \vec{e}_p^i \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \int_{\text{source}} (\vec{e}_p^d \cdot \vec{J} - \vec{h}_p^i \cdot \vec{K}) dV \quad (\text{A-14})$$

Dans notre cas, l'application du principe d'équivalence donne pour une ouverture chargée sans épaisseur percée dans un plan parfaitement métallique, des courants électriques  $J$  sont nuls.

L'amplitude courant magnétique étant proportionnel au champ incident, le courant  $K$  peut s'écrire comme la combinaison linéaire suivante :

$$\vec{K} = \sum_{q=1}^2 A_q^i \vec{m}_q \quad (\text{A-15})$$

$m_q$  est le courant engendré par le champ électromagnétique incident ( $e_q^i, h_q^i$ ).

En introduisant cette relation dans (A-14), on a :

$$T_{pq} = - \int_{\text{source}} (\vec{h}_p^i \cdot \vec{m}_q) dS \quad (\text{A-16})$$

Pour une ouverture petite devant la structure globale, ce qui est le cas dans l'approximation des "petites ouvertures", utilisée pour définir le concept de polarisabilité et de dipôle équivalent, le champ incident est constant sur la surface de l'ouverture où sont définis les courants magnétiques. L'expression précédente devient alors :

$$T_{pq} = -\vec{h}_p^i \cdot \int_{\text{source}} \vec{m}_q dS \quad (\text{A-17})$$

L'expression de l'intégrale est celle de la  $q^{\text{ième}}$  composante du moment dipolaire  $P_m$ .

Si on choisit le champ  $\vec{h}_p^i$  se projetant sur deux axes orthonormés tel que sa norme soit égale à l'unité, alors on peut dire que  $T_{pq}$  représente bien la polarisabilité magnétique.

En utilisant seulement l'hypothèse d'un milieu isotrope, il a donc été démontré que la matrice polarisabilité magnétique est symétrique.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] V. Gobin,  
"Diffraction par des ouvertures et par des objets tridimensionnels. Application à la mesure des impédances de surface des matériaux bons conducteurs".  
Thèse d'Université de Lille Flandres-Artois, juillet 1989
- [2] V. Gobin, F. Issac et J.C. Alliot,  
"Modeling of Electrically thick Materials Theoretical and Experimental Aspects".  
ICOLSE 91, Cocoa Beach, FL (USA), April 16-19, 1991.
- [3] V. Gobin, J.P. Aparicio, J. Grando and J.C. Alliot,  
"The Surface Impedance: A Pertinent Parameter to Describe Finite Conductivity Materials in Numerical codes".  
EMC Symposium, Zurich, March 12-14, 1991.
- [4] R.F. Harrington,  
"Field Computation by Moments Methods".  
The Macmillan Company, New York, 1968.
- [5] A.W. Glisson,  
"On the Development of Numerical Techniques for Treating Arbitrary-shaped Surfaces".  
Ph-D Dissertation, University Mississippi, 1978.
- [6] S.M. Rao,  
"Electromagnetic Scattering and Radiation of Arbitrary shaped surfaces by Triangular patch Modeling".  
Ph-D Dissertation, University Mississippi,
- [7] S.M. Rao, R. Wilton and A.W. Glisson,  
"Electromagnetic Scattering by Surfaces of Arbitrary shape".  
IEEE Trans. Antennas Propagation, vol. AP-30, no. 3, pp. 409-419, May 1982.
- [8] S.M. Rao,  
"Application of the Method of Moments to Electromagnetic Scattering by Surface Arbitrary Shapes".  
Séminaire sur les méthodes des calculs modernes en électromagnétique. Vol.I,  
SUPELEC, Gil-sur-Yvette, 1985.
- [9] S.M. Rao, W. Glisson, R. Wilton, B. Vidula  
"A Simple Numerical Solution Procedure for Statics Problems Involving Arbitrary Shaped Surfaces".  
IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-??, no.5, pp. 604-608, Sept. 1979.

- [10] T. Anderson,  
"Method of Moments and the use of Multipole Expansion".  
Journal of Electromagnetic waves and Applications, vol. 5, no. 11, pp. 1237-1250,  
1991.
- [11] H.A. Bethe,  
"Theory of Diffraction by small holes".  
Physical Review, vol. 66, no. 7-8, p. 163, Oct. 1944.
- [12] K.F. Casey,  
"Low Frequency Electromagnetic Penetration of Loaded Apertures".  
IEEE Trans. Electromag. Compat. vol. EMC-23, no. 4, Nov. 1981.
- [13] K.S.H. Lee (Ed.),  
"EMP Interaction: Principles, Techniques and Reference data".  
New York: Hemisphere, 1986.
- [14] C.D. Taylor,  
"Electromagnetic pulse Penetration Through small Apertures".  
IEEE Trans. Compat., vol. EMC-15, no. 1, Feb. 1973.
- [15] C.D. Taylor,  
"Electromagnetic Pulse Penetration Through small Apertures".  
Interaction Note 74, Electromagnetic pulse Interaction Note 5, March 1973.
- [16] R.E. Collin,  
"Field Theory of Guided waves".  
Mac Graw-Hill, New York, pp. 294-298, 1966.
- [17] C.G. Montgomery, R.H. Dicke, E.M. Purcell (Eds),  
"Principles of Microwave Circuits".  
Mac Graw-Hill, New York, p. 178, 1948.
- [18] S.B. Cohn,  
"The Electrical Polarisability of Apertures of Arbitrary shape".  
Proc. IRE, vol. 40, pp. 1069-1071, Sept. 1953.
- [19] S.B. Cohn,  
"Determination of Aperture Parameters by Electrolytic tank measurements".  
Proc. IRE, vol. 40, pp. 1416-1421, Jan. 1952.
- [20] F. de Meulenaere and J. Van Bladel,  
"Polarizability of small Apertures".  
Trans. Antennas Propagat., vol. AP-25, pp. 198-205, March 1977.

- [21] F.C Yang, K.S.H. Lee and L. Marin,  
"Analysis of EMP Penetration into Weapons bay".  
AFWL-TR-77-133, Dec. 1977.
- [22] K.S.H. Lee,  
"Electrical Polarizabilities of simple hatch Apertures".  
AFWL-TR-76-157, July 1976.
- [23] L.K. Warne and K.C. Chen,  
"Slot Apertures Having depth and Losses Described by local Transmission line Theory".  
IEEE Trans. Electromag. Compat., vol. 32, no3, Aug. 1990.
- [24] L.K. Warne and K.C. Chen,  
"Electromagnetic Penetration of slot Apertures with depth and Losses".  
2nd ICEAA, Sept. 17-20, 1991.
- [25] L.K. Warne and K.C. Chen,  
"Electromagnetic Penetration of narrow slots having depth"  
AFWL Interaction Notes IN 464
- [26] H. Kaden,  
"Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik".  
Berlin, Springer Verlag, 1959.
- [27] V. Gobin, J.P. Aparicio, J. Grando and J.C. Alliot,  
"The Surface Impedance: A Pertinent Parameter to Describe finite Conductivity Materials ..."  
EMC Symposium, Zurich, March 12-14, 1991.
- [28] K.S.H. Lee and G. Bedrosian,  
" Diffuse Electromagnetic Penetration into Metallic Enclosure".  
IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, no. 2, March 1979.
- [29] R.W. Lathan and K.S.H. Lee,  
"Theory of Inductive Shielding".  
Canad. J. Phys., vol. 46, no. 16, Aug. 15, 1967.
- [30] P.F. Wilson and Mark T. Ma,  
"Techniques for Measuring the Electromagnetic Shielding Effectiveness of Materials".  
Part II: Near field Source Simulation. IEEE EMC, vol. 30, no. 3, Aug. 1988.
- [31] J. Gilbert and R. Holland,  
"Implementation of the thin slot Formalism in the Finite Difference EMP code: THRED II".  
IEEE Tans. on Nuclear Science, vol. NS-CP, no 6, Dec. 1981.



- [32] D. Turner and L.R. Bacon,  
"Evaluation of a thin slot Formalism for Finite Difference time Domain Electromagnetic codes".  
IEEE Trans. on Electr. Compat., vol. 30, no. 4, Nov. 1988.
- [33] J. Grando, F. Issac, G. Labaune, J.C. Alliot and X. Ferrières,  
"Field Penetration Through Composite Material using FDTD Method".  
IEEE AP-S Int. Symp. and URSI Radio-Science Meeting, Dallas, Texas (USA), May 7-11, 1990.
- [34] J.E. Bridges,  
"An Update on the Circuit Approach to Calculate Shielding Effectiveness".  
IEEE Trans. on EMC, vol. 30, no. 3, Aug. 1988.
- [35] L.V. King,  
"Electromagnetic Shielding at radio Frequencies".  
Phil. Mag. J. Sci., vol. 15, no. 97, pp. 201-223, Feb. 1933.
- [36] S. Gartenhaus,  
" Elements of Plasma Physics".  
HOlt Rinehart and Wilson Inc., New York.
- [37] P.A. Chatterton, M.A. Houlden, J. Wiley and Sons Ltd  
"Electromagnetic Theory to Pratical Design".
- [38] F.W. Grover,  
"Inductance Calculations: Working Formulas and Tables".  
Dover Publications, 1962.
- [39] T. Dilevall and M. Marchner,  
"EMP Leakage Through the Joints of a Shield. Development of Methods for the Measurements of Shielding Effectiveness".
- [40] V. Gobin, F. Issac and F. Jaillot,  
"Modeling of Electrically thick Materials. Theoretical and Experimental Aspects".  
ICOLSE 91, Cocoa Beach, Florida (USA) April 16, 1991.
- [41] K.R. Umashankar, A. Taflov and K.S. Yee,  
"Detailed FD-TD Analysis of Electromagnetic Fields Penetration Narrow slots and Joints in thick Conducting Screens".  
IEEE Trans. Antennas Propagat. vol. AP-36, pp. 247-257, 1988.

