

RAPPORT 895-2

PROPAGATION DES ONDES RADIOELECTRIQUES ET QUALITE DE
FONCTIONNEMENT DES CIRCUITS AUX FREQUENCES
INFERIEURES A 30 kHz ENVIRON

(Programme d'études 31D/6)

(1982-1986-1990)

1. Introduction

Du fait de la stabilité (en amplitude et en phase) de leur propagation, les ondes myriamétriques (3-30 kHz) sont utilisées pour les émissions de fréquences étalon et de signaux horaires [Blair et autres, 1967] et pour de nombreuses et diverses applications aux communications et à la navigation [Casselmann et autres, 1959]. On a constaté, en particulier, que la stabilité de la transmission permet une comparaison de fréquences avec une précision de quelque 10^{-12} , soit 10^4 fois meilleure que celle réalisable en ondes décamétriques; il est ainsi possible de mettre en œuvre un système de radionavigation à grande portée utilisant la comparaison de phase entre des émissions espacées, commandées en fréquence par des étalons atomiques ou à verrouillage de phase. Pour la navigation et le relèvement, le système de navigation OMEGA permet une précision de 1 à 3 milles marins [Beukers, 1974]. On est parvenu à des précisions 10 fois meilleures [Nard, 1972; Beukers, 1973] en utilisant une technique OMEGA différentielle, dans laquelle une station fixe sert de référence et permet d'apporter, pour une station mobile proche, les corrections nécessaires pour tenir compte de la variation diurne et des variations dues à des perturbations.

La bande des ondes extrêmement longues (30-3000 Hz) présente des inconvénients très graves par rapport aux bandes traditionnellement utilisées pour les radiocommunications. Sa largeur limitée à employer des débits binaires extrêmement faibles et, en raison de la longueur d'onde très grande, toute antenne d'émission que l'on pourrait construire serait inefficace du point de vue de la puissance rayonnée [Burrows, 1978]. Toutefois, pour certaines applications, dans lesquelles une partie du trajet de propagation se fait dans des milieux entraînant un affaiblissement comme les rochers, la terre, le sol et l'eau, cette bande offre une possibilité de communication là où les bandes classiques n'en offrent aucune. Même pour les ondes myriamétriques (3-30 kHz) où l'ordre de grandeur de la longueur d'onde est de une à deux fois plus faible, les seules antennes d'émission efficaces sont d'énormes structures coûteuses et il faut prévoir une puissance d'émission très élevée si l'on veut établir des communications dans le monde entier surtout avec des points sous-marins et souterrains.

Les émissions dans la bande des ondes extrêmement longues sont utiles pour les communications mondiales et les communications vers des destinations sous-marines ou souterraines [Burrows et Niessen, 1972; Willim, 1974]. Etant donné les problèmes techniques que pose, dans ces bandes, l'émission d'une puissance assez élevée pour être détectée à des milliers de kilomètres de distance, les rares données obtenues ne l'ont été que très récemment. Kuhnle et Smith [1964] ont mesuré l'affaiblissement d'un signal à ondes entretenues à 400 Hz; Davis [1976] et Bannister [1979] ont eux aussi mesuré des affaiblissements ainsi que la phase relative pour des signaux transmis dans la bande 2 et, plus précisément dans les bandes 40 à 50 Hz et 70 à 80 Hz. Depuis 1966, on observe des bruits atmosphériques dans les bandes des très basses fréquences [Taylor et Sao, 1970; Hughes et Theissen, 1970; Hughes, 1971; Chapman et autres, 1966]. Il est difficile de faire une description quantitative

détaillée des données relatives aux émissions à ces fréquences très basses parce que, d'une part le nombre d'onde complexe dépend de la structure de l'ionosphère inférieure qui n'est uniforme ni en position, ni dans le temps, ni en direction, et d'autre part parce que les mesures de propagation dépendent de phénomènes naturels (éclaircs) comme sources de signaux. Une expérience a été faite en vue d'évaluer la moyenne des paramètres de propagation des ondes dans les bandes de très basses fréquences sur un trajet dans lequel l'environnement ionosphérique variait sur une distance d'une longueur d'onde [Hughes et Gallenberger, 1974].

On a élaboré plusieurs méthodes (avec les programmes d'ordinateur correspondants) pour calculer les niveaux des signaux dans la bande des ondes extrêmement longues. Ce sont notamment les méthodes décrites par Johler et Lewis [1969], Lewis et Johler [1976] et Pappert et Moler [1974]. Barr [1971a et 1971b] a fourni des résultats numériques particulièrement complets pour les caractéristiques de propagation dans la bande de fréquences de 1 à 10 kHz. Un résumé copieux de la théorie des radiocommunications sur les ondes extrêmement longues et de la mesure de celles-ci se trouve dans les articles de Galejs [1972] et de Wait [1974, 1977].

La «théorie des modes», qui est très largement utilisée pour les ondes myriamétriques et peut l'être efficacement pour les ondes kilométriques jusqu'à 60 kHz au moins, est une théorie complète des ondes qui tient compte de la diffraction et de la propagation des ondes de surface. On considère que les ondes se propagent entre la Terre et l'ionosphère selon les modes normaux, comme dans la propagation des hyperfréquences dans un guide d'ondes avec pertes [Alpert et autres, 1967; Budden, 1961; Galejs, 1967a; Galejs, 1967b, Pappert, 1968; Volland, 1966; Wait, 1962 et 1964]. Pour les fréquences supérieures à 30 kHz environ, le guide d'ondes a une hauteur égale à un grand nombre de longueurs d'onde, et pour les petites distances il faut considérer un grand nombre de modes de propagation; en revanche, pour les ondes myriamétriques et pour les distances supérieures à 1000 km, il suffit de considérer quelques modes seulement. La représentation physique de la théorie des modes guidés est moins facile que celle des bonds, mais il semble que cette théorie explique mieux que la théorie des bonds certaines caractéristiques de la propagation des ondes myriamétriques.

Les émetteurs d'ondes myriamétriques ou kilométriques couramment utilisés rayonnent un champ polarisé verticalement. En principe, l'ionosphère et le champ magnétique terrestre peuvent introduire une composante polarisée horizontalement, mais on ne possède pas de preuves expérimentales montrant que ces champs sont importants à grande distance. Toutefois, des calculs théoriques [Snyder et Pappert, 1969; Foley et autres, 1973] conduisent à penser que, de nuit et aux basses latitudes, il peut y avoir une importante polarisation horizontale.

L'excitation par un doublet électrique horizontal d'un champ vertical E au sol, pour un rayonnement de 19,8 kHz, sous une ionosphère fictive pendant le jour et sous une ionosphère fortement anisotrope a été analysée numériquement en fonction de la conductivité du sol et de la hauteur de la source [Pappert, 1970]. Les résultats obtenus montrent que, pour une hauteur de la source du même ordre de grandeur qu'une longueur d'onde ou supérieure à celle-ci, les valeurs du champ créé par des doublets électriques, les uns horizontaux et les autres verticaux, peuvent devenir comparables. De même, quand une extrémité ou les deux extrémités d'un trajet de propagation se trouvent à une assez grande hauteur, on peut obtenir un gain de l'amplitude du signal en utilisant, pour les antennes d'émission et de réception, des orientations autres que la verticale [Pappert et Bickel, 1970]. Cette propriété prend une importance particulière pour les radiocommunications air-air sur ondes myriamétriques et kilométriques.

2. Calcul du champ par la méthode des modes guidés: premières approches

2.1 Calcul du champ dans un guide sphérique et homogène

Le champ rayonné, E , par un émetteur à une distance d km, au sol, peut être exprimé en mV/m de la manière suivante [Wait, 1962]:

$$E = \frac{300 \sqrt{p}}{\sqrt{a \sin d/a}} \cdot \frac{\sqrt{\lambda}}{h} e^{-i(kd + \pi/4)} \sum_n \Lambda_n e^{-ikSnd} \quad \text{mV/m} \quad (1)$$

où

- p : est la puissance rayonnée (kW),
 a : est le rayon terrestre en km,
 λ : est la longueur de l'onde en espace libre (km),
 k : est égal à $2\pi/\lambda$,
 Λ_n : est le facteur d'excitation pour le mode n ,
 kS_n : est la constante de propagation,
 d : est la distance au sol (km),
 h : est la hauteur de l'ionosphère (70 km le jour; 90 km la nuit).

Les termes Λ_n et S_n sont en général des grandeurs complexes. Le facteur d'excitation Λ_n donne l'amplitude et la phase relatives de chaque mode d'ordre n qui est excité par la source dans le guide d'ondes formé par la Terre et l'ionosphère. La partie réelle de la constante de propagation kS_n contient l'information de phase pour chaque mode, tandis que la partie imaginaire détermine le taux d'affaiblissement. Pour obtenir le champ, il faut faire la sommation des contributions de chaque mode, en tenant bien compte de la phase relative de chaque terme. Il faut procéder à une correction près des antipodes, lorsque $d/a \approx \pi$.

Le champ pour le mode n a pour expression, en mV/m:

$$E_n = \frac{300 \sqrt{p}}{\sqrt{a \sin d/a}} \cdot \frac{\sqrt{\lambda}}{h} |\Lambda_n| e^{-\alpha_n d} e^{i(\Phi_n - kd \operatorname{Re} S_n)} \quad \text{mV/m} \quad (2)$$

où

$$\begin{aligned} \Lambda_n \text{ (facteur d'excitation)} &= |\Lambda_n| e^{i\Phi_n} \\ \alpha_n \text{ (facteur d'affaiblissement)} &= \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Im} S_n \\ &= -8,68 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Im} S_n \quad \text{dB/km} \end{aligned}$$

$\operatorname{Im} S_n$ et $\operatorname{Re} S_n$ désignent respectivement les parties imaginaire et réelle de S_n . La vitesse de phase $V_n = c/\operatorname{Re} S_n$, c étant la vitesse en espace libre.

Dans la plupart des cas, il est commode de tracer des courbes du champ en fonction de la distance [Watt, 1967]. La méthode recommandée consiste à commencer avec les valeurs convenables de Λ_n et de S_n et de procéder aux calculs indiqués par la formule (1). Lorsqu'il y a coexistence de plusieurs modes de propagation, il faut exprimer la formule (1) en amplitude et en phase. Dans certains cas (par exemple, pour la propagation d'ondes myriamétriques pendant le jour à partir d'un émetteur installé au sol), il suffit de considérer trois modes; en revanche, des modes plus nombreux sont nécessaires pour une propagation de nuit aux fréquences les plus élevées de la bande des ondes myriamétriques [Snyder et Pappert, 1969; Bickel et autres, 1970; Pappert et Bickel, 1970].

Le champ dû à chaque mode n dépend de Λ_n et de S_n . Ces facteurs dépendent eux-mêmes de la longueur d'onde, de la hauteur de l'ionosphère, des propriétés électriques du sol et du coefficient de réflexion sphérique de l'ionosphère. Les coefficients de réflexion ionosphérique dépendent des facteurs suivants: répartition verticale de la densité électronique et de la fréquence de collision, direction et amplitude du champ magnétique terrestre, fréquence et angle d'incidence. La répartition de la densité électronique est une fonction des paramètres suivants: latitude, saison, cycle d'activité solaire, heure du jour, présence ou absence de perturbations ionosphériques.

On peut résumer de la façon suivante l'influence exercée par ces divers paramètres [Al'pert et autres, 1967; Budden, 1961; Volland, 1966; Wait, 1964]:

- *Conductivité du sol*: en règle générale, une diminution de la conductivité du sol entraîne une augmentation du taux d'affaiblissement pour tous les modes. Certains calculs montrent cependant [Wait et Spies, 1965] que, pour une conductivité très faible (par exemple, dans les régions des calottes polaires couvertes de glace), le taux d'affaiblissement peut s'approcher d'un maximum, pour décroître ensuite lorsque la conductivité continue à diminuer. Pour des valeurs moyennes de la conductivité, le module du facteur d'excitation pour le mode du premier ordre augmente généralement quelque peu lorsqu'on fait décroître la conductivité. De plus, une diminution de la conductivité s'accompagne également d'une diminution de la vitesse de phase de chaque mode.
- *Direction de la propagation par rapport au champ magnétique terrestre*: les paramètres des modes de propagation des ondes myriamétriques ne varient guère pendant le jour, quelles que soient la latitude ou la direction de la propagation. Pendant la nuit, ces paramètres varient légèrement en fonction de la latitude lorsqu'il s'agit de la propagation vers l'est magnétique. En ce qui concerne la propagation vers l'ouest magnétique, tous les paramètres sont sujets à de fortes variations dans la direction nord-sud quand on s'approche de l'équateur magnétique. En particulier, l'affaiblissement est plus important dans la propagation vers l'ouest que dans la propagation vers l'est. L'amplitude et la forme exactes de la variation azimutale des paramètres de propagation des ondes myriamétriques à l'équateur magnétique restent encore à déterminer.

On a observé des anomalies sur les trajets transéquatoriaux dans la direction de l'ouest [Crombie, 1966; Lynn, 1967, 1969, 1975; Kaiser, 1969; Chilton et autres, 1969; Meara, 1973; Reder, 1979]; ces observations conduisent à penser que les variations les plus marquées se produisent dans une ceinture large de quelque 15° de part et d'autre de l'équateur magnétique. Aux fréquences utilisées par le système de radionavigation Oméga, le déphasage diurne sur le trajet transéquatorial d'est en ouest est de 35% inférieur à la valeur moyenne à des latitudes moyennes [Lynn, 1975; Kikuchi, 1983]. Un brouillage anormal causé par un signal propagé par l'arc majeur se produit autour de l'équateur géomagnétique, ce qui montre une asymétrie importante d'est en ouest dans l'affaiblissement de la propagation [Kikuchi et Ohtani, 1984]. Des calculs théoriques [Gallenberger et Swanson, 1971] montrent une importante variation des paramètres des modes de propagation dans la direction de l'ouest, à mesure que l'on s'approche de l'équateur magnétique. L'effet de la fréquence sur ces variations reste à déterminer.

- *Emploi du paramètre de conductivité*: on a montré [Wait et Spies, 1965] que l'on peut faire des calculs utiles de la propagation guidée en supposant que la variation en hauteur d'un paramètre de conductivité $\omega_r(z)$ est donnée par la formule:

$$\omega_r(z) = \omega_r(h) \exp [\beta (z - h)] \quad (3)$$

où $\omega_r = \omega_0^2/v$ pour $v \gg \omega$; ω , v et ω_0 désignent respectivement la pulsation de l'onde, la fréquence de collision et la fréquence angulaire du plasma; z est la hauteur, h une hauteur de référence pour laquelle on a $\omega_r \approx 2,5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Le terme β donne le gradient vertical de ω_r . Durant les heures de jour, h est de l'ordre de 70 km et $\beta \approx 0,3$, les valeurs correspondantes pour la nuit étant 90 km et $\beta \approx 0,5$. Ces deux paramètres, h et β , fournissent un moyen commode, mais approximatif, de décrire le modèle d'ionosphère à utiliser dans les calculs en ondes myriamétriques.

Morfitt [1977] ainsi que Davis et Berry [1977] donnent un grand nombre de valeurs spécifiques des caractéristiques β et h nécessaires pour simuler les champs créés par des ondes myriamétriques et des ondes kilométriques de jour et de nuit.

2.2 Calcul du champ dans un guide inhomogène

Les calculs ci-dessus concernent des cas où les caractéristiques du trajet sont indépendantes de la distance. Supposons que la répartition de la densité électronique en fonction de la hauteur soit constante le long du trajet mais que la conductivité du sol ou l'angle du champ magnétique soit variable; dans ces conditions, on a le droit, sans introduire des erreurs importantes, d'utiliser dans le calcul des valeurs moyennes du taux d'affaiblissement et de la vitesse de phase. Soit par exemple α_{nm} et $c/\text{Re}S_{nm}$ le taux d'affaiblissement et la vitesse de phase sur une longueur d_m du trajet, on a alors:

$$\alpha_d = \sum_m \alpha_{nm} d_m \quad (4)$$

$$\text{Re}S_n d = \sum_m \text{Re}S_{nm} d_m \quad (5)$$

Cette méthode manque de précision si la hauteur de référence de l'ionosphère n'est pas la même à l'emplacement de l'émetteur et à celui du récepteur (au voisinage du lever du Soleil ou du crépuscule). En pareil cas, il faut encore remplacer dans la formule (1) Λ_n et h respectivement par $\sqrt{\Lambda_{nT} \Lambda_{nR}}$ et $\sqrt{h_T h_R}$, les indices T et R se rapportant à l'émetteur et au récepteur [Wait, 1964; Watt, 1967].

L'amplitude et la phase d'un mode unique varient d'une façon régulière en fonction de la distance, sans oscillations. Lorsqu'il y a coexistence de plusieurs modes qui ont des vitesses de phase différentes, le champ subit des variations oscillatoires, à mesure que les divers modes se mettent en concordance et en opposition de phase. En présence d'un seul mode, $\Phi = \Phi_n - kd \operatorname{Re} S_n$. Lorsqu'il y a coexistence de plusieurs modes, il y aurait intérêt à commencer les calculs du champ pour de petites distances et à calculer les nouvelles valeurs de Φ pour des distances de plus en plus grandes.

Une méthode approchée pour calculer les variations diurnes du champ lorsque les signaux sont transmis dans la direction est-ouest ou ouest-est et que certaines portions du trajet sont dans l'obscurité et d'autres éclairées, fournit des amplitudes et des phases du signal qui sont proportionnelles aux facteurs d'excitation diurnes et nocturnes combinés $\Lambda_{D,N}$, aux facteurs d'affaiblissement $\alpha_{D,N}$, et aux vitesses de phase $V_{D,N}$ (égales à $c/\operatorname{Re} S_{D,N}$), de la manière suivante:

$$E_n \approx \sqrt{\frac{|\Lambda_D| \cdot |\Lambda_N|}{h_D \cdot h_N}} e^{-(\alpha_D d_D + \alpha_N d_N)} e^{i \left[\frac{\Phi_N + \Phi_D}{2} - k(S_N d_N + S_D d_D) \right]} \quad (6)$$

Il semble que cette façon de procéder tienne compte des variations journalières que l'on observe sur les longs trajets (environ 10 000 km) aux fréquences inférieures à 18 kHz environ. Le retard de phase total est égal à la somme des retards de phase sur la partie éclairée et la partie obscure du trajet. A mesure que la ligne de démarcation (à savoir la ligne de lever ou coucher du Soleil) se déplace le long du trajet, la phase, dans ce modèle simple à un seul mode, varie proportionnellement à la longueur du trajet qui se trouve dans l'obscurité, ce qui donne la variation journalière trapézoïdale bien connue [Crombie et autres, 1958].

Cette méthode n'est plus applicable aux fréquences plus élevées ou aux trajets plus courts, car on constate alors que les variations diurnes de phase sont susceptibles de disparaître presque entièrement, ou même d'être inversées (retard de phase plus grand de jour que de nuit), ou que les variations au lever et au coucher du Soleil peuvent se produire dans le même sens [Burgess, 1970]. Toutefois, lorsqu'on introduit plusieurs modes dans la formule (1) et que l'on calcule le retard de phase avec des paramètres convenables pour les heures de jour et les heures de nuit, on obtient les phénomènes observés.

On observe un autre phénomène au lever ou au coucher du Soleil [Crombie, 1964; Lynn, 1967; Walker, 1965]. Au lieu de varier d'une façon continue, la phase varie en présentant une série de paliers qui sont accompagnés par des valeurs très faibles du champ. Ce phénomène s'observe sur toutes les fréquences des bandes myriamétriques et il n'est pas masqué par le comportement irrégulier décrit ci-dessus, aux fréquences plus basses et sur de longs trajets. Les sauts de phase résultent d'un transfert d'énergie d'un mode à un autre, sur la ligne de démarcation du lever ou du coucher du Soleil. Considérons, par exemple, la propagation dans le sens ouest-est au lever du Soleil. L'émetteur excite plusieurs modes, parmi lesquels le deuxième et le premier au moins donnent des amplitudes notables sur la ligne de démarcation. Toutefois, comme ces modes ont des vitesses de phase différentes, ils se trouvent alternativement en phase et en opposition de phase le long du trajet. La variation des paramètres de la conversion de mode en fonction de la fréquence a été expérimentalement déterminée par Lynn [1973].

La meilleure manière d'obtenir les valeurs des paramètres des modes de propagation consiste à porter dans la formule (1) les mesures du champ en fonction de la distance effectuées dans des conditions diurnes et nocturnes sur une grande variété de trajets [Wait, 1962; Watt, 1967; Bickel, 1967; Rhoads et Garner, 1967; Bickel et autres, 1970].

Des progrès considérables ont été accomplis dans l'établissement de modèles qui donnent une répartition plus correcte de l'énergie radioélectrique entre les modes de propagation à travers des régions où le milieu change rapidement [Wait, 1968a; 1968b; 1970; Wait et Spies, 1968]. On a besoin de ces méthodes de conversion de mode pour calculer les variations du champ diurnes quand les signaux sont transmis à travers la région du terminateur jour-nuit. Les méthodes de conversion de mode sont importantes aussi quand le milieu se modifie le long du trajet de propagation (par exemple, action anormale du Soleil sur l'ionosphère ou fortes variations de la conductivité du sol).

Un programme de conversion de mode a été mis au point qui tient pleinement compte de l'inhomogénéité verticale de l'ionosphère ainsi que de son anisotropie [Pappert et Snyder, 1972]. Afin d'illustrer l'utilisation potentielle du programme pour les ondes myriamétriques, l'amplitude au lever du Soleil a été représentée numériquement sur un modèle en tenant compte de quatre modes différents [Walker, 1965]. On a utilisé des profils exponentiels avec une hauteur de référence et une échelle de hauteur variables, pour simuler l'élément terminal. D'après les études du modèle, la meilleure concordance a été obtenue pour une épaisseur de 1000 km de cet élément. Bien que les modèles soient à plusieurs modes, le modèle de Crombie [1964] (dans lequel les deux premiers modes de propagation de nuit sont convertis dans le premier mode de propagation de jour) s'est révélé applicable au trajet étudié. Cela s'expliquait par la faible conversion du troisième et du quatrième mode de propagation de nuit au premier mode de propagation de jour. La capacité de représenter les composantes du champ sous la forme du développement d'un ensemble complet de modes du guide d'ondes [Pappert et Smith, 1972] est essentielle pour résoudre les problèmes de guides d'ondes dans lesquels intervient une inhomogénéité dans la direction de propagation. L'évaluation des coefficients d'un tel développement se fonde généralement sur l'orthogonalité des modes pour le guide donné et sur les modes d'un guide d'onde «adjoint» approprié.

Ce programme de conversion de mode fournit aussi des résultats concordants avec ceux qui avaient été obtenus expérimentalement au lever du jour au moyen d'un sondeur ionosphérique multifréquence pour ondes myriamétriques sur un trajet de propagation allant des îles Hawaii à la partie sud de la Californie [Pappert et Morfitt, 1975]. On a constaté que, contrairement à l'hypothèse faite par Crombie [Crombie, 1964], deux modes étaient dominants quand l'emplacement de réception était situé dans la partie diurne du trajet.

L'amplitude et l'emplacement du changement de la hauteur effective du «guide d'ondes» au cours des crépuscules (au lever et au coucher du Soleil) ont été étudiés par Pappert et Snyder [1972], ainsi que par Lynn [1973]. On a comparé les résultats d'observations avec les résultats de calculs détaillés des paramètres de phase et d'amplitude au lever du Soleil, paramètres associés à la conversion de mode [Rugg, 1967; Mahmoud et Beal, 1971; Rinnert, 1973; Suzuki et autres, 1973].

La distance d'interférence entre les modes (la distance sur laquelle la différence de phase entre deux modes de propagation change de 2π) est un paramètre théoriquement calculable et que l'on peut mesurer de façon très précise. Les résultats de déterminations expérimentales relatives aux deux modes les plus significatifs ont été communiqués en fonction de la fréquence pour le jour et pour la nuit [Steele et Crombie, 1967; Rawles et Burgess, 1967] et pour diverses latitudes [Lynn, 1977]. Les distances d'interférence entre les modes déterminent la position des minima du signal observés dans les aéronefs en vol, le rythme d'occurrence des minima de signal et des sauts de phase au lever et au coucher du Soleil, ainsi que les variations habituelles de la phase pendant le jour et des niveaux du signal du jour à la nuit en fonction de la distance [Kaiser, 1969] et en fonction de la fréquence [Araki, 1973; Lynn, 1978].

Les ondes radioélectriques myriamétriques qui se propagent à travers le Groenland sont fortement affectées par la mauvaise conductivité de la calotte glaciaire, comme le montrent par exemple les données sur l'intensité du signal obtenues par Burgess à bord d'un aéronef survolant le Groenland [Morfitt, 1977]. Des données expérimentales montrent que, si la hauteur de réflexion sur l'ionosphère augmente, l'affaiblissement et la vitesse de phase augmentent l'un et l'autre plus qu'il n'est normal pour un trajet maritime [Crombie, 1967; Westerlund et autres, 1969]. Il résulte de considérations théoriques [Westerlund et Reder, 1973] que la glace affecte tous les modes (quasi-TM) importants. Comparés à la propagation sur un trajet maritime, le mode du premier ordre a une vitesse de phase supérieure au-dessus de la glace, tandis que les modes des deuxième et troisième ordres ont des vitesses inférieures. Les trois modes subissent un affaiblissement plus grand. Au brusque changement que subit la conductivité du sol sur la côte du Groenland, les effets d'une conversion de mode sont importants.

3. Calcul du champ par les modes de guides 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 guides d'ondes» pour caractériser les champs propagés en fonction de la distance.

La méthode du «mode de guides 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 au § 3.2 qui permettent de résoudre l'équation déterminante (équation modale):

$$F(\theta) = | R_d(\theta) \bar{R}_d(\theta) - 1 | = 0 \quad (7)$$

où

$$R_d(\theta) = \begin{bmatrix} \parallel R_{\parallel d}(\theta) & \perp R_{\parallel d}(\theta) \\ \parallel R_{\perp d}(\theta) & \perp R_{\perp d}(\theta) \end{bmatrix} \quad (8)$$

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

$$\bar{R}_d(\theta) = \begin{bmatrix} \parallel \bar{R}_{\parallel d}(\theta) & 0 \\ 0 & \perp \bar{R}_{\perp d}(\theta) \end{bmatrix} \quad (9)$$

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 (8) et (9) 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 (8)), à la hauteur d par l'intégration numérique des équations différentielles formulées par Budden [1955]. 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. La méthode qui permet d'obtenir cette solution initiale est décrite par Shetty [1968]. On calcule le terme R_d comme indiqué par Pappert et autres [1967] en termes de solutions de l'équation de Stokes et de ses dérivées.

On résout l'équation modale (formule (7)) pour autant de modes (angles propres, θ) que l'on désire. A partir du jeu de valeurs θ_n ainsi obtenu, on peut calculer les paramètres de propagation suivants: taux d'affaiblissement, vitesse de phase, et amplitude et phase du facteur d'excitation [Pappert et autres, 1967]. 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 dans 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 inhomogène. Celle-ci est effectuée par une intégration numérique des équations différentielles formulées par Budden [1955].

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. 1 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.

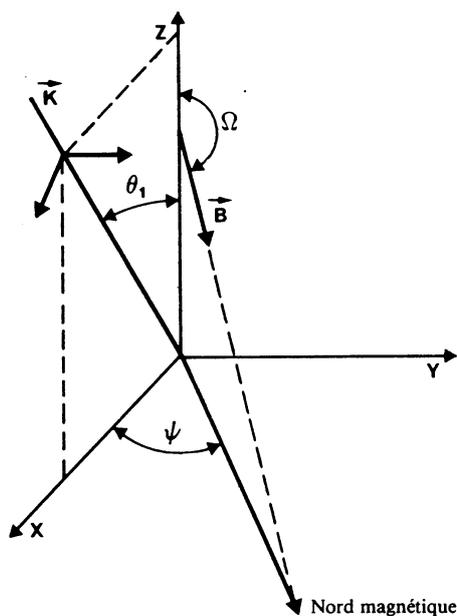


FIGURE 1 – Géométrie de la propagation des ondes

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 solution utilisée pour la valeur initiale de R est celle décrite par Shetty [1968]. 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 (7). 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.

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 (9), est déterminée en termes de solutions indépendantes h_1 et h_2 par rapport à l'équation de Stokes

$$\frac{d^2 h_{1,2}}{dz^2} + zh_{1,2} = 0 \quad (10)$$

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), selon la définition du Computation Laboratory, Cambridge [1945]. Les expressions explicites de \bar{R}_{\parallel} et \bar{R}_{\perp} sont indiquées par Pappert et autres [1967].

3.3 Méthode de recherche des modes («MODESRCH»)

La théorie du guide d'onde considère le champ comme composé d'une ou plusieurs familles distinctes (modes) d'ondes planes limitées au guide d'onde formé par la Terre et l'ionosphère. Le principal objectif est de trouver des solutions à la formule (7) pour les angles propres θ_n . Dans ce but, on utilise une méthode dite «MODESRCH» [Morfitt et Shellman, 1976].

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'onde 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 (7), 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:

$$F(\theta) = F_R(\theta_r, \theta_i) + j F_I(\theta_r, \theta_i) = \text{Re}(F) + j \text{Im}(F) \quad (11)$$

où

$$\theta = \theta_r + j\theta_i \quad (12)$$

on a aussi

$$F(\theta) = [F_R(\theta_r, \theta_i)^2 + F_I(\theta_r, \theta_i)^2]^{1/2} e^{j\varphi} \quad (13)$$

où

$$\varphi = \text{tg}^{-1} \left[\frac{F_I(\theta_r, \theta_i)}{F_R(\theta_r, \theta_i)} \right] \quad (14)$$

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 (14), si l'on a

$$\begin{aligned} \varphi &= 0^\circ \text{ (ou } 180^\circ\text{)}, \text{ cela suppose que} \\ F_I(\theta_r, \theta_i) &= 0 \end{aligned}$$

En outre, si l'on a

$$\begin{aligned} \varphi &= 90^\circ \text{ (ou } 270^\circ\text{)}, \text{ cela suppose que} \\ F_R(\theta_r, \theta_i) &= 0 \end{aligned}$$

On obtient ainsi le diagramme de phase de la Fig. 2. Un ensemble de courbes de phase constante, appelées contours de phase, allant de 0 à 2π (en radians) 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.

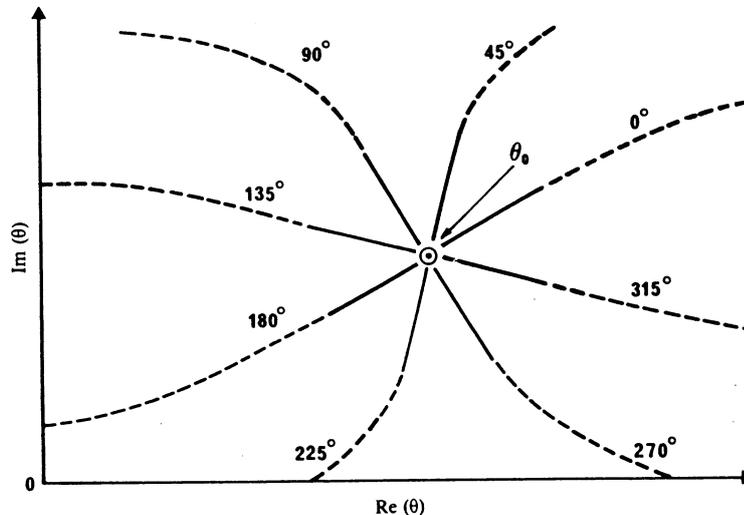
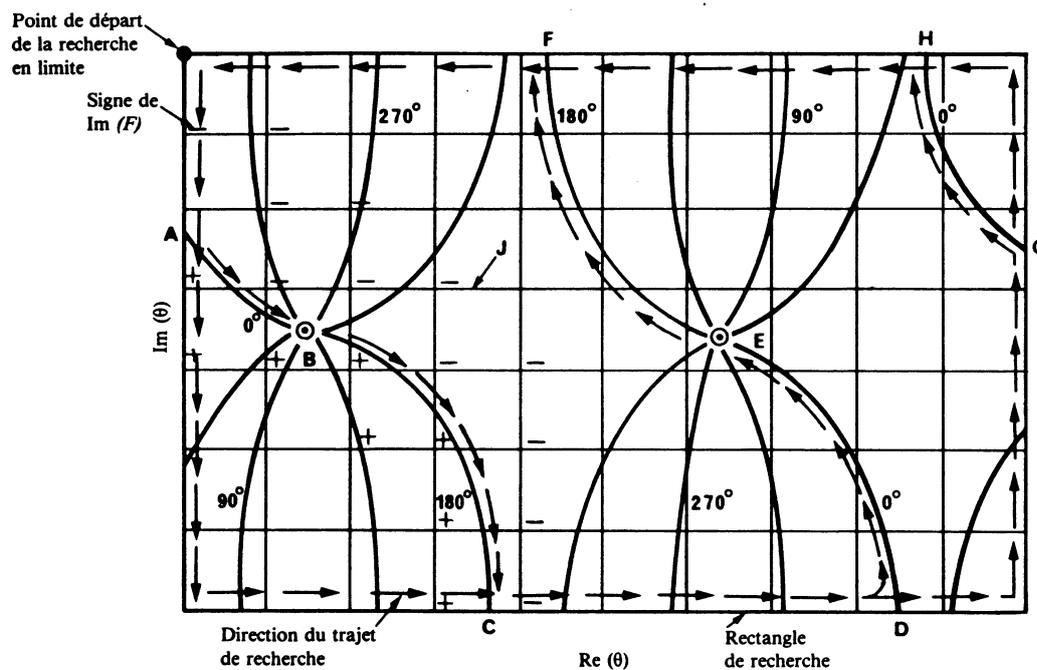


FIGURE 2 - Allure du contour de phase au voisinage d'un zéro de $F(\theta)$

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

La Fig. 3 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 $\text{Im}(F)$ 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 Fig. 2) 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 3 - Méthode de recherche des modes de fonction $F(\theta)$

- contours de phase pour $F(\theta)$
 ⊙ zéros de $F(\theta)$
 J carré de maillage

L'emplacement d'un zéro est déterminé par l'intersection des contours de phase (voir la Fig. 2). 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 maillage 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 maillage. Cet événement indique qu'un zéro se trouve probablement dans ce carré de maillage ou peut-être dans un carré de maillage adjacent. Lorsqu'on sait qu'un carré de maillage 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 (7) 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:

$$\Delta\theta = - \frac{F(\theta_0) \delta\theta}{F(\theta_0 + \delta\theta) - F(\theta_0)} \quad (15)$$

On calcule alors la correction déterminée par la formule (15) 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.

Il existe un programme d'ordinateur qui permet de calculer ces «angles propres» pour une ionosphère arbitraire et une Terre homogène [Morfitt et Shellman, 1976].

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:

$$V = \frac{c}{K(\sin \theta_n)_r} = \text{vitesse de phase au sol} \tag{16}$$

$$\Gamma = -8,6859 kK(\sin \theta_n)_i = \text{constante d'affaiblissement au sol (en dB/mégamètre)} \tag{17}$$

où

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

$$K = \left(1 + \frac{\alpha h}{2}\right) \tag{18}$$

$$\alpha = 2/a = 3,14 \times 10^{-4}/\text{km} \tag{19}$$

Si l'on utilise la géométrie de la Fig. 1, 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 I. 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).

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:

$$B_1 = \frac{S^{5/2}}{\frac{\alpha F}{\alpha \theta} \Big|_{\theta-\theta_n}} \quad B_2 = -\frac{B_1}{S} \tag{20}$$

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

TABLEAU I — Facteurs d'excitation

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

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 inhomogène dans le plan horizontal. La Fig. 4 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. 4, $\gamma = 0^\circ$ 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, $\varphi = 0$ représente le rayonnement longitudinal et $\varphi = 90^\circ$ représente le rayonnement transversal.

4.2 Sommations de mode WKB et homogène dans le plan horizontal

Outre l'inhomogénéité verticale de l'ionosphère, il est possible que le guide présente une inhomogénéité 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:

$$(\lambda_V^T = \lambda_V^R), (\lambda_B^T = \lambda_B^R) \text{ et } (\lambda_E^T = \lambda_E^R). \quad \text{Aussi, } (\bar{S}_n^T = \bar{S}_n^R)$$

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.

On dispose de programmes d'ordinateurs permettant de calculer ces champs pour les ondes myriamétriques/kilométriques [Pappert et Shockey, 1971] et pour les ondes extrêmement longues [Pappert et Shockey, 1972a et 1972b].

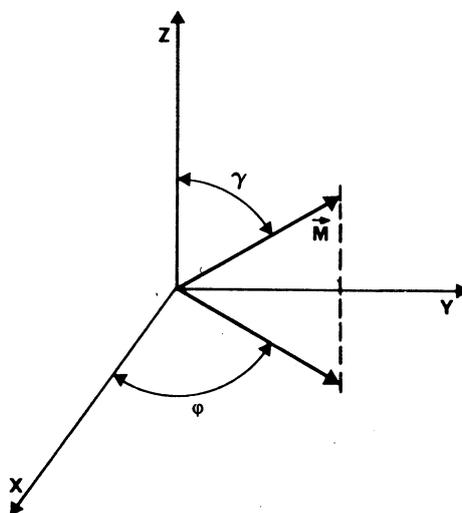


FIGURE 4 - Orientation du dipôle \vec{M} dans la guide d'ondes, γ étant l'inclinaison et φ l'orientation azimutale

4.3 Sommes de mode utilisant la conversion de mode

Pour des conditions de propagation où l'on ne peut considérer que les propriétés des guides d'onde 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 ordre de modes arbitraires de chaque côté du point de discontinuité du guide d'onde. Ce modèle permet aussi le calcul des composantes horizontales et verticales du champ électrique à une hauteur arbitraire du guide d'onde.

Le programme de conversion de mode est fondé sur le modèle à couches représenté dans la Fig. 5. 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_{jk}^p pour la $p^{\text{ème}}$ couche associé à la conversion du mode k en mode j peut s'exprimer comme suit en fonction des coefficients correspondant à la $(p + 1)^{\text{ème}}$ couche précédente:

$$\sum_{j=1}^J a_{jk}^p I_{n,j}^{p,p} = I_{n,k}^{p,p+1} \quad p = NTR - 1$$

$$= \sum_{j=1}^J a_{jk}^{p+1} \left[-iks_j^{p+1} (x_p - x_{p+1}) \right] I_{n,k}^{p,p+1} \quad 1 \leq p < NTR - 1 \quad (21)$$

où $i = (-1)^{1/2}$, k est le numéro de l'onde en espace libre, S_j le sinus de l'angle propre pour la couche p et J le nombre total de modes jugé important dans les déterminations du champ total.

Pour résoudre le système de la formule (21), il importe d'évaluer l'intégrale:

$$I_{jk}^{m,p} = \int_{-\infty}^{\infty} A_j^{m,t} \cdot G_k^p dz \quad (22)$$

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

Le terme A_j^m est une matrice de colonne à 4 éléments des gains de hauteur pour un guide d'onde adjoint approprié [Pappert et Smith, 1972].

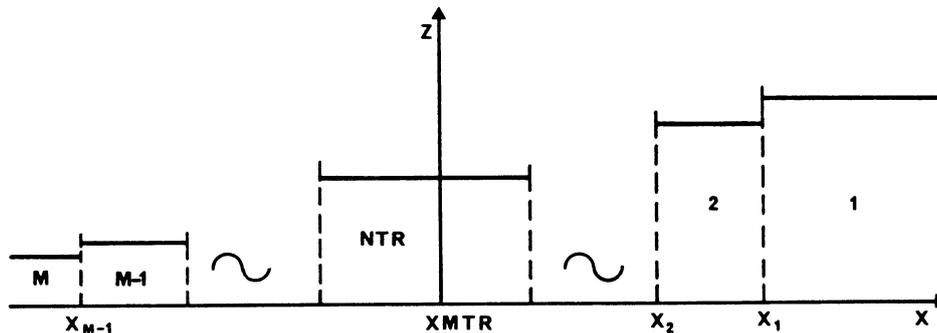


FIGURE 5 - Modèle de conversion de mode

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 l'inhomogénéité 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 l'inhomogénéité 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 d'un $\mu\text{V/m}$ pour un radiateur de 1 kW, la phase étant indiquée en degrés par rapport à l'espace libre. Un programme d'ordinateur a été établi pour faire ces calculs de conversion de mode [Pappert et Shockey, 1976].

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

$$\omega_r(Z) = \frac{\omega_p^2(Z)}{\nu(Z)} = \frac{q^2}{\epsilon_0} \left[\frac{N_e(Z)}{m_e \nu_e(Z)} + \frac{N_+(Z)}{m_+ \nu_+(Z)} + \frac{N_-(Z)}{m_- \nu_-(Z)} \right] \quad (23)$$

dans laquelle

- $\omega_p(Z)$: la fréquence du plasma,
- q : la charge électronique,
- ϵ_0 : la 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, selon Wait et Spies [1965], le paramètre $\omega_r(Z)$ de la conductivité peut être considéré comme ayant une forme exponentielle:

$$\omega_r(Z) = \omega_0 \exp [\beta (Z - H')] \quad (24)$$

dans laquelle

- β : un paramètre de gradient en unités inverses de hauteur

et

- H' : une 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 $N(Z)$, en électrons par cm^3 , est calculée en fonction de l'altitude Z en kilomètres au moyen de la formule:

$$N(Z) = \left\{ 1,43 \times 10^7 \times \exp(-0,15 H') \right\} \left\{ \exp [(\beta - 0,15)(Z - H')] \right\} \quad \text{el/cm}^3 \quad (25)$$

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

$$\nu(Z) = \nu_0 \exp(-\alpha Z) \quad (26)$$

dans laquelle

- Z : altitude en km,
- ν_0 : $1,82 \times 10^{11}$ collisions/s,
- α : $0,15 km^{-1}$.

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

$$\omega_r(Z) = 2,5 \times 10^5 \exp [\beta (Z - H')] \quad (27)$$

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 comme l'ont démontré Bickel et autres [1970], Morfitt [1977] et Ferguson [1980]. 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. Les données étudiées par Bickel et autres, Morfitt et Ferguson ont été rassemblées de cette manière.

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 tableaux suivants des paramètres ionosphériques pour les prévisions de la propagation des ondes myriamétriques et kilométriques [Morfitt, 1977] et [Ferguson, 1980].

La relation caractéristique en fonction de l'altitude est illustrée à la Fig. 6 pour un certain nombre de courbes exponentielles pour le jour et à la Fig. 7 pour la nuit.

En ce qui concerne la propagation des ondes de 3 à 3000 Hz, les courbes de la densité des électrons et des ions [Pappert et Moler, 1974] sont représentées à la Fig. 8.

On trouve également aux Tableaux IV et V des indications sur les courbes de collisions entre électrons et ions pour les ondes 3-3000 Hz.

TABLEAU II — Courbes recommandées pour la propagation des ondes myriamétriques et kilométriques pendant la journée

	Été	Hiver
Latitudes élevées	$\beta = 0,3, H' = 72$	$\beta = 0,3, H' = 72$
Latitudes moyennes	$\beta = 0,5, H' = 70$	$\beta = 0,3, H' = 72$

TABLEAU III — Courbes recommandées pour la propagation des ondes myriamétriques et kilométriques pendant la nuit

Courbes d'hiver					
	Inclinaisons magnétiques (en degrés)	H' (km)		β (km^{-1})	
		$F = 10-30$ (kHz)	$F = 30-60$ (kHz)	$F = 10-30$ (kHz)	$F = 30-60$ (kHz)
Latitudes élevées	90 à 75	76	76	$0,035F - 0,025$	1,2
Région de transition	75 à 70	80	80	$0,035F - 0,025$	1,2
Latitudes moyennes	< 70	87	88	$0,0077F + 0,31$	$0,0077F + 0,31$
Courbes d'été					
Toutes latitudes		$H' = 87$		β (km^{-1}) = $0,0077F + 0,31$	

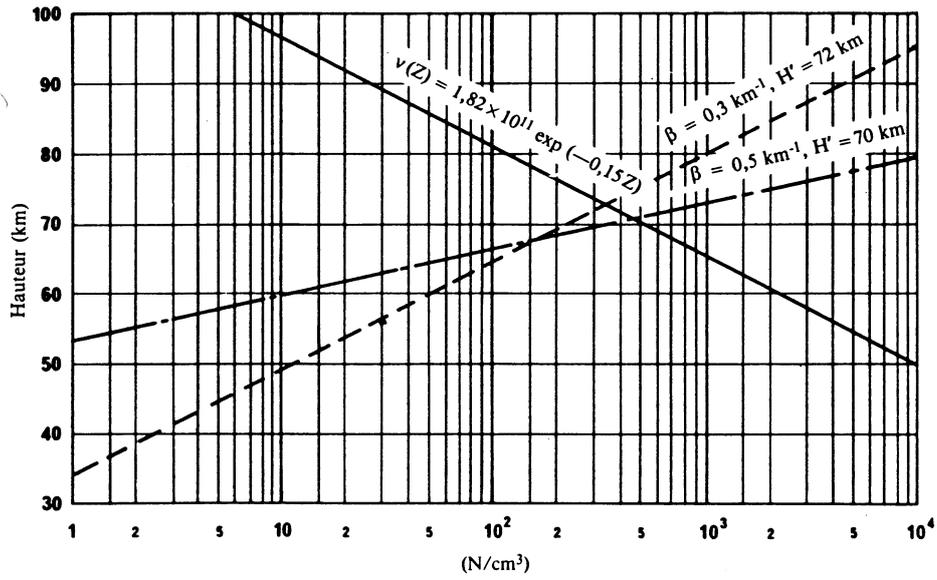


FIGURE 6 - Courbes de la densité électronique et de la fréquence des collisions pendant le jour

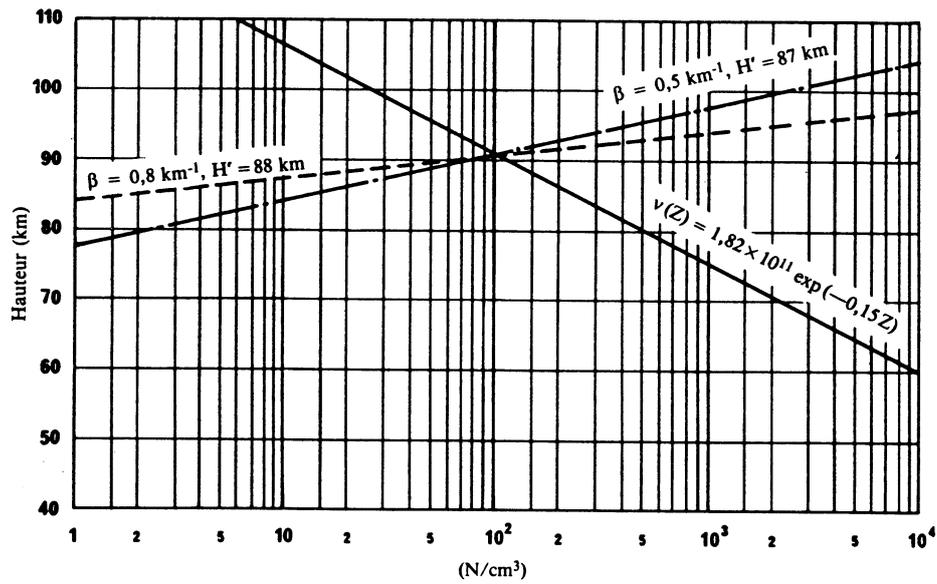


FIGURE 7 - Courbes de la densité électronique et de la fréquence des collisions pendant la nuit

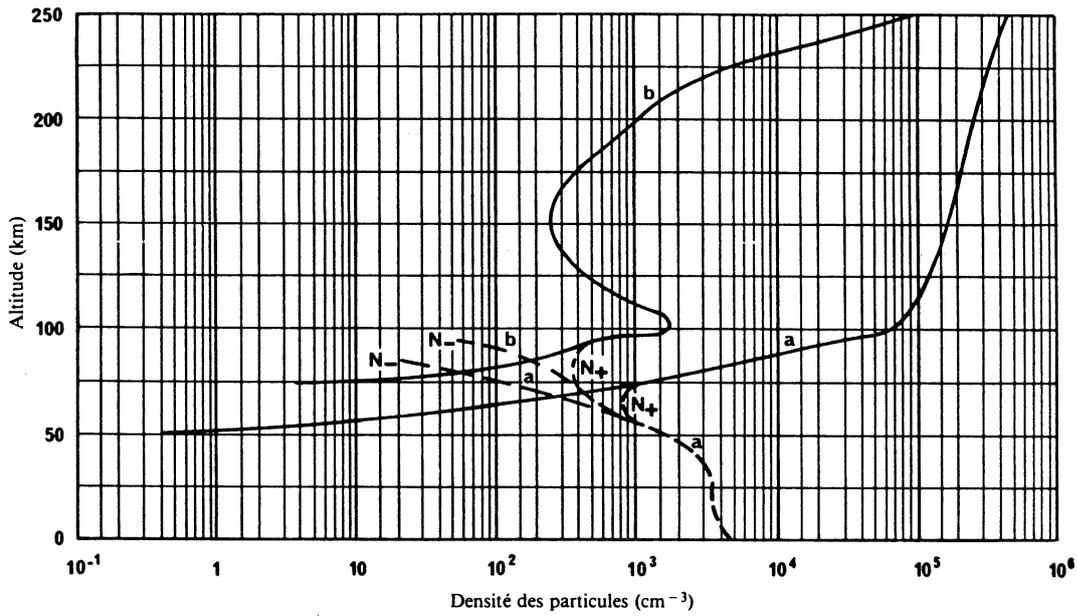


FIGURE 8 - Courbes des constituants de l'ionosphère (jour et nuit)

- électrons
- - - ions
- a jour
- b nuit

TABLEAU IV — Fréquences des collisions observées pendant la journée entre électrons et ions dans l'ionosphère en secondes⁻¹ en fonction de l'altitude

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

TABLEAU V — Fréquence des collisions observées pendant la nuit dans l'ionosphère entre électrons et ions en secondes⁻¹ en fonction de l'altitude

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

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 du 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:

$$N_g = \varepsilon/\varepsilon_0 - i \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \quad (28)$$

dans laquelle:

- 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 VI donne les valeurs recommandées pour ces paramètres.

TABLEAU VI — Conductivité et permittivité relative de la Terre

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

5. Résultats des calculs du champ

Les Fig. 9, 10, 11 et 12 indiquent jusqu'à quel point les valeurs du champ calculées simulent les données de propagation mesurées. Elles indiquent le champ électrique vertical en fonction de la distance de propagation. Il a été tenu compte des courbes ionosphériques citées aux Tableaux II et III dans ces calculs du champ.

Les Fig. 9 et 10 comparent les champs calculés dans l'hypothèse d'une ionosphère homogène horizontale [Pappert et Shockey, 1976] et les données enregistrées par l'US Navy [Morfitt, 1977]. Ces dernières ont été enregistrées à bord d'aéronefs à diverses fréquences et concernent la propagation sur des trajets au-dessus de la mer aux latitudes moyennes, en été pendant la journée et en hiver pendant la nuit. Les résultats obtenus au moyen des courbes de jour avec $\beta = 0,5 \text{ km}^{-1}$ et $H' = 70 \text{ km}$ sont indiqués à la Fig. 9. Les résultats obtenus au moyen des courbes de nuit avec $\beta = 0,5 \text{ km}^{-1}$ et $H' = 87 \text{ km}$ sont indiqués à la Fig. 10.

Des mesures du signal Omega (13,6 kHz) ont été faites pendant une période calme sur un trajet allant de la Réunion (22,0°S, 56,0°E) à Inubo (35,7°N, 140,9°E). L'analyse de l'évanouissement d'amplitude au lever du Soleil et des décalages de phase et de l'amplitude pendant le jour a conduit aux valeurs suivantes des paramètres du guide d'ondes:

$$\text{Jour } \beta = 0,3 \text{ km}^{-1} \text{ et } H' = 75,0 \text{ km}$$

$$\text{Nuit } \beta = 0,5 \text{ km}^{-1} \text{ et } H' = 88,5 \text{ km}$$

[Kikuchi, 1986].

Des mesures expérimentales à 45 et 60 kHz ont été faites à bord d'un aéronef survolant la calotte glaciaire du Groenland. Les émissions provenaient d'une station située en Angleterre et le trajet suivi par l'aéronef au-dessus de la calotte glaciaire du Groenland aboutissait à Sonderstrom, Groenland. La comparaison du champ mesuré et des prévisions obtenues par calcul est faite sur les Fig. 11 et 12. Pour établir ces figures, on a appliqué le programme de conversion de mode [Pappert et Shockey, 1976].

On a considéré par hypothèse que la conductivité du sol était de 5 S/m pour la partie du trajet au-dessus de la mer et de $2,5 \times 10^{-5}$ S/m au-dessus de la calotte glaciaire du Groenland. La courbe pour $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$ et $H' = 72 \text{ km}$ a servi de base aux calculs de simulation des données mesurées.

6. Stabilité de phase de transmission dans la bande des ondes myriamétriques

Dans le guide d'ondes constitué par la Terre et l'ionosphère, la phase du champ d'ondes myriamétriques peut présenter des variations à court terme dues à la nature irrégulière des limites du guide d'ondes qui viennent s'ajouter aux variations à long terme associées aux modifications diurnes et saisonnières de l'ionosphère. A ces variations régulières viennent encore s'ajouter des modifications de phase dues à des perturbations ionosphériques causées par des éruptions solaires à rayonnement X, et par des précipitations de particules énergétiques dans la région D, associées à des orages géomagnétiques et auroraux et à des événements solaires à protons. Tous ces phénomènes affectent la phase de transmission dans la bande des ondes myriamétriques et sont associés à différentes échelles de temps et d'espace [AGARD, 1982].

La stabilité de phase de transmission dans la bande des ondes myriamétriques est un paramètre important qui doit être pris en compte pour diverses applications: navigation, comparaison des étalons de fréquences et synchronisation des signaux horaires, par exemple. Pour de telles applications, si l'utilisateur a le choix entre plusieurs trajets de transmission, comme par exemple avec le système de navigation Oméga, il convient d'employer ceux qui sont à dominante monomode. En présence de deux modes ou plus, la stabilité de phase du champ résultant varie en fonction de la distance de façon complexe et est manifestement moins bonne pour certaines distances. Ainsi, il convient d'éviter d'utiliser des transmissions dans la bande des ondes myriamétriques sur des distances de moins de 1 000 km, car c'est à ces distances que l'on constate la première valeur minimale importante. Cette valeur minimale du champ est associée à une relation d'opposition de phase entre deux composantes, une onde de sol et une onde ionosphérique d'amplitude presque égale. A de telles distances, la variation diurne de phase peut présenter une asymétrie imprévisible, étant donné que le sens de rotation de la phase de la résultante dépend de la composante qui est la plus forte à ce moment-là [Belrose, 1968].

Si la propagation multimode est particulièrement intense pour les courtes distances, elle peut être un problème à toutes les distances. L'ampleur de l'effet est fonction de la fréquence, de la distance, de l'heure de la journée et de la conductivité du sol. La stabilité de phase est manifestement moins bonne au voisinage des valeurs minimales du champ (voir les Fig. 9 et 10).

Les variations régulières de la phase dans la bande des ondes myriamétriques, et les modifications associées aux perturbations ionosphériques ont été étudiées par de nombreux chercheurs et ont donné lieu à un grand nombre d'ouvrages bien documentés [Belrose, 1968; AGARD, 1982]. Toutefois, rares sont les études statistiques qui sont utiles pour la conception d'un système. La documentation sur les variations de phase à court terme est encore plus limitée. Watt [1967], résumant les données disponibles à l'époque, a montré comment l'écart type de phase varie en fonction de la fréquence (pour la bande 10 - 20 kHz), de la distance (pour les trajets de plus de 1 000 km de longueur) et de l'heure de la journée (conditions diurnes et nocturnes). Plus récemment, Pan et Tian [1988] ont publié les résultats d'une étude effectuée en Chine sur la stabilité de phase (12,5 kHz) pour des trajets nord-sud (de 500 à 3 000 km) dans des conditions nocturnes. Les auteurs ont mis au point pour l'écart type de phase une expression mathématique qui tient compte des effets multimodes et qui concorde avec cette expérimentation.

La stabilité de phase de transmission dans la bande des ondes myriamétriques est une question qui nécessite un complément d'étude.

7. Activité future

La théorie de la propagation des ondes radioélectriques (de 3-3000 Hz et ondes myriamétriques), nécessaire pour l'évaluation du champ, est maintenant relativement bien comprise. Deux théories concurrentes servent à décrire la propagation dans les bandes d'ondes myriamétriques: la théorie de la propagation par bond et la théorie du guide d'ondes.

Les solutions fournies par la première (voir le Rapport 265) sont généralement bien adaptées pour les courtes distances et les fréquences supérieures (ondes kilométriques) alors que celles correspondant à la seconde sont mieux adaptées aux grandes distances et aux fréquences plus basses (ondes myriamétriques). Des modes de calcul du champ plus précis nécessitent la prise en considération de modes électriques transversaux (TE) et magnétiques transversaux (TM) et la conversion entre ces types de modes. La prise en considération des deux types de polarisation est importante pour le calcul des champs horizontal et vertical entre émetteurs et récepteurs élevés.

Il semble que la théorie du guide d'ondes décrive mieux certaines caractéristiques de la propagation des ondes myriamétriques, par exemple, les échelons de phase observés à l'aube sur de longs trajets est-ouest, que ne le fait la théorie de la propagation par bonds. Le calcul du champ peut être plus simple avec la première de ces méthodes dans de nombreux cas. Il conviendrait de comparer de manière plus approfondie les résultats que l'on obtient avec l'une et l'autre de ces méthodes.

Il a été démontré que la concordance entre les calculs théoriques et les mesures est limitée. Mais il faut poursuivre les observations expérimentales, particulièrement à diverses fréquences entre 10 et 30 kHz au-dessus de la mer et de sols de conductivités diverses et à des latitudes représentatives. Il est probable que l'on dispose déjà d'un nombre suffisant de mesures de phase, mais ces données n'ont pas encore été examinées de façon systématique. Les observations doivent être suffisamment répétées pour en démontrer la stabilité. De telles mesures doivent permettre de déterminer les facteurs d'excitation, les taux d'affaiblissement et les vitesses de phase qui serviront de base aux calculs du champ et de la phase sur différents trajets. Cependant, il est plus important de comparer ces paramètres expérimentaux de la propagation avec la théorie et, si besoin est, d'améliorer la théorie ou d'en ajuster les paramètres de base. Il est vraisemblable que l'on observera plus de divergences de nuit que de jour.

Depuis quelques années, la propagation des ondes extrêmement longues et les possibilités de communication qu'elles offrent suscitent un regain d'intérêt: voir [IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1984]; AGARD [1982] et [CCIR, 1982-86]. On dispose en particulier de nouvelles informations (générales) sur la propagation des ondes extrêmement longues, sur le bruit des bandes correspondantes et sur la modélisation de l'ionosphère ambiante et de l'ionosphère perturbée. Des comparaisons ont été faites entre champ prévu et champ mesuré.

Il convient de noter que ces modèles d'ionosphère ambiante et d'ionosphère perturbée, qui semblent faire concorder les données prévues et disponibles concernant la propagation des ondes extrêmement longues, pourraient également permettre de prévoir les champs des ondes myriamétriques; ce type de prévision serait à la portée, à tout le moins, des administrations en mesure de procéder à de tels calculs.

Plusieurs logiciels ont été conçus pour calculer le champ des ondes myriamétriques/kilométriques (fréquences inférieures à 60 kHz environ) sur la base de la théorie de la propagation guidée. Le programme de prévision de la propagation en ondes longues le plus complet est celui mis au point par Ferguson [1988]. Il s'agit en fait d'un progiciel qui comprend un ensemble de programmes mis au point par l'auteur et ses collègues au fil des ans [Pappert et Shockey, 1971, 1972a, 1972b et 1976; Morfitt et Shellman, 1976], qui sont utilisés séparément ou séquentiellement selon l'application. L'exécution de ces logiciels peut être déclenchée par un programme pilote qui automatise le processus. Le fondement théorique de la méthode est exact. Le modèle ionosphérique est toutefois un modèle approximatif qui caractérise la conductivité comme croissant de façon exponentielle en fonction de la hauteur (voir le § 4.4: Tableaux I et II). Si besoin est, on peut faire varier ce modèle à deux paramètres par échelons suivant le trajet le long du grand cercle. La limite inférieure du guide d'ondes est définie par une carte mondiale détaillée établie en grande partie à partir de données géologiques.

Un plus grand nombre de mesures sont nécessaires pour établir les variations saisonnières [CCIR, 1986-90] ainsi que les différences entre les latitudes moyennes, basses et élevées. L'effet d'écran de la calotte glaciaire du Groenland est net: les taux d'affaiblissement observés sont de 1,3 dB/1000 km de nuit et de 22 dB/1000 km de jour. Etant donné que les perturbations provoquées pendant le jour par les protons solaires abaissent encore la limite de la réflexion ionosphérique, il en résulte des taux d'affaiblissement nettement plus forts, à telle enseigne que la réception des signaux n'est plus possible. Les évaluations du champ pour les trajets diurnes concordent avec les résultats observés aux latitudes moyennes, pour $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$ et $H' = 74 \text{ km}$, dans la mesure où l'on tient compte de la médiocre conductivité du sol. Mais, aux latitudes élevées, on peut observer une dépendance marquée à l'égard des variations de la réflectivité ionosphérique dues à la saison et au cycle solaire.

Aux basses latitudes, il est actuellement impossible de calculer théoriquement les variations diurnes de phase et d'amplitude pour les trajets transéquatoriaux avec propagation vers l'ouest. Des études théoriques sont nécessaires pour réduire la variation de tous les paramètres pertinents des «guides d'ondes», y compris la conversion de mode. L'impossibilité de calculer les corrections applicables aux trajets transéquatoriaux lorsque la propagation a lieu vers l'ouest limite beaucoup l'efficacité du système de radionavigation OMEGA en ondes myriamétriques. A ce propos, il convient de définir expérimentalement la variation des paramètres en ondes myriamétriques en fonction de l'azimut, de la latitude et de la fréquence au voisinage de l'équateur magnétique.

Des recherches utilisant les atmosphériques comme sources naturelles d'ondes myriamétriques au-dessous de 10 kHz sont menées par divers groupes. Un méthode d'analyse statistique des atmosphériques a été mise au point dans cette gamme de fréquences par le Heinrich-Hertz Institut de Berlin [Volland et autres, 1970]: elle permet de localiser les orages et de déterminer la fonction de transmission des conduits ionosphériques en amplitude et en phase [Frisius et autres, 1970; Harth, 1971]. Malgré les connaissances très réduites que l'on a des caractéristiques de leur source, les atmosphériques aux ondes myriamétriques peuvent servir à établir des courbes de conductivité empiriques utiles pour les conditions de prévision de propagation à grande distance. Cette méthode est particulièrement intéressante pour l'étude de trajets où des transmissions multifréquences ne sont pas autrement disponibles [Hughes et autres, 1974; Hughes et Pappert, 1975]. Aux Etats-Unis, des émissions multifréquences à impulsions à phases cohérentes ont été utilisées entre 9,4 et 31,25 kHz pour des études de propagation sur des trajets très courts et sur des trajets de longueur moyenne ainsi que sur un trajet de grande longueur entre Hawaï et la Californie [Morfit, 1971 et 1973]. Des observations sur la réflectivité de l'ionosphère aux ondes myriamétriques sur un court trajet au voisinage de Thulé, au Groenland, ont été faites pendant plusieurs années [Pagliarulo et autres, 1979]. La technique appliquée pour ces expériences utilise des impulsions à ondes myriamétriques de 100 μs rayonnées par une antenne verticale de 130 m [Lewis et autres, 1973] pour déterminer les coefficients de réflexion ionosphériques de 6 à 35 kHz.

Il serait souhaitable de faire ces mesures en utilisant un aéronef volant le long d'arcs de grands cercles entre les émetteurs et les stations de réception réelles. Il serait ainsi possible de déterminer la structure des modes aux récepteurs, en particulier de nuit sur des trajets pouvant atteindre de 5000 à 7000 km de long selon la fréquence utilisée. Les récepteurs fixes, qui contrôlèrent en permanence les signaux, pourraient ainsi servir à déterminer les variations des paramètres de la propagation résultant des variations diurnes saisonnières et des changements causés par des différences d'activité solaire ainsi que des facteurs de conversion de modes.

L'autre solution, également souhaitable, consiste à utiliser des mesures faites par fusées ou au moyen de techniques de mesure à partir du sol pour établir les variations verticales de la densité électronique dans les couches basses de l'ionosphère. Les courbes qui en résulteraient pourraient ensuite servir à calculer les coefficients de réflexion de l'ionosphère. Ces coefficients serviraient ensuite à calculer les paramètres des modes de propagation des ondes myriamétriques pour pouvoir faire des comparaisons avec les résultats mesurés ou calculer directement les paramètres des modes. Des mesures de la densité électronique sont plus particulièrement nécessaires aux latitudes inférieures à 70 km où l'on note d'importantes divergences entre les observations dont on dispose actuellement pour la nuit et aux basses latitudes.

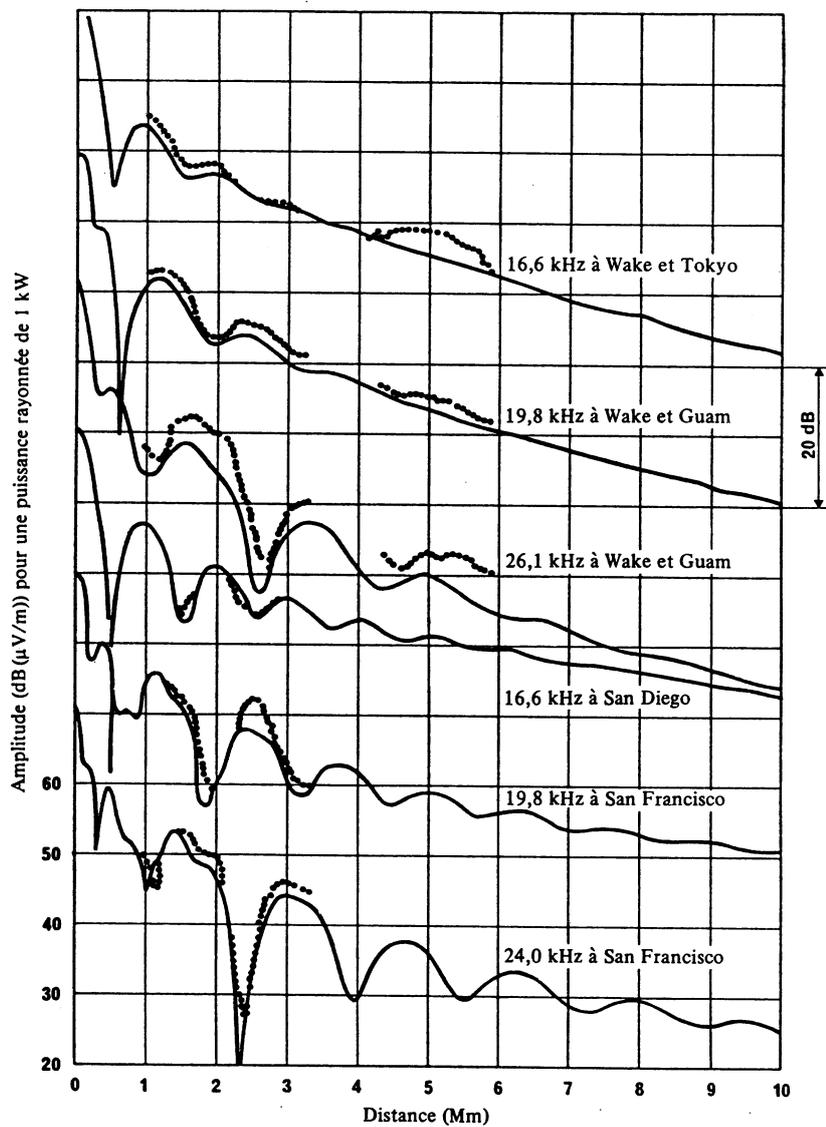


FIGURE 9 – Propagation au-dessus de l'océan Pacifique de signaux émis à Hawaï (de jour en été)

Note. – Les valeurs numériques portées en ordonnées concernent la première courbe (24,0 kHz); chacune des autres courbes est décalée de 20 dB par rapport à la précédente.

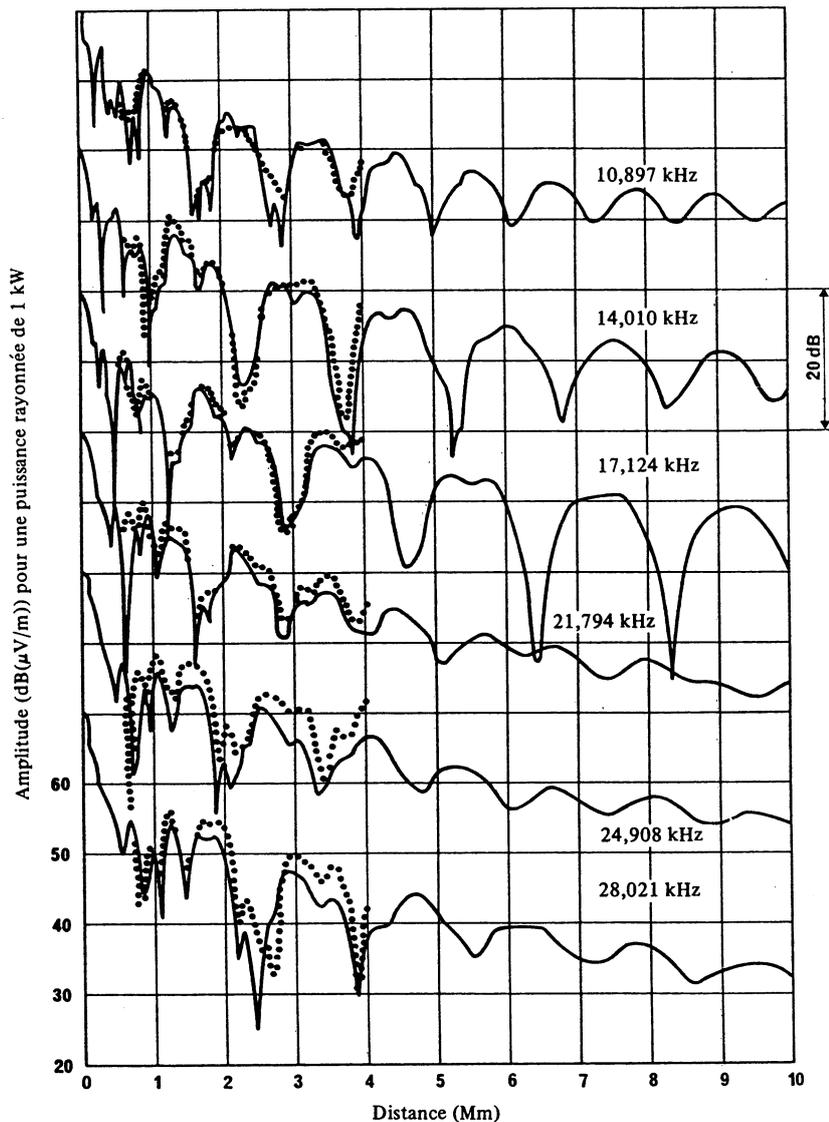


FIGURE 10 – Propagation au-dessus de l’océan Pacifique jusqu’au sud de la Californie de signaux émis à Hawaï (de nuit en hiver)

— prévisions
 observations

Note. – Les valeurs numériques portées en ordonnées concernent la première courbe (28,021); chacune des autres courbes est décalée de 20 dB par rapport à la précédente.

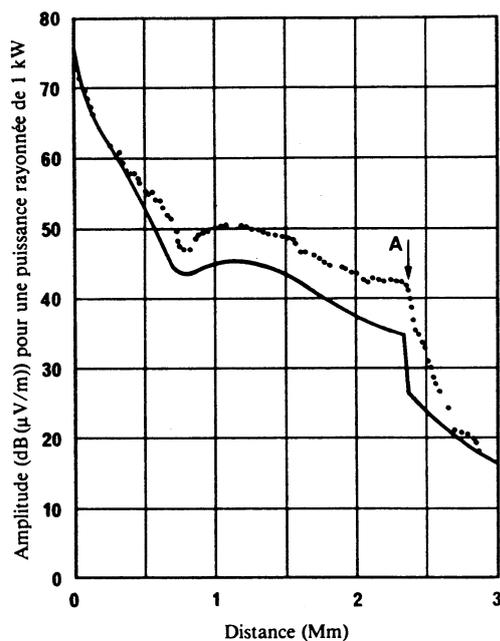


FIGURE 11 – Propagation à haute latitude pendant la journée au-dessus de la calotte glaciaire du Groenland (45 kHz)

— prévisions
 observations
 A début de formation de la calotte glaciaire
 De Preston (Royaume-Uni) à Sondrestrom (Groenland)
 Fréquence: 45 kHz
 $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$, $H' = 72 \text{ km}$

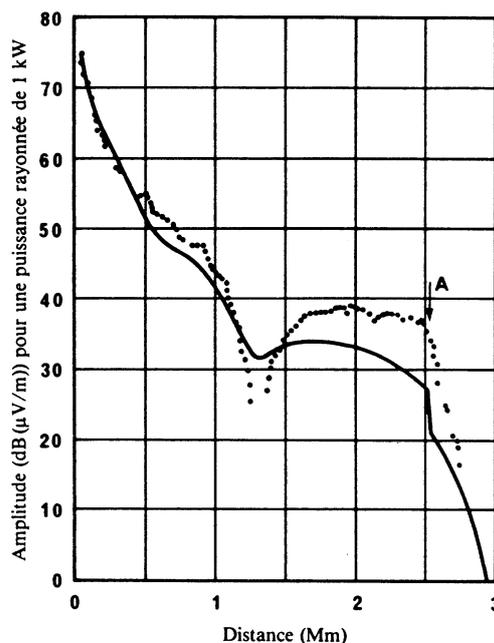


FIGURE 12 – Propagation à haute latitude pendant la journée au-dessus de la calotte glaciaire du Groenland (60 kHz)

— prévisions
 observations
 A début de formation de la calotte glaciaire
 De Rugby (Royaume-Uni) à Sondrestrom (Groenland)
 Fréquence: 60 kHz
 $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$, $H' = 72 \text{ km}$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AGARD [1982] Ed. J. S. Belrose, *Medium, Long and Very Long Wave Propagation (at frequencies less than 3000 kHz)*. Conf. Proc. No. 305. NASA Accession No. N82-27613. National Technical Information Service, Springfield, VA 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- AL'PERT, Ya. L., GUSEVA, E. G. et FLIGEL, D. S. [1967] Propagation des ondes kilométriques par guide d'ondes électromagnétique. Académie des Sciences de l'URSS.
- ARAKI, T. [1973] Anomalous diurnal changes of transequatorial VLF radio waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 35, 4, 693-703.
- BANNISTER, P. R. [1979] Summary of extremely low frequency (ELF) field strength measurements made in Connecticut during 1975. *Radio Sci.*, Vol. 14, 1, 103-108.
- BARR, R. [1971a] The propagation of ELF and VLF radio waves beneath an inhomogeneous anisotropic ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 33, 343-353.
- BARR, R. [1971b] The effect of the earth's magnetic field on the propagation of ELF and VLF radio waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 33, 1577-1583.
- BELROSE, J. S. [1968] - Low and very low frequency radio propagation. AGARD lecture series XXIX, NTIS Acces. No. AD 676788, National Technical Information Service, VA, 22161, Etats-Unis d'Amérique.

- BEUKERS, J. M. [1973] Accuracy limitations of the OMEGA navigation system employed in differential mode. *J. Inst. Nav.*, Vol. 20, 1, 81-92.
- BEUKERS, J. M. [1974] A review and application of VLF and LF transmissions for navigation and tracking. *J. Inst. Nav.*, Vol. 21, 2, 117-133.
- BICKEL, J. E. [1967] VLF attenuation rates deduced from aircraft observations near the antipode of NPM. *Radio Sci.*, Vol. 2, (Nouvelle Série), 575-580.
- BICKEL, J. E., FERGUSON, J. A. et STANLEY, G. V. [1970] Experimental observations of magnetic field effects on VLF propagation at night. *Radio Sci.*, Vol. 5, 19-25.
- BLAIR, B. E., CROW, E. L. et MORGAN, A. H. [1967] Five years of VLF world-wide comparison of atomic frequency standards. *Radio Sci.*, Vol. 2, (Nouvelle Série), 627-636.
- BUDDEN, K. G. [1955] The numerical solution of differential equations governing reflection of long radio waves from the ionosphere. *Proc. Roy. Soc.*, A227, 516-537.
- BUDDEN, K. G. [1961] The waveguide-mode theory of wave propagation. Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, Etats-Unis d'Amérique.
- BURGESS, B. [1970] VLF phase delay variability and design of long range navigation aids. *Phase and Frequency stabilities in Electromagnetic wave Propagation*, Ed. K. Davies, Technivision, Slough, Royaume-Uni.
- BURROWS, M. L. [1978] *ELF Communications Antennas*. Peter Peregrinus Ltd, Stevenage, Royaume-Uni.
- BURROWS, M. L. et NIESSEN, C. W. [1972] ELF communication system design. IEEE International Conference on Engineering in the Ocean Environment, 95-107.
- CASSELMAN, C. J., HERITAGE, D. P. et TIBBALS, M. L. [1959] VLF propagation measurements for the Radux-Omega navigation system. *Proc. IRE*, Vol. 47, 829-839.
- CHAPMAN, F. W., LLANWYN JONES, D., TODD, J. D. W. et CHALLINOR, R. A. [1966] Observations on the propagation constant of the earth-ionosphere waveguide in the frequency band 8 c/s to 16 kc/s. *Radio Sci.*, Vol. 1, 1273-1282.
- CHILTON, C. J., CRARY, J. H. et CROMBIE, D. D. [1969] A comparison of middle and low latitude sunrise VLF fading observed on the 1967 voyage of the Oceanographer. Proc. of the Third International Symposium on Equatorial Aeronomy, Ahmedabad, India, 3-8 février, Vol. 1, 105-113.
- COMPUTATION LABORATORY AT CAMBRIDGE [1945] *Tables of the Modified Hankel Functions of Order One-Third and of their Derivatives*. Harvard University Press, Cambridge, Mass., Etats-Unis d'Amérique.
- CROMBIE, D. D. [1964] Periodic fading of VLF signals received over long paths during sunrise and sunset. *NBS J. Res.*, Vol. 68D, 27-34.
- CROMBIE, D. D. [1966] Further observations of sunrise and sunset fading of VLF signals. *Radio Sci.*, Vol. 1, (New Series), 47-51.
- CROMBIE, D. D. [1967] The waveguide mode propagation of VLF radio waves to great distances. IEE (London) Conf. Publ., 36.
- CROMBIE, D. D., ALLAN, A. H. et NEWMAN, M. [1958] Phase variations of 16 kHz transmissions from Rugby, observed in New Zealand. *Proc. IEE*, Vol. 105B, 301-304.
- DAVIS, J. R. [1976] Localized nighttime D-region disturbances and ELF propagation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 38, 1309-1317.
- DAVIS, R. M. et BERRY, L. A. [1977] A revised model for the electron density in the lower ionosphere. Command and Control Technical Center (DCA), Tech. Rep. 111077, NTIS, Accession No. AD 17883. National Technical Information Service, Springfield, Va. 22161, USA.
- FERGUSON, J. A. [1980] Ionospheric profiles for predicting night-time VLF/LF propagation. NOSC TR 530, NTIS, Accession No. ADA 085399. National Technical Information Service, Springfield, Va. 22161, USA.
- FERGUSON, J. A. [1988] - Status of the naval ocean systems long wave propagation capability "LWPC". Communication présentée au Third Workshop on ELF/VLF Radio Noise, Standford University.
- FOLEY, G., WAND, I. C. et JONES, T. B. [1973] Studies of the modal parameters of VLF radio waves propagated below the night-time ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 35, 2111-2122.
- FRISIUS, J., HEYDT, G. et HARTH, W. [1970] Observations of parameters characterising the VLF atmospheric activity as a function of the azimuth. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 32, 1403-1422.
- GALEJS, J. [1967a] Propagation of VLF waves below an anisotropic stratified ionosphere with a transverse static magnetic field. *Radio Sci.*, Vol. 2, (New Series), 557-574.
- GALEJS, J. [1967b] Propagation of VLF waves below anisotropic ionosphere models with a dipping static magnetic field. *Radio Sci.*, Vol. 2, (New Series), 1497-1512.
- GALEJS, J. [1972] *Terrestrial Propagation of Long Electromagnetic Waves*. Pergamon Press, New York/Oxford.
- GALLENBERGER, R. et SWANSON, E. [1971] Variations in Omega propagation parameters. NELC/TR 1773, Naval Electronics Laboratory Center, San Diego, Ca., Etats-Unis d'Amérique.
- HARTH, W. [1971] Sudden anomalies of spectral atmospheric parameters during SID's. Proc. VLF Symposium, Ødo-Sandefjord, Norvège.

- HUGHES, H. G. [1971] Differences between pulse trains of ELF atmospherics at widely separated locations. *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, 2116-2125.
- HUGHES, H. G. et GALLENBERGER, R. J. [1974] Propagation of extremely low-frequency (ELF) atmospherics over a mixed day-night path. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 36, 1643-1661.
- HUGHES, H. G., GALLENBERGER, R. J. et PAPPERT, R. A. [1974] Evaluation of night-time exponential ionospheric models using VLF atmospherics. *Radio Sci.*, Vol. 9, 1109-1116.
- HUGHES, H. G. et PAPPERT, R. A. [1975] Propagation prediction model selection using VLF atmospherics. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 2, 96-98.
- HUGHES, H. G. et THEISSEN, J. F. [1970] Diurnal variations in the apparent attenuations of ELF atmospherics over two different propagation paths. *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, 2795-2801.
- IEEE JOURNAL OF OCEANIC ENGINEERING [juillet 1984] Special Issue on ELF communications. Vol. OE-9.
- JOHLER, J. R. et LEWIS, R. L. [1969] Extra-low frequency terrestrial radio-wave field calculations with the zonal harmonic series. *J. Geophys. Res.*, Vol. 74, 2459-2470.
- KAISER, A. B. [1969] An explanation of VLF diurnal phase change observations. *Radio Sci.*, Vol. 4, 17-21.
- KIKUCHI, T. [1983] Anomalous diurnal phase shifts of Omega VLF waves (10-14 kHz) on the east-west low latitude and transequatorial paths. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 45, 743-751.
- KIKUCHI, T. [1986] - Waveguide model analyses of Omega VLF wave propagation at 13,6 kHz. *J. Atmos. Terr. Phys.* 48, 15-23.
- KIKUCHI, T. et OHTANI, A. [1984] Anomalous interference in Omega VLF wave propagation on east-to-west equatorial paths. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 46, 697-703.
- KUHNLE, P. F. et SMITH, R. D. [1964] Rome Air Development Center, Tech. Rep. RADC-TR-64-360, NTIS, Accession No. ADAOC1701, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- LEWIS, R. L. et JOHLER, J. R. [1976] Correction of numerical results in «ELF terrestrial radio wave field calculations with the zonal harmonic series». *Radio Sci.*, Vol. 11, 75-81.
- LEWIS, E. A., RASMUSSEN, J. E. et KOSSEY, P. A. [1973] Measurements of ionospheric reflectivity from 6 to 35 kHz, *J. Geophys. Res.*, Vol. 78, 19, 3903-3912.
- LYNN, K. J. W. [1967] Anomalous sunrise effects observed on a long transequatorial VLF propagation path. *Radio Sci.*, Vol. 2, (New Series), 521-530.
- LYNN, K. J. W. [1969] Multisite observations of the VLF transequatorial propagation anomaly. *Radio Sci.*, Vol. 4, 203-211.
- LYNN, K. J. W. [1973] VLF mode conversion observed at middle latitudes. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 35, 439-452.
- LYNN, K. J. W. [1975] The transequatorial reception of Omega (13.6 kHz) transmissions. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 37, 1395-1399.
- LYNN, K. J. W. [1977] VLF modal interference over west-east paths. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 39, 347-357.
- LYNN, K. J. W. [1978] Some differences in diurnal phase and amplitude variations for VLF signals. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 40, 145-150.
- MAHMOUD, S. F. et BEAL, J. C. [1971] VLF propagation parameters derived from observations of sunrise and sunset phenomena. *Proc. IEE*, Vol. 118, 1351-1357.
- MEARA, L. A. [1973] VLF modal interference effects observed on transequatorial paths. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 35, 305-315.
- MORFITT, D. G. [1971] Analysis of a multimode propagation concept for predicting VLF signal strengths at night. Naval Electronics Laboratory Center Tech. Rep. TR 1798, NTIS, Accession No. AD738846, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- MORFITT, D. G. [1973] Computer techniques for fitting electron density profiles to oblique-path VLF propagation data. Naval Electronics Laboratory Center Tech. Rep. TR 1854, NTIS, Accession No. AD757341, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- MORFITT, D. G. [1977] Effective electron density distributions which describe VLF/LF propagation data. Naval Ocean Systems Center Tech. Rep. TR141, NTIS, Accession No. ADA047508, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- MORFITT, D. G. et SHELLMAN, C. H. [1976] MODESRCH, an improved computer program for obtaining ELF/VLF/LF mode constants. Naval Electronics Laboratory Center Interim Rep. 771, NTIS, Accession No. ADA032573, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- NARD, G. [1972] Results of recent experiments with differential OMEGA. *J. Inst. Nav.*, 19, 2.
- PAGLIARULO, R. P., TURTLE, J. P., RASMUSSEN, J. E., COOLEY, R. L. et KLEMETTI, W. I. [1979] VLF/LF reflectivity of the polar ionosphere - September 1978 to 5 May 1979. Reports RADC-TR-79-178 and 273. Rome Air Development Center, Griffiss Air Force Base, NY, Etats-Unis d'Amérique.
- PAN WEIYAN et TIAN YUSHU [1988] - Multi-mode interference and phase stability of VLF wave propagation. Proc. 1988 International Symposium on Radio Propagation (ISRP'88), Beijing, Chine, 40-44.

- PAPPERT, R. A. [1968] A numerical study of VLF mode structure and polarization below an anisotropic ionosphere. *Radio Sci.*, Vol. 3, (New Series), 219-233.
- PAPPERT, R. A. [1970] Effects of elevation and ground conductivity on horizontal dipole excitation of the earth-ionosphere waveguide. *Radio Sci.*, Vol. 5, 579-590.
- PAPPERT, R. A. et BICKEL, J. E. [1970] Vertical and horizontal VLF fields excited by dipoles of arbitrary orientation and elevation. *Radio Sci.*, Vol. 5, 1445-1452.
- PAPPERT, R. A., GOSSARD, E. E. et ROTHMULLER, I. J. [1967] A numerical investigation of classical approximations used in VLF propagation. *Radio Sci.*, Vol. 2, 387-400.
- PAPPERT, R. A. et MOLER, W. F. [1974] Propagation theory and calculations at lower extremely low frequencies (ELF). *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-22, 438-451.
- PAPPERT, R. A. et MORFITT, D. G. [1975] Theoretical and experimental sunrise mode conversion results at VLF. *Radio Sci.*, Vol. 10, 537-546.
- PAPPERT, R. A. et SHOCKEY, L. R. [1971] WKB Mode summing program for VLF/LF antennae of arbitrary length, shape and elevation. Naval Electronics Laboratory Center Interim Rep. 713, NTIS, Accession No. AD728414, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- PAPPERT, R. A. et SHOCKEY, L. R. [1972a] Mode conversion program for an inhomogeneous anisotropic ionosphere. Naval Electronics Laboratory Center Interim Rep. 722, NTIS, Accession No. AD743948, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- PAPPERT, R. A. et SHOCKEY, L. R. [1972b] WKB fields program for lower ELF. Naval Electronics Laboratory Center Interim Rep. 731, NTIS, Accession No. AD757080, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- PAPPERT, R. A. et SHOCKEY, L. R. [1976] Simplified VLF/LF mode conversion program with allowance for elevated, arbitrarily oriented electric dipole antennae. Naval Electronics Laboratory Center Interim Rep. 771, NTIS, Accession No. ADA033412, National Technical Information Service, Springfield, Va., 22161, Etats-Unis d'Amérique.
- PAPPERT, R. A. et SMITH, R. R. [1972] Orthogonality of VLF height gains in the earth ionosphere waveguide. *Radio Sci.*, Vol. 7, 275-278.
- PAPPERT, R. A. et SNYDER, F. P. [1972] Some results of a mode-conversion programme for VLF. *Radio Sci.*, Vol. 7, 913-923.
- RAWLES, A. T. et BURGESS, B. [1967] Results of the two-frequency VLF transmission experiments from Criggion GBZ. *Radio Sci.*, Vol. 2, 1295-1301.
- REDER, F. [1979] Propagation effects on Omega signals and methods of reducing them. Fourth Annual Meeting of the International Omega Association, San Diego, 10-12 de septembre, Calif. Etats-Unis d'Amérique.
- RHOADS, F. J. et GARNER, W. E. [1967] An investigation of the modal interference of VLF radio waves. *Radio Sci.*, Vol. 2, (New Series), 539-546.
- RINNERT, K. [1973] Electron density profiles in the lower ionosphere deduced from long path VLF wave propagation. *Radio Sci.*, Vol. 8, 829-836.
- RUGG, D. E. [1967] Theoretical investigation of the diurnal phase and amplitude variations of VLF signals. *Radio Sci.*, Vol. 2, 551-556.
- SHEDDY, C. H. [1968] A general analytic solution for reflection from a sharply bounded anisotropic ionosphere. *Radio Sci.*, Vol. 3, 8, 792-795.
- SNYDER, F. P. et PAPPERT, R. A. [1969] A parametric study of VLF transequatorial propagation anomaly. *Radio Sci.*, Vol. 4, 213-226.
- STEELE, F. K. et CROMBIE, D. D. [1967] Frequency dependence of VLF fading at sunrise. *Radio Sci.*, Vol. 2, (New Series), 547-549.
- SUZUKI, K., BABA, K., YOSHIOKA, T. et KINOSHITA, M. [1973] Phase variation and amplitude fading of NWC - 22.3 kHz signal at dawn. *J. Geomag. Geoelect.*, Vol. 25, 403-413.
- TAYLOR, W. L. et SAO, K. [1970] ELF attenuation rates and phase velocities observed from slow-tail components of atmospherics. *Radio Sci.*, Vol. 5, 1453-1460.
- VOLLAND, H. [1966] Die Ausbreitung langer Wellen (Propagation d'ondes longues). *Veröffentlichungen des NKGG der DDR, Reihe 11*, Vol. 2, 3-126.
- VOLLAND, H., HEYDT, G. et HARTH, W. [1970] Statistical measurement of the spectral amplitude and phase of atmospherics in the VLF range. *Phase and Frequency Stabilities in Electromagnetic Wave Propagation*. Ed. K. Davies, Technivision, Slough, Royaume-Uni.
- WAIT, J. R. [1962] *Electromagnetic Waves in Stratified Media*. Pergamon Press, New York, NY, Etats-Unis d'Amérique.
- WAIT, J. R. [1964] Two-dimensional treatment of mode theory of the propagation of VLF radio waves. *NBS J. Res.*, Vol. 68D, 81-93.
- WAIT, J. R. [1968a] Mode conversion and refraction in the earth-ionosphere wave-guide for VLF radio waves. *J. Geophys. Res.*, Vol. 73, 3535-3548.
- WAIT, J. R. [1968b] On the theory of VLF propagation for a step model of the non-uniform earth-ionosphere wave-guide. *Can. J. Phys.*, Vol. 46, 1979-1983.
- WAIT, J. R. [1970] Factorization method applied to electromagnetic wave propagation in a curved wave-guide with non-uniform walls. *Radio Sci.*, Vol. 5, 1059-1068.



- WAIT, J. R. (ed.) [1974] Special issue on extremely low frequency (ELF) communications. *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-22, 4.
- WAIT, J. R. [1977] Propagation of ELF electromagnetic waves and project SANGUINE/SEAFARER. *IEEE J. Ocean Eng.*, Vol. OE-2, 2, 161-171.
- WAIT, J. R. et SPIES, K. P. [1965] Influence of finite ground conductivity on the propagation of VLF radio waves. *NBS J. Res.*, Vol. 69D, 1359-1373.
- WAIT, J. R. et SPIES, K. P. [1968] On the calculation of mode conversion at a graded height change in the earth-ionosphere wave-guide at VLF. *Radio Sci.*, Vol. 3, 787-791.
- WALKER, D. [1965] Phase steps and amplitude fading of VLF signals at dawn and dusk. *NBS J. Res.*, Vol. 69D, 1435-1443.
- WATT, A. D. [1967] *VLF Radio Engineering*. Pergamon Press, New York, NY, Etats-Unis d'Amérique.
- WESTERLUND, S. et REDER, F. H. [1973] VLF radio signals propagating over the Groenland ice-sheet. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 35, 1475-1491.
- WESTERLUND, S., REDER, F. H. et ABOM, C. [1969] Effects of polar cap absorption events on VLF transmissions. *Planet. Space Sci.*, Vol. 17, 1329-1374.
- WILLIM, D. K. [1974] Sanguine *ELF-VLF Radiowave Propagation*, 251-261. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Pays-Bas.
- Documents du CCIR*
[1982-86]: 6/228 (GTI 6/5).
[1986-1990]: 6/242 (Groupe de travail intérimaire 6/5).

BIBLIOGRAPHIE

- Documents du CCIR*
[1978-82]: 6/242 (GTI 6/5).
-