

## INFORME 895-2

**PROPAGACIÓN DE LAS ONDAS RADIOELÉCTRICAS Y CALIDAD DE  
FUNCIONAMIENTO A FRECUENCIAS POR DEBAJO DE UNOS 30 kHz**

(Programa de Estudios 31D/6)

(1982-1986-1990)

**1. Introducción**

Debido a la estabilidad de la propagación (en amplitud y fase), las frecuencias de esta gama convienen no sólo para las radiocomunicaciones, sino también para las emisiones de frecuencia patrón y de señales horarias [Blair y otros, 1967] y una amplia gama de aplicaciones relacionadas con las comunicaciones y la navegación [Casselmann y otros, 1959]. Se ha comprobado, en particular, que la estabilidad, de la transmisión permite comparar frecuencias con una precisión de unos  $10^{12}$ , esto es,  $10^4$  veces superior a la realizable en ondas decamétricas. Esto permite utilizar un sistema de radionavegación de gran alcance basado en la comparación de la fase de transmisiones espaciadas, controladas por patrones atómicos o con enganche de fase. El sistema de navegación OMEGA permite lograr precisiones en la navegación y en la posición de una a tres millas marinas [Beukers, 1974]. Con una técnica OMEGA diferencial, en la que se utiliza una estación fija para establecer las correcciones de las variaciones a lo largo del día de las perturbaciones para una estación móvil cercana, se han logrado precisiones superiores incluso en un orden de magnitud [Nard, 1972; Beukers, 1973].

La banda de ondas extremadamente largas (30-3000 Hz) presenta grandes inconvenientes en comparación con las bandas que se utilizan tradicionalmente para las radiocomunicaciones. Su limitada anchura de banda entraña una velocidad de información muy baja y, a causa de la grandísima longitud de onda, cualquier antena transmisora que se construya resultará ineficaz desde el punto de vista de la potencia radiada [Burrows, 1978]. Sin embargo, para ciertas aplicaciones en las cuales una parte del trayecto de propagación atraviesa medios sujetos a pérdidas, como por ejemplo rocas, tierra y agua, la banda de ondas extremadamente largas permite la comunicación mientras que las bandas tradicionales no ofrecen ninguna posibilidad de hacerlo. Incluso en la banda de ondas miriamétricas (3-30 kHz), donde la longitud de onda es inferior en uno a dos órdenes de magnitud, las antenas transmisoras tienen que ser enormes para que resulten eficaces, y la potencia de transmisión muy grande si se desea establecer comunicaciones mundiales, particularmente con puntos situados por debajo de las superficies del mar y del suelo.

Las emisiones en la banda de ondas extremadamente largas son útiles para comunicaciones mundiales y para comunicaciones con puntos situados debajo de la superficie del mar o de la tierra [Burrows y Niessen, 1972; Willim, 1974]. Debido a las dificultades técnicas que se presentan en estas bandas al tener que radiar una energía de potencia lo suficientemente elevada para que pueda ser detectada a miles de kilómetros, los pocos datos que se han podido obtener lo han sido muy recientemente. Kuhnle y Smith [1964] han medido los índices de atenuación de una señal de onda continua de 400 Hz, y Davis [1976] y Bannister [1979] han medido los índices de atenuación y la fase relativa en señales transmitidas en las bandas de 40 a 50 y de 70 a 80 Hz. Desde 1966, se observan las perturbaciones atmosféricas en ondas de muy bajas frecuencias [Taylor y Sao, 1970; Hughes y Theissen, 1970; Hughes, 1971 y Chapman y otros, 1966]. Es difícil hacer una descripción cuantitativa detallada de los datos referentes a esas emisiones de muy baja frecuencia ya que por una parte, el número de onda complejo depende de la estructura de la región inferior de la ionosfera, que no es uniforme ni en posición, ni en el tiempo ni en dirección y, por otra parte, las medidas de propagación dependen de fenómenos naturales (descargas eléctricas) como orígenes de señal. Se ha realizado un experimento para evaluar el promedio de los parámetros de propagación de las ondas de muy baja frecuencia propagadas en un trayecto en el cual el medio ionosférico cambia dentro de una longitud de onda [Hughes y Gallenberger, 1974].

Se han desarrollado varios métodos (con sus correspondientes programas de computador) para calcular los niveles de la señal en ondas extremadamente largas. Entre ellos figuran los descritos por Johler y Lewis [1969]; Lewis y Johler [1976]; y Pappert y Moler [1974]. Barr [1971a y b] ha proporcionado resultados numéricos especialmente completos acerca de los parámetros de propagación en la gama de frecuencias comprendidas entre 1 y 10 kHz. Puede encontrarse un resumen detallado de la teoría y de las mediciones relativas a las radiocomunicaciones por ondas extremadamente largas en Galejs [1972] y Wait [1974 y 1977].



La «teoría de los modos» ampliamente utilizada por las ondas miriamétricas y que puede emplearse eficazmente para las ondas kilométricas hasta frecuencias de 60 kHz como mínimo, es una teoría completa de las ondas que tiene en cuenta la difracción y la propagación de las ondas de superficie. Se considera que las ondas se propagan entre la Tierra y la ionosfera con arreglo a los modos normales, como ocurre con la propagación de las microondas en un guíaondas con pérdidas [Al'pert y otros, 1967; Budden, 1961; Galejs, 1967a y b; Pappert, 1968; Volland, 1966; Wait, 1962 y 1964]. Para las frecuencias superiores a 30 kHz, el guíaondas tiene una altura igual a muchas longitudes de ondas y en pequeñas distancias hay que considerar un gran número de modos de propagación; en cambio, en el caso de las ondas miriamétricas y en distancias superiores a 1000 km, basta considerar sólo unos cuantos modos. Aunque es más difícil la representación física de la teoría de los modos de guíaondas que la de los trayectos de rayo de las ondas, esta teoría parece explicar mejor ciertas características de la propagación de las ondas miriamétricas que la teoría de los trayectos del rayo o de los saltos no consigue explicar.

Los transmisores de ondas miriamétricas y kilométricas corrientemente utilizados en la actualidad radian un campo polarizado verticalmente. En principio, la ionosfera y el campo magnético terrestre pueden introducir un componente de polarización horizontal, pero no se ha probado experimentalmente que tales campos sean importantes a larga distancia. Según cálculos teóricos [Snyder y Pappert, 1969; Foley y otros, 1973], en latitudes bajas, por la noche, puede producirse no obstante una polarización horizontal considerable.

La excitación, por un dipolo eléctrico horizontal, de un campo  $E$  vertical en tierra con una radiación de 19,8 kHz, bajo una ionosfera ficticia diurna y bajo una ionosfera sumamente anisótropa, ha sido investigada numéricamente en función de la conductividad del suelo y de la elevación de la fuente [Pappert, 1970]. Los resultados indican que, cuando las elevaciones de la fuente son comparables o superiores a una longitud de onda, las excitaciones por un dipolo eléctrico vertical y otro horizontal pueden hacerse semejantes. Asimismo, cuando uno o los dos extremos de un trayecto de propagación se hallan en una posición elevada, pueden conseguirse ganancias de la amplitud de la señal utilizando una antena transmisora y otra receptora orientadas según una dirección distinta de la vertical [Pappert y Bickel, 1970]. Esta propiedad reviste particular importancia en el caso de las comunicaciones por ondas miriamétricas y kilométricas entre dos puntos de la atmósfera.

## 2. Cálculo de la intensidad de campo por el método del guíaondas: Primeras tentativas

### 2.1 Cálculo de la intensidad de campo en una guía esférica y homogénea

La intensidad de campo  $E$ , producida por un transmisor, a la distancia de  $d$  km sobre el suelo, puede calcularse por [Wait, 1962]:

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

donde:

$p$ : potencia radiada (kW),

$a$ : radio terrestre (km),

$\lambda$ : longitud de onda en km en el espacio libre,

$k$ :  $2\pi/\lambda$ ,

$\Lambda_n$ : factor de excitación para el modo  $n$ ,

$kS_n$ : constante de propagación,

$d$ : distancia (km),

$h$ : altura de la ionosfera (70 kilómetros durante el día; 90 kilómetros durante la noche).

Los términos  $\Lambda_n$  y  $S_n$  son en general magnitudes complejas. El factor de excitación  $\Lambda_n$  da la amplitud y la fase relativas de cada modo de orden  $n$  excitado por la fuente en el guíaondas constituido por la Tierra y la ionosfera. La parte real de la constante de propagación  $kS_n$  contiene la información de fase correspondiente a cada modo, en tanto que la parte imaginaria determina el índice de atenuación. Para obtener la intensidad de campo deben sumarse las contribuciones de cada modo, teniendo en cuenta la fase relativa de cada término. Es necesaria una modificación cerca de los antípodas cuando  $d/a \approx \pi$ .

La intensidad de campo para el modo  $n$  será:

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

donde:

$$\Lambda_n \text{ (factor de excitación)} = |\Lambda_n| e^{i\Phi_n}$$

$$\alpha_n \text{ (factor de atenuación)} = \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Im} S_n$$

$$= -8,68 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Im} S_n \quad \text{dB/km}$$

$\operatorname{Im} S_n$  y  $\operatorname{Re} S_n$  representan respectivamente las partes imaginaria y real de  $S_n$ . La velocidad de fase  $V_n = c/\operatorname{Re} S_n$ , donde  $c$  es la velocidad en el espacio libre.

En la mayoría de los casos es práctico deducir la intensidad de campo a base de las curvas de distancia [Watt, 1967]. El método recomendado es empezar con valores adecuados de  $\Lambda_n$  y  $S_n$  y efectuar los cálculos empleando la ecuación (1). Cuando coexisten más de un modo es necesario interpretar la ecuación (1) en amplitud y fase. En algunos casos (por ejemplo, en la propagación durante el día de ondas miramétricas procedentes de un transmisor en tierra), no es necesario examinar más de tres modos; no obstante, se necesita un mayor número de modos en el caso de la propagación nocturna de las ondas miramétricas de mayor frecuencia [Snyder y Pappert, 1969; Bickel y otros, 1970; Pappert y Bickel, 1970].

La intensidad del campo debida a cada modo  $n$  depende de  $\Lambda_n$  y  $S_n$ , factores que, a su vez, dependen de la longitud de onda, de la altura de la ionosfera, de las propiedades eléctricas del suelo, así como del coeficiente de reflexión esférica de la ionosfera. Los coeficientes de reflexión ionosférica dependen de los siguientes factores: distribución vertical de la densidad y frecuencia de colisión de los electrones, dirección y amplitud del campo magnético terrestre, frecuencia y ángulo de incidencia. La distribución de la densidad electrónica es función de los parámetros siguientes: latitud, estación del año, ciclo solar, hora del día y presencia o ausencia de perturbaciones ionosféricas.

Se puede especificar como sigue, en líneas generales, la influencia que ejercen estos distintos parámetros [Al'pert y otros, 1967; Budden, 1961; Volland, 1966; Wait, 1964]:

- *Conductividad del suelo:* En general, una disminución de la conductividad del suelo origina un aumento del índice de atenuación para todos los modos de propagación. No obstante, ciertos cálculos han demostrado [Wait y Spies, 1965] que con una conductividad muy pequeña (por ejemplo, en las regiones de casquetes polares cubiertas de hielo), el índice de atenuación puede acercarse a un máximo, para decrecer después cuando sigue disminuyendo la conductividad. Para valores medios de conductividad, el módulo del factor de excitación para el modo del primer orden aumenta generalmente algo cuando disminuye la conductividad. Además, una reducción de la conductividad va también acompañada de una disminución de la velocidad de fase de cada modo.
- *Dirección de propagación con relación al campo magnético terrestre:* Los parámetros modales de las ondas miramétricas presentan escasas variaciones con la latitud o con la dirección de propagación en las horas diurnas. Por la noche se producen pequeñas variaciones relacionadas con la latitud en lo que respecta a la propagación hacia el este magnético. En lo que se refiere a la propagación hacia el oeste magnético, todos los parámetros de propagación de las ondas miramétricas presentan una fuerte variación con la latitud a medida que se acercan al ecuador magnético. En particular la atenuación es mayor en la propagación hacia el oeste que hacia el este. Todavía han de determinarse la magnitud y la forma exactas de la variación acimutal en los parámetros de propagación de las ondas miramétricas.

En condiciones experimentales se han observado anomalías transecuatoriales en los trayectos transecuatoriales hacia el oeste [Crombie, 1966; Lynn, 1967, 1969, 1975; Kaiser, 1969; Chilton y otros, 1969; Meara, 1973; Reder, 1979], que sugieren que las principales variaciones se producen dentro de una distancia de unos  $15^\circ$  del ecuador magnético. En las frecuencias del sistema Omega de navegación la desviación diurna de fase en el trayecto transecutorial Este-Oeste es un 35% inferior a su valor medio en latitudes medias [Lynn, 1975; Kikuchi, 1983]. Se observa interferencia anormal causada por una señal en un largo trayecto alrededor del ecuador geomagnético, lo que indica una importante asimetría Este-Oeste en la atenuación de la propagación [Kikuchi y Ohtani, 1984]. Se han efectuado cálculos teóricos [Galleberger y Swanson, 1971] que muestran una variación importante de los parámetros modales en los trayectos de propagación hacia el oeste al acercarse al ecuador magnético. Todavía ha de determinarse la dependencia respecto a la frecuencia de esos efectos.

- *Utilización de un parámetro de conductividad:* Se ha indicado [Wait y Spies, 1965] que pueden realizarse cálculos válidos del modo de propagación por guíasondas suponiendo un parámetro de conductividad  $\omega_r(z)$  cuya magnitud varía en función de la altura según la expresión:

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

donde  $\omega_r = \omega_0^2/v$  para  $v \gg \omega$ ;  $\omega$ ,  $v$  y  $\omega_0$  designan, respectivamente, la frecuencia angular de la onda, la frecuencia de colisión y la frecuencia angular del plasma;  $z$  es la altura y  $h$  una altura de referencia para la cual  $\omega_r \approx 2,5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ . El término  $\beta$  da el gradiente vertical de  $\omega_r$ . Durante el día,  $h$  es del orden de 70 km y  $\beta \approx 0,3$ ; los valores correspondientes a la noche son 90 km y  $\beta \approx 0,5$ . Estos dos parámetros,  $h$  y  $\beta$ , proporcionan un modo cómodo pero aproximado de describir la ionosfera que puede emplearse en los cálculos relativos a las ondas miramétricas.

Las referencias [Morfitt, 1977 y Davis y Berry, 1977] contienen un amplio resumen de los valores específicos de los parámetros  $\beta$  y  $h$  necesarios para simular los campos en ondas kilométricas y miramétricas que se propagan por el día y por la noche.

## 2.2 Cálculo de la intensidad de campo en una guía inhomogénea

Los cálculos anteriores se refieren a los casos en que las características del trayecto son independientes de la distancia. En el supuesto de que la distribución de la densidad electrónica en función de la altura sea constante a lo largo del trayecto, pero que varíen la conductividad del suelo o el ángulo del campo magnético, se puede, sin errores importantes, utilizar para el cálculo valores medios del índice de atenuación y de la velocidad de fase. Por ejemplo, siendo  $\alpha_{nm}$  y  $c/\text{Re}S_{nm}$  el índice de atenuación y la velocidad de fase en una porción  $d_m$  del trayecto:

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

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

Este método no es muy preciso si la altura de referencia de la ionosfera no es la misma en la ubicación del transmisor y en la del receptor (en las inmediaciones de la salida del Sol o del crepúsculo). En tal caso, hay que sustituir en la ecuación (1)  $\Lambda_n$  y  $h$ , respectivamente, por  $\sqrt{\Lambda_{nT} \Lambda_{nR}}$  y  $\sqrt{h_T h_R}$ , refiriéndose los índices  $T$  y  $R$  a la ubicación del transmisor y del receptor [Wait, 1964; Watt, 1967].

La amplitud y la fase de un modo único varían regularmente en función de la distancia, sin oscilaciones. Cuando coexisten varios modos con diferentes velocidades de fase, la intensidad de campo sufre variaciones oscilatorias según que los distintos modos estén en fase o desfasados. De haber sólo un modo,  $\Phi = \Phi_n - kd \text{Re}S_n$ . Cuando coexisten más de un modo se sugiere que los cálculos empiecen con cortas distancias y que se calculen nuevos valores de  $\Phi$  conforme aumenta la distancia.

Se dispone de un procedimiento aproximado para calcular las variaciones a lo largo del día de la intensidad de campo cuando las señales se transmiten en el sentido Este-Oeste y Oeste-Este y unas partes del trayecto están iluminadas y otras en la oscuridad. Esto da amplitudes y fases de las señales que son proporcionales a la combinación de los factores de excitación diurna y nocturna,  $\Lambda_{D,N}$ , a los factores de atenuación,  $\alpha_{D,N}$ , y a las velocidades de fase,  $V_{D,N} (c/\text{Re}S_{D,N})$  según la siguiente fórmula:

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

Parece que este modo de proceder tiene en cuenta las variaciones diurnas observadas en trayectos largos (de unos 10 000 km) en frecuencias inferiores a unos 18 kHz. El retardo de fase total es igual a la suma de los retardos de fase en la parte iluminada y en la parte nocturna del trayecto. A medida que la línea divisoria (esto es, la línea de la salida o de la puesta del Sol) se desplaza a lo largo del trayecto, la fase, en este modelo simple de un solo modo, varía proporcionalmente a la longitud del trayecto que se encuentra en la oscuridad, lo que da lugar a la variación a lo largo del día trapezoidal bien conocida [Crombie y otros, 1958].

Este método no es, sin embargo, aplicable en frecuencias más elevadas o en trayectos más cortos, pues se ha observado que las variaciones de la fase a lo largo del día pueden desaparecer casi enteramente, o incluso invertirse (retardo de fase mayor de día que de noche) y que las variaciones a la salida y a la puesta del Sol pueden tener el mismo sentido [Burgess, 1970]. No obstante, cuando en la ecuación (1) se introducen varios modos de propagación y se calcula el retardo de fase con parámetros adecuados para las horas de día y las horas de noche, se obtienen las formas observadas.

En el orto o en el ocaso se observa otro fenómeno [Crombie, 1964; Lynn 1967; Walker, 1965]. En lugar de variar de manera continua, la fase presenta una serie de escalones acompañados de mínimos muy bajos de intensidad de campo. Este fenómeno se observa en todas las frecuencias de la banda de ondas miriámétricas y no está enmascarado por el comportamiento irregular antes descrito, en las frecuencias más bajas y en los trayectos largos. Los saltos de fase se deben a una transferencia de energía de un modo a otro en la línea divisoria de la salida o de la puesta del Sol. Considérese, por ejemplo, la propagación Oeste-Este al amanecer. El transmisor excita varios modos, de los cuales el segundo y el primero por lo menos dan amplitudes notables en la línea divisoria. No obstante, como estos modos tienen velocidades de fase diferentes, se encuentran alternativamente en fase y desfasados a lo largo del trayecto. Lynn [1973] ha determinado la variación de los parámetros de conversión de modo en relación con la frecuencia.

La mejor forma de obtener los valores de los parámetros del modo es ajustar la ecuación (1) a las mediciones de la intensidad de campo, en relación con la distancia, efectuadas en condiciones diurna y nocturna en una gran diversidad de trayectos [Wait, 1962; Watt, 1967; Bickel, 1967; Rhoads y Garner, 1967; Bickel y otros, 1970].

Se han realizado progresos considerables en el desarrollo de modelos que reparten de modo más correcto la energía radioeléctrica en modos de propagación a través de regiones donde se producen cambios rápidos del medio [Wait, 1968a, b y 1970; Wait y Spies, 1968]. Esos procedimientos de conversión de modos se necesitan para calcular los cambios de la intensidad de campo a lo largo del día cuando las señales se transmiten a través de la región de transición día-noche. Dichos procedimientos también revisten importancia cuando el medio cambia a lo largo del trayecto de propagación (por ejemplo, efectos solares anómalos de la ionosfera o variaciones importantes de la conductividad del suelo).

Se ha desarrollado un programa de computador de conversión de modos que tiene plenamente en cuenta la no homogeneidad vertical de la ionosfera así como su anisotropía [Pappert y Snyder, 1972]. Como ilustración de la posible utilización del programa en ondas miriámétricas, la amplitud del orto según Walker [1965] fue modelada numéricamente teniendo en cuenta cuatro modos. Se utilizaron perfiles exponenciales con alturas de referencia y con escalas de altura variables para simular el elemento terminal. En el estudio de los modelos, se obtuvo la mejor concordancia cuando ese elemento tenía un espesor de 1000 km. Pese a que los modelos eran para múltiples modos, se encontró que el modelo de Crombie [1964] (en el que los dos primeros modos nocturnos se convierten en el primer modo diurno) era válido para el trayecto estudiado. Ello fue debido a la débil conversión entre los modos nocturnos tercero y cuarto y el primer modo diurno. Para resolver los problemas de guíaondas en los que interviene la no homogeneidad en la dirección de propagación, es fundamental poder representar los componentes del campo como una expansión en un juego completo de modos de guíaondas [Pappert y Smith, 1972]. Para evaluar los coeficientes de tal expansión se utiliza, por lo general, la ortogonalidad de los modos para el guíaondas dado y los de un guíaondas «contiguo» apropiado.

Este programa de conversión de modos también ofrece buena concordancia con relación a los resultados experimentales del orto obtenidos mediante un sistema de sondeo ionosférico por ondas miriámétricas de múltiples frecuencias a lo largo de un trayecto de propagación desde Hawai hasta el Sur de California [Pappert y Morfitt, 1975]. Contra lo que predice la hipótesis de Crombie [Crombie, 1964], se observó que dos modos influían cuando el lugar de recepción se hallaba localizado en la parte diurna del trayecto.

Pappert y Snyder [1972] y Lynn [1973] han examinado la anchura y la situación de los cambios en la altura efectiva de la guía de onda al pasar del día a la noche a la salida o a la puesta del Sol. Los cálculos detallados de los parámetros de fase y amplitud a la salida del Sol, resultantes de la conversión de modo, se han comparado con las observaciones [Rugg, 1967; Mahmoud y Beal, 1971; Rinnert, 1973; Suzuki y otros, 1973].

La separación de la interferencia modal (la distancia en la que la diferencia de fase entre dos modos de propagación cambia en un ciclo de fase  $(2\pi)$ ) es un parámetro teóricamente calculable que puede medirse con gran precisión. Se han dado determinaciones experimentales de los dos modos más importantes en función de la frecuencia para el día y la noche [Steele y Crombie, 1967; Rawles y Burgess, 1967] y en lo que respecta a una gama de latitudes [Lynn, 1977]. Las separaciones de la interferencia modal determinan el emplazamiento de los mínimos de las señales observados en los vuelos de aeronaves, el calendario de los mínimos de las señales y los escalones de fase durante el orto y el ocaso, y las variaciones regulares en la magnitud de la fase diurna y en los niveles de las señales del día a la noche en función de la distancia [Kaiser, 1969] y la frecuencia [Araki, 1973; Lynn, 1978].

Las ondas radioeléctricas miriámétricas que se propagan a través de Groenlandia son fuertemente afectadas por la escasísima conductividad del casquete de hielo; véanse, por ejemplo, los datos de Burgess sobre la intensidad de la señal, obtenidos a bordo de aeronaves en vuelo a través de Groenlandia [Morfitt, 1977]. Los datos experimentales indican que, cuando disminuye la altura de la reflexión ionosférica, tanto la atenuación como la velocidad de fase aumentan más de lo normal en el caso de un trayecto por agua del mar [Crombie, 1967; Westerlund y otros, 1969]. Desde el punto de vista teórico [Westerlund y Reder, 1973] el hielo afecta a todos los modos importantes (cuasi-TM). Si se compara con la propagación por agua del mar, el modo del primer orden tiene una velocidad de fase más elevada en el hielo, mientras que los modos de segundo y tercer orden tienen velocidades inferiores. Los tres modos presentan una mayor atenuación. Los efectos de la conversión de modos revisten importancia en el cambio brusco de conductividad del suelo que se produce en la costa de Groenlandia.

### 3. Cálculo de la intensidad de campo mediante modos de guiondas: Solución para la onda completa

En la propagación a grandes distancias de las ondas radioeléctricas extremadamente largas, miriamétricas y kilométricas, éstas se hallan confinadas dentro del espacio comprendido entre la Tierra y la ionosfera. Ese espacio actúa como un guiondas y el «concepto de guiondas» resulta aplicable para caracterizar los campos propagados en función de la distancia.

El método del modo de guiondas obtiene la solución para la onda completa tratándose de un guiondas que tenga las características siguientes:

- distribución arbitraria de la densidad de electrones e iones y de la frecuencia de colisión (con la altura); y
- un límite inferior constituido por una tierra homogénea uniforme caracterizada por una conductividad de la superficie y una constante dieléctrica ajustables. Este método también tiene en cuenta la curvatura de la Tierra, la inhomogeneidad ionosférica y la anisotropía (resultante del campo magnético de la Tierra).

Se considera que la energía contenida dentro del guiondas se reparte entre una serie de modos. Cada modo representa una condición resonante, es decir que, para un conjunto discreto de ángulos de incidencia de las ondas en la ionosfera, se produce la resonancia y la energía se propaga alejándose de la fuente. Los ángulos complejos ( $\theta$ ) en que esto ocurre se denominan ángulos propios (o «modos»). Pueden obtenerse por los procedimientos de «onda completa» descritos en los puntos 3.1 y 3.2 resolviendo la ecuación determinante (es decir, la ecuación modal):

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

donde

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

es la matriz compleja del coeficiente de reflexión ionosférica en dirección ascendente hacia la ionosfera desde la altura « $d$ » y

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

es la matriz compleja de reflexión en dirección descendente desde la altura « $d$ » hacia el suelo.

La notación  $\parallel$  para  $R$  y  $\bar{R}$  denota la polarización vertical, en tanto que la notación  $\perp$  denota la polarización horizontal. El primer subíndice de  $R$  se refiere a la polarización de la onda incidente y el segundo a la polarización de la onda reflejada.

Los términos de las ecuaciones (8) y (9) son:

- $\parallel R_{\parallel}$ : relación entre el campo reflejado en el plano de incidencia y el campo incidente en el mismo plano;
- $\perp R_{\perp}$ : relación entre el campo reflejado perpendicular al plano de incidencia y el campo incidente perpendicular al plano de incidencia;
- $\parallel R_{\perp}$ : relación entre el campo reflejado perpendicular al plano de incidencia y el campo incidente en el plano de incidencia;
- $\perp R_{\parallel}$ : relación entre el campo reflejado en el plano de incidencia y el campo incidente perpendicular al plano de incidencia.

La matriz de reflexión ionosférica  $R_d$  (ecuación (8)) a la altura  $d$  se obtiene por integración numérica de las ecuaciones diferenciales formuladas por Budden [1955]. Las ecuaciones diferenciales se integran mediante el método de Runge-Kutta, empezando en una altura por encima de la cual se da por supuesto que hay una reflexión despreciable. La condición inicial para la integración, es decir, el primer valor de  $R$ , será el valor de  $R$  correspondiente a una ionosfera de límite brusco por encima de los perfiles de densidad de electrones y de la frecuencia de colisión que se hayan determinado. El método para obtener esta solución inicial fue descrito por Shetty [1968]. El término  $R_d$  se calcula con arreglo a lo descrito por Pappert y otros [1967] en términos de soluciones de la ecuación de Stokes y de sus derivados.

La ecuación modal, o sea la ecuación (7), puede resolverse para tantos modos (ángulos propios,  $\theta_n$ ) como se desee. A partir del conjunto de valores  $\theta_n$  obtenidos así se pueden calcular [Pappert y otros, 1967] los parámetros de propagación siguientes: índice de atenuación, velocidad de fase y amplitud y fase del factor de excitación. Dichos parámetros se utilizan luego en una suma modal con objeto de calcular el campo total así como la amplitud y la fase en un punto distante.

En muchos casos cabe considerar que el guíaondas Tierra-ionosfera tiene propiedades de propagación constantes a lo largo del trayecto de transmisión. Los cálculos de la suma modal hechos en esos casos se denominan horizontalmente homogéneos. Tratándose de propagación a gran distancia, empero, no sería realista suponer que los parámetros del guíaondas serán siempre constantes a lo largo de todo el trayecto. Por ejemplo, la dirección e intensidad del campo magnético de la Tierra variarán, y podrá haber discontinuidades en el borde inferior del guíaondas debido a la presencia de cambios de la conductividad del suelo relacionados con los diversos límites tierra-mar y con los casquetes polares de hielo. La conductividad ionosférica varía asimismo con la hora del día, la estación del año y la presencia de la línea del orto o del ocaso del Sol a lo largo del trayecto de propagación.

Esos tipos de discontinuidad son los que causan cambios discretos en el guíaondas. En esos casos es preciso tener en cuenta los efectos de la conversión de modos en la discontinuidad. La conversión de modos significa que un modo que se propaga en una región del guíaondas producirá dos o más modos en la otra sección del guíaondas, que se propagarán entonces hacia el receptor.

### 3.1 Matriz de reflexión ionosférica $R(\theta)$

Un paso esencial en la determinación de las constantes de los modos examinadas en el punto anterior es la evaluación de la matriz de reflexión  $R$  para una ionosfera anisótropa verticalmente inhomogénea. Ello se hace mediante una integración numérica de las ecuaciones diferenciales formuladas por Budden [1955].

El sistema de coordenadas elegido es tal que la dirección de  $z$  se considerará positiva al entrar en la ionosfera. La  $x$  positiva es la dirección de propagación y la  $y$  es normal respecto del plano de propagación.

La geometría se muestra en la fig. 1, en que una onda plana incide en la ionosfera desde abajo, formando el vector de onda  $\vec{K}$  en el plano  $x-z$  (plano de incidencia) un ángulo de incidencia  $\theta_1$  con la vertical (eje- $z$ ). Otras variables identificadas en la figura son  $\Omega$ , que es el ángulo del campo geomagnético medido a partir de la vertical ( $90^\circ < \Omega \leq 180^\circ$  en el caso del Hemisferio Norte), y  $\psi$ , el acimut de propagación (al Este del Norte magnético). El vector  $\vec{B}$  es la densidad de flujo magnético de la Tierra.

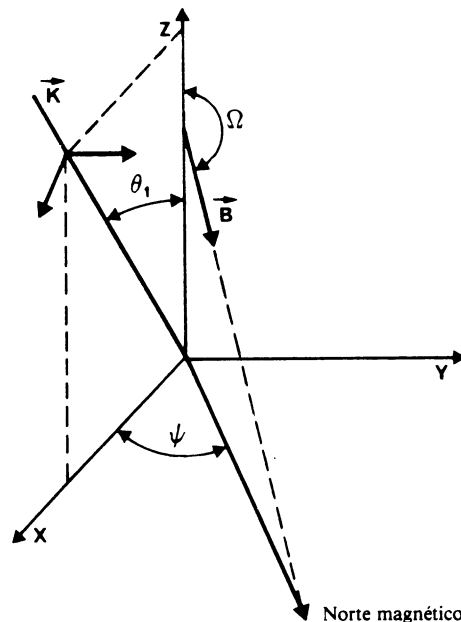


FIGURA 1 - Geometría de propagación de las ondas

Las ecuaciones diferenciales se integran mediante el método de Runge-Kutta, empezando en una altura por encima de la cual se da por supuesto que hay una reflexión despreciable. El valor de  $R$  es el valor de  $R$  correspondiente a una ionosfera homogénea de límite brusco, caracterizada por los parámetros en la parte superior de los perfiles dados de electrones o de iones y de la frecuencia de colisión. La solución utilizada para la  $R$  inicial es la descrita por Sheddy [1968]. El control de errores en la integración Runge-Kutta se hace comparando en cada paso los incrementos en los elementos de  $R$  calculados según el método de Runge-Kutta de cuarto orden con los calculados mediante un paso de integración de segundo orden. La integración se hace desde una altura inicial hasta la altura  $d$ , definiéndose  $d$  en la ecuación (7). Sólo hay necesidad de elegir una altura  $d$  suficientemente baja en la ionosfera para que los efectos ionosféricos sean pequeños en comparación con los efectos de la curvatura de la Tierra. Por debajo de  $d$ , el único efecto es el de la curvatura de la Tierra, y se incluye introduciendo una permitividad modificada que varía linealmente en función de la altura.

### 3.2 Matriz de reflexión en el suelo $\bar{R}_d(\theta)$

La matriz del coeficiente de reflexión en el suelo  $\bar{R}_d$ , dada por la ecuación (9), se determina en términos de soluciones independientes  $h_1$  y  $h_2$  de la ecuación de Stokes

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

donde las funciones  $h_1$  y  $h_2$  son las funciones modificadas de Hankel de orden 1/3 (que están linealmente relacionadas con las funciones de Airy) definidas por el Computation Laboratory de Cambridge [1945]. Pappert y otros [1967] da expresiones explícitas de  ${}_{\parallel}\bar{R}_{\parallel}$  y de  ${}_{\perp}\bar{R}_{\perp}$ .

### 3.3 Método de cálculo de los modos («MODESRCH»)

La teoría de los guías de ondas trata el campo como si estuviera compuesto de una o más familias discretas (modos) de ondas planas limitadas al guías de ondas Tierra-ionosfera. El objetivo principal consiste en hallar soluciones a la ecuación (7) para los ángulos propios  $\theta_n$ . Con este objeto se utiliza un método denominado «MODESRCH» [Morfitt y Shellman, 1976].

El método «MODESRCH», desarrollado primeramente para la propagación de las ondas miriámétricas y kilométricas inferiores (10 kHz a unos 60 kHz) en los guías de ondas Tierra-espacio calcula todos los modos en cualquier región rectangular físicamente importante del espacio complejo de ángulo propio ( $\theta_n$ ). El método calcula también el modo simple necesario para la propagación de las ondas extremadamente largas. El procedimiento se basa en una teoría de variables complejas. La ecuación modal, esto es, la ecuación (7), se resuelve para todos los ángulos propios importantes,  $\theta_n$ , para la serie dada de parámetros Tierra-ionosfera y para la frecuencia de propagación. El cálculo de los ángulos propios se basa en el hecho de que las líneas de fase constante para cualquier función compleja,  $F(\theta)$ , pueden ser discontinuas sólo en los puntos en donde  $F(\theta) = 0$  o  $F(\theta) \rightarrow \infty$ . Para simplificar el problema del cálculo de los valores de  $\theta_n$ , la función  $F(\theta)$  se modifica de modo que no contenga polos y sólo se toma en consideración  $F(\theta) = 0$ . Una solución de  $F(\theta) = 0$  se indica por  $\theta_0$ , esto es,  $\theta_0$  es un nulo de  $F(\theta) = 0$ .

En el supuesto de:

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

donde:

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

También,

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

donde:

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

y

$F_R(\theta)$ : parte real de la función compleja  $F(\theta)$ ;

$F_I(\theta)$ : parte imaginaria de la función compleja  $F(\theta)$ ;

$\theta_r$ : parte real del ángulo complejo ( $\theta$ );

$\theta_i$ : parte imaginaria del ángulo complejo ( $\theta$ );

Partiendo de la ecuación (14), si suponemos que:

$$\phi = 0^\circ \text{ (o } 180^\circ\text{)}, \text{ esto implica que}$$

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

Igualmente, si suponemos que

$$\phi = 90^\circ \text{ (o } 270^\circ\text{)}, \text{ esto implica que}$$

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



Ello conduce al diagrama de fase de la fig. 2. Una serie de líneas de fase constante, llamadas contornos de fase, que van de 0 a  $2\pi$  radianes, parten radialmente (líneas continuas) de un simple cero. Las líneas discontinuas muestran el posible comportamiento del contorno de fase en la región situada más allá de las cercanías de  $\theta_0$ , con objeto de subrayar que en esta región los contornos de fase son en general no radiales. Teniendo en cuenta el comportamiento de fase cerca de un cero de  $F(\theta)$ , es útil desde el punto de vista conceptual definir un cero de  $F(\theta)$  como «fuente» de una serie de contornos de fase.

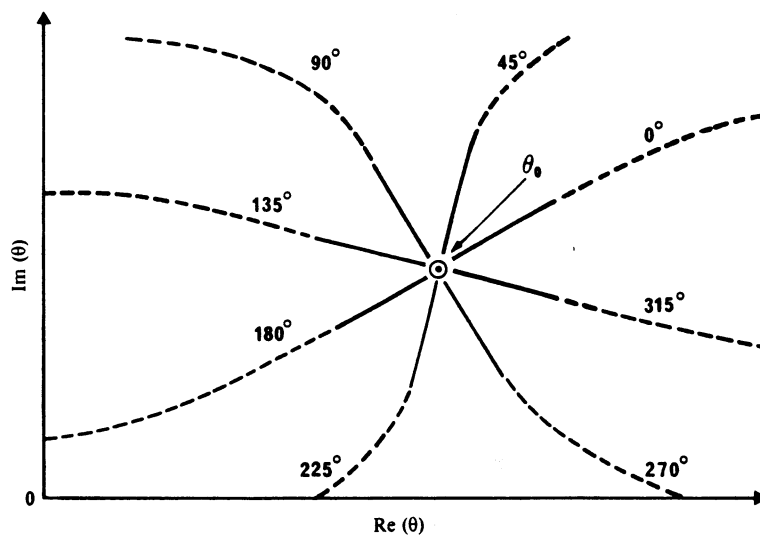


FIGURA 2 - Comportamiento del contorno de fase alrededor de un nulo de  $F(\theta)$

- Contorno de fase en la proximidad de  $\theta_0$
- - - Contorno de fase más allá de la proximidad de  $\theta_0$

En la fig. 3 se ilustran algunos elementos fundamentales del procedimiento para hallar los ceros de la función  $F(\theta)$ . Se coloca un rectángulo de búsqueda en alguna región del plano complejo. El rectángulo de búsqueda se divide en una rejilla de cuadrados de malla, cuyos ángulos se denominarán puntos de malla. El tamaño del cuadrado de malla es facultativo y se selecciona habitualmente conforme al espaciado previsto de los ceros. Si  $F(\theta)$  no tiene polos, esto implica que la línea de cualquier valor particular de fase constante  $\varphi = \varphi_c$ , que radia a partir de un nulo de  $F(\theta)$ , debe cruzar un contorno cerrado que contiene ese nulo por lo menos una vez. Por otra parte, ningún otro nulo de  $F(\theta)$  puede hallarse en esta línea de fase. Igualmente, las líneas de fase constante alrededor de  $F(\theta) = 0$  progresan sólo en sentido contrario al de las agujas del reloj. Una línea de fase constante (por ejemplo,  $\varphi = \varphi_c$ ) que cruza el contorno puede seguirse hacia adentro hasta que llega a un nulo de  $F(\theta)$  o hasta que la línea alcanza de nuevo el contorno. Comenzando en el ángulo superior izquierdo del rectángulo de búsqueda, una búsqueda de los límites para los contornos de fase a  $0^\circ$  y  $180^\circ$  se efectúa en sentido contrario al de las agujas del reloj. Así sucedería con cualquier contorno de fase; sin embargo, se eligen los contornos de fase a  $0^\circ$  y  $180^\circ$  porque matemáticamente se localizan fácilmente, al realizarse cuando  $\text{Im } F(\theta) = 0$ . La búsqueda se efectúa calculando  $F(\theta)$  en los puntos de malla a lo largo de los límites del rectángulo de búsqueda. Cuando cambia el signo de  $\text{Im } F(\theta)$ , ello indica que se acaba de pasar un contorno de fase a  $0^\circ$  ó  $180^\circ$  (puntos A, D y G). Una vez localizado uno de estos dos contornos de fase, la búsqueda de límites se interrumpe temporalmente mientras se traza el contorno de fase a  $0^\circ$  ó  $180^\circ$  en el interior del rectángulo de búsqueda por inspección de  $\text{Im } F(\theta)$  en los ángulos de los cuadrados de malla (inspección en sentido contrario al de las agujas del reloj que comienza en el ángulo superior izquierdo de cada cuadrado de malla). El contorno de fase se sigue hasta que se descubre un nulo de  $F(\theta)$  (puntos B y E) o hasta que se encuentra el límite del rectángulo de búsqueda (como sería el caso para el contorno de fase comprendido entre G y H); siempre se producirá uno de estos dos sucesos si no existen polos en el interior del ángulo de búsqueda. Cuando se localiza un nulo, su emplazamiento queda preservado. Entonces se traza el contorno de fase a partir del lado opuesto al nulo, experimentando un cambio de fase de  $180^\circ$  (véase la fig. 2), hasta que se encuentra de nuevo el límite del rectángulo de búsqueda (puntos C y F). Cuando existe el contorno de fase en el límite de búsqueda, como sucede en los puntos C, F, o H, se marca el cuadrado de malla que contiene este suceso para evitar que se siga de nuevo ese contorno de fase particular en un momento ulterior en el curso de la búsqueda del límite. También en ese punto (punto C, F o H) se detiene el trazado del contorno de fase y se reanuda la búsqueda del límite en el punto en el que se encuentra la última línea de fase a  $0^\circ$  ó  $180^\circ$  (por ejemplo, puntos A, D o G). Una vez inspeccionado todo el límite del rectángulo de fase, se habrán hallado todos los nullos de la función  $F(\theta)$ , situados dentro del rectángulo de búsqueda.

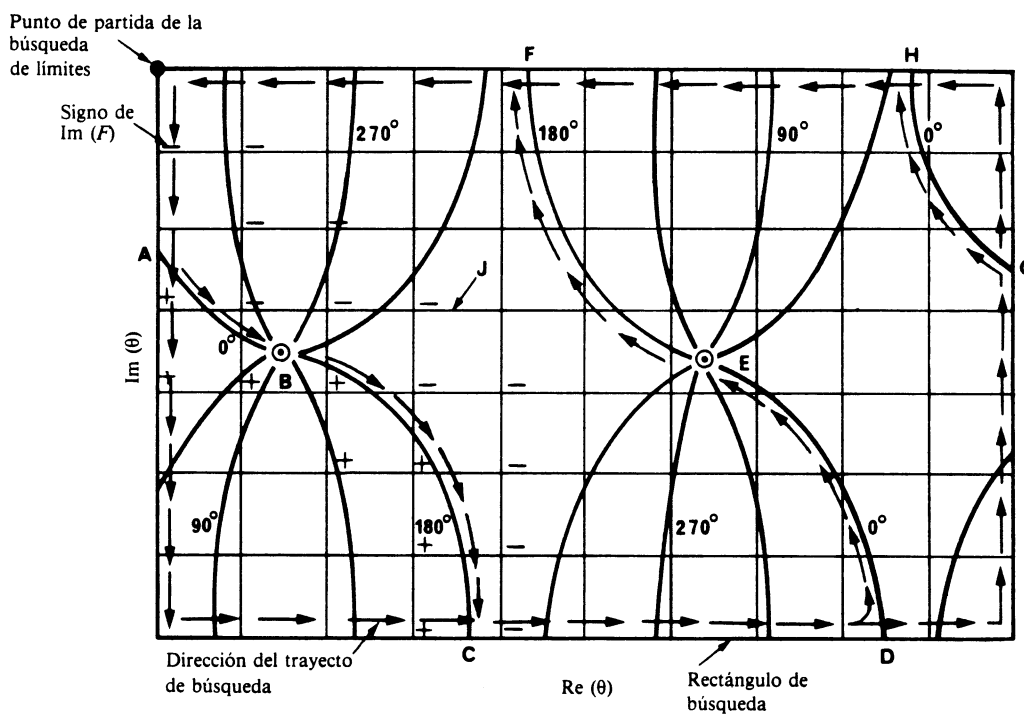


FIGURA 3 - Método para hallar los modos para la función  $F(\theta)$

- Contornos de fase para  $F(\theta)$
- ⊙ Nulos de  $F(\theta)$
- J Cuadrado en malla

La ubicación de un nulo es evidenciada por la intersección de los contornos de fase (véase la fig. 2). Por lo tanto, la intersección de los contornos de fase a  $0^\circ$  ó  $180^\circ$  con cualquier otro contorno de fase sitúa un nulo de  $F(\theta)$ . El otro contorno de fase elegido para esta finalidad es el contorno de fase a  $90^\circ$  ó  $270^\circ$ , elegido también por la simplicidad, pues estos contornos se reconocen fácilmente al aparecer cuando  $\text{Re}(F) = 0$ . Mientras se está trazando el contorno de fase a  $0^\circ$  ó  $180^\circ$ , se examina también  $\text{Re}(F)$  en los ángulos de cada cuadrado de malla para localizar un cambio de signo de  $\text{Re}(F)$  que indica que un contorno de fase a  $90^\circ$  ó  $270^\circ$  ha entrado en el cuadrado de malla. Este suceso indica que un nulo se encuentra probablemente dentro de este cuadrado de malla o quizás dentro de un cuadrado de malla adyacente. En cuanto se sabe que un cuadrado de malla contiene un nulo, se obtiene su localización más precisa mediante un esquema de interpolación que emplea la magnitud y la fase de la función  $F(\theta)$ . Después de esto, una iteración de Newton-Raphson señala la ubicación del nulo.

El procedimiento de Newton-Raphson consiste en utilizar cada una de las soluciones de ángulos propios,  $\theta_n$ , obtenidas a partir de la rejilla «MODESRCH» como una solución de partida  $\theta_0$  a la ecuación (7), donde  $F(\theta) = 0$ . La función se calcula entonces de nuevo para  $\theta_0 + \delta\theta$  y la corrección a  $\theta_0$  se obtiene a partir de la ecuación:

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

La corrección determinada por (15) se calcula entonces y el proceso se repite hasta que las cantidades  $|\Delta\theta_r|$  y  $|\Delta\theta_i|$  quedan reducidas a valores comprendidos dentro de la tolerancia preasignada. Los subíndices  $r$  e  $i$  señalan las partes real e imaginaria, respectivamente.

Se dispone de un programa de computador para calcular estos ángulos de entrada para una ionosfera arbitraria y una tierra homogénea [Morfitt y Shellman, 1976].

4. Cálculo de la intensidad de campo

4.1 Parámetros necesarios

Conocidos los ángulos propios  $\theta_n$ , se pueden calcular fácilmente las siguientes magnitudes de interés físico:

$$V = \frac{c}{K (\text{sen } \theta_n)_r} = \text{velocidad de fase en el suelo} \tag{16}$$

$$\Gamma = -8,6859kK (\text{sen } \theta_n)_i = \text{constante de atenuación en el suelo (en dB/megámetro)} \tag{17}$$

en donde:

$$c = 2,997928 \times 10^5 \text{ km/s} = \text{velocidad de la luz en el vacío}$$

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

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

Si se utiliza la configuración geométrica de la fig. 1, la dirección de estratificación es la dirección z y la dirección de propagación se sitúa en el plano x-z. Se considera que la dirección de entrada de z en la ionosfera es positiva. La dirección de propagación, x es positiva, e y es normal al plano de propagación. Por consiguiente, los campos no presentan dependencia alguna con respecto a y pero sí una dependencia con respecto a x de la forma  $\exp(-ik \text{ sen } \theta_x)$ , siendo k la magnitud del vector de propagación en el espacio libre y  $\theta$  el ángulo entre la dirección del vector de propagación y la dirección z en un punto del medio estratificado en que el índice de refracción modificado corresponde a la unidad. Se considera que todos los valores de los campos presentan una dependencia con respecto a  $\exp(i\omega t)$ , siendo  $\omega$  la frecuencia angular.

El factor de excitación modal y las funciones de ganancia de altura modales son dos parámetros necesarios para calcular las intensidades de los campos eléctricos. Las fórmulas relativas al factor de excitación se resumen en el cuadro I. Los encabezamientos de las columnas se aplican solamente a la excitación de las componentes de los campos eléctricos  $E_z$ ,  $E_y$ , y  $E_x$  y los de las filas se aplican a la excitación por un dipolo vertical ( $\lambda_V$ ), un dipolo horizontal de radiación longitudinal ( $\lambda_E$ ) y un dipolo horizontal de radiación transversal ( $\lambda_B$ ).

Los términos  $R$  y  $\bar{R}$  representan, respectivamente, los elementos de la matriz de reflexión orientados hacia la ionosfera y hacia el suelo a partir del mismo nivel  $d$  dentro de la guía.  $B_1$  y  $B_2$  se obtienen mediante las fórmulas:

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

en donde  $S$  es el seno del ángulo propio y el denominador es la derivada de la ecuación modal en el ángulo propio,  $\theta_n$ .

CUADRO I — Factores de excitación

Componente del campo	$E_z$	$E_y$	$E_x$
Excitador			
$\lambda_V$	$B_1 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} R_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$	$-B_1 \frac{\bar{R}_{\perp} R_{\perp} (1 + \bar{R}_{\parallel}) (1 + \bar{R}_{\perp})}{S D_{12}}$	$B_1 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} R_{\perp})}{S \bar{R}_{\parallel} D_{11}}$
$\lambda_E$	$B_2 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} R_{\perp})}{\bar{R}_{\perp} D_{11}}$	$-B_2 \frac{\bar{R}_{\perp} R_{\perp} (1 + \bar{R}_{\parallel}) (1 + \bar{R}_{\perp})}{S D_{12}}$	$B_2 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} R_{\perp})}{S \bar{R}_{\parallel} D_{11}}$
$\lambda_B$	$B_2 \frac{\bar{R}_{\perp} R_{\parallel} (1 + \bar{R}_{\perp}) (1 + \bar{R}_{\parallel})}{D_{12}}$	$-B_2 \frac{(1 + \bar{R}_{\perp})^2 (1 - \bar{R}_{\parallel} R_{\parallel})}{S \bar{R}_{\perp} D_{22}}$	$B_2 \frac{\bar{R}_{\perp} R_{\parallel} (1 + \bar{R}_{\perp}) (1 + \bar{R}_{\parallel})}{S D_{12}}$

Los factores de excitación deben complementarse con las definiciones de las ganancias de altura.

Los cálculos de la intensidad de campo se pueden efectuar para excitadores de dipolo eléctrico de orientación arbitraria ubicados a cualquier altura dentro de la guía. De ahí que puedan tratarse todos los problemas de propagación de ondas miriamétricas/kilométricas, aire-aire, suelo-aire o aire-suelo en los que intervenga un canal de guíasondas que no sea homogéneo en el plano horizontal. La fig. 4 muestra la orientación del dipolo con relación a la geometría de propagación, en la que el eje  $z$  es siempre normal a la superficie curvada de la Tierra. Los ángulos  $\gamma$  y  $\varphi$  dan la medida de la orientación del transmisor con relación al sistema de coordenadas  $x, y, z$ .

Según la fig. 4,  $\gamma = 0^\circ$  representa la excitación de un dipolo vertical, en tanto que  $\gamma = 90^\circ$  indica la excitación de un dipolo horizontal. Además  $\varphi$  es el ángulo entre la dirección del dipolo horizontal y la dirección de propagación. De forma explícita,  $\varphi = 0$  representa la radiación longitudinal y  $\varphi = 90^\circ$  la radiación transversal.

#### 4.2 Sumas de modo WKB y homogéneo en el plano horizontal

Además de la falta de homogeneidad vertical de la ionosfera, es posible que la guía no sea homogénea en el plano horizontal. En particular, la variabilidad de las constantes de propagación a lo largo del trayecto de círculo máximo puede ser el resultado de la variabilidad horizontal de la ionosfera, de la variabilidad de la conductividad y/o permitividad del suelo, así como de variaciones en la intensidad de campo geomagnética o en la orientación. En los casos en que el guíaondas Tierra-ionosfera no se puede considerar como homogéneo horizontalmente a lo largo del trayecto de propagación, se utiliza el modo de suma de forma WKB. Este modelo es preciso cuando los cambios en los parámetros modales son suficientemente graduales a lo largo del trayecto.

En términos de los factores de excitación y ganancias de altura, las ecuaciones de suma de modo WKB pueden expresarse como una función de la distancia de propagación.

Si se puede considerar que el trayecto de propagación es homogéneo horizontalmente en toda su longitud, la ecuación se simplifica mucho:

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

y puede utilizarse para calcular los campos en propagación multimodo en ondas miriamétricas y kilométricas. Estas ecuaciones también se pueden utilizar para las bandas de ondas extremadamente largas pero, teniendo en cuenta los reducidos índices de atenuación que prevalecen en la parte inferior de esta banda, se pueden producir interferencias significativas entre las señales de los trayectos largo y corto.

Se dispone de programas de computador para calcular estas intensidades de campo. Son los siguientes: para ondas miriamétricas/kilométricas [Pappert y Shockey, 1971] y para las bandas de ondas extremadamente largas [Pappert y Shockey, 1972a y 1972b].

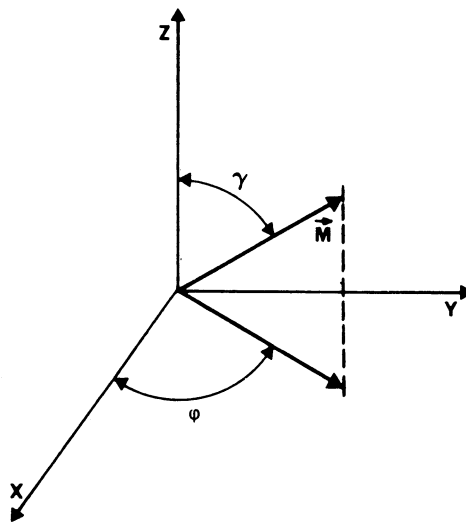


FIGURA 4 - Orientación del dipolo  $\vec{M}$  dentro del guíaondas, siendo  $\gamma$  la inclinación y  $\varphi$  la orientación acimutal

4.3 Sumas de modo utilizando la conversión de modo

Para las condiciones de propagación en que no se puede considerar que las propiedades del guíaondas Tierra-ionosfera varíen lentamente, se utilizan técnicas de conversión de modo. Los ejemplos, en los que se requieren procedimientos de conversión de modo para calcular las intensidades de campo, corresponden a transmisiones a través de la línea divisoria entre el día y la noche o cuando en el trayecto de propagación se producen grandes cambios en la conductividad del suelo, como en la transición de tierra a mar. El modelo de conversión de modo permite un número y orden de modos arbitrarios a cada lado de la discontinuidad del guíaondas. Este modelo permite asimismo calcular la componente horizontal, así como la vertical, del campo eléctrico en una altura arbitraria del guíaondas.

El programa de conversión de modo está basado en el modelo de franjas que se muestra en la fig. 5. Se supone que no hay variación en la dirección y, haciéndose también caso omiso de la reflexión producida por la no homogeneidad horizontal. A base de estos supuestos, y partiendo de la hipótesis de una onda de amplitud unidad en modo  $k$  que incide en la región del transmisor (franja NTR), el coeficiente  $a_k^p$  de conversión de modo generalizado para la franja número  $p$  asociada con la conversión del modo  $k$  al modo  $j$ , expresado en términos de los coeficientes correspondientes a la franja  $(p + 1)$ , se puede expresar como sigue:

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

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

donde  $i = (-1)^{1/2}$ ,  $k$  es el número de la onda en el espacio libre,  $S_j$  es el seno del ángulo propio número  $j$  para la franja número  $p$  y  $J$  es el número total de modos que se suponen importantes en las determinaciones del campo total.

Para la solución del sistema de ecuaciones (21) es crítica la evaluación de la integral:

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

donde  $t$  denota el adjunto y  $G^p$  es una matriz de columna de cuatro elementos de las ganancias de altura para los componentes  $y$  y  $z$  de la intensidad de campo eléctrico y magnético del modo número  $k$  en la franja número  $p$ .

El término  $A_j^m$  es una matriz de columna de cuatro elementos de las ganancias de altura para un guíaondas adjunto apropiado [Pappert y Smith, 1972].

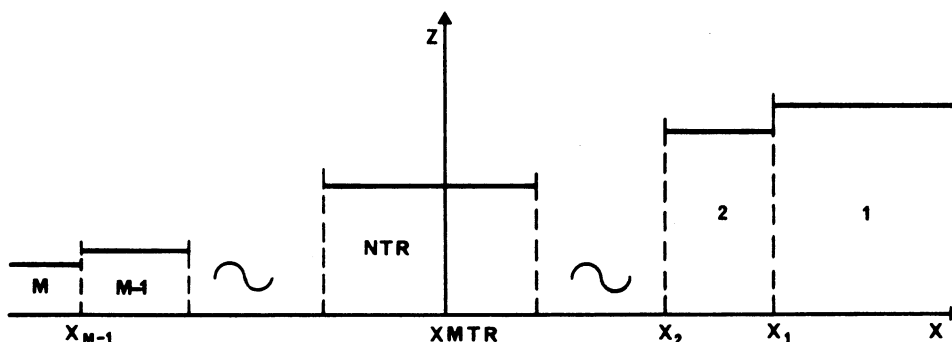


FIGURA 5 - Modelo de conversión de modos

Al igual que en el caso del procedimiento de la suma de modos WKB, los cálculos de la intensidad de campo pueden aplicarse a excitadores de dipolo eléctrico con cualquier orientación situados a cualquier altura dentro de la guía. Ello permite tratar los problemas de propagación aire-aire, tierra-aire o aire-tierra de las ondas miramétricas y kilométricas en un canal de guíaonda inhomogéneo en el plano horizontal.

El procedimiento de conversión de modos ofrece dos posibilidades distintas. Una consiste en calcular el campo (amplitud y fase) en función de la distancia, para una ubicación fija de la inhomogeneidad horizontal. La segunda consiste en calcular el campo en un punto de recepción determinado a lo largo de un trayecto de círculo máximo en función de la posición de la inhomogeneidad horizontal (esta posibilidad sólo se da si la conductividad del suelo y los parámetros geomagnéticos son invariables a lo largo del trayecto). La amplitud se expresa en dB por encima de un microvoltio por metro para un radiador de un kilovatio, y la fase en grados con relación al espacio libre. Se dispone de un programa de computador para estos cálculos de conversión de modo [Pappert y Shockey, 1976].

#### 4.4 Parámetros ionosféricos

Los parámetros ionosféricos necesarios para calcular los valores de intensidad de campo en ondas de 3 a 3000 Hz, miriámétricas y hectométricas son los perfiles siguientes, que son función de la altura ionosférica  $Z$ : perfil de densidad de electrones, perfiles de densidad de iones (positivos y negativos), perfil de la frecuencia de colisión entre partículas neutras y electrones, y perfiles de la frecuencia de colisión entre partículas neutras e iones (positivos y negativos).

Un parámetro adecuado, basado en los perfiles anteriores, es la conductividad ionosférica  $\omega_r$ , que es función de la altura  $Z$ . Este parámetro viene dado por:

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

donde:

- $\omega_p(Z)$ : frecuencia del plasma,
- $q$ : carga de electrones,
- $\epsilon_0$ : permitividad del espacio libre,
- $\nu_e$ : frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras ( $s^{-1}$ ),
- $\nu_+$ : frecuencia de colisión entre iones positivos y partículas neutras ( $s^{-1}$ ),
- $\nu_-$ : frecuencia de colisión entre iones negativos y partículas neutras ( $s^{-1}$ ),
- $N_e$ : densidad de electrones ( $cm^{-3}$ ),
- $N_+$ : densidad de iones positivos ( $cm^{-3}$ ),
- $N_-$ : densidad de iones negativos ( $cm^{-3}$ ),
- $m_e$ : masa del electrón,
- $m_+$ : masa de los iones positivos,
- $m_-$ : masa de los iones negativos.

En la mayoría de los casos de propagación en ondas miriámétricas o kilométricas, sólo es necesario considerar el perfil de densidad de electrones y el perfil de la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras. En este caso, según Wait y Spies [1965], el parámetro de conductividad  $\omega_r(Z)$  puede considerarse de la forma exponencial:

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

donde:

- $\beta$ : parámetro de gradiente en unidades de altura inversa,

y

- $H'$ : altura de referencia.

Los parámetros ionosféricos necesarios como entradas para los programas de computador multimodos son, pues, el perfil de densidad de electrones y el perfil de la frecuencia efectiva de colisión entre electrones y partículas neutras. A estos términos puede asignárseles relaciones exponenciales en función de la altura y son identificados por los términos  $\beta$  en  $km^{-1}$  y  $H'$  en km.

El valor de la densidad de electrones  $N(Z)$ , en electrones/centímetro cúbico se calcula en función de la altura  $Z$  en km mediante la ecuación:

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

El perfil de la frecuencia de colisión para los cálculos es:

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

donde:

- $Z$ : altura (km),
- $\nu_0$ :  $1,82 \times 10^{11}$  colisiones/segundo,
- $\alpha$ :  $0,15 km^{-1}$ .

Esta combinación entre la densidad de electrones y la frecuencia de colisión da un perfil de conductividad ionosférica que se expresa por:

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

La utilidad de este sencillo modelo ionosférico radica en su facilidad de aplicación y en su eficacia para el modelado de datos medidos experimentalmente, como han demostrado Bickel y otros [1970], Morfitt [1977] y Ferguson [1980]. Los valores de los parámetros  $\beta$  y  $H'$  se determinan comparando los datos medidos con los cálculos teóricos, y ajustando los parámetros de estos últimos hasta que se obtiene una concordancia aceptable. El método más directo de comparación se obtiene cuando los datos medidos se recogen en numerosos puntos a lo largo de un trayecto de propagación de círculo máximo que incluye el transmisor. La manera más fácil de recoger dichos datos es a bordo de una aeronave. Los datos examinados por Bickel y otros y Morfitt y Ferguson se recogieron de esta manera.

En general, los modelos ionosféricos determinados a partir del procedimiento expuesto anteriormente representan la ionosfera media, puesto que el establecimiento de modelos supone que la ionosfera estaba estática durante cualquier periodo del vuelo de la aeronave. Con el procedimiento de ajuste de datos se trata de hallar un esquema calculado de amplitud en función de la distancia que concuerde con el esquema a gran escala de los datos medidos. De este modo se promedian muchas variaciones pequeñas de amplitud. Es posible que puedan hallarse perfiles de formas más complejas que la exponencial para producir un ajuste mejor a los datos medido en algunos casos, pero como los trayectos de propagación considerados son bastante largos, todos los perfiles determinados para producir un mejor ajuste a los datos son realmente perfiles medios para el trayecto total.

El análisis de los datos medidos disponibles da como resultado los siguientes cuadros de parámetros ionosféricos para la previsión de la propagación en ondas miriamétricas/kilométricas [Morfitt, 1977] y [Ferguson, 1980].

La relación característica, en función de la altura, para algunos perfiles exponenciales se ilustra en la fig. 6 para condiciones de propagación diurnas y en la fig. 7 para condiciones de propagación nocturnas.

Para la propagación en ondas extremadamente largas, la fig. 8 muestra los perfiles sugeridos de densidad de electrones e iones [Pappert y Moler, 1974].

En los cuadros IV y V se muestran los perfiles sugeridos de colisión de electrones e iones para la banda de ondas extremadamente largas.

CUADRO II — *Perfiles recomendados para la propagación diurna en ondas miriamétricas/kilométricas*

	Verano	Invierno
Latitud alta	$\beta = 0,3, H' = 72$	$\beta = 0,3, H' = 72$
Latitud media	$\beta = 0,5, H' = 70$	$\beta = 0,3, H' = 72$

CUADRO III — *Perfiles recomendados para la propagación nocturna en ondas miriamétricas/kilométricas*

Perfiles de invierno					
	Gama de inclinaciones magnéticas(°)	$H'$ (km)		$\beta$ (km <sup>-1</sup> )	
		$F=10-30$ kHz	$F=30-60$ kHz	$F=10-30$ kHz	$F=30-60$ kHz
Latitudes altas	90 a 75	76	76	$0,035F - 0,025$	1,2
Región de transición	75 a 70	80	80	$0,035F - 0,025$	1,2
Latitudes medias	< 70	87	88	$0,0077F + 0,31$	$0,0077F + 0,31$
Perfiles de verano					
Todas las latitudes		$H' = 87$		$\beta$ (km <sup>-1</sup> ) = $0,0077F + 0,31$	

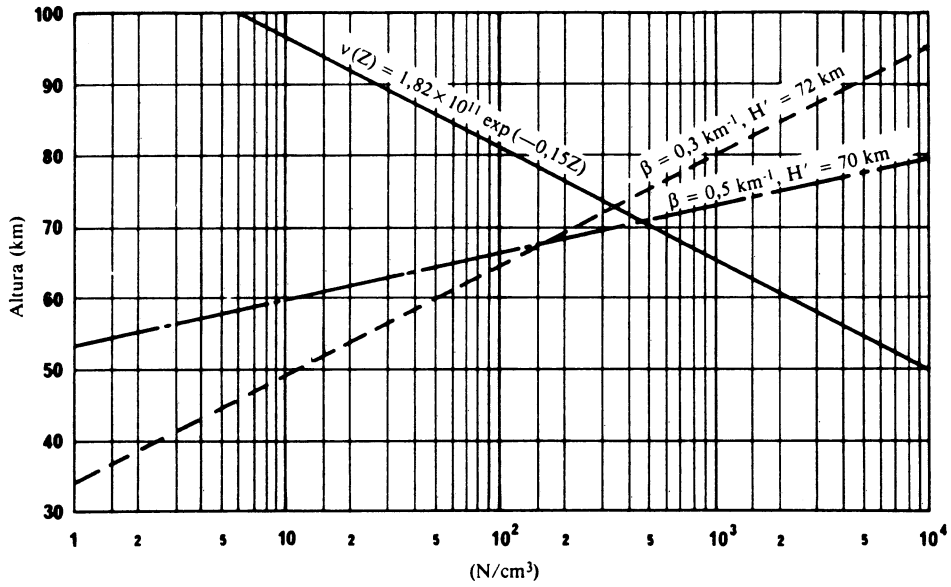


FIGURA 6 - Perfiles diurnos de densidad de electrones y perfil de la frecuencia de colisión

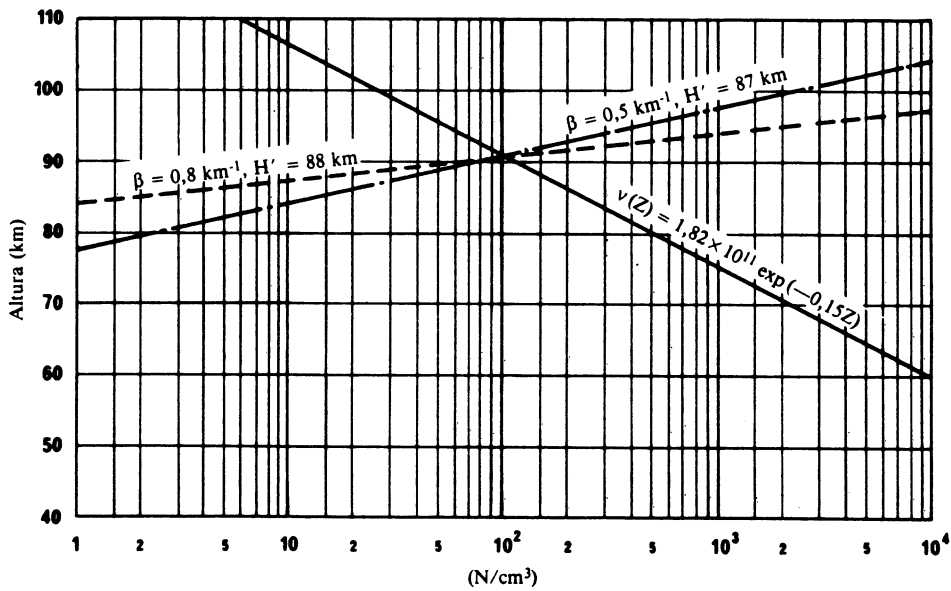


FIGURA 7 - Perfiles nocturnos de densidad de electrones y perfil de la frecuencia de colisión



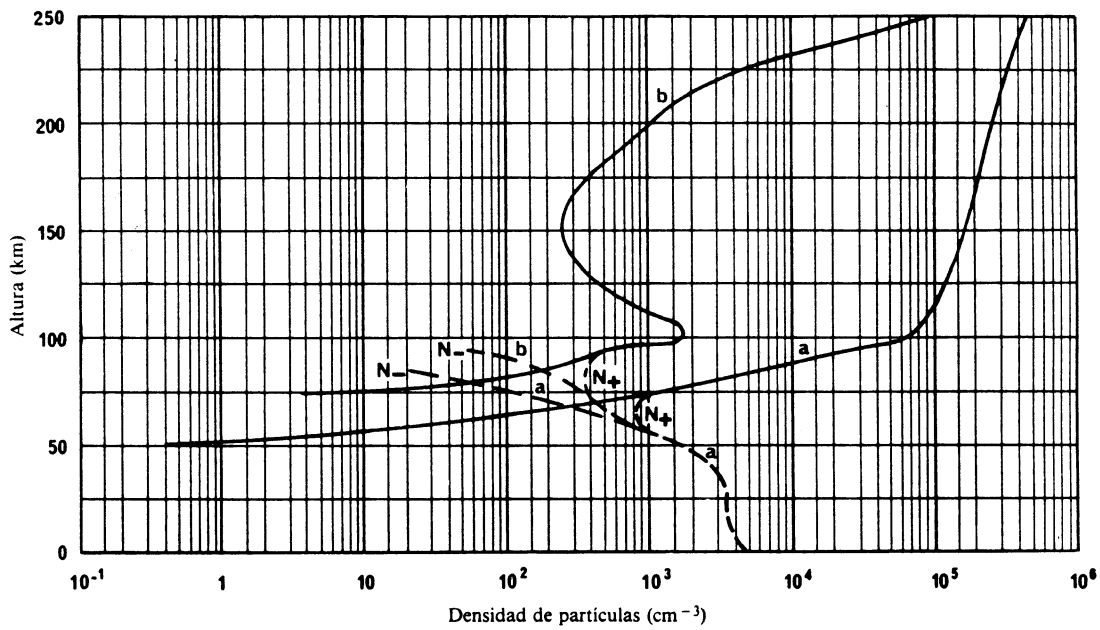


FIGURA 8 - Perfiles constitutivos de la ionosfera diurnos y nocturnos

- Electrones
- - - Iones
- a Día
- b Noche

CUADRO IV — Frecuencias de colisión de electrones e iones para la propagación ionosférica diurna en segundos<sup>-1</sup> en función de la altitud

Altitud (km)	Electrones	Iones positivos	Iones negativos
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	$4,3 \cdot 10^{11}$	$2,14 \cdot 10^{10}$	$2,14 \cdot 10^{10}$

CUADRO V — Frecuencias de colisión de electrones e iones para la propagación ionosférica diurna en segundos<sup>-1</sup> en función de la altitud

Altitud (km)	Electrones	Iones positivos	Iones negativos
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 Parámetros geomagnéticos y geofísicos

Otros parámetros necesarios para calcular los niveles de señal en ondas de 3 a 3000 Hz, miriámétricas y kilométricas son los que describen la orientación e intensidad del campo magnético de la Tierra a lo largo del trayecto de propagación, así como los parámetros que indican el valor de la constante dieléctrica compleja de la Tierra en función de la frecuencia de propagación.

Los parámetros que describen el campo magnético de la Tierra son la magnitud del campo geomagnético, el acimut magnético (en grados al Este del Norte) del sentido de propagación, y el ángulo de inclinación medido con respecto a la horizontal (co-inclinación) del vector del campo magnético. Estos parámetros varían a lo largo del trayecto de propagación y estas variaciones se incorporan en WKB o fórmulas de conversión de modo.

La permitividad relativa compleja de la Tierra,  $N_g$ , viene dada por:

$$N_g = \epsilon/\epsilon_0 - i \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (28)$$

donde:

- $\sigma$  : conductividad del suelo,
- $\epsilon/\epsilon_0$  : permitividad relativa del suelo,
- $\epsilon_0$  : permitividad del espacio libre,
- $\omega$  : frecuencia angular de propagación.

En el cuadro VI se muestran los valores recomendados para estos parámetros.

CUADRO VI — Conductividad y permitividad relativa de la Tierra

	Conductividad $\sigma$ (S/m)	Permitividad relativa $\epsilon_r$
Agua del mar	5	80
Tierra	$2 \times 10^{-3}$	15
Casquete glacial polar	$2,5 \times 10^{-5}$	3

#### 5. Resultados de los cálculos de la intensidad de campo

Las figs. 9, 10, 11 y 12 ilustran el grado en que los valores de intensidad de campo calculados simulan los datos de propagación medidos. Estos valores muestran la intensidad de campo eléctrico vertical en función de la distancia de propagación. Los perfiles ionosféricos enumerados en los cuadros II y III se incorporaron en estos cálculos de la intensidad de campo.

Las figs. 9 y 10 muestran la comparación entre intensidades de campo calculadas suponiendo una ionosfera horizontalmente homogénea [Pappert y Shockey, 1976] y los datos registrados por la Marina de los Estados Unidos de América [Morfitt, 1977]. Estos datos se registraron a bordo de aeronaves en vuelo, a distintas frecuencias para propagación en trayectos marítimos a latitudes medias, en condiciones diurnas en verano y nocturnas en invierno. En la fig. 9 se muestran los resultados obtenidos utilizando el perfil de conductividad ionosférica diurna de  $\beta = 0,5 \text{ km}^{-1}$  y  $H' = 70 \text{ km}$ . En la fig. 10 se muestran los resultados obtenidos utilizando el perfil nocturno de  $\beta = 0,5 \text{ km}^{-1}$  y  $H' = 87 \text{ km}$ .

Se han efectuado mediciones de la señal Omega (13,6 kHz) durante tiempo en calma en un trayecto comprendido entre la Isla Reunión (22,0°S, 56,0°E) e Inubo (35,7°N, 140,9°E). El análisis del desvanecimiento de amplitud al amanecer y del desplazamiento diurno en fase y amplitud da los siguientes parámetros de guíaondas:

Horas diurnas  $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$  y  $H' = 75,0 \text{ km}$

Horas nocturnas  $\beta = 0,5 \text{ km}^{-1}$  y  $H' = 88,5 \text{ km}$

[Kikuchi, 1986].

Las mediciones experimentales a 45 y 60 kHz se han obtenido a bordo de una aeronave en vuelo sobre el casquete polar de Groenlandia. Estas transmisiones se originaron en Inglaterra y el trayecto de vuelo de la aeronave atravesaba el casquete polar de Groenlandia y terminaba en Sondreström (Groenlandia). En las figs. 11 y 12 se muestra la comparación de estas mediciones de intensidad de campo con las previsiones calculadas de dicha intensidad. El método de cálculo utilizado para elaborar estas figuras es el programa de conversión de modos [Pappert y Shockey, 1976].

—La conductividad de la Tierra se hizo igual a 5 S/m para la sección marítima del trayecto y a  $2,5 \times 10^{-5}$  S/m para el casquete polar en Groenlandia. Para simular los datos medidos se utilizó en los cálculos el perfil  $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$ ,  $H' = 72 \text{ km}$ .

#### 6. Estabilidad de fase en la transmisión por ondas miriamétricas

Es posible que, en el guíaondas constituido por la Tierra y la ionosfera, la fase de las ondas miriamétricas muestre variaciones a corto plazo provocadas por la naturaleza irregular de los límites del guíaondas, además de variaciones a largo plazo asociadas a los cambios diurnos y estacionales en la ionosfera. A estas variaciones regulares se superponen cambios de fase debidos a perturbaciones ionosféricas provocadas por erupciones solares de rayos X y por la precipitación de partículas energéticas en la región D, asociadas a tormentas geomagnéticas y aurorales y a sucesos protónicos de origen solar. Todos estos fenómenos influyen en la fase de transmisión por ondas miriamétricas y presentan escalas temporales y espaciales diferentes [AGARD, 1982].

La estabilidad de fase de la transmisión por ondas miriamétricas es un parámetro importante que se debe tener en cuenta en aplicaciones tales como la navegación por ondas miriamétricas, la comparación de frecuencias y la sincronización temporal. Si en esas aplicaciones el usuario tiene la posibilidad de elegir los trayectos de transmisión, como por ejemplo con el sistema Omega de navegación, deberá emplear aquellos que sean predominantemente de modo único. Cuando haya varios modos, la estabilidad de fase del campo total variará con la distancia de manera compleja y con oscilaciones y será claramente peor para algunas distancias. Debe evitarse, por ejemplo, la utilización de transmisiones por ondas miriamétricas a distancias inferiores a 1.000 km porque es en esta gama de distancias en donde se halla el primer mínimo principal. Este mínimo de la intensidad de campo está asociado a una relación antifase entre dos componentes, una onda de superficie y una onda ionosférica de amplitud casi igual. En esta gama de distancias, la variación diurna de fase puede ser imprevisiblemente asimétrica, ya que la dirección de rotación de fase de la resultante depende del componente que sea más fuerte en cada momento [Belrose, 1968].

La propagación multimodo puede ser un problema a cualquier distancia, pero es particularmente grave, a distancias pequeñas. La magnitud del efecto depende de la frecuencia, de la distancia, de la hora del día y de la conductividad del suelo. La estabilidad de fase es netamente peor en la proximidad de intensidades de campo mínimas (véanse las Figuras 9 y 10).

Las variaciones regulares de fase de las ondas miriamétricas y los cambios asociados a la perturbación ionosférica han sido estudiados por muchos investigadores y se dispone de gran cantidad de información al respecto en la literatura especializada [Belrose, 1968; AGARD, 1982]. Sin embargo hay pocos estudios estadísticos de utilidad en el diseño de sistemas. Las variaciones a corto plazo de fase están incluso menos documentadas. Watt [1967] resumió los datos disponibles en su tiempo y demostró que la desviación típica de la fase varía en función de la frecuencia (para la banda de 10 a 20 kHz), la distancia (para largos trayectos, superiores a 1.000 km) y la hora del día (condiciones diurnas y nocturnas). Más recientemente, Pan y Tian [1988] han publicado los resultados de un estudio efectuado en la República Popular de China a propósito de la estabilidad de fase en 12,5 kHz en trayectos de 500 a 3.000 km Norte-Sur durante la noche. Los autores han desarrollado una expresión matemática de la desviación típica de la fase que tiene en cuenta los efectos de la propagación multimodo y coincide bastante con este experimento.

La estabilidad de fase de la transmisión por ondas miriamétricas es un tema al que se debe dedicar un estudio ulterior.

## 7. Trabajos futuros

Empieza ahora a ser bastante bien entendida la teoría de la propagación radioeléctrica en ondas extremadamente largas de 3 a 3000 Hz y miriamétricas que se necesita para calcular la intensidad de campo. Para describir la propagación en las bandas relativas a las ondas miriamétricas y kilométricas se emplean dos teorías opuestas; la teoría de los saltos de la onda y la teoría del modo guiaondas.

Las soluciones obtenidas con la teoría de los saltos de la onda (véase el Informe 265 suelen ser más adecuadas para cortas distancias y frecuencias más altas (ondas kilométricas), mientras que la teoría del modo de guiaondas es más apropiada para distancias largas y frecuencias más bajas (ondas miriamétricas). Cálculos más precisos requerirán la inclusión de los modos transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM) así como la conversión entre estos modos. Es importante la inclusión de polarizaciones correspondientes a ambos modos para el cálculo de los campos, tanto horizontal como vertical, entre transmisores y receptores elevados.

La teoría del modo de guiaondas parece describir mejor que la teoría de los trayectos de los rayos o de los saltos ciertas características de la propagación de las ondas miriamétricas, por ejemplo, los saltos de fase que se observan al salir el Sol en los largos trayectos de transmisión Este-Oeste. En muchísimos casos, el cálculo de las intensidades de campo puede resultar más fácil utilizando la teoría del modo de guiaondas que el método de los saltos. Convendría hacer comparaciones más completas entre ambas soluciones.

Se ha observado que la concordancia entre los resultados de los cálculos y de las mediciones es limitada. Son necesarios, no obstante, nuevos estudios experimentales en varias frecuencias comprendidas entre 10 y 30 kHz, en trayectos marítimos y terrestres de diferente conductividad y en latitudes representativas. Probablemente se dispone ya de suficientes mediciones de fase, pero el problema estriba en que los datos no han sido analizados sistemáticamente. Las observaciones deberán repetirse a intervalos suficientes para poder tener la prueba de su estabilidad. Estas mediciones permitirán determinar los valores de los factores de excitación, de los índices de atenuación y de las velocidades de fase, que servirán de base para el cálculo de la amplitud y de la fase del campo en trayectos diferentes. Pero lo más importante es comparar estos parámetros experimentales de propagación con la teoría; de ser necesario, habría que perfeccionar la teoría o ajustar sus parámetros iniciales. Es probable que se observen diferencias más importantes en las condiciones nocturnas que en las condiciones diurnas.

En los últimos años se ha comprobado un interés renovado por la propagación y comunicaciones en ondas extremadamente largas (3-3000 Hz) (véase [IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1984]; el AGARD [1982] y [CCIR, 1982-86]). En particular, se proporciona información nueva (y revisada) sobre la propagación por ondas de 3 a 3000 Hz, el ruido en esas ondas y sobre el modelado de la ionosfera calma y perturbada. Se hacen comparaciones entre intensidades de campo previstas y medidas.

Hay que tener en cuenta que estos modelos de ionosfera calma y perturbada, en los que, según las indicaciones comunicadas, hay concordancia entre los datos previstos y disponibles de la propagación por las ondas de 3 a 3000 Hz, podrían también utilizarse para prever las intensidades de campo de las ondas miriamétricas, por lo menos a aquellas administraciones que están en condiciones de efectuar ese tipo de cálculos.

Para calcular la intensidad de campo de las ondas miriamétricas/kilométricas (frecuencias por debajo de aproximadamente 60 kHz) según la teoría del modo de guiaondas se han elaborado diversos programas de computador. El de mayor capacidad de predicción de ondas largas (LWPC) es el programa desarrollado por Ferguson [1988]. De hecho es un paquete que comprende una serie de programas desarrollados por los autores y sus colegas durante años [Pappert y Shockey, 1971, 1972a, 1972b y 1976; Morfitt y Shellman, 1976], y que se utilizan separadamente o en secuencia, dependiendo de la aplicación. La ejecución de estos programas individuales puede iniciarse mediante un programa inducido que automatice el proceso. La base teórica del método es exacta. El modelo ionosférico es, sin embargo, una aproximación que caracteriza la conductividad como función creciente de manera exponencial con la altura (véase el § 4.4 y los Cuadros I y II). Este modelo de dos parámetros puede variarse, si es preciso, por pasos escalonados a lo largo del trayecto de círculo máximo. El límite inferior del guiaondas se define mediante un mapa detallado de la tierra, basado en gran medida en formaciones geológicas.

Será necesario llevar a cabo más mediciones para poner de manifiesto los cambios estacionales [CCIR, 1986-1990] y establecer \_\_\_\_\_ las diferencias entre latitudes bajas, medias y altas. También tiene importancia, en particular, el efecto silenciador del casquete polar groenlandés. Las señales que se propagan a través de dicho casquete tienen índices de atenuación de 1,3 dB/1000 km por la noche y de 22 dB/1000 km durante el día. Teniendo en cuenta que las perturbaciones protónicas diurnas de origen solar rebajan aún más el límite de la reflexión ionosférica, ello se traduce en un incremento todavía mayor de los coeficientes de atenuación, hasta tal punto que es imposible recibir la señal. Las estimaciones de la intensidad de campo para los trayectos diurnos concuerdan bien con los resultados observados en latitudes medias, haciendo  $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$  y  $H' = 74 \text{ km}$ , siempre que tengan debidamente en cuenta los efectos de baja conductividad del suelo. No obstante, en latitudes altas puede existir una considerable dependencia en las variaciones del poder reflector de la ionosfera en función de la estación del año y de la actividad solar.

En latitudes bajas no resulta corrientemente factible el cálculo teórico de las variaciones diurnas de fase y amplitud para los trayectos transecutoriales de propagación hacia el Oeste. Se necesitan estudios teóricos que permitan derivar la variación de todos los parámetros pertinentes de la guía de onda, incluida la conversión de modo. La incapacidad para calcular las correcciones respecto a los trayectos transecutoriales de propagación hacia el Oeste limita gravemente la eficacia de la navegación con el sistema OMEGA/ondas miriamétricas. En relación con este problema es preciso contar con una definición experimental de la variación de los parámetros de las ondas miriamétricas en función del acimut, la latitud y la frecuencia en las cercanías del ecuador magnético.

Varios grupos están realizando investigaciones en las que se emplean atmosféricos como fuentes naturales de ondas miriamétricas en frecuencias inferiores a 10 kHz. En el Instituto Heinrich-Hertz en Berlín [Volland y otros, 1970] se ha elaborado un método estadístico para el análisis de los atmosféricos en esta gama de frecuencias, que permite la determinación de la situación de tormentas individuales, así como la función de transmisión (diagramas de amplitud y fase) del guiaoondas ionosférico [Frisius y otros, 1970; Harth, 1971]. Las perturbaciones atmosféricas en ondas miriamétricas, pese al conocimiento muy limitado de las características de la fuente, pueden servir para deducir perfiles empíricos de conductividad útiles para predecir las condiciones de propagación en trayectos largos; el método es especialmente valioso para estudiar trayectos para los que de otro modo no se disponga de datos relativos a transmisiones multifrecuencia [Hughes y otros, 1974; Hughes y Pappert, 1975]. En Estados Unidos de América se están utilizando transmisiones de fase coherente y de impulsos multifrecuencia entre 9,4 y 31,25 kHz, para estudios de propagación por trayectos de longitudes muy cortas y medias, así como por el trayecto de gran longitud entre Hawai y California, [Morfitt, 1971 y 1973]. Durante varios años se han efectuado observaciones de la reflectividad en ondas miriamétricas para un trayecto corto cerca de Thule, Groenlandia [Pagliarulo y otros, 1979]. La técnica experimental utiliza impulsos en ondas miriamétricas de 100  $\mu\text{s}$  radiados por una antena vertical de 130 metros [Lewis y otros, 1973] para deducir los coeficientes de reflexión ionosférica de 6 a 35 kHz.

Para realizar las mediciones convendría utilizar un avión que se desplazase siguiendo arcos de círculo máximo entre los transmisores y las estaciones de recepción, lo que permitiría determinar la estructura de los modos en la ubicación de los receptores sobre todo durante las horas de noche, para trayectos de hasta 5000 y 7000 km, según la frecuencia. En estas condiciones, los receptores fijos que sirven para controlar permanentemente las señales podrían utilizarse para determinar las variaciones de los parámetros de propagación producidas por las variaciones a lo largo del día y estacionales; también permitirían determinar los cambios imputables a las diferencias de actividad solar y a los factores de conversión de modos.

Otro método eficaz consiste en efectuar mediciones a base de cohetes o de instalaciones en tierra, para determinar las variaciones en sentido vertical de la densidad electrónica en la baja ionosfera. Los perfiles resultantes podrían utilizarse para calcular los coeficientes de reflexión ionosférica, que se utilizarían después para calcular los parámetros de los modos en ondas miriamétricas a fin de compararlos con los resultados experimentales o para calcular directamente los parámetros de los modos. Las mediciones de la densidad electrónica son particularmente necesarias en altitudes inferiores a 70 km, en las que hay grandes divergencias en los datos observados para horas nocturnas y latitudes bajas.

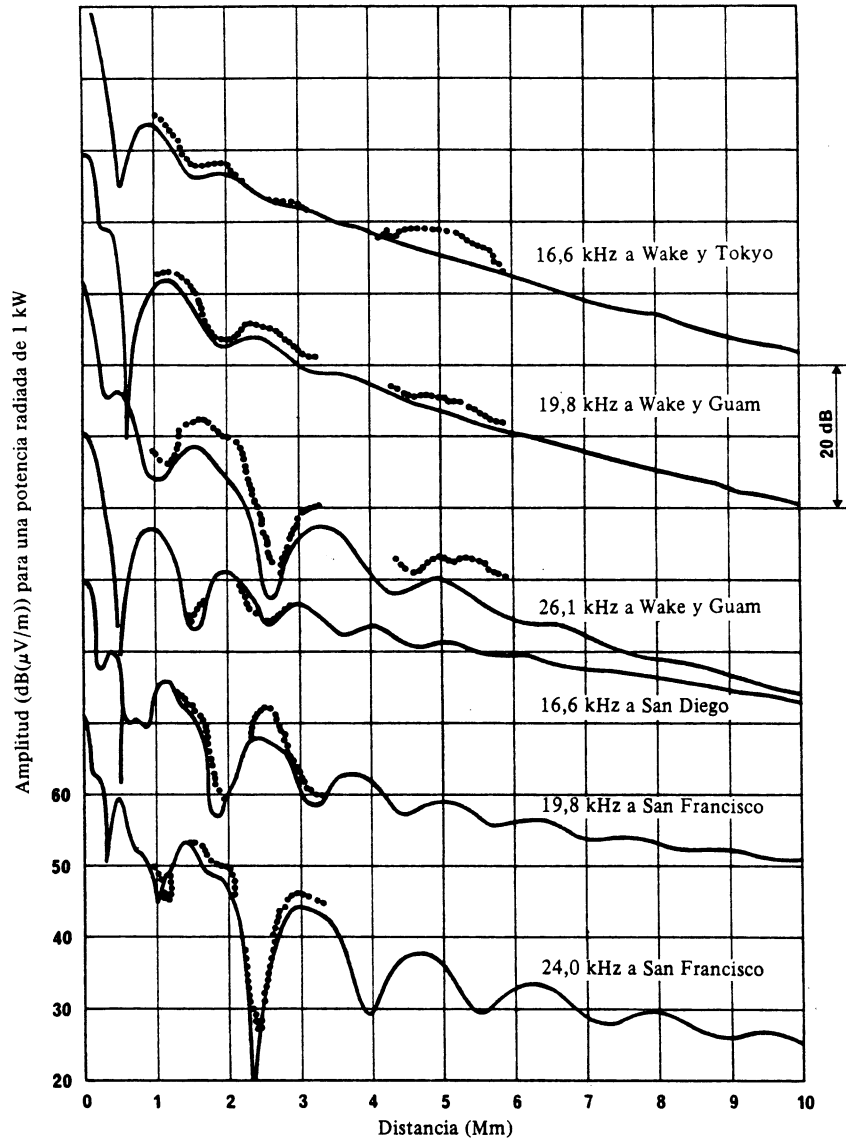


FIGURA 9 – Propagación sobre el Océano Pacífico de señales emitidas desde Hawai (durante el día, en verano)

— Previsiones  
 ..... Observaciones

Nota. – La numeración que aparece en la escala de ordenadas se aplica directamente a la curva inferior (24,0 kHz); para las otras curvas (19,8, 16,6, 26,1, 19,8 y 16,6 kHz), los valores de amplitud deberán reducirse, respectivamente, en 20, 40, 60, 80 y 100 dB.

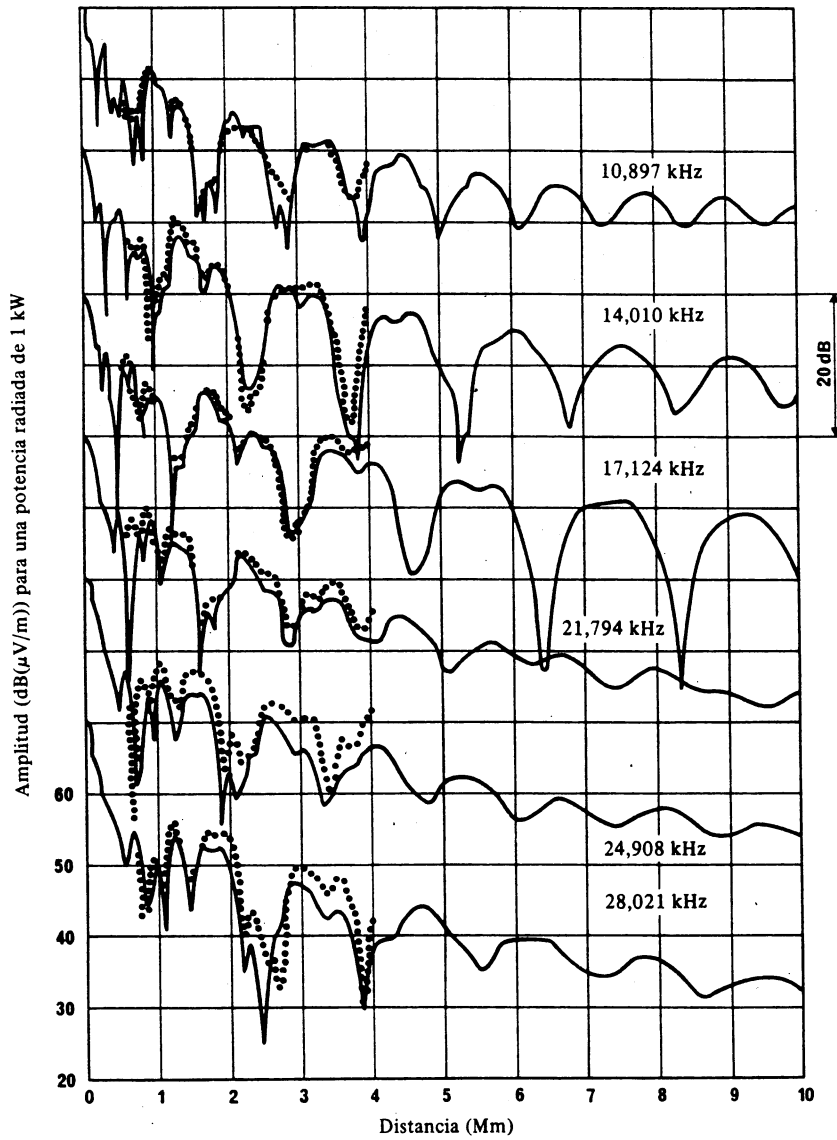


FIGURA 10 – Propagación sobre el Océano Pacífico hacia el Sur de California de señales emitidas desde Hawai (durante la noche, en invierno)

— Previsiones  
 ..... Observaciones

Nota. – La numeración que aparece en ordenadas se aplica directamente a la curva inferior (28,021 kHz); para las otras curvas (24,908, 21,794, 17,124, 14,010, 10,897 kHz), los valores de amplitud deberán reducirse, respectivamente, en 20, 40, 60, 80 y 100 dB.

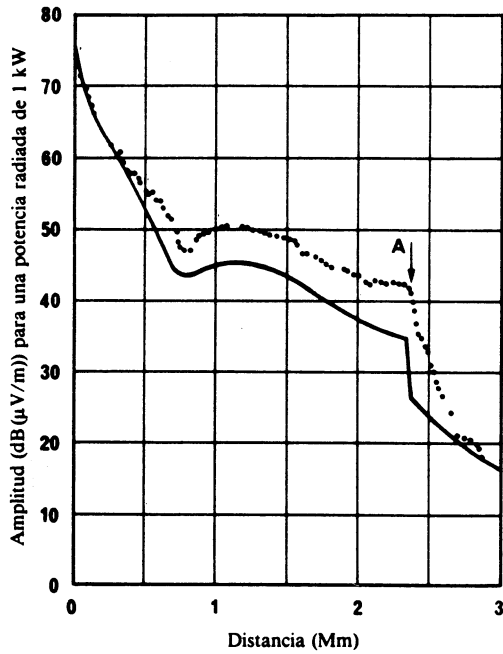


FIGURA 11 - Propagación diurna en latitudes altas a través del casquete polar de Groenlandia (45 kHz)

— Previsiones  
 ..... Observaciones  
 A Comienzo del casquete polar

De Preston (Reino Unido) a Sondrestrom (Groenlandia)  
 Frecuencia: 45 kHz  
 $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$ ,  $H' = 72 \text{ km}$

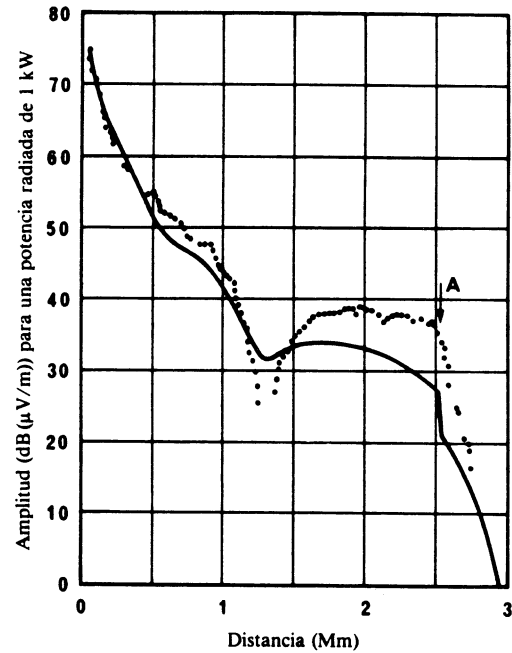


FIGURA 12 - Propagación diurna en altas latitudes a través del casquete polar de Groenlandia (60 kHz)

— Previsiones  
 ..... Observaciones  
 A Comienzo del casquete polar

De Rugby (Reino Unido) a Sondrestrom (Groenlandia)  
 Frecuencia: 60 kHz  
 $\beta = 0,3 \text{ km}^{-1}$ ,  $H' = 72 \text{ km}$

#### REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 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, Estados Unidos de América.
- AL'PERT, Ya. L., GUSEVA, E. G. y FLIGEL, D. S. [1967] Propagation of LF electro-magnetic waveguide. Academy of Sciences of the USSR.
- 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, Estados Unidos de América.



- 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 transmission 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, (New Series), 575-580.
- BICKEL, J. E., FERGUSON, J. A. y 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. y MORGAN, A. H. [1967] Five years of VLF world-wide comparison of atomic frequency standards. *Radio Sci.*, Vol. 2, (New Series), 627-636.
- BUDDEN, K. G. [1955] The numerical solution of differential equations governing reflection of long radio waves from the ionosphere. *Proc. Roy. Soc.*, Vol. A227, 516-537.
- BUDDEN, K. G. [1961] The waveguide-mode theory of wave propagation. Prentice Hall. Inc. Englewood Cliffs, NY, Estados Unidos de América.
- 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, Reino Unido.
- BURROWS, M. L. [1978] *ELF Communication Antennas*. Peter Peregrinus Ltd., Stevenage, Reino Unido.
- BURROWS, M. L. y 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. y TIBBALS, M. L. [1959] VLF propagation measurements for the Radux-Omega navigation system. *Proc. IRE*, Vol. 47, 829-839.
- COMPUTATION LABORATORY AT CAMBRIDGE, Massachusetts [1945] *Tables of the Modified Hankel Functions of Order One-Third and of their Derivatives*. Harvard University Press, Cambridge, Ma., Estados Unidos de América.
- 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. B. y NEWMAN, M. [1958] Phase variation of 16 kHz transmissions from Rugby, observed in New Zealand. *Proc. IEE*, Vol. 105B, 301-304.
- CHAPMAN, F. W., LLANWYN JONES, D., TODD, J. D. W. y 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. y CROMBIE, D. D. [1969] A comparison of middle and low latitude sunrise VLF fading observed on the 1967 voyage of the Oceanographer. Proc. Third International Symposium on Equatorial Aeronomy, Ahmedabad, India, 3-8 de febrero, Vol. 1, 105-113.
- DAVIS, J. R. [1976] Localized nighttime D-region disturbances and ELF propagation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 38, 1309-1317.
- DAVIS, R. M. y 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, Estados Unidos de América.
- FERGUSON, J. A. [1980] Ionospheric profiles for predicting nighttime VLF/IF propagation, NOSC TR 530, NTIS Accession No. ADA 085399. National Technical Information Service, Springfield, Va. 22161, Estados Unidos de América.
- FERGUSON, J. A. [1988] -. Status of the naval ocean systems long wave propagation capability "LWPC". Paper presented at Third Workshop on ELF/VLF Radio Noise, Stanford University.
- FOLEY, G., WAND, I. C. y 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. y 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, Nueva York/Oxford.
- GALLENBERGER, R. y SWANSON, E. [1971] Variations in Omega propagation parameters. NELC/TR 1773. Naval Electronics Laboratory Center, San Diego, Calif., Estados Unidos de América.
- HARTH, W. [1971] Sudden anomalies of spectral atmospheric parameters during SID's. Proc. VLF Symposium, Ødo-Sandefjord, Noruega.



- 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. y 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. y PAPPERT, R. A. [1974] Evaluation of night-time exponential ionospheric models using VLF atmospherics. *Radio Sci.*, Vol. 9, 1109-1116.
- HUGHES, H. G. y PAPPERT, R. A. [1975] Propagation prediction model selection using VLF atmospherics. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 2, 96-98.
- HUGHES, H. G. y 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 [julio de 1984] Special issue on ELF communications. Vol. OE-9.
- JOHLER, J. R. y 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. y 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. y 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, Estados Unidos de América.
- LEWIS, R. L. y 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. y 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 trans-equatorial 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. y 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, Estados Unidos de América.
- 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, Estados Unidos de América.
- MORFITT, D. G. [1977] Effective electron density distribution which describe VLF/LF propagation data. Naval Ocean Systems Center Tech. Rep. TR 141, NTIS Accession No. ADA047508, National Technical Information Service, Springfield, Va. 22161, Estados Unidos de América.
- MORFITT, D. G. y 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, Estados Unidos de América.
- 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. y KLEMETTI, W. I. [1979] VLF/LF reflectivity of the polar ionosphere — septiembre de 1978 al 5 de mayo de 1979. Informes RADC-TR-79-178 y 273. Rome Air Development Center, Griffiss Air Force Base, NY, Estados Unidos de América.
- PAN WEIYAN y TIAN YUSHU [1988] - Multi-mode interference and phase stability of VLF wave propagation. Proc. 1988 International Symposium on Radio Propagation (ISRP '88), Beijing, China, 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. *Radio Sci.*, Vol. 5, 579-590.
- PAPPERT, R. A. y 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. y ROTHMULLER, J. J. [1967] A numerical investigation of classical approximations used in VLF propagation. *Radio Sci.*, Vol. 2, 387-400.
- PAPPERT, R. A. y 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. y MORFITT, D. G. [1975] Theoretical and experimental sunrise mode conversion results at VLF. *Radio Sci.*, Vol. 10, 537-546.
- PAPPERT, R. A. y 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, Estados Unidos de América.
- PAPPERT, R. A. y 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., Estados Unidos de América.
- PAPPERT, R. A. y 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 Estados Unidos de América.
- PAPPERT, R. A. y 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 Estados Unidos de América.
- PAPPERT, R. A. y SMITH, R. R. [1972] Orthogonality of VLF height gains in the earth ionosphere waveguide. *Radio Sci.*, Vol. 7, 275-278.
- PAPPERT, R. A. y SNYDER, F. P. [1972] Some results of a mode-conversion programme for VLF. *Radio Sci.*, Vol. 7, 913-923.
- RAWLES, A. T. y 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 septiembre, Calif. Estados Unidos de América.
- RHOADS, F. J. y 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. y PAPPERT, R. A. [1969] A parametric study of VLF transequatorial propagation anomaly. *Radio Sci.*, Vol. 4, 213-226.
- STEELE, F. K. y 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. y 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. y 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 (Propagación en ondas largas). *Veröffentlichungen des NKGG der DDR, Reihe 11*, Vol. 2, 3-126.
- VOLLAND, H., HEYDT, G. y 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, Reino Unido.
- WAIT, J. R. [1962] *Electromagnetic Waves in Stratified Media*. Pergamon Press, Nueva York, NY, Estados Unidos de América.
- 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 nonuniform 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 nonuniform 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. y 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. y 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, Nueva York, NY, Estados Unidos de América.
- WESTERLUND, S. y REDER, F. H. [1973] VLF radio signals propagation over the Groenland ice-sheet. *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 35, 1475-1491.
- WESTERLUND, S., REDER, F. H. y ABOM, C. [1969] Effects of polar cap absorption events on VLF transmission. *Planet. Space Sci.*, Vol. 17, 1329-1374.
- WILLIM, D. K. [1974] Sanguine *ELF-VLF Radiowave Propagation*. 251-261. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Países Bajos.
- Documentos del CCIR*  
 [1982-86]: a. 6/228 (GIT 6/5).  
 [1986-1990]: 6/242 (GIT 6/5).

#### BIBLIOGRAFÍA

*Documentos del CCIR*  
 [1978-82]: 6/242 (GIT 6/5).

---