

RECOMENDACIÓN UIT-R P.532-1*

**EFFECTOS IONOSFÉRICOS Y CONSIDERACIONES DE EXPLOTACIÓN
EN RELACIÓN CON LA MODIFICACIÓN ARTIFICIAL DE LA IONOSFERA Y DEL
CANAL DE ONDAS RADIOELÉCTRICAS**

(1978-1992)

La Asamblea de Radiocomunicaciones de la UIT,

considerando

- a) que la aplicación de potencia de radiofrecuencia al utilizar transmisores terrenales (o a bordo de vehículos espaciales) puede producir modificaciones artificiales de la ionosfera y del canal de ondas radioeléctricas;
- b) que la modificación ionosférica, especialmente en la región F, puede producirse como resultado de una elevada densidad de flujo de potencia en la ionosfera en la gama de frecuencias 2-12 MHz aproximadamente, en particular con ángulos de radiación elevados y para frecuencias apenas por debajo de las MUF básicas de las capas interesadas, con incidencia casi vertical; y que tales modificaciones de la ionosfera pueden permitir la propagación a frecuencias de hasta unos 400 MHz y en distancias de hasta 4 000 km;
- c) que desde hace largo tiempo se reconoce que puede producirse transmodulación en ondas kilométricas y hectométricas cuando es elevada la densidad de flujo de potencia de las señales en la ionosfera;
- d) que si las administraciones siguen permitiendo que la potencia de los transmisores aumente, puede producirse una alteración significativa de la ionosfera, lo que daría como resultado una posible degradación de la recepción en los servicios que utilizan la ionosfera como medio de propagación y en los servicios de ondas métricas que emplean la propagación por ondas de superficie;
- e) que la ionosfera puede ser modificada por inyección de reactivos químicos, constituyentes fotoionizables, partículas energéticas y otras especies que modificarán la distribución natural y el carácter del medio;
- f) que los procesos reactivos asociados con los lanzamientos de cohetes pueden introducir modificaciones involuntarias o no previstas;
- g) que la modificación artificial del medio puede introducir nuevos modos transitorios de propagación, creando la posibilidad de aumentar (o disminuir) la cobertura más allá de lo establecido por los métodos normalizados de predicción de la propagación de ondas radioeléctricas,

recomienda

que en la planificación y explotación de los sistemas radioeléctricos que utilizan la ionosfera, se tengan en cuenta los aspectos siguientes:

1. para determinar las modificaciones provocadas en la ionosfera por las transmisiones de ondas radioeléctricas de alta potencia propagadas ionosféricamente, debe utilizarse la información que figura en el anexo 1;
2. para determinar los efectos de la modificación ionosférica en las transmisiones por ondas radioeléctricas (transmodulación), deben utilizarse las fórmulas que figuran en el anexo 2;
3. para determinar las modificaciones de la ionosfera inducidas por las transmisiones transionosféricas por ondas radioeléctricas, debe utilizarse la información que figura en el anexo 3;
4. para determinar las modificaciones de la ionosfera que resultan de la inyección de agentes químicos, debe utilizarse la información que figura en el anexo 4,

recomienda además

5. que se preste atención a las densidades de flujo de potencia excesivas a las alturas ionosféricas para las frecuencias de hasta unos 12 MHz, y se tomen medidas para reducirlas al mínimo;
6. que, para los sistemas de comunicación operacionales, se desaliente la modificación intencional de la ionosfera debida a los efectos perjudiciales producidos en los servicios de otros usuarios.

* La Comisión de Estudio 3 de Radiocomunicaciones efectuó modificaciones de redacción en esta Recomendación en 2000 de conformidad con la Resolución UIT-R 44.

Modificación de la ionosfera mediante transmisiones radioeléctricas de alta potencia con base en Tierra

1. Introducción

La modificación del plasma ionosférico por transmisiones radioeléctricas de alta potencia se divide en un calentamiento ionosférico óhmico, proceso no lineal pero clásico, y en la generación de inestabilidades paramétricas mediante procesos de interacción de ondas no lineales.

La mayoría de las experiencias sobre modificación de la ionosfera se han realizado en ondas decamétricas, y muy a menudo se trata de cambios producidos en la alta ionosfera (150-400 km) utilizando transmisores construidos especialmente que operan en frecuencias próximas a las frecuencias críticas de la región F. Si la frecuencia modificadora es inferior a la frecuencia crítica, se habla de modificación sobredensa; si es superior se dice que la modificación es infradensa. La ionosfera puede ser apreciablemente modificada por una emisión radioeléctrica de alta potencia oblicua a frecuencias considerablemente superiores a la frecuencia crítica de la región F de la ionosfera.

Los transmisores que funcionan en la gama de ondas métricas a decimétricas originan modificaciones en todas las regiones de la ionosfera. La región modificada resultante puede tener un efecto importante en las señales radioeléctricas de comunicaciones que la atraviesan.

2. Teoría del calentamiento óhmico

Los trabajos teóricos parecen indicar que el calentamiento ionosférico por disipación óhmica debe producir cambios considerables en la temperatura electrónica y, como consecuencia, en la densidad electrónica y otros parámetros. Muchos fenómenos no lineales se deben a que la frecuencia de las colisiones depende de la temperatura de los electrones.

La teoría simplificada muestra cómo puede producirse el calentamiento óhmico. Se considera que una onda con campo eléctrico E y una frecuencia angular ω , pasa a través de una capa de plasma ionosférico con una frecuencia de colisión efectiva ν entre electrones e iones o partículas neutras. Este campo actúa sobre los electrones de masa m y carga e y los acelera. Sin embargo, las colisiones los retardan y la energía se extrae de la onda, lo que produce un aumento de la temperatura de los electrones. Aunque los electrones se calientan, durante las colisiones sólo transfieren a los iones una pequeña parte de su excedente de energía debido a que la masa del electrón es mucho más pequeña que la del ión o de la partícula neutra. En la región F, la frecuencia de colisión entre electrones e iones es $\leq 10^3/s$, la pérdida de energía fraccional por colisión es $\leq 10^{-4}$, y la constante de tiempo para la pérdida de energía es, pues de unos 10 s. Esta reducida velocidad de pérdidas permite un calentamiento apreciable de los electrones. El calentamiento de la región E no es tan fácil. En este caso la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras es $\sim 2 \times 10^5/s$, la pérdida de energía fraccional por colisión es 5×10^{-3} y, consiguientemente, la constante de tiempo para la pérdida de energía es sólo de 1 ms aproximadamente. Se produce una intensa absorción de la onda radioeléctrica incidente en una región en que la frecuencia del plasma electrónico se aproxima a la frecuencia radioeléctrica. Esto se debe a que la onda queda retardada cerca de esta resonancia natural, y los electrones tienen mayor oportunidad de chocar con las partículas pesadas.

El campo eléctrico necesario para causar una gran perturbación térmica de la temperatura del plasma de la ionosfera y para $\omega \gg \nu$ varía desde $3 \times 10^{-4}f$ (mV/m) en las regiones D y E hasta unos $10^{-4}f$ (mV/m) en la región F. f es la frecuencia de la onda perturbadora (Hz). Tales campos implican potencias radiadas isotrópicas equivalentes de unos 100 MW.

3. Teoría de la inestabilidad paramétrica

La inestabilidad paramétrica del plasma de la onda generalmente entraña una interacción de tres ondas. En el contexto de la modificación ionosférica, una onda decamétrica electromagnética de alta potencia proporciona el campo inicial de excitación o bombeo cuya energía pasa a una onda de plasma de frecuencia más baja y a una onda acústica de iones de frecuencia también más baja.

El mecanismo no lineal a que se deben la mayoría de las inestabilidades paramétricas en la ionosfera es la fuerza de presión térmica. Las perturbaciones de la temperatura de los electrones causadas por la ondulotermia provocan una fuerza de presión térmica adicional en la ecuación del movimiento de los electrones y conducen a la generación de irregularidades ionosféricas alineadas con el campo.

4. Efectos de la modificación

A continuación se describen algunos de los múltiples efectos de la modificación causada por las ondas decamétricas (y de otras frecuencias) radioeléctricas de calentamiento.

En altitudes inferiores a 200 km, los electrones chocan principalmente con partículas neutras, la frecuencia de colisión aumenta con la temperatura y las ondas radioeléctricas fuertes quedan más absorbidas que las débiles. Por encima de 200 km, altura en la que los electrones chocan fundamentalmente con iones, la frecuencia de colisión disminuye con la temperatura y las ondas fuertes sufren menos absorción que las ondas débiles.

Si el calentamiento se mantiene durante suficiente tiempo, se producen perturbaciones en la densidad de electrones. En altitudes inferiores a unos 200 km se origina un aumento de la densidad de electrones. En altitudes superiores, en la región F, las temperaturas de electrones elevadas corresponden a un aumento de la presión que hace que el plasma salga de la región caliente a lo largo de la línea de campo magnético. La energía electromagnética se centra, pues, en la región de densidad de electrones reducida, lo que da lugar a mayor calentamiento y expansión. Se producen irregularidades en gran escala en la densidad de electrones de la región F, a lo largo del campo geomagnético y con dimensiones transversales de 1 km aproximadamente. Un resultado de este proceso térmico de autoenfoque es la producción de una capa F difusa artificial.

Uno de los efectos imprevistos de los primeros experimentos sobre modificación de la ionosfera en ondas decamétricas fue la generación de pequeñas irregularidades repartidas a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético (aproximadamente 1 m), que dan lugar a la retrodispersión de las ondas métricas y decimétricas. Estas irregularidades se generan probablemente a unos 200 m por debajo de la altura de la reflexión de la onda de calentamiento en ondas decamétricas, donde su efecto de calentamiento es mayor.

Para potencias transmitidas superiores a cierto umbral, se ha observado que las señales recibidas disminuyen al aumentar la p.r.a. Se halló también que en el campo de una onda de alta potencia incidente oblicuamente con una frecuencia cercana a la MUF de la capa F2 se produce una modificación en la ionosfera normal que puede tener un efecto considerable en las características de las señales radioeléctricas que atraviesan esta perturbación.

Además de la modificación de la ionosfera superior por las ondas decamétricas, es posible generar ondas hectokilométricas y miriamétricas como resultado de la modificación de la ionosfera inferior al utilizar ondas decamétricas de alta potencia por impulsos.

La prueba de que se generan ondas hectokilométricas/miriamétricas debido aparentemente a emisiones de radiodifusión en ondas kilométricas y hectométricas ha sido observada en altas latitudes. Estas señales pueden calentar la región D o E auroral, modulando el chorro electrónico auroral que emite entonces señales en ondas hectokilométricas y miriamétricas. Los armónicos integrales de las frecuencias de modulación en ondas hectokilométricas pueden producirse no linealmente en las regiones D y E aurales. La inyección controlada de señales miriamétricas a partir de transmisores basados en tierra origina la precipitación de electrones desde los cinturones de radiación, lo que aumenta la ionización en las alturas ionosféricas. La precipitación electrónica que se produce naturalmente varía en gran medida desde niveles muy inferiores hasta niveles muy superiores a los observados en la precipitación producida artificialmente.

5. Dispersión de las señales radioeléctricas a causa de irregularidades inducidas artificialmente

Con una p.i.r.e. de 0,5 MW o mayor, las irregularidades en gran escala y en pequeña escala de la densidad de electrones, repartidas a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético terrestre, se manifiestan unos segundos después de haberse conectado el transmisor, como resultado del calentamiento óhmico y de la aparición de inestabilidades paramétricas y de ondas de plasma. Para las señales radioeléctricas que atraviesan la región perturbada, la consecuencia es que se provoca un aumento de la profundidad y la velocidad de los desvanecimientos, tanto sobre los trayectos que tienen ambos terminales en el suelo, como sobre los trayectos Tierra-espacio. Además, a causa de las irregularidades repartidas a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético terrestre, aparece en la ionosfera, a altitudes de 250 a 300 km, un efecto de reflector comparable al de un radar de gran sección transversal ($\approx 10^5$ a 10^9 m²). Estos efectos se originan cuando la frecuencia del transmisor que produce el calentamiento es inferior a la frecuencia crítica de la región F (≤ 12 MHz), pero coincide con la frecuencia del plasma a una cierta altitud dentro de la ionosfera.

Las irregularidades repartidas a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético tienen propiedades de dispersión que han sido utilizadas en las transmisiones telefónicas, telegráficas, de facsímil y de impulsos entre terminales terrestres separados por distancias de miles de kilómetros, empleando frecuencias que oscilan entre las correspondientes a las ondas decamétricas y a las decimétricas que, de no ser así, no habrían podido utilizarse en estos trayectos. En la región F la dispersión está asociada, en un grado bastante elevado, a la directividad. Por eso, los puntos de la Tierra en los que se reciben las señales mediante este mecanismo de dispersión dependen en parte de la posición geomagnética y de la altitud de la región ionosférica modificada. En general, las señales pueden recibirse en una zona situada en el lado ecuatorial de la región modificada, que tiene una gran extensión en la dirección Este-Oeste, pudiendo alcanzar hasta unos 4 000 km, pero que sólo tiene de 200 a 500 km en la dirección Norte-Sur.

Puede obtenerse también una región de gran dispersión a una altitud de casi 110 km en la región E cuando el transmisor que produce el calentamiento funciona en frecuencias inferiores a la frecuencia crítica de dicha región. Se han llevado a cabo menos observaciones de la dispersión en la región E durante la modificación, pero los escasos datos disponibles parecen indicar que la dispersión en esa región es menos sensible a la directividad que en la región F y que, por consiguiente, pueden recibirse las señales sobre el suelo en zonas que tengan una extensión Norte-Sur mayor que la que se ha mencionado en el caso de la región F.

Las pruebas obtenidas hasta ahora parecen indicar la posibilidad de que aumente la interferencia debida a las señales que se dispersan desde las regiones objeto de la modificación prevista o no prevista, a frecuencias que varían desde las ondas decamétricas hasta las decimétricas. También es lógico que, en determinadas condiciones, exista interferencia entre estaciones terrenas y satélites, pues se produce dispersión en todas las direcciones definidas por el cono de dispersión y, por lo tanto, un transmisor situado en tierra dispersará energía hacia el espacio, y viceversa, a causa de las irregularidades existentes en la región modificada.

ANEXO 2

Transmodulación ionosférica

1. Introducción

La propagación de ondas moduladas de gran potencia a través de un plasma produce en éste perturbaciones que modifican la temperatura de los electrones, lo cual afecta a la frecuencia de colisión, a los caracteres químicos de los iones y a la densidad electrónica, y por consiguiente a la conductividad y a la permitividad del medio. El resultado de estas modificaciones del medio por una onda modulada intensa es la superposición de la modulación de ésta en la portadora de otra onda que se propaga por la misma región. A causa del gran número de transmisiones en ondas decamétricas, hectométricas y kilométricas que utilizan las regiones D y E para la propagación, esta interacción de las ondas, o transmodulación ionosférica, es difícil de distinguir de la interferencia cocanal y aún más difícil de medir.

Las mediciones efectuadas en las bandas de ondas hectométricas y kilométricas a latitudes medias indican porcentajes de transmodulación inferiores al 7%. Las mediciones figuran en la Recomendación UIT-R BS.498.

2. Teoría sencilla de la transmodulación

Para el ingeniero de telecomunicaciones que ha de evaluar la interferencia debida a la transmodulación se presentan a continuación las principales características del fenómeno.

2.1 Proceso de colisión de los electrones

Los electrones libres, principales responsables de la reacción de la ionosfera sobre las ondas radioeléctricas, se sitúan en la región D y en la región E baja de la ionosfera, y pueden considerarse estadísticamente como una componente gaseosa en equilibrio térmico con las demás moléculas mucho más numerosas de la atmósfera. Puede considerarse que cada electrón tiene una energía térmica Q_0 y una velocidad V_0 relacionadas con la temperatura θ_0 de la atmósfera por la ecuación de los gases:

$$Q_0 = \frac{1}{2} m V_0^2 = \frac{3}{2} k \theta_0 \quad (1)$$

donde m es la masa del electrón ($9,1 \times 10^{-31}$ kg), k es la constante de Boltzmann ($1,37 \times 10^{-23}$ julios/Kelvin) y θ_0 es la temperatura en Kelvin, estando Q_0 y V_0 expresadas en unidades MKS.

Si en el punto considerado, el equilibrio es perturbado al aumentar la velocidad de los electrones que pasa a ser V , así Q_0 y θ_0 pasan a ser Q y θ conforme a (1), en una atmósfera circundante de temperatura constante. No se ha demostrado de manera concluyente de qué modo la frecuencia de colisión de los electrones depende de V en la ionosfera inferior, pero se da por supuesto que el recorrido libre medio de los electrones es independiente de su velocidad, de manera que la frecuencia de colisión, ν , aumenta proporcionalmente a V , a partir de su valor en estado de equilibrio ν_0 . Así, de (1) se obtiene:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\nu^2}{\nu_0^2} = \frac{\theta}{\theta_0} \quad (2)$$

En cada colisión, una parte de la energía se transfiere a la atmósfera circundante, siendo esta cantidad proporcional a la diferencia de energía e igual a $G(Q - Q_0)$, donde G es una constante que, según experimentos de laboratorio realizados con nitrógeno, tiene un valor de 10^{-3} aproximadamente. El equilibrio es perturbado por el paso de una onda radioeléctrica y, si se designa por Q_e la energía extraída de la onda radioeléctrica por un electrón en una colisión que tiene lugar en el instante t , la ecuación que representa la energía del electrón será:

$$\frac{dQ}{dt} = \nu Q_e - \nu G(Q - Q_0)$$

la cual, partiendo de (2), puede escribirse:

$$\frac{d\nu}{dt} = \frac{Q_e \nu_0^2}{2 Q_0} - \frac{G}{2} (\nu^2 - \nu_0^2) \quad (3)$$

Si Q_e es constante, ν adoptará finalmente un valor $\bar{\nu}$, dado por:

$$\bar{\nu} = \nu_0 \left(1 + \frac{Q_e}{G Q_0} \right)^{1/2} \quad (4)$$

excepto, posiblemente, para campos de intensidad muy fuerte, $Q_e \ll G Q_0$ y por tanto $\nu - \nu_0 \ll \nu_0$.

Por consiguiente, al extraerse la energía Q_e , $\nu - \nu_0$ decrece exponencialmente hasta cero según una constante de tiempo de $1/G\nu_0$. En la región de la ionosfera que se considera, ν_0 es del orden de 10^6 colisiones/segundo, de modo que esta constante de tiempo es aproximadamente de 10^{-3} s, lo que corresponde a una frecuencia de 1 000 Hz. En consecuencia, la frecuencia de colisión no puede seguir las variaciones que se producen en la onda a frecuencias radioeléctricas.

Sin embargo, como Q_e es proporcional a la densidad de potencia de la onda y, por consiguiente, al cuadrado del campo eléctrico E , la frecuencia de colisión puede seguir al valor eficaz del campo. Si se modula en amplitud este valor eficaz por una audiofrecuencia, la frecuencia de colisión podrá, en cierta medida, seguir la modulación para las frecuencias no muy superiores a 500 Hz.

2.2 Proceso de modulación

En general, la modulación de la onda radioeléctrica contiene muchas audiofrecuencias, pero para calcular el porcentaje de transmodulación basta considerar una sola frecuencia $\omega/2\pi$, y estudiar sólo la componente de esta frecuencia correspondiente al cuadrado de la intensidad de campo. Así expresando el valor r.m.s. del campo radioeléctrico por:

$$E = E_0 (1 + M \cos \omega t) \quad (5)$$

se tomarán, para el cuadrado de este valor:

$$E^2 = E_0^2 \left(1 + \frac{M^2}{2} \right) + E_0^2 2M \cos \omega t \quad (6)$$

donde $M = 1$ para una modulación del 100%.

Por consiguiente, el valor medio E^2 es significativamente superior a E_0^2 , y es este valor incrementado el que determina el valor medio de v en (4), adoptando v la forma:

$$v = \bar{v} (1 + M_v) \quad (7)$$

donde M_v es la modulación derivada del término de modulación de la ecuación (6).

Expresando Q_e como:

$$Q_e = C E^2 \quad (8)$$

donde la constante de proporcionalidad se hallará teniendo en cuenta la atenuación de la onda radioeléctrica debida a las colisiones de electrones en su trayecto a través de la ionosfera, y tomando $v_0 M_v$ como la componente de la modulación de v en (7), la ecuación de transmodulación derivada de (3), (6) y (8) adopta la forma:

$$v_0 \frac{dM_v}{dt} = \frac{v_0^2 C E_0^2 2M \cos \omega t}{2 Q_0} - \frac{G}{2} 2v_0 (v_0 M_v)$$

o, lo que es lo mismo:

$$\frac{dM_v}{dt} + G v_0 M_v = \frac{v_0 C E_0^2 M \cos \omega t}{Q_0}$$

de donde se obtiene:

$$|M_v| = \frac{C E_0^2 M}{Q_0 G \left[1 + \left(\frac{\omega}{G v_0} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (9)$$

El denominador muestra que la respuesta disminuye en las audiofrecuencias elevadas.

2.3 Proceso de absorción

A medida que la onda radioeléctrica atraviesa la ionosfera, la pérdida correspondiente a la energía extraída por los electrones en el proceso de las colisiones provoca una atenuación exponencial de la onda, según un factor de reducción de amplitud $\exp(-\alpha ds)$, donde la integral corresponde a todo el trayecto de transmisión y α es un coeficiente de absorción. Considerando la absorción de la onda al pasar a través de una capa delgada de sección transversal de área unidad, puede mostrarse que la energía Q_e extraída por cada electrón en una colisión es:

$$Q_e = \frac{2\alpha\mu E^2}{Nv Z_0} \quad (10)$$

donde μ es la parte real del índice de refracción de la ionosfera, dado por la ecuación Appleton-Hartree, N la densidad electrónica (número de electrones por metro cúbico) y Z_0 la impedancia del espacio libre; la intensidad de campo E se expresa en V/m.

Puesto que la frecuencia radioeléctrica puede estar próxima a la frecuencia giromagnética f_H , es importante incluir el efecto del campo magnético terrestre considerando el caso en que este efecto es más importante, es decir, el caso de la propagación en la dirección del campo magnético terrestre. Sabido es que, en este caso, el valor de α es:

$$\alpha = \frac{Ne^2 Z_0 v}{2\mu m [4\pi^2 (f \pm f_H)^2 + v^2]} \quad (11)$$

donde e es la carga del electrón ($1,60 \times 10^{-19}$ culombios), f es la frecuencia radioeléctrica en Hz, y los signos $+$ y $-$ corresponden a las ondas ordinaria y extraordinaria, respectivamente.

Por consiguiente, de (8), (10) y (11) se obtiene:

$$C = \frac{e^2}{m [4\pi^2 (f \pm f_H)^2 + v^2]} \quad (12)$$

El término v^2 del denominador puede despreciarse en la presente estimación de la transmodulación si, por ejemplo, $4\pi^2 (f \pm f_H)^2 > 10v^2$ o $(f \pm f_H) > v/2$. Ese criterio se cumple bastante bien para las ondas decamétricas y hectométricas, salvo en cuanto a la onda extraordinaria cuando la frecuencia es cercana a la girofrecuencia, que es del orden de 1 MHz, en la cual se produce una resonancia que aumenta el valor de C . En estas condiciones de resonancia, especialmente en transmisiones de alta potencia, el valor de $v - v_0$ puede ser comparable con v_0 y la expresión (4), derivada de (8) y (12), debe considerarse como una ecuación cuadrática en $(\bar{v})^2$. En frecuencias más bajas, en las que f es del orden de v , o menor, en realidad es necesario dar a la totalidad del problema un tratamiento mucho más complicado que tenga en cuenta la onda completa.

Introduciendo en (9) el valor de C utilizado en (12) se obtiene:

$$|M_v| = \frac{2e^2 E_0^2 M}{3 m k \theta_0 \left[4\pi^2 (f \pm f_H)^2 + v_0^2 \right] G \left[1 + \left(\frac{\omega}{Gv_0} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (13)$$

donde Q_0 tiene el mismo valor que en (1) y, en el denominador, como aproximación de v^2 se ha tomado v_0^2 de acuerdo con la hipótesis utilizada para derivar (9), es decir que C es constante para una frecuencia portadora dada.

2.4 Demodulación y transmodulación

Dado que la atenuación de la onda puede representarse por un factor de reducción de la amplitud, la circunstancia de que α en (11) dependa directamente de v implica que la modulación transferida desde la onda a la frecuencia de colisión reacciona a su vez sobre la amplitud de la onda. En realidad, esto produce cierta demodulación de la onda, lo cual es un fenómeno de interés considerable cuando se realizan experimentos de modulación para investigar la estructura física de las regiones más bajas de la ionosfera. En realidad, para esta finalidad se requiere un análisis estadístico del movimiento de los electrones, mucho más detallado que el adoptado en este trabajo, así como un estudio a fondo de la resonancia giromagnética.

Es más importante en este caso que la modulación impuesta a α puede, similarmente, transferirse al factor de reducción de amplitud de otra onda de frecuencia diferente que atraviese la región de modulación y cause transmodulación. Aparte de su significación en el orden físico, este fenómeno es una fuente de interferencia que, en este trabajo, nos proponemos evaluar. En principio, el efecto es mutuo; cada onda, en cierta medida, es demodulada por otra, a la cual, al mismo tiempo, ella modula; sin embargo, se desea distinguir entre las frecuencias y considerar una de ellas, con su modulación, como la transmisión deseada, a la cual se superpone cierta modulación causada por una transmisión interferente. Denominando f_W y f_D respectivamente las frecuencias deseada e interferente, la frecuencia f en (13) deberá interpretarse ahora como f_D .

Si el factor de reducción de amplitud para la onda deseada es ρ , se obtiene entonces de (7) y (11):

$$\rho = \exp \left(- \int \frac{Ne^2 Z_0 \bar{v} (1 + M_v) ds}{2\mu m [4\pi^2 (f_W \pm f_H)^2 + v^2]} \right) \quad (14)$$

La integración se hace extensiva a la región de transmodulación, cuyas dimensiones son limitadas como consecuencia de la atenuación sufrida por la onda interferente al atravesar la ionosfera, en cuyo proceso la modulación en (13), impuesta a la frecuencia de colisión, disminuye con E_0 . Sin embargo, esta región puede extenderse suficientemente de manera que el aumento de N y la disminución de v con la altura en la ionosfera sean significativos en la estimación de ρ en (14). Finalmente, el producto Nv disminuye, pero inicialmente puede aumentar con la altura.

El tiempo de paso de un frente de onda a través de la zona considerada es tan corto, que (14) puede considerarse como una integración en toda esta zona en un instante de tiempo en la escala de tiempo de las audiofrecuencias. En consecuencia, M_v se mantiene constante con relación al tiempo durante la integración y el estudio de la variación de M_v en función del tiempo, en audiofrecuencias muestra que ρ experimenta una modulación, por lo que puede expresarse en función de un valor medio y de un índice de modulación M_ρ , como sigue:

$$\rho = \bar{\rho} (1 + M_\rho) \quad (15)$$

Por consiguiente,

$$\log_e \rho = \log_e \bar{\rho} + \log_e (1 + M_\rho)$$

o, puesto que puede preverse que $M_\rho \ll 1$

$$\log_e \rho = \log_e \bar{\rho} + M_\rho \quad (16)$$

Como $M_\rho = 0$ cuando $M = 0$, se deduce de (14) y (16) que:

$$\log_e \bar{\rho} = - \int \frac{Ne^2 Z_0 \bar{v} ds}{2\mu m [4\pi^2 (f_W \pm f_H)^2 + \bar{v}^2]} \quad (17)$$

$$M_\rho = - \int \frac{Ne^2 Z_0 \bar{v} ds}{2\mu m [4\pi^2 (f_W \pm f_H)^2 + \bar{v}^2]} \quad (18)$$

donde, en los denominadores, la modulación impuesta a v^2 ha sido despreciada utilizándose, en su lugar, el valor medio.

La integral para M_ρ en (18) puede calcularse aislando M_v de la integral, para lo cual se toma su valor medio, mientras se conserva formalmente en la integral N y v , que dependen de la ubicación; de esta manera se obtiene de (17), en función de amplitudes:

$$|M_\rho| = - |M_v| \log_e \bar{\rho} \quad (19)$$

y, en consecuencia, de (13):

$$|M_\rho| = - \frac{2e^2 E_0^2 M \log_e \bar{\rho}}{3 m k \theta_0 [4\pi^2 (f_D \pm f_H)^2 + v_0^2] G \left[1 + \left(\frac{\omega}{Gv_0} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (20)$$

con un valor medio estimado de E_0^2 en la zona de modulación. Este es esencialmente el resultado dado por Huxley y Ratcliffe [1949].

La determinación de $\log_e \bar{\rho}$ partiendo de (17) implica un conocimiento de la distribución de N y v en la zona de modulación para un modelo supuesto de ionosfera. El factor de reducción $\bar{\rho}$ puede derivarse de mediciones del coeficiente de reflexión de la ionosfera para la frecuencia de la onda deseada, en el supuesto de que no se produce absorción con desviación cerca del punto de reflexión en la ionosfera, de que toda la absorción se produce en la zona de transmodulación, y teniendo presente que la modulación no se produce siempre en ambos trayectos, ascendente y descendente. Si $\bar{\rho}$ se expresa por una pérdida positiva D en decibelios, entonces:

$$D = - 20 \log_{10} \bar{\rho} = - 8,7 \log_e \bar{\rho} \quad (21)$$

Si también la zona de transmodulación está a una distancia d km del transmisor interferente, que tiene una p.i.r.e. de P kW en la dirección de esta zona, entonces:

$$E_0 = \frac{0,1732}{d} \sqrt{P} \quad \text{V/m} \quad (22)$$

Partiendo de (20), (21) y (22) se hallará entonces que, con los valores numéricos de e , m y k ya dados, así como el valor $G = 1,3 \times 10^{-3}$ y el valor $\theta_0 = 300$ K al nivel en que se produce la modulación, se tiene:

$$|M_\rho| = \frac{0,31 P D M}{d^2 \left[(f_D \pm f_H)^2 + 0,025 v_0^2 \right] \left[1 + \frac{2,34 \times 10^{-5}}{v_0^2} f_M^2 \right]^{1/2}} \quad (23)$$

donde f_D , f_H y v_0 se indican en MHz, y la frecuencia de modulación $f_M = \omega/2\pi$ se expresa en Hz.

3. Teoría perfeccionada

Aunque resulta útil como guía, la teoría sencilla antes expuesta puede no siempre resultar apropiada para calcular los niveles probables esperados de transmodulación. Al clasificar una situación dada en una de las cinco categorías básicas, el cuadro 1 muestra en qué condiciones cabe esperar que falle la teoría sencilla y cómo puede modificarse fácilmente la misma con objeto de lograr predicciones de mayor fiabilidad. Por ejemplo, ciertos cálculos confirmados por resultados experimentales indican que la modulación transferida es mayor que la esperada cuando el nivel de reflexión de la onda deseada está localizado dentro de la región perturbada. No obstante, si la región perturbada se halla situada en una zona muy baja de la ionosfera, un aumento de la potencia media de la onda interferente no supone necesariamente un incremento de la modulación transferida a la onda deseada. Estos son ejemplos de los casos III y I del cuadro 1, respectivamente.

4. Discusión

Se presenta un método simple para establecer una ecuación aproximada de la transmodulación en forma simbólica (20) y en forma numérica (23). Esa ecuación se basa en el principio de la variación de absorción causada por la variación de la frecuencia de colisión que establece un vínculo entre la modulación de la onda perturbadora y la modulación transferida a la onda deseada. En el § 3 del anexo 1 a la Recomendación UIT-R BS.498 se enumeran algunos de los factores de que depende el porcentaje de transmodulación.

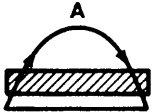
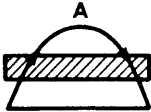
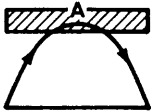
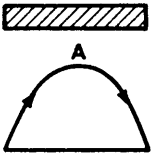
Como es de esperar, la transmodulación es directamente proporcional al porcentaje de modulación de la onda perturbadora, y a la potencia radiada por el transmisor perturbador en la dirección de la zona de modulación en la ionosfera. La circunstancia de que la transmodulación dependa de la atenuación, sufrida por la onda deseada en la zona de modulación, subraya el hecho de que la onda no sólo tiene que atravesar esta zona para llegar al punto de recepción en la Tierra, sino también sufrir una absorción durante ese proceso. En consecuencia aunque la transmodulación no depende intrínsecamente de la potencia de la transmisión deseada, esta potencia tiene que ser suficiente para que la señal recibida subsista después de la atenuación causada por la absorción en la zona en cuestión. Un valor típico de D sería 10 dB, si la pérdida no fuera excesiva, si bien está claro que este fenómeno no se observará en frecuencias suficientemente altas, en las que la absorción es muy pequeña debido al gran valor de f_W en (14).

El efecto directo del campo magnético terrestre en la onda deseada está implícito en la determinación del valor de D partiendo del valor de $\bar{\rho}$. Es máximo para la onda extraordinaria, para la cual, en ciertas condiciones, la absorción puede ser efectivamente total, quedando sólo la transmodulación causada a la onda ordinaria. En consecuencia, la recepción de señales afectadas por la transmodulación depende de las características de polarización de las antenas transmisora y receptora, y de la hora del día.

CUADRO 1

Categorías para evaluar la transmodulación

Se indica el trayecto de la onda deseada con relación a la región perturbada

Caso	I	II	III	IV	V
Configuración					
Ubicación de la región perturbada	Muy por debajo de A	Debajo de A	Cerca de A o en A	Encima de A	Cualquiera
M_p (relativo)	Pequeño	Medio	Elevado	Pequeño	Elevado (si la geometría resulta adecuada)
Teoría sencilla	No apropiada	Apropiada	No apropiada	No apropiada	No apropiada
Ejemplos	$f_w \approx 10f_D$ o $f_w > 10f_D$	$C_D f_D < C_w f_w$	$f_w > f_D$ ($C_D f_D \approx C_w f_w$)	$10f_w < f_D$ o $f_D \approx f_w$ ($C_D f_D > C_w f_w$)	Transmisor perturbador cercano a la trayectoria de la onda deseada

Donde C_D , C_w son los cosenos de los ángulos de incidencia en la ionosfera de las ondas perturbadora y deseada, respectivamente.

D01-sc

El papel desempeñado por el campo magnético de la Tierra es más evidente en lo que respecta a la onda interferente, como se ve en (23). La transmisión puede estar destinada a recibirse por la onda de superficie (bandas hectométricas o kilométricas), habida cuenta de que la onda que penetra en la ionosfera experimenta una gran absorción. Es evidente que la onda extraordinaria es particularmente eficaz para la modulación de la frecuencia de colisión cuando la frecuencia perturbadora está próxima a la girofrecuencia. Por otra parte, la absorción de la onda limita el volumen de la zona de transmodulación y, por consiguiente, la pérdida, en decibelios, de la onda deseada al atravesar esta zona. En una investigación más rigurosa de la potencia de la onda perturbadora absorbida por el medio, debe utilizarse el efecto combinado de las ondas ordinaria y extraordinaria.

La relación entre M_p y M_v en (19) se basa en un valor medio de M_v , y esto implica un valor medio de v_0 en (23) y una potencia P algo menor que la p.i.r.e. del transmisor perturbador. La frecuencia de colisión ejerce una influencia predominante en la resonancia giromagnética de la onda extraordinaria pero, por el contrario, la rápida disminución de v_0 con el aumento de la altitud restringe, principalmente, la gama de audiofrecuencias en la que se produce la transmodulación. Los valores de v_0 disminuyen exponencialmente con la altitud. Lo característico es que, por la noche se produzcan 10^6 colisiones por segundo a 81 km y 10^5 a 94 km.

Cuando la frecuencia de la onda interferente aumenta y sobrepasa la girofrecuencia, la transmodulación tiende a variar proporcionalmente a f_D^{-2} .

Entonces (23) puede expresarse en la forma aproximada simple:

$$P = \frac{3,2 |M_p| d^2 f_D^2}{MD} \quad \text{kW} \quad (24)$$

A fin de evaluar el perjuicio que la interferencia causa a la onda deseada, se supone que $|M_p| = 0,03$ y que la onda perturbadora está modulada al 40%, de forma que $M = 0,4$ y $D = 10$ dB. Entonces, a 1,6 MHz, para $d = 150$ km, que corresponde a una onda incidente sobre la ionosfera a unos 45° , la potencia de la onda perturbadora no debe exceder de 1,4 MW para que la transmodulación sea aceptable. Con los valores de p.i.r.e. que pueden obtenerse actualmente en ondas hectométricas, parece probable que puedan producirse dificultades con la interferencia de transmodulación, dado que especialmente la forma simplificada de la ecuación (24) excluye posibles efectos de resonancia giromagnética. Sin embargo, un estudio para las mismas condiciones a frecuencias superiores a 5 MHz revela que incluso las p.i.r.e. muy elevadas que se dan actualmente en la radiodifusión en ondas decamétricas no provocarán probablemente suficiente modulación para causar perjuicio.

5. Se han efectuado mediciones experimentales de la transmodulación impuesta con señales de frecuencia tan baja como 20 kHz, utilizando las transmisiones de la estación WWVL desde Fort Collins, Colorado (Estados Unidos de América), como señal deseada, y las transmisiones desde Platteville, Colorado (Estados Unidos de América), como señal perturbadora. El transmisor de Platteville funcionó a 7,4 MHz, con una p.i.r.e. de 50 MW. La transmisión en 60 kHz de la estación WWVB desde Fort Collins, Colorado (Estados Unidos de América) recibida en Bennet (Colorado), hizo de señal deseada. Se utilizaron en el transmisor de Platteville las polarizaciones que sólo excitaban la onda ordinaria o la onda extraordinaria. Los efectos de la transmodulación son, tal como se había previsto, mucho más marcados para la polarización extraordinaria que para la polarización ordinaria.

6. La interpretación de los efectos de transmodulación se ha limitado en gran parte a las variaciones de conductividad (es decir, a la transferencia de modulación como resultado de modificaciones de la atenuación de la señal deseada) y no se han tenido en cuenta las variaciones de la permitividad. La variación de la permitividad a que puede dar lugar la presencia de señales de transmisores muy potentes parece indicar que las señales deseadas con una modulación distinta de la modulación de amplitud podrían verse sujetas también a transmodulación.

ANEXO 3

Los satélites colectores de energía solar y la ionosfera

A fines de la década de 1970 y a principios de los años ochenta se consideraba que los satélites colectores de energía solar podrían contribuir de manera apreciable a resolver las futuras necesidades energéticas de la Tierra. Una concepción clásica de ese sistema entraña la captación de energía solar mediante un gran conjunto de células solares situadas en órbitas geoestacionarias, así como su conversión en potencia de RF en frecuencias de microondas y su radiación a la Tierra para convertirla en una cuadrícula de corriente continua. Como los niveles de potencia asociados con los sistemas de satélites colectores de energía solar exceden ampliamente a los usualmente utilizados en los servicios radioeléctricos, puede darse el caso de que la interacción entre el haz de microondas y la ionosfera y troposfera repercuta seriamente en los servicios radioeléctricos existentes.

Las consecuencias de la explotación de satélites de captación de energía solar sobre la ionosfera pueden dividirse ampliamente en dos categorías, a saber: las que hacen que el plasma ionosférico influya en las características de propagación del haz de energía de microondas y aquéllas en virtud de las cuales el propio plasma ionosférico queda modificado. En el primer caso, los gradientes de densidad electrónica y las irregularidades pueden afectar a la propagación del haz de energía. Es posible que los efectos de refracción provoquen un cambio aparente de la posición del haz de energía. Las irregularidades ionosféricas pueden ocasionar centelleo y dispersión del haz de energía, pudiendo producir así interferencias en canal común a otros sistemas radioeléctricos.

La modificación del plasma ionosférico imputable al paso de un haz de microondas de elevada potencia a través del mismo es consecuencia del calentamiento óhmico de los electrones por el haz de energía. El calentamiento óhmico puede incrementar la absorción de ondas radioeléctricas que atraviesen la misma región que el haz de energía de microondas. Asimismo, el calentamiento óhmico puede producir autoenfoque térmico, lo que da lugar a irregularidades de la densidad electrónica que pueden dispersar ondas radioeléctricas a frecuencias muy inferiores si atraviesan el volumen de dispersión. Afortunadamente, la región de la ionosfera donde es probable que se produzcan tales efectos se limita en general a las proximidades de la zona por donde pasa el haz de energía a través de la ionosfera.

ANEXO 4

**Modificación artificial de la ionosfera
por inyección de sustancias químicas**

Los productos de escape corrientes en los cohetes, tales como H_2 , H_2O y CO_2 , pueden desencadenar una disminución en gran escala de la densidad electrónica en la región F de la ionosfera. Este se debe a que tales productos transforman el plasma de la región F, en el que suelen dominar los procesos de iones atómicos, en un plasma dominado por procesos de iones moleculares. Una vez constituidos los iones moleculares asociados con estos productos, se vuelven a combinar disociadamente con la densidad de electrones ambiente con una rapidez de 100 a 1 000 veces mayor que la recombinación de electrones con las moléculas de nitrógeno (N_2) y oxígeno (O_2) presentes en condiciones normales. Esto tiene como consecuencia la creación de un «agujero ionosférico» en la región F. La ausencia de efectos intensos debidos a la inyección de sustancias químicas en las regiones inferiores de la ionosfera se explica por las altas densidades neutras y por la química de iones moleculares que predominan en las alturas de las regiones D y E.

El vaciamiento ionosférico debido a la inyección de sustancias químicas se ha observado mediante mediciones del contenido total de electrones y de las señales radioeléctricas en ondas decamétricas. La teoría que permite explicar el mecanismo físico de la creación de vaciamientos ionosféricos por inyección de sustancias químicas ha alcanzado su madurez.
