

# Deducción de los parámetros ionosféricos a partir de un modelo analítico obtenido por integración de la ecuación de continuidad

José L. Bendito\* y Alexander J. Carrasco

Observatorio Ionosférico, Universidad de Los Andes. Mérida, Venezuela

Recibido: 14-10-98 Aceptado: 03-09-99

## Resumen

Se presenta un método matemático-analítico de integración de la ecuación de continuidad en estado estacionario, que presenta la innovación de operar en forma totalmente algebraica, es decir sin apoyarse en ningún modelo de la atmósfera neutra y sólo con los datos de entrada  $N_m$  y  $h_m$  correspondientes a la lectura del ionograma correspondiente. Lo atractivo del resultado radica en que permite determinar para cualquier nivel de actividad solar el conjunto de funciones velocidad de producción, de pérdida y de difusión asociadas al perfil de la concentración de plasma obtenido, al perfil de la componente vertical de la velocidad de difusión y a los gradientes verticales de estas magnitudes. Resulta interesante observar que los resultados obtenidos por este procedimiento son coherentes con los valores observados.

**Palabras clave:** Aeronomía; ionograma; ionosfera.

## Derivation of the ionospheric parameters from an analytical model obtained by integrating the continuity equation

### Abstract

This paper presents a strict mathematical method for integrating the continuity equation in steady state conditions. The method is new in what the approach is concerned because there is no need of using any model of the neutral atmosphere and the only inputs to the model are the maximum plasma concentration and its associated height. The outputs are the profiles of the plasma density, diffusion velocity and their vertical gradients. The only limitation in the integration procedure consists in the fact that it works in an isothermic atmosphere. It is showed that the results obtained using this method are coherent with experimental values.

**Key word:** Aeronomy; ionogram; ionosphere.

### Introducción

El procedimiento habitual utilizado para integrar la ecuación de continuidad consiste en adoptar un modelo para la atmósfera neutra y a partir de él obtener los

parámetros  $q$ ,  $\beta$  y  $D$  que permiten determinar sus funciones asociadas. A continuación se inicia el proceso de integración, normalmente numérico. La innovación introducida en el presente trabajo está basada en

\* Autor para la correspondencia. Fax: 074 - 402918. E-mail: jbendito@ciens.ula.ve

que la integración de la ecuación de continuidad se lleva a cabo en forma totalmente algebraica y el resultado es la concentración de plasma a cualquier nivel expresada en términos de la concentración de plasma en el pico de la capa *F2* y su altura asociada, que son los datos de entrada al modelo y que se obtienen por lectura directa de los ionogramas que se procesan en forma rutinaria en el observatorio ionosférico de Mérida (Lat. 08° 34' 38", Long. 71° 07' 48").

En general puede afirmarse que la ecuación de continuidad es una ecuación diferencial intratable analíticamente, a menos que se introduzcan algunas simplificaciones para su integración. La simplificación de suponer una atmósfera isoterma, unida a adoptar para  $q$ ,  $\beta$  y  $D$  variación exponencial con la altura ha permitido integrarla en forma totalmente analítica, con un resultado en el que pueden determinarse todos los parámetros que interviene en el proceso.

El que el coeficiente de difusión varíe exponencialmente con la altura se explica tomando en consideración que en la región *F2* el ión dominante es  $O^+$  y se difunde en el seno de  $O$ , que es el constituyente más frecuente de la atmósfera neutra.

El coeficiente lineal de pérdida,  $\beta$ , depende de las concentraciones de  $N_2$  y de  $O_2$ , sin embargo estos constituyentes de la atmósfera neutra tienen escala de altura muy parecidas (28/32) por lo que es factible aceptar variación exponencial de  $\beta$  con la altura.

Con relación a la velocidad de producción de electrones puede afirmarse que dicha función está determinada por la cantidad de oxígeno atómico disponible para ser ionizado por lo que dicha velocidad decrece a medida que se asciende. Asumiremos que el decrecimiento es exponencial.

En definitiva el plasma ionosférico se encuentra en el seno del gas neutro que compone la atmósfera, compartiendo todo el

espacio con dicho gas y sometido a los fenómenos de producción, pérdida y difusión.

La difusión de electrones en la atmósfera neutra está controlada por las colisiones entre ellos y las partículas neutras. En la región en que la concentración del gas es pequeña las colisiones son poco frecuentes y los electrones se dispersan rápidamente. Es decir que a niveles superiores de la ionosfera la velocidad de difusión es grande mientras que en la base de la ionosfera dicha velocidad es pequeña, lo cual permite afirmar que el perfil de plasma está determinado por una situación dinámica competitiva entre los procesos fotoquímicos y de transporte y en definitiva el fenómeno de difusión determina la forma de la capa *F2* (1-3), ya que por encima del pico domina la difusión mientras que en la región inferior los procesos combinados de producción y pérdida son los que dominan. En aquella región en la que se equilibran los procesos de producción, pérdida y difusión se origina el pico de la capa *F2*.

En consecuencia la distribución o perfil de electrones muestra un crecimiento monótonico hasta alcanzar un máximo en la región *F2*, seguido de una disminución cada vez mayor hasta anularse casi por completo en los niveles más altos de la ionosfera.

En el presente artículo se determina el perfil de la concentración de plasma durante períodos de baja, media y alta actividad solar, mediante la integración de la ecuación de continuidad en estado estacionario con la única limitación de suponer que la atmósfera es isotérmica en el rango de alturas motivo del presente estudio.

Conocido el perfil de plasma es posible determinar el perfil de la velocidad de difusión, así como los gradientes verticales de estas dos funciones todo lo cual, unido a la determinación de los parámetros  $q$ ,  $\beta$  y  $D$  resulta muy instructivo porque permite visualizar el comportamiento del plasma ionosférico en respuesta a los diferentes agentes que inciden en su proceso de formación, destrucción y transporte.

### Integración analítica de la ecuación de continuidad en estado estacionario

La ecuación de continuidad es una expresión de la ley de conservación de la materia y en estado estacionario adopta la forma:

$$q = \beta N + \nabla \cdot (NV) \quad [1]$$

El término de transporte, representado por el operador divergencia aplicado al flujo de electrones podemos aproximarlo al gradiente vertical del flujo en esa dirección asumiendo las siguientes hipótesis (4):

- Únicamente ocurre movimiento de iones y electrones.
- Las líneas del campo geomagnético son verticales.
- Los electrones y los iones se desplazan con igual velocidad.
- Las colisiones entre iones y partículas neutras son más importantes que aquellas que se producen entre electrones con partículas neutras.

Consecuentemente la ecuación [1] se convierte en:

$$q = \beta N + \frac{d}{dh} (Nw) \quad [2]$$

En donde  $q$  representa la velocidad de producción de electrones en  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ,  $\beta$  el coeficiente lineal de pérdida por recombinación en  $\text{s}^{-1}$ ,  $N$  la concentración de electrones en  $\text{el/cm}^3$  y  $w$  la componente vertical de la velocidad de difusión en  $\text{cm s}^{-1}$ .

Puesto que la masa de los iones es mucho mayor que la de los electrones, la velocidad  $w$  puede escribirse:

$$w = - \frac{1}{m_i v_{in}} \left[ \frac{1}{N} \frac{d}{dh} (Nk(T_i + T_e)) + m_i g \right], \quad [3]$$

donde  $v_{in}$  es la frecuencia de colisión entre iones y partículas neutras,  $N$  la densidad de electrones,  $T_i$  la temperatura de los iones,  $T_e$  la temperatura de los electrones,  $k$  la cons-

tante de Boltzmann,  $g$  la aceleración de gravedad y  $m_i$  la masa de los iones.

La teoría de la difusión en la ionosfera fue originalmente desarrollada con la suposición de que todos los tipos de partículas involucradas en el proceso poseen la misma temperatura, con lo cual (3) resulta ser

$$w = -D \left[ \frac{1}{N} \frac{dN}{dh} + \frac{1}{T_i} \frac{dT_i}{dh} + \frac{1}{2H_i} \right], \quad [4]$$

donde  $D$ , es el coeficiente de difusión igual a  $2kT_i/(m_i v_{in})$ ,  $H_i$  la escala de altura de los iones igual a  $kT_i/(m_i g)$ ; en el presente trabajo asumiremos atmósfera isoterma y por tanto en [4] no tomaremos en consideración el término del gradiente de temperatura.

Es decir:

$$w = -D \left[ \frac{1}{N} \frac{dN}{dh} + \frac{1}{2H_i} \right] \quad [5]$$

Combinando la ecuación (5) con la (2) y efectuando las operaciones indicadas de derivación queda la ecuación diferencial de segundo orden:

$$\frac{d^2 N}{dz^2} + \frac{3}{2} \frac{dN}{dz} + \left( \frac{1}{2} - B e^{-2z+b+c} \right) N = -A e^{-2z+a+c}, \quad [6]$$

en donde se ha asumido para  $q$ ,  $\beta$  y  $D$  variaciones con la altura reducida  $z$ , de la forma:

$$q = q_0 e^{-z+a}, \quad [7]$$

$$\beta = \beta_0 e^{-z+b}, \quad [8]$$

$$D = D_0 e^{z-c}, \quad [9]$$

en donde  $z$  se mide en unidades de  $H_i$  y tiene por valor:

$$z = \frac{h-h_0}{H_i}, \quad [10]$$

$$A = \frac{q_0 H_i^2}{D_0}$$

$$B = \frac{\beta_0 H_i^2}{D_0} \quad [11]$$

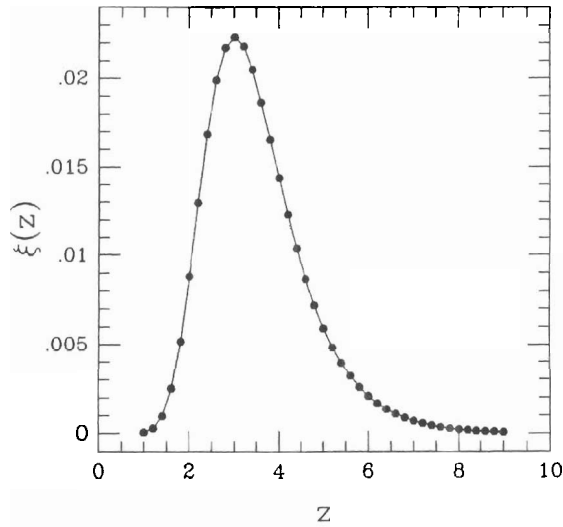


Figura 1. Función subintegral de la ecuación [15] y su estimación  $\hat{\xi}(z)$  (en línea continua) por mínimos cuadrados tomando en cuenta la forma original de dicha función.

La ecuación diferencial (6) se modifica haciendo uso del operador derivada:

$$\left(D + \frac{3}{2}D + \frac{1}{2} - Be^{-2z+b+c}\right)N = -Ae^{2z+a+c}, \quad [12]$$

que se descompone en dos ecuaciones lineales de coeficientes variables:

$$\left(D + \frac{3}{4} + \frac{1}{2} + 4Be^{-2z+b+c}\right)u(z) = -Ae^{-2z+a+c} \quad [13]$$

$$\left(D + \frac{3}{4} - \frac{1}{2} + 4Be^{-2z+b+c}\right)N(z) = u(z) \quad [14]$$

La ecuación (13) tiene por solución:

$$u(z) = \eta(z) \left( Ae^{a-c} \int \xi(z) dz + c_1 \right) \quad [15]$$

con

$$\xi(z) = \frac{\left( e^z + \frac{e^{2z} + 16Be^{b+c}}{e^{\frac{3}{4}z + \frac{1}{4}} + 1 + 16Be^{-2z+b+c}} \right)^{\frac{1}{4}}}{e^{\frac{3}{4}z + \frac{1}{4}} + 1 + 16Be^{-2z+b+c}} \quad [16]$$

$$\eta(z) = \frac{e^{-\frac{3}{4}z + \frac{1}{4}} + 1 + 16Be^{-2z+b+c}}{\left( e^z + \frac{e^{2z} + 16Be^{b+c}}{e^{\frac{3}{4}z + \frac{1}{4}} + 1 + 16Be^{-2z+b+c}} \right)^{\frac{1}{4}}} \quad [17]$$

La función subintegral de [15] no es integrable en forma analítica, sin embargo su estudio permite afirmar que es una función continua, derivable y con derivada continua; tiene forma de campana para valores cualesquiera de  $B$ ,  $b$  y  $c$  y es posible sustituirla por una función integrable de la misma forma con amplitud:

$$Cho = \frac{6^{\frac{3}{4}}}{2 \cdot B} e^{-\frac{1}{2}(b+c) - \frac{5}{4}}, \quad [18]$$

y posición del máximo:

$$z_p = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2}{3} Be^{b+c} \right), \quad [19]$$

por lo que la función  $\xi(z)$  se convierte en:

$$\hat{\xi}(z) = Cho e^{1-(z-z_p)-e^{-1/2} z_p}, \quad [20]$$

La Figura 1 muestra la enorme similitud entre  $\xi(z)$  y su función aproximada  $\hat{\xi}(z)$  para valores de  $B$  comprendidos entre 1 y 10 y valores de  $b + c$  comprendidos entre 4 y 7. Sustituyendo el valor de  $\hat{\xi}(z)$  en la integral [15] y llevando a cabo la integración,  $u(z)$  toma la forma

$$u(z) = \eta(z) \left( -\frac{A6^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{1}{4}+a+c}}{2 Be^{b+c} e^{\frac{1}{6} - 6Be^{-2z-b-c}}} + c_1 \right) \quad [21]$$

El valor de la constante  $c_1$  se obtiene al evaluar la ecuación [14] para  $z = z_m$  con la condición de  $dN/dz(z=z_m) = 0$ , es decir, el nivel donde  $N(z)$  se hace máximo y consecuentemente resulta determinada la función  $u(z)$ . Sustituyendo su valor en la ecuación [14] queda una ecuación diferencial en  $N(z)$ , cuya solución expresamos en la forma:

$$N(z) = \varphi(z) \left( A\alpha \int_{z_0}^z f_1(z) dz + N_m \delta \int_{z_0}^z f_2(z) dz \right) \quad [22]$$

con

$$\varphi(z) = \frac{\left( e^z + \frac{e^{2z} + 16Be^{b+c}}{e^{\frac{3}{4}z + \frac{1}{4}} + 1 + 16Be^{-2z+b+c}} \right)^{\frac{1}{4}}}{e^{\frac{3}{4}z + \frac{1}{4}} + 1 + 16Be^{-2z+b+c}} \quad [23]$$

$$\alpha = \frac{6^4}{2\sqrt{B}} e^{a-\frac{1}{4}+\frac{1}{2}(c-b)} \quad [24]$$

$$\delta = \frac{1}{4} \left( 1 + \sqrt{e^{2z_m} + 16Be^b + c} \right)^1 \left( 3 - \sqrt{1 + 16Be^{-2z_m+b+c}} \right) \times e^{\sqrt{1+16Be^{-2z_m+b+c}}} \quad [25]$$

$$fk_1(z) = \frac{fk_2(z) \left( e^{\frac{1}{3} - \frac{1}{6Be^{\frac{1}{2}(b+c)}} (e^{-z} - e^{-z_m})} - 1 \right)}{e^{\frac{1}{3} - \frac{1}{6Be^{-z+\frac{1}{2}(b+c)}}}} \quad [26]$$

$$fk_2(z) = \frac{e^{\frac{1}{2} \sqrt{1+16Be^{-2z+b+c}}}}{e^z + \sqrt{e^{2z} + 16Be^{b+c}}} \quad [27]$$

Puesto que las magnitudes que intervienen en el paréntesis de [22] son constantes, la forma del perfil la determina la función exponencial del segundo miembro, de modo que al derivar esta expresión e igualarla a cero se obtiene la relación entre  $z_m$ ,  $B$  y  $b + c$ , dada por:

$$z_m = \frac{1}{2} \ln(2Be^{b+c}) \quad [28]$$

Al sustituir  $z_m$  por su valor, la ecuación [22] se convierte en:

$$N(z) = \frac{\left( e^z + \sqrt{e^{2z} + 8e^{2z_m}} \right)^4}{e^{\frac{3}{4}z + \frac{1}{4} - \frac{1}{1+8e^{2(z_m-z)}}}} A\alpha \int_{z_i}^{z_s} fk_1(z) dz \quad [29]$$

ya que  $\delta$ , dado por [25] se anula.

Sustituyendo  $z = z_m$  y  $N(z_m) = N_m$  en [29] se obtiene para el producto  $A\alpha \int_{z_i}^{z_s} fk_1(z) dz$  el valor:

$$A\alpha \int_{z_i}^{z_s} fk_1(z) dz = N_m \frac{e^{\frac{1}{2}z_m + \frac{3}{4}}}{2} \quad [30]$$

Por lo que  $N(z)$  toma la forma:

$$N(z) = N_m \frac{\left( 1 + \sqrt{1 + 8e^{2(z_m-z)}} \right)^4}{2e^{\frac{1}{2}(z-z_m) - \frac{3}{4} + \frac{1}{1+8e^{2(z_m-z)}}}} \quad [31]$$

Esta ecuación permite para cada valor de  $z_m$  y  $N_m$  correspondiente a un ionograma determinado, calcular el perfil de la concentración de plasma, para cualquier nivel de actividad solar.

Los parámetros asociados con la densidad de plasma quedan determinados por medio de las ecuaciones [28] y [30].

### Determinación de la componente vertical de la velocidad

Tomando en consideración de nuevo la ecuación de continuidad expresada en [2], la escribimos en función de la altura reducida  $z$  y queda en la forma explícita:

$$q_0 e^{-z+a} = \beta_0 e^{-z+b} N(z) + \frac{1}{H_i} \frac{d}{dz} (Nw) \quad [32]$$

en donde se han tomado en cuenta [7] y [8].

Ordenamos [32] en la forma:

$$\frac{d}{dz} (Nw) = Me^{-z} - R\chi(z), \quad [33]$$

siendo

$$M = q_0 e^a H_i \quad [34]$$

$$R = \beta_0 e^b H_i \quad [35]$$

$$\chi(z) = e^{-z} N(z) \quad [36]$$

Al integrar [33] se obtiene:

$$N(z)w(z) = -Me^{-z} - R \int \chi(z) dz + K \quad [37]$$

La función  $\chi(z)$  representada en [36] no es integrable en forma analítica, pero tiene un comportamiento enteramente semejante al de la función  $\xi(z)$  expresada en [16] por lo que aplicamos el mismo procedimiento y la aproximamos a

$$\hat{\chi}(z) = \chi_o e^{1-(z-z_p)/k - e^{-(z-z_p)/k}} \quad [38]$$

con

$$\chi_o = 4.56 N_m e^{-(1+z_m)} \quad [39]$$

$$z_p = z_m - 0.896 \quad [40]$$

y  $\kappa$  es un parámetro de ajuste tal que  $0 < \kappa \leq 1$ .

Sustituyendo [38] en [37] y efectuando la integral indicada en esta ecuación se obtiene:

$$N(z)w(z) = -Me^{-z} - R I(z) + K \quad [41]$$

siendo

$$I(z) = 4.56 N_m e^{-z_m} e^{-0.41 e^{z_m-z}} \quad [42]$$

La constante de integración  $K$  se obtiene en [41] sustituyendo  $z = z_m$ ,  $N(z_m) = N_m$  y  $w(z_m) = \omega_m = -(D_o/2H) \exp(z_m-c)$  por lo que dicha ecuación queda determinada y por tanto es posible despejar la velocidad de difusión  $w(z)$ , que tiene por valor:

$$w(z) = \left[ N_m \omega_m + M(e^{-z_m} - e^{-z}) + R(I(z_m) - I(z)) \right] \frac{1}{N(z)} \quad [43]$$

Para que esta función exhiba la propiedad de crecer monótonicamente con la altura debe cumplirse que su derivada sea negativa a todos los niveles, es decir:

$$\frac{dw(z)}{dz} < 0 \quad [44]$$

y efectuando operaciones queda:

$$-N_m \omega_m \frac{dN(z)}{dz} + M \left[ e^{-z} N(z) + e^{-z} \frac{dN(z)}{dz} - e^{z_m} \frac{dN(z)}{dz} \right] + R \left[ I(z) \frac{dN(z)}{dz} - N(z) \frac{dI(z)}{dz} - I(z_m) \frac{dN(z)}{dz} \right] < 0 \quad [45]$$

Expresión que al sustituir  $M$ ,  $R$  y  $\omega_m$  por sus valores queda en la forma:

$$f1(N_m, z_m, z) q_o + f2(N_m, z_m, z) \beta_o + f3(N_m, z_m, z) D_o < 0, \quad [46]$$

lo cual permite que para cada nivel de actividad solar se tenga el conjunto de valores de

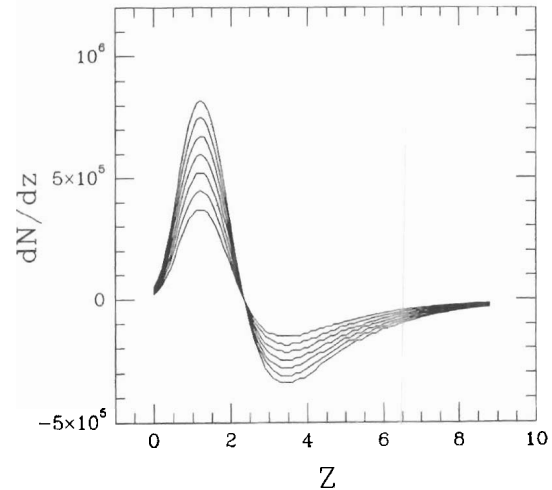


Figura 2. Variación del gradiente de plasma con la altura  $z$  para  $5e5 \leq Nm \leq 1.1e6$   $el/cm^3$  y  $Zm = 2.4$

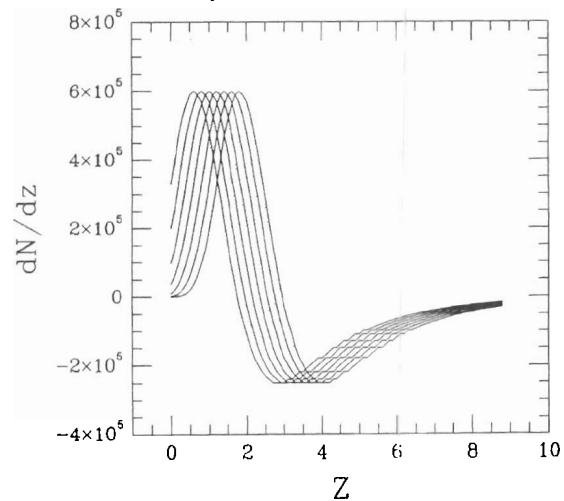


Figura 3. Variación del gradiente de plasma con la altura  $z$  para  $1.8 \leq Nm \leq 3$  y  $Nm = 8e5$   $el/cm^3$ .

los parámetros ionosféricos que aseguran el comportamiento deseado de la velocidad de difusión.

Por su parte los gradientes verticales de la densidad de plasma y de la velocidad de difusión se obtienen derivando con relación a  $z$  las ecuaciones [31] y [43]. Las Figuras 2 y 3 muestran la forma de variación del gradiente vertical de la densidad de plasma:

Tabla 1  
Valores de  $N_m$  y  $h_m$  tomados de los ionogramas

Baja Actividad, $S_{10.7} = 70$ , $H_i = 50$ km		
Fecha	$N_m$ (el/cm <sup>3</sup> )	Hm(km)
31-05-84	1090864,2	240
22-08-84	713086,4	230
15-11-84	523211,1	245
24-12-84	469986,4	250
Media Actividad, $S_{10.7} = 110$ , $H_i = 60$ km		
27-05-88	1309753,1	262
16-08-88	1299600,0	270
08-10-87	1033611,1	250
26-02-88	1361111,1	260
Alta Actividad, $S_{10.7} = 220$ , $H_i = 70$ km		
19-04-91	2409393,8	310
11-07-91	1534845,6	320
07-10-91	2233364,2	280
06-01-92	2560000,0	285

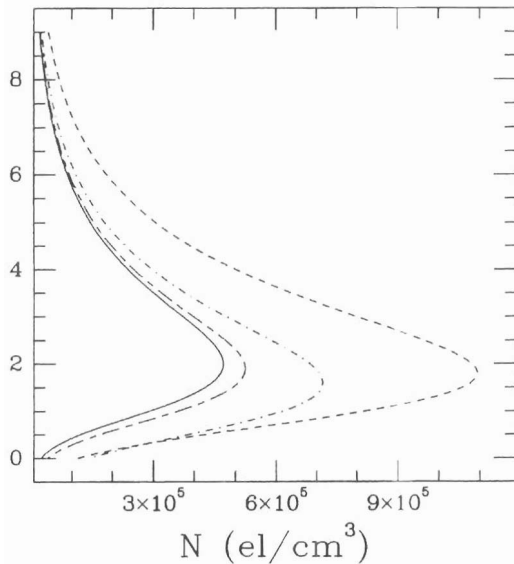


Figura 4. Perfiles de plasma correspondientes a valores observados de  $N_m$  y  $h_m$  de la Tabla 1, para actividad solar baja. Obsérvese la ausencia de la anomalía de invierno.

la primera tomando  $N_m$  como variable y dejando  $z_m = \text{cte.}$  y la segunda, lo contrario.

### Utilización del modelo propuesto

Siguiendo el procedimiento descrito, determinamos en primer lugar el perfil correspondiente a cada par de valores de entrada al modelo tomados de la Tabla 1. Las Figuras 4, 5 y 6 muestran los perfiles correspondientes a las cuatro estaciones para niveles de actividad solar baja, media y alta, haciendo uso en todos los casos de la ecuación [31].

La Tabla 2 muestra los valores de los parámetros ionosféricos elegidos para obtener los perfiles de velocidad. El criterio seguido para la elección de los parámetros consiste en aproximarnos a los valores sugeridos por Risbeth y Garriott (5), Risbeth y Barron (6), en donde el nivel de referencia en todos los casos es de 300 km.

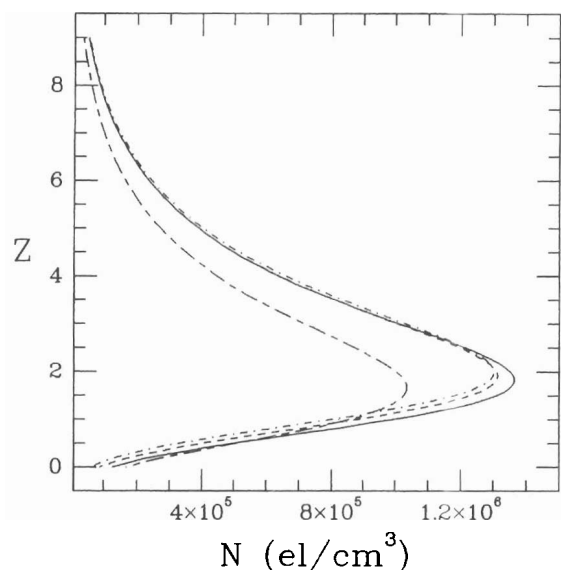


Figura 5. Perfiles de plasma correspondientes a valores observados de Nm y hm de la Tabla 1, para actividad solar media.

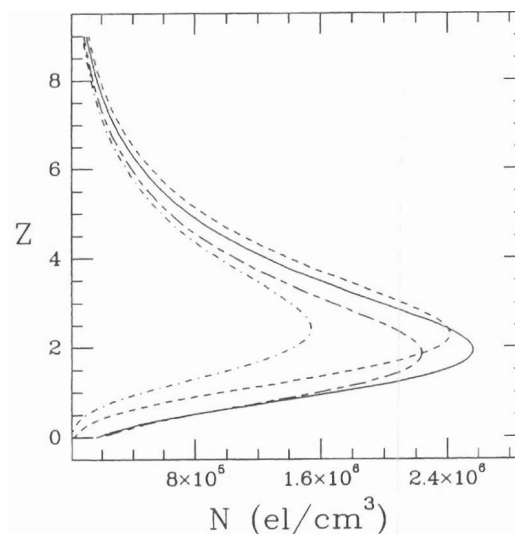


Figura 6. Perfiles de plasma correspondientes a valores observados de Nm y hm de la Tabla 1, para actividad solar alta. Obsérvese la presencia de la anomalía de invierno.

Tabla 2  
Parámetros ionosféricos derivados del modelo

$N_m$ $el\ cm^{-3}$	$z_m$	$\beta_o\ 10^{-4}$ $s^{-1}$	$D_o\ 10^{10}$ $cm^2\ s^{-1}$	$q_{o,3}$ $el\ cm^{-3}\ s^{-1}$
1090864,2	1,8	1,0	4,0	68,1
713086,4	1,6	1,0	4,0	57,4
523211,1	1,9	1,0	4,0	28,1
469986,4	2,0	1,0	4,0	21,2
1309753,1	1,9	2,2	2,5	188,1
1299600,0	2,0	2,2	2,5	169,3
1033611,1	1,7	2,2	2,5	179,2
1361111,1	1,8	2,2	2,5	211,7
2409393,8	2,3	3,5	2,2	342,3
1534845,6	2,4	3,5	2,2	172,2
22333664,2	1,8	3,5	2,2	573,4
256000,0	1,8	3,5	2,2	563,2

Las Figuras 7, 8 y 9 muestran los perfiles de velocidad correspondientes a los perfiles de plasma obtenidos y que se han representado en las Figuras 4, 5 y 6.

### Discusión y Conclusiones

El perfil de la concentración de plasma  $N(z)$ , obtenido mediante integración de la ecuación de continuidad definida en una at-



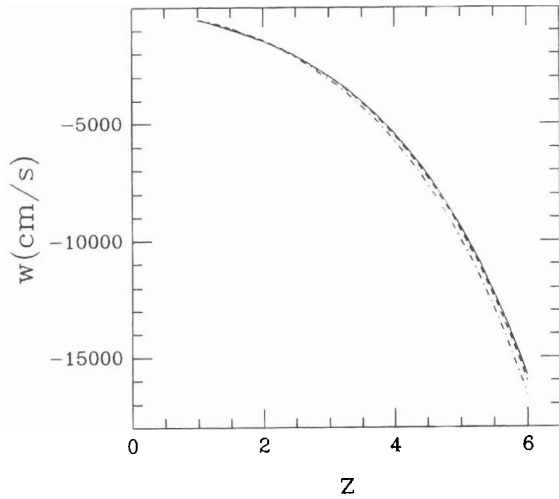


Figura 7. Perfiles de la velocidad de difusión correspondientes a los perfiles de plasma mostrados en la Figura 4 y contruidos con los parámetros de la Tabla 2.

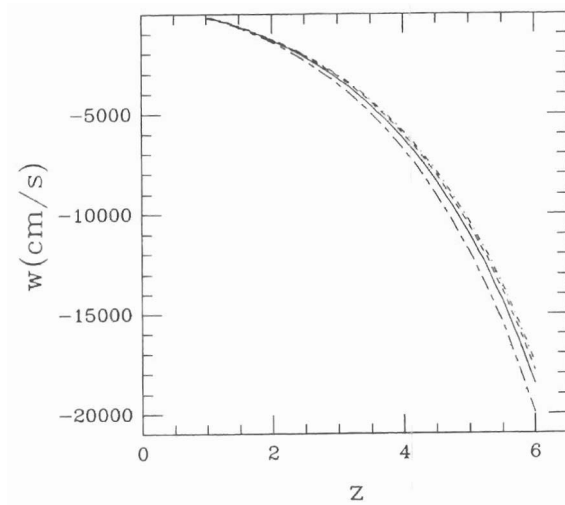


Figura 8. Perfiles de la velocidad de difusión correspondientes a los perfiles de plasma mostrados en la Figura 5 y contruidos con los parámetros de la Tabla 2.

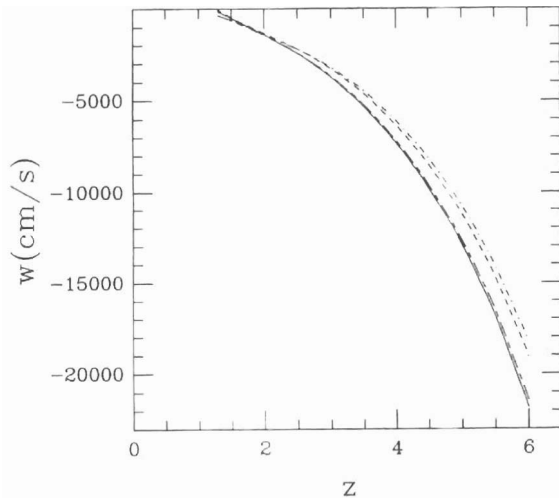


Figura 9. Perfiles de la velocidad de difusión correspondientes a los perfiles de plasma mostrados en la Figura 6 y contruidos con los parámetros de la Tabla 2.

mósfera isoterma representa una generalización de expresiones halladas anteriormente (7-9, 2) que permitieron discutir en detalle el problema de la formación del pico

de la capa F2. La ecuación [31] hallada, únicamente está sometida a la condición de contorno que provee el pico de la capa F2 por lectura directa de ionogramas, mientras que las expresiones obtenidas anteriormente necesitaban asumir a un cierto nivel de la ionosfera, equilibrio de difusión:  $w(z) = 0$  y para  $z \rightarrow \infty$  era necesario asumir que el flujo de ionización era finito.

Como puede observarse en las diferentes figuras representativas del perfil de plasma, obtenidas en este trabajo, la curva por debajo del pico se puede aproximar a una parábola, lo cual pone de manifiesto que en esa región de la ionosfera los electrones se producen a una velocidad que concuerda con la teoría de Chapman y desaparecen por el efecto de recombinación.

Al nivel de la capa F2 la temperatura de los electrones, iones y partículas neutras de la atmósfera prácticamente son iguales a mediodía y la curva que los representa se deduce de las medidas realizadas con la técnica de dispersión Thomson.

La solución de las expresiones que intervienen en los procesos estudiados respalda afirmaciones de otros autores hechas desde un punto de vista observacional o empírico.

La ecuación [28], que proporciona la relación entre  $z_m$ ,  $B$  y  $b + c$ ,

$$B = \frac{1}{2} e^{2z_m} - (b + c) \quad [47]$$

o lo que es igual:

$$B = \frac{1}{2} e^{z_m - b} e^{z_m - c} \quad [48]$$

y de acuerdo con [11],  $B = \beta_0 H^2 / D_0$ , por lo que se puede escribir:

$$\frac{\beta_0 H^2}{D_0} = \frac{1}{2} e^{z_m - b} e^{z_m - c} \quad [49]$$

y tomando en consideración [8] y [9] esta expresión adopta la forma:

$$\beta_m = \frac{1}{2} \frac{D_m}{H^2} \quad [50]$$

que muestra la relación entre los tiempos característicos de recombinación  $1/\beta_m$  y de difusión  $H^2/D_m$  en el pico de la capa F2.

Otros autores (6, 5, 10), encontraron para esta relación entre los tiempos característicos el valor 5/3, que no difiere mucho del valor encontrado aquí: 2.

Con relación al comportamiento de las tarifas de producción y de recombinación de electrones en el pico de la capa F2, es generalmente aceptado que a ese nivel, la primera es ligeramente mayor que la segunda, es decir:

$$q_m \approx k \beta_m N_m \quad \text{con } 1 < k < 2 \quad [51]$$

Sustituyendo  $q_m$  y  $\beta_m$  por su equivalente tomando en consideración [7] y [11] se tiene:

$$q_0 e^{-z_m + a} \approx k \beta_0 e^{-z_m + b} N_m \quad [52]$$

Y simplificando esta expresión mediante [10] y [11] se tiene:

$$\frac{A}{B} e^{a-b} \approx k N_m \quad [53]$$

Como la constante  $B$  es conocida, así como  $N_m$ ,  $a$  y  $b$ , de esta expresión se obtiene el valor de  $A$  o lo que es igual, el valor de la velocidad de producción  $q_0$  en el nivel de referencia,  $z = a$ .

A alturas en el rango de los 300 km la viscosidad de la atmósfera neutra es muy grande y por tanto se producen pequeñas variaciones en la velocidad del viento de dicha atmósfera y lo mismo sucede con la componente vertical de la velocidad debida al efecto combinado del campo geomagnético con el campo eléctrico. Sin embargo, como el coeficiente de difusión  $D$ , aumenta exponencialmente con la altura la componente vertical de velocidad debida a dicho efecto varía significativamente y puede aceptarse que dicha componente domina fuertemente con la relación a los otros efectos mencionados.

Como se mencionó arriba a nivel del pico de la capa F2, la velocidad de producción de electrones es mayor que la velocidad de recombinación, sin embargo a niveles inferiores cercanos al pico de la capa F1, estas dos magnitudes son iguales y en consecuencia, de acuerdo con la ecuación de continuidad en estado estacionario, la velocidad de difusión se hace cero. Este comportamiento de la velocidad de difusión se pone de manifiesto en los resultados obtenidos.

### Referencias Bibliográficas

1. YONEZAWA T. *J Radio Res Labs Japan* 5(21): 165, 1958.
2. RATCLIFFE J.A. *J Atmosph Terr Phys* 260, 1956a.
3. Schunk R.W., Walker J.C. *Planetary and Space Science* 18: 535, 1970.

4. TIMOTHY A.F., TIMOTHY J.G., WILLMORE A.P., WAGER J.H. **J Atmosph Terr Phys** 34(6): 969, 1972.
5. RISHBETH H., GARRIOT, O. **Introduction to ionosphere Physics**, Academic Press, 1969.
6. RISHBETH H., BARRON D.W. **J Atmosph Terr Phys** 18: 234, 1960.
7. FERRARO V.C.A. **Terrest Magn Atmospheric Elec** 215, 1945.
8. YONEZAWA T. **J Radio Res Labs Japan** 3(11): 1, 1956.
9. YONEZAWA T. **Space Sci Rev** V(1): 3, 1966.
10. IVANOV-KHOLODNY G.S., MIKHAILOV A.V. **Geophysics and Astrophysics Monographs** 29, 1986.