

RECOMMANDATION UIT-R P.526-7

Propagation par diffraction

(Question UIT-R 202/3)

(1978-1982-1992-1994-1995-1997-1999-2001)

L'Assemblée des radiocommunications de l'UIT,

considérant

a) qu'il est nécessaire de fournir des renseignements d'ingénierie pour le calcul du champ sur des trajets avec diffraction,

recommande

1 que les méthodes décrites dans l'Annexe 1 soient utilisées pour le calcul du champ sur des trajets avec diffraction, lesquels peuvent comporter une surface terrestre sphérique ou un terrain irrégulier qui comprend éventuellement différentes sortes d'obstacles.

ANNEXE 1

1 Introduction

Bien que la diffraction soit produite seulement par la surface du sol ou par d'autres obstacles, on doit tenir compte de la réfraction moyenne de l'atmosphère le long du trajet pour évaluer ses caractéristiques géométriques dans son plan vertical (angle de diffraction, rayon de courbure, hauteur d'obstacle). A cet effet, le profil du terrain doit être tracé avec le rayon terrestre équivalent convenable (Recommandation UIT-R P.834). En l'absence d'autres indications, on peut tabler sur un rayon terrestre équivalent de 8 500 km.

2 Ellipsoïdes et zones de Fresnel

L'étude de la propagation des ondes radioélectriques entre deux points A et B conduit à subdiviser l'espace par une famille d'ellipsoïdes, appelés ellipsoïdes de Fresnel, ayant tous comme foyers les points A et B, tels qu'un point quelconque M d'un de ces ellipsoïdes satisfait la relation:

$$AM + MB = AB + n \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

dans laquelle n est un nombre entier qui caractérise l'ellipsoïde considéré ($n = 1$ correspond au premier ellipsoïde de Fresnel, etc.) et λ est la longueur d'onde.

Comme règle pratique, on considère que la propagation est en visibilité directe, c'est-à-dire avec des phénomènes de diffraction négligeables, s'il n'y a aucun obstacle à l'intérieur du premier ellipsoïde de Fresnel.

Le rayon d'un ellipsoïde, en un point situé entre l'émetteur et le récepteur, est donné par la formule suivante:

$$R_n = \left[\frac{n \lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

soit, en unités pratiques:

$$R_n = 550 \left[\frac{n d_1 d_2}{(d_1 + d_2) f} \right]^{1/2} \quad (3)$$

dans laquelle f est la fréquence (MHz), d_1 et d_2 sont les distances (km) de l'émetteur et du récepteur au point où l'on calcule le rayon de l'ellipsoïde (m).

Pour certains problèmes, on est amené à considérer des zones de Fresnel qui sont les zones obtenues en prenant l'intersection d'une famille d'ellipsoïdes par un plan. La zone d'ordre n est la partie comprise entre les courbes obtenues avec les ellipsoïdes n et $n - 1$ respectivement.

3 Diffraction sur une terre sphérique

On peut calculer l'affaiblissement de transmission supplémentaire dû à la diffraction sur une terre sphérique au moyen de la formule classique de la série des résidus. Un logiciel de calcul GRWAVE, disponible auprès de l'UIT, utilise la méthode complète. La Recommandation UIT-R P.368 contient un sous-ensemble des résultats de ce programme (pour les antennes proches du sol et à des fréquences inférieures). A de grandes distances au-delà de l'horizon, seul le premier terme de cette série est important. On peut l'écrire sous forme du produit d'un terme de distance F et de deux termes de gain de hauteur, G_T et G_R . Les § 3.1 et 3.2 indiquent comment ces termes peuvent se déduire soit de formules simples soit de nomogrammes.

Il est important de noter que:

- les méthodes décrites aux § 3.1 et 3.2 sont valables seulement pour les trajets transhorizon;
- les résultats sont plus fiables dans la zone où l'effet d'écran est important, bien au-delà de l'horizon;
- l'affaiblissement dans la zone où l'effet d'écran est important sera limité, dans la pratique, par la diffusion troposphérique.

3.1 Calculs numériques

3.1.1 Influence des caractéristiques électriques de la surface de la Terre

On peut déterminer l'importance de l'influence des caractéristiques électriques de la surface de la Terre influant sur l'affaiblissement de diffraction en calculant un facteur normalisé d'admittance de surface, K , donné par les formules:

en unités cohérentes:

$$K_H = \left(\frac{2\pi a_e}{\lambda} \right)^{-1/3} \left[(\varepsilon - 1)^2 + (60 \lambda \sigma)^2 \right]^{-1/4} \quad \text{pour la polarisation horizontale} \quad (4)$$

et

$$K_V = K_H \left[\varepsilon^2 + (60 \lambda \sigma)^2 \right]^{1/2} \quad \text{pour la polarisation verticale} \quad (5)$$

ou, en unités pratiques:

$$K_H = 0,36 (a_e f)^{-1/3} \left[(\varepsilon - 1)^2 + (18\,000 \sigma / f)^2 \right]^{-1/4} \quad (4a)$$

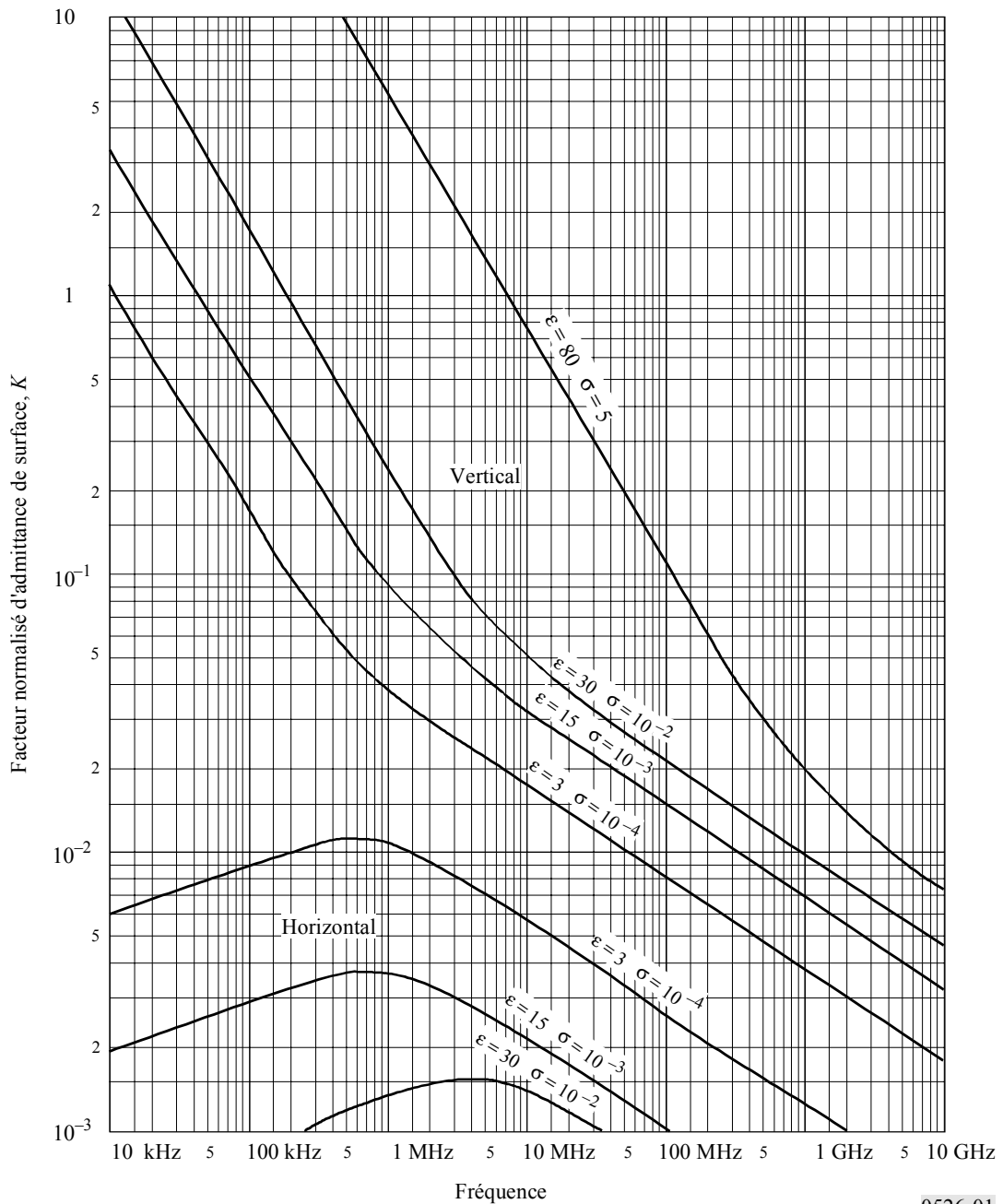
$$K_V = K_H \left[\varepsilon^2 + (18\,000 \sigma / f)^2 \right]^{1/2} \quad (5a)$$

où:

- a_e : rayon terrestre équivalent (km)
- ϵ : permittivité relative équivalente
- σ : conductivité équivalente (S/m)
- f : fréquence (MHz).

Les valeurs caractéristiques de K sont indiquées à la Fig. 1.

FIGURE 1
Calcul de K



Si K est inférieur à 0,001, les caractéristiques électriques de la Terre sont sans influence. Si K est supérieur à 0,001, il convient d'utiliser les formules appropriées données ci-après.

3.1.2 Formules du champ de diffraction

Le champ de diffraction, E , par rapport au champ en espace libre, E_0 , est donné par la formule:

$$20 \log \frac{E}{E_0} = F(X) + G(Y_1) + G(Y_2) \quad \text{dB} \quad (6)$$

où X est la longueur normalisée du trajet entre les antennes situées à des hauteurs normalisées Y_1 et Y_2 (et où $20 \log \frac{E}{E_0}$ est en général négatif).

En unités cohérentes:

$$X = \beta \left(\frac{\pi}{\lambda a_e^2} \right)^{1/3} d \quad (7)$$

$$Y = 2 \beta \left(\frac{\pi^2}{\lambda^2 a_e} \right)^{1/3} h \quad (8)$$

soit, en unités pratiques:

$$X = 2,2 \beta f^{1/3} a_e^{-2/3} d \quad (7a)$$

$$Y = 9,6 \times 10^{-3} \beta f^{2/3} a_e^{-1/3} h \quad (8a)$$

où:

d : longueur du trajet (km)

a_e : rayon terrestre équivalent (km)

h : hauteur d'antenne (m)

f : fréquence (MHz).

β est un paramètre qui tient compte de la nature du sol et de la polarisation. Il est relié à K par la formule semi-empirique suivante:

$$\beta = \frac{1 + 1,6 K^2 + 0,75 K^4}{1 + 4,5 K^2 + 1,35 K^4} \quad (9)$$

En polarisation horizontale à toutes fréquences, et en polarisation verticale au-dessus de 20 MHz sur terre ou 300 MHz sur mer, β peut être pris égal à 1.

En polarisation verticale au-dessous de 20 MHz sur terre ou 300 MHz sur mer, on doit calculer β en fonction de K . Cependant, on peut alors négliger ε et écrire:

$$K^2 \approx 6,89 \frac{\sigma}{k^{2/3} f^{5/3}} \quad (9a)$$

σ étant exprimé en S/m, f (MHz) et k étant le facteur multiplicatif du rayon terrestre.

Le terme dépendant de la distance est donné par la formule:

$$F(X) = 11 + 10 \log(X) - 17,6 X \quad (10)$$

Le terme de gain de hauteur $G(Y)$ est donné par les formules suivantes:

$$G(Y) \cong 17,6(Y - 1,1)^{1/2} - 5 \log(Y - 1,1) - 8 \quad \text{pour} \quad Y > 2 \quad (11)$$

Pour $Y < 2$, la valeur de $G(Y)$ est une fonction de la valeur de K calculée dans le § 3.1.1:

$$G(Y) \cong 20 \log(Y + 0,1 Y^3) \quad \text{pour} \quad 10 K < Y < 2 \quad (11a)$$

$$G(Y) \cong 2 + 20 \log K + 9 \log(Y/K) [\log(Y/K) + 1] \quad \text{pour} \quad K/10 < Y < 10 K \quad (11b)$$

$$G(Y) \cong 2 + 20 \log K \quad \text{pour} \quad Y < K/10 \quad (11c)$$

3.2 Calcul nomographique

Dans les mêmes conditions d'approximation (prépondérance du premier terme de la série des résidus), on peut aussi faire le calcul par la formule suivante:

$$20 \log \frac{E}{E_0} = F(d) + H(h_1) + H(h_2) \quad \text{dB} \quad (12)$$

où:

E : champ à la réception

E_0 : champ en espace libre à la même distance

d : distance entre les extrémités de la liaison

h_1, h_2 : hauteurs des antennes au-dessus d'une terre sphérique.

Les fonctions F (influence de la distance) et H (gain de hauteur) sont représentées par des nomogrammes aux Fig. 2, 3, 4 et 5.

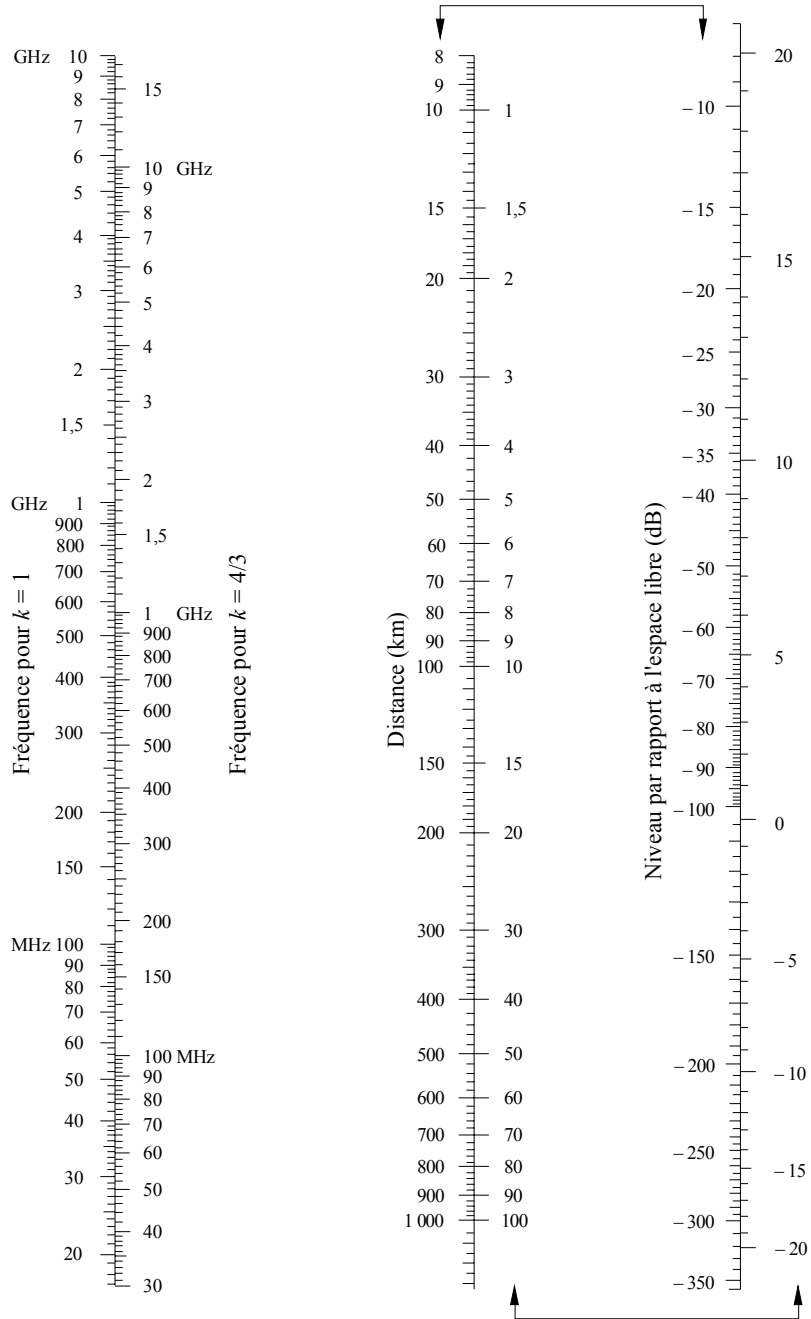
Ces nomogrammes (Fig. 2 à 5) donnent directement le niveau du signal reçu, par rapport au niveau en espace libre, pour $k = 1$, $k = 4/3$ et pour des fréquences supérieures à 30 MHz environ. k est le facteur multiplicatif du rayon terrestre défini dans la Recommandation UIT-R P.310. Cependant, on peut calculer le niveau reçu pour d'autres valeurs de k en utilisant l'échelle des fréquences pour $k = 1$, la fréquence considérée f étant remplacée par une fréquence fictive égale à f/k^2 pour les Fig. 2 et 4 et à f/\sqrt{k} , pour les Fig. 3 et 5.

Très près du sol, le champ est pratiquement indépendant de la hauteur. Ce phénomène est surtout important en polarisation verticale sur un trajet maritime. C'est pourquoi la Fig. 5 comporte un segment vertical AB en trait gras. Si la droite d'alignement coupait ce segment vertical limite AB, il faudrait remplacer la hauteur réelle par une hauteur fictive plus grande, de façon que la droite d'alignement passe juste par le point supérieur A.

NOTE 1 – Si l'on veut obtenir l'affaiblissement par rapport à la propagation en espace libre, il faut inverser le signe des valeurs données par la formule (12). Si la formule (12) donne une valeur supérieure au champ en espace libre, la méthode n'est pas valable.

FIGURE 2

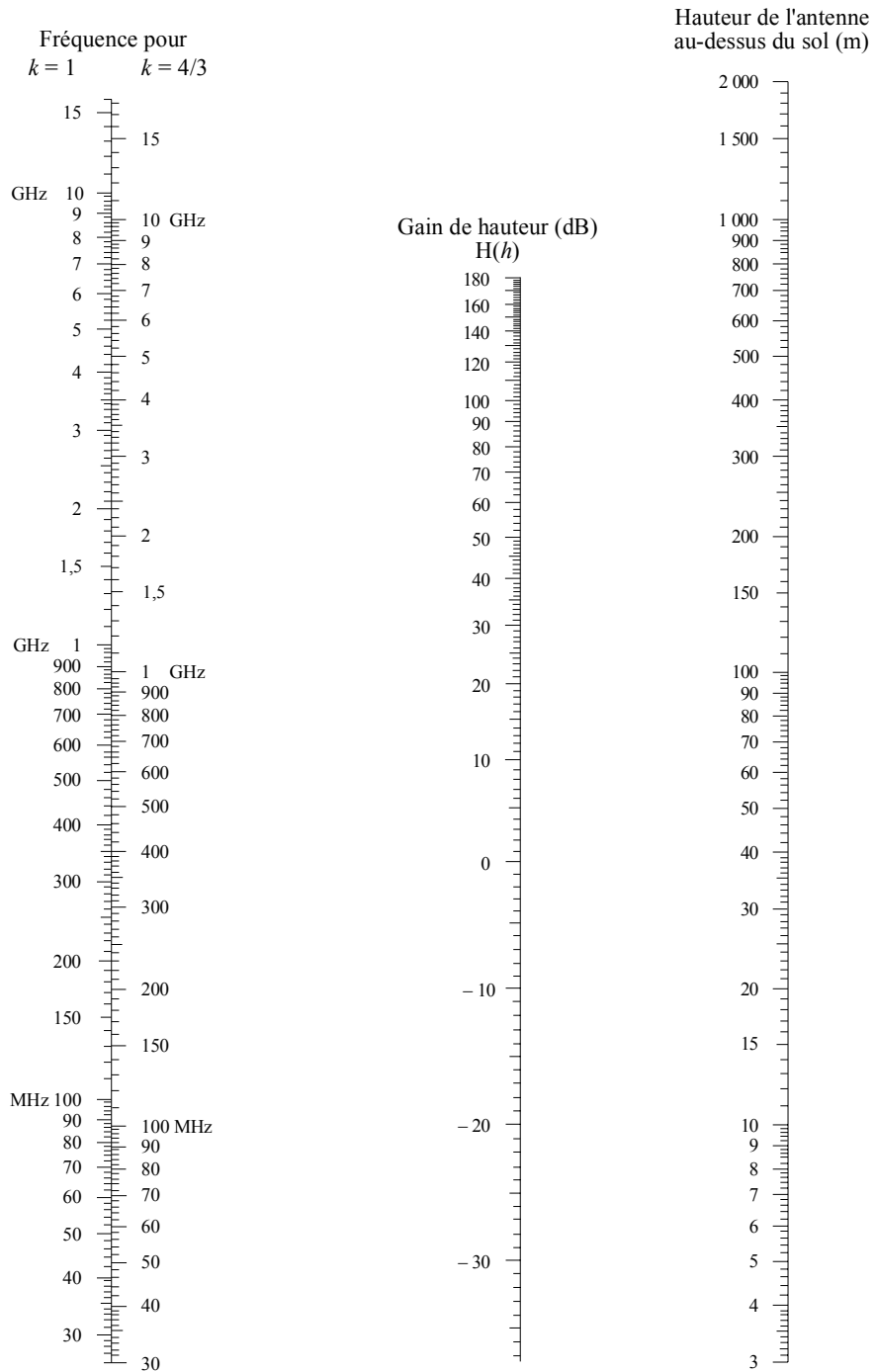
Diffraction sur une terre sphérique – Effet de la distance



Polarisation horizontale – trajet terrestre et maritime
 Polarisation verticale – trajet terrestre

(Les échelles reliées par des flèches doivent être utilisées conjointement)

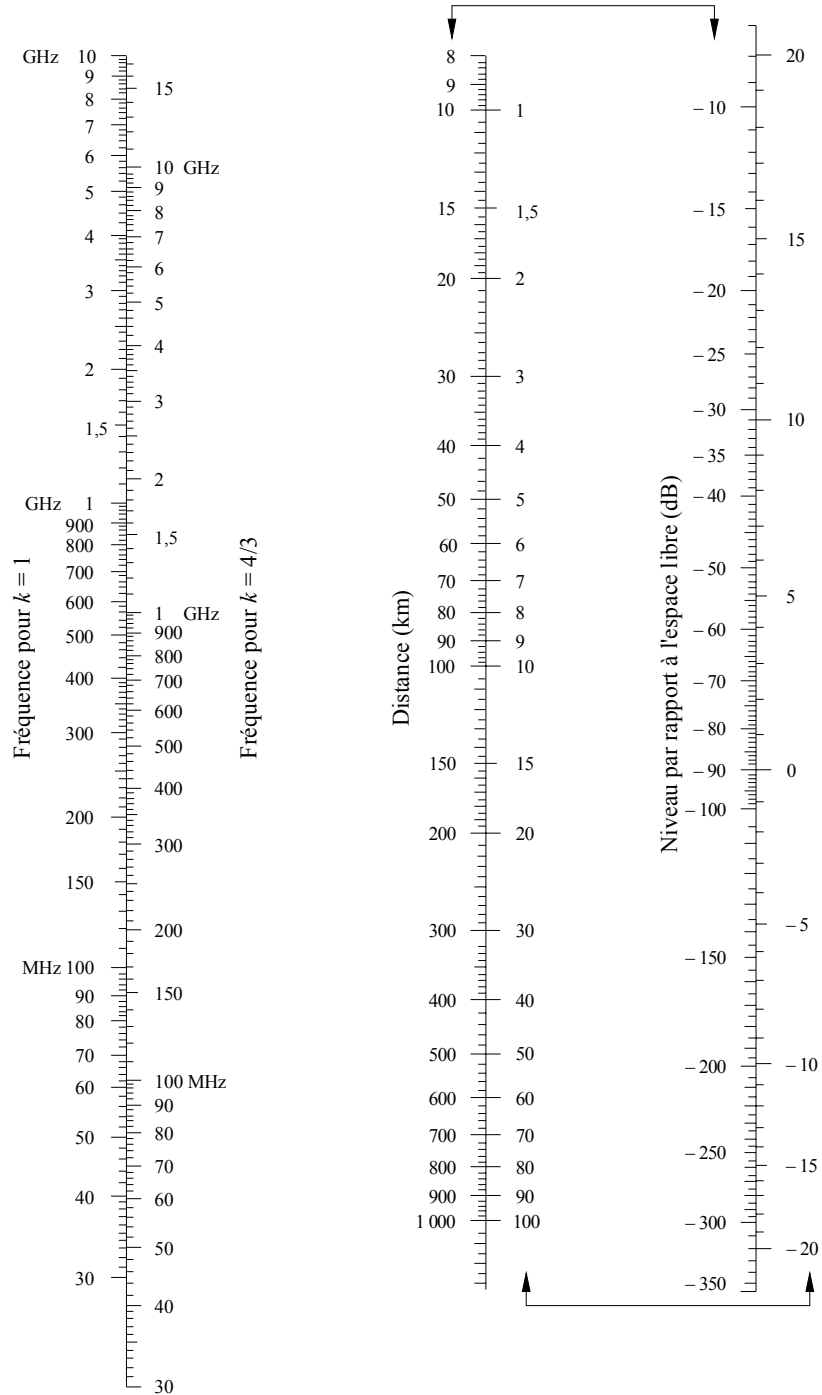
FIGURE 3
 Diffraction sur une terre sphérique – Gain de hauteur



Polarisation horizontale – trajet terrestre et maritime
 Polarisation verticale – trajet terrestre

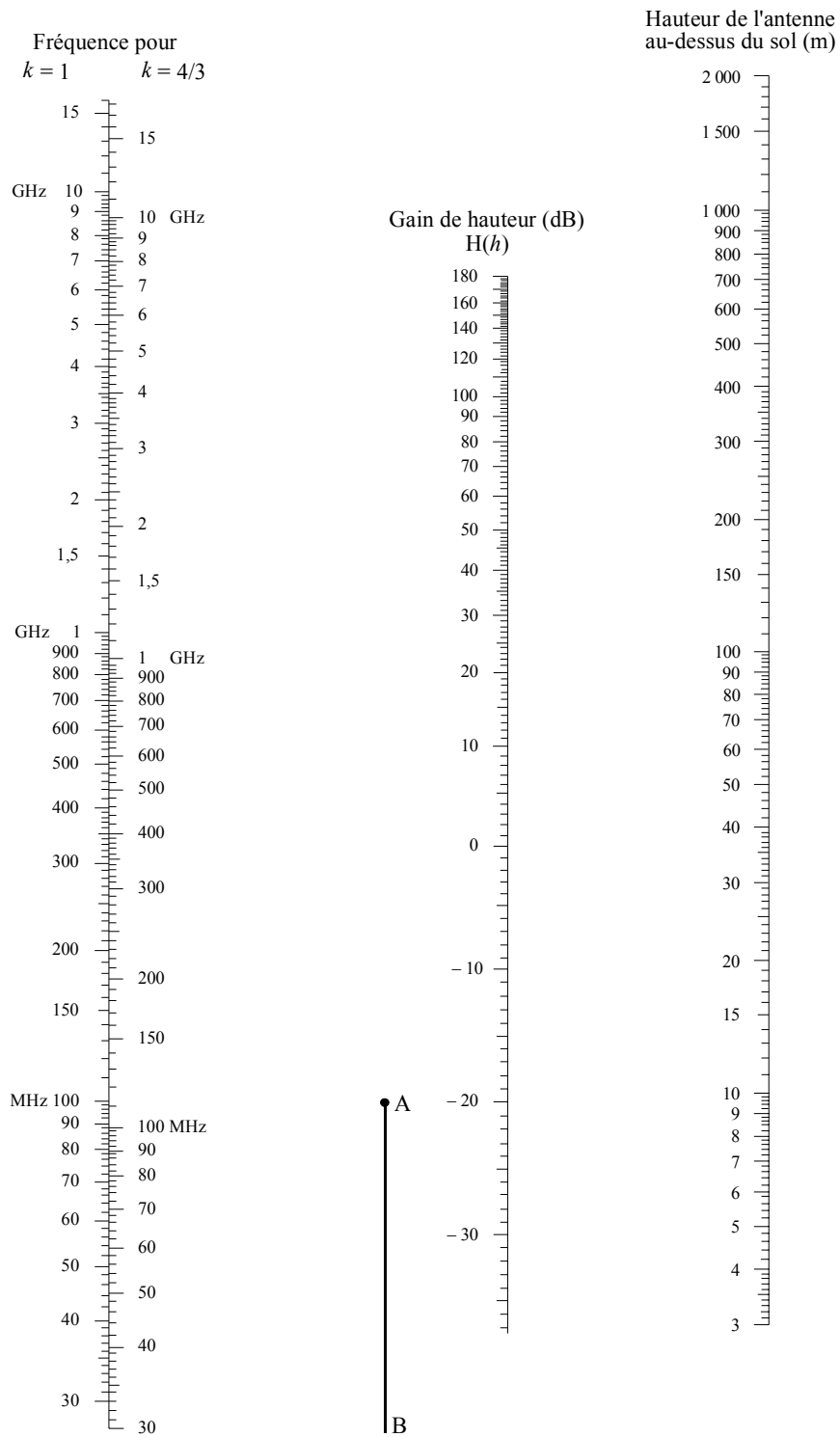
FIGURE 4

Diffraction sur une terre sphérique – Effet de la distance



Polarisation verticale – trajet maritime
(Les échelles reliées par des flèches doivent être utilisées conjointement)

FIGURE 5
 Diffraction sur une terre sphérique – Gain de hauteur



Polarisation verticale – trajet maritime

4 Diffraction par des obstacles ou sur un terrain irrégulier

De nombreux trajets de propagation comportent un ou plusieurs obstacles isolés, et il est intéressant d'estimer les affaiblissements introduits par ceux-ci. Pour les calculer, on est conduit à schématiser la forme des obstacles par une arête vive (en lame de couteau) ou par une arête arrondie et lisse, dont le rayon de courbure est bien défini. Il est bien certain que les obstacles réels ont des formes plus complexes, aussi les indications données dans la présente Recommandation doivent-elles être considérées seulement comme une approximation.

Dans les cas où la distance en ligne droite entre deux terminaux est beaucoup plus courte que le trajet de diffraction, il faut calculer l'affaiblissement de transmission supplémentaire dû à l'allongement du trajet.

On suppose ci-dessous que la longueur d'onde est assez petite par rapport à la taille des obstacles, c'est-à-dire qu'il s'agit principalement d'ondes métriques ou plus courtes ($f > 30$ MHz).

4.1 Obstacle unique à arête en lame de couteau

Dans ce cas extrêmement schématisé (Fig. 6a) et 6b)), toutes les caractéristiques géométriques sont combinées en une seule grandeur scalaire sans dimension qu'on désigne habituellement par v et qui peut prendre diverses formes équivalentes, suivant les caractéristiques géométriques choisies:

$$v = h \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)} \quad (13)$$

$$v = \theta \sqrt{\frac{2}{\lambda \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)}} \quad (14)$$

$$v = \sqrt{\frac{2 h \theta}{\lambda}} \quad (v \text{ est du signe de } h \text{ et de } \theta) \quad (15)$$

$$v = \sqrt{\frac{2 d}{\lambda} \cdot \alpha_1 \alpha_2} \quad (v \text{ est du signe de } \alpha_1 \text{ et de } \alpha_2) \quad (16)$$

où:

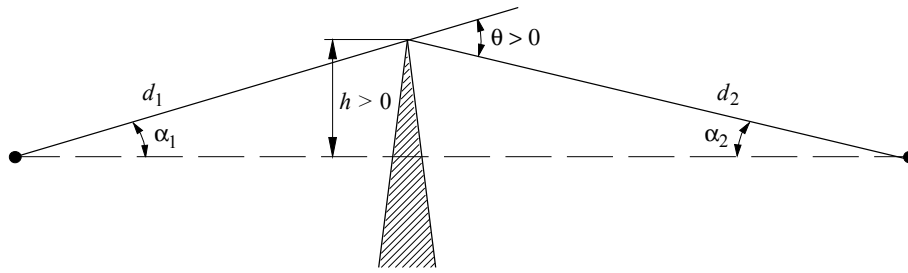
- h : hauteur du sommet de l'arête au-dessus de la droite joignant les deux extrémités du trajet; si le sommet est au-dessous de cette ligne, h est négatif
- d_1, d_2 : distances des deux extrémités du trajet au sommet de l'arête
- d : longueur du trajet
- θ : angle de diffraction (rad); son signe est le même que celui de h ; l'angle θ est supposé inférieur à environ 0,2 rad, soit approximativement 12°
- α_1, α_2 : angles séparant, à partir d'une extrémité, le sommet de l'arête et l'extrémité opposée; α_1 et α_2 sont du signe de h dans les relations ci-dessus.

NOTE 1 – Dans les relations (13) à (16), h, d, d_1, d_2 et λ sont exprimés en unités cohérentes.

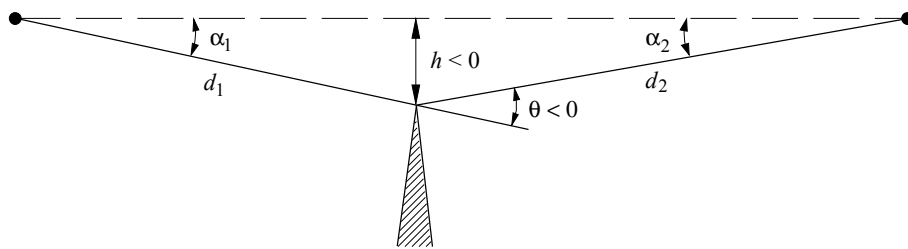
FIGURE 6

Éléments géométriques

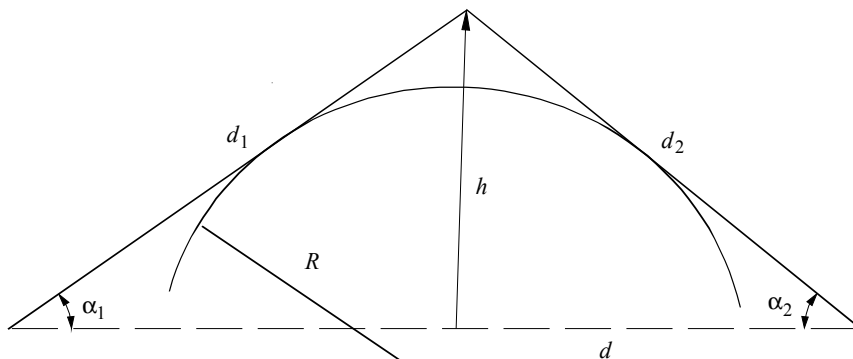
(Pour les définitions de θ , α_1 , α_2 , d , d_1 , d_2 et R , voir les § 4.1 et 4.3)



a)



b)

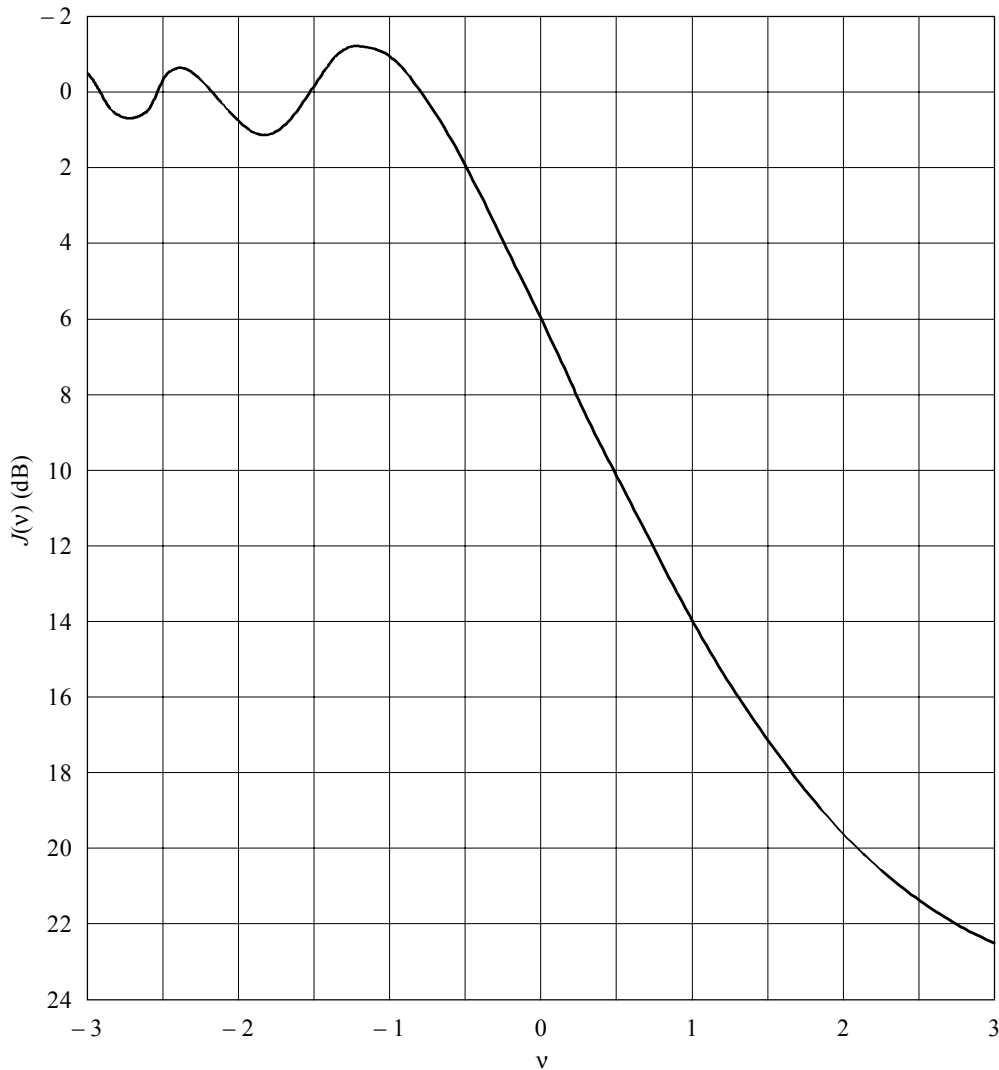


c)

La Fig. 7 donne, en fonction de v , l'affaiblissement (dB) dû à la présence de l'arête. Pour v plus grand que $-0,7$, on peut obtenir une valeur approchée au moyen de la formule:

$$J(v) = 6,9 + 20 \log \left(\sqrt{(v - 0,1)^2 + 1} + v - 0,1 \right) \quad \text{dB} \quad (17)$$

FIGURE 7
Affaiblissement de diffraction sur une arête en lame de couteau



0526-07

4.2 Ecran de largeur finie

Pour éviter les interférences affectant un site de réception (par exemple une petite station terrienne) il arrive qu'on utilise un écran artificiel de dimension finie transversalement à la direction de propagation. Dans ce cas, on peut calculer le champ dans l'ombre de l'écran en considérant trois arêtes en lame de couteau, à savoir le sommet et les deux côtés de l'écran. Les interférences constructives et destructives des trois contributions indépendantes conduisent à des fluctuations rapides du champ sur des distances de l'ordre d'une longueur d'onde. Le modèle simplifié indiqué ci-après fournit une estimation des affaiblissements de diffraction moyen et minimum en fonction de la position. Ce modèle consiste à additionner les amplitudes des contributions individuelles pour obtenir une estimation de l'affaiblissement de diffraction minimum et une addition des puissances

pour obtenir une estimation de l'affaiblissement de diffraction moyen. Le modèle a été validé à l'aide de calculs précis utilisant la théorie uniforme de la diffraction (TUD) et des mesures de grande précision.

Etape 1: Calculer le paramètre géométrique v pour chacune des trois arêtes en lame de couteau (sommet, côté gauche et côté droit) à l'aide de l'une quelconque des relations (13) à (16).

Etape 2: Calculer le facteur d'affaiblissement $j(v) = 10^{J(v)/20}$ associé à chaque arête d'après la relation (17).

Etape 3: Calculer l'affaiblissement de diffraction minimum J_{min} conformément à l'équation suivante:

$$J_{min}(v) = -20 \log \left[\frac{1}{j_1(v)} + \frac{1}{j_2(v)} + \frac{1}{j_3(v)} \right] \quad \text{dB} \quad (18)$$

ou, en variante:

Etape 4: Calculer l'affaiblissement de diffraction moyen J_{av} à partir de l'équation suivante:

$$J_{av}(v) = -10 \log \left[\frac{1}{j_1^2(v)} + \frac{1}{j_2^2(v)} + \frac{1}{j_3^2(v)} \right] \quad \text{dB} \quad (19)$$

4.3 Obstacle unique de sommet arrondi

La géométrie d'un obstacle de sommet arrondi de rayon R est illustrée dans la Fig. 6c). On notera que les distances d_1 et d_2 , et la hauteur h au-dessus de la ligne de base sont toutes mesurées par rapport au point d'intersection des rayons tangents à l'obstacle. L'affaiblissement de diffraction correspondant à cette géométrie peut être calculé sous la forme:

$$A = J(v) + T(m,n) \quad \text{dB} \quad (20)$$

où:

- a) $J(v)$ est l'affaiblissement de Fresnel-Kirchoff provoqué par une arête en lame de couteau équivalente placée de manière à ce que son point culminant se situe au point d'intersection des rayons tangents (sommet fictif). Le paramètre sans dimension v peut être évalué à partir de l'une quelconque des relations (13) à (16) incluses. A titre d'exemple, en unités pratiques, la relation (13) donne:

$$v = 0,0316 h \left[\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda d_1 d_2} \right]^{1/2} \quad (21)$$

où h et λ sont en mètres, et d_1 et d_2 sont en kilomètres.

On peut obtenir $J(v)$ à partir de la Fig. 7 ou de la relation (17). On notera qu'au cas où un obstacle empêche la propagation en visibilité, v est positif et que la relation (17) reste valable.

- b) $T(m,n)$ est l'affaiblissement supplémentaire dû à la courbure de l'obstacle:

$$T(m,n) = k m^b \quad (22a)$$

où:

$$k = 8,2 + 12,0 n \quad (22b)$$

$$b = 0,73 + 0,27 [1 - \exp(-1,43 n)] \quad (22c)$$

et

$$m = R \left[\frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2} \right] \left/ \left[\frac{\pi R}{\lambda} \right]^{1/3} \right. \quad (23)$$

$$n = h \left[\frac{\pi R}{\lambda} \right]^{2/3} \left/ R \right. \quad (24)$$

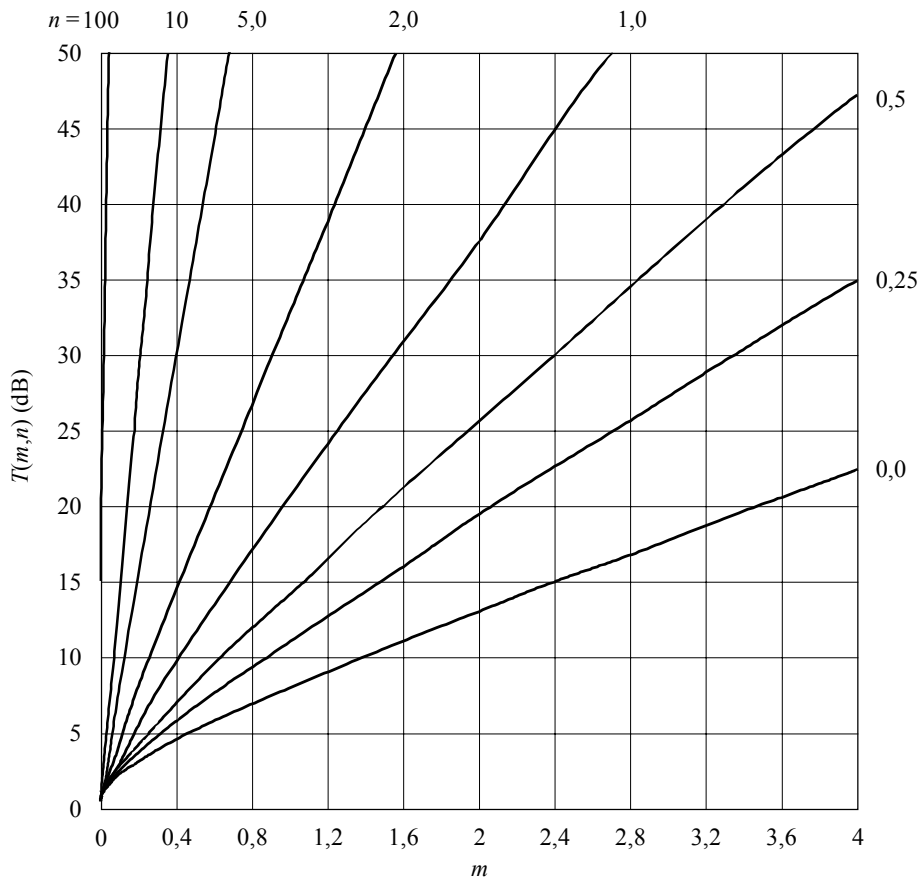
et R , d_1 , d_2 , h et λ sont en unités cohérentes.

$T(m,n)$ peut également être déterminé à partir de la Fig. 8.

On notera que lorsque R tend vers zéro, m , et par conséquent $T(m,n)$, tendent aussi vers zéro. Par conséquent, pour un cylindre de rayon nul, l'équation (20) se réduit au cas de la diffraction par une arête en lame de couteau.

Il est à noter que le modèle à cylindres est prévu pour des accidents de terrain typiques. Il ne convient pas pour les trajets transhorizon passant au-dessus d'un terrain plat ou de la mer, auquel cas on devra de préférence utiliser la méthode décrite au § 3.

FIGURE 8
Valeur de $T(m,n)$ (dB), en fonction de m et n



4.4 Deux arêtes isolées

Cette méthode consiste à appliquer successivement aux deux obstacles la théorie de la diffraction par une arête unique en lame de couteau, le sommet du premier obstacle servant de source à la diffraction sur le second (Fig. 9). Le premier trajet de diffraction défini par les distances a et b et la hauteur h'_1 donne un affaiblissement L_1 (dB). Le deuxième trajet de diffraction défini par les distances b et c et la hauteur h'_2 donne un affaiblissement L_2 (dB). L_1 et L_2 sont calculés en appliquant les formules du § 4.1. Il faut ajouter un terme de correction L_c (dB) pour tenir compte de l'écart b entre les arêtes. L_c peut être évalué à l'aide de la formule suivante:

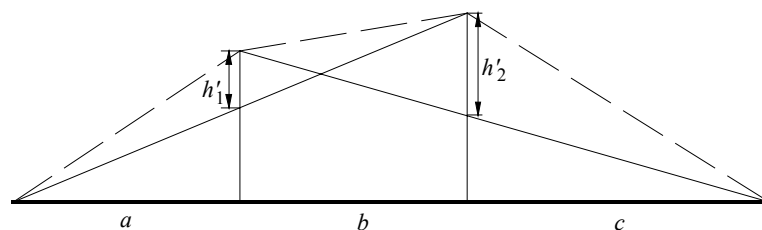
$$L_c = 10 \log \left[\frac{(a + b)(b + c)}{b(a + b + c)} \right] \quad (25)$$

qui est valable lorsque chacune des valeurs L_1 et L_2 dépasse 15 dB environ. L'affaiblissement de diffraction total est alors donné par:

$$L = L_1 + L_2 + L_c \quad (26)$$

La méthode ci-dessus s'avère particulièrement appropriée lorsque les deux arêtes conduisent à des affaiblissements similaires.

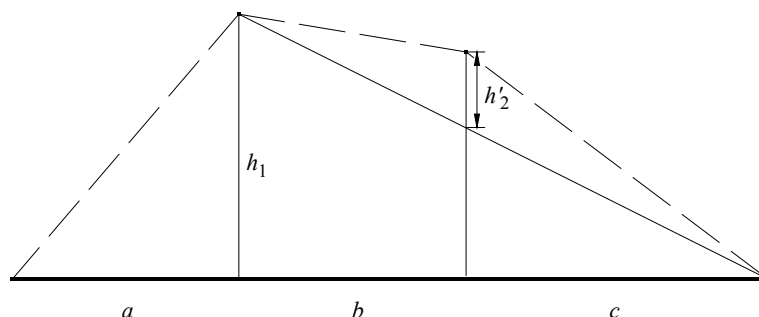
FIGURE 9
Méthode applicable avec deux arêtes isolées



0526-09

Si une arête est prédominante (Fig. 10), le premier trajet de diffraction est défini par les distances a et $b + c$ et par la hauteur h_1 . Le second trajet de diffraction est défini par les distances b et c et par la hauteur h'_2 . Les affaiblissements correspondant à ces deux trajets sont additionnés sans qu'on y ajoute un troisième terme.

FIGURE 10
Méthode applicable avec une arête prédominante



0526-10

La même méthode peut s'appliquer aussi aux cas des obstacles arrondis en utilisant le § 4.3.

Dans les cas où l'on peut identifier sans ambiguïté que l'obstacle à l'origine de la diffraction est un bâtiment à toit plat, une approximation par arête unique en lame de couteau n'est pas suffisante. Il faut calculer la somme vectorielle de deux composantes: l'une qui subit une double diffraction par deux arêtes en lame de couteau et l'autre qui est soumise à une réflexion supplémentaire sur la surface du toit. Il a été montré que, lorsque la réflectivité de la surface du toit et la différence de hauteur entre la surface du toit et les parois latérales n'étaient pas connues avec précision, un modèle à arête double en lame de couteau donnait une bonne estimation de l'intensité du champ diffracté, en négligeant la composante réfléchie.

4.5 Méthode générale applicable dans le cas d'un ou plusieurs obstacles

La méthode décrite ci-dessous est recommandée pour l'estimation de l'affaiblissement de diffraction sur un terrain irrégulier qui présente un ou plusieurs obstacles à la propagation en visibilité. Ce calcul tient compte de la courbure de la Terre en utilisant le concept de rayon terrestre équivalent (voir le § 4.3 de la Recommandation UIT-R P.452). Cette méthode est applicable au cas où une seule procédure générale est nécessaire pour les trajets terrestres au-dessus du sol ou de la mer, en visibilité directe et transhorizon.

On doit disposer d'un profil du trajet radioélectrique sous la forme d'un ensemble d'échantillons donnant les hauteurs du sol au-dessus du niveau de la mer en différents points ordonnés le long du trajet, la première et la dernière étant les hauteurs de l'émetteur et du récepteur au-dessus du niveau de la mer, et d'un ensemble correspondant de distances horizontales depuis l'émetteur. Chaque couple de hauteur et de distance constitue un point du profil auquel on attribue un indice, les indices étant incrémentés d'une extrémité à l'autre du trajet. Bien que ce ne soit pas essentiel pour la méthode, on suppose, dans la description ci-après, que les indices sont incrémentés de l'émetteur vers le récepteur. Il est préférable mais non essentiel que l'espacement horizontal des échantillons du profil soit constant.

La méthode est fondée sur une procédure qui est utilisée de 1 à 3 fois selon le profil du trajet. Cette procédure consiste à déterminer le point d'une section donnée du profil où la caractéristique géométrique v , telle qu'elle est décrite au § 4.1, a la valeur la plus élevée. La section du profil à examiner est définie depuis le point d'indice a jusqu'au point d'indice b ($a < b$). Si $a + 1 = b$, il n'existe pas de point intermédiaire et l'affaiblissement dû à la diffraction pour la section du trajet considérée est nul. Dans les autres cas, on applique la construction en évaluant v_n ($a < n < b$) et en sélectionnant le point ayant la plus grande valeur de v . La valeur de v associée au n^e point du profil est donnée par:

$$v_n = h \sqrt{2d_{ab} / \lambda d_{an} d_{nb}} \quad (27)$$

où:

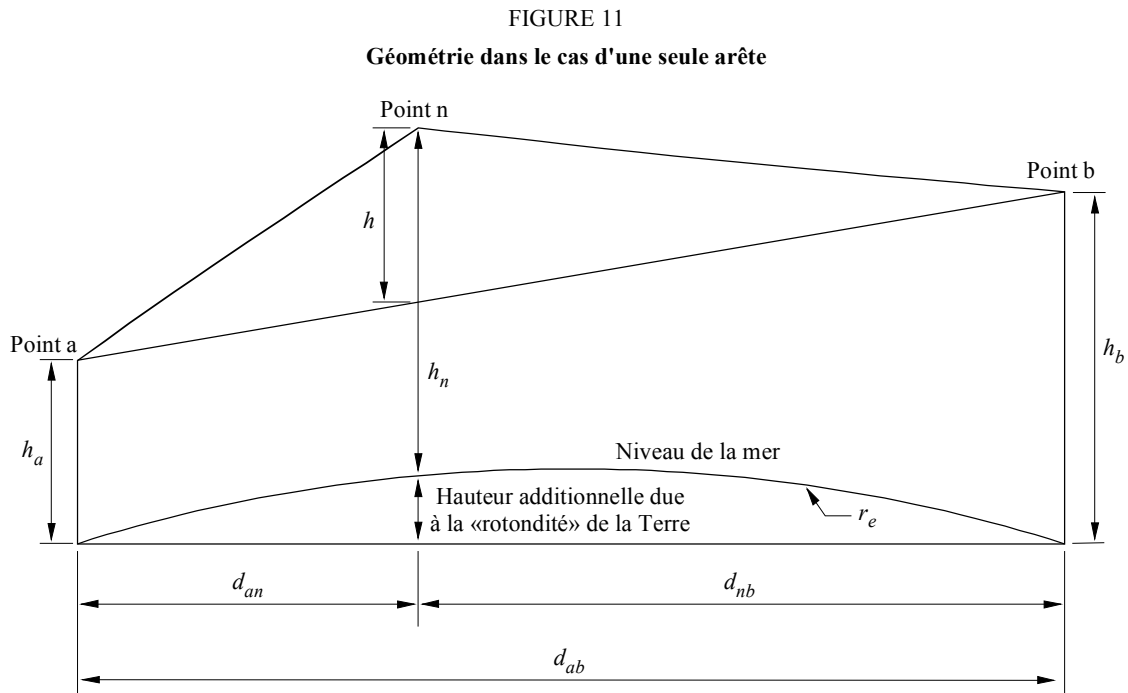
$$h = h_n + [d_{an} d_{nb} / 2 r_e] - [(h_a d_{nb} + h_b d_{an}) / d_{ab}] \quad (27a)$$

- h_a, h_b, h_n : hauteurs (représentées sur la Fig. 11)
 d_{an}, d_{nb}, d_{ab} : distances horizontales (représentées sur la Fig. 11)
 r_e : rayon terrestre équivalent
 λ : longueur d'onde

et toutes les valeurs de h, d, r_e et λ sont dans des unités cohérentes.

L'affaiblissement dû à la diffraction est alors calculé au moyen de la formule (17), qui donne l'affaiblissement $J(v)$ pour une arête en lame de couteau, pour $v > -0,78$ et il est nul dans les autres cas.

Il convient de noter que la formule (27) découle directement de la formule (13). Les éléments géométriques intervenant dans la formule (27a) sont illustrés sur la Fig. 11. Le second terme de la formule (27a) est une bonne approximation de la différence de hauteur au point n due à la courbure de la Terre.



0526-11

On applique d'abord la procédure indiquée ci-dessous à l'ensemble du profil, de l'émetteur au récepteur. On appelle arête principale, p, le point ayant la plus grande valeur de v et on désigne par $J(v_p)$ l'affaiblissement correspondant.

Si $v_p > -0,78$, on applique la procédure encore deux fois:

- entre l'émetteur et le point p pour obtenir v_t et donc $J(v_t)$;
- entre le point p et le récepteur pour obtenir v_r et donc $J(v_r)$.

L'affaiblissement supplémentaire dû à la diffraction pour le trajet est alors donné par:

$$L = J(v_p) + T [J(v_t) + J(v_r) + C] \quad \text{pour } v_p > -0,78 \quad (28a)$$

$$L = 0 \quad \text{pour } v_p \leq -0,78 \quad (28b)$$

où:

C : correction empirique

$$C = 10,0 + 0,04D \quad (29)$$

D : longueur totale du trajet (km)

et

$$T = 1,0 - \exp [-J(v_p) / 6,0] \quad (30)$$

Il convient de noter que la procédure décrite ci-dessus, pour les trajets transhorizon, est fondée sur la méthode de Deygout limitée au maximum à 3 arêtes. Pour les trajets en visibilité directe, elle diffère de la construction de Deygout car deux arêtes secondaires sont encore utilisées lorsque l'arête principale entraîne un affaiblissement dû à une diffraction non nulle.

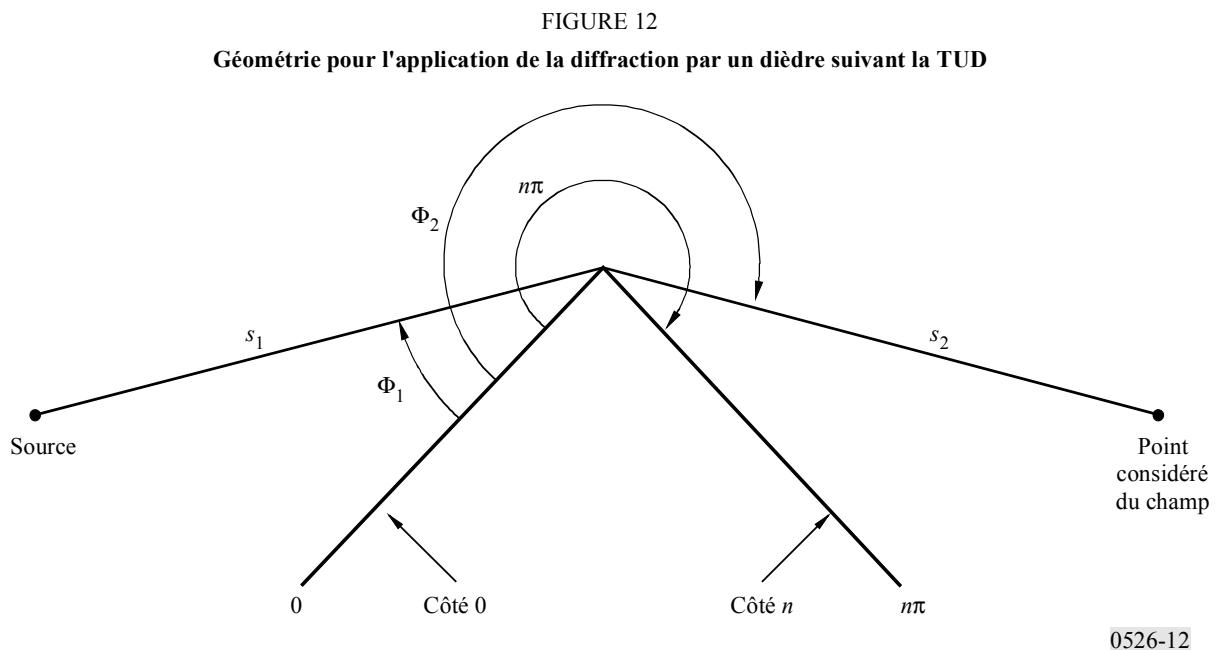
Lorsque l'on utilise cette méthode pour prévoir l'affaiblissement de diffraction pour différentes valeurs du rayon terrestre équivalent sur le même profil du trajet, il est recommandé que l'arête principale et, si elles existent, les arêtes secondaires de chaque côté, soient d'abord déterminées pour le rayon terrestre équivalent médian. Il faudra ensuite utiliser ces arêtes pour calculer les affaiblissements de propagation pour d'autres valeurs du rayon terrestre équivalent, sans répéter la procédure de localisation de ces points. On évite ainsi le risque (présent dans quelques cas) d'une discontinuité de la variation de l'affaiblissement de diffraction prévu en fonction du rayon terrestre équivalent, par suite de la sélection d'arêtes différentes.

4.6 Dièdre de conductivité finie

La méthode décrite ci-après peut être utilisée pour prévoir l'affaiblissement de diffraction dû à un dièdre de conductivité finie. Elle peut s'appliquer de manière appropriée pour l'étude de la diffraction par l'angle d'un bâtiment, l'arête d'un toit ou lorsque le terrain peut se caractériser par une colline présentant un profil en coin. Cette méthode nécessite de connaître la conductivité et la constante diélectrique relative du dièdre, et fait l'hypothèse qu'aucune émission ne traverse cet obstacle.

La méthode est fondée sur la théorie uniforme de la diffraction (TUD). Elle tient compte de la diffraction tant dans la zone d'ombre que dans la zone en visibilité directe, et une méthode est fournie pour une transition progressive entre ces zones.

La Fig. 12 illustre la géométrie d'un dièdre de conductivité finie.



La formule donnée par la TUD pour le champ électrique au point considéré du champ, en se restreignant à un espace à deux dimensions, est la suivante:

$$e_{TUD} = e_0 \frac{\exp(-jks_1)}{s_1} D^{\perp} \cdot \sqrt{\frac{s_1}{s_2(s_1 + s_2)}} \cdot \exp(-jks_2) \quad (31)$$

où:

- e_{TUD} : champ électrique au point considéré du champ
- e_0 : amplitude relative de la source
- s_1 : distance entre le point source et l'arête de diffraction
- s_2 : distance entre l'arête de diffraction et le point considéré du champ
- k : nombre d'ondes $2\pi/\lambda$
- D_{\parallel}^{\perp} : coefficient de diffraction dépendant de la polarisation (parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence) du champ incident sur l'arête

et s_1, s_2 et λ sont exprimés dans des unités cohérentes.

Le coefficient de diffraction d'un dièdre de conductivité finie est donné par:

$$D_{\parallel}^{\perp} = \frac{-\exp(-j\pi/4)}{2n\sqrt{2\pi k}} \left\{ \begin{array}{l} \cot\left(\frac{\pi + (\Phi_2 - \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^+(\Phi_2 - \Phi_1)) \\ + \cot\left(\frac{\pi - (\Phi_2 - \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^-(\Phi_2 - \Phi_1)) \\ + R_0^{\perp} \cdot \cot\left(\frac{\pi - (\Phi_2 + \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^-(\Phi_2 + \Phi_1)) \\ + R_n^{\perp} \cdot \cot\left(\frac{\pi + (\Phi_2 + \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^+(\Phi_2 + \Phi_1)) \end{array} \right\} \quad (32)$$

où:

- Φ_1 : angle d'incidence, mesuré à partir du côté incident (côté 0)
- Φ_2 : angle de diffraction, mesuré à partir du côté incident (côté 0)
- n : nombre qui, multiplié par π radians, donne l'angle saillant du dièdre (angle réel = $n\pi$ (rad))
- $j = \sqrt{-1}$

et où $F(x)$ est une intégrale de Fresnel:

$$F(x) = 2j\sqrt{x} \cdot \exp(jx) \cdot \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-jt^2) dt \quad (33)$$

$$\int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-jt^2) dt = \sqrt{\frac{\pi}{8}}(1 - j) - \int_0^{\sqrt{x}} \exp(-jt^2) dt \quad (34)$$

Cette intégrale peut se calculer par intégration numérique.

On peut aussi avoir recours à l'approximation utile suivante:

$$\int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-jt^2) dt = \sqrt{\frac{\pi}{2}} A(x) \quad (35)$$

où:

$$A(x) = \left. \begin{cases} \frac{1-j}{2} - \exp(-jx) \sqrt{\frac{x}{4}} \sum_{n=0}^{11} \left[(a_n + jb_n) \left(\frac{x}{4}\right)^n \right] & \text{si } x < 4 \\ -\exp(-jx) \sqrt{\frac{4}{x}} \sum_{n=0}^{11} \left[(c_n + jd_n) \left(\frac{4}{x}\right)^n \right] & \text{dans les autres cas} \end{cases} \right\} \quad (36)$$

et les coefficients a , b , c , d ont les valeurs suivantes:

$a_0 = +1,595769140$	$b_0 = -0,000000033$	$c_0 = +0,000000000$	$d_0 = +0,199471140$
$a_1 = -0,000001702$	$b_1 = +4,255387524$	$c_1 = -0,024933975$	$d_1 = +0,000000023$
$a_2 = -6,808568854$	$b_2 = -0,000092810$	$c_2 = +0,000003936$	$d_2 = -0,009351341$
$a_3 = -0,000576361$	$b_3 = -7,780020400$	$c_3 = +0,005770956$	$d_3 = +0,000023006$
$a_4 = +6,920691902$	$b_4 = -0,009520895$	$c_4 = +0,000689892$	$d_4 = +0,004851466$
$a_5 = -0,016898657$	$b_5 = +5,075161298$	$c_5 = -0,009497136$	$d_5 = +0,001903218$
$a_6 = -3,050485660$	$b_6 = -0,138341947$	$c_6 = +0,011948809$	$d_6 = -0,017122914$
$a_7 = -0,075752419$	$b_7 = -1,363729124$	$c_7 = -0,006748873$	$d_7 = +0,029064067$
$a_8 = +0,850663781$	$b_8 = -0,403349276$	$c_8 = +0,000246420$	$d_8 = -0,027928955$
$a_9 = -0,025639041$	$b_9 = +0,702222016$	$c_9 = +0,002102967$	$d_9 = +0,016497308$
$a_{10} = -0,150230960$	$b_{10} = -0,216195929$	$c_{10} = -0,001217930$	$d_{10} = -0,005598515$
$a_{11} = +0,034404779$	$b_{11} = +0,019547031$	$c_{11} = +0,000233939$	$d_{11} = +0,000838386$

$$L = \frac{s_2 \cdot s_1}{s_2 + s_1} \quad (37)$$

$$a^\pm(\beta) = 2 \cos^2 \left(\frac{2n\pi N^\pm - \beta}{2} \right) \quad (38)$$

où:

$$\beta = \Phi_2 \pm \Phi_1 \quad (39)$$

Dans l'équation (38), N^\pm sont les entiers qui satisfont le mieux à l'équation suivante:

$$N^\pm = \frac{\beta \pm \pi}{2n\pi} \quad (40)$$

R_0^\perp, R_n^\perp sont les coefficients de réflexion pour la polarisation perpendiculaire et la polarisation parallèle. Ils sont donnés par:

$$R^\perp = \frac{\sin(\Phi) - \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}}{\sin(\Phi) + \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}} \quad (41)$$

$$R^\parallel = \frac{b \cdot \sin(\Phi) - \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}}{b \cdot \sin(\Phi) + \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}} \quad (42)$$

où:

$$\Phi = \Phi_1 \text{ pour } R_0 \text{ et } \Phi = (n\pi - \Phi_2) \text{ pour } R_n$$

$$\eta = \epsilon_r - j \times 18 \times 10^9 \sigma / f$$

ϵ_r : constante diélectrique relative du dièdre

σ : conductivité du dièdre (S/m)

f : fréquence (Hz).

Il convient de noter qu'au besoin, les deux côtés du dièdre peuvent présenter des propriétés électriques différentes.

Aux limites entre les zones d'ombre et de réflexion, une des fonctions cotangentes de l'équation (32) présente une singularité.

D^{\perp} reste cependant fini et peut être évalué facilement. Pour ε petit, le terme contenant la fonction cotangente singulière peut s'exprimer de la façon suivante:

$$\cot\left(\frac{\pi \pm \beta}{2n}\right) \cdot F(kLa^{\pm}(\beta)) \cong n \cdot \left[\sqrt{2\pi kL} \cdot \text{sign}(\varepsilon) - 2kL\varepsilon \cdot \exp(j\pi/4) \right] \cdot \exp(j\pi/4) \quad (43)$$

où ε est défini par:

$$\varepsilon = \pi + \beta - 2\pi nN^+ \quad \text{pour} \quad \beta = \Phi_2 + \Phi_1 \quad (44)$$

$$\varepsilon = \pi - \beta + 2\pi nN^- \quad \text{pour} \quad \beta = \Phi_2 - \Phi_1 \quad (45)$$

La valeur du coefficient de diffraction résultant sera continue aux limites entre les zones d'ombre et de réflexion, à condition que le même coefficient de réflexion soit utilisé pour le calcul des rayons réfléchis.

Le champ e_{LD} dû au rayon diffracté, auquel s'ajoute le rayon en visibilité directe pour $(\Phi_2 - \Phi_1) < \pi$, est donné par:

$$e_{LD} = \begin{cases} e_{TUD} + \frac{\exp(-jks)}{s} & \text{pour} \quad \Phi_2 < \Phi_1 + \pi \\ e_{TUD} & \text{pour} \quad \Phi_2 \geq \Phi_1 + \pi \end{cases} \quad (46)$$

où:

s : distance en ligne droite entre la source et les points considérés du champ.

Il convient de noter que lorsque $(\Phi_2 - \Phi_1) = \pi$, le second terme en cotangente de l'équation (32) présentera une singularité et qu'il faudra utiliser l'approximation donnée par l'équation (43).

L'intensité du champ (dB) au point considéré par rapport au champ qui existerait en ce point en l'absence du dièdre (c'est-à-dire, en dB par rapport à l'espace libre) est obtenue en fixant e_0 à l'unité dans l'équation (31) et en calculant:

$$E_{TUD} = 20 \log \left(\left| \frac{s \cdot e_{TUD}}{\exp(-jks)} \right| \right) \quad (47)$$

où:

s : distance en ligne droite entre la source et les points considérés du champ.

Il convient de noter que pour $n = 2$ et des coefficients de réflexion nuls, cette expression devrait donner les mêmes résultats que la courbe d'affaiblissement de diffraction sur une arête en lame de couteau représentée sur la Fig. 7.

Une version MathCAD de la formule de la TUD est disponible auprès du Bureau des radiocommunications.