

RECOMMANDATION UIT-R P.684-4

Prévision du champ aux fréquences inférieures à 150 kHz environ

(Question UIT-R 225/3)

(1990-1994-2001-2003-2005)

L'Assemblée des radiocommunications de l'UIT,

considérant

- a) qu'il est nécessaire de donner des directives aux ingénieurs pour la planification des services de radiocommunication dans la bande des fréquences inférieures à 150 kHz environ;
- b) que les méthodes suivantes ont été mises au point:
 - méthode des bonds, pour les fréquences supérieures à 60 kHz environ, fondée sur une analyse statistique de mesures du champ dans la bande des fréquences comprises entre 16 et 1 000 kHz environ;
 - méthode des modes du guide d'ondes, pour les fréquences inférieures à 60 kHz environ, fondée sur un modèle théorique de la Terre et de l'ionosphère et utilisant des paramètres de modèles ionosphériques déduits de données de propagation;
 - une méthode pour la bande des fréquences comprises entre 150 et 1 700 kHz décrites dans la Recommandation UIT-R P.1147,

recommande

1 que l'on utilise les méthodes suivantes, en portant une attention particulière aux limites de leur précision lorsqu'on les applique dans certaines régions, comme il en est discuté à l'Annexe 2.

1 Introduction

Deux méthodes permettent de calculer théoriquement le champ en ondes extrêmement longues, myriamétriques et kilométriques.

On peut remarquer que les données de la présente Recommandation comportent des valeurs de f^oF_2 dépassant 150 kHz. L'utilisation de ces données pour des fréquences supérieures à 150 kHz n'est pas recommandée. La Recommandation UIT-R P.1147 traite le cas des fréquences supérieures à 150 kHz.

1.1 La méthode des bonds selon laquelle on utilise une visualisation géométrique des trajectoires de l'énergie électromagnétique, entre un émetteur et un récepteur donnés, analogue à la représentation qu'on en donne en ondes décimétriques.

Cette méthode doit être utilisée pour les ondes kilométriques et, aux distances inférieures à 1 000 km, pour les ondes myriamétriques. La méthode considère que la transmission radioélectrique s'effectue suivant certains chemins, définis par une ou plusieurs réflexions ionosphériques, selon que l'on a affaire à une propagation par un ou plusieurs bonds ainsi que par une onde de sol. Le champ total est alors la résultante vectorielle des champs dus à chaque chemin. Du fait de la grande dimension des longueurs d'onde considérées, il faut tenir compte, contrairement au cas des ondes décimétriques, de la diffraction des ondes par la surface terrestre. La méthode des bonds peut se justifier par le fait qu'en incidence oblique, les dimensions de la tranche d'altitude dans laquelle se fait la propagation sont égales ou supérieures à quelques longueurs d'onde.

Avec cette méthode, il est nécessaire de connaître les valeurs des coefficients de réflexion de l'onde incidente sur l'ionosphère. Or, ces valeurs varient considérablement en fonction de la fréquence, de la longueur et des coordonnées géographiques et géomagnétiques des trajets de transmission, du moment de la journée, de la saison et de l'époque du cycle solaire. Il est également nécessaire de connaître les caractéristiques électriques (conductivité et permittivité) du sol aux sites d'émission et de réception, étant donné que la conductivité de la Terre altère la distribution verticale des rayonnements des antennes des terminaux.

1.2 La méthode des modes du guide d'ondes doit être utilisée pour les ondes myriamétriques, aux distances supérieures à 1 000 km. Dans cette méthode, on convient d'analyser la propagation comme une somme d'ondes correspondant chacune à un type de propagation dans le guide d'ondes Terre-ionosphère, analogue à un mode tel qu'on le définit pour les guide d'ondes en hyperfréquences. Le choix de la méthode à employer pour le calcul du champ repose sur des raisons pratiques de calcul numérique.

1.3 Pour les ondes myriamétriques, aux distances inférieures à 1 000 km et pour les ondes kilométriques en général, les séries de modes sont lentement convergentes et il est alors nécessaire, pour le calcul, d'additionner vectoriellement un grand nombre de composantes. Au contraire, la théorie des bonds ne nécessite qu'un nombre limité de chemins, y compris l'onde de sol, et on a intérêt à l'utiliser, en tenant compte, si possible, de la diffraction, en particulier pour la propagation des ondes kilométriques aux grandes distances.

Pour les ondes myriamétriques, aux distances supérieures à 1 000 km, la théorie des bonds nécessite l'addition vectorielle des champs dus à un grand nombre de chemins, alors qu'au contraire, les séries de modes étant rapidement convergentes, une précision suffisante peut être obtenue par addition de quelques modes seulement. La théorie des modes est donc mieux adaptée à ce cas de propagation. La propagation des ondes extrêmement longues peut, elle aussi, s'analyser en fonction d'un seul mode du guide d'ondes.

2 Théorie de la propagation par bonds

2.1 Description générale

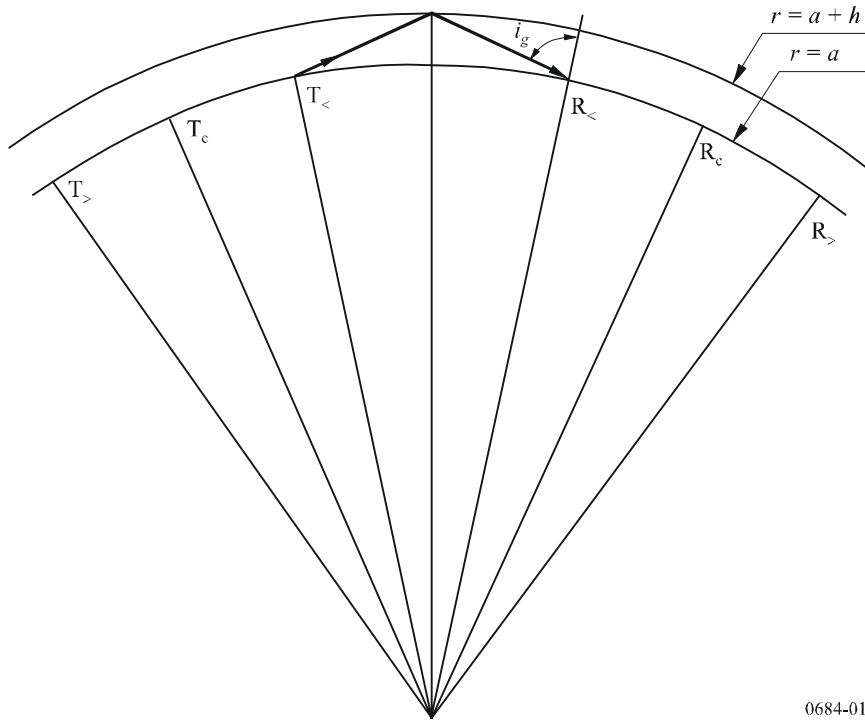
Dans cette théorie, on considère le champ de l'onde ionosphérique en un point (intensité et phase) comme la résultante des champs créés par différentes ondes qui se sont propagées directement depuis l'émetteur, par un ou plusieurs bonds. Le champ total en ce point est alors la résultante du champ dû à l'onde diffractée par le sol et du champ dû à l'onde ionosphérique.

Le calcul du champ de celle-ci se fait par application de la théorie des rayons dans les régions où les méthodes de l'optique géométrique s'appliquent et par intégration des effets de la diffraction ou par application de la théorie du champ complet dans les régions où l'optique n'est plus valide.

La géométrie d'un trajet comportant un seul bond est représentée sur la Fig. 1.

La surface de la Terre y est définie par $r = a$ et une couche réfléchissante ionosphérique régulière se trouve située à $r = a + h$. Il est commode de distinguer trois cas. Dans le premier, l'antenne de réception située en $R_<$ est illuminée par l'onde ionosphérique qui a subi une réflexion, l'antenne d'émission étant située en $T_<$. Dans ce cas, l'angle i_g est inférieur à $\pi/2$. Dans le second cas, les antennes se trouvent aux points critiques T_c et R_c pour lesquels $i_g = \pi/2$. Dans le troisième cas, les antennes sont en $T_>$ et $R_>$, au-delà des points critiques, et leurs emplacements sont tels que le champ de la première onde ionosphérique se propage dans la zone de diffraction (en zone d'ombre).

FIGURE 1
Géométrie du trajet du rayon dans la théorie de la propagation par bonds des ondes radioélectriques (premier bond de l'onde ionosphérique)



0684-01

2.2 Calcul du champ selon la méthode du trajet des rayons

La force cymomotrice correspondant au champ électrique rayonné par un court doublet électrique vertical est donnée par:

$$V_u = 300 \sqrt{p_t} \quad \text{V} \quad (1)$$

où p_t désigne la puissance rayonnée (kW).

Le champ de l'onde ionosphérique descendante, avant réflexion au sol au voisinage de l'antenne de réception est donné par:

$$E_t = \frac{V_u}{L} \cos \psi \parallel R_{\parallel} D F_t \quad \text{mV/m} \quad (2)$$

où:

- L : longueur du trajet de l'onde ionosphérique (km)
- $\parallel R_{\parallel}$: coefficient de réflexion ionosphérique qui donne le rapport entre les composantes du champ électrique parallèles au plan d'incidence
- D : facteur de focalisation ionosphérique
- F_t : facteur d'antenne d'émission
- ψ : l'angle au sol de départ et d'arrivée de l'onde ionosphérique, par rapport à l'horizontale.

Si la réception se fait sur un petit cadre dans le plan situé à la surface de la Terre, le champ de l'onde ionosphérique est donné par:

$$E_s = \frac{2V_u}{L} \cos \psi \parallel R_{\parallel} D F_t F_r \quad \text{mV/m} \quad (3)$$

Pour la réception sur une antenne verticale courte, la formule (3) devient:

$$E_s = \frac{2V_u}{L} (\cos \psi)^2 \parallel R_{\parallel} D F_t F_r \quad \text{mV/m} \quad (4)$$

où F_r est le facteur d'antenne de réception.

Pour la propagation sur de grandes distances, la méthode par bonds peut être élargie pour englober les ondes ionosphériques réfléchies plusieurs fois sur l'ionosphère. Par exemple, pour une onde ionosphérique à deux bonds, le champ reçu par une antenne cadre de réception peut être représenté par la simple formule suivante:

$$E_s = \frac{2V_u}{L} \cos \psi \parallel R_{1\parallel} \parallel R_{2\parallel} D^2 D_G \parallel R_{g\parallel} F_t F_r \quad \text{mV/m} \quad (5)$$

où:

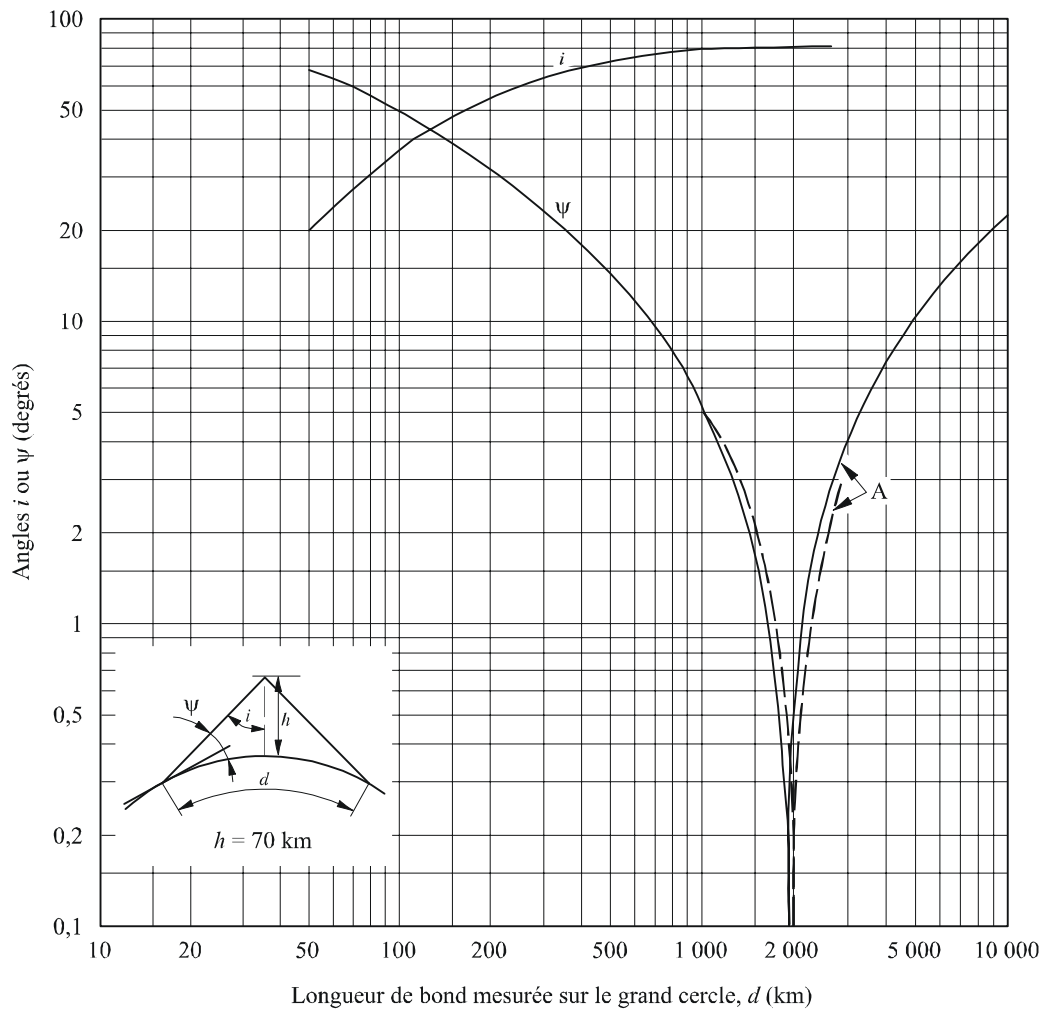
- D_G : facteur de divergence dû à la Terre sphérique, approximativement égal à D^{-1}
- $\parallel R_{g\parallel}$: coefficient de réflexion effective de la Terre conductrice finie
- L : propagation totale sur le trajet du rayon à deux bonds
- $\parallel R_{1\parallel}$ et $\parallel R_{2\parallel}$: coefficients de réflexion ionosphérique pour la première et la deuxième réflexion.

En général, les coefficients de réflexion ionosphérique ne sont pas égaux, car le degré de polarisation des ondes incidentes diffère. Cependant, la méthode simple proposée ici pour le calcul du champ, permet d'obtenir l'équivalence des valeurs de propagation $\parallel R_{1\parallel}$ et $\parallel R_{2\parallel}$, à titre de première approximation, pour des angles d'incidence très oblique.

2.2.1 Angles d'élévation et d'incidence sur l'ionosphère

Les Fig. 2 et 3 représentent le tracé du trajet du rayon à partir duquel on détermine les angles au sol de départ et d'arrivée de l'onde ionosphérique, ψ et les angles d'incidence sur l'ionosphère, i . La Fig. 2 correspond au cas d'une hauteur effective de réflexion de 70 km, ce qui représente les conditions typiques de jour; la Fig. 3 correspond au cas d'une hauteur effective de réflexion de 90 km, ce qui représente les conditions typiques de nuit. Les effets de la réfraction atmosphérique sur les angles de départ et d'arrivée sont inclus, et représentés par la courbe en tireté; ils ne sont probablement pas valables pour des fréquences inférieures à 50 kHz environ.

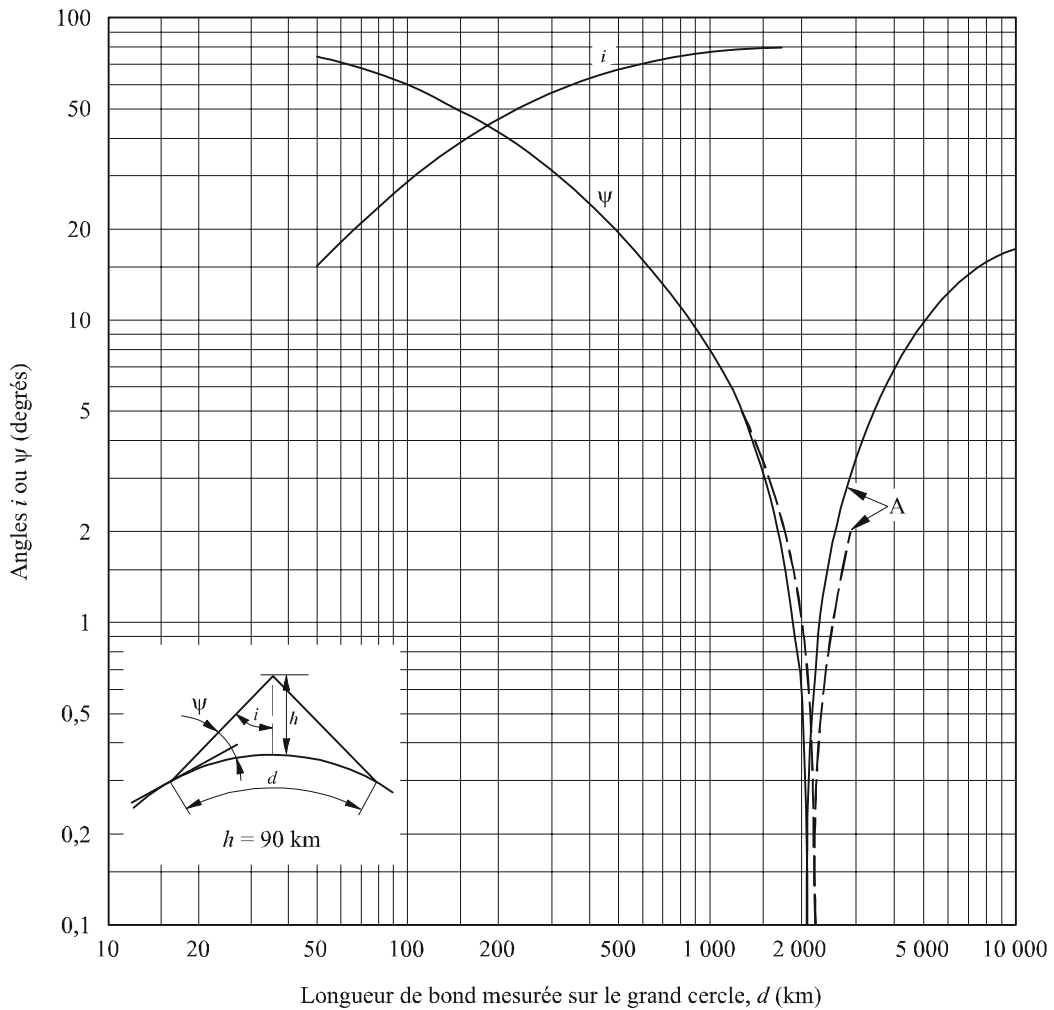
FIGURE 2
 Angles de départ et d'arrivée, ψ , et angles d'incidence sur l'ionosphère, i , dans
 des conditions diurnes types ($h = 70$ km). La courbe en tirets tient compte des effets
 de la réfraction atmosphérique



A: ψ négatif

0684-02

FIGURE 3
Angles de départ et d'arrivée, ψ , et angles d'incidence sur l'ionosphère, i , dans des conditions nocturnes types ($h = 90$ km). La courbe en tirets tient compte des effets de la réfraction atmosphérique

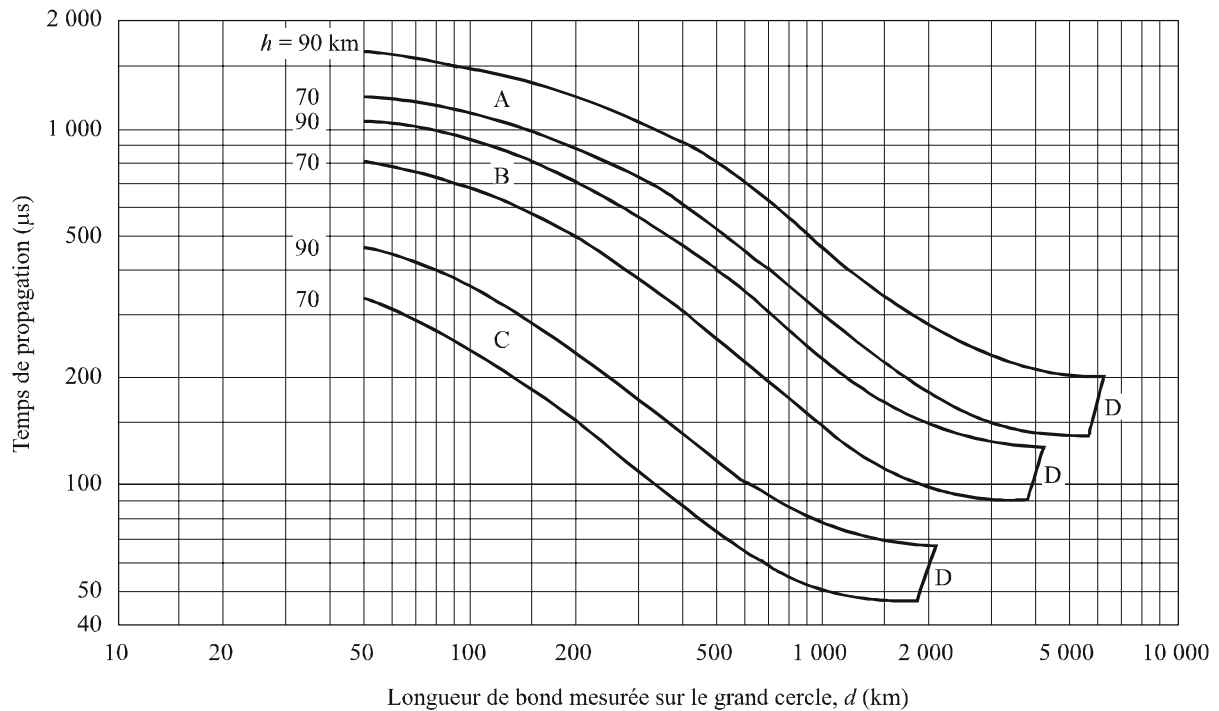


0684-03

2.2.2 Longueur du trajet et temps de propagation différentiel

La Fig. 4 permet de calculer la longueur du trajet de l'onde ionosphérique L et d'apprécier les variations diurnes de phase. On y voit la différence de temps de propagation entre l'onde de sol et l'onde ionosphérique ayant subi 1, 2 ou 3 réflexions sur l'ionosphère, à des hauteurs de 70 km (conditions de jour) ou de 90 km (conditions de nuit). On a admis que la vitesse de propagation est de 3×10^5 km/s.

FIGURE 4
 Temps de propagation différentiel entre une onde de sol
 et des ondes ionosphériques avec un, deux et trois bonds



A: 3 bonds C: 1 bond
 B: 2 bonds D: portée limite

0684-04

2.2.3 Facteur de focalisation

Les Fig. 5 et 6 représentent, respectivement pour les conditions de jour et de nuit, le facteur de focalisation ionosphérique, D , dans le cas d'une Terre et d'une ionosphère sphériques.

2.2.4 Facteurs d'antennes

Les Fig. 7 à 9 représentent les facteurs d'antenne, F_t et F_r , qui tiennent compte de l'effet d'une Terre sphérique de conductivité finie sur le diagramme de rayonnement vertical des antennes d'émission et de réception. Ces facteurs ont été calculés pour les cas suivants: terre, mer, glace, définis par leurs caractéristiques électriques (conductivité et permittivité) comme le montre le Tableau 1.

FIGURE 5

Facteur de focalisation ionosphérique – jour

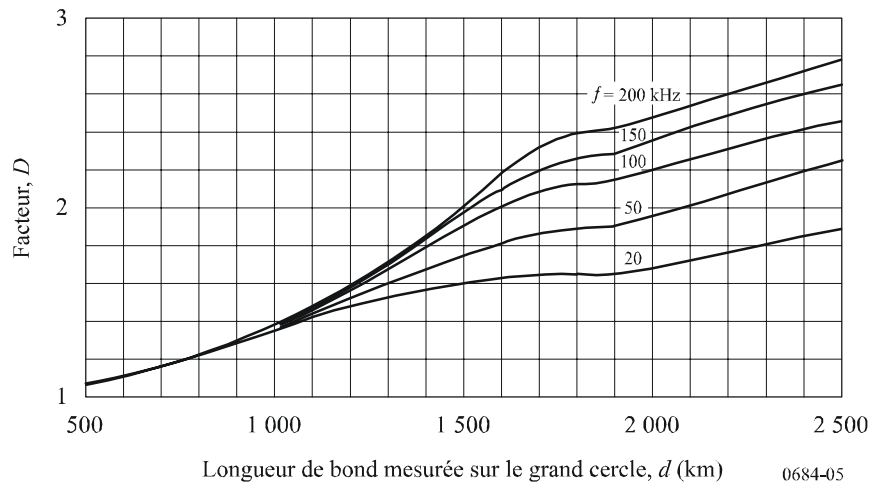


FIGURE 6

Facteur de focalisation ionosphérique – nuit

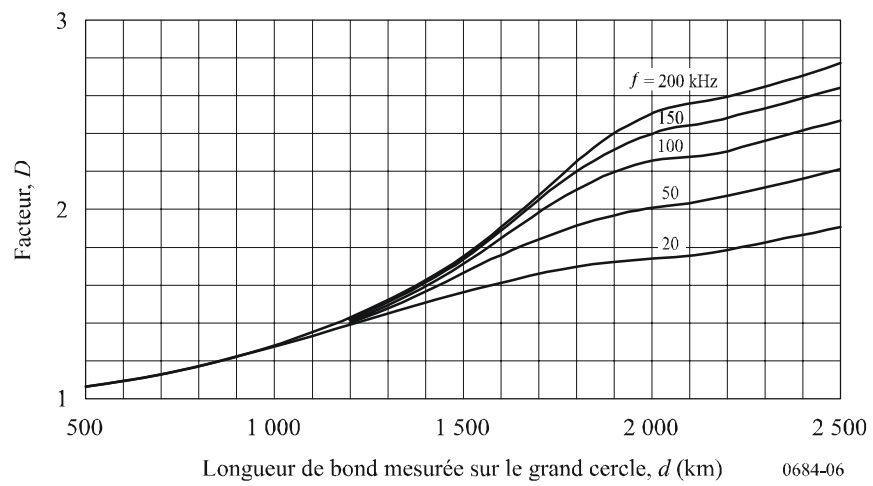
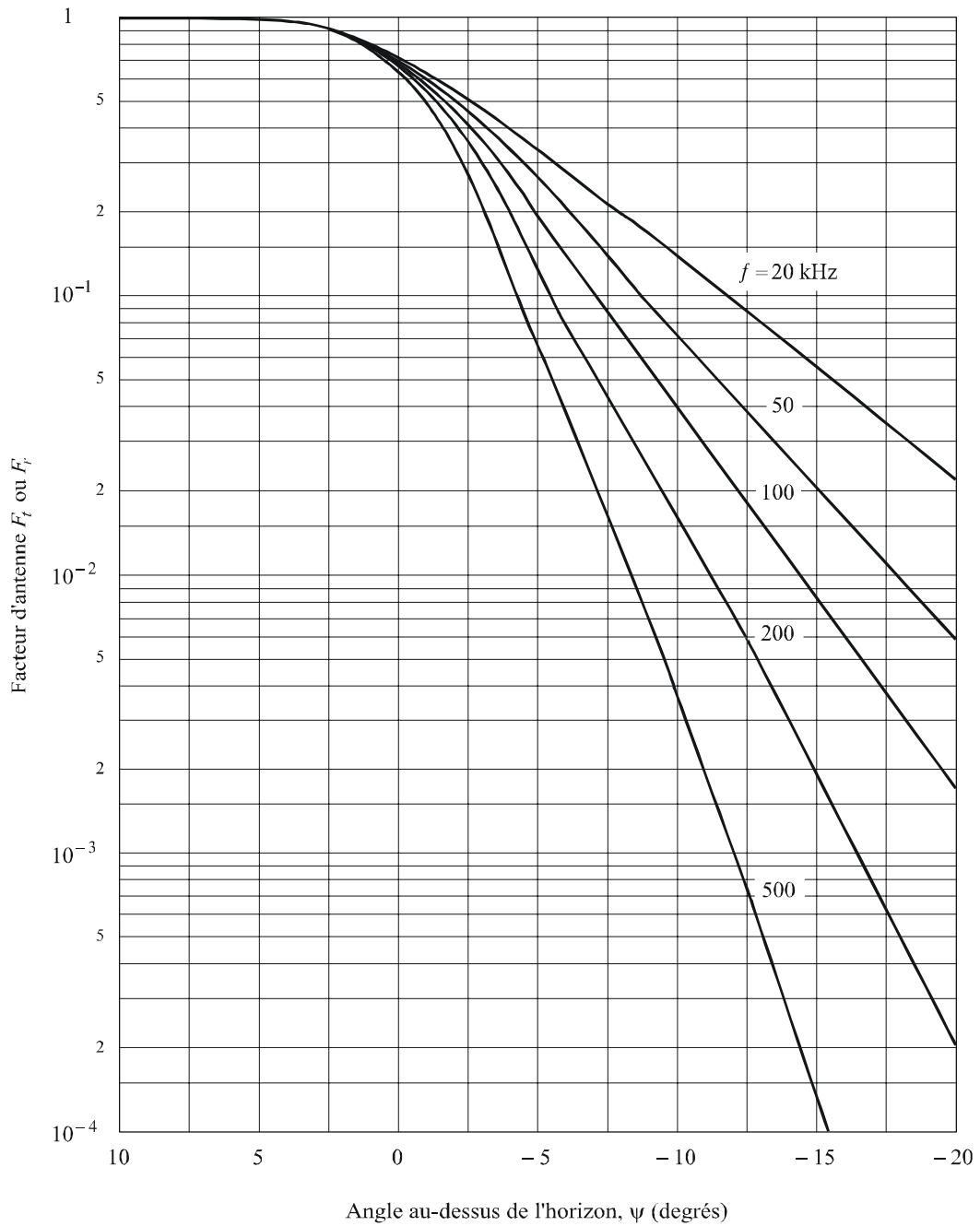


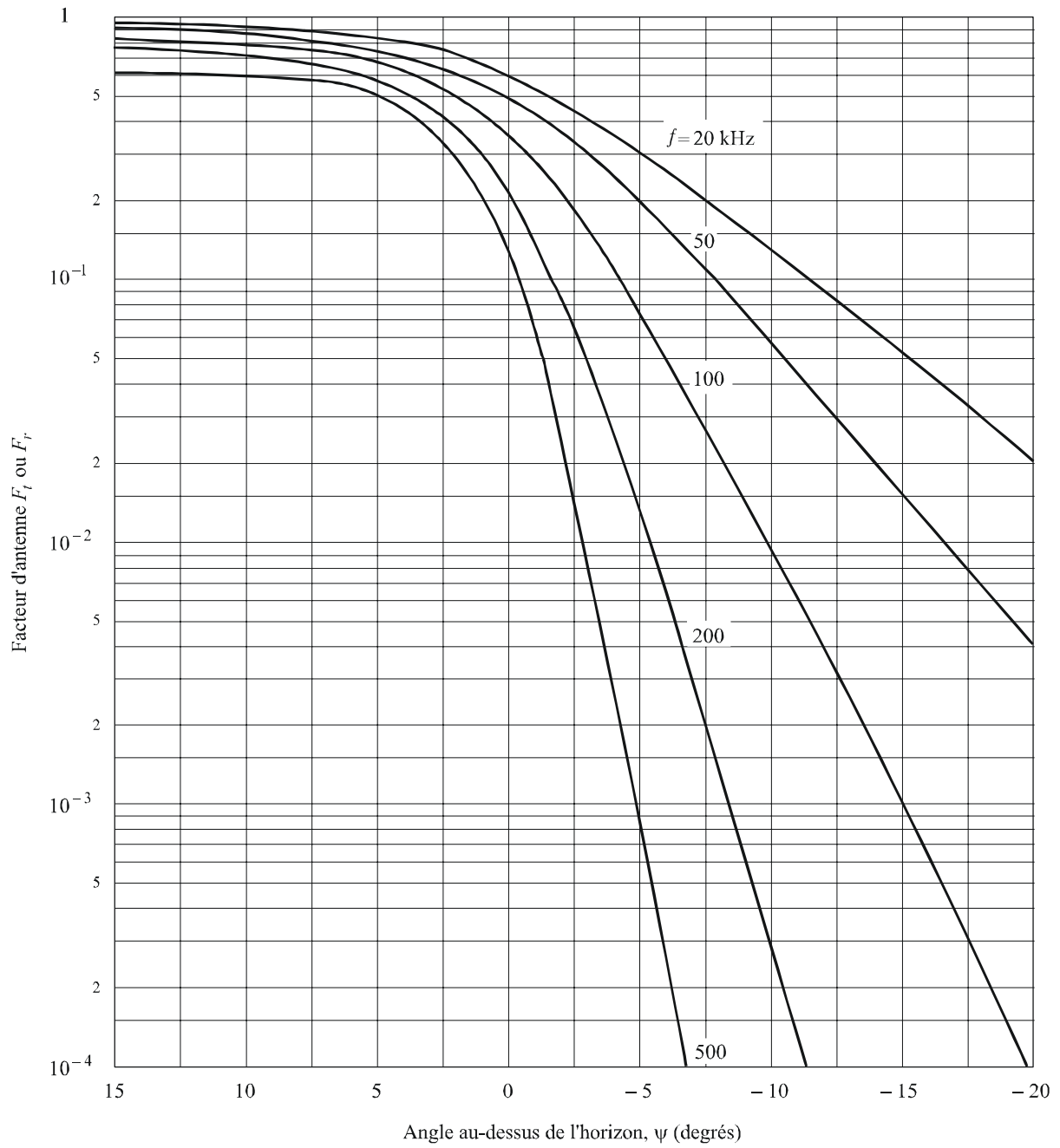
FIGURE 7
Facteur d'antenne – Eau de mer



$\epsilon = 80 \epsilon_0$
 $\sigma = 5 \text{ S/m}$
 $\alpha = 4/3 \times 6\,360 \text{ km}$

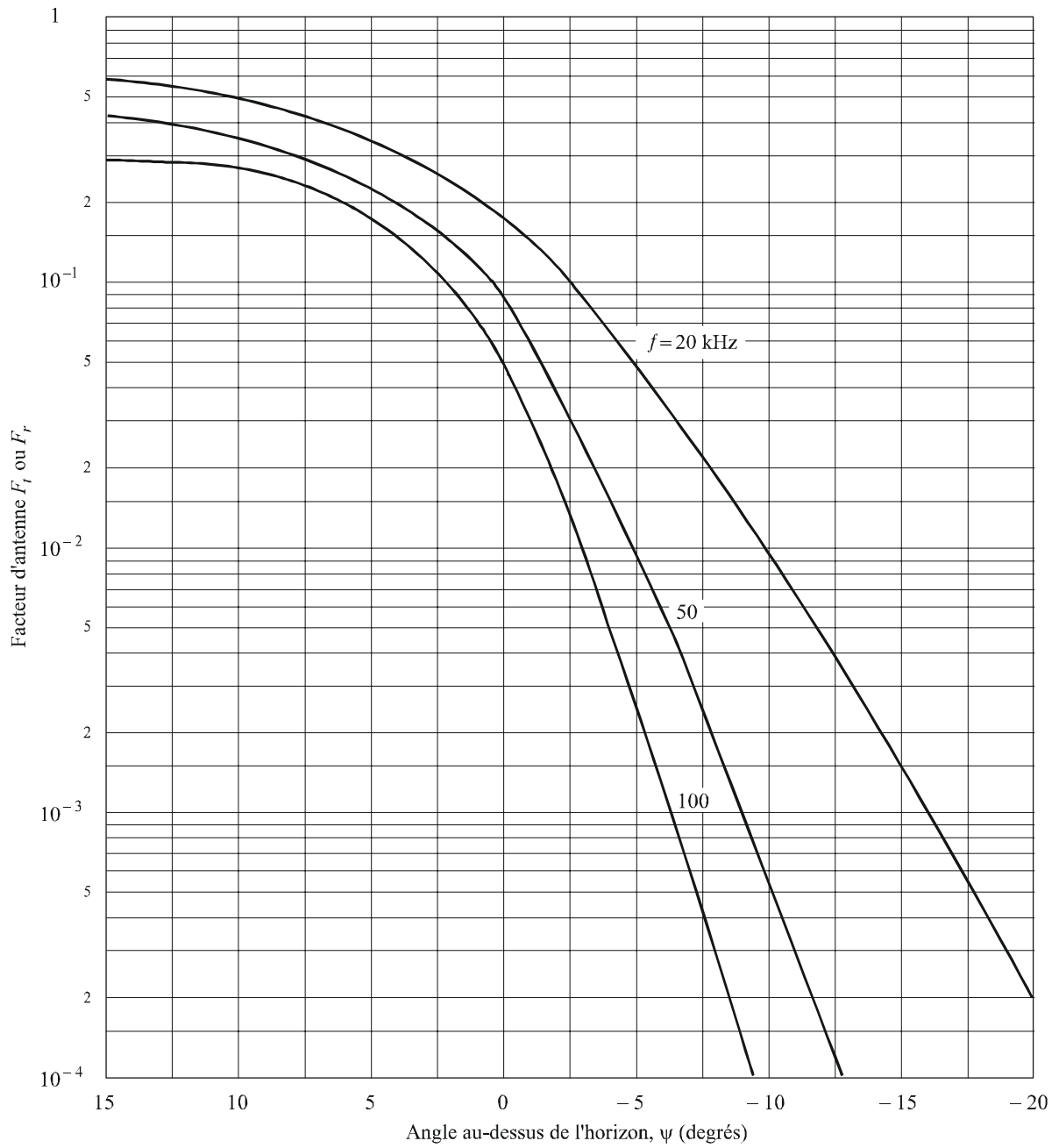
0684-07

FIGURE 8
Facteur d'antenne – Terre



$\epsilon = 15 \epsilon_0$
 $\sigma = 2 \times 10^{-3} \text{ S/m}$
 $\alpha = 4/3 \times 6\,360 \text{ km}$

FIGURE 9
Facteur d'antenne – Glace à -4° C



$$\begin{aligned} \epsilon &= 3 \epsilon_0 \\ \sigma &= 0,025 \times 10^{-3} \text{ S/m} \\ \alpha &= 4/3 \times 6\,360 \text{ km} \end{aligned}$$

0684-09

TABLEAU 1

	Conductivité, σ (S/m)	Permittivité, ϵ
Eau de mer	5	$80 \epsilon_0$
Terre	2×10^{-3}	$15 \epsilon_0$
Glacé polaire	$2,5 \times 10^{-5}$	$3 \epsilon_0$

ϵ_0 : permittivité en espace libre

Ces courbes ont été tracées pour un rayon terrestre fictif de 8480 km égal aux $4/3$ de sa valeur réelle, ceci pour tenir compte des effets de la réfraction atmosphérique. Les facteurs F sont le rapport du champ réel à celui qui aurait été mesuré si la Terre était un conducteur parfait. Les valeurs négatives de ψ concernent la propagation au-delà de la portée limite de l'optique géométrique pour l'onde ionosphérique à un bond (voir les Fig. 1 à 3).

2.2.5 Coefficients de réflexion ionosphérique $_{\parallel}R_{\parallel}$

La Fig. 10 représente les valeurs de $_{\parallel}R_{\parallel}$ pour le minimum de l'activité solaire. Pour tenir compte des variations en fonction de la fréquence et de la distance, les valeurs de $_{\parallel}R_{\parallel}$ sont données en fonction de $f \cos i$, f étant la fréquence émise et i l'angle d'incidence sur l'ionosphère. Les courbes sont données pour les conditions de nuit (toutes saisons) et de jour (hiver et été). Les valeurs mesurées, sous incidence verticale et sous incidence oblique, sont extraites des résultats de nombreux rapports.

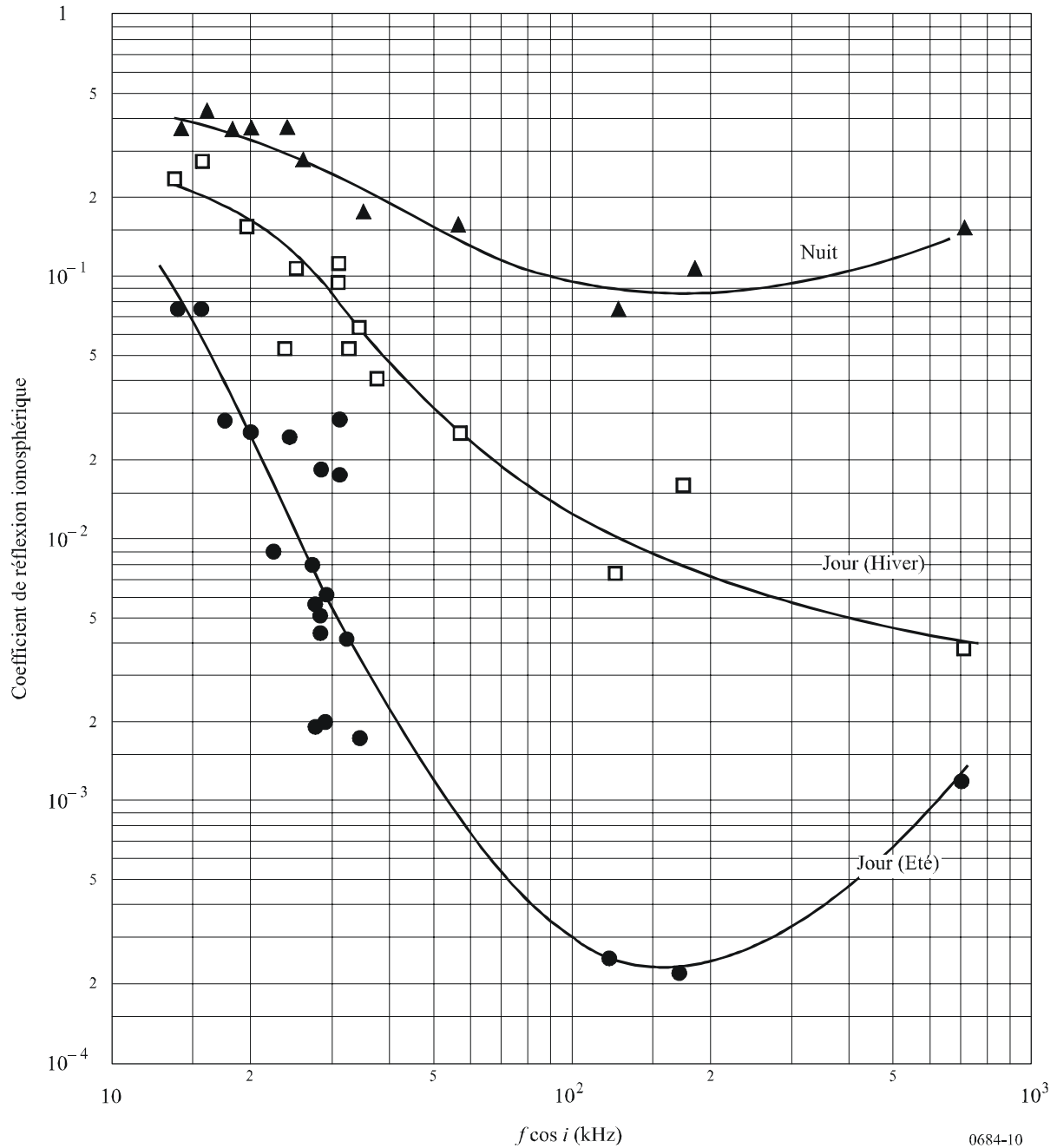
Dans tous les cas les données figurant dans les divers ouvrages de références mentionnés et relatives aux coefficients de réflexion ionosphérique ont été modifiées pour tenir compte, lorsqu'il y a lieu, de la focalisation ionosphérique, des facteurs d'antennes, etc., afin de rendre les résultats des mesures compatibles avec la technique d'analyse employée.

On ne peut cependant pas toujours se fier à la notion de fréquence équivalente $f \cos i$ avec coefficients de réflexion constants. Les courbes de la Fig. 10 sont établies à partir de données obtenues sous incidence quasi normale ($d < 200$ km); pour une incidence plus oblique ($d > 500$ km), il est probable que la notion de $f \cos i$ est applicable en première approximation pour de telles distances. En revanche, pour des distances intermédiaires, la notion de fréquence équivalente risque d'entraîner des erreurs notables sur le coefficient de réflexion car, dans des conditions de ce genre, le coefficient de réflexion et la polarisation de l'onde changent rapidement avec la distance.

Si de nombreuses données figurent sur les courbes de la Fig. 10, qui représente les variations du coefficient de réflexion ionosphérique en fonction de l'heure de la journée (à minuit et à midi) et de la saison, des travaux considérables restent à accomplir pour expliquer le mécanisme précis de ces variations au cours du cycle d'activité solaire. Le fait que pour les années d'activité solaire maximale les valeurs observées pour le coefficient de réflexion sont plus élevées pour les ondes myriamétriques que pour les ondes hectométriques, est manifestement le signe d'une variation en fonction du cycle d'activité solaire (voir la Fig. 11). L'interprétation physique de ce phénomène est la suivante: pendant les années d'activité solaire maximale, la face inférieure de l'ionosphère est plus basse et la pente du gradient de densité électronique plus raide que pendant les années d'activité solaire minimale. La réflexion des ondes myriamétriques sur cette face inférieure plus basse de l'ionosphère est donc plus forte, alors que les ondes hectométriques, qui se réfléchissent au-dessus de ce niveau, sont davantage absorbées. Evidemment, il serait normal que la transition entre les valeurs les plus élevées et les valeurs les plus faibles du coefficient de réflexion s'opère en fonction de la fréquence, de l'heure de la journée, de la saison et de la période du cycle d'activité solaire. De plus, on pourrait s'attendre à une discontinuité de la courbe des coefficients de réflexion en fonction

de la fréquence, pour une fréquence et une heure données. La modification très nette des valeurs des fréquences équivalentes comprises entre 35 et 45 kHz qui apparaît dans les données relatives aux années d'activité solaire maximale, n'apparaît pas en revanche dans les données présentées dans la présente Recommandation.

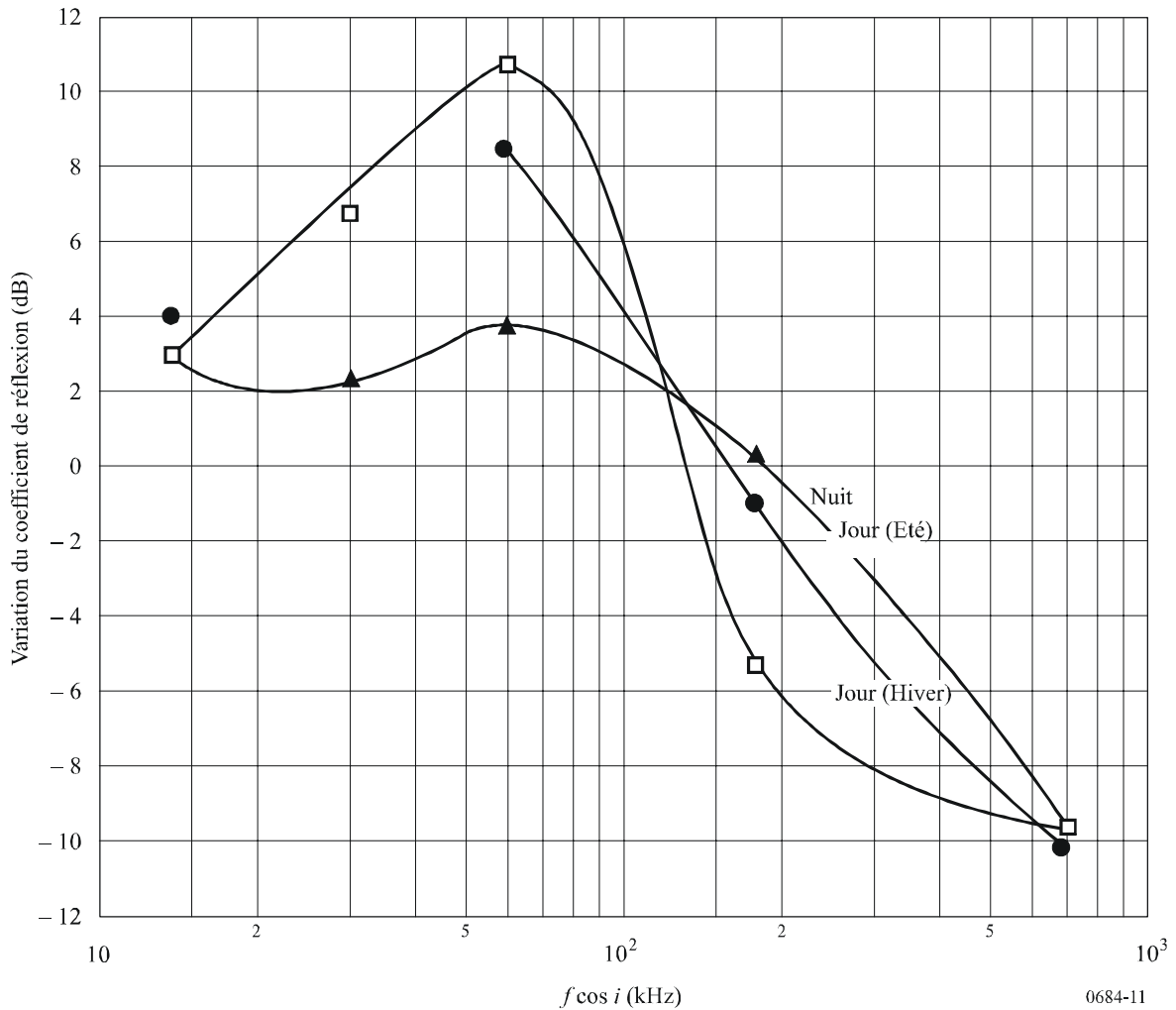
FIGURE 10
Coefficients de réflexion ionosphérique – Conditions d'activité solaire minimale



Il convient de noter que la gamme de fréquences de la bande de radiodiffusion en ondes hectométriques pour la propagation oblique est contenue dans la gamme des fréquences équivalentes, pour lesquelles la réflectivité ionosphérique varie en sens inverse de l'activité solaire; c'est-à-dire que la propagation d'une onde de fréquence de 1 600 kHz sur un trajet de 1 500 km

correspond à celle d'une onde de fréquence équivalente, $f \cos i$, de 278 kHz; à 500 kHz, la fréquence équivalente est 86 kHz. Un exemple de calcul par la méthode de tracé des rayons est donné à l'Annexe 1.

FIGURE 11
Variations du coefficient de réflexion (dB) des années d'activité solaire minimale aux années d'activité solaire maximale en fonction de la fréquence équivalente et de l'heure

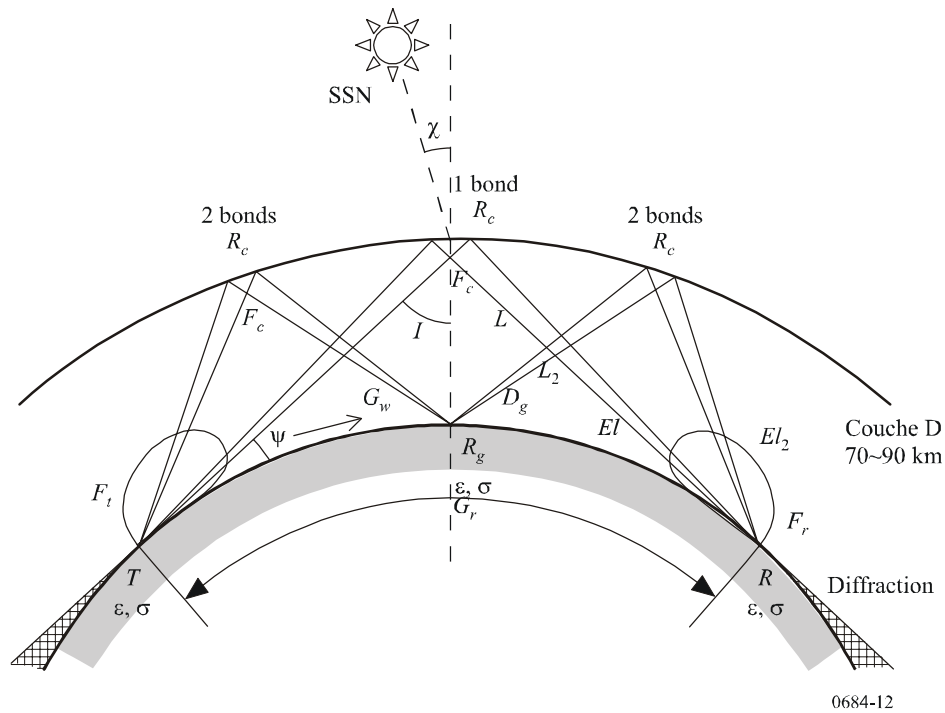


2.3 Méthode numérique de calcul du champ résultant et de la phase

2.3.1 Géométrie du trajet et facteurs à calculer

La géométrie du trajet et les facteurs à prendre en compte pour le calcul sont indiqués sur la Fig. 12.

FIGURE 12
Facteurs de propagation et géométrie du trajet



La distance au sol est calculée à partir de l'équation suivante:

$$\cos(a) = \sin(lat_i)\sin(lat_r) + \cos(lat_i)\cos(lat_r)\cos(dif) \quad (6)$$

où:

- a*: angle au centre de la Terre
- lat_i*: latitude de l'émetteur
- lat_r*: latitude du récepteur
- dif*: différence entre la longitude de l'émetteur (*lon_i*) et la longitude du récepteur (*lon_r*).

La distance au sol *g_r* est calculée comme étant $g_r = a \cdot 6\,360$ km.

La latitude (*lat_m*) et la longitude (*lon_m*) d'un point situé à mi-trajet sont calculées à partir des équations ci-après, pour un angle d'azimut donné (*azt_{2r}*) du trajet du rayon depuis l'émetteur jusqu'au récepteur:

$$lat_m = \pi/2 - \arccos(\cos(a/2)\sin(lat_i) + \sin(a/2)\cos(lat_i)\cos(azt_{2r})) \quad (7)$$

$$lon_m = lon_i - \arccos((\cos(a/2) - \sin(lat_m)\sin(lat_i))/(\cos(lat_m)\cos(lat_i))) \quad (8)$$

où:

$$\cos(azt_{2r}) = (\sin(lat_r) - \sin(lat_i)\cos(a))/(\cos(lat_i)\sin(a)) \quad (9)$$

Le mode à un seul bond et le mode à deux bonds sont calculés pour une distance de propagation allant jusqu'à 2 000 km, compte tenu de l'affaiblissement et du changement de phase de l'onde réfléchi au sol, pour une polarisation verticale et le mode à deux bonds. On calcule uniquement le mode à deux bonds pour une distance de propagation allant jusqu'à 4 000 km.

Le cosinus de l'angle zénithal du soleil en un point (lat_m , lon_m) à un moment donné est calculé comme suit:

$$\cos \chi = \sin(lat_m) \sin(sol) + \cos(lat_m) \cos(sol) \cos(Sy - lon_m) \quad (10)$$

où:

- χ : angle zénithal du soleil
- lat_m : latitude du point à mi-trajet
- lon_m : longitude du point à mi-trajet
- sol: inclinaison du soleil au 15^{ème} jour du mois
- Sy : longitude du point à la verticale du soleil (= $180 - 15tg + lstm$)
- tg: heure locale
- lstm: longitude du méridien horaire local.

L'angle d'élévation Ψ est calculé à partir de l'équation suivante:

$$\Psi = \arctg(\cot(d/(2R_e)) - R_e \operatorname{cosec}(d/(2R_e))/(R_e + h_r)) \quad (11)$$

où:

- d : longueur du bond
- R_e : rayon équivalent de la Terre (8 500 km)
- h_r : hauteur de réflexion.

La longueur du trajet radioélectrique P (km) est calculée à partir de l'équation suivante:

$$P = 2 R_e \sin(d/(2R_e)) \sec(\Psi + d/(2R_e)) \quad (12)$$

L'angle d'incidence, I , au niveau de l'ionosphère est calculé à partir de l'équation suivante:

$$I = \arcsin(R_e \cos(\Psi)/(R_e + h_r)) \quad (13)$$

Le retard de l'onde ionosphérique par rapport à l'onde de sol est calculé à partir de l'équation suivante:

$$\text{Retard} = (P - d)/(3 \times 10^5) \quad \text{s} \quad (14)$$

2.3.2 Modèle de hauteur de réflexion

Pour calculer la hauteur de réflexion sur une durée de 24 h, on utilise les distributions paraboliques de la couche D/E dont la fréquence la plus élevée est calculée à partir de foE (Recommandation UIT-R P.1239). La Fig. 13 montre les courbes h - f de la couche de réflexion entre 0 (0-3 sont identiques) et 12 h. Dans le calcul, la fréquence de base de la parabole, f_b , la demi-épaisseur minimale de la couche, y_{min} , la demi-épaisseur maximale de la couche, y_{max} , et la hauteur maximale de la couche E, h_{max} , sont des valeurs par défaut égales respectivement à 10 kHz, 10 km, 30 km et 100 km. En d'autres termes, cela signifie que la hauteur de réflexion pendant la nuit est de 90 km ($h_{max} - y_{min}$) alors que la hauteur de réflexion la plus basse est de 70 km ($h_{max} - y_{max}$). La demi-épaisseur maximale, y_{max} , est définie comme étant une variable dans un programme informatique, pour pouvoir tenir compte de l'effet des perturbations ionosphériques brusques sur la propagation des ondes kilométriques.

La hauteur de réflexion, R_h , est calculée comme suit:

$$R_h = h_{max} - y_m \sqrt{1 - (f - f_b)/(foE)} \quad (15)$$

où:

$$y_m = y_{mm} - (y_{mm} - y_{min})(f_{max} - foE)/(f_{max} - f_{min}) \quad (16)$$

et

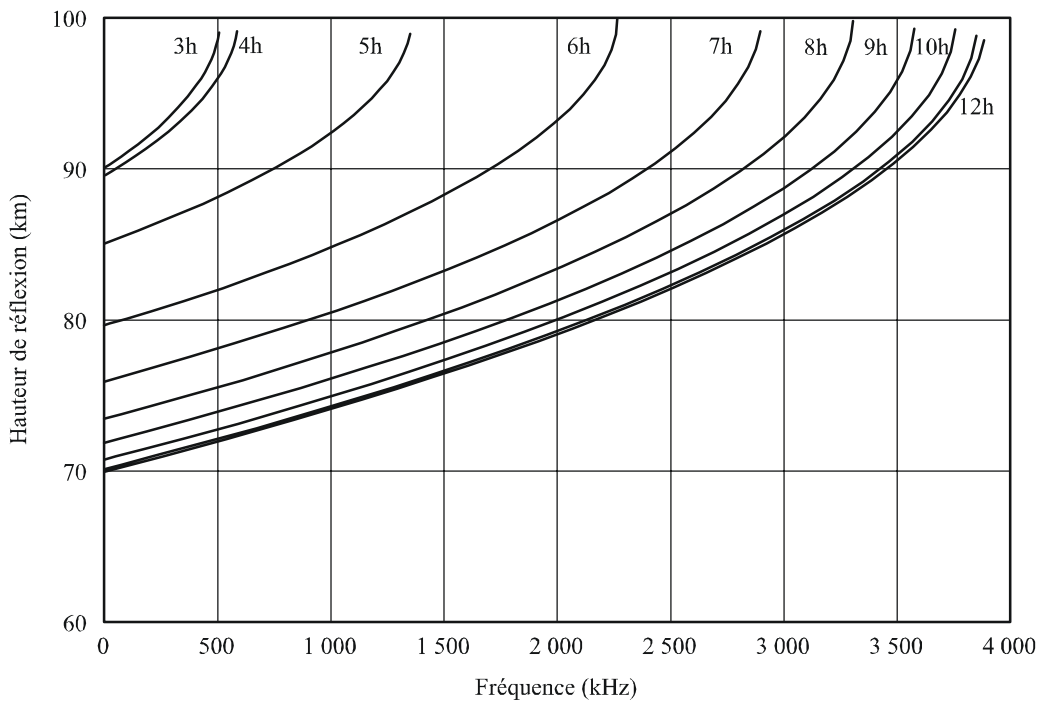
$$ymm = y_{max} - (y_{max} - y_{min})(fk_0 - f_{max}) / (fk_0 - f_{min}) \tag{17}$$

fk_0 (foE pour $\cos \chi = 0$), f_{max} (foE maximal à l'endroit considéré) et foE (à une heure locale donnée) sont calculés conformément au § 4. La valeur de foE est prévue comme indiqué dans la Recommandation UIT-R P.1239.

2.3.3 Facteur de focalisation

Le facteur de focalisation applicable au calcul sur 24 h est indiqué dans la Fig. 13 comme étant la moyenne des courbes de jour (Fig. 5) et de nuit (Fig. 6).

FIGURE 13
Courbes h-f de la couche de réflexion



Nombre de tâches solaires: 100 Juin 23N 0E

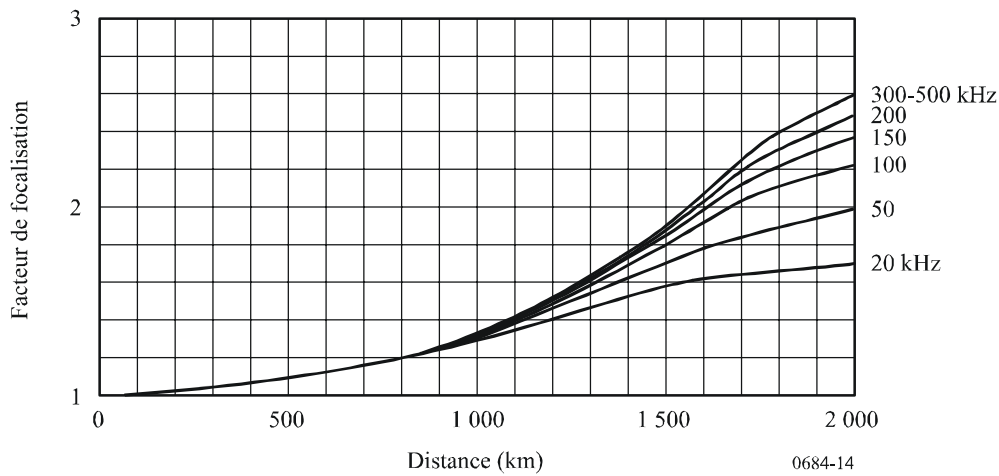
f_{base}^* : 10 kHz y_{min}^* : 10 km
 y_{max}^* : 30 km h_{max}^* : 100 km

0684-13

FIGURE 14

Facteur de focalisation

FIGURE 14

Facteur de focalisation**2.3.4 Facteur d'antenne**

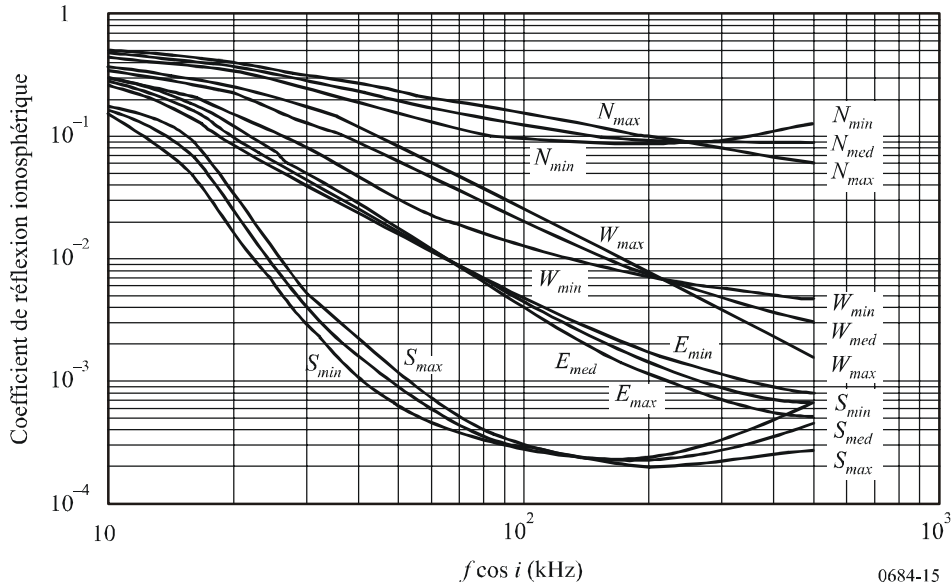
Les facteurs d'antenne d'émission et d'antenne de réception sont calculés à partir des courbes avec interpolation par rapport à l'angle d'élévation et à la fréquence pour trois situations différentes pour ce qui est des caractéristiques du sol.

Caractéristiques du sol	Constante diélectrique (ϵ)	Conductivité (σ en S/m)
Etendue d'eau	80	5
Terre	15	0,002
Sol sec	15	0,0005

2.3.5 Coefficient de réflexion ionosphérique

Les coefficients de réflexion ionosphérique donnés au § 2.2 sont convertis en coefficients correspondant à trois époques de l'activité solaire: nombre maximal de tâches solaires (75 à 150), nombre moyen de tâches solaires (25 à 75) nombre minimal de tâches solaires (0 à 25). Ces coefficients sont indiqués en fonction de $f \cos i$ pour l'hiver, l'équinoxe et l'été (voir la Fig. 15). Ensuite, les valeurs du cosinus de l'angle zénital du soleil ($\cos \chi$) la nuit (N dans la Figure) et à midi, en hiver (W), à l'équinoxe (E) en été (S) au Canada sont fixées respectivement à $-0,21$, $0,375$, $0,707$ et $0,93$. On obtient les coefficients de réflexion atmosphérique, par une condition donnée en faisant une interpolation de R_c par rapport à $f \cos i$ et à $\cos \chi$.

FIGURE 15
Coefficient de réflexion ionosphérique



2.3.6 Affaiblissement dû à la réflexion au sol

Le coefficient de réflexion du sol R_v , pour une polarisation verticale, est calculé en fonction de la fréquence, f (kHz), de l'angle d'élévation β , de la constante diélectrique ϵ et de la conductivité σ .

$$R_v = (n^2 \sin(\beta) - (n^2 - (\cos(\beta))^2)^{1/2}) / (n^2 \sin(\beta) + (n^2 - (\cos(\beta))^2)^{1/2}) \quad (18)$$

où:

$$n^2 = \epsilon - j18\sigma 10^6 / f \quad (19)$$

La variation de l'angle de phase d'une onde à polarisation verticale lorsqu'elle est réfléchiée est calculée pour une fréquence, un angle d'élévation et des paramètres du sol donnés.

2.3.7 Champ de l'onde ionosphérique

Si la réception se fait sur une petite antenne-cadre située à la surface de la Terre, le champ équivalent de l'onde ionosphérique E_s est obtenu comme suit:

$$E_s = 600 \sqrt{P_t} \cos \Psi R_c F_c F_t F_r / L \quad \text{mV/m} \quad (20)$$

où:

- P_t : puissance rayonnée (kW)
- Ψ : angle de départ et d'arrivée de l'onde ionosphérique au sol, par rapport à l'horizontale
- R_c : coefficient de réflexion ionosphérique
- F_c : facteur de focalisation ionosphérique
- F_t et F_r : facteur d'antenne respectivement d'émission et de l'antenne de réception
- L : longueur du trajet de l'onde ionosphérique.

Dans le cas d'une onde ionosphérique à deux bonds, le champ E_{s2} reçu par une antenne-cadre de réception est représenté comme suit:

$$E_{s2} = 600 \sqrt{P_t} \cos \Psi R_{c1} F_{c2} (F_c)^2 D_g R_g F_t F_r / L_2 \quad \text{mV/m} \quad (21)$$

où:

- R_{c1} et R_{c2} : coefficient de réflexion ionosphérique pour la première et pour la seconde réflexion
 D_g : facteur de divergence dû à la Terre sphérique, approximativement égal à F_c^{-1}
 R_g : coefficient de réflexion équivalent de la Terre de conductivité finie
 L_2 : propagation totale sur le trajet du rayon à deux bonds.

Etant donné que $R_{c1} = R_{c2} = R_c$ et que $D_g = 1/F_c$ en approximation de premier ordre, E_{s2} est donné comme suit:

$$E_{s2} = 600 \sqrt{P_t} \cos \psi R_c^2 F_c R_g F_t F_r / L_2 \quad \text{mV/m} \quad (22)$$

2.3.8 Onde de sol

Les courbes de propagation de l'onde de sol sont extraites de la Recommandation UIT-R P.368 pour trois situations: eau de mer ($\epsilon:70$, $\sigma:5$ S/m), terre ($\epsilon:22$, $\sigma:0,003$ S/m), sol sec ($\epsilon:7$, $\sigma:0,0003$ S/m) et neuf fréquences: 40, 50, 75, 100, 150, 200, 300, 400, 500 kHz. Le champ de l'onde de sol est alors calculé par interpolation par rapport à la distance et à la fréquence.

2.3.9 Champ résultant et phase

Le champ résultant de l'onde ionosphérique à un bond et de l'onde ionosphérique à deux bonds, R_s , est calculé à partir de l'équation suivante:

$$R_s^2 = E_{s1}^2 + E_{s2}^2 + 2 E_{s1} E_{s2} \cos \varphi \quad (23)$$

où:

$\varphi = 2\pi$ (différence de longueur du trajet du rayon entre l'onde ionosphérique à un bond et l'onde ionosphérique à deux bonds)/ λ .

Le champ reçu R qui est la résultante des ondes ionosphériques et de l'onde de sol, est calculé à partir de l'équation suivante:

$$R^2 = R_s^2 + G^2 + 2R_s G \cos \theta \quad (24)$$

où:

θ : angle de retard de phase de R_s par rapport à l'onde de sol.

2.3.10 Variations des signaux du service des fréquences étalon et des signaux horaires à 40 et à 60 kHz en fonction de la distance

Les Fig. 16 et 17 montrent les courbes de propagation prévues des champs résultants des ondes ionosphériques à un bond et à deux bonds et de l'onde de sol à 40 kHz, respectivement le jour et la nuit, les données sous forme de points ayant été mesurées en février 2004.

FIGURE 16

Champs de l'onde JJY à 40 kHz reçue le jour en février 2004

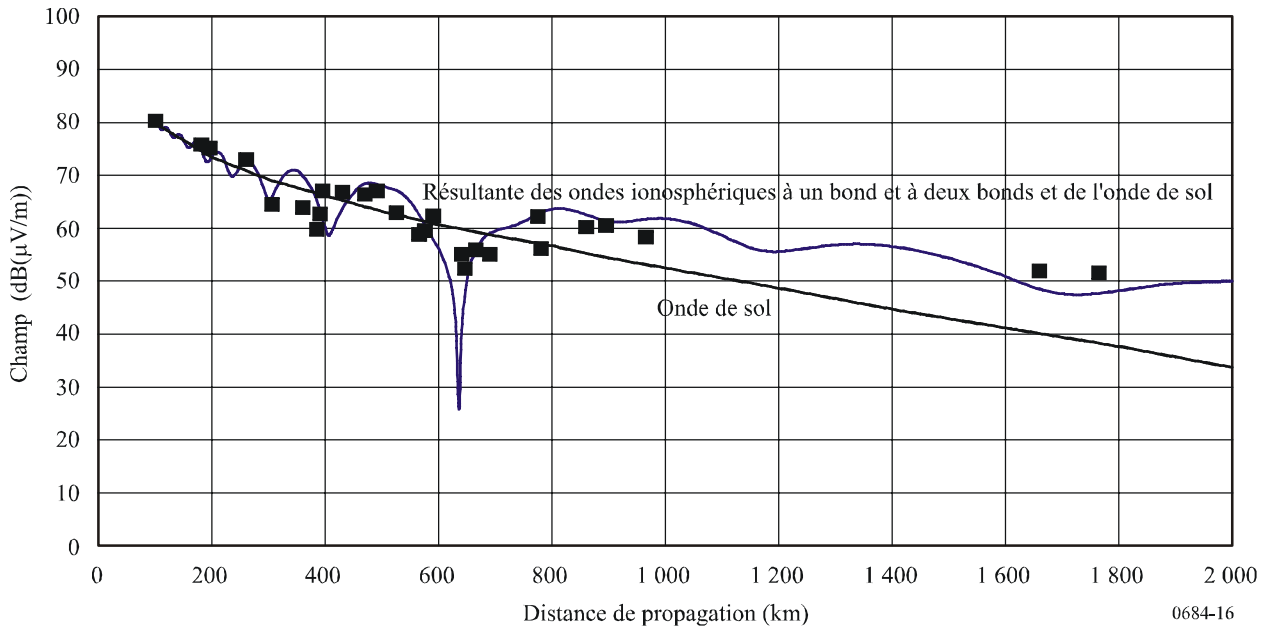
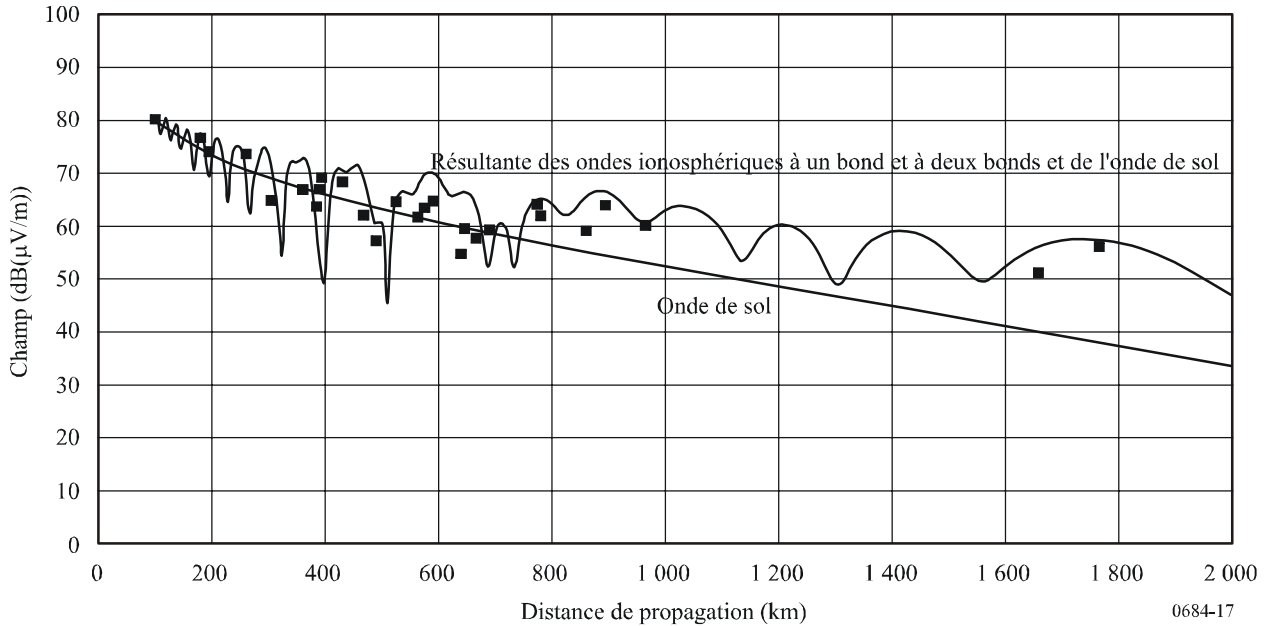


FIGURE 17

Champs de l'onde JJY à 40 kHz reçue la nuit en février 2004



Les Fig. 18 et 19 montrent les courbes de propagation prévues des champs résultants des ondes ionosphériques à un bond et à deux bonds et de l'onde de sol à 60 kHz, respectivement le jour et la nuit, les données sous forme de points ayant été mesurées en février 2004.

FIGURE 18

Champs de l'onde JJY à 60 kHz reçue le jour en février 2004

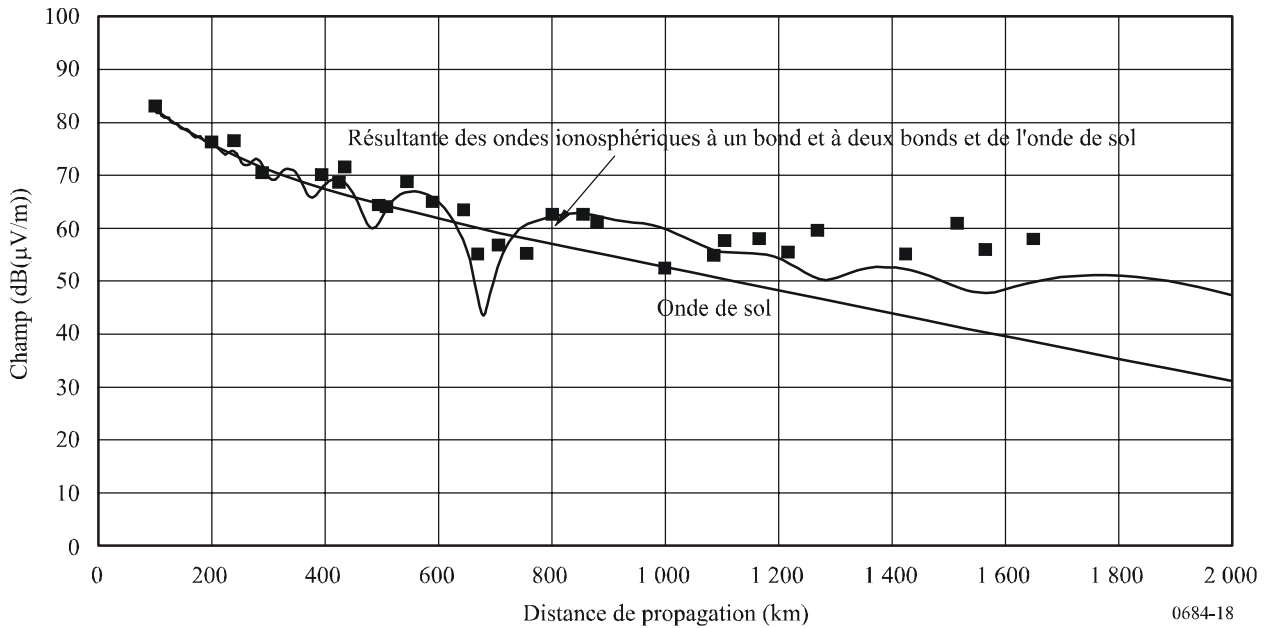
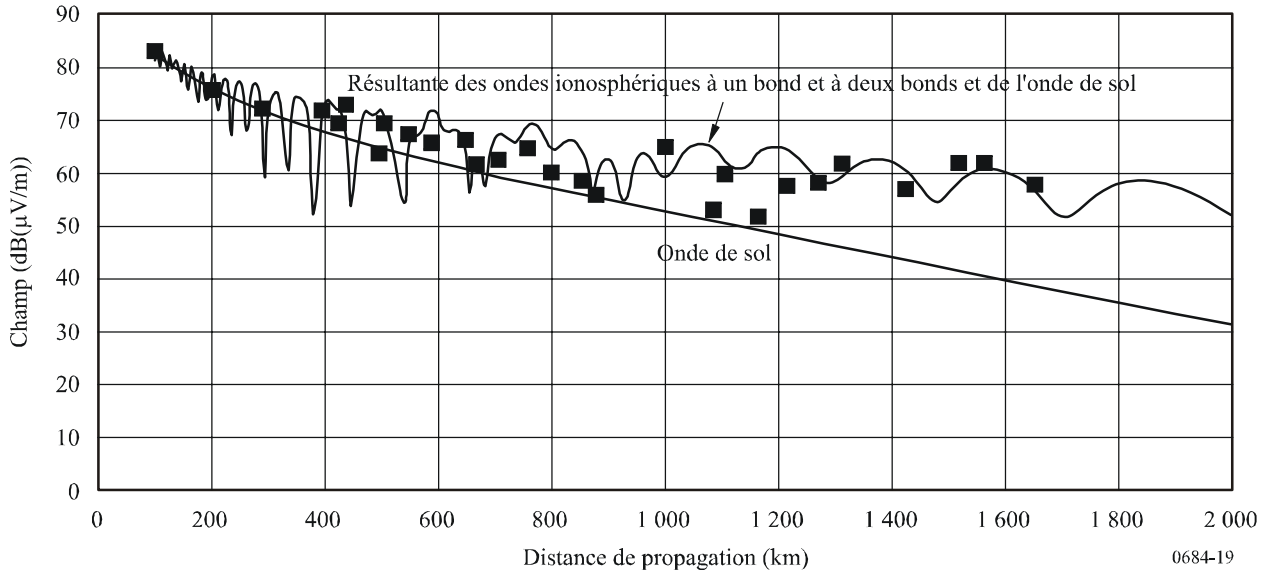


FIGURE 19

Champs de l'onde JJY à 60 kHz reçue la nuit en février 2004



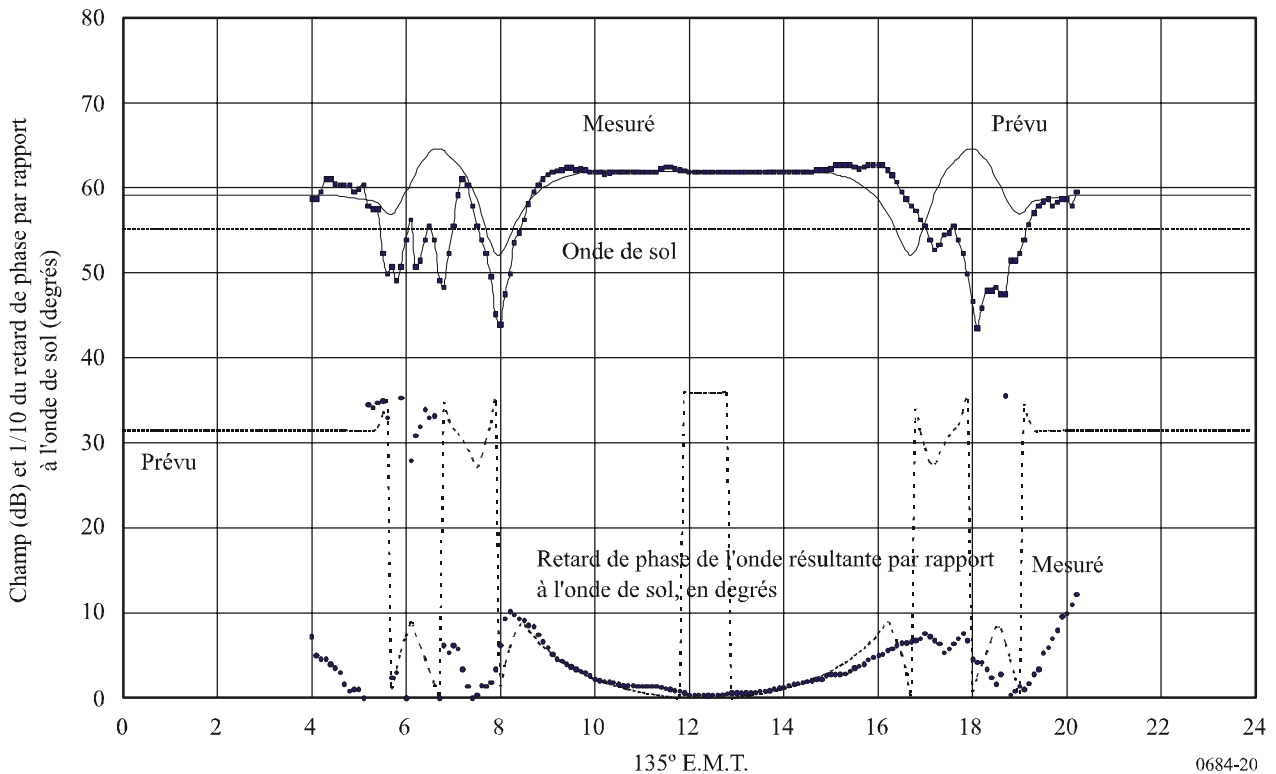
On observe une bonne concordance entre les courbes prévues et les valeurs mesurées et des inflexions nettes autour de 600 et de 700 km suivies d'un niveau du champ plus élevé d'environ 10 dB.

2.3.11 Variations du champ et de la phase des signaux du service des fréquences étalon et des signaux horaires à 60 kHz en fonction du temps

Le retard de phase du signal reçu correspond à celui des ondes ionosphériques résultantes et de l'onde de sol par rapport à l'onde de sol. Les valeurs de ce retard et de ce champ, exprimées en

fonction de l'heure locale et enregistrées le 28 février 2004, sont répertoriées sur une courbe (Fig. 20), ainsi que la variation du champ et le retard de phase pendant le jour tels qu'ils ont été prévus. Il est évident que la méthode de prévision est utile pour évaluer la stabilité du signal du service des fréquences étalon et des signaux horaires.

FIGURE 20
Variation diurne du champ et de la phase de l'onde JJY à 60 kHz
reçue à Koganei le 28 février 2004



3 Calcul du champ par les modes de guide d'ondes: Solution pour le champ complet

Dans la propagation à grande distance des ondes radioélectriques extrêmement longues, myriamétriques et kilométriques, ces ondes sont confinées dans l'espace compris entre la Terre et l'ionosphère. Cet espace agit comme un guide d'ondes et on utilise le «concept de guide d'ondes» pour caractériser les champs propagés en fonction de la distance.

La méthode du mode de guide d'ondes permet d'obtenir la solution pour le champ complet concernant un guide d'ondes dont les caractéristiques sont les suivantes:

- distribution arbitraire de la densité des électrons et des ions et de la fréquence de collision en fonction de la hauteur, et
- une limite inférieure constituée par une Terre homogène et uniforme caractérisée par une conductivité de surface et une constante diélectrique ajustables. Cette méthode tient compte également de la courbure de la Terre, de l'homogénéité de l'ionosphère et de l'anisotropie (résultant du champ magnétique terrestre).

On considère que l'énergie contenue dans le guide d'ondes est répartie entre une série de modes. Chaque mode représente un état résonnant, c'est-à-dire que, pour un jeu discret d'angles d'incidence des ondes sur l'ionosphère, il se produit une résonance et l'énergie se propage en s'éloignant de la

source. Les angles complexes (θ) pour lesquels cette situation se produit sont appelés angles propres (ou «modes»). On peut les obtenir en utilisant les méthodes «du champ complet» décrites aux § 3.1 et 3.2 qui permettent de résoudre l'équation déterminante (équation modale):

$$F(\theta) = |R_d(\theta) \bar{R}_d(\theta) - 1| = 0 \quad (25)$$

où:

$$R_d(\theta) = \begin{bmatrix} \parallel R_{\parallel d}(\theta) & \perp R_{\parallel d}(\theta) \\ \parallel R_{\perp d}(\theta) & \perp R_{\perp d}(\theta) \end{bmatrix} \quad (26)$$

est la matrice du coefficient de réflexion ionosphérique complexe dans le sens ascendant jusqu'à l'ionosphère en partant de la hauteur « d » et où:

$$\bar{R}_d(\theta) = \begin{bmatrix} \parallel \bar{R}_{\parallel d}(\theta) & 0 \\ 0 & \perp \bar{R}_{\perp d}(\theta) \end{bmatrix} \quad (27)$$

est la matrice de réflexion complexe dans le sens descendant jusqu'au sol en partant de la hauteur « d ».

La notation \parallel pour R et \bar{R} désigne la polarisation verticale tandis que la notation \perp désigne la polarisation horizontale. Le premier indice de R se rapporte à la polarisation de l'onde incidente, tandis que le second s'applique à la polarisation de l'onde réfléchie.

Les termes des formules (26) et (27) sont les suivants:

- $\parallel R_{\parallel}$: rapport entre le champ réfléchi dans le plan d'incidence et le champ incident dans le même plan
- $\perp R_{\perp}$: rapport entre le champ réfléchi perpendiculaire au plan d'incidence et le champ incident perpendiculaire au plan d'incidence
- $\parallel R_{\perp}$: rapport entre le champ réfléchi perpendiculaire au plan d'incidence et le champ incident dans le plan d'incidence
- $\perp R_{\parallel}$: rapport entre le champ réfléchi dans le plan d'incidence et le champ incident perpendiculaire au plan d'incidence.

On obtient la matrice de réflexion ionosphérique, R_d (formule (26)), à la hauteur d par l'intégration numérique des équations différentielles formulées par Budden «The waveguide theory of wave propagation», Logos Press, Londres, 1961. On intègre les équations différentielles par une méthode de Runge-Kutta, en partant d'une certaine hauteur au-dessus de laquelle on admet que la réflexion est négligeable. La condition initiale de l'intégration, c'est-à-dire la valeur initiale de R , est considérée comme étant la valeur de R correspondant à une ionosphère de contours nets, au-dessus des profils déterminés de densité des électrons et de fréquence de collision. On calcule le terme R_d en termes de solutions de l'équation de Stokes et de ses dérivées.

On résout l'équation modale (formule (25)) pour autant de modes (angles propres, θ_n) que l'on désire. A partir du jeu de valeurs θ ainsi obtenu, on peut calculer les paramètres de propagation suivants: taux d'affaiblissement, vitesse de phase, et amplitude et phase du facteur d'excitation. On utilise ensuite ces paramètres dans une sommation modale pour calculer le champ total, l'amplitude et la phase, en un point éloigné.

On peut, dans de nombreux cas, considérer que le guide d'ondes Terre-ionosphère a des propriétés de propagation constantes le long du trajet de transmission. Les calculs de la sommation modale effectués dans ces cas sont désignés comme étant horizontalement homogènes. Cependant, pour la propagation à grande distance, il serait peu réaliste d'admettre que les paramètres du guide d'ondes

demeurent constants sur toute la longueur du trajet. Par exemple, la direction et l'intensité du champ magnétique terrestre varient et il peut y avoir des discontinuités dans la paroi inférieure du guide d'ondes par suite de variations de la conductivité du sol liées aux diverses limites terre-mer et aux calottes de glace polaires. La conductivité ionosphérique varie également selon l'heure de la journée, la saison et la présence de la ligne de lever ou de coucher du Soleil le long du trajet de propagation.

Ces types de discontinuité sont ceux qui causent des variations discrètes dans le guide d'ondes. Il convient, dans ces cas, de prendre en considération les effets de la conversion des modes au niveau de la discontinuité. La conversion des modes signifie qu'un mode unique qui se propage dans une région du guide d'ondes produit, dans l'autre partie de ce guide d'ondes deux ou plusieurs modes qui se propagent ensuite vers le récepteur.

3.1 Matrice de réflexion ionosphérique, $R(\theta)$

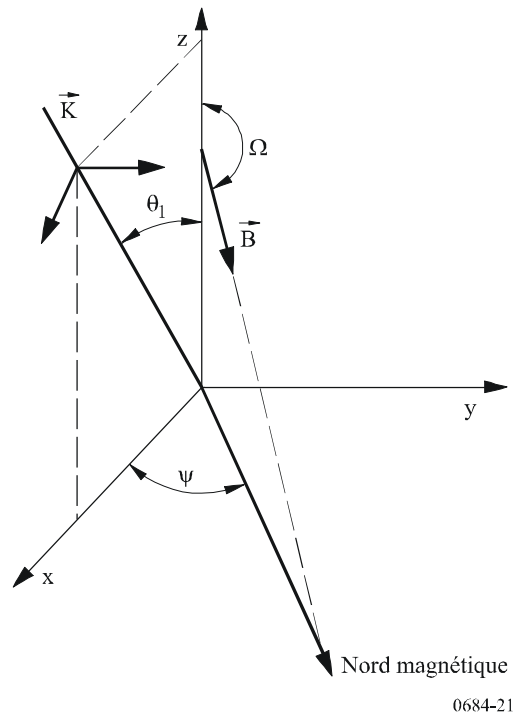
Une étape capitale dans la détermination des constantes de modes examinées au paragraphe précédent est l'évaluation de la matrice de réflexion R pour une ionosphère anisotrope verticalement non homogène. Celle-ci est effectuée par une intégration numérique des équations différentielles formulées par Budden.

Le système de coordonnées choisi est tel que la direction de z est considérée comme positive à l'entrée dans l'ionosphère. x positif est le sens de propagation et y est perpendiculaire au plan de propagation.

La géométrie est présentée sur la Fig. 21 où une onde plane arrive sur l'ionosphère par le bas, formant le vecteur d'onde \vec{K} dans le plan $x-z$ (plan d'incidence) sous un angle d'incidence θ_1 par rapport à la verticale (axe z). Les autres variables identifiées sur cette Figure sont Ω , angle du champ géomagnétique mesuré à partir de la verticale ($90^\circ < \Omega \leq 180^\circ$ pour l'hémisphère nord), et ψ , azimut de propagation (à l'est du Nord magnétique). Le vecteur \vec{B} est la densité de flux magnétique de la Terre.

Les équations différentielles sont intégrées au moyen d'une technique de Runge-Kutta en commençant à une certaine hauteur, au-dessus de laquelle on suppose que la réflexion est négligeable. La valeur de départ de R est celle qui correspond à une ionosphère homogène nettement délimitée, caractérisée par des paramètres au sommet des profils donnés de densité électronique, de densité ionique et des fréquences de collision. La protection contre les erreurs est assurée en comparant chaque palier d'augmentation des éléments de R calculés à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta de quatrième ordre à ceux calculés à l'aide d'un stade d'intégration du deuxième ordre. L'intégration est effectuée en descendant à partir d'une hauteur initiale jusqu'à une hauteur d , d étant identifié par la formule (25). Il suffit que d soit choisi suffisamment bas dans l'ionosphère pour que les effets ionosphériques soient faibles par rapport aux effets de la courbure terrestre. Au-dessous du niveau d , le seul effet qui intervient est celui de la courbure terrestre, dont il est tenu compte en introduisant une permittivité modifiée qui varie linéairement en fonction de la hauteur.

FIGURE 21
Géométrie de la propagation des ondes



3.2 Matrice de réflexion au sol, $\bar{R}_d(\theta)$

La matrice du coefficient de réflexion au sol, \bar{R}_d , donnée par la formule (27), est déterminée en termes de solutions indépendantes h_1 et h_2 par rapport à l'équation de Stokes:

$$\frac{d^2 h_{1,2}}{dz^2} + z h_{1,2} = 0 \quad (28)$$

où les fonctions h_1 et h_2 sont des fonctions de Hankel modifiées de l'ordre 1/3 (en relation linéaire avec les fonctions d'Airy).

3.3 Méthode de recherche des modes («MODESRCH»)

La théorie du guide d'ondes considère le champ comme composé d'une ou plusieurs familles distinctes (modes) d'ondes planes limitées au guide d'ondes formé par la Terre et l'ionosphère. Le principal objectif est de trouver des solutions à la formule (25) pour les angles propres θ_n . Dans ce but, on utilise une méthode dite «MODESRCH».

La méthode «MODESRCH», mise au point essentiellement pour la propagation en ondes myriamétriques et dans la partie la plus basse de la bande des ondes kilométriques (de 10 kHz à environ 60 kHz) dans le guide d'ondes formé par la Terre et l'ionosphère, trouve tous les modes dans n'importe quelle région rectangulaire physiquement importante de l'espace complexe de l'angle propre θ_n . Cette méthode permet également de trouver le seul mode nécessaire pour la propagation des ondes extrêmement longues. La procédure est basée sur une théorie variable complexe. L'équation modale, formule (25), est résolue pour tous les angles propres θ_n importants, et pour l'ensemble donné de caractéristiques Terre-ionosphère ainsi que la fréquence de propagation. La recherche des angles propres est fondée sur le fait que les courbes de phase constantes pour une fonction complexe quelconque, $F(\theta)$ ne peuvent être discontinues qu'aux points où $F(\theta) = 0$ ou à

ceux pour lesquels on a $F(\theta) \rightarrow \infty$. Pour simplifier le problème de la recherche des valeurs de θ_n , la fonction $F(\theta)$ est modifiée de sorte qu'elle ne contienne pas de pôles et qu'on ne considère que $F(\theta) = 0$. Une solution de $F(\theta) = 0$ peut être notée comme θ_0 , c'est-à-dire que θ_0 est une fonction nulle de $F(\theta) = 0$.

Soit l'expression:

$$F(\theta) = F_R(\theta_r, \theta_i) + j F_I(\theta_r, \theta_i) = \text{Re}(F) + j \text{Im}(F) \quad (29)$$

où:

$$\theta = \theta_r + j \theta_i \quad (30)$$

on a aussi:

$$F(\theta) = \left[(F_R(\theta_r, \theta_i))^2 + (F_I(\theta_r, \theta_i))^2 \right]^{1/2} e^{j\theta} \quad (31)$$

où:

$$\varphi = \text{tg}^{-1} \left[\frac{F_I(\theta_r, \theta_i)}{F_R(\theta_r, \theta_i)} \right] \quad (32)$$

et:

$F_R(\theta)$: la partie réelle de la fonction complexe $F(\theta)$

$F_I(\theta)$: la partie imaginaire de la fonction complexe $F(\theta)$

θ_r : la partie réelle de l'angle complexe θ

θ_i : la partie imaginaire de l'angle complexe θ .

En partant de la formule (32), si l'on a:

$\varphi = 0^\circ$ (ou 180°), cela suppose que

$$F_I(\theta_r, \theta_i) = 0$$

En outre, si l'on a

$\varphi = 90^\circ$ (ou 270°), cela suppose que

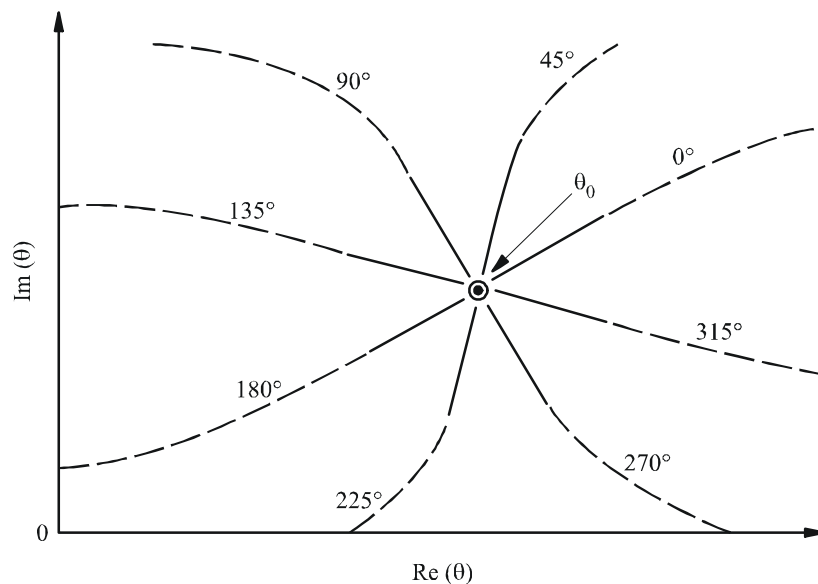
$$F_R(\theta_r, \theta_i) = 0$$

On obtient ainsi le diagramme de phase de la Fig. 22. Un ensemble de courbes de phase constante, appelées contours de phase, allant de 0 à 2π (rad) est obtenu radialement (traits pleins) à partir d'un simple zéro. Les traits pointillés décrivent le comportement possible du contour de phase dans la région située au-delà du voisinage de θ_0 , afin de souligner le fait que, dans cette région, les contours de phase ne sont habituellement pas radiaux. Etant donné le comportement de phase au voisinage d'une fonction nulle de $F(\theta)$, il est utile, du point de vue théorique, de définir une fonction nulle de $F(\theta)$ comme «source» d'un ensemble de contours de phase.

La Fig. 23 illustre quelques éléments fondamentaux de la méthode qui permet de trouver les zéros de la fonction $F(\theta)$. On place un rectangle de recherche dans une région quelconque du plan complexe. Le rectangle de recherche est divisé en une grille de carrés de maille dont les angles sont appelés «points de maille». Le choix de la dimension du carré de maille est libre et il se fait généralement en fonction de l'espacement prévu entre les zéros. Si $F(\theta)$ n'a pas de pôles, cela signifie que la ligne d'une valeur de phase constante quelconque $\varphi = \varphi_c$, qui rayonne à partir d'un zéro de $F(\theta)$, doit croiser un contour fermé contenant au moins une fois ce zéro. En outre, aucun autre zéro de $F(\theta)$ ne peut se trouver sur cette ligne de phase. De même, les lignes de phase constantes autour de $F(\theta) = 0$ ne progressent que dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.

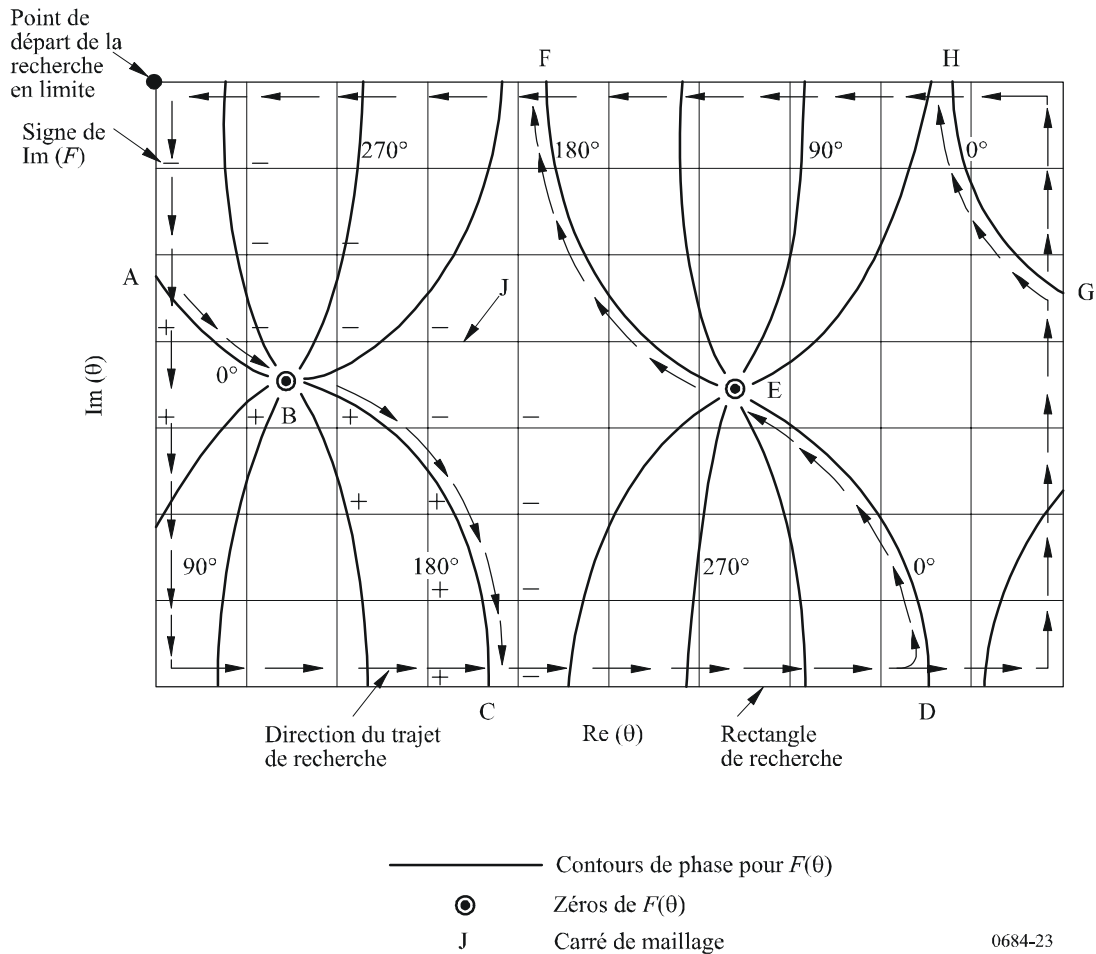
Une ligne de phase constante (par exemple $\varphi = \varphi_c$) qui croise le contour peut être suivie vers l'intérieur jusqu'à ce qu'elle conduise à un zéro de $F(\theta)$ ou qu'elle atteigne à nouveau le contour. En commençant par l'angle supérieur gauche du rectangle de recherche, on effectue une recherche des limites pour les contours de phase à 0° et 180° dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. N'importe quel contour de phase convient; cependant, on choisit les contours de phase à 0° et 180° car, présents lorsque $\text{Im}(F) = 0$, ils sont faciles à localiser mathématiquement. On effectue la recherche en évaluant $F(\theta)$ aux points de maille le long des limites du rectangle de recherche. Lorsque le signe de $\text{Im}(F)$ change, cela indique qu'on vient de passer un contour de phase à 0° ou 180° (points A, D et G). Une fois localisé l'un quelconque de ces contours de phase, on interrompt temporairement la recherche des limites, tandis qu'on trace le contour de phase à 0° ou 180° à l'intérieur du rectangle de recherche par l'inspection de $\text{Im} F(\theta)$ aux angles des carrés de maille (inspection dans le sens inverse des aiguilles d'une montre en commençant par l'angle supérieur gauche de chaque carré de maille). On suit le contour de phase jusqu'à ce qu'on découvre un zéro de $F(\theta)$ (points B et E) ou que l'on rencontre la limite du rectangle de recherche (comme cela se ferait pour le contour de phase compris entre G et H); l'une ou l'autre de ces situations apparaît toujours, à condition qu'il n'existe pas de pôles à l'intérieur du rectangle de recherche. Lorsqu'on localise un zéro, on réserve son emplacement. On trace alors, à partir du côté opposé au zéro, le contour de phase qui a subi un changement de phase de 180° (voir la Fig. 22) jusqu'à ce qu'on rencontre à nouveau la limite du rectangle de recherche (points C et F). Lorsque le contour de phase est présent dans la limite de recherche comme aux points C, F ou H, on marque le carré de maille qui contient cet événement de manière à éviter ultérieurement de suivre à nouveau ce contour de phase particulier pendant la recherche de la limite. On interrompt également ce point (points C, F ou H) le tracé du contour de phase et on reprend la recherche de la limite au point où on a rencontré la dernière ligne de phase à 0° ou 180° (par exemple points A, D ou G). Lorsqu'on aura inspecté toute la limite du rectangle de recherche, on aura trouvé tous les zéros de la fonction $F(\theta)$ situés à l'intérieur du rectangle de recherche.

FIGURE 22

Allure du contour de phase au voisinage d'un zéro de $F(\theta)$ 

— Contour de phase au voisinage de θ_0
 - - - Contour de phase au-delà du voisinage de θ_0

FIGURE 23
Méthode de recherche des modes de fonction $F(\theta)$



L'emplacement d'un zéro est déterminé par l'intersection des contours de phase (voir la Fig. 22). L'intersection des contours de phase à 0° ou 180° avec un autre contour de phase quelconque permet donc de localiser un zéro de $F(\theta)$. L'autre contour de phase choisi à cet effet est le contour de phase de 90° ou 270° ; il est choisi également par commodité, car il est facile de reconnaître ce contour qui apparaît lorsque $\text{Re}(F) = 0$. Lorsqu'on trace un contour de phase à 0° ou 180° , on examine également $\text{Re}(F)$ dans les angles de chaque carré de maille pour localiser un changement de signe de $\text{Re}(F)$ qui indique qu'un contour de phase à 90° ou 270° est entré dans le carré de maille. Cet événement indique qu'un zéro se trouve probablement dans ce carré de maille ou peut-être dans un carré de maille adjacent. Lorsqu'on sait qu'un carré de maille contient un zéro, on obtient une localisation plus précise du zéro par un schéma d'interpolation qui utilise à la fois la magnitude et la phase de la fonction $F(\theta)$. Ensuite, une itération de Newton-Raphson signale l'emplacement du zéro.

La méthode de Newton-Raphson consiste à utiliser chacune des solutions d'angles propres θ_n obtenues à partir de la grille «MODESRCH» comme solution initiale θ_0 de la formule (25) où $F(\theta) = 0$. On recalcule ensuite la fonction pour $\theta_0 + \delta\theta$ et on obtient la correction à θ_0 à partir de l'équation:

$$\Delta\theta = \frac{F(\theta_0) \delta\theta}{F(\theta_0 + \delta\theta) - F(\theta_0)} \quad (33)$$

On calcule alors la correction déterminée par la formule (33) et on répète le processus jusqu'à ce que les valeurs $|\Delta\theta_r|$ et $|\Delta\theta_i|$ soient réduites conformément à la tolérance préassignée. Les indices r et i désignent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire.

4 Calcul du champ

4.1 Paramètres nécessaires

Les angles propres θ_n étant connus, les valeurs suivantes présentant un intérêt physique sont faciles à calculer:

$$\text{Vitesse de phase au sol: } V = \frac{c}{K (\sin \theta_n)_r} \quad (34)$$

$$\text{Constante d'affaiblissement au sol (dB/Mm): } \Gamma = -8,6859 k K (\sin \theta_n)_i \quad (35)$$

où:

$$\text{Vitesse de la lumière dans le vide: } c = 2,997928 \times 10^5 \text{ km/s}$$

$$K = \left(1 + \frac{\alpha h}{2}\right) \quad (36)$$

$$\alpha = 2/a = 3,14 \times 10^{-4} / \text{km} \quad (37)$$

Si l'on utilise la géométrie de la Fig. 21, le sens de stratification est le sens z et le sens de propagation est situé dans le plan x - z . On considère que le sens d'entrée de z dans l'ionosphère est positif. Le sens de propagation x est positif et y est perpendiculaire au plan de propagation. Ainsi, les champs ne présentent aucune dépendance vis-à-vis de y , mais présentent vis-à-vis de x une dépendance de la forme $\exp(-ik \sin \theta_x)$, où k est la magnitude du vecteur de propagation en espace libre et θ l'angle entre le sens du vecteur de propagation et le sens z en un point du milieu stratifié où l'indice de réfraction modifié est égal à l'unité. On admet que toutes les valeurs de champ varient en fonction de $\exp(i\omega t)$ où ω est la fréquence angulaire.

Le facteur modal d'excitation et les fonctions modales de gain de hauteur sont deux paramètres nécessaires pour le calcul des champs électriques. Les formules relatives au facteur d'excitation sont résumées dans le Tableau 2. Les titres des colonnes ne s'appliquent qu'à l'excitation des composantes du champ électrique E_z , E_y et E_x et ceux des rangées s'appliquent à l'excitation par un dipôle vertical (λ_V) un dipôle horizontal de rayonnement longitudinal (λ_E) et un dipôle horizontal de rayonnement transversal (λ_B).

TABLEAU 2
Facteurs d'excitation

Composante du champ	E_z	E_y	E_x
Excitateur			
λ_V	$B_1 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$	$\frac{-B_1}{S} \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\parallel}) (1 + \bar{R}_{\perp})}{D_{12}}$	$\frac{B_1}{S} \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$
λ_E	$B_2 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$	$\frac{-B_2}{S} \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\parallel}) (1 + \bar{R}_{\perp})}{D_{12}}$	$\frac{B_2}{S} \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$
λ_B	$B_2 \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\perp}) (1 + \bar{R}_{\parallel})}{D_{12}}$	$\frac{-B_2}{S} \frac{(1 + \bar{R}_{\perp})^2 (1 - \bar{R}_{\parallel} \bar{R}_{\parallel})}{\bar{R}_{\perp} D_{22}}$	$\frac{B_2}{S} \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\perp}) (1 + \bar{R}_{\parallel})}{D_{12}}$

Les termes R et \bar{R} représentent, respectivement, les éléments de la matrice de réflexion orientée vers l'ionosphère et vers le sol, à partir du même niveau d à l'intérieur du guide. Les valeurs B_1 et B_2 sont données par la formule:

$$B_1 = \frac{S^{5/2}}{\left. \frac{\partial F}{\partial \theta} \right|_{\theta = \theta_n}} \quad B_2 = -\frac{B_1}{S} \quad (38)$$

où S est le sinus de l'angle propre et où le dénominateur est la dérivée de l'équation modale pour la valeur θ_n de l'angle propre.

Les facteurs d'excitation doivent être complétés par les définitions des gains de hauteur.

On peut effectuer les calculs de champ pour les excitateurs de dipôle électriques d'orientation arbitraire situés à une hauteur quelconque à l'intérieur du guide. Il est possible ainsi de traiter les problèmes de propagation des ondes myriamétriques/kilométriques air-air, sol-air ou air-sol dans lesquelles intervient un canal de guide d'ondes non homogène dans le plan horizontal. La Fig. 24 montre l'orientation du dipôle par rapport à la géométrie de propagation dans laquelle l'axe z est toujours perpendiculaire à la surface courbe de la Terre. Les angles γ et ϕ mesurent l'orientation de l'émetteur par rapport au système de coordonnées x, y, z .

Selon la Fig. 24, $\gamma = 0^\circ$ représente l'excitation d'un dipôle vertical, tandis que $\gamma = 90^\circ$ indique l'excitation d'un dipôle horizontal. En outre, ϕ est l'angle entre la direction du dipôle horizontal et la direction de propagation. De manière explicite, $\phi = 0$ représente le rayonnement longitudinal et $\phi = 90^\circ$ représente le rayonnement transversal.

4.2 Sommations de mode WKB et homogène dans le plan horizontal

Outre la non-homogénéité verticale de l'ionosphère, il est possible que le guide présente une non-homogénéité horizontale. En particulier, la variabilité des constantes de propagation le long du grand cercle peut résulter de la variabilité horizontale de l'ionosphère, de la variabilité de la conductivité du sol et/ou de la permittivité du sol, ainsi que des variations du champ géomagnétique ou de l'orientation. Dans les cas où le guide d'ondes Terre-ionosphère ne peut pas être considéré comme horizontalement homogène le long du trajet de propagation, on utilise la sommation de mode de la forme WKB. Ce modèle est précis lorsque les variations des paramètres modaux sont suffisamment progressives le long du trajet.

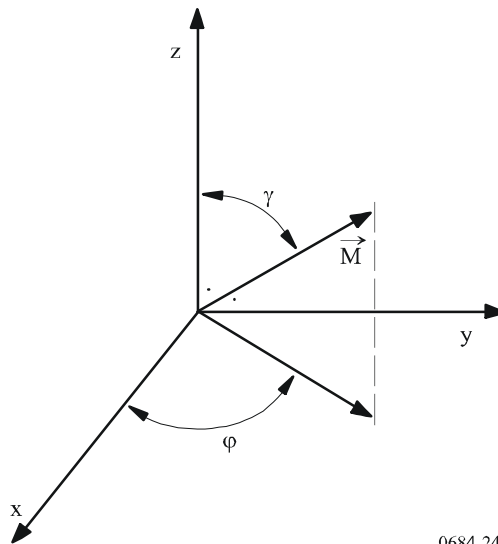
Conformément aux facteurs d'excitation et aux gains de hauteur, les équations de sommation de mode WKB peuvent s'exprimer en fonction de la distance de propagation.

Si l'on peut considérer que le trajet de propagation est horizontalement homogène sur toute sa longueur, l'équation est beaucoup plus simple:

$$\left(\lambda \frac{T}{V} = \lambda \frac{T}{V}\right), \left(\lambda \frac{T}{B} = \lambda \frac{R}{B}\right) \text{ et } \left(\lambda \frac{T}{E} = \lambda \frac{R}{E}\right). \quad \text{Aussi } \left(\bar{S} \frac{T}{n} = \bar{S} \frac{R}{n}\right) \quad (39)$$

la formule peut être utilisée pour calculer les champs en propagation multimode d'ondes myriamétriques et kilométriques. Cette équation peut aussi être utilisée pour la bande d'ondes extrêmement longues, mais, compte tenu des indices d'affaiblissement réduits qui caractérisent la partie inférieure de cette bande, d'importants brouillages pourraient se produire entre les signaux des trajets long et court.

FIGURE 24
Orientation du dipôle \vec{M} dans le guide d'ondes,
 γ étant l'inclinaison et φ l'orientation azimutale



4.3 Sommes de modes utilisant la conversion de mode

Pour des conditions de propagation où l'on ne peut considérer que les propriétés des guides d'ondes Terre-ionosphère variant lentement, on utilise des techniques de conversion de mode. Les exemples dans lesquels les procédures de conversion de mode sont nécessaires pour le calcul des champs sont applicables aux transmissions à travers la ligne de démarcation entre le jour et la nuit, ou lorsque, sur le trajet de propagation, se produisent de grandes modifications de la conductivité du sol, par exemple, lors du passage de la terre à la mer. Le modèle de conversion de mode permet un nombre et un ordre de modes arbitraires de chaque côté du point de discontinuité du guide d'ondes. Ce modèle permet aussi le calcul des composantes horizontales et verticales du champ électrique à une hauteur arbitraire du guide d'ondes.

Le programme de conversion (voir les références données dans AGARDograph No. 326, ed. J.H. Richter, p. 40-62, 1990) de mode est fondé sur le modèle à couches représenté dans la Fig. 25. On suppose l'absence de variation dans la direction y et l'on ne tient pas compte de la réflexion produite par la non-homogénéité horizontale. Si l'on admet ces hypothèses ainsi que celle d'une onde d'amplitude correspondant à l'unité dans le mode k qui est incidente par rapport à la

région de l'émetteur (couche NTR), le coefficient de conversion de mode a_k^p pour la p^e couche associé à la conversion du mode k en mode j peut s'exprimer comme suit en fonction des coefficients correspondant à la $(p + 1)^e$ couche précédente:

$$\sum_{j=1}^j a_{ik}^p I_{n,j}^{p,p} = I_{n,k}^{p,p+1} \quad \text{pour } p = NTR - 1$$

$$= \sum_{j=1}^j a_{jk}^{p+1} \left[-i k S_j^{p+1} (x_p - x_{p+1}) \right] I_{n,k}^{p,p+1} \quad \text{pour } 1 \leq p < NTR - 1$$
(40)

où:

$$i = (-1)^{1/2}$$

k : numéro de l'onde en espace libre

S_j : sinus de l'angle propre pour la couche p

j : nombre total de modes jugé important dans les déterminations du champ total.

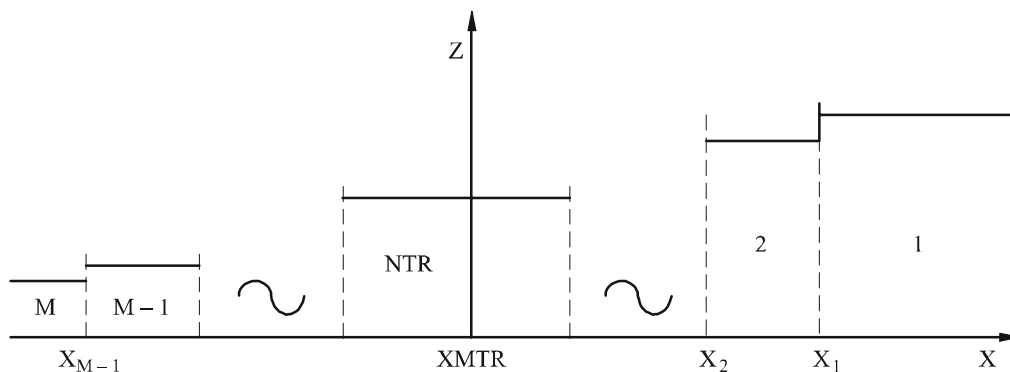
Pour résoudre le système de la formule (40), il importe d'évaluer l'intégrale:

$$I_{j,k}^{m,p} = \int_{-\infty}^{\infty} A_j^{mt} \cdot G_k^p dz$$
(41)

où t désigne l'adjoint et G^p la matrice colonne à 4 éléments des gains de hauteur pour les composantes y et z des champs électriques et magnétiques du mode k^e dans la couche p^e .

Le terme A_j^m est une matrice colonne à 4 éléments des gains de hauteur pour un guide d'ondes adjoint approprié.

FIGURE 25
Modèle de conversion de mode



0684-25

Ici encore, comme dans le cas de la procédure de sommation du mode WKB, le calcul du champ peut être fait pour des excitateurs de doublet électrique d'orientation arbitraire situés à une hauteur quelconque dans le guide. Il est ainsi possible de traiter les problèmes de propagation air-air, sol-air ou air-sol aux ondes myriamétriques et kilométriques dans une voie de guide d'ondes horizontalement non homogène.

Deux options distinctes sont disponibles avec la procédure de conversion de mode. L'une concerne les calculs de champ (amplitude et phase) en fonction de la portée pour un emplacement fixe de la non-homogénéité horizontale. La seconde permet les calculs de champ à un point de réception déterminé sur le trajet de l'arc de grand cercle en fonction de la position de la non-homogénéité horizontale (cette option n'est utile que si la conductivité du sol et les paramètres géomagnétiques sont invariables sur le trajet). L'amplitude est exprimée en dB au-dessus de 1 $\mu\text{V}/\text{m}$ pour un radiateur de 1 kW, la phase étant indiquée en degrés par rapport à l'espace libre.

4.4 Paramètres de l'ionosphère

Les paramètres de l'ionosphère nécessaires pour calculer les valeurs du champ dans les bandes de 3 à 3000 Hz et dans les bandes d'ondes myriamétriques et kilométriques sont représentés par les courbes suivantes, qui sont fonction de la hauteur de l'ionosphère Z : courbe de la densité électronique, courbe de la densité des ions (positifs et négatifs), courbe de la fréquence des collisions entre particules (électrons-particules neutres) et courbe de la fréquence des collisions entre ions (positifs et négatifs) et particules neutres.

La conductivité ionosphérique ω_r est un paramètre commode, basé sur les courbes susmentionnées et qui est fonction de la hauteur Z . Ce paramètre est donné par la formule:

$$\omega_r(Z) = \frac{\omega_p^2(Z)}{\nu(Z)} = \frac{q^2}{\epsilon_0} \left[\frac{N_e(Z)}{m_e \nu_e(Z)} + \frac{N_+(Z)}{m_+ \nu_+(Z)} + \frac{N_-(Z)}{m_- \nu_-(Z)} \right] \quad (42)$$

où:

- $\omega_p(Z)$: fréquence du plasma
- q : charge électronique
- ϵ_0 : permittivité de l'espace libre
- ν_e : fréquence des collisions entre électrons et particules neutres (s^{-1})
- ν_+ : fréquence des collisions entre ions positifs et particules neutres (s^{-1})
- ν_- : fréquence des collisions entre ions négatifs et particules neutres (s^{-1})
- N_e : densité électronique (cm^{-3})
- N_+ : densité des ions positifs (cm^{-3})
- N_- : densité des ions négatifs (cm^{-3})
- m_e : masse de l'électron
- m_+ : masse des ions positifs
- m_- : masse des ions négatifs.

Dans la plupart des cas de propagation des ondes myriamétriques et kilométriques, il suffit de prendre en considération les courbes de la densité électronique et la courbe de la fréquence des collisions entre électrons et particules neutres. Dans ce cas, le paramètre $\omega_r(Z)$ de la conductivité peut être considéré comme ayant une forme exponentielle:

$$\omega_r(Z) = \omega_0 \exp [\beta (Z - H')] \quad (43)$$

où:

- β : paramètre de gradient en unités inverses de hauteur
- H' : hauteur de référence.

Les paramètres de l'ionosphère nécessaires comme données d'entrée dans les programmes de calcul de la propagation multimode par ordinateur sont la courbe de la densité électronique et la courbe de la fréquence réelle des collisions entre électrons et particules neutres. On peut donner à ces termes des relations exponentielles avec la hauteur et les désigner par β (km^{-1}) et H' (km).

La valeur de la densité électronique $N(Z)$ ($\text{él}/\text{cm}^3$) est calculée en fonction de l'altitude Z (km) au moyen de la formule:

$$N(Z) = \{1,43 \times 10^7 \times \exp(-0,15 H')\} \{ \exp(\beta - 0,15)(Z - H') \} \quad \text{él}/\text{cm}^3 \quad (44)$$

Aux fins des calculs, la courbe de la fréquence des collisions est donnée par:

$$\nu(Z) = \nu_0 \exp(-\alpha Z) \quad (45)$$

où:

Z : altitude (km)

ν_0 : $1,82 \times 10^{11}$ collisions/s

α : $0,15 \text{ km}^{-1}$.

Cette combinaison de la densité électronique et de la fréquence des collisions donne une courbe de la conductivité ionosphérique fournie par la formule:

$$\omega_r(Z) = 2,5 \times 10^5 \exp[\beta(Z - H')] \quad (46)$$

L'utilité de ce modèle ionosphérique simple découle de sa facilité d'application et de ce qu'il permet effectivement d'établir des modèles de données mesurées expérimentalement. La détermination des valeurs des paramètres β et H' s'effectue en comparant des données mesurées et les résultats de calculs théoriques en ajustant les paramètres de ces derniers jusqu'au moment où l'on obtient une bonne concordance. La méthode de comparaison la plus directe est obtenue lorsque les données mesurées sont recueillies en un grand nombre de points sur un trajet de propagation par l'arc de grand cercle incluant l'émetteur. C'est à bord d'un aéronef que les données sont recueillies le plus facilement.

En règle générale, les modèles ionosphériques déterminés au moyen de la procédure ci-dessus doivent être considérés comme représentant une ionosphère moyenne, la modélisation se fondant sur l'hypothèse d'une ionosphère statique pendant la durée de vol de l'aéronef. La procédure d'adaptation des données vise à découvrir un schéma calculé de l'amplitude en fonction de la distance concordant avec le schéma à grande échelle des données mesurées. Dans ces conditions, un grand nombre de faibles variations d'amplitude sont prises en compte dans une valeur moyenne. Il se pourrait que des courbes de forme plus complexe qu'une courbe exponentielle corresponde mieux dans certains cas aux données mais les trajets de propagation étudiés étant très longs, toute courbe conçue pour s'adapter le mieux possible aux données est en fait une courbe moyenne pour l'ensemble du trajet.

L'analyse des données mesurées disponibles suggère les paramètres ionosphériques suivants pour les prévisions de la propagation des ondes myriamétriques et kilométriques. Pour le jour, on utilisera $\beta = 0,3$ et $H' = 74$ km pour toutes les latitudes et pour toutes les saisons. L'ionosphère nocturne est plus compliquée car β varie linéairement avec la fréquence, de 0,3-10 kHz à 0,8-60 kHz. L'ionosphère nocturne aux latitudes basses et moyennes est caractérisée par une valeur de H' de 87 km alors que la valeur de H' est de 80 km pour l'ionosphère polaire. On trouvera dans le Tableau 3 les valeurs de ces paramètres de transmission pour 30 kHz. Ce Tableau illustre les transitions telles qu'elles se présenteraient le long d'un trajet hypothétique traversant le pôle depuis le côté jour jusqu'au côté nuit.

TABLEAU 3

Paramètres de transition du profil de l'ionosphère à 30 kHz

Angle zénithal du soleil, χ	β	H' (km)	Inclinaison magnétique, D
$\chi < 90,0$	0,3	74,0	$D < 70$
$90,0 < \chi < 91,8$	0,33	76,2	$70 < D < 72$
$91,8 < \chi < 93,6$	0,37	78,3	$72 < D < 74$
$93,6 < \chi < 95,4$	0,40	80,5	$74 < D < 90$ (Pôle)
$95,4 < \chi < 97,2$	0,43	82,7	$72 < D < 74$
$97,2 < \chi < 99,0$	0,47	84,4	$70 < D < 72$
$99,0 < \chi < (\text{nuit})$	0,50	87,0	$D < 70$

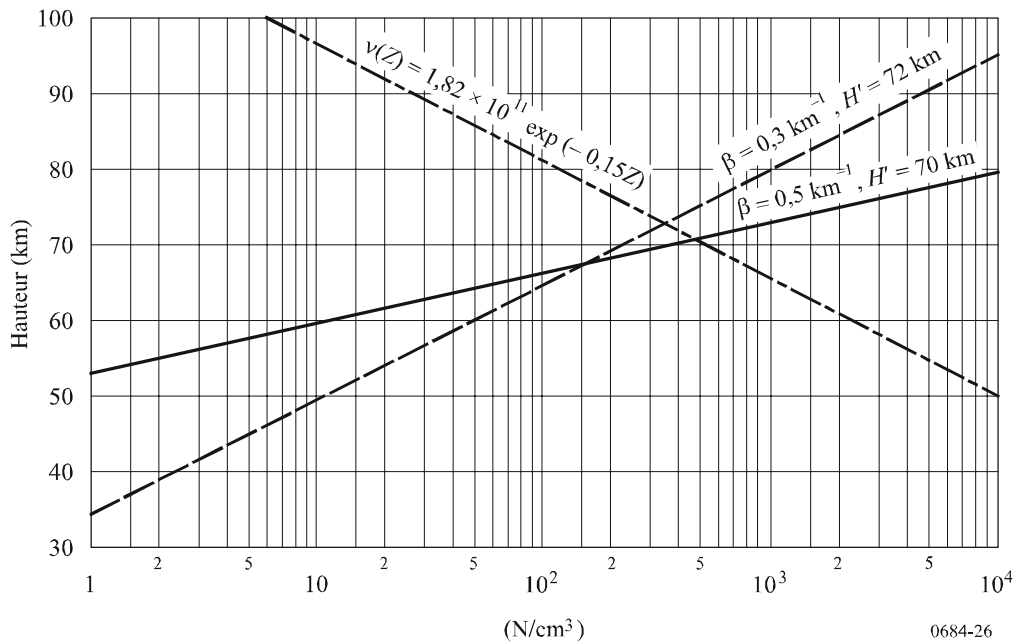
La relation caractéristique en fonction de l'altitude est illustrée à la Fig. 26 pour un certain nombre de courbes exponentielles pour le jour et à la Fig. 27 pour la nuit.

En ce qui concerne la propagation des ondes de 3 à 3 000 Hz, les courbes de la densité des électrons et des ions sont représentées à la Fig. 28.

On trouve également aux Tableaux 4 et 5 des indications sur les courbes de collisions entre électrons et ions pour les ondes de 3 à 3 000 Hz.

FIGURE 26

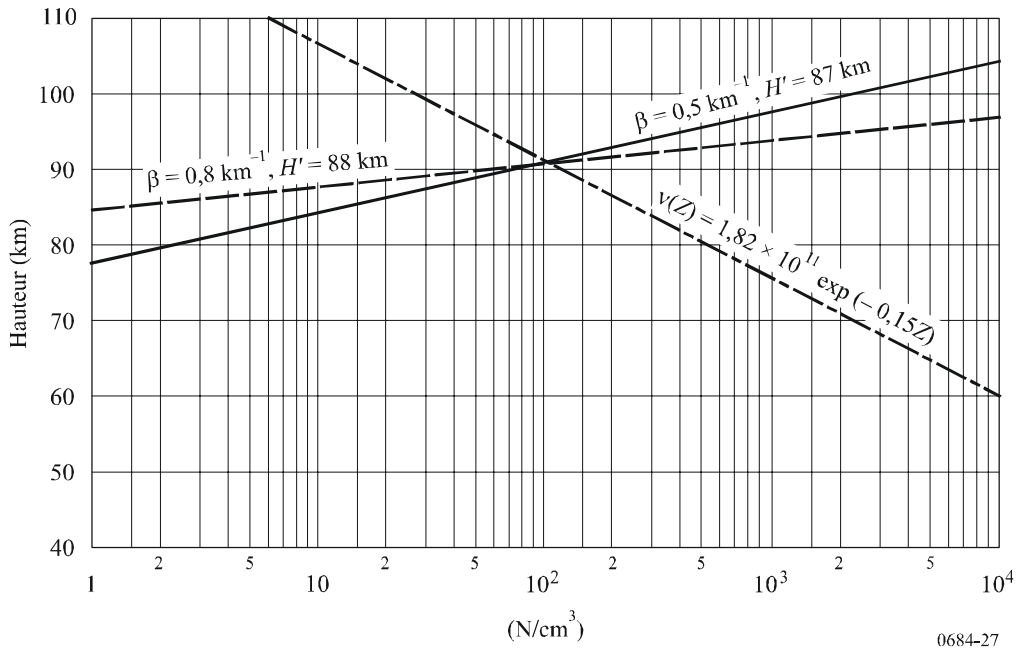
Courbes de la densité électronique et de la fréquence des collisions pendant le jour



0684-26

FIGURE 27

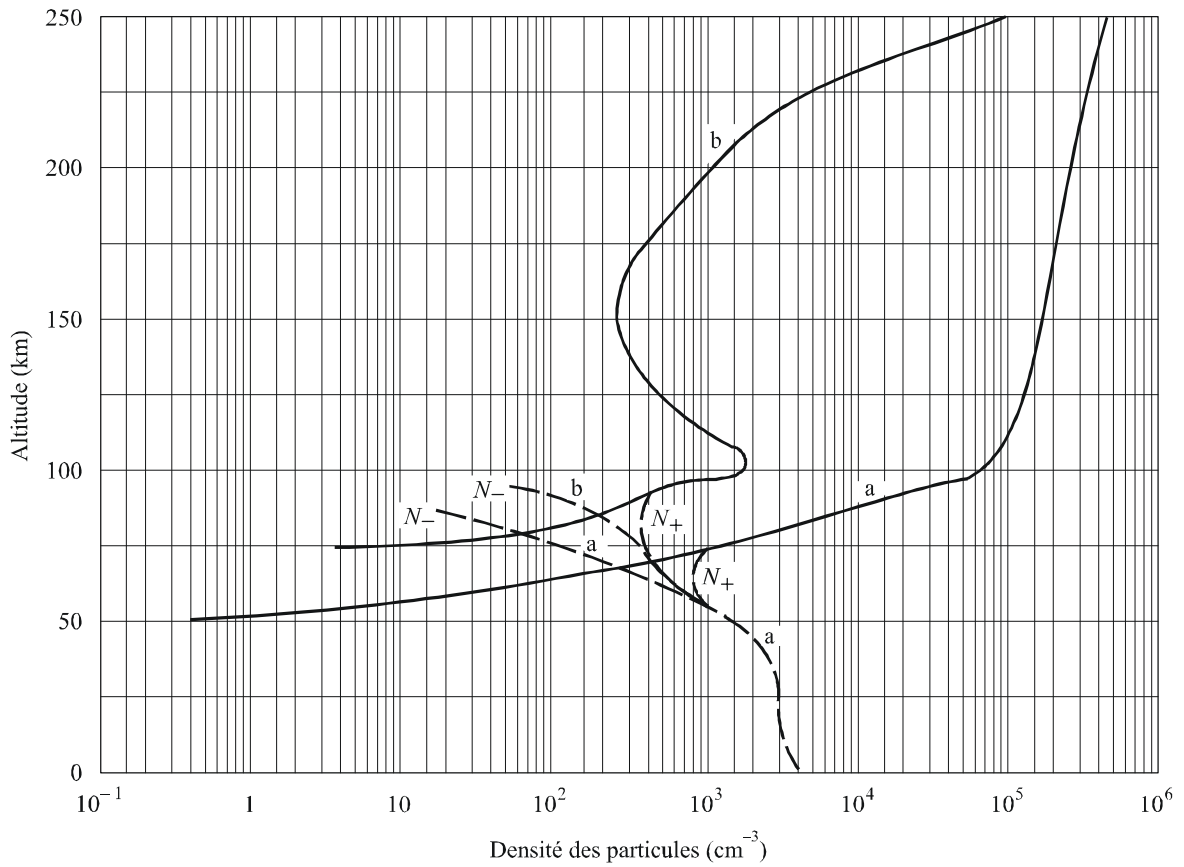
Courbes de la densité électronique et de la fréquence des collisions pendant la nuit



0684-27

FIGURE 28

Courbes des constituants de l'ionosphère (jour et nuit)



- Electrons
- - - - - Ions
- a: jour
- b: nuit

0684-28

TABLEAU 4

**Fréquences des collisions observées pendant la journée dans l'ionosphère
entre électrons et ions (s^{-1}) en fonction de l'altitude**

Altitude (km)	Electrons	Ions positifs	Ions négatifs
260	$6,6 \times 10^2$	1,02	1,02
230	$5,3 \times 10^2$	2,00	2,00
210	$4,8 \times 10^2$	3,10	3,10
200	$5,0 \times 10^2$	4,00	4,00
180	$6,0 \times 10^2$	$1,30 \times 10$	$1,30 \times 10$
170	$8,0 \times 10^2$	$2,40 \times 10$	$2,40 \times 10$
150	$1,6 \times 10^3$	$9,00 \times 10$	$9,00 \times 10$
120	$1,0 \times 10^4$	$6,00 \times 10^2$	$6,00 \times 10^2$
100	$3,9 \times 10^4$	$1,60 \times 10^4$	$1,60 \times 10^4$
0	$4,3 \times 10^{11}$	$2,14 \times 10^{10}$	$2,14 \times 10^{10}$

TABLEAU 5

**Fréquences des collisions observées pendant la nuit dans l'ionosphère
entre électrons et ions (s^{-1}) en fonction de l'altitude**

Altitude (km)	Electrons	Ions positifs	Ions négatifs
250	$1,05 \times 10^2$	$4,50 \times 10$	$4,50 \times 10$
225	$3,50 \times 10$	$9,00 \times 10$	$9,00 \times 10$
220	$3,00 \times 10$	1,00	1,00
210	$3,30 \times 10$	1,30	1,30
200	$4,50 \times 10$	2,00	2,00
150	$1,60 \times 10^3$	$4,50 \times 10$	$4,50 \times 10$
120	$1,00 \times 10^4$	$3,00 \times 10^2$	$3,00 \times 10^2$
100	$3,90 \times 10^4$	$8,00 \times 10^3$	$8,00 \times 10^3$
0	$4,30 \times 10^{11}$	$1,07 \times 10^{10}$	$1,07 \times 10^{10}$

4.5 Paramètres géomagnétiques et géophysiques

D'autres paramètres sont nécessaires pour calculer le niveau des signaux dans les bandes des ondes kilométriques, myriamétriques et plus longues: ce sont ceux qui décrivent l'orientation et l'intensité du champ magnétique terrestre le long du trajet de propagation ainsi que ceux qui donnent la valeur de la constante diélectrique complexe de la Terre en fonction de la fréquence utilisée pour la propagation.

Les paramètres qui décrivent le champ magnétique terrestre sont la grandeur du champ géomagnétique, l'azimut magnétique (en degrés Est par rapport au Nord) de la direction de propagation, et l'angle d'inclinaison mesuré par rapport à l'horizontale du vecteur du champ magnétique. Ces paramètres se modifient le long du trajet de propagation et ces variations sont incorporées dans le WKB ou dans les formules de conversion de mode.

La permittivité relative complexe de la Terre, N_g , est donnée par la formule:

$$N_g = \varepsilon/\varepsilon_0 - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (47)$$

où:

- σ : conductivité du sol
- $\varepsilon/\varepsilon_0$: permittivité relative du sol
- ε_0 : permittivité de l'espace libre
- ω : fréquence angulaire de propagation.

Le Tableau 1 donne les valeurs recommandées pour ces paramètres.

5 Discussion

Pour la prévision du champ pour les fréquences inférieures à environ 150 kHz, on utilisera les méthodes des «bonds» et du guide d'ondes, décrites en détail dans cette Recommandation jusqu'à ce que de meilleures méthodes soient disponibles. Alors que l'on peut utiliser le programme de propagation selon le mode du guide d'ondes décrit dans la présente Recommandation pour prévoir le champ des ondes extrêmement longues (50-3 000 Hz), des méthodes plus simples ont été mises au point pour la partie inférieure de cette bande.

On trouvera dans l'Annexe 2 une brève discussion de la précision des méthodes. L'Annexe 3 donne quelques résultats intéressants obtenus à l'aide du programme de prévision de la propagation par le mode du guide d'ondes, en vue d'illustrer l'utilité du programme.

Annexe 1

Exemple d'un calcul complet du champ (amplitude et phase) en appliquant la méthode de propagation par bonds du § 2

Soit à calculer le champ attendu dans les conditions suivantes: activité solaire minimale, été, heures de jour, court doublet vertical à l'émission et à la réception, et pour les valeurs numériques suivantes:

Longueur du trajet	$d = 1911 \text{ km}$
Fréquence	$f = 80 \text{ kHz}$
Emplacement d'émission sur terre	$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = 2 \times 10^{-3} \text{ S/m} \\ \varepsilon = 15 \varepsilon_0 \end{array} \right.$

Emplacement de réception sur mer $\begin{cases} \sigma = 5 \text{ S/m} \\ \varepsilon = 80 \varepsilon_0 \end{cases}$

Puissance rayonnée $p_t = 0,4 \text{ kW}$

Les étapes successives du calcul sont les suivantes:

<i>Etape</i>	<i>Paramètres</i>	<i>Figure</i>	<i>Terme calculé</i>	<i>Valeur</i>
1	$p_t = 0,4 \text{ kW}$		$V_u = 300\sqrt{0,4}$	$= 190 \text{ V}$
2	$d = 1\,911 \text{ km}$	2	ψ i	$\approx -0,36^\circ$ $= 81^\circ$
3	$\psi = -0,36^\circ$	8	F_t	$= 0,36$
4	$\psi = -0,36^\circ$	7	F_r	$= 0,67$
5	$d = 1\,911 \text{ km}$ $c = 3 \times 10^5 \text{ km/s}$	4	$L - d$ $L = 1\,911 + (46 \times 10^{-6} \times 3 \times 10^5)$	$= 46 \mu\text{s}$ $= 1\,925 \text{ km}$
6	$d = 1\,911 \text{ km}$	5	D	$= 2,16$
7	$f = 80 \text{ kHz}$ $i = 81^\circ$		$f \cos i = 80 \cos 81^\circ$	$= 12,5 \text{ kHz}$
8	$f \cos i = 12,5 \text{ kHz}$ activité solaire minimale, jour (été)	10	$\ R_{\parallel}\ $	$= 0,11$
9			E_s	$= 11,4 \times 10^{-3} \text{ mV/m}$
10	$h = 70 \text{ km}$ (jour) $h = 90 \text{ km}$ (nuit) $d = 1\,911 \text{ km}$ (1 bond)	4	temps de propagation différentiel	$= 67 - 47$ $= 20 \mu\text{s}$ $= 1,6 \text{ cycle}$ (c'est-à-dire 576°) à 80 kHz

Annexe 2

Précision des méthodes

Il est encore nécessaire de vérifier à l'échelle mondiale la méthode des bonds car elle a été largement fondée sur des observations effectuées à des latitudes moyennes dans les Régions 1 et 2 de l'UIT. La méthode a cependant permis de prévoir avec une bonne précision des valeurs médianes de champ à des latitudes élevées en Région 2. La méthode des bonds peut être utilisée pour les ondes kilométriques, pour des fréquences comprises entre environ 60 kHz et 150 kHz.

Lorsque l'on utilise cette méthode, il faut tenir compte de la propagation de l'onde de sol (Recommandation UIT-R P.368) et prendre en considération le facteur d'antenne dans le plan vertical, en utilisant les renseignements donnés dans cette Recommandation et dans le Manuel de l'UIT-R sur l'ionosphère et ses effets sur la propagation des ondes radioélectriques.

On peut utiliser la méthode du guide d'ondes pour la prévision du champ jusqu'à 60 kHz environ, en donnant aux paramètres ionosphériques β et H' les valeurs respectives 0,3 et 74 pour les trajets diurnes, en attendant que soient obtenus des résultats complémentaires tenant compte des variations avec la saison, l'activité solaire et la fréquence. Un modèle nocturne plus détaillé, fonction de la fréquence et de la latitude est décrit dans cette Recommandation.

Etant donné que la frontière inférieure du guide d'ondes est la Terre, une carte mondiale de la conductivité (par exemple Recommandation UIT-R P.832) doit faire partie d'un programme destiné à une application mondiale. La carte de la conductivité du sol habituellement employée dans le programme de propagation guidée couramment utilisé aux Etats-Unis d'Amérique et au Canada est largement fondée sur des caractéristiques géologiques.

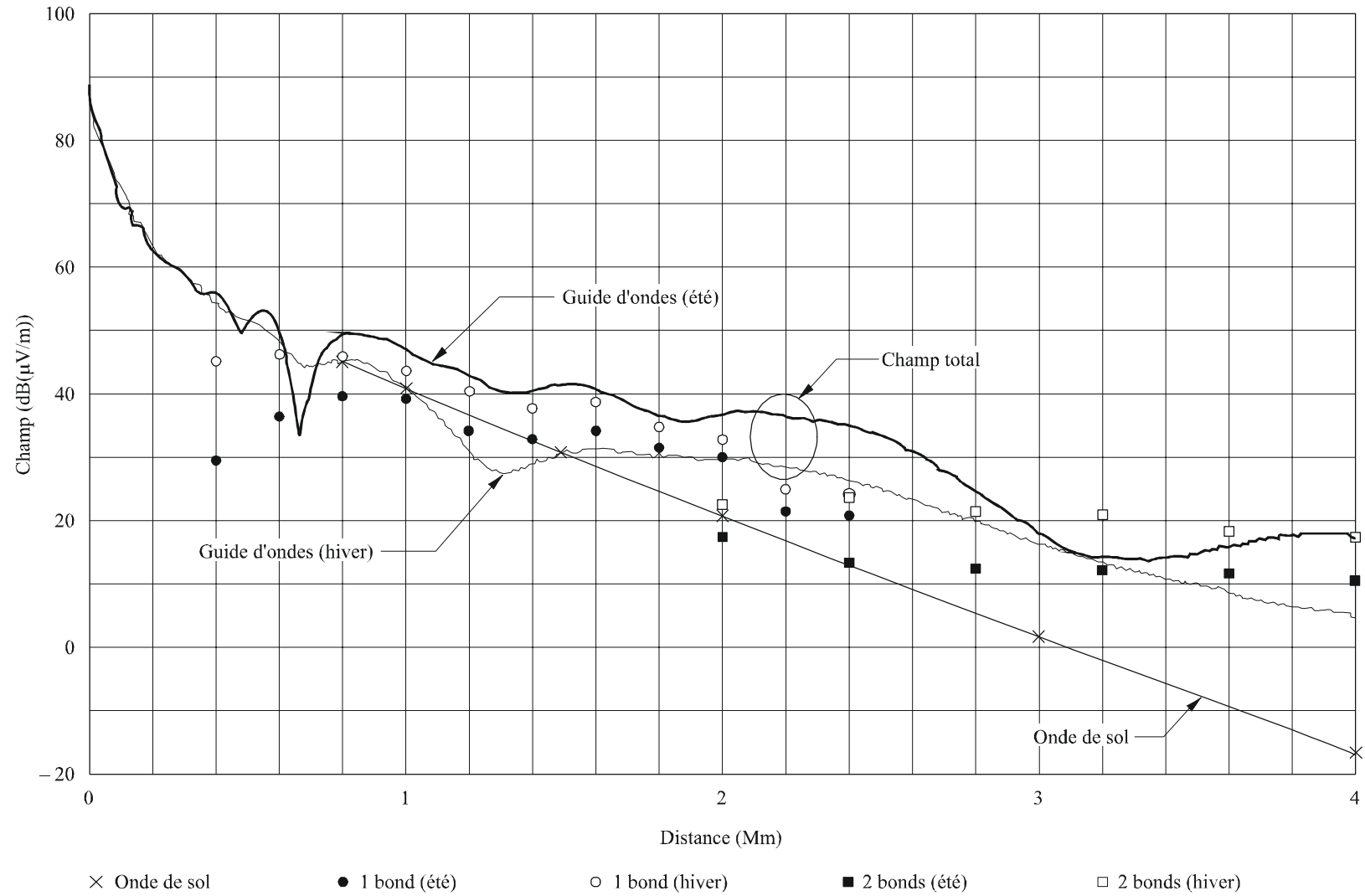
D'autres méthodes de calcul du champ nocturne des ondes kilométriques et plus longues, jusqu'à 1705 kHz, sont exposées dans le Manuel de l'UIT-R sur l'ionosphère et ses effets sur la propagation des ondes radioélectriques. Il conviendrait de comparer les résultats obtenus par la méthode proposée dans la présente Recommandation (méthode des bonds), avec ceux obtenus par les autres méthodes. Les champs prévus en appliquant les autres méthodes doivent certainement concorder lorsque les fréquences et les distances sont les mêmes.

Le jour, les ondes ionosphériques kilométriques se propageant en hiver présentent des valeurs supérieures d'au moins 20 dB à leurs valeurs durant l'été, et peuvent être inférieures de seulement 10 dB à leurs valeurs nocturnes. La nuit, les valeurs des ondes ionosphériques kilométriques sont plus élevées en été et en hiver, et plus faibles au printemps et en automne. A midi, le champ des ondes ionosphériques kilométriques peut être étonnamment élevé, particulièrement pendant les mois d'hiver. Le champ médian annuel diurne est généralement inférieur de 20 dB à son équivalent nocturne. Pour plus de précisions, veuillez vous reporter au Manuel indiqué plus haut.

La méthode des bonds peut être utilisée pour prévoir le champ des ondes hectométriques et kilométriques jusqu'à une fréquence de 60 kHz environ. La Fig. 29 présente les valeurs du champ diurne prévu par les deux méthodes pour la fréquence de 60 kHz (mais il n'existe malheureusement pas de valeurs mesurées à leur comparer). Les courbes continues intitulées été et hiver sont fournies par le programme de prévision par la méthode du guide d'ondes (en utilisant les paramètres de la Fig. 26 pour l'été ($\beta = 0,5 \text{ km}^{-1}$, $H' = 70 \text{ km}$) et hiver ($\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$, $H' = 72 \text{ km}$). Les cercles pleins et ouverts représentent les valeurs du champ calculées respectivement pour l'été et pour l'hiver par la méthode des bonds. On n'a pas tenté de lisser les données dans l'intervalle où se recouvrent les distances pour lesquelles l'onde ionosphérique à un bond est occultée et celle à deux bonds prédomine. L'onde de sol est représentée séparément.

La méthode du guide d'ondes permet de calculer le champ total, l'onde de sol et l'onde ionosphérique. La méthode des bonds permet d'évaluer seulement l'amplitude de l'onde ionosphérique. L'onde de sol doit donc être incluse dans la méthode des bonds si l'on souhaite effectuer des comparaisons. La méthode du guide d'ondes a été utilisée pour prévoir le champ, en fonction de la distance, pour un trajet réel, à partir d'un émetteur fictif situé à Vancouver, ce trajet traversant d'est en ouest le Canada et les Etats-Unis d'Amérique. La conductivité du sol est variable le long de ce trajet. Dans la méthode des bonds, on a fait l'hypothèse d'un sol moyen, de conductivité 3 mS/m le long du trajet.

FIGURE 29



La différence entre les champs diurnes évalués pour l'été et pour l'hiver selon la méthode des bonds décroît lorsque la fréquence équivalente ($f \cos i$) décroît. Le programme de prévision par la méthode du guide d'ondes utilisé pour cette comparaison prévoyait une variation saisonnière contraire. Ce programme utilisait les paramètres (β et H') donnés dans la Fig. 26. Ce qui explique l'appel à la prudence dont il est fait état précédemment. La variation saisonnière ne peut pas être prévue et il est recommandé d'utiliser respectivement les valeurs 0,3 et 74 pour les paramètres β et H' pour toutes les saisons.

Annexe 3

Exemples de calculs utilisant la méthode des modes du guide d'ondes

Les calculs présentés dans cette Annexe montrent que le programme de prévision de la propagation selon les modes du guide d'ondes prévoit des valeurs du champ en bon accord avec les hypothèses concernant les caractéristiques du trajet (conductivité du sol) et l'orientation du trajet par rapport au champ magnétique.

La Fig. 30 représente la couverture de l'hémisphère nord pour un émetteur fictif d'ondes myriamétriques situé au centre du Canada. Les calculs (champ (dB(μ V/m))) sont effectués pour 1 kW de puissance rayonnée à la fréquence de 24 kHz. On remarquera que les caractéristiques sont généralement en accord avec ce que l'on attendait. La propagation d'est en ouest est meilleure que d'ouest en est. On remarquera aussi l'intéressante anomalie présentée par les contours des valeurs du champ, qui résulte de la conductivité très faible du Groenland. On notera aussi l'augmentation du champ due à la bonne conductivité de l'eau de mer dans la baie d'Hudson, comparée à la mauvaise conductivité du territoire arctique qui l'entoure.

Un autre exemple montre que la conductivité du sol le long de la totalité du trajet de propagation est importante. Pour la méthode des bonds, seul le sol au voisinage des antennes émission et de réception est important. Les Fig. 32 et 33 présentent une prévision détaillée du champ en fonction de la distance, pour trois fréquences (15, 25 et 35 kHz) pour un trajet fictif depuis Halifax à travers les terrains de mauvaise conductivité des Laurentides et de la péninsule d'Ungava (le trajet est indiqué sur la Fig. 31). La mauvaise conductivité du sol sur ce trajet qui traverse les Laurentides au Canada, affecte les fréquences de façon différente. Une fréquence d'émission de 25 kHz s'avère être la meilleure pour une propagation diurne sur ce trajet (Fig. 32). Les différences selon les fréquences sont moins marquées la nuit (Fig. 33).

Il est évident que les détails présentés sur ces Figures n'auraient pu être prévus si l'on n'avait pas disposé d'un programme de prévision de la propagation.

FIGURE 30

Contours des valeurs du champ (dB(μ V/m)) pour une puissance rayonnée de 1 kW, l'émetteur fictif étant situé au centre du Canada

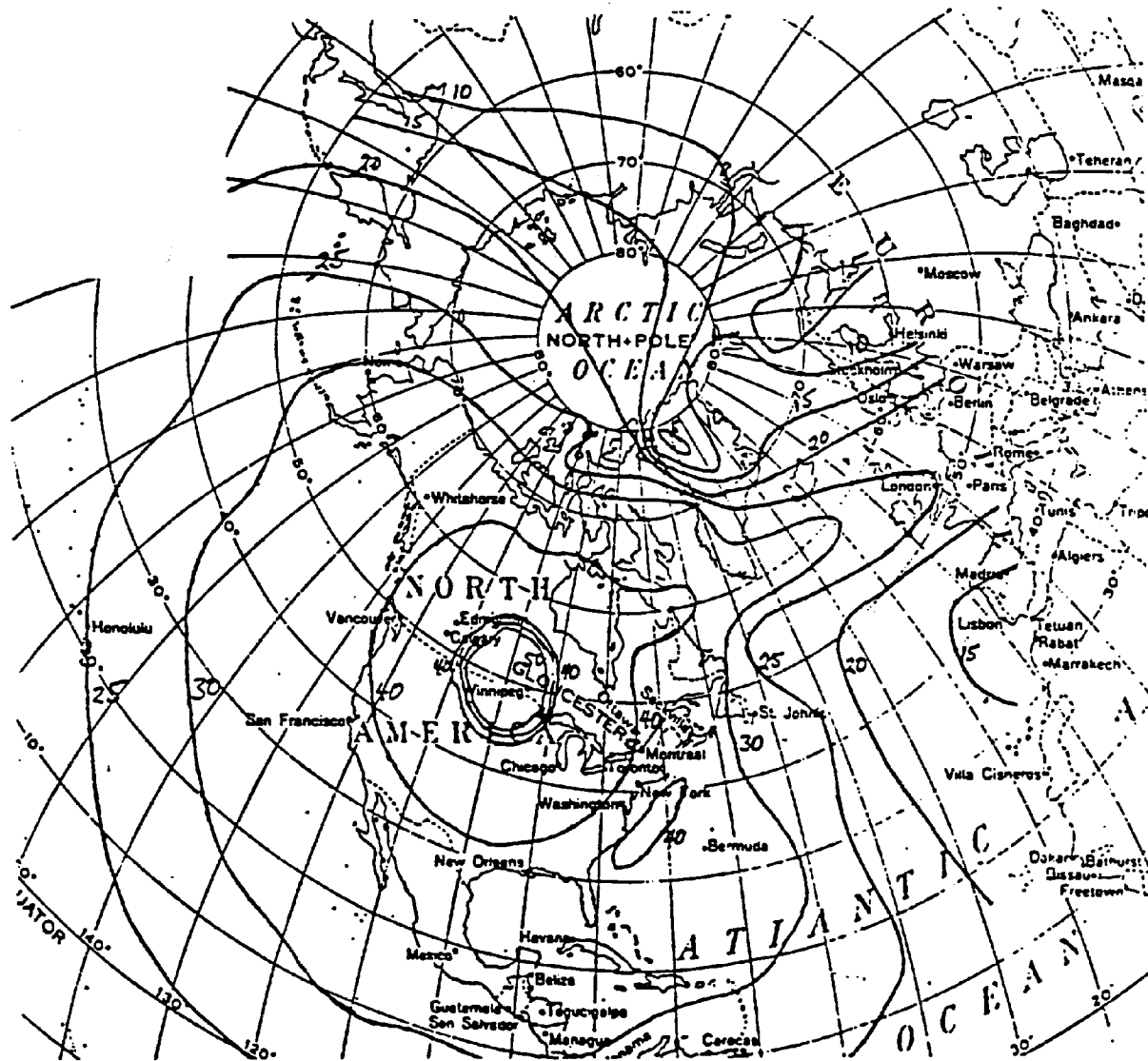


FIGURE 31

Carte de la conductivité du sol (mS/m) pour les ondes myriamétriques, pour le Canada et l'Arctique

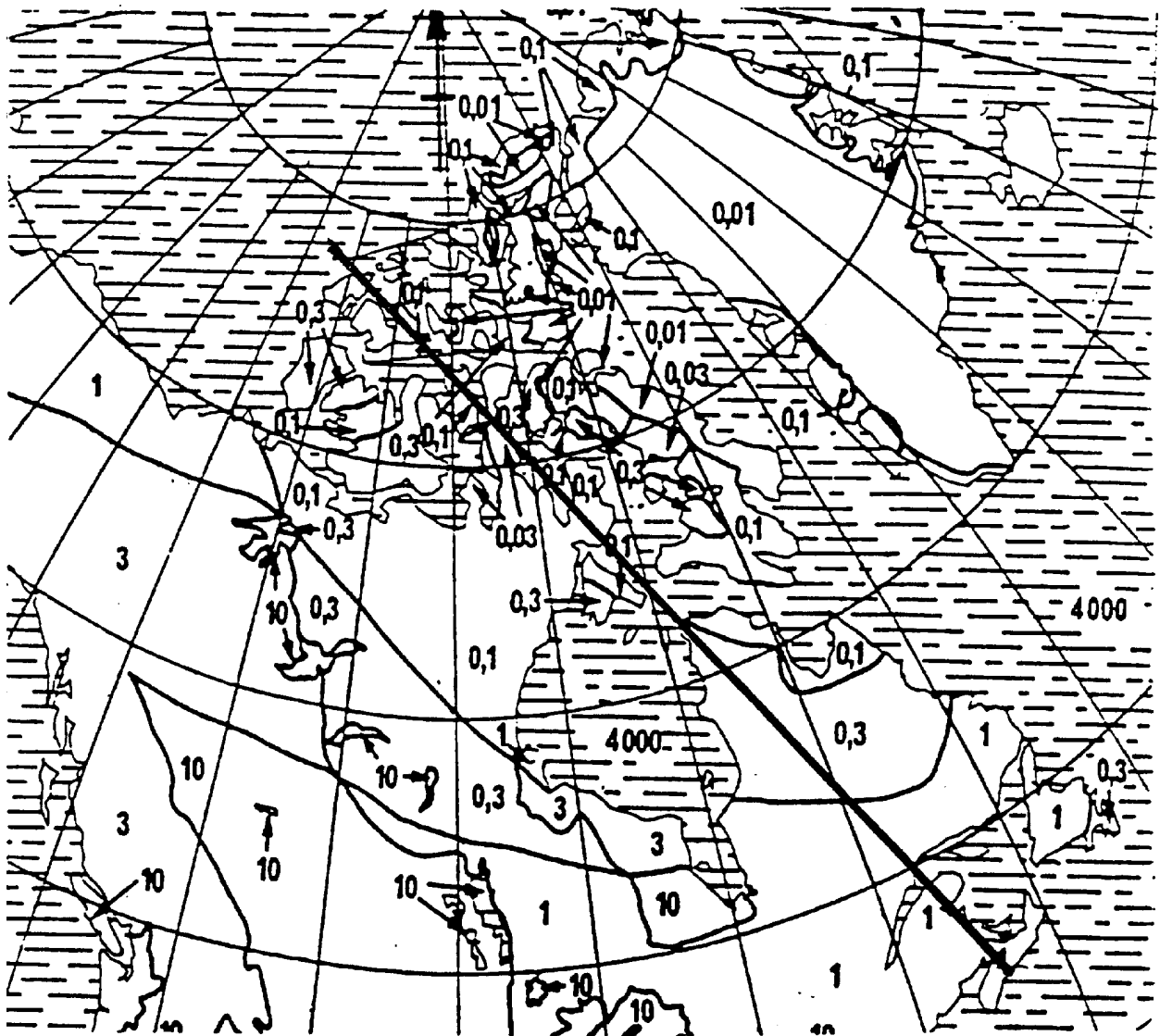


FIGURE 32

Champ en fonction de la distance, dans une direction de 340° N pour une puissance de 1 kW rayonnée par un émetteur fictif situé à Halifax, pour 3 fréquences, pour le jour, en été. Le trajet de transmission est représenté sur la Fig. 31

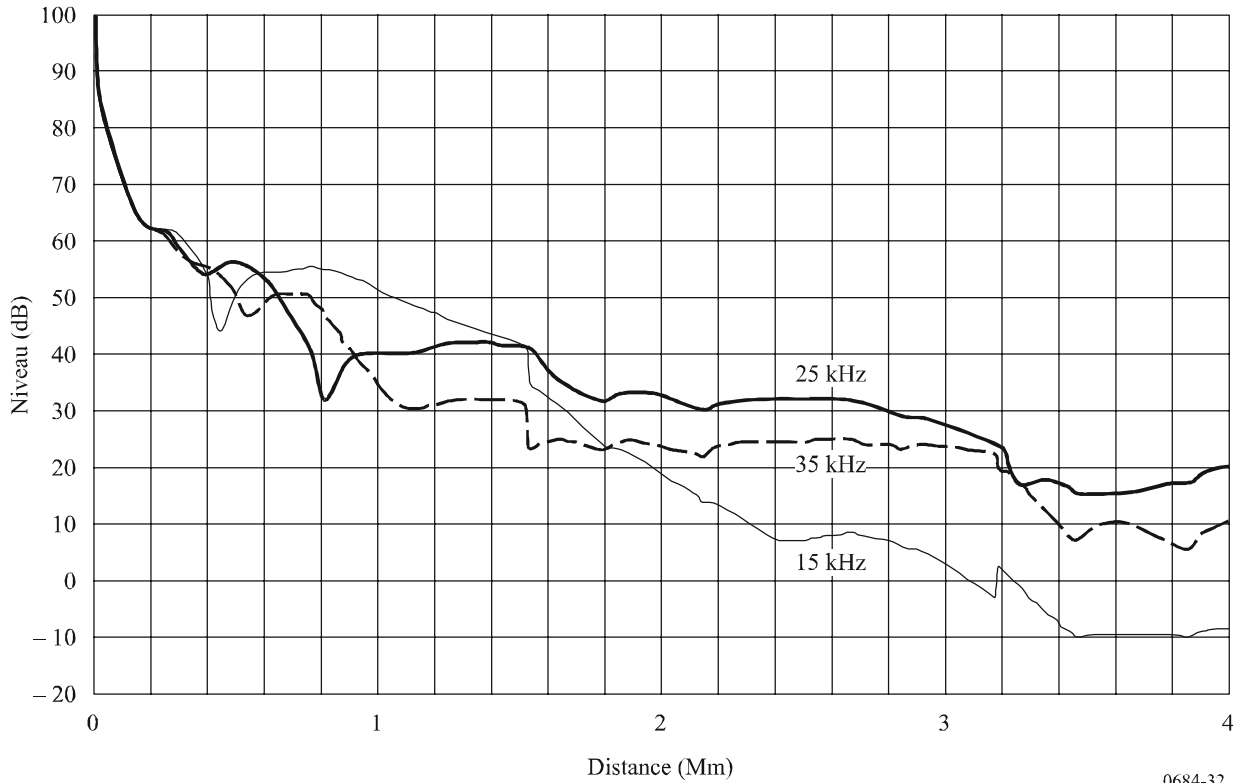


FIGURE 33

Champ en fonction de la distance, dans une direction de 340° N pour une puissance de 1 kW rayonnée par un émetteur fictif situé à Halifax, pour 3 fréquences, pour la nuit, en été. Le trajet de transmission est représenté sur la Fig. 31

