

Cambios en los óvalos aurales debido a variaciones en el viento solar y el campo geomagnético

OCHOA, José A. ¹; ZOSSI, Bruno S. ^{1,2,3} y ELÍAS, Ana G. ^{1,2,3}

1. Universidad Nacional de Tucumán, Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología, Departamento de Física, Tucumán, Argentina.
2. Universidad Nacional de Tucumán, Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología, Laboratorio de Ionósfera, Atmósfera Neutra y Magnetosfera (LIANM), Tucumán, Argentina.
3. Instituto de Física del Noroeste Argentino (INFNOA), Universidad Nacional de Tucumán -CONICET.

Resumen

Las auroras constituyen uno de los grandes espectáculos naturales de la Tierra que pueden verse a simple vista en regiones de alta latitud y son una de las manifestaciones del vínculo entre el Sol y la Tierra más antigua observada por la humanidad. Los óvalos aurales forman las regiones donde ocurre con mayor frecuencia la precipitación de partículas energéticas que generan las auroras. Su posición y área son afectados por cambios en el campo magnético intrínseco de la Tierra y por las condiciones del viento solar. En este trabajo se analizan las consecuencias de las variaciones a largo plazo que presentan ambos forzantes sobre los óvalos aurales en base a relaciones de escala y un modelo semi-empírico. Los resultados predicen un mayor efecto sobre la latitud de los límites del óvalo auroral para una dada variación del campo magnético que para la misma del viento solar. Dado que la variación porcentual del campo magnético es ~15 veces menor que la del viento solar en el período entre 1978 y 2017 (3% vs. 43% de decrecimiento en M y P, respectivamente), es más notorio el efecto a largo plazo de la actividad geomagnética que la del campo magnético de la Tierra.

Palabras clave: óvalo auroral, campo geomagnético, viento solar

Changes in auroral ovals due to trends in the solar wind and the geomagnetic field secular variations

Abstract

Auroras constitute one of Earth's great natural displays, visible to the naked eye in high-latitude regions, representing one of the oldest observed connections between the Sun and Earth. The auroral ovals are the regions where the precipitation of energetic particles, leading to auroras, occurs most frequently. Their position and area are influenced by changes in Earth's intrinsic magnetic field and solar wind conditions. In this study, we analyze the long-term consequences of variations in both drivers on the auroral ovals using scaling relationships and a semi-empirical model. The results predict a more significant effect on the latitude of the auroral oval boundaries due to a given variation in the magnetic field compared to that from solar wind. Since the percentage variation in the magnetic field

is ~15 times smaller than that of the solar wind in the period between 1978 and 2017 (3% vs. 43% decrease in M and P, respectively), the long-term effect of geomagnetic activity is more pronounced than that of Earth's magnetic field.

Key words: auroral oval, geomagnetic field, solar wind

Introducción

Los óvalos aurales son cinturones a los que llegan partículas transportadas por el viento solar aceleradas a lo largo de las líneas del campo magnético hacia la alta atmósfera (**Akasofu, 1983; Feldstein, 2016**). Directamente vinculados a estos óvalos se encuentran los casquetes polares o “polar caps”, que son áreas sobre la superficie de la Tierra donde las líneas del campo magnético están abiertas y conectadas al campo magnético interplanetario (IMF, por sus siglas en inglés). Su límite, denominado también “límite entre líneas de campo abiertas y cerradas” constituye el límite polar del óvalo auroral.

Las regiones de los óvalos aurales son vulnerables a los efectos de la precipitación de partículas cargadas energéticas. Un problema relevante en estas áreas es la interrupción de las señales de radio que se propagan por la ionosfera, lo que afecta las comunicaciones y la geolocalización de satélites, que es fundamental para los sistemas de posicionamiento de aviones y barcos. Otras consecuencias de estas precipitaciones son los cambios en la química de la atmósfera, favoreciendo la disociación del ozono (**Glassmeier y Vogt, 2010**), la degradación de sistemas y componentes electrónicos de las naves espaciales (**Olson y Amit, 2006**) y los efectos de radiación que podrían ser peligrosos para los pasajeros, la tripulación y el equipo en vuelos transpolares (**Riley et al., 2018**).

La geometría de los casquetes polares, es decir, su centro, forma y área, puede ser determinada identificando y siguiendo estas líneas de campo abiertas utilizando modelos que pueden variar en complejidad, desde modelos magneto-hidrodinámicos (**Gombosi et al., 2004**) hasta modelos simplificados (**Hill y Rassbach, 1975; Stern, 1973**). Estas características dependen directamente de la morfología de la magnetosfera, que a su vez depende del campo magnético de la Tierra y de las condiciones del viento solar.

Ambos forzantes presentan variaciones de largo plazo que afectan a la magnetosfera y por consiguiente a los óvalos aurales. En la actualidad, el campo magnético se puede aproximar por un dipolo geocéntrico con su eje inclinado aproximadamente 11° con respecto al eje de rotación de la Tierra, y presenta una variación secular que consiste fundamentalmente en la disminución del momento dipolar. Ésta disminución está acompañada de otras variaciones, como el aumento en la intensidad de las componentes multipolares, y la variación de la inclinación y la posición del dipolo magnético (**Glassmeier et al., 2009; Amit et al., 2010**).

Por su lado, el viento solar presenta variaciones en un amplio rango de escalas de tiempo relacionadas con la variabilidad de la actividad solar. Entre ellas están la variación cuasi-decadal de la actividad solar y la variación de largo plazo de entre 80 y 120 años denominada ciclo de Gleissberg (**Demetrescu y Dobrica, 2008; Feynman y Ruzmaikin, 2014**). Los últimos mínimos del ciclo de Gleissberg se dieron alrededor de ~1910 y ~2010, con un doble máximo en ~1955 y ~1985 y un mínimo parcial en ~1970. Otra cuasi-periodicidad de largo plazo de la actividad solar es el ciclo de Suess, o de de Vrie, de ~200 años (**Ma y Vaquero, 2020**).

En este trabajo se analiza el efecto de la variación secular del campo geomagnético y de los cambios de largo plazo del viento solar a lo largo del período 1978-2017 sobre la geometría de los óvalos aurales, bajo la hipótesis de un campo magnético terrestre puramente dipolar y un IMF en dirección sur, lo que permite utilizar relaciones de escala. Los resultados, en el caso del efecto del viento solar, se comparan luego con los obtenidos a partir de un modelo semi-empírico.

Metodología y datos

Para estimar la variación de la posición y área de los óvalos aurales debido a las variaciones del

viento solar y del campo magnético terrestre se utilizó la relación o hipótesis de escala de los parámetros necesarios para hacer estas estimaciones. Las relaciones de escala se utilizan para determinar de manera simple algunas características de la magnetosfera en paleomagnetismo considerando, entre otras condiciones, un campo geomagnético de configuración dipolar (**Siscoe y Chen 1975; Vogt y Glassmeier 2000; Glassmeier et al. 2004; Zossi et al., 2019**). Estas relaciones tienen forma de ley de potencias entre parámetros físicos tanto del campo magnético terrestre como del viento solar, los cuales a priori deberían ser independientes.

En escalas de tiempo geológico, la magnitud del momento dipolar de la Tierra, M , puede variar entre 0.1 y 2 veces el valor actual. Si el ángulo de inclinación del eje del dipolo respecto del eje de rotación de la Tierra es pequeño y las componentes multipolares son de mucho menor intensidad que la dipolar, la topología del campo no debería cambiar demasiado con la variación de M . Bajo estas condiciones se puede suponer que la magnetosfera varía de manera “auto-similar”, lo que permite utilizar relaciones de escala para estimar ciertos parámetros o características de la misma en función de M y de la presión cinética del viento solar, P . Como se mencionó más arriba, se trata de relaciones sencillas que, si bien no reemplazan las soluciones completas del sistema real, tienen la ventaja de proporcionar una estimación aproximada de las cantidades físicas sin entrar en detalles del dínamo real dentro de la Tierra, ni del enfoque magneto-hidrodinámico de la interacción de la magnetosfera con el viento solar (**Olson y Christensen, 2006**).

Uno de los parámetros de la magnetosfera que se puede estimar mediante una relación de escala es la latitud geomagnética del límite del casquete polar, λ_p . Corresponde a la latitud de la última línea cerrada de la magnetosfera, la cual a su vez coincide con el límite polar, o interno, del óvalo auroral, y está dada por (**Vogt y Glassmeier 2000; Glassmeier et al. 2004; Zossi et al., 2019**) (ver deducción teórica en el Apéndice I)

$$\cos \lambda_p \propto M^{-1/6} P^{1/12} \quad (1)$$

Es decir que un aumento de P produciría un desplazamiento de λ_p hacia el ecuador, y vice versa. En el caso de M ocurre lo contrario, es decir, un

aumento de M induciría un desplazamiento de λ_p hacia el polo, y una disminución, hacia el ecuador. Para el límite ecuatorial de los óvalos aurales, λ_{eq} , supondremos una dinámica similar a la de λ_p y aplicaremos la misma relación propuesta en (1).

El área del óvalo auroral, A_{OA} puede calcularse a partir de la diferencia entre el área del casquete delimitado por λ_{eq} y el área del casquete polar delimitado por λ_p . El área de un casquete esférico de radio R , delimitado por una latitud λ , está dada por $A=2\pi R^2[1-\cos(90-\lambda)]$, es decir $A=2\pi R^2[1-\sin(\lambda)]$, por lo que A_{OA} resulta:

$$A_{OA} = 2\pi R_T^2 (\sin \lambda_p - \sin \lambda_{eq}) \quad (2)$$

Partiendo de un tiempo inicial, en el cual $\lambda=\lambda'$ (donde λ representa a λ_p o λ_{eq}), $M=M'$ y $P=P'$, se obtiene λ en un tiempo dado en función de M y P , a partir de la Ec. (1), resultando

$$\cos(\lambda) = \cos(\lambda') \left(\frac{M'}{M}\right)^{1/6} \left(\frac{P'}{P}\right)^{1/12} \quad (3)$$

Para analizar la variación de λ con P independientemente de la variación del campo geomagnético, suponemos que M no varía, de manera que

$$\cos(\lambda) = \cos(\lambda') \left(\frac{P'}{P}\right)^{1/12} \quad (4)$$

De igual manera, para analizar la variación de λ con M independientemente de la variación del viento solar, suponemos condiciones estacionarias para la actividad geomagnética, de manera que:

$$\cos(\lambda) = \cos(\lambda') \left(\frac{M'}{M}\right)^{1/6} \quad (5)$$

Los valores iniciales de λ_p y λ_{eq} se obtuvieron del modelo de **Starkov (1994)**, descrito brevemente en el Apéndice II.

Los valores de P se obtuvieron directamente a partir los datos de OMNI (Low Resolution OMNI, LRO) que cuenta con una compilación desde 1963 hasta la actualidad de datos promedios horarios del plasma del viento solar cerca de la Tierra medidos por varias sondas espaciales. Estos datos están disponibles de manera libre y gratuita en <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>. En

este trabajo se usaron los valores de promedios diarios. Dado que P presenta variaciones de corta escala de amplitud mucho mayor que la variación de largo plazo de interés en este trabajo, se filtraron las variaciones menores al ciclo un-decenal de actividad solar calculando el promedio móvil de 11 años de la serie diaria. De esta manera obtenemos la variación asociada a la variación de Gleissberg que se grafica en la Fig. 1(a). Si bien la serie original comienza en 1963, eliminando los primeros años que tienen muchos datos faltantes y teniendo en cuenta que el promedio móvil de 11 años descarta los primeros y últimos 5 años y medio de datos, el período de la serie filtrada resulta 1978-2017, que correspondería a una fase de descenso del ciclo de Gleissberg.

Los valores de M se calcularon con los coeficientes de Gauss del modelo IGRF-13 (Alken et al, 2021) considerando para este caso solo los coeficientes dipolares, a partir de

$$M = \frac{4\pi}{\mu_0} R_E^3 \sqrt{g_1^0 + g_1^1 + h_1^1} \quad (6)$$

Dado que M no presenta variaciones de corta escala de tiempo, no es necesario hacer un filtrado. Precisamente, dada la variación lenta del campo magnético terrestre de origen interno, los coeficientes de Gauss se recalculan cada 5 años.

La Fig. 1(b) muestra la tendencia de M en el período disponible por el IGRF 1900-2023. Se señala el sub-período analizado en este trabajo, determinado por la disponibilidad de datos del viento solar.

Resultados y Discusión

Reemplazando la serie filtrada de P en la Ec. (4), y considerando como tiempo inicial el año 1978, se obtiene la variación de largo plazo de λ_p y λ_{eq} graficada en la Fig. 2, asociada a la tendencia del viento solar. Los valores iniciales λ'_p y λ'_{eq} utilizados en este trabajo y estimados a partir del modelo de Starkov corresponden a los valores promedios zonales en 1978, los que resultan 69.64° y 73.88° , respectivamente.

Figura 1(a)



Figura 1(b)

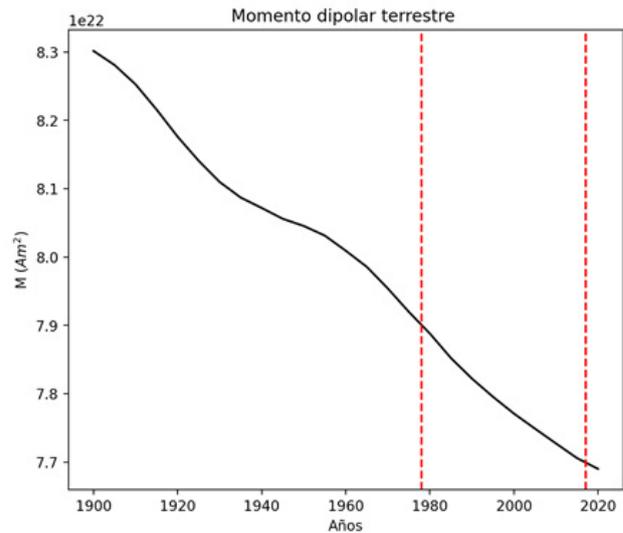


Figura 1. (a) Promedio móvil de 11 años de la serie de valores diarios de la presión cinética del viento solar, P, en nPa, obtenidos de OMNI. (b) Momento dipolar del campo geomagnético, M, en Am², obtenido del IGRF. Las líneas verticales de trazo rojas indican el intervalo de tiempo de los datos de P.

En la misma figura se muestra la predicción del modelo de Starkov para la tendencia en ambas posiciones latitudinales del ovalo auroral, considerando la latitud que devuelve el modelo promediado en todas las longitudes. Se observa

en general que las posiciones de ambos límites se desplazan hacia mayores latitudes, es decir acercándose el polo magnético, como es esperable para una disminución en la intensidad del viento solar.

Figura 2 (a)

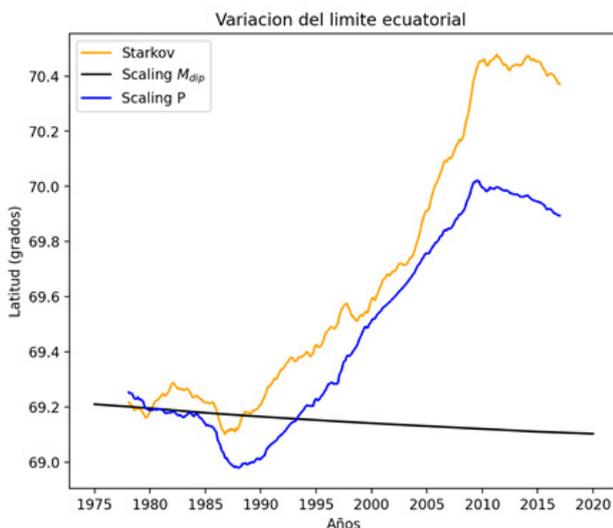


Figura 2 (b)

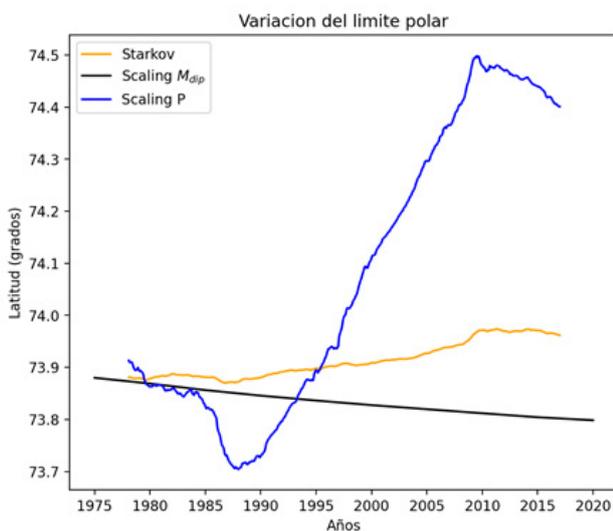


Figura 2. Variación a largo plazo de la latitud de los límites ecuatorial λ_{eq} (a) y polar λ_p (b) de los óvalos aurales obtenidos a partir de la hipótesis de escala para la variación de la presión dinámica del viento solar P (línea azul) considerando M constante, a partir del modelo de Starkov (línea naranja) y a partir de la hipótesis de escala para la variación de M manteniendo P constante (línea negra).

De manera similar, reemplazando la serie de M en la Ec. (5), y considerando los mismos valores iniciales λ'_p y λ'_{eq} , se obtiene la variación de largo plazo de λ_p y λ_{eq} graficada también en la Fig. 2, asociada a la variación secular del campo geomagnético. En este caso, dado que M disminuye en el período considerado, los límites aurales se desplazan hacia latitudes menores, aunque en mucho menor medida que en respuesta a la variación del viento solar.

Observamos que para λ_{eq} las curvas obtenidas por ambos modelos son parecidas, sin embargo en el caso de λ_p la variación es mucho menos marcada en el caso del modelo de Starkov. Esto se debe a que la relación de escala es la misma para ambos límites aurales resultando en idéntica variación relativa, y con simetría azimutal, es decir, no se hace distinción en función de la hora local. El modelo de Starkov, por el contrario, da cuenta de la poca sensibilidad que tiene λ_p a la actividad geomagnética, mostrando un efecto casi nulo, y levemente opuesto en el lado de noche para este límite en particular.

La Fig. 3 muestra la variación de A_{OA} obtenida a partir de la Ec. (2) considerando las series de λ_p y λ_{eq} que resultan de la relación de escala. La tendencia general decreciente en P resulta en una disminución de A_{OA} , la cual es coherente con el desplazamiento del óvalo auroral hacia latitudes mayores (ver Fig. 2a). Además, el ancho del óvalo ($\lambda_p - \lambda_{eq}$) también disminuye con el aumento de P lo que enfatiza esta disminución. La tendencia también decreciente de M resulta en un incremento de A_{OA} , coherente con el desplazamiento del óvalo auroral hacia latitudes menores (ver Fig. 2b). En este caso, el ancho aumenta con la disminución de M lo que acentúa este incremento.

La Fig. 3 presenta también la variación de A_{OA} obtenida a partir del modelo de Starkov. En este caso, λ_p se ve menos afectado por las variaciones del viento solar, lo que hace que la disminución de A_{OA} en el período considerado sea más acelerada debido a que λ_{eq} aumenta, de manera similar a la predicha por la relación de escala, aproximándose a λ_p y generando un mayor decrecimiento en el ancho del óvalo lo que potencia aún más la disminución del área.

Figura 3 (a)

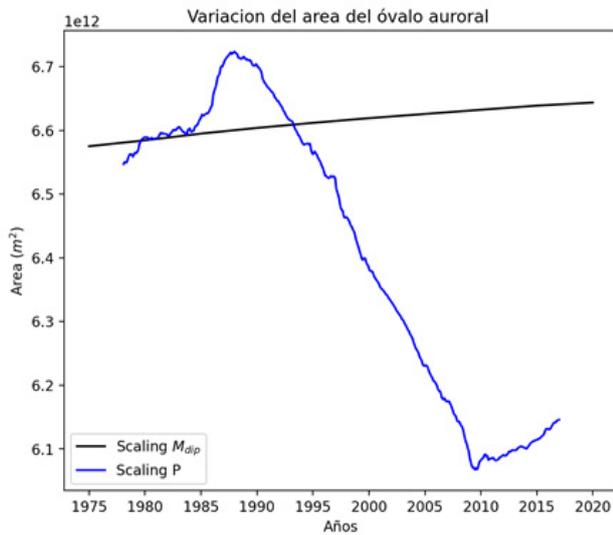


Figura 3 (b)

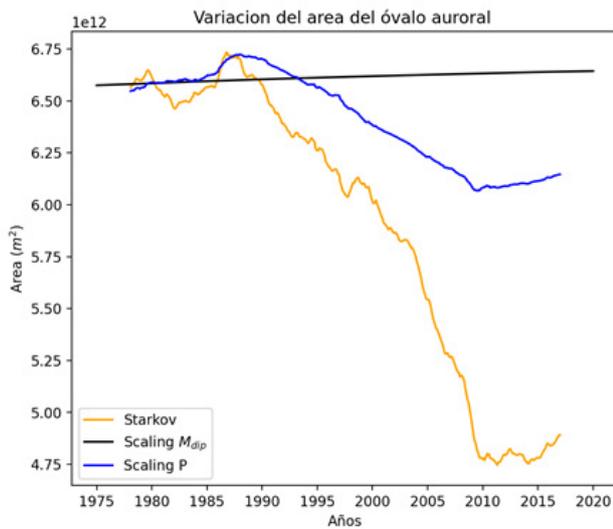


Figura 3. (a) Variación a largo plazo del área del óvalo auroral, AOA, obtenidos a partir de la hipótesis de escala para la variación de la presión dinámica del viento solar P (línea azul) y para la variación de M (línea negra). (b) Idem (a) junto con la variación de AOA estimada con el modelo de Starkov (línea naranja).

Conclusiones

Tanto el campo magnético de la Tierra como el viento solar presentan variaciones de largo plazo, en escalas de tiempo superior a la decadal, que afectan a la magnetosfera de la Tierra, y por

consiguiente a los óvalos aurales. A partir de las relaciones de escala es claro que un aumento en la presión dinámica del viento solar produce un desplazamiento del óvalo auroral hacia latitudes menores (es decir hacia el ecuador) con un consecuente aumento de su área, mientras que una disminución de esta presión produce el efecto opuesto, acercando los óvalos aurales a los polos magnéticos. Por su parte, una disminución en el momento dipolar del campo terrestre (como el que está ocurriendo en la actualidad) produce un desplazamiento de los óvalos aurales hacia latitudes menores, mientras que un aumento produce un desplazamiento hacia los polos magnéticos.

La relación de escala predice un efecto sobre la latitud de los límites del óvalo auroral que es mayor para una dada variación porcentual del campo magnético que para la misma variación porcentual del viento solar. Por ejemplo, si suponemos un 50% de incremento en cada forzante, se debiera esperar un aumento de 3.4% en $\cos(\lambda)$ debido al viento solar y una disminución de 6.5% debido al campo magnético. Si suponemos un debilitamiento del 50% en ambos forzantes, entonces se esperaría una disminución de 6.6% en $\cos(\lambda)$ debido al viento solar y un aumento del 12% debido al campo magnético. No obstante, como la variación porcentual del campo magnético es ~15 veces menor que la del viento solar en el período entre 1978 y 2017 (3% vs. 43% de decrecimiento en M y P, respectivamente), es mucho más notorio el efecto de la variación de largo plazo de la actividad geomagnética que la del campo magnético de la Tierra, como se observa claramente en las Figuras. 2 y 3.

Por otro lado, la variación a largo plazo del viento solar observada sería parte del ciclo de Gleissberg de la actividad geomagnética de manera que es esperable que se revierta y que a muy largo plazo su promedio sea nulo. El campo magnético de la Tierra, por el contrario, continuará cambiando hasta que la componente dipolar axial se vuelva nula antes de la próxima inversión de polaridad magnética, la cual, aunque muy distante en el tiempo, ocurrirá con seguridad en algún momento. Durante este período de transición los óvalos aurales distarán mucho de la configuración actual y superarán seguramente cualquier límite imaginado.

Apéndice I. Deducción de la relación de escala para el límite del casquete polar.

Suponiendo que el campo magnético de la Tierra es puramente dipolar axial de momento M , y reemplazando el efecto del viento solar por un campo magnético uniforme (**Hill & Rassbach, 1975**) se obtiene una aproximación simple de la magnetosfera. Para un escenario en el que este campo uniforme es negativo, es decir que tiene dirección opuesta a la dirección del campo de la Tierra en el punto subsolar, se obtiene una magnetosfera con líneas abiertas que son las que en la superficie de la Tierra delimitan al casquete polar. Con estos supuestos se obtiene para λ_p la siguiente expresión (Ecuación A3 de **Hill y Rassbach, 1975**)

$$(\cos \lambda_p)^2 = 3 \frac{R_T}{R_{MP}} * \frac{1}{2 + \left(\frac{R_T}{R_{MP}}\right)^3} \quad (7)$$

donde R_T y λ_p son el radio de la Tierra y la posición del punto sub-solar de la magnetopausa respectivamente.

Dado que en el presente $(R_T/R_{MP})^3 \ll 1$ resulta

$$\cos \lambda_p \propto R_{MP}^{-1/2} \quad (8)$$

Para obtener R_{MP} consideramos que la formación de la magnetosfera está controlada principalmente por la interacción entre el viento solar y el campo magnético de la Tierra (**Beard, 1960**). El equilibrio entre la presión del plasma proveniente del viento solar y la del campo magnético terrestre controla la forma de la magnetopausa. Dado que el viento solar está dominado por la presión cinética, P , y el tenue plasma de la magnetosfera externa está dominado por la presión magnética, la ecuación de equilibrio de estas presiones en la magnetopausa resulta

$$k\rho v^2 \cos \psi = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (9)$$

donde ψ es el ángulo entre la velocidad del viento solar y la normal a la magnetopausa, ρ es la densidad de masa promedio en el viento solar (correspondiente a la densidad de masa de protones),

es la velocidad del flujo del viento solar, es un factor de escala que relaciona la presión cinética del viento solar con la presión de la magnetosfera aplicada en la magnetopausa, B es la intensidad del campo magnético total en el punto subsolar de la magnetopausa, μ_0 es la permeabilidad en el vacío. Considerando $\psi=0$ y teniendo en cuenta que $B \propto M/R_{MP}^3$ (campo dipolar en el punto subsolar de la magnetopausa) se encuentra que

$$R_{MP} \propto M^{1/3} P^{-1/6} \quad (10)$$

Reemplazando esta expresión en la ecuación (8) se obtiene finalmente la hipótesis de escala para λ_p dada por

$$\cos \lambda_p \propto M^{-1/6} P^{1/12} \quad (11)$$

Apéndice II. Modelo de Starkov

El modelo de Starkov (1994) es un modelo semi-empírico que da fórmulas simples para λ_p y λ_{eq} en función de la actividad geomagnética, a través de la variable AL que se obtiene en función del índice Kp como

$$AL = 18.0 - 12.3 Kp + 27.2 Kp^2 - 2.0 Kp^3 \quad (12)$$

La co-latitud de los límites aurorales, es decir $\theta=90-\lambda$, se obtienen a partir de

$$\theta = A_0 + A_1 \cos[15(t + \alpha_1)] + A_2 \cos[15(2t + \alpha_2)] + A_3 \cos[15(3t + \alpha_3)] \quad (13)$$

donde t corresponde el tiempo en hora local y las amplitudes A_i y fases α_i se obtienen de

$$A_i \text{ or } \alpha_i = a_0 + a_1 \log_{10}(AL) + a_2 \log_{10}^2(AL) + a_3 \log_{10}^3(AL) \quad (14)$$

Los coeficientes a_i son constantes tabuladas para los límites polar y ecuatorial del óvalo auroral, disponibles en el trabajo de **Starkov** (1994).

Agradecimientos

J.A. Ochoa agradece al Consejo Interuniversitario Nacional por la Beca EVC-CIN otorgada para realizar esta investigación.

Bibliografía

- Akasofu, S.I.** (1983). "Evolution of ideas in solar-terrestrial physics", *Geophys J Roy Astr S*, Vol. 74, pp. 257-299.
- Alken, P., Thebault, E., Beggan, C.D. et al.** (2021). "International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation", *Earth Planets Space*, Vol. 73, 49.
- Amit, H., Leonhardt, R., Wicht, J.** (2010). "Polarity reversals from paleomagnetic observations and numerical dynamos simulations", *Space Sci Rev*, Vol. 155, pp. 293-335.
- Beard, D.B.** (1960). "Interaction of the solar plasma with the Earth's magnetic field", *Phys Rev Lett*, Vol. 5, pp. 89-91.
- Demetrescu, C., Dobrica, V.** (2008). "Signature of Hale and Gleissberg solar cycles in the geomagnetic activity", *J Geophys Res*, Vol. 113, A02103.
- Feldstein, Y.I.** (2016). "The discovery and the first studies of the auroral oval: a review", *Geomagn Aeronomy*, Vol. 56, pp. 129-142.
- Feynman, J., Ruzmaikin, A.** (2014). "The Centennial Gleissberg Cycle and its association with extended minima", *J Geophys Res*, Vol. 119, pp. 6027-6041.
- Glassmeier, K.H., Vogt, J., Stadelmann, A., Buchert, S.** (2004). "Concerning long-term geomagnetic variations and space climatology", *Ann Geophys*, Vol. 22, pp. 3669-3677.
- Glassmeier, K.H., H. Soffel, Negendank, J.F.W.** (2009). *Geomagnetic Field Variations*, Springer-Verlag, Berlin, Alemania.
- Glassmeier K.H., Vogt J.** (2010). "Magnetic polarity transitions and biospheric effects", *Space Sci Rev*, Vol. 155, pp. 1-4.
- Gombosi, T., Powell, K.G., De Zeeuw, D.L. et al.** (2004). "Solution-adaptive magnetohydrodynamics for space plasmas: Sun-to-Earth simulations", *Comput Sci Eng*, Vol. 6, pp. 14-35.
- Hill T.W., Rassbach M.E.** (1975). "Interplanetary magnetic field direction and the configuration of the day side magnetosphere", *J Geophys Res*, Vol. 80, pp. 1-6.
- Ma, L., Vaquero, J.M.** (2020). "New evidence of the Suess/de Vries cycle existing in historical naked-eye observations of sunspots", *Open Astron*, Vol. 29, pp. 28-31.
- Olson, P., Amit, H.** (2006). "Changes in Earth's dipole", *Naturwissenschaften*, Vol. 93, pp. 519- 542.
- Olson, P., Christensen, U.R.** (2006). "Dipole moment scaling for convection-driven planetary dynamos", *Earth Planet Sc Lett*, Vol. 250, pp. 561-571.
- Riley, P., Baker, D., Liu, Y. D., Verronen, P., Singer, H., Gudel, M.** (2018). "Extreme space weather events: From cradle to grave", *Space Sci Rev*, Vol. 214, 21.

Siscoe, G.L., Chen, C.K. (1975). "The paleomagnetosphere", *J Geophys Res*, Vol. 80, pp. 4575-4680.

Starkov, G.V. (1994), Mathematical model of the auroral boundaries, *Geomag Aeronomy*, Vol. 34, pp. 331-336.

Stern D.P. (1973). "A study of the electric field in an open magnetospheric model", *J Geophys Res*, Vol. 78, pp. 7292-7305.

Vogt, J., Glassmeier, K.H. (2000). "On the location of trapped particle populations in quadrupole magnetospheres", *J Geophys Res*, Vol. 105, pp. 13063-13071.

Zossi, B.S., Fagre, M., Amit, H., Elias, A.G. (2019). "Polar caps during geomagnetic polarity reversals", *Geophys J Int*, Vol. 216, pp. 1334-1343.

José A. Ochoa, ORCID : 0009-0003-0155-2640

Es estudiante de la Licenciatura en Física de la FACET, UNT, y está realizando su Tesis de Licenciatura en la temática de este trabajo bajo la dirección del Dr. Bruno S. Zossi y co-dirección de la Dra. Ana G. Elias. Cuenta con una Beca CIN para realizar tareas de investigación en esta temática.

E-mail: joseau8a@gmail.com

Bruno S. Zossi, ORCID : 0000-0002-4197-7876

Es Doctor en Ciencias Exactas e Ingeniería (FACET, UNT). Es Investigador Asistente de CONICET en INFNOA (CONICET-UNT).

E-mail: bzossi@herrera.unt.edu.ar

Ana G. Elías, ORCID : 0000-0001-6271-4891

Es Doctora en Física de la UNT. Es Investigadora Principal de CONICET en INFNOA (CONICET-UNT) y Profesora de Física Estadística I y II en la carrera de Licenciatura en Física de la FACET, UNT.

E-mail: aelias@herrera.unt.edu.ar