

RECOMMANDATION UIT-R SA.1345

**MÉTHODES DE PRÉVISION DES DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT
DES GRANDES ANTENNES UTILISÉES POUR LA RECHERCHE
SPATIALE ET LA RADIOASTRONOMIE**

(Question UIT-R 127/7)

(1998)

L'Assemblée des radiocommunications de l'UIT,

considérant

- a) que dans bien des cas les antennes à réflecteur utilisées par les services de recherche spatiale et de radioastronomie sont semblables en ceci qu'elles ont un grand diamètre et qu'elles fonctionnent à des fréquences pouvant atteindre des dizaines de gigahertz;
- b) qu'en raison des grandes distances nécessaires pour obtenir des conditions de champ lointain ($2D^2/\lambda$), les techniques de mesure traditionnelles sur les antennes (polygone d'essais ou chambre sourde) sont inadéquates;
- c) que de nombreuses sources potentielles de brouillage causé par les stations de Terre aux deux services se trouveront dans le champ proche de l'antenne;
- d) que l'on commence à disposer de modèles plus précis, et des logiciels associés, pour la prévision des diagrammes de rayonnement des antennes dans le champ proche de l'antenne et dans le champ lointain, ainsi que pour des situations dans lesquelles il y a une interaction avec des réflecteurs supplémentaires ou des obstacles indésirables;
- e) que les prévisions obtenues avec ces procédures peuvent dans certains cas être validées par des mesures étalonnées;

recommande

- 1 que, dans les cas où la prévision du diagramme de rayonnement des grandes antennes à réflecteur exige le recours aux techniques de modélisation les plus appropriées, les méthodes décrites à l'Annexe 1 et récapitulées au Tableau 1 soient utilisées;
- 2 qu'en ce qui concerne les techniques de modélisation comportant des mesures, la description des méthodes présentées en Annexe 2 guide le choix de la méthode la plus indiquée;
- 3 que, lors de la détermination de l'importance des caractéristiques mécaniques des antennes à modéliser, les conclusions tirées des résultats de la modélisation informatique décrite à l'Annexe 3 soient soigneusement prises en considération.

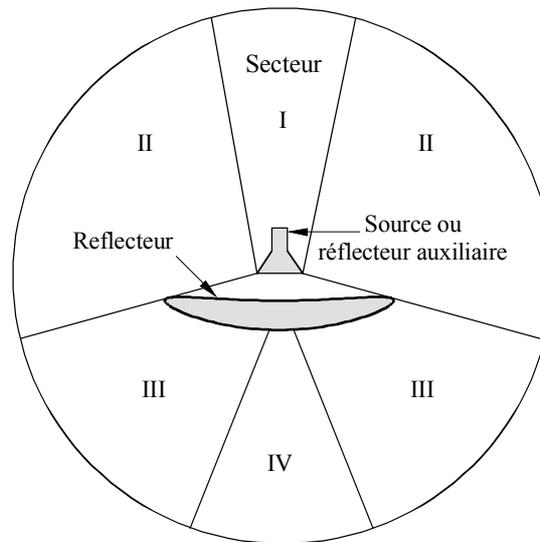
TABLEAU 1

Techniques d'analyse applicables aux grandes antennes à réflecteur

Secteur (voir Fig. 1)	Techniques d'analyse recommandées
SECTEUR I Secteur axial avant	Optique physique
SECTEUR II Lobes latéraux éloignés	Théorie géométrique de la diffraction /Théorie uniforme de la diffraction et méthode du rapport du champ induit
SECTEUR III Lobes arrière	Théorie géométrique de la diffraction /Théorie uniforme de la diffraction
SECTEUR IV Secteur axial arrière	Courants de bordure équivalents

FIGURE 1

Secteurs utilisés pour l'analyse du rayonnement des antennes à réflecteur



1345-01

ANNEXE 1

Applicabilité des différentes méthodes de modélisation du rayonnement électromagnétique à la prévision du gain et des diagrammes de rayonnement des grandes antennes à réflecteur

1 Introduction

De nombreuses techniques permettent de résoudre les problèmes de modélisation du rayonnement électromagnétique. Chaque technique peut comporter des avantages quant à la résolution de certains problèmes, tout en s'avérant inapplicables à d'autres. La présente Annexe passe en revue les techniques de modélisation des antennes à réflecteur et étudie leur capacité d'analyse du rayonnement des grandes antennes à réflecteur généralement utilisées pour la recherche spatiale et la radioastronomie.

2 Méthodes analytiques et numériques

2.1 Méthode des moments

La méthode des moments est une technique mathématique de résolution d'équations linéaires non homogènes du type:

$$Lf = g \quad (1)$$

dans laquelle L est normalement un opérateur linéaire integro-différentiel, tandis que les fonctions f et g sont des éléments d'espaces de Hilbert. Dans cette équation, g est connu et il s'agit donc d'inverser l'opérateur L pour obtenir la fonction inconnue $f = L^{-1}g$. La technique utilisée consiste à transformer l'équation (1) de l'opérateur en un système d'équations algébriques linéaires. A cet effet, la fonction inconnue f est développée en une série de fonctions élémentaires $\{f_n\}$ associées à des coefficients constants $\{C_n\}$. La substitution de ce développement dans l'équation (1), et le calcul du produit intérieur des deux membres par une série de fonctions de test connues $\{w_m\}$ ramènent l'équation (1) à une équation matricielle simple du type:

$$Ax = b \quad (2)$$

dans laquelle \mathbf{A} et \mathbf{b} sont les résultats des produits intérieurs $A_{mn} = \langle w_m, Lf_n \rangle$, $b_m = \langle w_m, g \rangle$, et \mathbf{x} le vecteur de coefficients inconnus $\{C_n\}$. L'application de méthodes numériques élémentaires permet de résoudre aisément l'équation (2) en \mathbf{x} et d'obtenir ensuite f .

Si l'on veut appliquer cette technique à l'analyse du rayonnement des antennes à réflecteur, il faut formuler le problème sous la forme de l'équation (1). Il suffit pour cela d'exprimer le champ diffusé par l'antenne sous forme d'intégrale des courants de surface présents sur la surface réfléchissante. Si l'on invoque la condition du champ électromagnétique aux limites suivant laquelle la composante tangentielle du champ électrique total est nulle à la surface d'un conducteur parfait, on obtient une équation pour la densité superficielle de courant inconnue \mathbf{J}_S d'une forme analogue à celle de l'équation (1) ci-dessus:

$$\mathbf{u}_n \times \int_S \mathbf{J}_S \cdot (\nabla \nabla + k^2 \tilde{\mathbf{I}}) G dS = -j\omega\epsilon_0 \mathbf{u}_n \times \mathbf{E}^i \quad (3a)$$

qui est l'équation d'une intégrale de Fredholm de première espèce. Ici \mathbf{u}_n désigne le vecteur unitaire de la normale à la surface, $\tilde{\mathbf{I}}$ l'opérateur binaire unitaire donné par la relation $\tilde{\mathbf{I}} = \mathbf{u}_x \mathbf{u}_x + \mathbf{u}_y \mathbf{u}_y + \mathbf{u}_z \mathbf{u}_z$, G est la fonction de Green

scalaire en espace libre, donnée par la formule $G = \frac{e^{-jk|r-r'|}}{4\pi|r-r'|}$ avec r' et r distances respectives de la source et du point

d'observation. \mathbf{E}^i est le champ électrique incident et $k = 2\pi/\lambda_0$ le nombre d'onde en espace libre. L'équation (3a) peut être résolue en divisant la surface en petits secteurs élémentaires, sur chacun desquels la densité \mathbf{J}_S est développée en somme de composantes de courant orthogonales. Sinon, il est possible de modéliser le réflecteur sous forme de grille métallique. Cette solution offre l'avantage de permettre la modélisation du champ diffusé par une intégrale unidimensionnelle du courant qui parcourt le fil métallique. Dans le cas d'un segment de fil mince dirigé suivant l'axe z défini par le vecteur unitaire \mathbf{u}_z , l'équation appropriée de type (1) est donnée par la formule:

$$j\omega\mu_0 \int [I(z) + (1/k^2)I'(z)(\mathbf{u}_z \cdot \nabla)] G dz = \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{E}^i \quad (3b)$$

dans laquelle le signe prime (') désigne la dérivée. Le développement de l'équation (3b) en une série convenablement choisie de fonctions de base permet de déterminer la distribution de courant inconnue.

En principe, il s'agit de la plus précise de toutes les méthodes connues d'analyse de la diffusion électromagnétique. La formulation de l'équation fondamentale est exacte, et il est possible d'obtenir des solutions d'une précision exceptionnelle moyennant un choix judicieux de fonctions de base et de fonctions d'essai. De plus, les supports, les sources d'alimentation, les réflecteurs auxiliaires et les ouvrages porteurs peuvent être tous pris en compte dans la modélisation, ainsi que des défauts de surface bien définis du réflecteur. La technique consiste essentiellement à fractionner l'ensemble de la structure en une série de petits segments linéaires ou plans à la surface desquels une condition aux limites directement tirée des équations de Maxwell est appliquée purement et simplement. Il en résulte un système couplé d'équations dans lesquelles l'interaction électromagnétique mutuelle de chacun des segments susmentionnés est automatiquement prise en compte. La méthode permet ainsi de prévoir la totalité du diagramme de rayonnement de l'antenne, en chaque point de l'espace, compte tenu de l'incidence du support de l'antenne et des sous-systèmes connexes. La difficulté tient précisément à cette particularité: si le réflecteur est représenté par une grille métallique constituée de M segments de fil de fer, et si le courant qui traverse chacun d'eux est représenté par N fonctions de base, on obtient alors un système de MN équations linéaires à autant d'inconnues, la détermination des MN éléments de la matrice de coefficients exigeant une évaluation numérique de $(MN)^2$ intégrales. Il faut normalement 20 segments par longueur d'onde, à raison de trois fonctions de base par segment pour représenter précisément les courants de surface, soit un système de 650 inconnues pour une surface réfléchissante égale à une longueur d'onde au carré.

En pratique toutefois il est possible d'introduire quelques simplifications. Dans le cas des réflecteurs à symétrie axiale alimentés par le foyer, la symétrie circulaire peut être mise à profit pour réduire notablement le nombre de coefficients inconnus. De plus la loi de Kirchoff est applicable aux points d'intersection des fils, pour définir des relations entre les constantes inconnues. Dans le programme NEC (Numerical Electromagnetic Code), suite logicielle bien connue et disponible sur le marché, qui utilise la méthode des moments et en particulier l'équation (3b), le courant $I(z)$ dans chaque segment est représenté par la somme de trois termes - un terme constant, un terme en sinus, et un terme en cosinus. Deux des trois coefficients sont éliminés par application de la condition exigeant la continuité des charges et des courants électriques aux points d'intersection des fils, de telle sorte que la constante restante, dont dépend l'amplitude du courant, reste à déterminer par des calculs matriciels. Pour que cette représentation soit adéquate, la longueur de chaque segment de fil de fer doit être inférieure à 10λ , ce qui donne plus de 220 segments par élément de surface réfléchissante d'une superficie égale à une longueur d'onde au carré.

Considérons un réflecteur de 100λ de diamètre; en l'absence de symétrie, cette méthode exigerait la détermination des quelques 1,8 million d'éléments de la matrice de coefficients \mathbf{A} , puis l'inversion d'une matrice complexe $1\,340 \times 1\,340$. De plus la modélisation des réflecteurs auxiliaires et des ouvrages porteurs, conduirait à un système d'équations notablement plus important. Hormis le temps machine, les ressources mémoire nécessaires augmentent rapidement en fonction de la taille du réflecteur. Aussi la méthode comporte-t-elle une forte intensité de calculs sur ordinateur, et ne s'avère-t-elle pas viable pour les réflecteurs caractérisés par des hauteurs électriques importantes. En général la taille maximum permettant d'appliquer avec succès la méthode des moments est de 10λ , et peut atteindre 25λ lorsqu'il est possible de mettre à profit une symétrie circulaire. Certes ces limites sont constamment repoussées, à la faveur de l'apparition d'ordinateurs plus puissants, mais il ne semble guère possible d'appliquer la méthode aux grandes antennes à réflecteur, du moins dans un proche avenir.

2.2 Méthode du champ dans l'ouverture rayonnante

D'après le théorème sur lequel s'appuie la méthode du champ dans l'ouverture, si S est une surface fermée contenant un ensemble fini de sources Σ , il est alors possible d'exprimer le champ produit par Σ en un point quelconque extérieur à S sous la forme d'intégrales calculées sur S , des vecteurs champs \mathbf{E}_a et \mathbf{H}_a , l'indice a désignant la composante tangentielle. Si l'on choisit pour S une sphère englobant l'antenne, un dispositif à balayage sphérique en champ proche permet de mesurer l'amplitude et la phase des vecteurs \mathbf{E}_a et \mathbf{H}_a sur la surface S , et par la suite de calculer le champ de l'antenne en chaque point de l'espace à l'extérieur de la surface S . Toutefois, la mesure du champ proche sur la totalité d'une surface sphérique entourant une antenne de grandes dimensions, est extrêmement difficile sinon impossible à réaliser dans la pratique. Une solution de rechange consiste à déterminer les champs électromagnétiques sur S par des techniques analytiques, mais les réflecteurs auxiliaires complexes posent souvent un problème insoluble et exigent le recours à différentes solutions approchées.

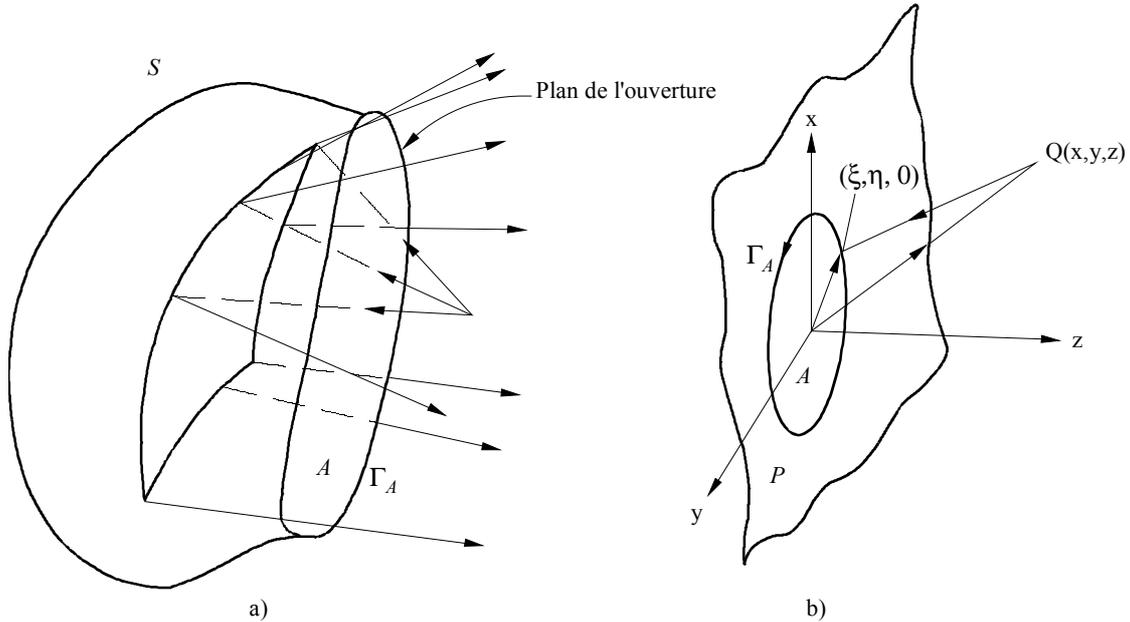
L'une d'entre elles, connue sous le nom de méthode du champ dans l'ouverture (voir Fig. 2a), repose sur l'hypothèse suivant laquelle \mathbf{E}_a et \mathbf{H}_a prennent des valeurs différentes de zéro sur seulement un secteur fini de S . Cette approche se justifie dans le cas d'une vaste catégorie de réflecteurs convexes à alimentation au foyer, lorsqu'il existe un contour fermé fini Γ_A qui enveloppe tous les rayons faisant l'objet d'une réflexion spéculaire sur la face illuminée du réflecteur. La projection le long des trajets des rayons réfléchis sur S définit un secteur $A \in S$, délimité par Γ_A , sur lequel \mathbf{E}_a et \mathbf{H}_a sont calculés par les lois de l'optique géométrique, avec $\mathbf{E}_a = 0$ et $\mathbf{H}_a = 0$ sur $S - A$. Cette exigence spécifique une discontinuité marquée le long de Γ_A qui n'est pas compatible avec les lois de Maxwell. Pour surmonter cette difficulté, les densités de charges électriques et magnétiques le long de Γ_A sont présumées conformes à l'équation de continuité. Ainsi le champ diffusé par le réflecteur est donné par la relation:

$$\mathbf{E}_S = \int_A \left[-j\omega\mu(\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_a) - j(\omega\epsilon)^{-1}(\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_a) \cdot \nabla\nabla + (\mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_a) \times \nabla \right] G \, dS \quad (4)$$

dans laquelle \mathbf{u}_n désigne le vecteur unitaire extérieur dirigé suivant la normale à A , et G la fonction scalaire de Green en espace libre.

L'équation (4) est le résultat fondamental de la méthode du champ dans l'ouverture et s'applique dans les champs proche et lointain, extérieurs S . En champ lointain, il est possible d'introduire certaines simplifications dans l'équation (4) pour réduire sensiblement la complexité des calculs correspondants. Le principal inconvénient de cette approche tient cependant à la discontinuité supposée le long de la courbe Γ_A ; cet inconvénient est surmonté ensuite par un procédé entièrement artificiel. L'adjonction de densités de charge électriques et magnétiques le long de Γ_A rend la formule compatible avec les lois de Maxwell, mais n'améliore en rien sa précision. Toutefois, dans le cadre de son utilisation courante, l'équation (4) est souvent ramenée à une intégrale scalaire, moyennant un choix judicieux de S , tel qu'indiqué à la section suivante. La méthode en question est connue davantage sous cette forme.

FIGURE 2
Méthode du champ dans l'ouverture



1345-02

2.3 Méthode de l'intégrale scalaire du rayonnement/de la projection du champ dans l'ouverture

La méthode dite de la projection du champ dans l'ouverture (voir Fig. 2b)), est essentiellement une simplification de la méthode du champ dans l'ouverture présentée dans la section précédente. On considère que la surface S est constituée par un plan infini P (choisi du côté rayonnant du réflecteur), délimité à l'infini par une hémisphère de rayon infini située du côté source et contenant par conséquent l'antenne. Le champ mesuré sur la région hémisphérique s'annule (compte tenu du niveau du rayonnement) et le membre de droite de l'équation (4) est ramené à une intégrale de surface calculée sur P . Quelques manipulations mathématiques permettent ensuite de transformer celle-ci en intégrale scalaire de rayonnement:

$$E_s = -\int_P \left(G \frac{\partial F}{\partial n} - F \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (5)$$

dans laquelle F représente une composante cartésienne quelconque du champ électrique dans l'ouverture, et $\partial/\partial n$ la dérivée suivant la normale. L'équation (5) peut être formulée de façon plus facilement utilisable si l'on choisit un plan P coïncidant avec le plan formé par les axes x - y , tel qu'indiqué sur la Fig. 2b), avec des sources confinées dans le secteur défini par $z < 0$. D'où la formule du champ diffusé $E_s(x, y, z)$ en un point choisi arbitrairement $Q(x, y, z)$:

$$E_s(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_A F(\xi, \eta) \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) (\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_r) + jk (\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_s) \right] d\xi d\eta \quad (6)$$

dans laquelle r est la distance mesurée entre le point $(\xi, \eta, 0)$ dans l'ouverture rayonnante et le point considéré du champ $Q(x, y, z)$, \mathbf{u}_s est un vecteur unitaire dirigé suivant la normale au front de l'onde en $(\xi, \eta, 0)$, et \mathbf{u}_r etc. des vecteurs unitaires suivant les directions indiquées par les indices correspondants. Dans l'équation (6), l'intégrale a été restreinte à une ouverture finie $A \in P$, moyennant l'hypothèse implicite suivant laquelle $F(\xi, \eta) = 0$ sur $P - A$. Le secteur A est la surface délimitée par la courbe d'intersection avec P de la limite de la zone d'ombre du réflecteur.

Dans le secteur en champ lointain, suivant la direction définie par (θ, φ) , l'équation (6) peut être encore simplifiée:

$$E_s(\theta, \varphi) = \frac{j}{\lambda r} e^{-jkr} \int_A F(\xi, \eta) e^{jk \sin \theta (\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)} d\xi d\eta \quad (7)$$

L'équation (7) calcule l'intégrale scalaire de diffraction bien connue, qui exprime le champ lointain en fonction de la composante tangentielle du champ électrique sur une ouverture plane. Ce calcul suppose que la phase de F varie peu sur le secteur A , bien que ce fait soit souvent négligé.

L'équation (7) est couramment utilisée pour prédire les diagrammes de rayonnement en champ lointain. La valeur du champ dans l'ouverture $F(\xi, \eta)$ est déterminée par les lois de l'optique géométrique dans le secteur ou le rayonnement fait l'objet d'une réflexion spéculaire. Le champ est tronqué le long de la limite Γ de la zone d'ombre du réflecteur, créant ainsi une discontinuité dans $F(\xi, \eta)$ sur Γ . Cela n'est évidemment pas le cas dans la réalité. Toutefois l'équation (7) a été jadis largement utilisée et prédit correctement le champ dans le faisceau principal et dans les lobes latéraux voisins.

Il est possible d'évaluer l'intégrale de l'équation (7) sur un domaine fermé explicite, pour une catégorie importante de champs dans l'ouverture. Puisque F est censée s'annuler à l'extérieur du secteur A , et que le domaine d'intégration peut donc être assimilé à $[-\infty \text{ à } \infty]$ sans perte de précision, il prend la forme d'une double intégrale de Fourier. Des algorithmes numériques rapides tels que la transformée rapide de Fourier (FFT, *Fast Fourier Transform*) permettent ensuite de procéder à son calcul numérique.

Cette méthode est relativement rapide et il existe des programmes efficaces qui l'utilisent pour toutes sortes d'antennes à ouverture rayonnante. Lorsque le bord du réflecteur forme un contour plan Γ , on peut choisir pour A la surface délimitée par ce contour. En pareille circonstance, l'intégrale du rayonnement déterminée dans l'équation (7) présente un net avantage sur le plan du calcul, par rapport à la solution approchée de l'optique physique (examinée à la section suivante), puisqu'elle calculée sur une surface plane (contrairement à l'alternative envisagée qui implique le choix d'un système approprié de coordonnées curvilignes pour des réflecteurs incurvés). En première approximation (A la précision du premier ordre) il est possible ainsi de prédire les défauts de surface importants du réflecteur d'une taille de l'ordre de la longueur d'onde, pour lesquels l'application valide des méthodes d'optique géométrique exige des rayons de courbure minimum de plus de 5 longueurs d'onde. Les effets qualitatifs du masquage d'une ouverture rayonnante peuvent être pris en compte, par un pistage approprié des rayons. L'effet des supports peut être pris en compte dans l'analyse au moyen d'une technique connue sous le nom de technique du rapport du champ induit (IFR, *Induced Field Ratio*), dont la description figure au § 2.6 de la présente Annexe. Tel qu'indiqué plus haut la méthode du champ projeté dans l'ouverture permet de prévoir correctement uniquement le faisceau principal et quelques uns des premiers lobes latéraux, et nécessairement le diagramme de rayonnement dans l'hémisphère avant. Cette méthode ne permet pas cependant de prévoir le diagramme contrapolaire avec une précision suffisante; on peut par ailleurs démontrer que la méthode donne des diagrammes symétriques, même en présence d'une source de structure asymétrique. Les travaux actuels d'analyse du rayonnement associent toujours la méthode dite du champ projeté dans l'ouverture aux techniques GTD (§ 2.5).

2.4 Optique physique

La méthode de l'optique physique est avant tout une technique approchée qui relie le courant de surface d'un conducteur à l'intensité du champ magnétique incident. Le champ diffusé \mathbf{E}_s dans un secteur non délimité, produit par un ensemble de sources de courant électriques et magnétiques \mathbf{J} et \mathbf{J}_m respectivement, confinées à l'intérieur d'un volume fini V , est donné par:

$$\mathbf{E}_s = -\frac{j}{\omega\epsilon} \int_V \left[(\mathbf{J} \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J} - j\omega\epsilon \mathbf{J}_m \times \nabla \right] G \, dv \quad (8)$$

Si le source consiste simplement en une densité de courant induit \mathbf{J}_s sur une surface parfaitement conductrice S , l'équation (8) devient une intégrale de surface calculée sur S :

$$\mathbf{E}_s = -\frac{j}{\omega\epsilon} \int_S \left[(\mathbf{J}_s \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J}_s \right] G \, dS \quad (9)$$

L'équation (9) est exacte et demeure valide en tous les points de l'espace situés à l'extérieur du secteur source (avec les sources réelles, la fonction de Green présente une singularité). Elle permettrait de déterminer le champ diffusé en champ proche comme en champ lointain si les densités de courant de surface \mathbf{J}_s étaient connues en chaque point de la surface du réflecteur. Malheureusement les densités \mathbf{J}_s ne sont pas connues, et leur détermination implique la résolution d'un problème complexe de valeurs aux limites. (En fait la méthode des moments est une tentative dans ce sens.)

La méthode de l'optique physique fournit une solution approchée qui consiste à exprimer la densité \mathbf{J}_s en un point quelconque de la surface du réflecteur en fonction de l'intensité du champ magnétique incident en ce même point \mathbf{H}_i . Plus précisément, il est supposé ainsi que:

$$\mathbf{J}_s = 2\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_i \quad (10)$$

relation dans laquelle \mathbf{u}_n désigne le vecteur unitaire dirigé suivant la normale à S . Cette expression donne un courant d'intensité nulle sur les portions de la surface du réflecteur qui ne sont pas directement illuminées par la source primaire. L'équation (10) n'est strictement valide que sur un plan infini parfaitement conducteur. Aussi la distribution réelle du courant diffère-t-elle (de celle indiquée par l'équation (10)) en fonction du caractère fini et de la courbure du réflecteur.

Si le rayon de courbure est important, par rapport à la longueur d'onde, la précision avec la relation (10) est élevée, sauf au voisinage des bords et dans la zone d'ombre. La prise en compte des courants périphériques le long des bords permet d'améliorer la précision, bien qu'il en résulte une complexité accrue des calculs.

Dans le secteur en champ lointain, suivant la direction \mathbf{u}_r , la simplification de l'équation (9) donne :

$$\mathbf{E}_s = -\frac{jk^2}{\omega\epsilon} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} (\tilde{\mathbf{I}} - \mathbf{u}_r \mathbf{u}_r) \cdot \int_S \mathbf{J}_s(r') \exp(j\mathbf{k}r' \cdot \mathbf{u}_r) dS \quad (11)$$

dans laquelle $\tilde{\mathbf{I}}$ désigne l'opérateur binaire unitaire. L'équation (11) est l'expression normalement utilisée en champ lointain par la méthode de l'optique géométrique dite méthode PO. En termes de temps machine et de besoins mémoire, la méthode de l'optique géométrique est comparable à celle du champ dans l'ouverture. Elle s'avère néanmoins plus précise et prédit correctement les valeurs du faisceau principal et des lobes latéraux rapprochés; elle donne par ailleurs une meilleure prévision du diagramme de rayonnement contrapolaire. Les légères déformations de la surface sont en outre aisément modélisables. De plus l'incidence des supports, de la source primaire et de divers sous-systèmes peut également être ajoutée, si l'on tient compte de leurs courants superficiels respectifs (obtenus par l'équation (10) suivant la méthode de l'optique physique), mais non des interactions entre les différentes sources; de ce fait les effets ainsi prévus ont probablement une valeur uniquement qualitative. La méthode de l'optique physique est généralement employée dans tous les cas, sauf lorsque le champ rayonné peut être projeté dans une ouverture plane de taille comparable à celle du réflecteur proprement dit, auquel cas la méthode du champ projeté dans l'ouverture présente un avantage notable du point de vue de la facilité de calcul. Comme la méthode du champ dans l'ouverture, la méthode de l'optique physique est à présent toujours utilisée parallèlement aux techniques de diffraction haute fréquence.

2.5 Théorie géométrique de la diffraction

La méthode de la théorie géométrique de diffraction ou méthode GTD (GTD, *Geometrical Theory of Diffraction*) est une technique haute fréquence adaptée à l'analyse du rayonnement des antennes dont les dimensions sont importantes par rapport à la longueur d'onde. Elle a été élaborée initialement par M. Joseph Keller en tant qu'extension de la méthode dite de l'optique géométrique, pour rendre compte des champs non nuls présents aux emplacements masqués. Ce résultat a été obtenu par l'introduction d'une série de rayons diffractés analogues aux rayons réfléchis et transmis de la méthode de l'optique géométrique. Les rayons diffractés (Fig. 3 et 4) viennent des bords, des angles, et de toute autre discontinuité analogue du rayon de courbure de la surface. A l'instar de la propagation suivant les règles de l'optique géométrique, la diffraction constitue en principe un phénomène strictement local: autrement dit, le champ diffracté dépend uniquement de l'intensité du champ incident au point de diffraction, et des caractéristiques géométriques locales du coin de diffraction.

FIGURE 3

Cône de diffraction à partir d'une ligne de discontinuité

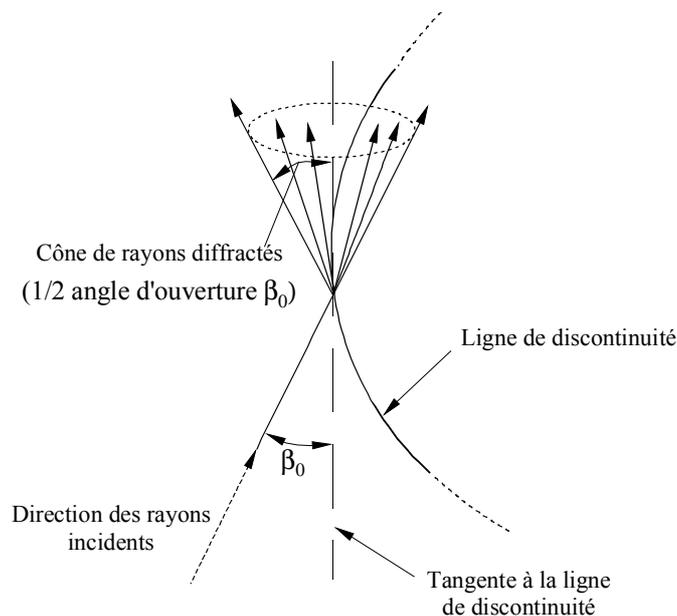
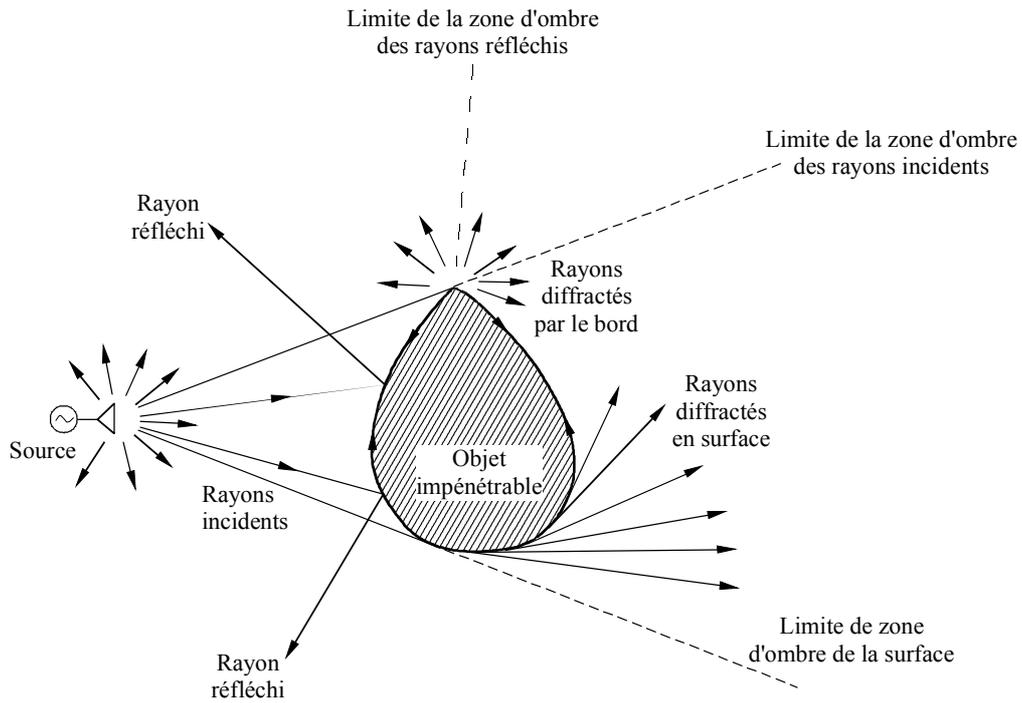


FIGURE 4

Rayons liés aux phénomènes de réflexion et de diffraction par une surface impénétrable



1345-04

Suivant la méthode de l'optique géométrique, le champ réfléchi est déterminé en multipliant le champ incident par un coefficient de réflexion. De manière analogue, le champ diffracté est obtenu en multipliant le champ incident par un coefficient de diffraction; la valeur de ce dernier correspond à la solution asymptotique d'un problème canonique approprié.

La méthode GTD et ses développements représentent la technique haute fréquence la plus courante pour l'analyse du champ rayonné par un réflecteur.

Suivant cette méthode, le champ diffusé \mathbf{E}_s en un point de l'espace est donné par la formule:

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_d \quad (12)$$

dans laquelle \mathbf{E}_r et \mathbf{E}_d désignent les champs obtenus respectivement par les méthodes de l'optique géométrique et de la théorie géométrique de la diffraction. Le premier est égal à:

$$\mathbf{E}_r = \tilde{\mathbf{R}}\mathbf{E}_i H e^{-jks} \quad (13)$$

formule dans laquelle $\tilde{\mathbf{R}}$ désigne le coefficient de réflexion binaire (coefficients de Fresnel pour la réflexion à partir d'une interface diélectrique plane infinie), \mathbf{E}_i est le champ incident au point de réflexion Q_R , H est un facteur de divergence qui dépend du rayon de courbure principal du front d'onde et de ceux de la surface réfléchissante au point Q_R , et s la distance entre Q_R et le point de l'espace considéré. De manière similaire, le champ diffracté est donné par:

$$\mathbf{E}_d = \tilde{\mathbf{D}}\mathbf{E}_i L e^{-jks} \quad (14)$$

formule dans laquelle $\tilde{\mathbf{D}}$ désigne le coefficient de diffraction binaire, et L un facteur de divergence analogue. L'expression définie par Keller pour $\tilde{\mathbf{D}}$ cesse toutefois d'être valide dans les secteurs de transition voisins des limites des zones d'ombre du réflecteur et de la surface, comme au niveau des surfaces caustiques. Pour surmonter cette difficulté, les théories «uniformes» élaborées proposent une représentation par des fonctions ne présentant pas de discontinuités sur les secteurs de transition. Il s'agit notamment de la théorie géométrique uniforme de la diffraction (UTD, *Uniform Geometrical Theory of Diffraction*) et la théorie asymptotique uniforme (UAT, *Uniform Asymptotic Theory*), qui donnent

l'une et l'autre des valeurs de $\tilde{\mathbf{D}}$ dépourvues de singularités dans les secteurs de transition; depuis plus de deux décennies, elles ont été appliquées avec succès à la modélisation du rayonnement en champ proche. Les coefficients de diffraction sont définis par des intégrales de Fresnel faciles à calculer, et fournissent ainsi un algorithme rapide et efficace d'analyse des réflecteurs de grandes dimensions. Le temps nécessaire à l'exécution des calculs suivant la méthode de la théorie géométrique de la diffraction, est consacré essentiellement à la localisation des points de réflexion et de diffraction à la surface du réflecteur, pour un emplacement donné de la source et du point de l'espace considéré. En présence de récepteurs multiples et de formes géométriques complexes, il faut parfois un temps considérable, inférieur toutefois au temps requis pour calculer des intégrales doubles sur des surfaces importantes.

Les théories dites «uniformes» ne donnent cependant pas de résultat satisfaisant le long des secteurs caustiques, que l'on définit comme les secteurs dans lesquels une famille de rayons convergent pour former des points focaux ou des lignes focales. La méthode du courant équivalent (ECM, *Equivalent Current Method*) permet de modéliser ces régions, en partant de la solution fournie par la méthode GTD à distance des surfaces caustiques, afin de déterminer la valeur d'un courant équivalent qui produirait à cet emplacement les mêmes intensités de champ. La valeur de ce courant sert ensuite à extrapoler la valeur du champ dans les secteurs caustiques. Aucune des méthodes GTD, UTD, UAT et ECM ne donne de résultats dans les zones où se chevauchent les secteurs caustiques de la méthode GTD et les secteurs de transition; il est néanmoins possible d'y appliquer la méthode dite de la théorie physique de la diffraction ou méthode PTD (PTD, *Physical Theory of Diffraction*), développement systématique de l'approche de l'optique physique, à l'instar de la théorie géométrique de la diffraction qui est un développement de la méthode de l'optique géométrique. La théorie physique de la diffraction permet de formuler les intensités des courants électriques et magnétiques en bordure, à partir des champs de l'optique géométrique, tangentiellement aux bords; l'évaluation du champ diffracté exige l'intégration de ces courants sur la longueur de la bordure. Dans les secteurs où la théorie physique de la diffraction et les théories uniformes UTD/UAT s'appliquent conjointement, il est possible d'établir que les principaux termes des formules des théories uniformes peuvent obtenus par la théorie physique de la diffraction. Cette approche implique par contre une intégration supplémentaire le long du bord; d'après les calculs numériques effectués, elle n'améliore cependant pas la précision de la modélisation, par rapport aux techniques faisant appel aux théories uniformes (UTD/UAT) en dehors des zones où les secteurs caustiques selon la théorie géométrique de la diffraction chevauchent les limites des zones d'ombre au sens de l'optique géométrique.

Les principaux avantages de l'approche faisant appel conjointement à l'optique géométrique, à la théorie uniforme de la diffraction et à la théorie uniforme asymptotique tiennent au fait qu'elle autorise un calcul rapide et qu'elle soit applicable à des surfaces de forme arbitraire, comportant des contours arbitrairement choisis, à condition que leurs rayons de courbure soient importants par rapport à la longueur d'onde. Cette méthode permet donc de modéliser les déformations (dues par exemple aux effets de la pesanteur): il en est ainsi des sources primaires et des réflecteurs auxiliaires par la prise en compte des réflexions multiples. Dans certains cas l'analyse peut aussi intégrer les surfaces imparfaitement conductrices et les milieux diélectriques. Quant à la méthode reposant simultanément sur l'optique géométrique et la théorie géométrique de la diffraction, elle ne donne pas de résultat le long des surfaces caustiques; il faut donc trouver d'autres types de modélisation pour ces secteurs.

2.6 Effets de masque et effets du support

Cette section passe en revue les techniques de modélisation applicables aux effets de masquage de l'ouverture et aux effets du support.

La source primaire d'une antenne de radioastronomie ou de recherche spatiale, le réflecteur auxiliaire éventuellement présent, ainsi que les structures mécaniques de soutien associées et les câbles d'alimentation, risquent de masquer une fraction de l'énergie qui atteint normalement l'ouverture de l'antenne. Ce problème se pose évidemment avec une beaucoup plus grande acuité dans le cas des systèmes à symétrie axiale, par comparaison aux systèmes excentrés. En tout état de cause, ces effets de masque entraînent une baisse du rendement de l'antenne. Les effets connexes se traduisent par une réduction du gain, une augmentation notable du champ dans les lobes latéraux (du moins dans certaines directions) et par une détérioration de la pureté de polarisation du sous-système d'antenne.

Il est possible d'intégrer les effets de masque à l'analyse du diagramme de rayonnement par une méthode ou une autre, notamment celle de l'optique physique, de l'intégration sur l'ouverture ou de l'optique géométrique/de la théorie uniforme de la diffraction.

Les effets d'ombre optique sur les courants de surface suivant la théorie de l'optique physique ou sur les valeurs du champ dans l'ouverture permettent généralement de rendre compte des effets de masque du réflecteur auxiliaire ou de la source primaire. Cette approche convient en règle générale, car elle nous permet d'évaluer la baisse de gain dans le faisceau principal et les modifications observées dans les lobes latéraux proches. Il serait également possible de soustraire le champ du rayonnement initialement sous-évalué, du champ qui existerait en principe en chacun des points de la partie masquée de l'ouvrage. Si l'on adopte une procédure de calcul consistant à remplacer, dans certaines directions, l'approche de l'optique physique par l'approche mixte optique géométrique/théorie uniforme de la diffraction (GO/UTD), ce procédé de soustraction peut rester applicable, à la seule différence près que la partie «non masquée» du diagramme de rayonnement sera calculée par l'approche mixte optique physique/théorie uniforme de la diffraction (GO/UTD). Puisque le faisceau

principal dû au «champ masqué» est d'ordinaire beaucoup plus large que le faisceau principal du diagramme de rayonnement complet, il reste possible de suivre une approche fondée sur l'optique géométrique, c'est-à-dire sur un calcul d'intégrale dans l'ouverture afin de déterminer le diagramme de rayonnement «masqué» dans des secteurs angulaires beaucoup plus vastes que ne l'autorise le domaine de validité des méthodes correspondantes applicables au centre des diagrammes du réflecteur principal. Les effets des supports peuvent aussi faire l'objet d'un traitement de ce type, par ex. en considérant les phénomènes d'ombre optique. Cette approche peut s'avérer efficace à condition que le support présente une section transversale importante du point de vue électrique. Si cela n'est pas le cas, il est néanmoins possible d'obtenir une modélisation précise des effets du support, en faisant appel à la méthode dite du rapport du champ induit (IFR, *Induced Field Ratio*). Le principe de base de cette méthode est simple. Après réflexion sur le réflecteur principal, la source primaire illumine les supports, puis est masquée; le champ ainsi rayonné présente localement le caractère d'une onde plane. L'étape suivante consiste à déterminer les propriétés bidimensionnelles (par unité de longueur) de «diffusion vers l'avant» d'un objet infiniment long de section transversale identique à celle du support exposé à l'onde plane. Enfin la valeur réelle du champ masqué par le support, et en particulier le champ diffusé vers l'avant, peuvent être déterminés en rapportant les résultats à la longueur et au poids de support correspondant à la répartition locale du champ. La notion de rapport du champ induit permet de définir deux valeurs, correspondant respectivement aux deux polarisations indépendantes en lesquelles les ondes planes incidentes locales peuvent être décomposées; cette méthodologie autorise par conséquent l'évaluation des effets liés à la polarisation dus à la diffusion par le support.

Le rapport du champ induit (IFR) est égal à la valeur réelle du champ diffusé vers l'avant par le support, divisée par le champ masqué par le support dans les conditions de création d'ombres définies par les lois de l'optique géométrique. D'après la définition formelle, le rapport IFR pour un objet cylindrique placé dans le champ d'une onde plane est égal au champ diffusé vers l'avant rapporté au champ fictif rayonné vers l'avant par une onde plane d'une largeur identique à celle de l'ombre optique de la section transversale (géométrique) du cylindre. L'intérêt de la notion de rapport IFR tient à la possibilité de déterminer sa valeur réelle par des techniques analytiques, numériques (méthode des moments, méthode des éléments finis, etc.) ou même expérimentales, ce qui permet de prévoir précisément les effets produits par le support. La détermination analytique ou numérique du rapport IFR permet en outre de réaliser l'opération intermédiaire consistant à déterminer les courants réels ou les courants équivalents à la surface des supports proprement dits. Il est théoriquement possible par conséquent de calculer complètement le diagramme de rayonnement par diffusion en forme d'éventail du support. Dans ce cas le processus ci-dessus doit normalement comporter la modélisation des effets de masquage et la diffusion par le support dans un vaste secteur angulaire du diagramme de rayonnement de l'antenne.

Lorsque la surface du réflecteur est constituée de panneaux, la diffraction par les espaces intermédiaires peut affecter le diagramme de rayonnement, comme le gain dans l'axe de visée. Ces effets sont naturellement plus importants quand la fréquence de fonctionnement augmente et doivent être pris en compte pour les antennes destinées à fonctionner aux fréquences millimétriques. La notion de masquage optique est applicable si la largeur électrique des écarts est importante. Sinon il est possible de définir un rapport du champ induit par le courant magnétique, suivant des règles très voisines de celles adoptées pour la définition de la notion classique de rapport IFR.

3 Recommandations

La plupart des techniques décrites au § 2 permettent, dans leurs secteurs de validité respectifs, de représenter précisément le rayonnement en champ lointain. En général la meilleure façon de parvenir à une restitution complète du diagramme de rayonnement consiste à utiliser une combinaison judicieusement choisie de ces différentes méthodes. L'intégration selon la méthode de l'optique physique est la solution la plus fréquente pour l'analyse du rayonnement des antennes à grand réflecteur; elle donne en effet une bonne précision dans le faisceau principal et dans les lobes latéraux proches. Les perfectionnements apportés aux solutions offertes par la méthode de l'optique physique, tels que la méthode de la théorie géométrique de la diffraction (GTD) et ses développements (UTD, etc.) et celle de la théorie physique de la diffraction (PTD) fournissent une description complète des diagrammes de rayonnement dans toutes les directions, notamment le champ en grande ouverture et le rayonnement des lobes arrière.

On utilise parfois simultanément la méthode du champ dans l'ouverture et celle de la théorie géométrique de la diffraction (GTD), lorsque la surface S est assimilable à un plan. Les rayonnements diffractés évalués par la méthode GTD sont additionnés sur une surface finie A , choisie de façon à ce que F tombe à une valeur négligeable sur sa périphérie. On obtient ainsi une fonction lisse et continue sur la totalité du plan, de telle sorte que le calcul de l'intégrale dans ce plan permet de déterminer rapidement le diagramme de rayonnement dans tout l'hémisphère avant. Si la surface A est nettement plus étendue que la projection orthogonale A' de la source primaire sur P , alors cette méthode n'est pas applicable parce que la variation de phase de F à l'extérieur de A' augmente rapidement lorsqu'on s'éloigne davantage de sa limite. Si le rebord du réflecteur est plan, il est possible de choisir une surface A recouvrant le réflecteur.

Le débordement de la source primaire au-delà du réflecteur peut être représenté par la superposition pure et simple des champs, bien qu'une modélisation précise au voisinage de la limite de la zone d'ombre exige aussi l'application de la théorie géométrique de la diffraction. Les effets de masquage par le réflecteur auxiliaire ou par la source primaire peuvent également être pris en compte par le biais de l'ombre ou de l'ombre projetée à la surface du réflecteur principal.

La technique IFR du rapport du champ induit peut servir à estimer les contributions possibles du support; son application est toutefois limitée aux valeurs mesurées du rayonnement ou aux problèmes canoniques pour lesquels il existe une solution approchée ou exacte: aussi la détermination des diagrammes de rayonnement du support relatifs à une installation particulière peut-elle exiger alors un travail supplémentaire. Les solutions générales approchées peuvent néanmoins fournir des estimations acceptables des niveaux de diffusion par le support - d'ordinaire suivant un angle important par rapport à l'axe de visée (selon la configuration du support) – et s'avérer suffisantes dans la plupart des cas. La technique d'intégration selon les lois de l'optique physique peut rendre compte des déformations du réflecteur ou les défauts d'alignement de la source/du réflecteur auxiliaire. Le profil du réflecteur peut être déterminé de manière expérimentale par des mesures ou par analyse mécanique. L'holographie hyperfréquence, les mesures au théodolite, et la photogrammétrie sont des techniques de diagnostic applicables à l'évaluation de l'état mécanique de la surface du réflecteur et des systèmes associés, notamment le positionnement de la source et du réflecteur auxiliaire, tel qu'indiqué à l'Annexe 2.

Dans de nombreux systèmes, le réflecteur est situé dans le champ proche de la source ou du réflecteur auxiliaire, ce qui exige une évaluation précise des diagrammes de rayonnement en champ proche de la source ou de la combinaison source + réflecteur auxiliaire. La méthode des moments (MoM) et les techniques mixtes (MoM/GTD) peuvent fournir des solutions appropriées.

La combinaison de la méthode d'intégration suivant les lois de l'optique physique et de la théorie uniforme de diffraction (UTD) ou de la théorie physique de diffraction (PTD) constitue l'outil analytique recommandé pour représenter le diagramme de rayonnement des grandes antennes à réflecteur. Les techniques de diagnostic telles que l'holographie ou la photogrammétrie permettent de déterminer le profil «réel» des réflecteurs.

En fonction des caractéristiques détaillées d'une installation donnée, il y a lieu également de tenir compte des effets dus à l'environnement dans lequel fonctionne l'antenne. Les effets du radôme, les réflexions par le sol et par les bâtiments voisins sont des facteurs à prendre en compte. En raison des complications évidentes introduites par un scénario définissant un environnement d'antenne complexe, il est judicieux d'opter pour la technique la plus simple possible. Seule une méthode fondée sur un modèle géométrique permet d'ordinaire en tant que telle d'évaluer simplement l'interaction d'une grande antenne et de son environnement immédiat.

La Fig. 5 et le Tableau 2 ci-dessous récapitulent les recommandations quant au choix des méthodes. Le diagramme de rayonnement d'un grand réflecteur est divisé en quatre secteurs.

Secteur I: Secteur axial avant

Secteur II: Lobes latéraux éloignés

Secteur III: Lobes arrière

Secteur IV: Secteur axial arrière

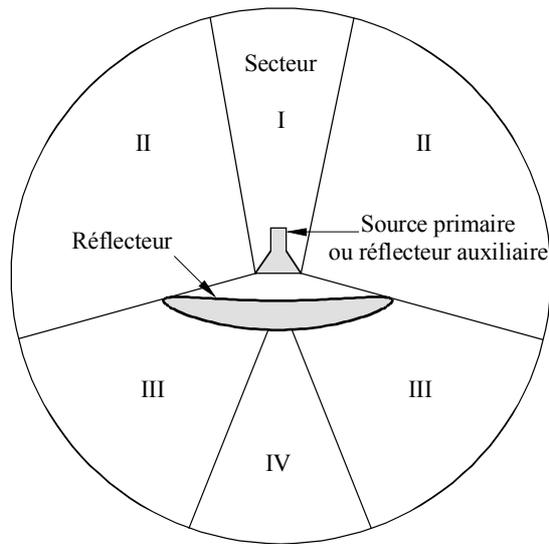
Les principaux facteurs à prendre en compte et les techniques d'analyse préconisées sont présentés au Tableau 2.

TABLEAU 2

Techniques d'analyse et facteurs à prendre en compte dans le cas des grands réflecteurs

	Principaux facteurs	Techniques d'analyse
SECTEUR I Secteur axial avant	<ul style="list-style-type: none"> – Rendement source/réflecteur auxiliaire – Configuration générale de l'antenne – Alignement réflecteur/source – Déformations du réflecteur 	PO
SECTEUR II Lobes latéraux éloignés	<ul style="list-style-type: none"> – Rendement source/réflecteur auxiliaire – Configuration générale de l'antenne – Diffraction par le bord du réflecteur – Supports 	GTD/UTD et IFR
SECTEUR III Lobes arrière	<ul style="list-style-type: none"> – Diffraction par le bord du réflecteur 	GTD/UTD
SECTEUR IV Secteur axial arrière	<ul style="list-style-type: none"> – Illumination du bord du réflecteur – Caractéristiques géométriques du bord du réflecteur 	Courants de bordure équivalents

FIGURE 5
Secteurs d'analyse du champ du réflecteur



1345-05

ANNEXE 2

Analyse sur la base de données expérimentales

1 Introduction

Sans faire appel à des procédés purement théoriques, il est possible de déterminer le diagramme de rayonnement d'une antenne de radiotélescope sur la base de données intermédiaires d'origine expérimentale. Les méthodes passées en revue ci-dessous prennent en considération des données expérimentales obtenues dans les conditions suivantes:

- Essais en champ proche
- Holographie hyperfréquence
- Mesures au théodolite
- Photogrammétrie

Chacune de ces techniques est décrite ci-après. Le choix de la technique la plus indiquée en vue d'une application quelconque dépend des circonstances propres à chaque cas d'espèce et il est donc impossible de formuler une recommandation générale.

2 Mesures en champ proche

Le théorème de la surface enveloppante, tel qu'il est exprimé par l'équation (4) à l'Annexe 1, constitue le fondement théorique des mesures en champ proche. La seule différence vient du fait que le symbole A désigne à présent la totalité de la surface S . On remarquera que si les champs tangentiels sur une surface qui enveloppe une antenne sont connus, il est alors possible de déterminer le rayonnement de l'antenne en un point quelconque. Toutefois l'évaluation des champs à la surface de S repose ici, non pas sur une technique théorique, mais sur des mesures directes.

Les essais en champ proche sur une surface plane permettent d'évaluer les champs rayonnés sur la quasi-totalité d'un hémisphère. D'autre part, des mesures en champ proche sur une surface cylindrique et surtout sur une surface sphérique peuvent servir à établir des diagrammes de rayonnement dans des directions couvrant la quasi-totalité ou la totalité de la sphère de rayonnement.

Pour ces configurations géométriques canoniques, le rayonnement peut être considéré comme égal à la valeur obtenue par intégration ou par sommation des harmoniques cylindriques ou sphériques des composantes élémentaires d'une onde plane. Des algorithmes numériques permettent d'exécuter de manière très efficace toutes les manipulations arithmétiques. Toutefois les problèmes liés à l'applicabilité des mesures en champ proche à l'établissement du diagramme de rayonnement d'une antenne de radioastronomie ou de recherche spatiale, sont dus à l'importance des données en champ proche nécessaires à cet effet, ainsi qu'aux difficultés concrètes rencontrées pour acquérir des données fiables. L'intervalle d'échantillonnage nécessaire définit la quantité requise de données en champ proche pour déterminer précisément le diagramme de rayonnement. Dans le cas d'un balayage planaire, cet intervalle doit être inférieur ou égal à $\frac{\lambda}{2}$. Dans celui d'un balayage cylindrique, la distance d'échantillonnage suivant l'axe du cylindre doit être inférieure ou égale $\frac{\lambda}{2}$, tandis que l'intervalle d'échantillonnage angulaire suivant la section transversale circulaire doit être inférieure ou égale à $\lambda/(2R)$ en radians, formule dans laquelle R désigne le rayon de la surface cylindrique enveloppante. De manière analogue, pour un balayage sphérique en champ proche, les intervalles d'échantillonnage angulaires en azimuth et en élévation doivent être inférieurs ou égaux à $\lambda/(2R)$ radians.

Compte tenu de ces valeurs d'intervalle d'échantillonnage, la quantité requise de données en champ proche s'avère extrêmement importante, pour les dimensions courantes des antennes de radioastronomie ou de recherche spatiale. De plus, la mise au point de dispositifs appropriés d'acquisition effective de données en champ proche pose de sérieux problèmes tant d'ordre mécanique et électrique qu'en termes de coût. Ces difficultés tiennent notamment à la grande précision mécanique requise pour le positionnement de la sonde lorsque celle-ci se déplace sur des distances importantes pour pouvoir échantillonner le champ de l'antenne. En outre la source de radiofréquences et l'équipement de mesure doivent être suffisamment stables (ou la compensation des fluctuations doit être fiable) pendant tout le processus d'acquisition des données. Les conditions environnementales risquent d'affecter gravement la qualité des mesures en champ proche lesquelles, pour des raisons pratiques, doivent être faites en espace libre.

Pour toutes ces raisons, la détermination intégrale en champ proche du diagramme de rayonnement d'une antenne de radioastronomie ou de recherche spatiale ne saurait être véritablement envisagée. Par contre, les mesures en champ proche peuvent servir à évaluer les caractéristiques de rayonnement de certains sous-systèmes critiques, tels que source primaire, dispositifs compacts combinant source primaire et réflecteurs auxiliaires, ou le cas échéant sous-systèmes à alimentation périscopique. Les paramètres ainsi mesurés sont applicables à l'analyse du rayonnement de l'antenne par une méthode de type PO ou GO + GTD.

3 Holographie hyperfréquences

L'holographie hyperfréquences comporte la mesure des caractéristiques de rayonnement de l'antenne; les mesures complexes supplémentaires réalisées permettent ensuite d'en déduire l'état des profils et de l'alignement du réflecteur télescopique. L'holographie peut servir à localiser et à déterminer l'amplitude des déformations de surface. Parmi les informations supplémentaires que la technique holographique permet d'obtenir, figure le déplacement éventuel de la source primaire à partir de sa position focale nominale. Les objectifs de la méthode holographique sont atteints lorsqu'elle a permis d'établir une représentation précise des fluctuations de phase du champ dans l'ouverture de l'antenne. Une fois ce résultat obtenu, l'analyse géométrique du rayonnement permet d'interpréter les fluctuations de phase dans l'ouverture en tant qu'informations sur le profil de la surface.

Le processus de mesure holographique commence par l'enregistrement du diagramme d'antenne, non seulement en amplitude, mais aussi en phase. Pour s'assurer de la fiabilité des données de phase, on utilise d'ordinaire une deuxième antenne (de référence) qui reste fixe tout au long des mesures. Le diagramme de rayonnement est enregistré au moment où une source distante ou proche illumine l'antenne. Dans ce derniers cas, la distribution ainsi obtenue de la phase observée dans l'ouverture est corrigée pour tenir compte de l'erreur de phase quadratique due à l'écart inadéquat entre la source et l'antenne.

Concrètement il peut s'agir de sources terrestres, de sources embarquées à bord de satellites géostationnaires ou même de sources cosmiques de rayonnement hyperfréquence. Les deux derniers types de sources sont particulièrement utiles pour effectuer des relevés holographiques de diagrammes d'antenne, puisqu'elles permettent de réaliser des mesures à des angles d'élévation voisins de ceux qui sont liés au fonctionnement réel d'une antenne de radioastronomie ou de recherche spatiale. Aussi les effets des déformations dues à la pesanteur auront alors des valeurs beaucoup plus représentatives, par comparaison à l'utilisation de sources terrestres. Les mesures holographiques utilisant des sources spatiales présentent par rapport à l'utilisation de sources cosmiques, l'avantage de fournir des mesures comportant un rapport signal-bruit suffisamment important. Il est néanmoins nécessaire de faire appel à des algorithmes de compensation des mouvements du satellite pendant toute la durée des mesures, et il faut normalement des récepteurs spécialement conçus.

Une fois terminé l'enregistrement du diagramme de rayonnement, les relations de la transformée de Fourier permettent de calculer les valeurs du champ dans l'ouverture. Le théorème de l'échantillonnage prescrit l'enregistrement du diagramme de rayonnement suivant des directions discrètement choisies, avec un intervalle d'échantillonnage δ_{UV} dans l'espace $U-V$ ($U = \sin \theta \cos \varphi$, $V = \sin \theta \sin \varphi$) tel que:

$$\delta_{UV} \leq \lambda/D \quad (15)$$

formule dans laquelle D est le diamètre de l'antenne. La théorie de la transformée de Fourier permet de démontrer, que si l'on utilise un tableau $N \times N$ de mesures dans l'espace $U-V$, il est possible une distribution dans l'ouverture caractérisée par la résolution de pixel suivante:

$$\delta_{XY} = \frac{\lambda}{N\delta_{UV}} \quad (16)$$

Les valeurs d'amplitude et de phase obtenues pour un pixel correspondent aux valeurs moyennes de ces paramètres du champ observés sur la surface en question. Cela est la conséquence d'effets de type convolution, dus au fait que seule une partie tronquée du diagramme de rayonnement total est enregistrée, puis traitée. En ce sens, l'holographie ne peut relever que des *valeurs moyennes*, et non des données ponctuelles en vue de l'établissement du profil de surface de l'antenne.

La technique de l'ajustement polynomial des données de phase dans l'ouverture permet de corriger des erreurs déterministes, telles que les déformations dues à la pesanteur ou les déformations globales sous l'effet de la température, ainsi que les aberrations dues aux déplacements axiaux et latéraux de la source primaire. Ce qui subsiste alors après élimination de ces différents facteurs, peut être attribué à une déformation pseudo-aléatoire du profil de la surface. Généralement ces déformations aléatoires sont imputables à des défauts de fabrication, et si la pièce est constituée de panneaux, à des défauts d'alignement des panneaux. Dans ce dernier cas, les données ainsi recueillies sur la surface peuvent servir à améliorer l'alignement des panneaux qui constituent la surface du réflecteur. De toutes façons, les propriétés statistiques de la surface de l'antenne sont habituellement caractérisées par σ , c'est-à-dire par la valeur quadratique moyenne de l'écart de la surface réelle par rapport à un profil de réflecteur spécifique (généralement parabolique). La valeur de F susceptible d'être déterminée sans ambiguïté par des mesures holographiques dépend d'un certain nombre de facteurs, notamment de la longueur d'onde de fonctionnement, du rapport signal-bruit, de l'importance du relevé ainsi effectué du diagramme de rayonnement, des défauts de stabilité de phase des systèmes récepteurs, etc. Il ressort de mesures réellement effectuées que les valeurs les plus élevées de D/σ , susceptibles d'être réalisées et mesurées de façon fiable sont de l'ordre de 250 000.

Après avoir recueilli les données holographiques concernant l'antenne, il est possible d'établir des expressions analytiques de la surface du réflecteur au moyen de fonctions spline d'interpolation, de polynômes de Zernike, etc. Là réside essentiellement l'intérêt des mesures holographiques en tant qu'outil de modélisation du diagramme de rayonnement. La description analytique de la surface peut être alors être associée à toute autre technique (PO, PO + PTD, ou GO + GTD) pour déterminer le diagramme de rayonnement dans des secteurs angulaires non couverts par le processus initial de mesures holographiques ou pour des fréquences différentes de celles utilisées pour ce même processus. En raison des phénomènes de convolution évoqués plus haut, certaines informations concernant les variations du profil de la surface sont inévitablement perdues. Autrement dit, la description utilisée pour la surface n'est pas nécessairement parfaitement correcte. Il peut donc y avoir certaines ambiguïtés quant à la précision du niveau de rayonnement prévu dans les lobes latéraux éloignés. Ces résultats ne sont toutefois pas si mauvais: en effet le niveau du champ dans les lobes latéraux très éloignés dépend étroitement de la précision de la modélisation théorique des caractéristiques géométriques du rebord du réflecteur et du niveau d'illumination correspondant.

La méthode holographique risque toutefois de ne pas parfaitement réussir à fournir les données requises concernant le profil de la surface lorsqu'il s'agit d'une antenne à réflecteurs multiples. Dans ce cas, une tâche particulièrement délicate consiste à associer correctement et sans ambiguïté les données de phase dans l'ouverture issues des mesures, et d'autre part les erreurs déterministe ou aléatoires affectant le profil du réflecteur principal ou du(des) réflecteur(s) auxiliaire(s).

Tel qu'il ressort des considérations qui précèdent, le recours aux mesures holographiques hyperfréquences est normalement inutile, s'il faut simplement évaluer les caractéristiques de fonctionnement d'une antenne aux fréquences radioélectriques, et non pas identifier les défauts de profil responsables d'une dégradation de qualité. Cette technique peut néanmoins servir à mesurer le rayonnement de l'antenne à une distance moyenne, et à en déduire la valeur en champ lointain.

4 Mesures au théodolite

Les mesures au théodolite, comme les méthodes photogrammétriques qui seront examinées par la suite, s'appuient sur les lois de l'optique, puisqu'elles utilisent le caractère géométrique de la propagation optique pour déterminer les coordonnées spatiales des points visés (cibles). Ces cibles peuvent être fixées à la surface du réflecteur principal, du réflecteur auxiliaire, de la structure de soutien, des supports ou même de la source primaire de l'antenne.

Le théodolite est un instrument permettant essentiellement de mesurer deux angles, l'angle d'élévation et l'angle d'azimut, lorsqu'il est pointé vers la cible. Il existe deux principales variantes des mesures au théodolite:

- la méthode du théodolite et du ruban à mesurer
- la triangulation par stations multiples de théodolites

La méthode du théodolite et du ruban à mesurer consiste à exprimer les coordonnées d'un point dans un système de coordonnées associé au théodolite. L'instrument proprement dit mesure les deux angles polaires d'une cible. La distance radiale de la cible par rapport à un point de référence du théodolite peut être mesurée au moyen, soit d'un ruban à mesurer en acier, soit d'un laser de mesure des distances.

Le dispositif constitué du théodolite et du ruban à mesurer est censé avoir été étalonné au préalable. De plus, les emplacements non zénithaux posent un problème potentiel; en effet la pesanteur perturbant l'instrument optique lorsque celui-ci est incliné (comme c'est le cas s'il est installé sur le réflecteur), il doit être spécialement conçu pour ce type d'utilisation.

En ce qui concerne la triangulation par stations multiples de théodolite, les relevés des cibles sont effectués par deux instruments au moins (généralement de 2 à 4) installés à différents endroits à l'avant de l'antenne. A ce stade les relevés se limitent à des mesures angulaires. Il est possible de définir un système universel de coordonnées permettant d'exprimer sans ambiguïté les coordonnées rectangulaires de n'importe quelle cible; l'emplacement précis de chacune des stations de théodolite doit par conséquent être connu exactement à l'avance. Cette phase est la phase d'étalonnage (qui est toujours la première opération d'une série de mesures au théodolite) et elle consiste en substance à relever des points connus, par exemple les extrémités d'un repère, de barres, etc.

La précision de mesure des systèmes à base de théodolites dépend évidemment de la précision intrinsèque de l'instrument. Actuellement, les théodolites numériques de haute précision assurent des niveaux d'erreur notablement réduits, de l'ordre de 0,5 arc sec. Ainsi la précision finale de la mesure au théodolite dépendra principalement de la précision de l'étalonnage, et moins de la précision de la mesure proprement dite. La précision observée lors des mesures réelles, exprimée en termes de rapport D/σ , dont la définition figure plus haut, est de l'ordre de 120 000 avec deux stations de théodolite et de 250 000 avec quatre stations.

5 Photogrammétrie à courte distance

La photogrammétrie est une technique d'obtention d'informations géométriques concernant un objet par la mesure de son image photographique. Ce procédé consiste également à définir un certain nombre de points cibles sur la structure de l'antenne. L'antenne est photographiée suivant plusieurs directions au moyen d'appareils photogrammétriques spécialisés, de façon à ce que les points cibles figurent sur plusieurs photographies. Les coordonnées x-y de l'image d'une cible sont exprimées dans le système de coordonnées de la plaque photographique.. Les équations de projection permettent ensuite de relier les coordonnées de l'image d'une cible donnée aux véritables coordonnées tridimensionnelles, exprimées dans un système de coordonnées universel. Le jeu d'équations de projection relatives à toutes les cibles et à toutes les photographies prises, est le point de départ du processus de triangulation photogrammétrique.

Les équations de projection relatives à chaque cible dépendent d'une série de paramètres (paramètres de projection) qui sont des constantes pour chaque photographie particulière. La phase d'étalonnage s'attache à déterminer ces constantes. L'étalonnage peut s'effectuer suivant une procédure analogue à celle employée pour l'étalonnage des mesures au théodolite, c.-à-d. en relevant un certain nombre de points de référence. Toutefois, la possibilité offerte par la technique photogrammétrique de relever un certain nombre de points au moyen d'une seule photographie permet d'entreprendre une autre procédure d'étalonnage parallèle à la détermination de la position réelle de la cible. En principe la possibilité d'enregistrer une cible donnée sur un certain nombre de photographies conduit à obtenir un système surdéterminé, que l'on peut résoudre par la méthode des moindres carrés. Cette approche permet de connaître les paramètres de projection en résolvant un système restreint d'équations, et d'en déduire par la suite les coordonnées des points cibles; elle est connue sous le nom de «méthode des gerbes perspectives».

Il y a une similitude entre la méthode fondée sur un système de mesures à l'aide de plusieurs théodolites et la technique photogrammétrique; les deux procédés font appel à la triangulation pour déterminer les coordonnées de la cible. Il existe cependant une différence importante au sens où la technique photogrammétrique n'exige pas une détermination précise de la position de la station instrumentale. Celle-ci peut être établie à partir des mesures effectuées, puisque l'on suppose toujours, à l'emplacement de la station de référence, le caractère stigmatique des rayons qui restituent l'image des cibles sur une photographie.

La photogrammétrie est d'autant plus précise que les photographies sont plus nombreuses; de plus elle facilite le relevé d'un plus grand nombre de points, et à partir d'emplacements plus nombreux, par comparaison aux mesures au théodolite. La photogrammétrie est par ailleurs très «rapide», ce qui est intéressant en présence de paramètres dépendant du temps, comme c'est généralement le cas. (Les mesures mécaniques effectuées sur des antennes de grandes dimensions doivent souvent être effectuées la nuit avec un couvert nuageux suffisant, pour assurer une température constante). Joint à la puissance susmentionnée de la procédure d'étalonnage, ces avantages font de la photogrammétrie une technique de détermination des coordonnées d'une précision supérieure à celle des mesures au théodolite. La photogrammétrie permet couramment d'atteindre des précisions D/σ , de 250 000, tandis que des valeurs de 500 000 voire 1 000 000 sont parfaitement possibles, si l'on procède à un relevé photogrammétrique méticuleux d'une grande antenne. Toutefois, du fait que pendant les mesures l'antenne est habituellement inclinée pratiquement à l'horizontale, il y a un risque de déformations non représentatives dues à la pesanteur.

Puisque la photogrammétrie autorise le relevé d'un grand nombre de points, on peut constater - par comparaison aux autres techniques de mesure - une meilleure expression de la surface du réflecteur principal ou du réflecteur auxiliaire de l'antenne. Le traitement de ces données par une méthode quelconque, telle que PO ou GO + GTD, peut donner une estimation satisfaisante du diagramme de rayonnement dans un secteur angulaire étendu.

ANNEXE 3

Exemples de résultats de modélisations sur ordinateur

1 Introduction

Un progiciel disponible sur le marché¹ a été utilisé pour modéliser le diagramme de rayonnement d'une grande antenne de radioastronomie. Les résultats obtenus font apparaître l'effet de différents paramètres sur les prévisions du modèle et l'importance de certaines caractéristiques mécaniques.

2 Méthodologie de modélisation

Le modèle associe l'approche de l'optique physique et celle de la théorie géométrique de la diffraction.

Pour les calculs suivant les lois de l'optique physique, la surface du réflecteur est divisée en un quadrillage de surfaces élémentaires. Le champ rayonné est obtenu par intégration des courants de surface en chaque point du quadrillage. Pour simuler l'effet de masquage de l'ouverture, les courants de surface sont mis à zéro dans la zone d'ombre de la source primaire à la surface du réflecteur.

L'approche de la théorie géométrique de la diffraction procède en trois étapes:

1. Choix des rayons électromagnétiques déterminants.
2. Tracé géométrique des rayons
3. Calcul du champ

L'application d'une procédure simple de correction en fonction des zones caustiques permet de lisser le champ diffracté aux angles voisins de la direction caustique. Il est néanmoins impossible de prévoir précisément la valeur du champ dans l'axe de visée à proximité de la zone caustique.

¹ «GRASPC» mis au point par TICRA (Danemark).

Le temps de calcul requis pour la méthode de la théorie géométrique de la diffraction (GTD) est habituellement moins important, par comparaison à l'approche de l'optique physique (PO). Sauf lorsque sa précision est insuffisante, cette méthode est donc utilisée pour tous les angles. Du fait de la présence d'un secteur caustique au voisinage de l'axe de visée, l'approche de l'optique physique est suivie pour les angles correspondant à ce secteur.

Les supports sont pris en compte par une méthode fondée sur la notion de rapport de champ induit (IFR, *Induced Field Ratio*). A des fins de simplification, le support est supposé circulaire et sa contribution au rayonnement est limitée au calcul en champ proche.

La surface du réflecteur auxiliaire peut subir des déformations de surface aléatoires. Les déformations sont mises en corrélation sur une distance compatible avec la taille des panneaux individuels qui forment la surface du réflecteur.

3 Paramètres mécaniques de l'antenne

L'antenne de radioastronomie Lovell Mk1A, située à Jodrell Bank au Royaume-Uni, a fait objet d'une modélisation. Les principaux paramètres de cette antenne figurent au Tableau 3.

4 Résultats de la modélisation

L'antenne a été modélisée à 150 MHz et à 5 000 MHz, en champ lointain, avec et sans supports. Les effets des fluctuations de la distance d'observation en champ proche, et ceux des déformations de surface ont été étudiés.

L'antenne a également été modélisée à 1 420 MHz afin de comparer les résultats aux mesures réalisées à la même fréquence.

Tous les résultats obtenus se rapportent à l'antenne Mk 1A, celle-ci étant supposée émettre en polarisation circulaire. Le récepteur est censé utiliser la polarisation verticale. Tous les diagrammes de rayonnement sont établis pour le plan d'azimut, l'antenne pointée à l'horizontale.

TABLEAU 3

Paramètres du télescope de radioastronomie Mk 1A

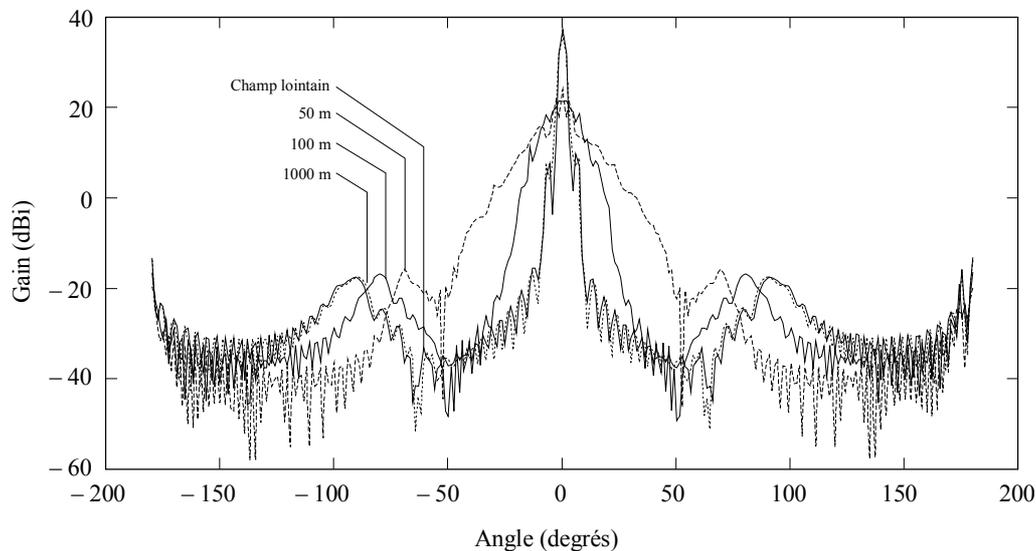
Diamètre	76,2 m (ouverture circulaire)
Distance focale	22,9 m (foyer primaire)
Gamme de fréquences	150-5 000 MHz
Supports	L'antenne Mk 1A est munie d'un pylône central soutenant la source primaire, représenté par 4 supports individuels (diamètre: 0,2 m)
Boîtier de source primaire	3,8 m (diamètre)
Diagramme de rayonnement primaire	Parabolique (13 dB au-dessous du maximum à 59°)
Déformations de surface	6 mm eff (25mm crête à crête)
Distance de corrélation des déformations de surface	2,8 m

4.1 Résultats en champ lointain et en champ proche à 150 MHz

La Fig. 6 représente le diagramme de rayonnement à 150 MHz, compte tenu des déformations de surface et sans supports. La méthode de l'optique physique a été utilisée pour les angles inférieurs ou égaux à $7,06^\circ$ par rapport à l'axe de visée, et celle de la théorie géométrique de la diffraction aux autres angles. Les 4 tracés mettent en évidence l'évolution du diagramme de rayonnement lorsque le point d'observation passe du champ lointain à des distances en champ proche de plus en plus petites. A cette fréquence la distance en champ lointain est de 5,8 km.

On peut constater que les diagrammes en champ proche à 1 000 m et en champ lointain sont pratiquement identiques. A des distances de 100 m et 50 m, la largeur du lobe principal augmente et le gain maximum diminue. Dans l'espace compris entre $\pm 130^\circ$, le gain au niveau de l'enveloppe du lobe latéral varie peu. Suivant ces angles, les rayons déterminants sont les rayons diffractés par le bord.

FIGURE 6
Rayonnement en champ lointain et en champ proche de l'antenne Mk 1A à 5000 MHz



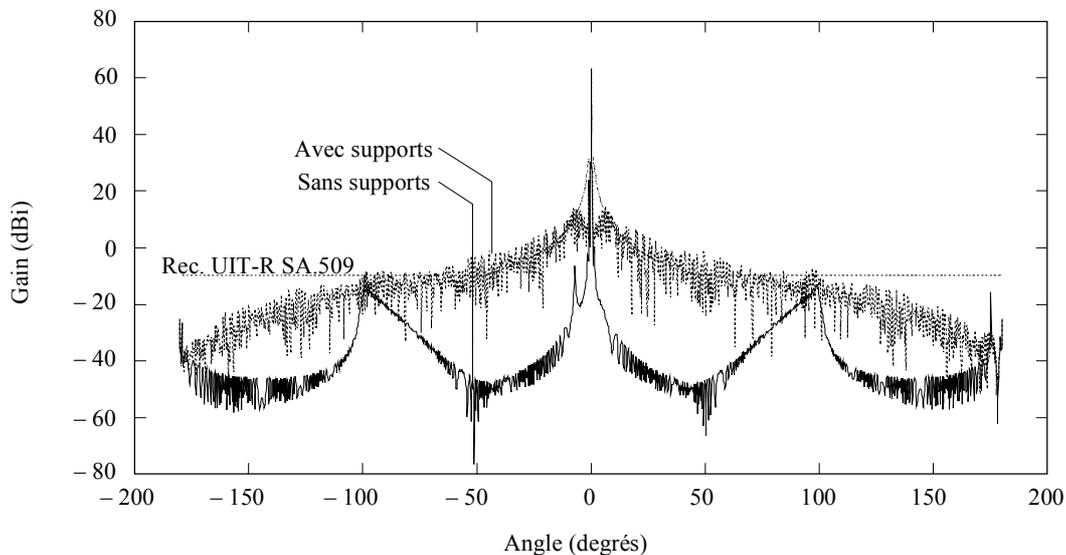
1345-06

4.2 Rayonnement en champ lointain à 5 000 MHz, avec et sans supports

La Fig. 7 représente le diagramme de rayonnement en champ lointain de l'antenne Mk 1A à 5 000 MHz. La modélisation rend compte de déformations de surface aléatoires. La méthode de l'optique physique a été utilisée pour les angles inférieurs à $0,21^\circ$ par rapport à l'axe de visée et celle de la théorie géométrique de la diffraction aux autres angles. Un tracé représente le diagramme de rayonnement sans supports, l'autre avec supports. Le diagramme de rayonnement de référence tiré de la Recommandation UIT-R SA.509 est reproduit.

Si l'on fait abstraction des supports, l'effet de débordement (rayonnement directement reçu ou émis par la source) se manifeste par la présence des crêtes dans un secteur angulaire compris entre $+100^\circ$ et -100° . Si l'on tient compte des supports, la forte dispersion prévue par le modèle tend à masquer les effets de débordement; dans ce cas le gain dépasse le gain de référence seulement aux angles inférieurs à 100° par rapport à l'axe de visée.

FIGURE 7
Rayonnement en champ lointain de l'antenne Mk 1A à 5000 MHz, avec et sans supports



1345-07

4.3 Rayonnement en champ lointain à 5 000 MHz, avec et sans déformations de surface

La Fig. 8 illustre l'incidence de l'utilisation d'un autre nombre générateur de séquence aléatoire pour établir la distribution des défauts de surface aléatoires. La figure présente trois tracés en champ lointain relatifs à l'antenne MK 1A à 5 000 MHz. Pour la clarté de la présentation, ils sont séparés de 50 dB. Le premier donne le rayonnement prévu en l'absence de déformations de surface, les deux autres montrent l'incidence de la distribution aléatoire choisie. La méthode de l'optique physique a été utilisée pour les angles inférieurs ou égaux à $0,21^\circ$ par rapport à l'axe de visée et celle de la théorie géométrique de la diffraction aux autres angles.

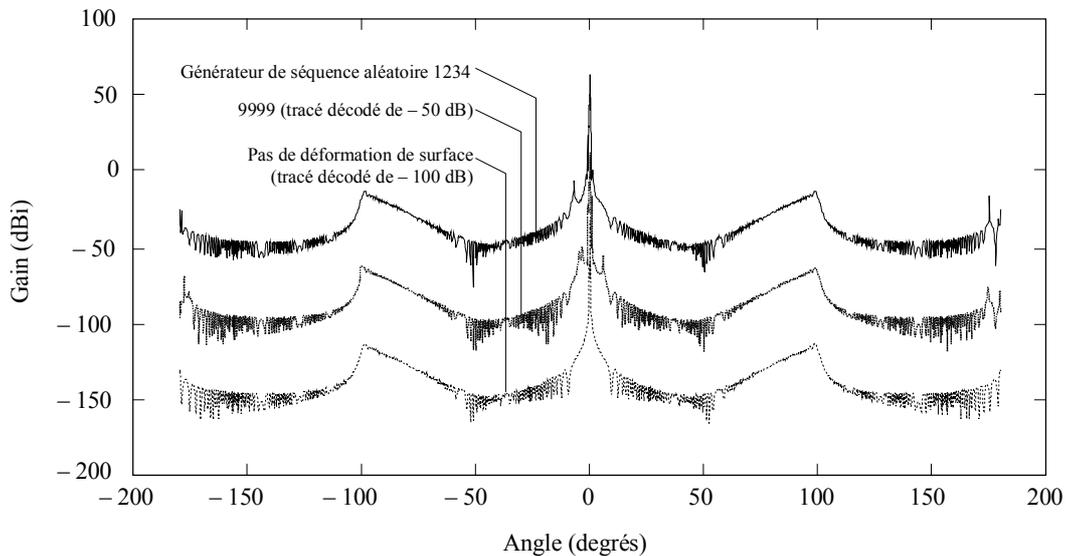
On peut constater que les déformations de surface produisent des «pointes» à proximité du faisceau principal. Les «pointes» dépassent d'environ 10 dB le niveau de rayonnement en l'absence de déformations de surface. Au-delà de 10° par rapport à l'axe de visée, les déformations de surface semblent avoir une incidence limitée. La prise en compte de dispersion par les supports (comme le montre la Fig. 7) masquerait les «pointes» au voisinage de l'axe de visée.

4.4 Rayonnement en champ lointain et en champ proche à 5 000 MHz, sans supports

La Fig. 9 correspond à l'observation du rayonnement de l'antenne en champ proche. Les tracés se rapportent à l'antenne Mk 1A à 5 000 MHz, en présence de déformations de surface, en champ proche, à trois distances différentes. La méthode de l'optique physique a été utilisée pour les angles inférieurs ou égaux à $0,21^\circ$ par rapport à l'axe de visée et celle de la théorie géométrique de la diffraction aux autres angles. Pour la clarté de la présentation, ils sont séparés de 70 dB.

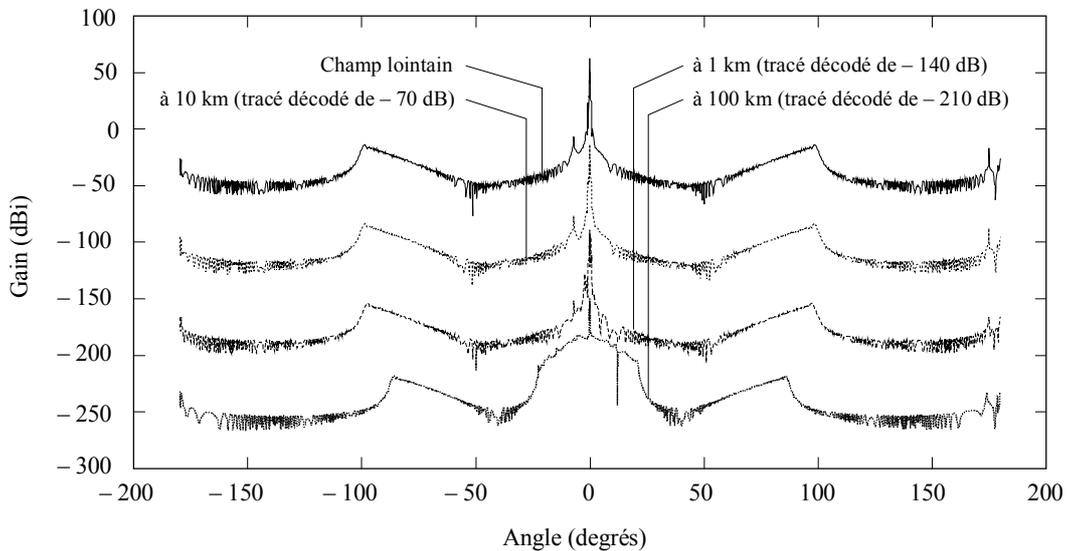
Les valeurs prévues par le modèle en champ proche à une distance de 10 km sont pratiquement identiques à celles du tracé en champ lointain. A une distance d'observation de 1 km, le faisceau principal s'élargit et le gain maximum diminue. A 100 m le faisceau principal s'élargit encore et le gain maximum est encore plus faible. Au-delà de $\pm 50^\circ$ le gain dans le lobe latéral connaît peu de variations. Les crêtes au voisinage de 100° sont dues au débordement de la source primaire. L'angle auquel interviennent les crêtes de débordement varie lorsque la distance d'observation diminue. En effet le centre du système de coordonnées est situé au centre du réflecteur principal, et l'angle compris entre l'axe de visée et le bord du réflecteur principal varie avec la distance.

FIGURE 8
Rayonnement en champ lointain 1A à 5000 MHz, avec et sans déformations de surface



1345-08

FIGURE 9
Rayonnement en champ lointain et en champ proche de l'antenne Mk 1A à 5000 MHz sans supports



1345-09

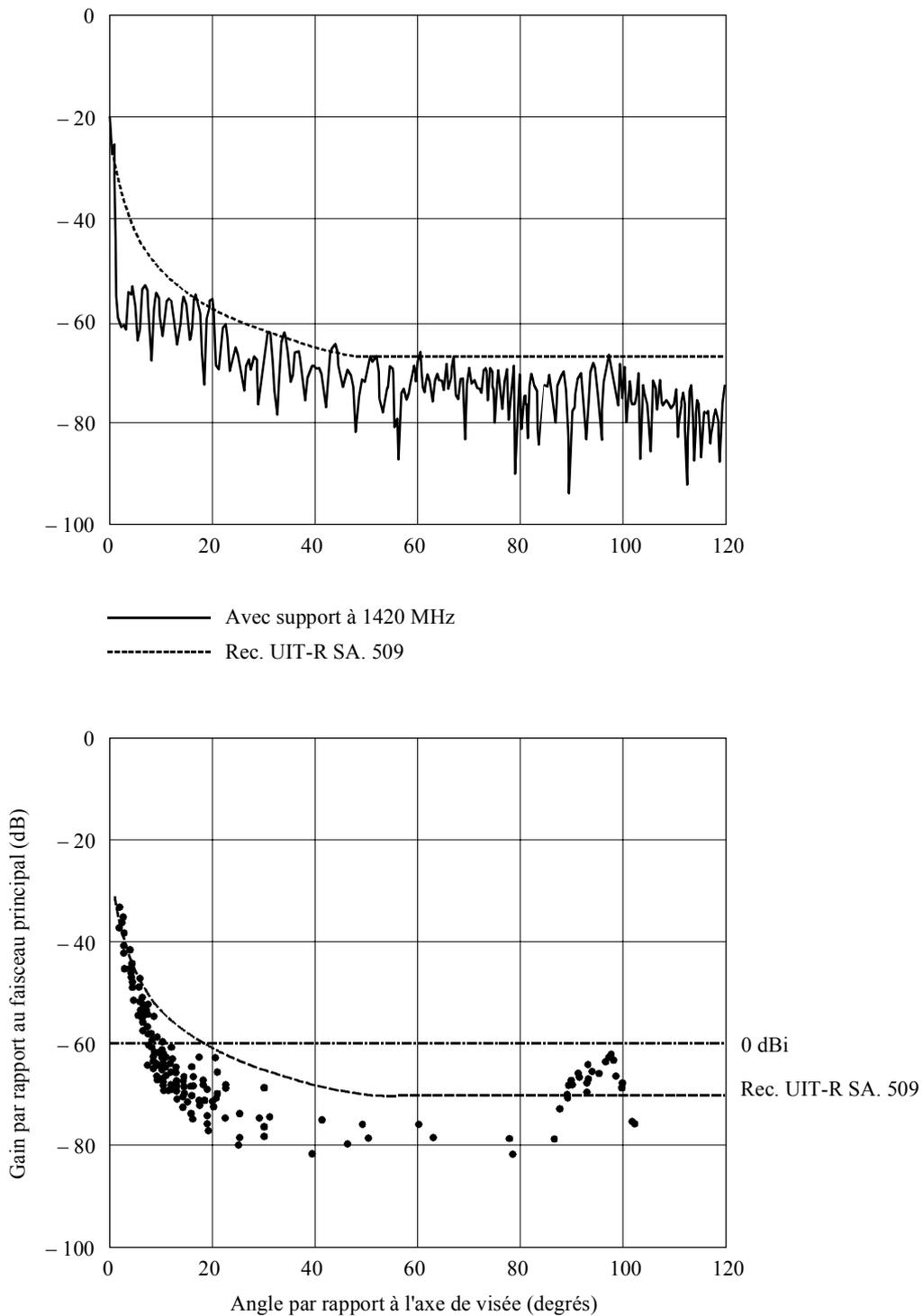
4.5 Comparaison du rayonnement mesuré et des prévisions du modèle

La Fig. 10a) représente le rayonnement prévu en champ lointain pour l'antenne Mk 1A à 1 420 MHz. Le gain est rapporté au gain maximum de 57 dBi. La Fig. 10b) présente les mesures de gain réalisées à la même fréquence. La crête du signal mesuré au voisinage de 95° est due au phénomène de débordement.

Il apparaît que le modèle sous-estime le rayonnement dans les lobes latéraux au voisinage du faisceau principal (pour des angles voisins de 15°), ainsi que l'importance du phénomène de débordement. En ce qui concerne les valeurs du rayonnement dans le lobe latéral entre 15° et 80°, les échantillons de mesures sont peu nombreux, mais les valeurs prévues ne semblent guère s'en écarter.

FIGURE 10

Antenne Mk 1A à 1420 MHz: a) prévision en champ lointain du modèle (haut),
b) gain mesuré (bas)



5 Conclusions

Les différents facteurs à prendre en compte (supports de la source primaire, diagramme de rayonnement de la source primaire et déformations de surface) dans la modélisation du rayonnement des grandes antennes dans le lobe latéral, ont été passés en revue.

5.1 Supports de la source d'alimentation

Dans un vaste secteur angulaire, le rayonnement dans le lobe latéral est dû essentiellement au champ diffusé par les supports. Dans ce secteur, la précision de la modélisation des supports est donc déterminante.

5.2 Diagramme de rayonnement de la source primaire

Pour certains angles d'observation, le rayonnement de débordement (rayonnement direct de la source primaire) peut constituer un facteur prépondérant. Sur de nombreuses antennes, le rayonnement de débordement produit la crête la plus importante au niveau de l'enveloppe du lobe latéral éloigné. Dans le cas de l'antenne Mk 1A, le débordement est prépondérant approximativement de 90° à 100° . Aussi le diagramme de rayonnement du cornet d'alimentation, en particulier aux angles voisins de l'angle de débordement, est-il un important facteur à prendre en compte.

5.3 Déformations de surface

Les déformations de la surface du réflecteur peuvent avoir pour effet d'augmenter le gain dans les lobes latéraux en champ proche. Ce phénomène peut prendre de l'importance aux longueurs d'onde du même ordre de grandeur que la taille des irrégularités de surface.
