

# **Variaciones seculares del campo magnético y su efecto sobre la atmósfera superior y la magnetósfera**



**Bruno Santiago Zossi**

Director: Dra. Ana G. Elias

Tesis presentada como requisito para acceder al grado académico de:

*Doctor en Ciencias Exactas e Ingeniería*

Fac. de Ciencias Exactas e Ingeniería

Universidad Nacional de Tucumán

Diciembre 2020



# Índice general

<b>Índice de figuras</b>	<b>VII</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>1</b>
<b>Resumen</b>	<b>3</b>
<b>Introducción</b>	<b>7</b>
<b>1. Introducción Teórica</b>	<b>9</b>
1.1. Breve historia del campo magnético . . . . .	9
1.2. Campo magnético terrestre . . . . .	11
1.3. Campo principal . . . . .	13
1.4. Inversiones del campo . . . . .	17
1.5. Magnetosfera . . . . .	18
1.6. Ionósfera . . . . .	20
1.7. Modelos utilizados . . . . .	23
1.8. Configuraciones de inversión del campo . . . . .	29

---

<b>2. Efectos de las variaciones del campo geomagnético sobre la atmósfera superior:</b>	
<b>    conductividad de la ionosfera</b>	<b>33</b>
2.1. Conductividad de la Ionosfera . . . . .	34
2.2. Metodología . . . . .	36
2.3. Resultados . . . . .	40
2.3.1. Aporte iónico a la conductividad de Pedersen . . . . .	40
2.3.2. Contribución iónica en el tiempo . . . . .	46
2.3.3. Situaciones de inversión . . . . .	56
<b>3. Efectos de las variaciones del campo geomagnético sobre la magnetosfera: mag-</b>	
<b>    netopausa, polos magnéticos y zonas aurales</b>	<b>63</b>
3.1. Introducción . . . . .	64
3.2. Metodología . . . . .	66
3.2.1. Trazado de líneas de campo . . . . .	66
3.2.2. Superposición de campo magnético . . . . .	68
3.2.3. Magnetopausa de intensidad constante . . . . .	69
3.2.4. Estimación del área geométrica y el centro geométrico . . . . .	69
3.3. Resultados . . . . .	73
3.3.1. Casquetes polares y óvalos aurales . . . . .	73
3.3.2. Comparación con otros modelos . . . . .	75
3.4. Discusiones sobre el área geométrica . . . . .	77
3.5. Extrapolación a situaciones de inversión . . . . .	80
3.6. Conclusiones . . . . .	86

Índice general	v
<b>4. Resumen de las conclusiones obtenidas</b>	<b>91</b>
4.1. Conclusiones y aportes a partir del análisis de la conductividad ionosférica .	91
4.2. Conclusiones y aportes a partir del análisis de características de la magnetosfera	93
4.3. Líneas futuras . . . . .	94
<b>Apéndice A. Trabajos publicados con los resultados de esta Tesis</b>	<b>97</b>
<b>Apéndice B. Trabajos publicados en colaboración</b>	<b>99</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>101</b>



# Índice de figuras

1.1. Posición del polo norte magnético de la Tierra. . . . .	10
1.2. Descomposición del campo magnético total, F. . . . .	11
1.3. Mapa de la intensidad total del campo magnético principal (F) para el año 2010. . . . .	14
1.4. Esquema de la estructura de la magnetosfera . . . . .	20
1.5. Capas de la ionosfera. . . . .	22
1.6. Densidad de electrones a 160 km de altura. . . . .	24
1.7. Temperatura de neutros a 100 km de altura. . . . .	25
1.8. Proceso de integración numérica. . . . .	29
1.9. Intensidad del campo magnético para distintos escenarios. . . . .	31
2.1. Perfil de la conductividad de Pedersen y la contribución de cada especie iónica. 39	
2.2. Conductancia de Pedersen total y la contribución de cada especie iónica para día tranquilo equinoccial, período de baja actividad solar. . . . .	41
2.3. Porcentaje de la conductancia de Pedersen respecto a la total para cada ion para baja y alta actividad solar (12 LT marzo). . . . .	42
2.4. Porcentaje de la conductancia de Pedersen respecto a la total para cada ion para baja y alta (derecha) actividad solar (12 LT diciembre). . . . .	43

---

2.5. Conductancia de Pedersen y el porcentaje respecto a la total de NO+ y O+ durante mínimo de actividad solar (OLT marzo). . . . .	45
2.6. Perfil para región polar a las 12LT (baja y alta actividad solar) de la conductividad de Pedersen y la contribución iónica. . . . .	46
2.7. Conductancia de Pedersen y la contribución iónica para baja y alta actividad solar. . . . .	48
2.8. Idem Figura 2.7 variación anual. . . . .	49
2.9. Idem Figura 2.7 para variación entre los años 1964 y 2008. . . . .	50
2.10. Conductancia de Pedersen durante, densidad de electrones a 120 km e intensidad del campo magnético, período 1964-2008, equinoccio. . . . .	52
2.11. Porcentaje de cambio entre 2008 y 1964 debido a la variación de la intensidad del campo magnético. . . . .	52
2.12. Conductancia de Pedersen y la contribución iónica para alta y baja actividad solar. . . . .	53
2.13. Idem Figura 2.11 para ubicaciones polares. . . . .	54
2.14. Conductancia iónica en función de la conductancia total en Siemens. . . . .	56
2.15. Conductancias de Pedersen y Hall para condiciones de campo actual y campo reducido. . . . .	57
2.16. Conductancias de Pedersen y Hall para las condiciones de rotación dipolar, cascada de energía y colapso dipolar. . . . .	59
2.17. Alturas de pico en para las condiciones de la Figura 2.15. . . . .	60
2.18. Alturas de pico en para las condiciones de la Figura 2.16. . . . .	61
3.1. Diferencia porcentual del seguimiento de líneas de campo con respecto al paso anterior. . . . .	67

---

3.2. Esquema de magnetopausa de intensidad constante para campo actual y para situación sin dipolos. . . . .	70
3.3. Funcionamiento de la rutina ConvexHull. . . . .	71
3.4. Esquema del área de un polígono sobre una superficie esférica. . . . .	72
3.5. Casquetes polares magnéticos norte y sur para 1900 y 2015. . . . .	74
3.6. Variación secular del área de los casquetes polares y óvalos aurorales. . . .	75
3.7. Variación secular de los casquetes polares usando como diferentes grados como máximo en la expansión multipolar. . . . .	76
3.8. Área de los casquetes polares magnéticos estimado con el modelo de intensidad constante, superposición y el modelo T04. . . . .	77
3.9. Diferencia de la intensidad magnética en la superficie de la Tierra entre 1940 y 1900, y 2015-1940. . . . .	78
3.10. Componente radial del campo geomagnético y su variación secular en el límite entre el núcleo y la corteza terrestre para 1920 y 1980. . . . .	79
3.11. Líneas de campo para un campo dipolar, no dipolar y campo total sobre el meridiano de Greenwich. . . . .	81
3.12. Intensidad del campo magnético de la Tierra y su inclinación obtenidas con IGRF para el campo actual, 50% y 90% de reducción dipolar. . . . .	82
3.13. idem a Figura 3.12 para colapso dipolo axial, rotación de dipolo axial y cascada energética . . . . .	83
3.14. Superposición de un campo uniforme y el campo terrestre para el campo actual, colapso dipolo axial, y cascada energética. . . . .	85
3.15. Posición de los casquetes polares magnéticos para el campo actual, 50% y 90% de reducción dipolar. . . . .	87

3.16. Posición de los casquetes polares magnéticos para el colapso de dipolo axial, rotación del dipolo axial y cascada energética. . . . .	88
--	----

# Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) de la República Argentina, que me permitió dedicarme exclusivamente a mi doctorado durante estos años.

A la Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología de la Universidad Nacional de Tucumán, que abre sus puertas a quienes están interesados en la investigación

Al ex Laboratorio de Física de la Atmósfera (actual LIANM) y a todos sus integrantes, quienes me recibieron y compartieron todo este tiempo de trabajo.

Un agradecimiento muy especial a mi directora la Dra. Ana Georgina Elias, ya que sus enseñanzas e incansable trabajo son una gran inspiración para continuar día a día en los caminos de la investigación científica.

Finalmente agradezco a mi familia y amigos, en especial a mis padres, mis hermanos y a mi novia, que me acompañaron de cerca durante estos años de trabajo.



# Resumen

La Tierra posee un campo magnético propio que protege tanto la atmósfera como a los seres vivos de las partículas de alta energía que provienen del Sol. Se cree que este campo se origina en el núcleo externo de nuestro planeta se genera con el movimiento de fluidos cargados. Desde que el ser humano fue capaz de medir con precisión el campo sabemos que no es constante, sino que varía en escalas de tiempo geológicas. Muchos sistemas geofísicos, principalmente relacionados con la atmósfera superior y el espacio alrededor de nuestro planeta, dependen de este campo magnético, por lo que su variación es una fuente de cambios para dichos sistemas. A lo largo de este trabajo vamos a analizar algunos cambios que produce la variación del campo magnético. La ionosfera es una capa de la atmósfera donde la presencia de cargas libres afecta la propagación de ondas electromagnéticas, la existencia de cargas hace que esta capa sea sensible al campo magnético y por ende a las variaciones del mismo.

Entre un primer grupo de resultados se muestra como las variaciones del campo geomagnético afecta la contribución iónica a la conductancia de Pedersen, cambiando la idea de que la ionosfera puede aproximarse a una capa conductora "fina", siendo el aporte de la capa F mayoritario en periodos de alta actividad solar y en zonas donde el campo magnético es bajo. Se complementa estos resultados con el estudio de la conductancia en situación de inversión magnética, cuando el campo toma, históricamente, los valores más bajos, cambiando la altura de pico de las conductividades y creciendo exponencialmente su valor.

Se llama casquetes polares magnéticos a las regiones de la Tierra donde las líneas de campo conectan el medio interplanetario con la superficie de la Tierra. Estas zonas son de

principal interés científico y público debido a que las partículas solares son capaces de entrar hasta la atmósfera superior produciendo perturbaciones tanto en los equipos satelitales como en los sistemas de comunicación terrestres.

En un segundo grupo de resultados, se analizan la variación de las zonas aurorales a medida que cambia el campo terrestre. Para esto se diseña un modelo de magnetopausa robusto ante cambios en la estructura del campo magnético. El primer resultado muestra las variaciones del área geométrica de los casquetes polares magnéticos y las zonas aurorales, mostrando que desde aproximadamente 1940 el área del polo norte está disminuyendo, contrario al comportamiento que se deduce con relaciones de escala y aproximaciones dipolares del campo. También se muestran los casquetes polares magnéticos en escenarios de inversión, este resultado muestra como tanto la posición como la forma de las zonas aurorales cambiarían en gran forma antes que se complete una inversión.

The Earth's magnetic field shields the atmosphere from harmful solar radiation. This field, which is generated by the molten Earth's outer core, varies in several timescales from minutes to geological timescales. Many geophysical systems are related to this magnetic field, mainly in the upper atmosphere and the magnetosphere. Therefore, geomagnetic field variations produce changes in these systems. The most drastic geomagnetic change is a polarity reversal that take place on average every 200,000 years. During a polarity transition the field magnitude may diminish to about 10% of its value prior to the reversal due to a decreasing dipolar component and by becoming mostly multipolar in nature.

In this work, an ionospheric feature that is ionospheric conductivity, and some properties of the magnetosphere are analyzed linked to geomagnetic secular variations and polarity reversals. Regarding ionospheric conductivity, long-term changes in Pedersen and Hall conductances, as well as the corresponding conductivity height profiles were studied linked to geomagnetic field variations. Changes in the different ionic contributions and spatial variations were analyzed as well, in connection also to solar activity variation. This study was extended to possible scenarios of magnetic field reversal, where changes in high peaks values and exponential growth of conductances are showed.

Regarding the magnetosphere, auroral ovals and magnetic polar caps were analyzed. These regions are of special interest due to auroral ovals are bands encircling polar caps where particles from the Sun are accelerated down magnetic field lines into the atmosphere, and polar caps are the zones where the Earth's magnetic field lines connect the outer space field. These regions have scientific and public interest due solar particle precipitation can result in severe damage to airplanes and ships positioning systems, spacecraft electronic systems and airline passengers when passing above this region, among several other effects. For this study a magnetopause model that allows deep changes of magnetic field structure is proposed. A noteworthy first result here obtained, is the variation of geometric area of polar caps and auroral zones, showing that since 1940 the area of the northern polar cap is decreasing, instead of an increment predicted by scaling law relations under a dipolar field assumption. The second result is a view of polar cap on magnetic reversal scenarios, where the shape and position of auroral zones will vary greatly before a complete dipole reversal.



# Introducción

El campo magnético de la Tierra varía en gran medida en escalas de tiempo geológicas, tal como indican mediciones paleomagnéticas. Siendo el cambio más drástico la inversión de polaridad, un fenómeno que se produce en promedio cada 200 mil años y dura unos cuantos miles de años en completarse ( $\sim 1000-8000$  años) (Clement, 2004). La última inversión se ubica hace 780 mil años, de manera que sería esperable una próxima inversión (Olson, 2002). Durante esta transición el campo magnético terrestre disminuye aproximadamente hasta el 10% de su valor actual, de manera que en principio el campo magnético nunca se anularía completamente.

Diversas características del sistema Sol-Tierra dependen del campo magnético de la Tierra. Por un lado la forma y tamaño de la magnetósfera dependen directamente de la intensidad y la simetría del campo (Glassmeier et al., 2004; Rishbeth, 1983; Siscoe & Chen, 1975; Zieger et al., 2006). Por otro, existen propiedades que dependen del campo magnético terrestre. Una de ellas es el flujo de partículas de alta energía que ingresan en la zona alta y media de la atmósfera. El campo actúa como un “escudo” que protege a la Tierra de estas partículas. Durante una inversión, la disminución del campo debilitará este blindaje magnético favoreciendo el ingreso de estas partículas (Glassmeier et al., 2009). Otras propiedades tales como la densidad de electrones en la ionósfera y la altura del pico correspondiente también dependen del campo magnético. Muchos autores analizaron el efecto de la variación secular del campo geomagnético en estos parámetros ionosféricos en busca de una explicación a las tendencias observadas (Cnossen, 2014; Cnossen & Richmond, 2008; Elias, 2009; Elias & Ortiz de Adler, 2006; Foppiano et al., 1999; Yue et al., 2008).

Otra característica sensible a las variaciones del campo magnético de la Tierra es la conductividad de la ionósfera, que juega un papel importante en muchos procesos geofísicos y de acoplamiento magnetósfera-ionósfera-termósfera. El conocimiento de la naturaleza de la conductividad de la ionósfera es fundamental para la comprensión de la electrodinámica de la atmósfera (Richmond & Thayer, 2000).

Aunque la comprensión de las inversiones geomagnéticas ha mejorado considerablemente en los últimos años mediante estudios paleomagnéticos y simulaciones del movimiento del núcleo externo, los mecanismos de inversión y la forma del campo geomagnético durante esta transición siguen siendo temas de debate. Una característica principal de las inversiones es la disminución de la componente dipolar, dejando un papel dominante a las componentes multipolares de órdenes más altos (Amit et al., 2010; Valet et al., 2012). Las simulaciones de la geodinamo indican que estas componentes son las que prevalecerían durante la transición de polaridad (Glassmeier et al., 2009).

Sin perder de vista que este campo magnético protege a la Tierra de las partículas cargadas del viento solar y de la radiación cósmica, el objetivo de esta Tesis es contribuir al análisis de las consecuencias de su disminución en el largo plazo a través del estudio y determinación de algunos de sus efectos, en particular sobre: la conductividad de la ionosfera, la posición de la magnetopausa, la ubicación de los polos magnéticos, y la posición y tamaño de las zonas aurales.

# Capítulo 1

## Introducción Teórica

En este capítulo se introducen de manera resumida los conceptos básicos mínimos necesarios para entender el desarrollo de esta Tesis y algunos aspectos que me resultaron interesantes, como los detalles históricos sobre el tema. El lector que desee profundizar el conocimiento teórico en algún área específica puede encontrar respuesta en el material citado.

### 1.1. Breve historia del campo magnético

Los fenómenos de atracción magnética se conocen desde la antigüedad. Los antiguos griegos observaron que ciertas rocas atraían al hierro y la primera referencia a este fenómeno data del siglo IV a.C.

La brújula es el instrumento más antiguo capaz de medir una característica del campo magnético: su dirección. El primer dispositivo conocido de esta naturaleza data de cerca del año 1000 d.C. cuando los navegantes chinos utilizaban una aguja magnetizada que flota en un recipiente con agua. De esta manera podían usar el norte magnético como una referencia geográfica.

El Geomagnetismo es la primera rama del estudio de la Física de la Tierra, conocida actualmente como Geofísica. Desde la invención de la brújula los mapas tuvieron como

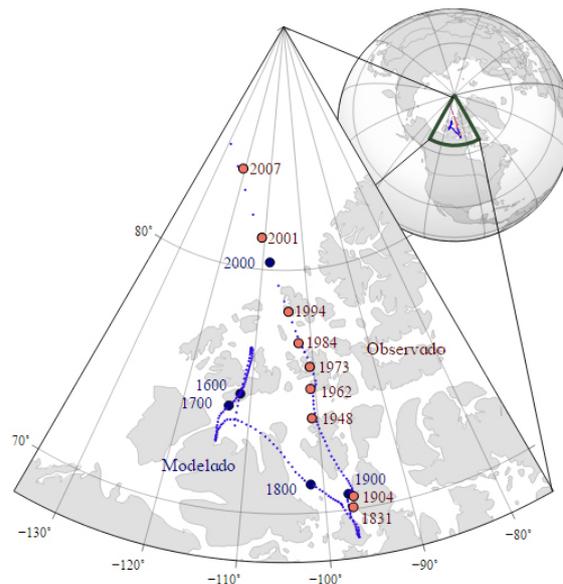


Figura 1.1 Posición del polo norte magnético de la Tierra. Los círculos rojos corresponden a posiciones determinadas experimentalmente y los azules a posiciones obtenidas a partir de modelos como el IGRF. [Manda, M. and E. Dormy, Asymmetric behavior of magnetic dip poles, *Earth Planets Space*, 55, 153–157, 2003].

referencia al norte magnético al que también se denominó "norte absoluto". El origen del campo magnético de nuestro planeta, o campo geomagnético, fue siempre un gran misterio, que sigue sin resolverse. Hoy en día se acepta la teoría conocida como geodínamo. Ya desde 1600 se pensó en la Tierra con un enorme imán de hierro en su interior como explicación. Mientras se dibujaban mapas magnéticos, principalmente en el hemisferio norte, se demostró que existe una pequeña desviación entre el norte magnético y el geográfico, o sea el eje determinado por el eje de rotación de la Tierra. En 1634 se señaló además el hecho de que la Tierra no sería un imán permanente. El norte magnético cambia su posición a lo largo del tiempo entre 40 y 50 km por año, como puede observarse en la Figura 1.1, razón por la cual se teorizó que el núcleo terrestre debía ser líquido.

En 1836 Alexander von Humboldt y Carl Friedrich Gauss crean la "Göttingen Magnetic Union" con el objetivo de establecer una red mundial de observatorios para estudiar el campo geomagnético en detalle y sus variaciones tanto temporales como espaciales. Este proyecto impulsó la creación de observatorios magnéticos en distintas partes del mundo, y gracias a esto hoy en día se cuenta con mediciones precisas y confiables del campo magnético en

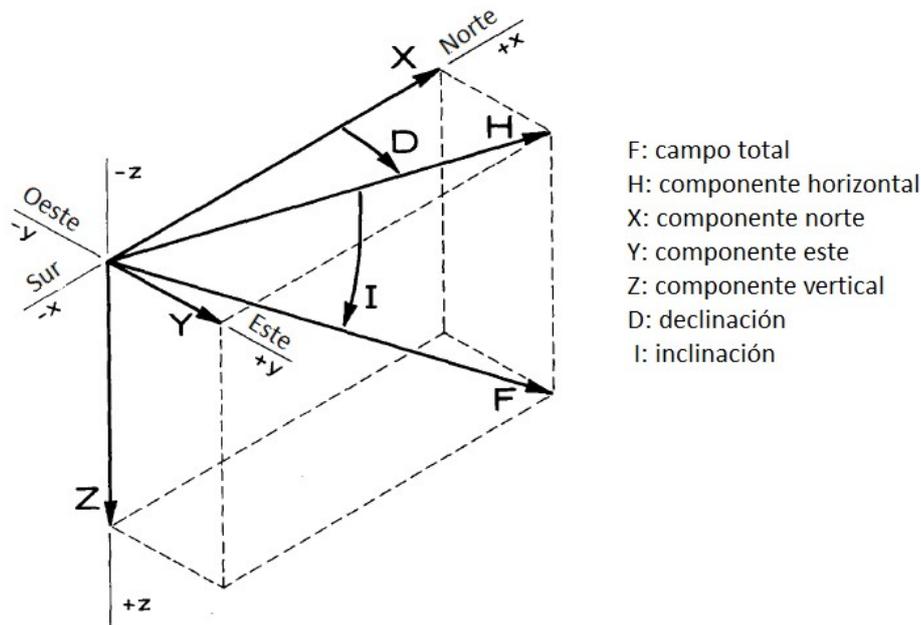


Figura 1.2 Descomposición del campo magnético total, F, en un punto.

todo el mundo Esta red permitió estudiar muchas características de la atmósfera superior y la magnetosfera mucho antes de que se pudieran hacer mediciones directas con satélites.

## 1.2. Campo magnético terrestre

El campo geomagnético se puede representar con un vector al que se suele denotar con la letra F. La componente horizontal, paralela a la superficie de la Tierra, se conoce con la letra H, y la vertical con la letra Z. La componente horizontal a su vez se puede descomponer en dos ejes perpendiculares, uno en la dirección norte-sur geográfico (X) y otro en la dirección este-oeste (Y) como se muestra en la Figura 1.2.

La intensidad magnética del vector F se solía medir en micro Teslas, pero gracias a la precisión de los instrumentos actuales, hoy en día se la expresa en nano Teslas (nT). Su valor en la superficie de la Tierra se encuentra entre 20.000 y 60.000 nT, siendo más intenso cerca de los polos magnéticos, donde las líneas de campo convergen.

El vector del campo magnético medido en la superficie de la Tierra es la suma de distintas contribuciones. La más importante es la originada en el interior de la Tierra, y se la denomina “campo principal”. Este campo se puede aproximar al de un dipolo inclinado  $11^\circ$  con respecto al norte geográfico. Algunas de las contribuciones más importantes son magnetización del manto terrestre, corrientes en la ionosfera, perturbaciones del clima espacial.

La forma completa del campo geomagnético es una complicada función del tiempo y el espacio, cuyas componentes se determinan en base a mediciones. Estas mediciones del campo magnético terrestre se pueden dividir en las siguientes categorías, de acuerdo a como se las determina y al propósito de la medición:

**Observatorios magnéticos:** Miden las tres componentes del campo magnético continuamente. Se construyen bases de datos con las mediciones tomadas. Algunas estaciones miden el campo cada segundo y algunas registran datos en el orden de los micro segundos. Estos registros son de mucha utilidad para el análisis de la variación secular del campo ya que las estaciones toman mediciones durante décadas.

**Mediciones regionales:** Se componen por una red de sitios que miden el campo con sus tres componentes tratando de cubrir la mayor área posible. Su propósito principal es conocer las variaciones espaciales del campo ya sea en tierra o en mar.

**Mediciones locales:** Las mediciones locales tienen en general un propósito económico, principalmente búsqueda de metales o petróleo. Estas exploraciones se hacen por tierra, mar o aire, y solo hace falta medir la componente vertical del campo magnético.

**Medidas marinas y aéreas:** Este tipo de medidas son útiles para tener un mapa del campo geomagnético sobre la superficie del mar y a distintas alturas. Son precisas en el eje horizontal.

**Medidas satelitales:** una gran cantidad de satélites están equipados con magnetómetros que miden las tres componentes de campo sobre las órbitas en las que habitan. Algunos satélites, como el Ørsted, están especialmente preparados para medir el campo magnético de manera escalar y vectorial.

Medidas paleomagnéticas: El paleomagnetismo es el estudio de la magnetización residual en rocas y artefactos antiguos. Se considera que esta magnetización sería una medida del campo en el momento en que las rocas fueron sedimentadas. Con esta técnica se obtienen registros del campo geomagnético de más de 3.000 millones de años.

Matrices de magnetómetros: En algunos lugares se instala una red de observatorios magnéticos temporal que miden continuamente las tres componentes del campo geomagnético por periodos aproximados de un mes. Estas redes pueden cubrir áreas de hasta 100 Km. Su propósito principal es tener una buena base de datos durante algún fenómeno de corto tiempo, como por ejemplo las auroras.

### **1.3. Campo principal**

Se denomina campo geomagnético principal, como se mencionó anteriormente, a la contribución magnética producida únicamente por el núcleo terrestre. Su forma se puede aproximar, en gran parte de la superficie de la Tierra, a un dipolo inclinado 11 grados con respecto al eje de rotación.

Durante largos periodos de tiempo se midieron las líneas de campo en todo el planeta a través de observatorios terrestres y marinos instalados en barcos que recorrieron una gran parte de los océanos. A estas mediciones se sumaron luego los datos obtenidos de satélites, como el MAGSAT, para comprobar la verdadera naturaleza del campo. El resultado fue que el campo no es perfectamente dipolar.

Los mapas magnéticos se construyen con líneas que mantienen constante alguna componente del mismo, de esta forma se construyen mapas de declinación, inclinación o intensidad constante, la Figura 1.3 muestra un mapa de intensidad constante para el año 2010.

La forma de las líneas de campo sugiere que la aproximación dipolar no es suficiente para calcular con precisión el campo de manera teórica en la superficie de la Tierra. Hoy en día, se utilizan complejos modelos para calcular el campo principal. A pesar de ser modelos

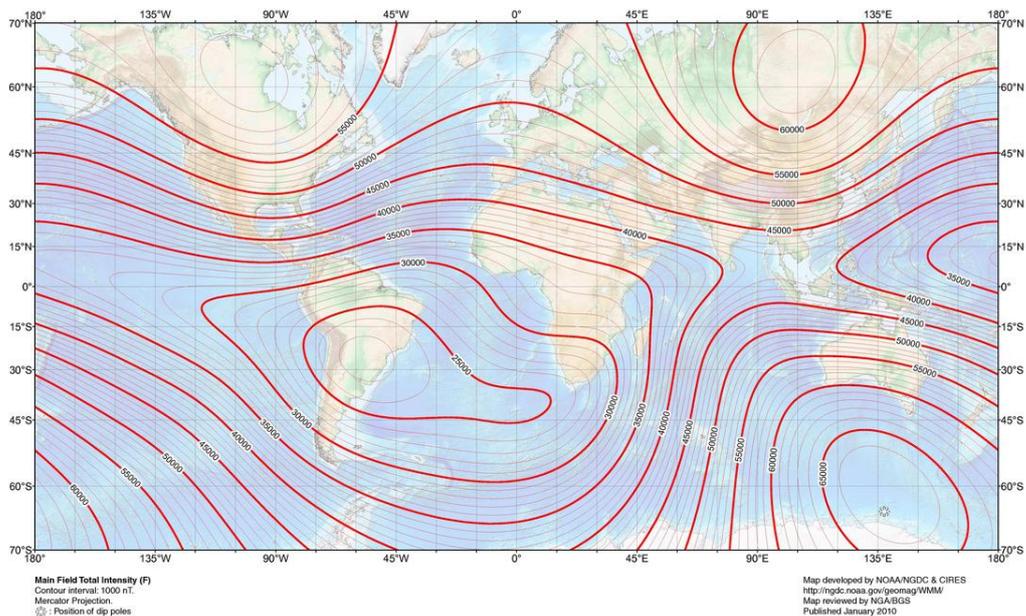


Figura 1.3 Mapa de la intensidad total del campo magnético principal (F) para el año 2010. Intervalo de las curvas: 1000 nT. Mapa desarrollado por la NOAA/NGDC y CIRES (<http://ngdc.noaa.gov/geomag/WMM>).

matemáticos, las estimaciones a partir de estos son altamente fiables ya que su precisión se verifica constantemente y son corregidos cada cierto periodo de tiempo.

Para conseguir el campo principal se utiliza un modelo de multipolos propuesto por primera vez por Carl Friedrich Gauss en 1839 que utiliza las propiedades del potencial escalar magnético para conocer el campo. Una de las propiedades del campo magnético es

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J} \quad (1.1)$$

Donde  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente. En las zonas del espacio donde la corriente es nula  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ , entonces se puede definir un potencial  $U$  escalar que cumple

$$\nabla^2 U = 0 \quad (1.2)$$

Donde el campo magnético viene dado por

$$B = -\nabla U \quad (1.3)$$

La solución en coordenadas esféricas es una serie matemática

$$U(r, \theta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left( \frac{r^n}{a^{n-1}} \right) (b_n^m \cos m\phi + c_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos \theta) \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left( \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} \right) (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos \theta) \quad (1.4)$$

Donde “a” es el radio de la Tierra y los coeficientes b, c, g y h, conocidos como coeficientes de Gauss, son constantes que deben determinarse, las funciones  $P_n^m(\cos \theta)$  son los polinomios asociados de Legendre cuasi normalizados de grado n y orden m. La suma sobre n toma su primer valor en 1 ya que el cero corresponde a un potencial constante en la primera suma y a un monopolo magnético en la segunda. Por lo que el primer valor de la suma corresponde a la contribución dipolar, la cual es aproximadamente el 80 % del campo calculado. Los demás términos corresponden a distintas configuraciones multipolares (cuadrupolo, octupolo, etc.). Si se tomaran los infinitos términos de la serie se obtendría el potencial real. La forma de encontrar el campo geomagnético desde esta expresión es utilizando las propiedades del Laplaciano y la divergencia del potencial vectorial, y el valor de cada coeficiente es despejado utilizando mediciones en satélites y observatorios como condiciones de borde.

Hoy en día se utiliza este método para conocer la contribución principal del campo geomagnético. Existe un modelo computacional que se conoce como IGRF (International Geomagnetic Reference Field) que se actualiza cada cinco años y utiliza la red mundial de satélites y observatorios para corregir los valores de los coeficientes. El modelo más actual desarrolla la suma hasta el orden 13, es decir que consta de 195 coeficientes. Existen modelos más complejos pero que usan el mismo principio matemático para determinar perturbaciones del campo en escalas de unos pocos kilómetros, por ejemplo el EMM (Enhanced Magnetic Model) calcula la serie hasta el orden 790, logrando estimar variaciones del campo con

una precisión de 50km, suficiente para estimar cambios en la composición geológica del manto terrestre y del fondo oceánico. Sin embargo estos modelos no pueden representar al campo magnético en escalas de cientos de años, debido a que la pequeña sensibilidad se logra gracias a equipamientos modernos tanto en estaciones como en satélites, por lo que abarcan solo unas pocas décadas.

Las variaciones del campo mencionadas anteriormente producen cambios en todas las mediciones geomagnéticas (H, Z, I, D) ya que cambia la distribución de líneas de campo a lo largo del planeta. Este y todos los cambios en el campo geomagnético que se producen a escala superior a un año se denominan “variaciones seculares” (del Latín seacularis que significa edad o generación).

La intensidad de la componente dipolar disminuye actualmente en promedio con una rapidez de 8% por siglo según las mediciones realizadas desde la construcción de los primeros observatorios geomagnéticos. El primer observatorio se construyó en Canadá en 1840. En estas mediciones es necesario separar las variaciones de origen externo, algunas de las cuales se dan en la misma escala temporal de las variaciones del campo principal. No todas las fluctuaciones se pueden eliminar de manera sencilla, como por ejemplo a través de un promedio anual. Este es el caso, por ejemplo, de las variaciones debidas a tormentas solares. Estas tormentas, que producen un fuerte cambio en las mediciones globales del campo magnético, tienen una periodicidad de 11 años. Esta y otras periodicidades deben ser descartadas cuando se estudia el cambio en las condiciones del campo producido por el núcleo terrestre.

En la actualidad se utilizan los coeficientes de Gauss del modelo IGRF como indicadores de las variaciones seculares. La derivada en el tiempo del factor que acompaña a la componente dipolar es negativa, esto indica el descenso de intensidad del dipolo. Con el estudio de las otras componentes se demuestra que las componentes no dipolares están moviéndose lentamente hacia el oeste y aumentando su intensidad.

La medición directa del campo magnético más antigua que se conoce fue tomada por Gauss en 1835. Pero existe otra forma de conocer el campo geomagnético en escalas de

tiempo geológicas. El “Paleomagnetismo”, como ya se mencionó, es una rama del geomagnetismo que se encarga del estudio de la magnetización remanente en rocas, sedimentos y materiales arqueológicos en los que ha quedado grabado el campo magnético durante miles o millones de años. Las mediciones más antiguas se toman en el lecho marino donde las fallas geológicas graban el campo magnético gracias a su gran contenido de metales.

## **1.4. Inversiones del campo**

La contribución más conocida del paleomagnetismo es la prueba de la deriva continental. Gracias a estos estudios se demostró la posición original de los continentes hace millones de años. Además gracias al estudio de la magnetización remanente en rocas se puede conocer ciertos aspectos de los planetas, como por ejemplo que la Tierra posee campo propio desde hace al menos 3.450 millones de años. Con este valor se puede suponer que en esta época la Tierra se enfrió lo suficiente para que las rocas graben el campo magnético en su estructura. Por otro lado, el estudio de las rocas de la Luna y Marte indica que estos cuerpos tuvieron campo magnético y que se fue disipando a lo largo del tiempo.

Un descubrimiento que produjo una gran controversia fue el hecho de que ciertas estructuras geológicas mantienen una imantación orientada de manera opuesta a la actual, lo que sugiere que el campo magnético sufre eventuales inversiones. Las causas de este fenómeno son actualmente desconocidas y se suponen cambios climáticos durante el periodo de transición. Este fenómeno sucede de manera muy irregular en rangos de tiempo de entre 100.000 y varios millones de años. Su evidencia queda grabada en el basalto depositado en el fondo del océano. En promedio se da cada 450.000 años (250.000 años si se promedian los periodos más recientes), y se cree que el período de transición durante el cual se completa la inversión de polaridad tarda entre mil y 10 mil años.

## 1.5. Magnetosfera

El espacio entre el Sol y la Tierra está ocupado por un plasma magnetizado de origen solar. Esta materia ionizada que llena el espacio interplanetario viaja desde el Sol en forma radial en todas direcciones a velocidades supersónicas. Está principalmente compuesto por electrones y protones (hidrógeno ionizado) que escapan de la superficie del Sol debido a que su elevada energía térmica les permite superar el campo gravitatorio. Todos los cuerpos que pertenecen al sistema solar (planetas, satélites, cometas, asteroides, etc.) están sumergidos en este plasma e interactúan con él. Sobre el plano de la eclíptica del Sol la densidad de partículas y la velocidad del flujo son normalmente  $8\text{cm}^{-3}$  y  $470\text{km/s}$  respectivamente, aunque estos valores varían constantemente dependiendo de la actividad y los eventos solares. El término utilizado para referirse a este flujo supersónico de materia ionizada es “viento solar”. El primer fenómeno que puso en evidencia que el flujo de masa solar es constante fue el estudio de la cola de los cometas realizado por Biermann en 1951, cambiando la idea de que el Sol emanaba materia únicamente durante eventos como erupciones o eyecciones de masa coronal. Se comprobó de manera directa la existencia del viento solar en la época que los primeros satélites artificiales abandonaron la atmósfera terrestre.

Con el concepto de viento solar se define la “magnetosfera” o “magnetósfera” como la zona alrededor de un objeto astronómico en la cual el movimiento de la materia interplanetaria es dominada por el campo magnético de dicho cuerpo, y la estructura de la magnetósfera es el resultado de la interacción del viento solar, por medio de la fuerza de Lorentz, con el campo geomagnético. El marco de referencia ideal para describir la forma de la magnetósfera es uno fijado en el eje que une el Sol y la Tierra con centro en nuestro planeta, de manera que quede dividida en dos partes, un lado de día, la cara que mira al Sol, y el lado de noche que es el opuesto. El tamaño de la magnetósfera terrestre es de aproximadamente 10 radios terrestres  $R_t \approx 6370\text{km}$  en el lado de día y de cientos de radios terrestres del lado de noche.

El campo magnético de la Tierra actúa como un “escudo” que desvía el plasma interplanetario evitando que entre en contacto con la atmósfera y con los seres vivos. Por esta razón,

la existencia del campo geomagnético es una de las principales razones por las cuales hay vida en nuestro planeta.

La Figura 1.4 muestra de manera esquemática la estructura de la magnetósfera con sus distintas partes. Antes de los 9 radios terrestres, en condiciones típicas, el plasma interplanetario es capaz de expulsar el campo geomagnético, pero al acercarse es forzado a rodear el campo magnético. Esta interacción es la que controla el límite de la magnetósfera, que llamamos “magnetopausa”. Del lado nocturno, la magnetopausa toma la forma de un cilindro de aproximadamente 40 radios terrestres de diámetro que se conoce como cola.

La capa más externa de la magnetósfera es conocida como arco de choque (bow shock en inglés). El viento solar comienza a interactuar con el campo geomagnético a partir de este punto, por lo que determina el límite entre la magnetósfera y el medio interplanetario. El espacio entre el arco de choque y la magnetopausa, denominado “magneto funda”, mide entre 2 y 3 radios terrestres y es donde el viento solar reduce su velocidad. El viento solar no puede ingresar después de la magnetopausa, por esta razón, la envoltura magnética es la región en la cual se "desvían" las partículas solares.

Las cúspides polares son dos puntos interesantes que aparecen del lado diurno de la magnetósfera, y son las zonas que separan las líneas de campo cerradas del lado que apunta al Sol de las líneas abiertas del lado nocturno. En esta región el viento solar puede ingresar hacia las capas internas de la atmósfera terrestre.

La cola de la magnetósfera está formada en mayor parte por las zonas llamadas “lóbulos”, que está formada por líneas de campo casi paralelas entre sí, por lo que se las considera abiertas ya que se extienden miles de kilómetros en la parte oscura de la Tierra. Mediciones satelitales registraron la cola magnética bien definida a más de 200 radios terrestres de distancia. En el centro de la cola (zona azul en la Figura 1.4) se encuentra la denominada “lámina de plasma”, donde las líneas de campo se cierran a la altura del ecuador magnético. El campo es muy débil en la lámina de plasma, por lo que este espacio está densamente poblado de plasma en comparación con los lóbulos.

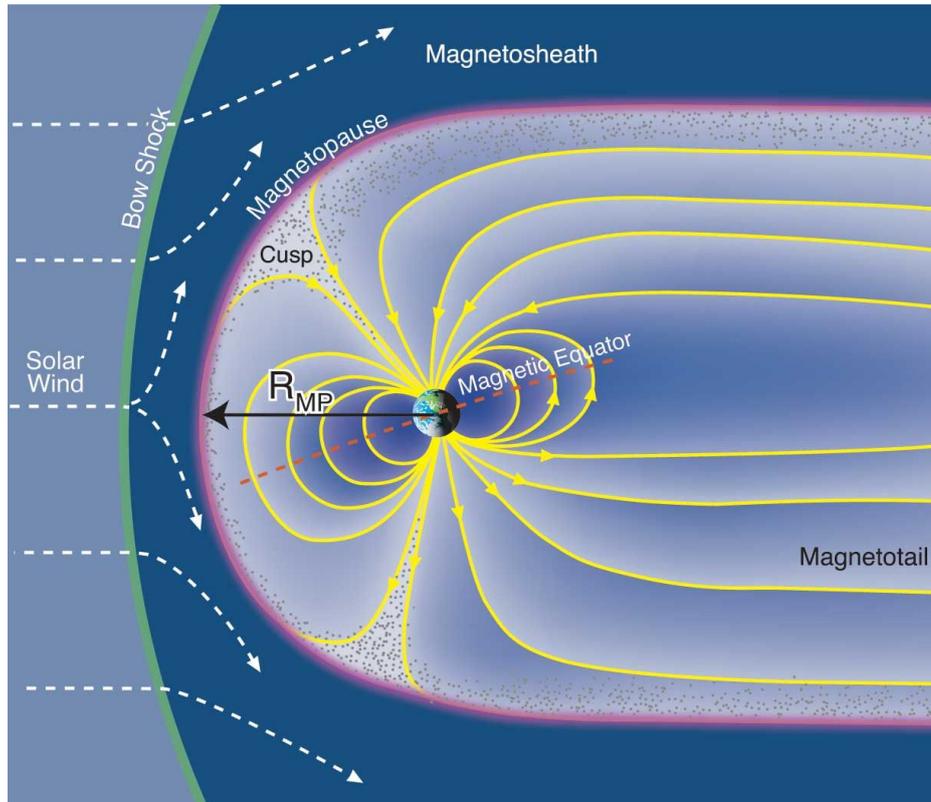


Figura 1.4 Esquema de la magnetósfera. [Fuente: NASA.gov].

## 1.6. Ionósfera

La caracterización más común de la atmósfera es según su perfil de temperatura. Con este criterio se divide en tropósfera, estratósfera, mesósfera y termósfera, de acuerdo al signo del gradiente de la temperatura. El cambio de este gradiente se debe tanto a la composición como a los procesos físicos y la radiación solar que es absorbida en dichas capas.

La capa más interna de la atmósfera se conoce como tropósfera, es donde vivimos y ocurren todos los fenómenos que conocemos como "clima", como la lluvia, el viento, las tormentas. Esta capa comienza en la superficie terrestre, donde se absorben y reflejan las longitudes de ondas visibles e infrarrojas. Esto hace que la mayor temperatura sea en la superficie de la Tierra y disminuya con la altura.

La estratósfera se extiende entre los 9 o 18 km, según la zona del planeta, y los 50 km. En esta capa el oxígeno y ozono absorben la mayor parte de los rayos UV de origen solar, dando lugar a un perfil de temperatura creciente con la altura.

La mesósfera, entre los 50 y 80 Km, es una región donde la temperatura disminuye con la altura.

La termósfera es la capa más expuesta y sensible a la radiación solar. La temperatura de los gases que se encuentran allí es muy elevada, pudiendo llegar a 1500 grados centígrados dependiendo de la actividad solar. Esta capa se encuentra entre los 80 y los 600-800km de altura y es esta capa de principal interés para este trabajo.

En la termósfera se encuentra la “ionosfera” o “ionósfera” donde los gases están parcialmente ionizados debido principalmente a la radiación solar en el rango de las más altas energías. La ionosfera se define como la región de la atmósfera donde la ionización es lo suficientemente elevada como para afectar la propagación de ondas electromagnéticas. Su altura es en realidad muy variable y puede ser registrada entre los 50 y los 1500 km de altura. La densidad de ionización nunca supera el 1 % de la densidad total en la región y su máximo se encuentra aproximadamente a los 300 km. Debido a la dinámica de la ionosfera es preferible distinguirla de la termósfera ya que dependiendo de las condiciones, esta puede o no estar contenida en su totalidad en esta capa.

Históricamente el primer indicio de la existencia de una capa ionizada en la atmósfera se dio cuando Guglielmo Marconi logró transmitir, en Diciembre de 1901, un mensaje telegráfico a través del océano atlántico utilizando una antena de radio. Su mensaje recorrió 3000 km entre Gales y Canadá. Inicialmente su logro fue muy cuestionado por la naturaleza de las ondas electromagnéticas, que al viajar en línea recta, hacía imposible la comunicación a largas distancias por la curvatura de la Tierra. En 1902 se postula la existencia de una capa ionizada en la parte superior de la atmósfera en donde rebotan las ondas que permiten la comunicación a largas distancias (Figura 1.5).

Las primeras mediciones sobre esta capa se realizaron en 1925 emitiendo señales continuas de manera vertical. Próximo al emisor se encontraba un receptor que recibía tanto

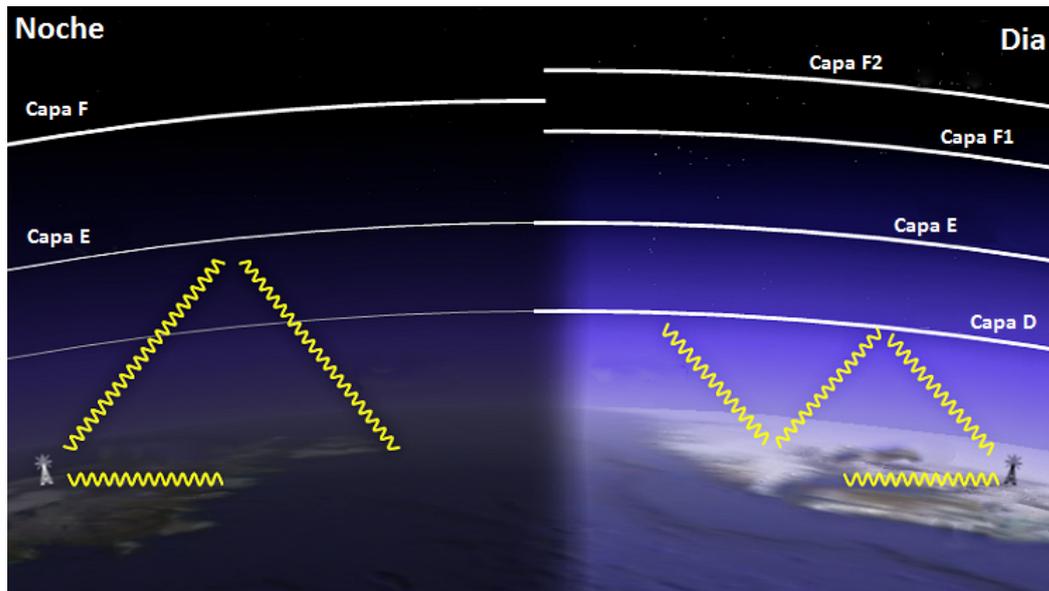


Figura 1.5 Capas de la ionosfera.

la señal emitida como la reflejada en la ionosfera. Variando la fase de la señal emitida y comprobando picos de máximo y mínimo producto de la interferencia de las ondas se logró medir la altura de la capa ionizada. A esta le llamaron “capa eléctrica” o “capa E”. Con mediciones posteriores se logró determinar que el perfil de densidad de electrones de la ionosfera posee máximos parciales que definen sus distintas regiones, o capas.

Estas capas de la ionosfera se denominan con letras. Respetando que la primera capa conocida es la E se nombra a las otras capas con las letras D y F, según su perfil de densidad. La última capa, la capa F, bajo ciertas condiciones se desdobla en dos: F1 y F2. Cada una de estas regiones posee un pico, o valor máximo, en la ionización.

La energía que produce la separación ion-electrón es principalmente la radiación solar, seguida de otros mecanismos como la colisión con partículas del viento solar que se precipitan a la Tierra y la absorción de radiación cósmica.

La capa D es la capa más cercana a la superficie de nuestro planeta y se extiende entre los 60 y los 90 Km de altura. Su pico de densidad electrónica se da cerca de los 90 km. En esta región el óxido nítrico absorbe longitudes de onda de 121.5nm y durante periodos de actividad solar alta las longitudes menores a 1nm (rayos X) ionizan el oxígeno y el nitrógeno

molecular bajando el pico de máxima densidad hasta los 80 Km aproximadamente. En la capa D la densidad de neutros es suficiente para que la recombinación ion-electrón se produzca relativamente rápido, por esta razón, esta capa desaparece durante la noche.

La capa E se encuentra entre los 90 y los 140 Km de altura. Su pico de densidad de ionización ocurre aproximadamente a los 110 Km. En esta región el principal ion es el oxígeno molecular que absorbe tanto los rayos X de baja energía (1-10 nm) como el ultravioleta lejano. Durante la noche la capa E reduce su densidad de ionización en un orden de magnitud.

La capa F se extiende desde los 140 Km hasta aproximadamente los 1500 Km. Esta capa se desdobra durante el día en dos: capa F1 y capa F2. La máxima densidad de ionización en la capa F1 se encuentra cerca de los 200 Km, y el pico de la capa F2 se da alrededor de los 300Km. En esta región se ionizan principalmente el oxígeno atómico y en la zona más alta también el nitrógeno atómico a través de la absorción de longitudes de onda de entre 10 y 80 nm, correspondientes al extremo ultra violeta. A partir de los 400 Km domina la presencia del oxígeno atómico y desde los 1200 Km solo se encuentra el hidrógeno atómico como único ion presente.

## 1.7. Modelos utilizados

Los resultados obtenidos durante esta Tesis son en su mayor parte teóricos. Para conseguirlos se utilizaron principalmente tres modelos computacionales de acceso libre y gratuito: International Reference Ionosphere (IRI) para los parámetros referidos a la ionosfera tales como la densidad o la temperatura de los iones y electrones (Bilitza et al., 2014), Naval Research Laboratory Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar (NRLMSISE-00) para la atmósfera neutra, densidad y temperatura de neutros (Picone et al., 2002), y el International Geomagnetic Reference Field (IGRF) para el campo magnético (Thébault et al., 2015). Si bien existen modelos de mayor precisión para el campo magnético, nuestro principal interés

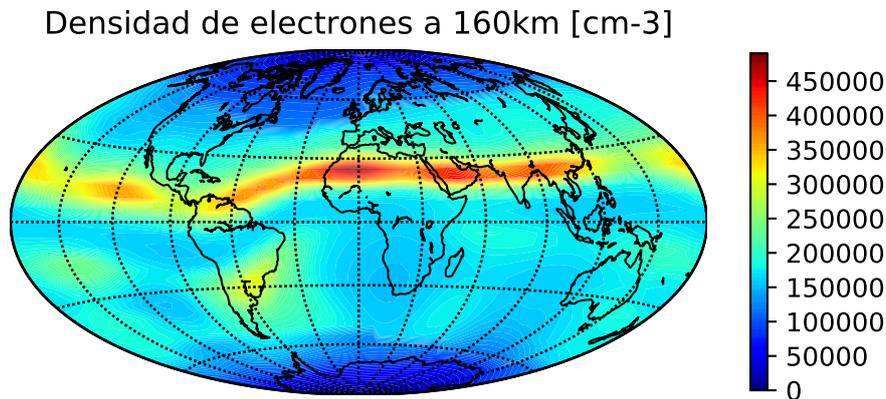


Figura 1.6 Densidad de electrones a 160 km de altura calculada con el modelo IRI-2016.

se encuentra en las variaciones a largo plazo, por lo que no es necesario utilizar programas de alta precisión.

Cada uno de estos programas es una fuente de datos atmosféricos, se necesita introducirlos en otras rutinas para calcular los parámetros de interés. Se escribieron los códigos necesarios para obtener: la conductividad total y relativa de cada especie cargada de la ionosfera en un punto, en perfiles de altura y en todo el planeta, la conductancia (conductividad integrada en el eje vertical), la variación de conductancia en el tiempo y con respecto al campo magnético, un modelo de magnetosfera y un trazador de líneas de campo vectorial para el campo magnético.

### IRI-2016

IRI es un proyecto de COSPAR (Committee on Space Research) y la URSI (International Union of Radio Science) quienes produjeron un modelo empírico para calcular parámetros en la ionósfera. Este se creó utilizando bases de datos mundiales de ionosondas, radares de dispersión incoherente, satélites y cohetes. El modelo es capaz de calcular para cualquier posición en la Tierra, día, año y hora, la densidad y temperatura de electrones, composición y temperatura de iones para alturas desde 50 Km hasta 2000 Km. Todos los años se realizan jornadas de trabajo para mejorar el rendimiento y el alcance del modelo, de esta manera se logró incluir deriva de iones, efectos de tormentas magnéticas y auroras en el mismo. La Figura 1.6 muestra la salida del modelo de densidad de electrones para el día 28 de marzo

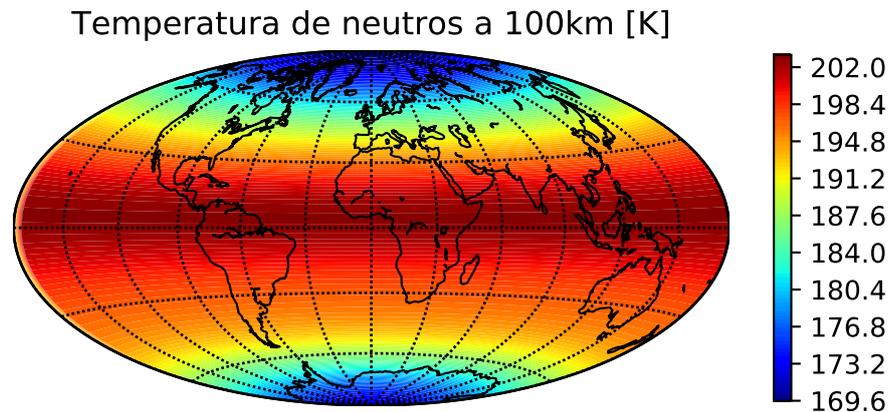


Figura 1.7 Temperatura de neutros a 100 km de altura calculada con el modelo NRLMSISE-00.

del año 2008, fijando la hora en 12LT (hora local) para todas las longitudes a una altura de 160 km. Utilizar las 12LT en todo el planeta es una buena manera de observar todo el planeta en una misma imagen.

### **NRLMSISE-00**

NRLMSISE-00 es un modelo atmosférico empírico basado en el modelo MSISE-90 que es capaz de estimar la densidad y la temperatura de las partículas neutras de la atmósfera desde el nivel del suelo. El modelo completo NRLMSISE-00, a diferencia de su antecesor, considera anomalías producidas por la ionización del oxígeno atómico por arriba de los 500 km, corrige el contenido de oxígeno a altitudes bajas (debajo de 50 km) y considera efectos no lineales de la actividad solar mediante un parámetro de flujo de radiación incidente. Como ejemplo del funcionamiento de este modelo se puede observar la Figura 1.7 donde se muestra la temperatura de neutros a 100 km de altura para el día 28 de marzo del año 2008, 12LT.

### **IGRF**

El IGRF, como se mencionó anteriormente, es un modelo matemático basado en la expansión en serie de armónicos esféricos para el potencial vectorial magnético desde el cual

es posible calcular el campo magnético principal (es decir el campo producido únicamente por el núcleo de la Tierra) en cualquier posición.

$$V(r, \theta, \varphi, t) = a \sum_{n=1}^{13} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \times \{[g_n^m(t) \cos(m\varphi) + h_n^m(t) \sin(m\varphi)] P_n^m(\cos \theta)\} \quad (1.5)$$

El modelo es desarrollado por la IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) y utiliza mediciones de estaciones en tierra y satélites para encontrar los coeficientes de Gauss. El modelo utilizado fue lanzado en 2014, utiliza 12 términos de la serie, por esto se conoce como IGRF-12. Los coeficientes nuevos son comparados con los anteriores para estimar las variaciones seculares del campo geomagnético. Se mostró un ejemplo de la salida de este código en la Figura 1.3.

### **Códigos Python generados para obtener los resultados de esta Tesis**

Python es un lenguaje de programación de alto nivel, uno de los más usado en el ámbito científico debido a la facilidad en que se estructuran sus códigos, haciendo muy simple su lectura, interpretación y cambios o mejoras. Python facilita la creación de códigos para casi todas las necesidades de hoy en día en el mundo de la programación. Es además muy versátil para comunicarse con otros lenguajes como C o Fortran, que son más eficientes a la hora de realizar cálculos complejos, facilitando así la toma de datos y la visualización de los mismos.

Python es libre y gratuito y cuenta con una enorme librería de paquetes que facilitan su uso y lo hacen mucho más eficiente. Desde rutinas que transforman los vectores a lenguaje C para realizar cálculos más rápidos, compiladores de Fortran, graficadores GNU, rutinas de paralelización, hasta implementación de inteligencia artificial.

Aprovechando las grandes cualidades de Python se crearon programas tanto para hacer cálculos como para graficar dependiendo de la naturaleza de cada resultado. Se necesitan los tres modelos mencionados previamente, que están escritos en lenguaje Fortran, por lo que es necesario un compilador de este lenguaje para Python. Luego se puede descargar

un paquete para Python en donde varios modelos climáticos de la atmósfera superior están disponibles (Pyglow). Con esto ya se tienen los programas necesarios para extraer datos en un solo archivo de código con una simple interfaz.

### **Códigos conductividad y magnetosfera**

En esta Tesis se usa dos tipos de códigos, uno para calcular la conductividad de la ionosfera, y otro para modelar la magnetopausa y seguir líneas de campo magnético.

Como se muestra más adelante, para calcular la conductividad se necesita conocer: la densidad y la temperatura de iones y electrones, la densidad y temperatura de los neutros, la abundancia molecular de cada especie, y el campo magnético. Y para modelar la magnetosfera solo se necesita el campo geomagnético. Todos estos datos se extraen de los programas ya mencionados.

Entre las características destacables de cada programa se puede mencionar que el cálculo de las conductividades se hace por separado para cada especie iónica y en distintos programas en donde la salida depende del tipo de gráfico necesario. Un perfil en altura se calcula rápidamente seleccionando una ubicación, fecha y eligiendo el paso en altura. Para cálculos globales hay que iterar en latitud, longitud y altura, donde la elección del paso para cada variable es sumamente importante ya que un paso grande ( $> 5^\circ$ ) reduce el tiempo de cómputo pero se puede perder información puntual en ciertas zonas, como en la región la anomalía ecuatorial de ionización, y un paso muy pequeño aumenta el tiempo de cómputo exponencialmente.

La conductancia es la conductividad integrada en altura, por lo que es importante notar que para crear mapas de conductancia es necesario hacer perfiles en altura en cada localización, por lo que se itera en las tres variables espaciales.

Los gráficos de conductancia en función del tiempo requieren integración en altura y fecha variable. Las fluctuaciones de la conductancia en tiempo son dependientes de las condiciones

solares de cada día, por lo que es necesario promediar cuando hay mucha variabilidad en los datos o fijar la actividad solar a un valor deseado.

### **Modelo magnetopausa**

El modelo de magnetopausa propuesto en este trabajo busca las posiciones del espacio en donde se iguala la energía del campo magnético con el promedio de la energía asociada al viento solar, esto se explica detalladamente en el Capítulo 3, para hacer esto se elige una dirección radial y se busca la distancia a la cual ocurre esta igualación. En ese punto se supone que existe el límite entre la magnetosfera y el espacio interplanetario. Calculado este punto se hace un seguimiento de la línea de campo magnético que pasa por este lugar hasta la superficie de la Tierra. Se repite este proceso para distintas direcciones radiales con el fin de obtener las zonas donde llegan todas las líneas de campo que definimos abiertas, de esta manera se conoce la ubicación de los casquetes polares magnéticos.

La rutina de seguimiento de líneas de campo vectorial incluye tres transformaciones de coordenadas. El modelo de campo magnético utiliza como entrada la posición en coordenadas esféricas dando como salida el campo en este mismo sistema. Para seguir una línea de campo se realiza una integración numérica, para esto es necesario usar el espacio cartesiano, por lo que necesitamos transformar el vector del campo magnético y la posición. Una vez conocida la dirección del campo se hace un paso lo más pequeño posible y se vuelve a transformar el nuevo vector posición a coordenadas esféricas para utilizar nuevamente en la rutina del campo. Este proceso se repite hasta que la distancia radial es igual a 1 radio terrestre. Se muestra un esquema de una integración numérica en la Figura 1.8, donde se puede notar claramente como la elección de un paso pequeño hace más preciso el seguimiento de la curva.

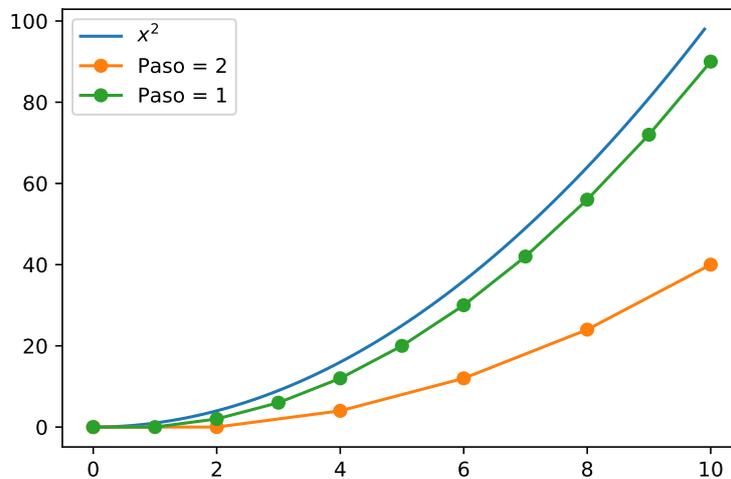


Figura 1.8 Proceso de integración numérica, en azul la curva  $y = x^2$ , y en naranja y verde las integraciones numéricas con paso 2 y 1 respectivamente.

## 1.8. Configuraciones de inversión del campo

Aunque los mecanismos físicos involucrados en las inversiones del campo geomagnético son desconocidas, se pueden estimar formas plausibles del mismo pensando que la reducción de la componente dipolar axial predominante en la actualidad deja paso a otras componentes, ya sean dipolares en dirección ecuatorial, o multipolares de ordenes más altos como cuadrupolos u octupolos. Estas últimas contribuciones mencionadas son muy interesantes desde un punto de vista físico, ya que rompen con la idea de solo dos polos magnéticos, lo que cambiaría completamente la estructura de la magnetosfera y los fenómenos asociados a esta, como la ubicación de las zonas aurales.

Para extrapolar a situaciones de inversión se va a considerar hasta el tercer orden de la expansión del campo magnético, es decir, hasta la contribución octupolar. Cuando se estima el aporte de los multipolos con dipolos reducidos, en algunos casos vamos a utilizar una condición de conservación de energía magnética en el núcleo externo de la Tierra. Despreciar los órdenes superiores al 3 facilita los cálculos y como se va a probar más adelante, considerar

más términos en la serie del potencial magnético no produce cambios apreciables en nuestros resultados.

Las transiciones de campo magnético antes de la inversión serán modeladas en cuatro formas distintas:

1. Reduciendo la contribución dipolar del campo dejando los otros coeficientes fijos
2. Colapso del dipolo axial: dipolo axial igualado a cero y manteniendo constantes todas las otras componentes
3. Rotación dipolar: transfiriendo la energía del dipolo axial a las otras componentes dipolares.
4. Cascada de energía: la energía dipolar es totalmente transferida a los ordenes cuadrupolares y octupolares.

La ecuación de conservación de la energía, que se utilizará en los escenarios 3 y 4, está basado en los espectros de Mauersberger-Lowes (Lowes, 1974), esta es:

$$R = \sum_n R_n = \sum_n (n+1) \left(\frac{a}{c}\right)^{2n+4} \sum_m [(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2] \quad (1.6)$$

Donde  $c = 3480$  es el radio del núcleo externo. Como condición adicional, se mantiene constante la proporción entre los coeficientes.

Para el caso de la rotación dipolar, siendo  $g_1^0, g_1^1$  y  $h_1^1$  los coeficientes de la actualidad, la condición de rotación impone que  $g_1^{*0} = 0$ , los otros dos coeficientes  $g_1^{*1}$  y  $h_1^{*1}$  se calculan resolviendo:

$$\frac{2\left(\frac{a}{c}\right)^6 (g_1^{*1})^2}{R_1} = \frac{2\left(\frac{a}{c}\right)^6 (g_1^1)^2}{R_1 - 2\left(\frac{a}{c}\right)^6 (g_1^0)^2} \quad (1.7)$$

$$\frac{2\left(\frac{a}{c}\right)^6 (h_1^{*1})^2}{R_1} = \frac{2\left(\frac{a}{c}\right)^6 (h_1^1)^2}{R_1 - 2\left(\frac{a}{c}\right)^6 (g_1^0)^2}$$

entonces  $(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2 = (g_1^{*1})^2 + (h_1^{*1})^2$ .

Para el caso de la cascada de energía

$$\frac{(n+1)\left(\frac{a}{c}\right)^{2n+4}(g_n^{*m})^2}{R} = \frac{(n+1)\left(\frac{a}{c}\right)^{2n+4}(g_n^m)^2}{R_2+R_3} \quad (1.8)$$

$$\frac{(n+1)\left(\frac{a}{c}\right)^{2n+4}(h_n^{*m})^2}{R} = \frac{(n+1)\left(\frac{a}{c}\right)^{2n+4}(h_n^m)^2}{R_2+R_3}$$

Donde vale que  $R = R_2^* + R_3^*$  ya que  $R_1^* = 0$ .

Se sabe que los procesos de inversión del campo geomagnético son extremadamente complejos, y los utilizados aquí intentan contemplar los de mayor generalidad.

La distribución espacial de la intensidad magnética en los escenarios considerados se muestran en la Figura 1.9. Excepto en la rotación dipolar, donde la energía se transfiere a los dipolos ecuatoriales, todos los escenarios tienen en común una disminución del campo, notar el máximo en las escalas.

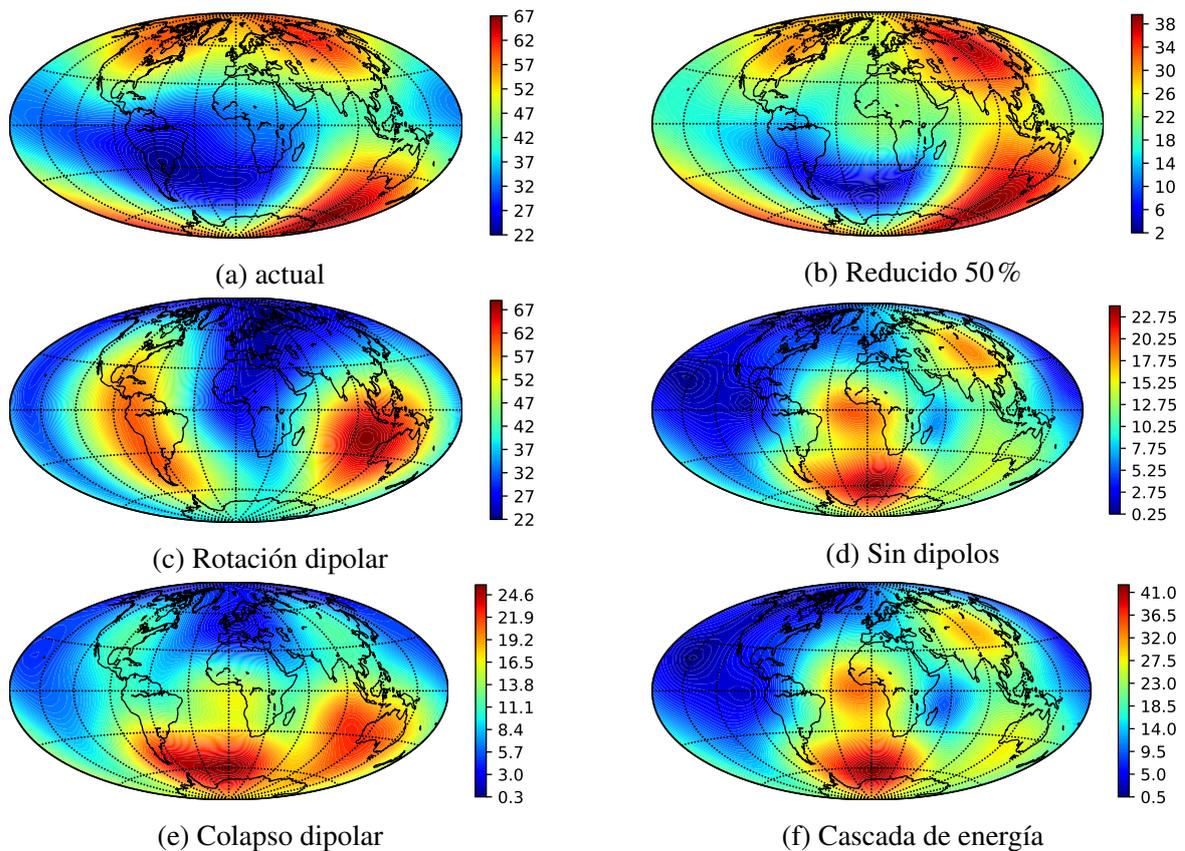


Figura 1.9 Intensidad del campo magnético (en micro Teslas [ $\mu\text{T}$ ]) en la superficie de la Tierra para los escenarios propuestos. Notar la diferencia en las escalas.

Algunos aspectos interesantes del campo se pueden ver en los paneles de la Figura 1.9, por ejemplo, en el panel (b) con una reducción del 50% en las tres componentes dipolares la distribución espacial del campo es muy similar a la actual, pero reducido en valor absoluto, esto es una prueba del gran aporte que tiene en la actualidad la componente dipolar.

Las Figuras 1.9 (d) y (f) tienen exactamente la misma distribución pero con diferentes valores en la intensidad. Esto se debe a que en (d) solo se igualaron los dipolos a cero, y en (f) la energía fue distribuida de manera que se mantenga la relación entre el resto de las componentes, dando como resultado el mismo campo pero intensificado.

La rotación dipolar (Figura 1.9c) conserva los valores extremos que presenta el campo actual ya que toda la energía vertical fue transferida al eje horizontal. No es fácil de ver en una proyección pero la forma del campo es muy parecida a la del campo actual pero con los polos magnéticos cerca del ecuador geográfico.

## **Capítulo 2**

# **Efectos de las variaciones del campo geomagnético sobre la atmósfera superior: conductividad de la ionosfera**

En este capítulo se se desarrolla uno de los objetivos de esta Tesis que consiste en estimar las consecuencias de la variación del campo geomagnético sobre la atmósfera superior, y en especial la ionosfera, la cual consiste en un plasma inmerso en el campo magnético de la Tierra. Se desarrolla en particular los efectos sobre su conductividad y conductancia.

## 2.1. Conductividad de la Ionosfera

Como ya se mencionó en el Capítulo 1, la ionosfera es la zona de la atmósfera donde existe una cierta cantidad de cargas libres. Por esto, su comportamiento está fuertemente relacionado con el campo magnético, y por ende, de sus variaciones a lo largo del tiempo.

Entre las características que se ven afectadas por las variaciones del campo magnético se encuentran la altura donde la densidad de electrones es máxima y su valor en este punto. Muchos autores analizaron este efecto (Cnossen, 2014; Cnossen & Richmond, 2008; Elias & Ortiz de Adler, 2006; Yue et al., 2008) en busca de respuestas a las tendencias observadas por las estaciones ionosféricas, tendencias que no se pueden explicar únicamente considerando las concentraciones de gases de efecto invernadero.

Una característica de la ionosfera que es sensible a las variaciones del campo magnético es la conductividad, la cual es muy importante en una gran cantidad de procesos geofísicos, y es crítica en el entendimiento de los procesos de acoplamiento magnetosfera-ionosfera-termosfera, las últimas dos están acopladas a través de colisiones entre partículas neutras y cargadas. Una gran cantidad de modelos, tanto numéricos como semi-empíricos, utilizan la conductividad como parámetro de entrada (Rasmussen et al., 1988), por lo que es muy importante para nuestro entendimiento de la electrodinámica de la ionosfera (Richmond & Thayer, 2000).

Matemáticamente la conductividad de un plasma es un tensor que depende del campo magnético a través de la girofrecuencia de electrones e iones, que es la frecuencia de giro de las cargas alrededor de las líneas de campo. Las conductividades tienen la siguiente forma matemática, Rishbeth & Garriott (1969), Takeda & Araki (1985), Moen & Brekke (1990):

$$\sigma_0 = N_e e^2 \left( \frac{1}{m_e \nu_e} + \sum_i \frac{f_i}{m_i \nu_i} \right) \quad (2.1)$$

$$\sigma_1 = N_e e^2 \left[ \frac{1}{m_e} \frac{\nu_e}{(m_e^2 + \nu_e^2)} + \sum_i \frac{f_i}{m_i} \frac{\nu_i}{(m_i^2 + \nu_i^2)} \right] \quad (2.2)$$

$$\sigma_2 = N_e e^2 \left[ \frac{1}{m_e} \frac{\omega_e}{(m_e^2 + \nu_e^2)} - \sum_i \frac{f_i}{m_i} \frac{\omega_i}{(m_i^2 + \nu_i^2)} \right] \quad (2.3)$$

Donde  $\sigma_1$  y  $\sigma_2$  se llaman conductividad de Pedersen y Hall respectivamente, están deducidas considerando orientación perpendicular a la dirección del campo magnético, por esto solo la intensidad del campo está presente y no su dirección.  $\sigma_0$  es la conductividad paralela, esta es la clásica conductividad en ausencia de campo magnético. Los subíndices  $i$  y  $e$  se refieren a iones y electrones respectivamente,  $N_e$  es la densidad de electrones,  $m$  la masa,  $e$  la carga del electrón,  $\nu$  la frecuencia de colisión entre partículas neutras,  $\omega = eB/m$  la girofrecuencia,  $B$  la intensidad del campo magnético, y  $f$  la densidad relativa de cada especie de iones. Estas ecuaciones suponen un plasma neutro y una ionización simple por cada ion.

Existen tres elementos esenciales para la determinación de la conductividad de la ionosfera: la densidad del plasma, la intensidad del campo magnético y la frecuencia de colisión entre las cargas y los componentes neutros de la atmósfera.

Se encuentran varios ejemplos en la bibliografía que estudian la dependencia entre la conductividad y el campo magnético. Algunos parametrizando únicamente el momento dipolar (Glassmeier et al., 2004; Takeda, 1996; Zieger et al., 2006). Otros como Rishbeth (1983) utilizando un escenario de inversión, cuadrupolar puro, pero analizando solo diferencias en la conductividad debidas a cambios en la intensidad del campo magnético, sin considerar patrones de distribución espacial. Notar que un cambio como este conlleva una gran variación en la forma del campo magnético en el espacio.

Cnossen et al. (2011) fueron los primeros en analizar la estructura espacial de las variaciones del campo magnético usando un modelo complejo que considera acoplamientos magnetosfera-ionosfera-termosfera. Considerando el campo interno de la Tierra como un di-

polo centrado y usando dos escenarios, uno de reducción y otro de incremento en el momento dipolar. Este estudio muestra las grandes variaciones que se obtienen en las conductividades de Pedersen y Hall cuando el campo magnético se debilita. Ellos hicieron un promedio entre las 13 y las 15 UT para ambos hemisferios y calcularon variaciones en la zona de día del 60-65 % de aumento en la conductividad de Hall para el dipolo reducido y un 50-60 % de aumento para el caso de Pedersen. En un trabajo posterior Cnossen et al. (2012), también consideraron la actividad solar variable y calcularon el promedio global de la conductancia. Cnossen & Richmond (2012), también usando un modelo de acoplamiento, analizaron la conductividad en altas latitudes y sus variaciones debido a la deriva de la inclinación dipolar.

En este capítulo se van a analizar la distribución espacial y los cambios de las conductancias considerando variaciones reales del campo en los últimos años. Si bien las variaciones de los últimos años ya estaba registrada en la bibliografía, durante el transcurso de esta tesis se publicó como cambia el aporte iónico a la conductancia de Pedersen.

Al final de este capítulo analizaremos los cambios en las conductividades en situaciones de inversión, ya que el campo magnético sufriría cambios críticos en su distribución espacial y una gran disminución en su intensidad. Es esperable, basado en las ecuaciones de las conductividades, un gran aumento en la conductancia.

## 2.2. Metodología

La conductancia se define matemáticamente como la integral de la conductividad en altura. En la atmósfera la distribución en altura de cualquier parámetro físico se puede considerar constante en un rango que se conoce como altura de escala, este se estima utilizando los gradientes de temperatura en el eje vertical, y su valor se encuentra en el rango de 5 a 20 km. Sabiendo esto se puede calcular la conductancia con un margen de error relativamente pequeño cambiando la integral por una suma finita, entonces se calcula la conductancia como:

$$\Sigma = \sum_i \sigma_{z_i} \Delta z \quad (2.4)$$

Donde  $\Sigma$  es la conductancia ahora definida como una suma del valor de la conductividad por un rango  $\Delta z = 5km$ , usar valores mas pequeños para el paso en altura no produce cambios significativos en los resultados. Los límites de la suma para el caso de la conductancia puede considerarse entre 80 y 500km, fuera de este rango de altitud el aporte a la conductancia es despreciable.

Las especies iónicas que aportan a la conductancia son principalmente el óxido nítrico  $NO^+$ , el oxígeno molecular  $O_2^+$ , el oxígeno atómico  $O^+$ . En la ionosfera hay presentes otros iones pero su abundancia es despreciable respecto a los mencionados.

Para calcular la frecuencia de colisión se consideran los neutros mas abundantes en la región de cálculo: el oxígeno atómico y molecular ( $O_2, O$ ), y el nitrógeno molecular ( $N_2$ ). Los iones y electrones colisionan, principalmente, con estas tres especies neutras. Debido a la baja densidad de ionización se puede despreciar la colisión entre especies cargadas, la forma de las frecuencias se estima como (Schunk & Nagy, 2009):

$$\begin{aligned}
\frac{1}{N_{O_2}} v_{O_2^+ - O_2} &= 2,59 \times 10^{-11} \sqrt{\frac{T_i + T_e}{2}} \left[ 1 - 0,73 \log_{10} \sqrt{\frac{T_i + T_e}{2}} \right]^2 \\
\frac{1}{N_{O_2}} v_{O^+ - O_2} &= 6,64 \times 10^{-10} \\
\frac{1}{N_{O_2}} v_{NO^+ - O_2} &= 4,27 \times 10^{-10} \\
\frac{1}{N_O} v_{O^+ - O} &= 3,67 \times 10^{-11} \sqrt{\frac{T_i + T_e}{2}} \left[ 1 - 0,064 \log_{10} \sqrt{\frac{T_i + T_e}{2}} \right]^2 f_{cor} \\
\frac{1}{N_O} v_{NO^+ - O} &= 2,44 \times 10^{-10} \\
\frac{1}{N_O} v_{O_2^+ - O} &= 2,31 \times 10^{-10} \\
\frac{1}{N_{N_2}} v_{O_2^+ - N_2} &= 4,13 \times 10^{-10} \\
\frac{1}{N_{N_2}} v_{NO^+ - N_2} &= 4,34 \times 10^{-10} \\
\frac{1}{N_{N_2}} v_{O^+ - N_2} &= 6,82 \times 10^{-10} \\
v_{en} &= 2,33 \times 10^{-11} N_{N_2} T_e (1 - 1,21 \times 10^{-4} T_e) + \\
&\quad 1,82 \times 10^{-10} N_{O_2} \sqrt{T_e} (1 + 3,6 \times 10^{-2} \sqrt{T_e}) + \\
&\quad 8,9 \times 10^{-11} N_O \sqrt{T_e} (1 + 5,7 \times 10^{-4} T_e)
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Donde  $N_n$  es la densidad numérica de la especie  $n$  en  $cm^{-3}$  y la temperatura en [K]. Las frecuencias de colisión entre  $O_2^+ - O_2$  y  $O^+ - O$  son resonantes. El factor  $f_{cor}$  toma el valor 1,5, este número aproxima la frecuencia de colisión a valores estimados de manera experimental.

Todos los datos necesarios para el cálculo de conductancia se obtienen de modelos. La información sobre la atmósfera neutra del NRLMSISE-00 (Picone et al., 2002), la ionosfera de IRI-2016 (Bilitza et al., 2014) y el campo magnético de IGRF12 (Thébault et al., 2015).

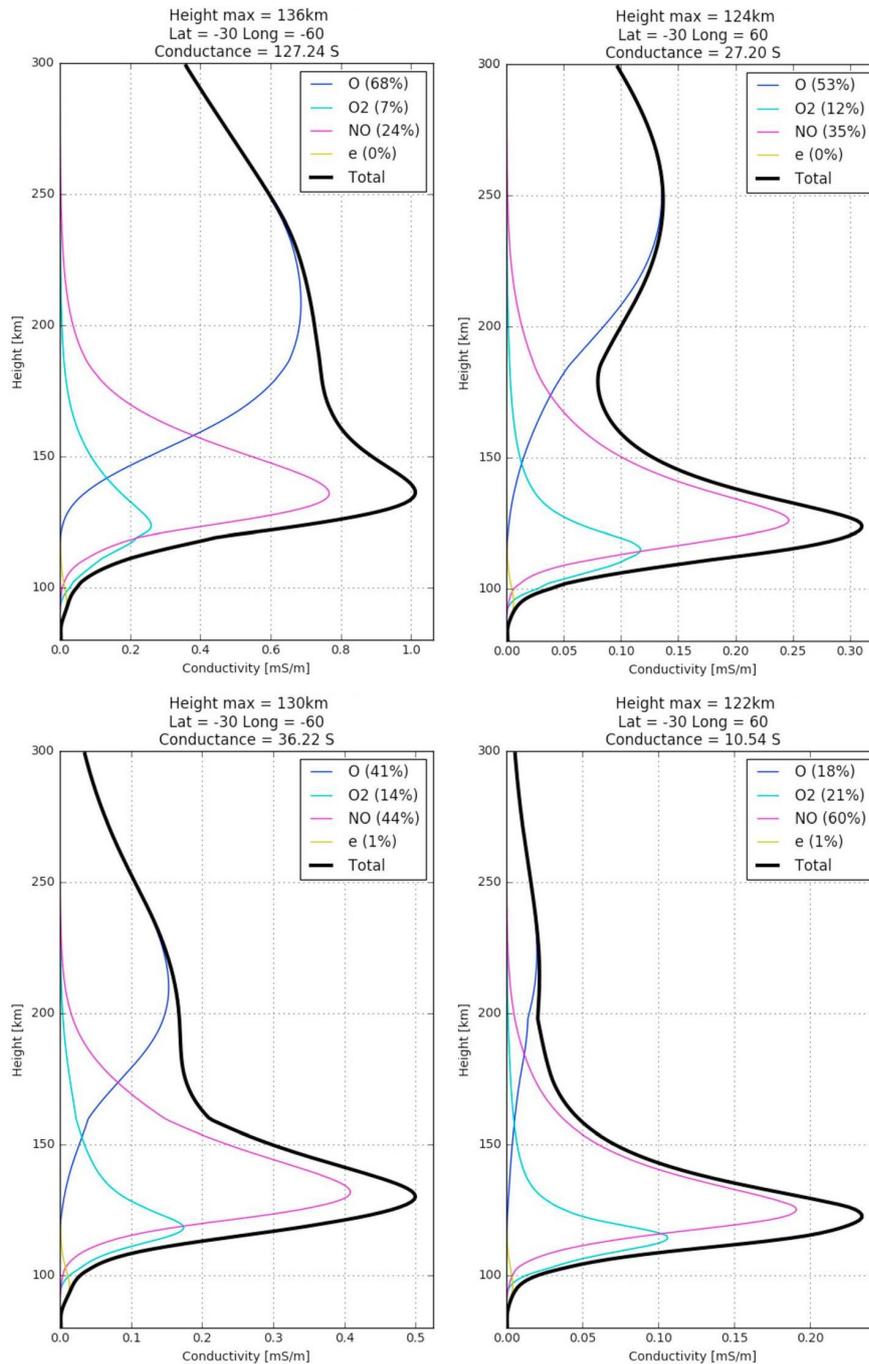


Figura 2.1 Perfil de la conductividad de Pedersen para las 12 LT, marzo de 2001 (alta actividad solar, paneles superiores) y para marzo de 2008 (baja actividad solar, paneles de abajo) y la contribución iónica  $\sigma_{INO^+}$  (magenta),  $\sigma_{IO_2^+}$  (celeste),  $\sigma_{IO^+}$  (azul),  $\sigma_{1e^-}$  (amarillo) para  $30^\circ S60^\circ O$ , dentro de la SAA (izquierda) y  $30^\circ S60^\circ E$  (derecha). Arriba de cada panel se indica la altura de pico de la conductividad, la conductancia, y posición geográfica.

## 2.3. Resultados

La sección de resultados se divide en los tres principales aportes de esta tesis, resultados que fueron publicados en Zossi et al. (2018b), Zossi et al. (2018a) y Zossi et al. (2019b).

### 2.3.1. Aporte iónico a la conductividad de Pedersen

La Figura 2.1 muestra el perfil en altura de la conductividad de Pedersen  $\sigma_1$  para dos ubicaciones específicas durante periodos de alta y baja actividad solar. Teóricamente se prueba que el pico de la conductividad está cerca de los 120km de altura, que es la región donde se cumple que  $v_i \approx \omega_i$ . Esta condición se cumple para todas las especies iónicas, con pequeñas variaciones debido al peso molecular. Sin embargo,  $\sigma_{1i}$  se puede pensar como un producto de dos funciones con distintas alturas de pico: una es la densidad numérica de los iones y la otra, la relación  $v_i / (v_i^2 + \omega_i^2)$ , por lo que el máximo de la conductividad debe estar entre los máximos de estas dos funciones. La segunda relación tiene su máximo en los  $\sim 120$ km, mientras que la densidad iónica depende de las reacciones físicas y químicas que ionizan la atmósfera. En particular para los iones que aportan considerablemente a la conductividad, para horas cercanas al mediodía, el  $O_2^+$  tiene su pico de densidad a los  $\sim 105$  km, mientras que  $NO^+$  cerca de los  $\sim 130$ km y el  $O^+$  en los  $\sim 280$ km, los valores exactos dependen de variables puntuales como la posición, hora local, estación y actividad solar. Los distintos picos se pueden notar en los paneles de la Figura 2.1 donde queda claro que cada ion tiene su pico de conductividad a distintas alturas.

Los gráficos de alta actividad solar muestran un interesante incremento en el rol del ion de oxígeno atómico en la conductancia total, aún así, el pico de la conductividad sigue estando siendo principalmente marcado por el  $NO^+$ , cuya conductividad es muy alta en una capa mucho mas fina. El  $O^+$  sin embargo puede tomar valores que contribuyen en un 50% a la conductancia.

La Figura 2.2 muestra la variación espacial de la integral en altura de la conductividad, la conductancia  $\Sigma_1$  junto con la contribución iónica de cada especie durante un mes de equi-

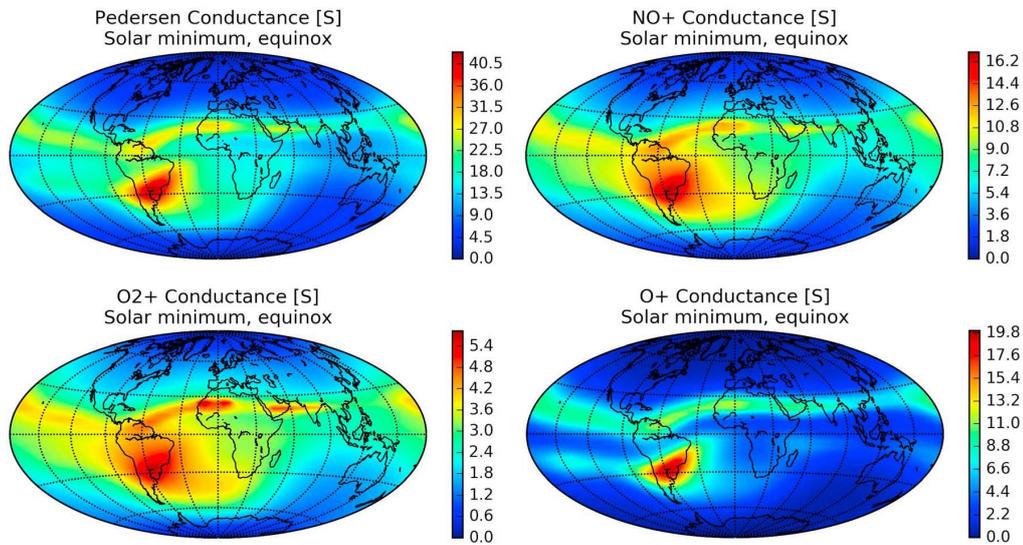


Figura 2.2 Conductancia de Pedersen total y la contribución de cada especie iónica para un día tranquilo equinoccial para período de baja actividad solar (marzo 2008).

noccio, marzo, para las 12 LT y mínimo de actividad solar. Dos estructuras se pueden notar claramente en los mapas de conductancia, el de intensidad del campo y la anomalía ecuatorial de ionización. Un campo magnético menos intenso eleva la altura de pico, acercándola a donde el oxígeno atómico tiene mayores concentraciones.

La Figura 2.3 muestra las mismas conductancias de la Figura 2.2 pero como porcentajes de la conductancia de cada ion. En estas imágenes se puede notar como la contribución del  $O_2^+$  crece hacia los polos, donde el campo es más intenso, y por ende, el máximo más bajo.

En condición solar baja el  $NO^+$  es el conductor principal, ya que representa el mayor porcentaje en todas las estaciones. Un patrón claro se puede notar en el hemisferio de verano, donde toma valores más altos que los de invierno, excluyendo las zonas aurorales. En equinoccio, el porcentaje de  $NO^+$  muestra una notable disminución en la zona de la anomalía magnética del Atlántico sur y la zona del anomalía de ionización ecuatorial, donde sucede que el efecto ExB deposita iones de  $O^+$  en las capas más altas.

Durante periodos de alta actividad solar la distribución de la contribución iónica es muy similar al visto en el caso de baja actividad, pero con valores mucho más grandes. El incremento en la densidad de  $O^+$  en la capa F es mucho mayor que el incremento de los otro

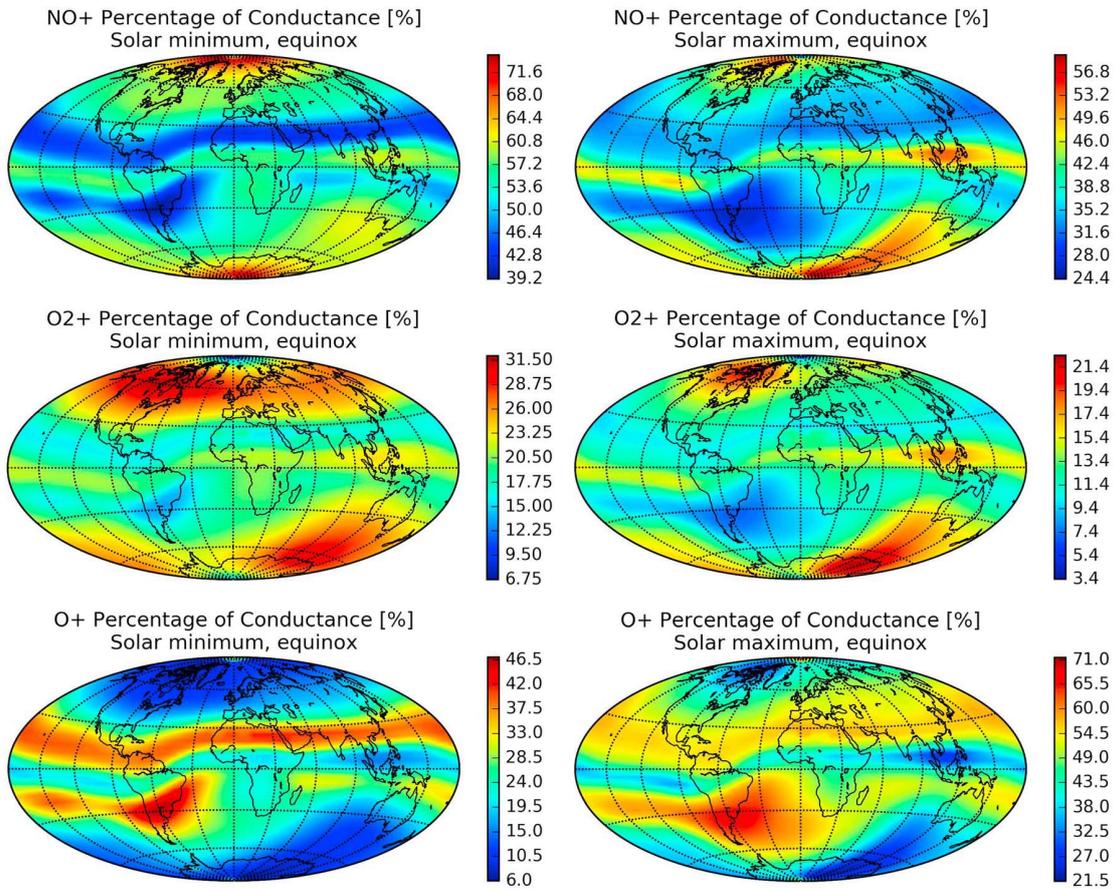


Figura 2.3 Porcentaje de la conductancia de Pedersen respecto a la total para cada ion para 12LT usando baja (izquierda) y alta (derecha) actividad solar, marzo de 2008 y 2001 respectivamente.

iones, por lo que es esperable que el aumento en la conductancia del oxígeno atómico sea mayor también. Esto se ve en las Figuras 2.3 y 2.4.

La Figura 2.4 muestra los porcentajes para el solsticio de diciembre. En el polo norte, donde el campo magnético es intenso, el  $O^+$  es el ion dominante, esto se debe a que en esa época del año la radiación solar no llega a ese polo (noche polar). O sea que, el alto porcentaje de conductividad del  $O^+$  en los polos se debe realmente a la falta de iones en las capas más bajas, que se traduce también en una conductancia mucho menor.

En el mes de julio se puede ver un comportamiento similar al mostrado para diciembre pero invertido ecuatorialmente, la estructura verano-invierno es lo más notable.

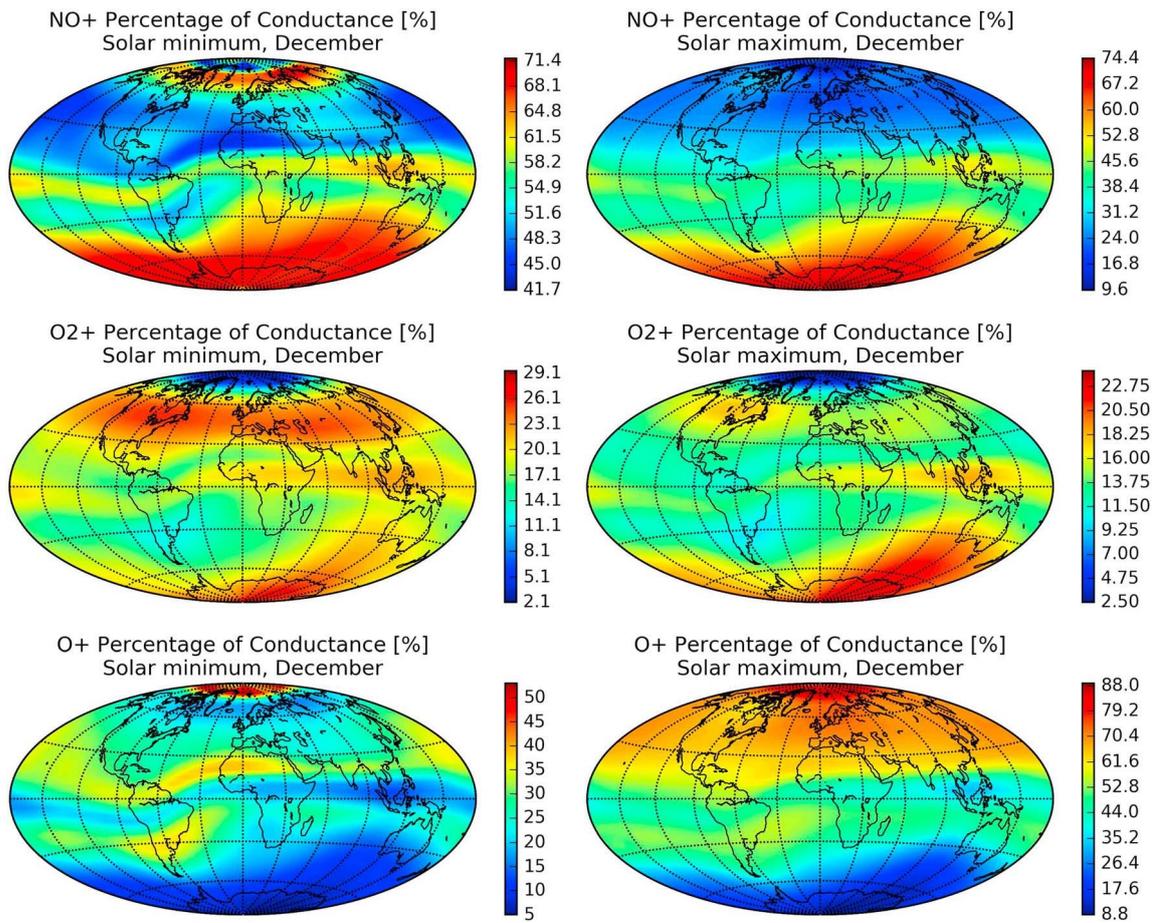


Figura 2.4 Porcentaje de la conductancia de Pedersen respecto a la total para cada ion para 12LT usando baja (izquierda) y alta (derecha) actividad solar, diciembre de 2008 y 2001 respectivamente.

Durante la noche, la conductancia de Pedersen presenta valores mucho menores debido principalmente a la recombinación ion-electrón en las capas bajas, desapareciendo casi enteramente la capa E. La altura pico de la conductividad se desplaza hacia la capa F, de esta manera es el ion  $O^+$  el dominante durante la noche a latitudes medias y bajas, esto se muestra en la Figura 2.5, donde se calcula la conductancia y la contribución iónica de  $NO^+$  y  $O^+$  para las 00LT. El  $O_2^+$  muestra porcentajes inferiores al 10% en todo el globo.

El alto porcentaje de conductividad que se presenta en la capa E nocturna,  $NO^+$ , en las regiones polares se debe principalmente a dos efectos: la alta intensidad del campo magnético, como ya se mencionó, y la precipitación de partículas que aumentan la densidad de iones en la capa E dándole una contribución por encima de la conductancia debido al  $O^+$ .

## Conclusiones

En esta sección se mostró como aporta cada ion a la conductividad de cada capa de la ionosfera. La altura de pico de la conductividad del  $O^+$  es mucho más alta que la del  $NO^+$  y el  $O_2^+$ , esto es muy importante debido al hecho que el oxígeno atómico es, en algunos casos, el principal conductor.

Estos resultados son muy significativos para el entendimiento de la distribución de energía y los sistemas de corrientes en la ionosfera. Muchos de estos perfiles son ignorados en simplificaciones como la suposición de una ionosfera plana y a una altura fija para el cálculo de las corrientes eléctricas. La estimación de la distribución de energía depositada por la precipitación de partículas en las zonas polares también ignora la contribución de cada especie iónica en la atmósfera, esto es muy importante debido a que la energía transferida por iones pesados, capa E, es más importante que en la capa F.

Para resaltar esto se calculó el perfil de conductividad en altura en las zonas polares, Figura 2.5, en estas zonas se utiliza la conductancia para estimar el calentamiento Joule, sin tener en cuenta que el 60% de la misma es aporte de  $NO^+$

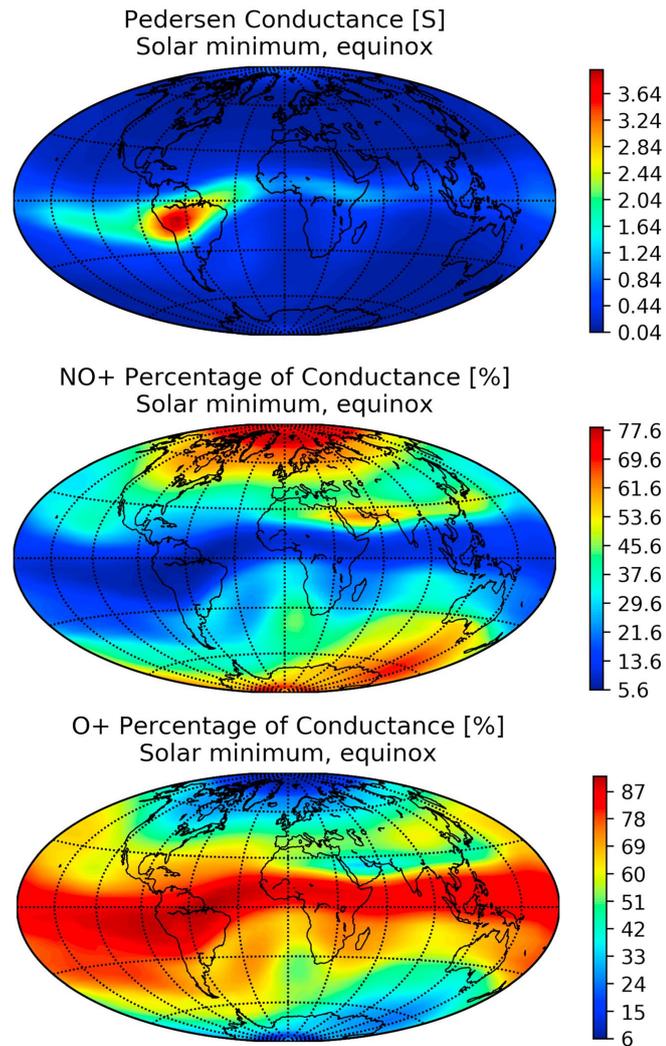


Figura 2.5 Conductancia de Pedersen y el porcentaje respecto a la total de  $NO^+$  y  $O^+$  para 00LT durante un mínimo de actividad solar (marzo).

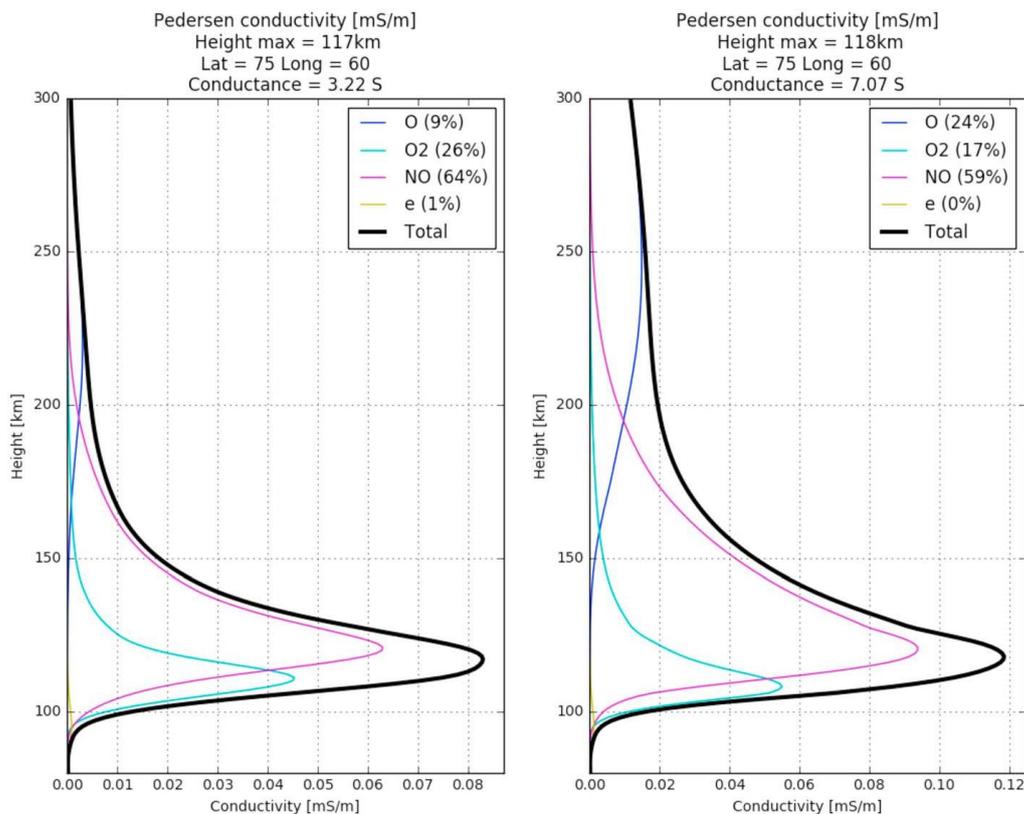


Figura 2.6 Perfil en altura para región polar a las 12LT para marzo 2008 (izquierda, baja actividad solar) y marzo 2001 (derecha, alta actividad solar) de la conductividad de Pedersen y la contribución iónica.

### 2.3.2. Contribución iónica a la conductividad de Pedersen en distintas escalas de tiempo

En la sección anterior se mostró la distribución espacial y el perfil en altura en algunos lugares de interés, se puede destacar la gran dependencia de la conductancia y la contribución de los iones con el campo magnético y con las zonas geográficas. El análisis a continuación complementa el anterior sumando un estudio a través del tiempo considerando variaciones de horas, meses y años. El máximo periodo que se va a considerar es un estudio de tendencia de 44 años entre 1964 y 2008. Este estudio pretende mostrar principalmente las variaciones del aporte iónico a la conductancia de Pedersen con la luz solar, las estaciones del año, la actividad solar y las tendencias a largo plazo filtrando las condiciones del clima espacial.

Se seleccionaron cinco ubicaciones de relevancia para este estudio, tres para latitudes medias  $30^{\circ}S60^{\circ}E$ ,  $30^{\circ}S60^{\circ}O$  y  $30^{\circ}N60^{\circ}O$ , y dos a latitudes altas,  $75^{\circ}S60^{\circ}E$  y  $75^{\circ}N60^{\circ}E$ . Las coordenadas fueron escogidas pensando en distintos comportamientos del campo magnético y fuera de la anomalía de ionización ecuatorial. La intensidad del campo en los años de estudio se incrementó en  $30^{\circ}S60^{\circ}E$ , disminuyó en  $30^{\circ}N60^{\circ}O$  y  $30^{\circ}S60^{\circ}O$  está en la anomalía magnética del Atlántico sur.

Para estudiar alta y baja actividad solar, en la escala de tiempo de días y meses, se consideran los años 2001 y 2008 respectivamente.

### **Latitudes medias**

La Figura 2.7 muestra la variación diaria de  $\Sigma_1$  y la contribución iónica relativa para niveles de actividad solar baja y alta en tres localizaciones de latitud media. La contribución del ion  $NO^+$  es como se espera, los picos cerca del mediodía y una marcada disminución en horas nocturnas. Esto principalmente debido a la desaparición de la capa E durante la noche por la recombinación con neutros. Similar es el comportamiento del  $O_2^+$  ya que su valor pico de conductividad es cercano al del  $NO^+$ . El  $O^+$ , en cambio, muestra una gran contribución durante las horas de la noche, esto ya que la capa F mantiene una cantidad relativamente alta de cargas durante las horas nocturnas. Es importante resaltar que la contribución del  $O^+$  es casi total pero la conductancia disminuye al menos un orden de magnitud durante la noche.

Durante las horas de día en época de baja actividad solar el  $NO^+$  es el conductor principal en todas las regiones excepto en la anomalía magnética del atlántico sur. En esta región la baja intensidad del campo eleva la altura del pico de la conductividad dando así importancia al oxígeno atómico, tal como lo se discutió en la sección anterior.

Para alta actividad solar el ion  $O^+$  se convierte en el conductor principal en todos los casos. Esto es una regla casi general para latitudes medias pero no así para latitudes bajas o altas, tal como se mostró en la sección anterior (Figuras 2.3 y 2.4).

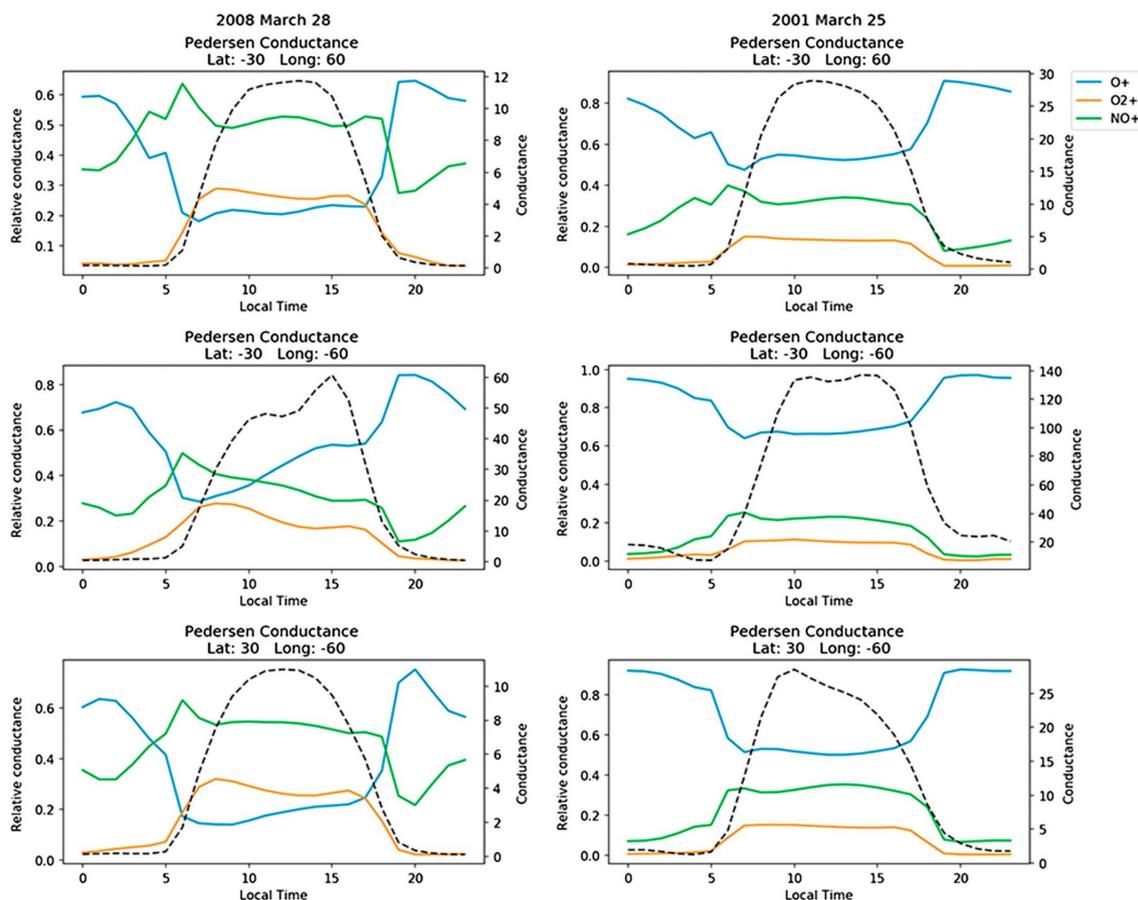


Figura 2.7 Conductancia de Pedersen en Siemens (Línea de trazos negra, escala derecha) y la contribución iónica (azul =  $O^+$ , verde =  $NO^+$ , y naranja =  $O_2^+$ , escala izquierda) en función de la hora local en baja (2008, columna izquierda) y alta (2001, columna derecha) actividad solar. Para tres localizaciones  $30^\circ S 60^\circ E$  (arriba),  $30^\circ S 60^\circ O$  (medio) y  $30^\circ N 60^\circ O$  (abajo).

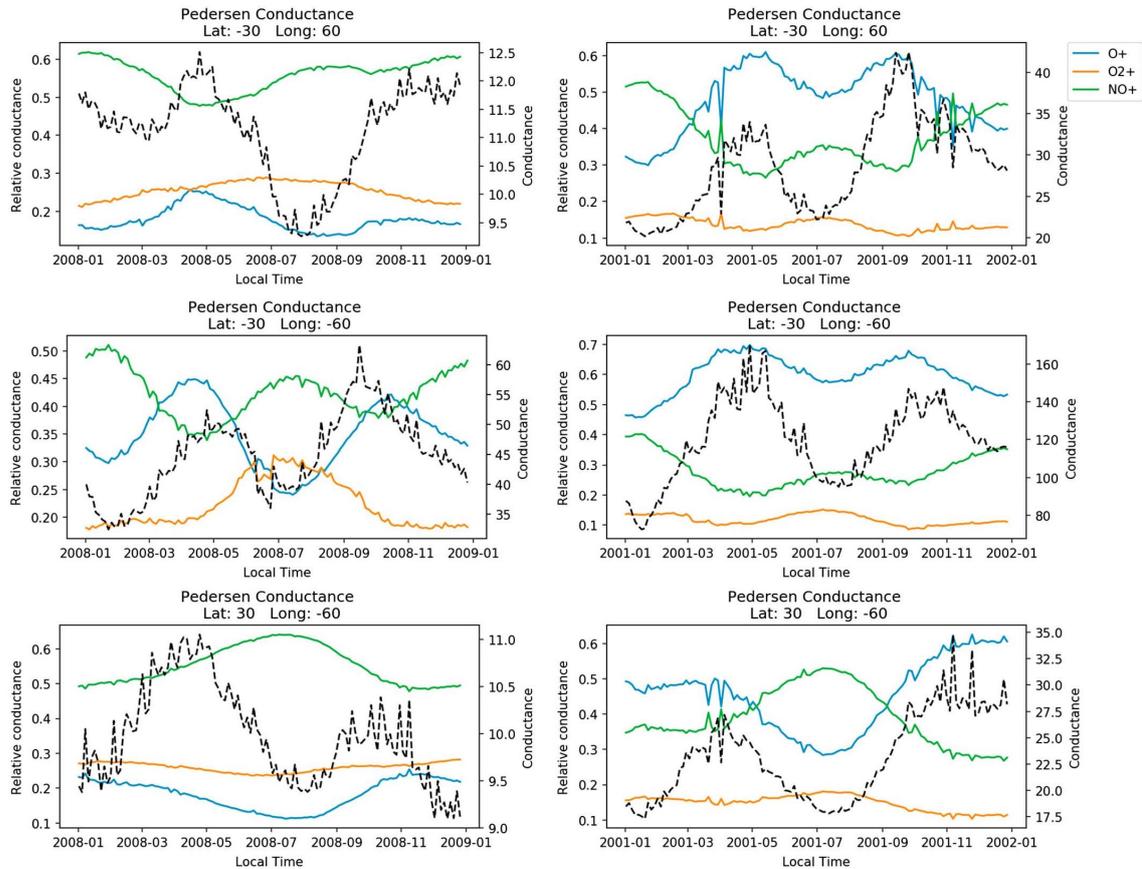


Figura 2.8 Igual que la Figura 2.7 pero la variación anual.

El análisis anual se realiza considerando las 12 LT para ver el comportamiento de los iones cerca del máximo de ionización. En la Figura 2.8 se ve el comportamiento anual de la conductancia de Pedersen así como la contribución iónica. Se puede observar la variación semianual en las figuras del sur en alta actividad solar. Con actividad solar baja la se pueden ver un comportamiento normal para la ubicación Este, con valores mayores en verano, y variación semianual para el Oeste, en este último también hay evidencia de anomalía de invierno, esto es un pico más alto en tiempo invernal.

La dependencia con la actividad solar se puede notar observando la conductancia durante el paso de los años. En la Figura 2.9 se muestra un periodo de 44 años, 1964-2008. Como esperamos,  $\Sigma_1$  muestra claramente la actividad solar del ciclo solar de 11 años. Se puede notar la relación entre la alta actividad solar y la predominancia del  $O^+$  en la conductancia

por sobre los otros iones. Este es el mismo resultado que se discutió en la sección anterior, la respuesta de la capa F a la actividad solar es mucho más grande que las capas bajas. En el panel central de la Figura 2.9 se puede notar también la dependencia con la intensidad del campo magnético, en las cercanías del mínimo del campo, la contribución del oxígeno atómico es superior a la de los demás iones para cualquier actividad solar. Se nota una cierta tendencia analizando los mínimos de conductancia (línea negra de trazos) de los ciclos, ya que los máximos no son iguales debido a la dinámica del Sol. El panel de abajo muestra un comportamiento claramente ascendente mientras que el panel superior muestra una tendencia decreciente a lo largo de los últimos cuatro mínimos.

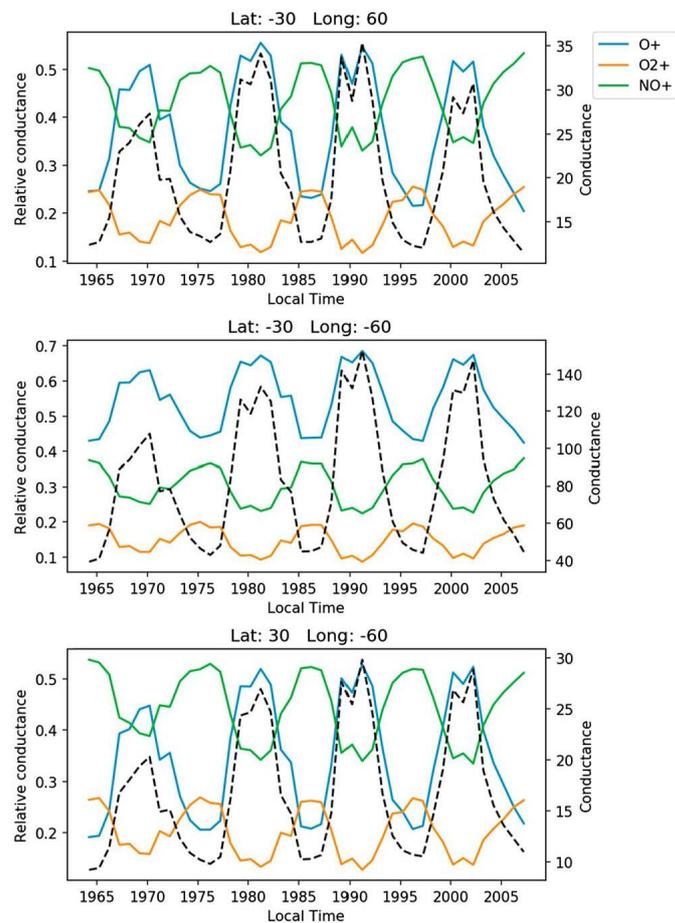


Figura 2.9 Igual que la Figura 2.7 para variación entre los años 1964 y 2008. Los valores fueron calculados para las 12LT.

Para entender este resultado es necesario hacer un estudio de tendencia a largo plazo. Para esto, la actividad solar debe ser filtrada ya que ni los máximos ni los mínimos de cada ciclo solar son iguales y esto puede generar errores en el estudio de las tendencias. Para lograr filtrar la actividad solar se proponen dos caminos, uno consiste en fijar constantes los parámetros de entrada referidos a la actividad solar de los modelos atmosféricos (IRI y MSIS) y calcular la conductancia en función del tiempo. La otra forma es fijar las fechas de entrada de los modelos cerca de un mínimo de actividad solar y hacer los cálculos únicamente variando el modelo de campo magnético. En la Figura 2.10 se muestran ambos resultados, en el panel de abajo se observa la intensidad del campo magnético y la densidad de electrones 120km de altura en las ubicaciones señaladas. Se puede deducir que la diferencia entre ambas líneas es debido a la tendencia en la densidad de electrones (ya que en el segundo método es fija), pero es la variación del campo la principal fuente de tendencia. Entonces la variación de la conductancia de Pedersen se puede entender como una variable que depende del campo magnético y está modulada por la densidad de electrones, al menos en latitudes bajas y medias. En el panel izquierdo de la Figura 2.10 también se nota como la contribución del  $O^+$  crece mientras aumenta la conductancia.

Para analizar a escala global los efectos del campo magnético únicamente, se construyó una grilla de 5 grados de resolución en latitud y longitud en donde se fija la fecha en los modelos IRI y NRLMSISE-00 y se cambia el campo magnético entre 1964 y 2008. Luego se compara ambos resultados y se muestran en la Figura 2.11. La diferencia en las escalas mostradas prueba nuevamente como la contribución del oxígeno atómico a la conductancia de Pedersen crece más rápidamente que la de los demás iones, incluso sin considerar tendencias en la densidad de electrones, ya que se fijó la atmósfera en el año 1964.

### **Latitudes polares**

El valor absoluto de la conductancia de Pedersen en las áreas polares es menor que en latitudes medias y bajas por dos factores principales que fueron mencionados al inicio de este capítulo. La proximidad a los polos magnéticos incrementa la intensidad del campo, y la

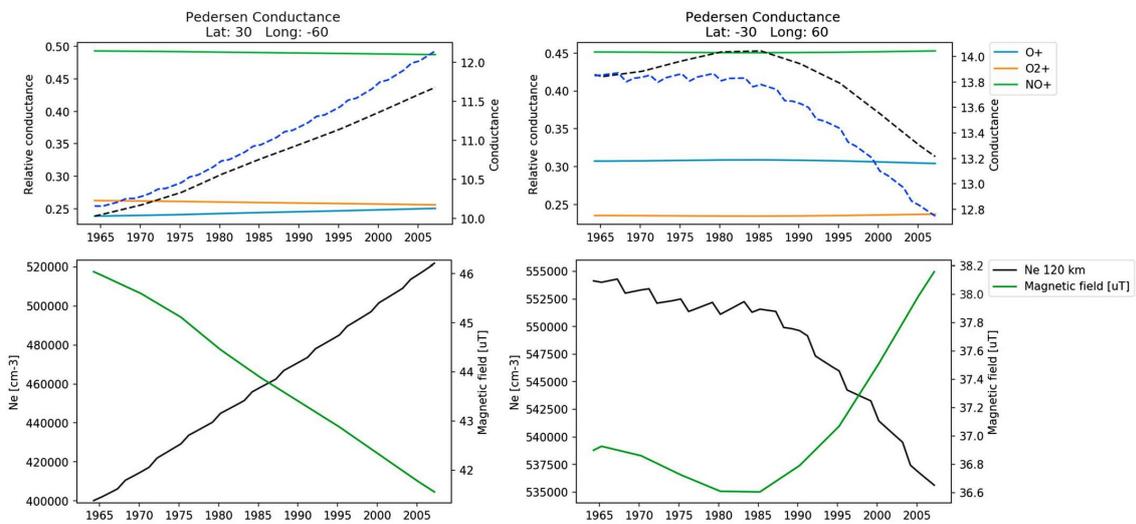


Figura 2.10 (Arriba) Conductancia de Pedersen en Siemens durante el período 1964-2008 para  $30^{\circ}S60^{\circ}E$  (izquierda) y  $30^{\circ}N60^{\circ}O$  (derecha), para mes de equinoccio. fechas de IRI/MSIS constantes en 1964 (línea de trazos negra). Y los modelos forzados con baja actividad solar (línea de trazos azul). Los paneles de abajo muestran la densidad de electrones a 120km (negro) y la intensidad del campo magnético (verde) para las mismas ubicaciones.

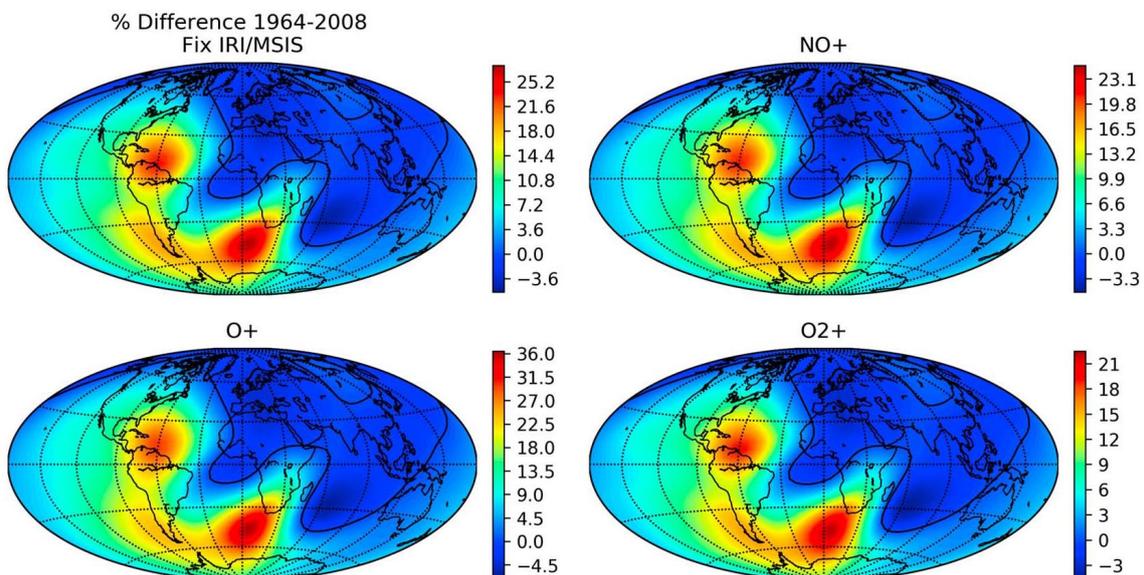


Figura 2.11 Porcentaje de cambio entre 2008 y 1964 (izquierda arriba) debido únicamente a la variación de la intensidad del campo magnético, la línea negra indica 0% de cambio en todos los paneles.

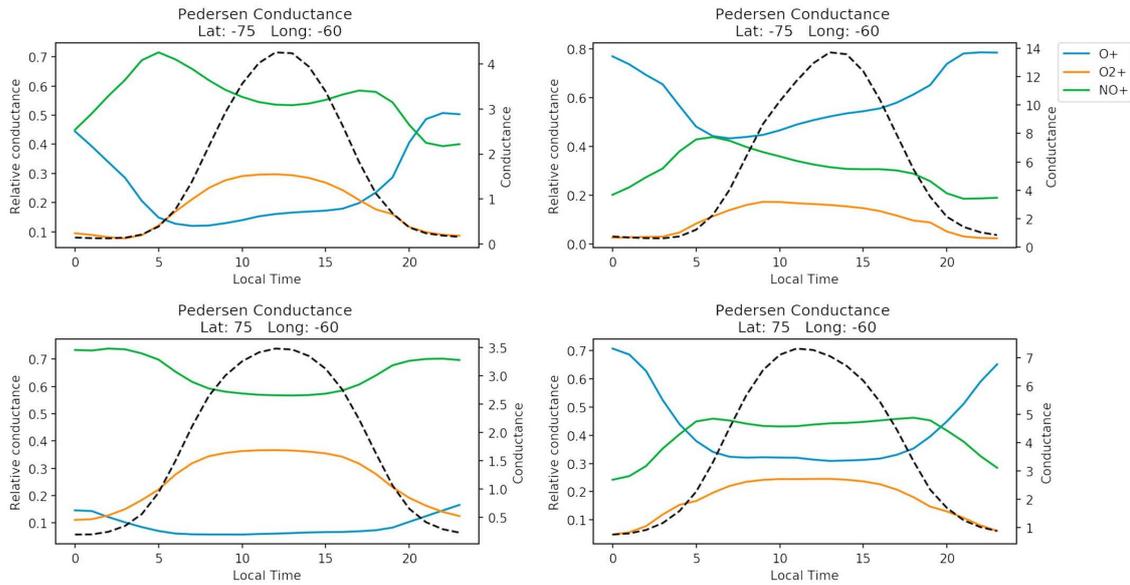


Figura 2.12 Conductancia de Pedersen en Siemens (Línea de trazos negra, escala derecha) y la contribución iónica (azul =  $O^+$ , verde =  $NO^+$ , y naranja =  $O_2^+$ , escala izquierda) en términos de la hora local para alta y baja actividad solar (izquierda y derecha) en altas latitudes  $75^\circ S 60^\circ O$  (arriba) y  $75^\circ N 60^\circ O$  (abajo).

radiación solar llega con ángulos casi horizontales, disminuyendo así la producción de iones. Estas son las dos características físicas que producen una baja conductancia en las latitudes polares.

La variación diaria en zonas polares se muestra en la Figura 2.12 para los mismos días de equinoccio del análisis de las figuras anteriores, para alta y baja actividad solar. Durante periodos solares tranquilos la contribución del  $NO^+$  a  $\Sigma_1$  es alrededor del 60% durante casi todo el día, sin embargo, el valor absoluto de la conductancia es mucho menor que a latitudes medias. Durante las horas del día las contribuciones sumadas de  $NO^+$  y  $O_2^+$  son igual al 90% de la conductancia total para el polo norte. Durante períodos de alta actividad solar el  $O^+$  toma nuevamente porcentajes altos de la conductancia durante todo el día, notar como el valor absoluto la conductancia es próxima a cero cerca de las 00 LT.

El análisis de tendencia para los polos da un resultado distinto al de latitudes medias, en la Figura 2.13 se observa como, por ejemplo en la columna izquierda, tanto la conductancia y la intensidad del campo aumentan. Aquí, donde la conductancia es tan baja y el campo tan

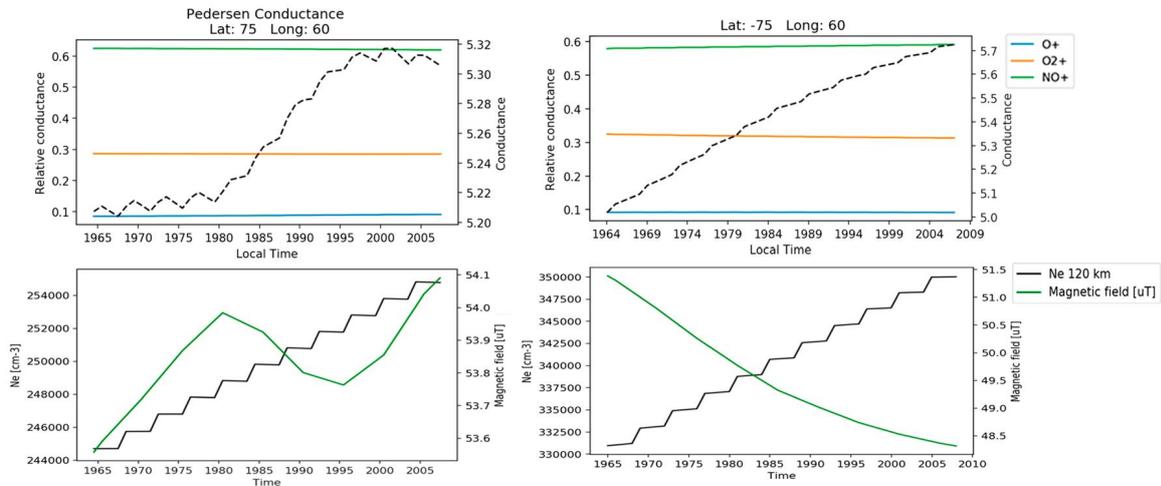


Figura 2.13 Igual que en la Figura 2.11 para ubicaciones polares.

intenso, la densidad de electrones juega un rol mucho más importante en las tendencias. Se nota de todas maneras como el gradiente de la tendencia se incrementa cuando la intensidad del campo se reduce en el período 1980-1995. La segunda ubicación analizada, en el hemisferio sur, la conductancia crece debido al aumento en la densidad de electrones a pesar de que la tendencia del campo magnético sea negativa.

### Conclusiones

En promedio, a mayor conductancia de Pedersen, mayor es la parte contribuida por el  $O^+$ . La intensidad del campo magnético es una variable fundamental en el cálculo de las conductividades. Sobre la SAA, donde el campo magnético es mínimo, el  $O^+$  es el ion dominante para casi todas las situaciones analizadas, pero a medida que el campo es más intenso, la capa E toma una mayor porción de la conductancia total, llegando a ser  $NO^+$  y  $O_2^+$  responsables hasta del 90% en las zonas polares. Sin embargo, para momentos de actividad solar alta, la capa F aporta cantidades no despreciables de conductancia, incluso en horas de día.

A través del año la contribución de cada ion varía acorde a la radiación solar. La variación semianual se puede notar en la Figura 2.8 para latitudes medias del sur durante alta actividad

solar y es el  $O^+$  el responsable de este cambio. Las ubicaciones orientales presentan una variación normal, donde el verano tiene valores superiores al invierno y en algunos casos se puede ver la variación semianual. En las áreas occidentales hay evidencia de la anomalía de invierno en algunos casos.

El comportamiento anual muestra como la capa E no es siempre la principal capa conductora, de hecho, en algunas estaciones la capa F puede ser responsable de hasta el 60% de la conductancia. Esto puede ser una gran fuente de error en algunos modelos donde se considera a la capa E como la única capa conductora, por ejemplo, considerando el calentamiento Joule producto de las corrientes perpendiculares al campo únicamente en las cercanías del pico de conductividad.

La variación durante los 44 años considerados en esta parte muestra como el  $O^+$  aumenta su contribución rápidamente a medida que la actividad solar crece. Se puede ver una tendencia en este análisis comparando los mínimos del ciclo solar. Sin embargo, no es correcto afirmar una tendencia ya que los mínimos no son necesariamente iguales.

La tendencia a largo plazo se observa mucho mejor cuando se considera constante la actividad solar. De esta manera la dependencia con el campo magnético es muy clara, para latitudes medias la tendencia en la densidad de electrones modula la variación producida por el campo.

En la Figura 2.11 se puede notar que la tendencia en el campo magnético es una gran fuente de variación para la conductancia de Pedersen, siendo principal al menos a latitudes medias y bajas.

Cerca de los polos el estudio es más complejo, al ser la conductancia mínima, tanto la tendencia en la densidad de electrones como en el campo magnético son de vital importancia para entender la variación total con el tiempo.

La Figura 2.14 resume el comportamiento de la contribución iónica. Se muestra la conductancia de cada ion en función de la conductancia total (mayor  $\Sigma_1$  = mayor actividad solar) para dos localizaciones distintas durante un ciclo solar 2001-2008. Se ve claramente

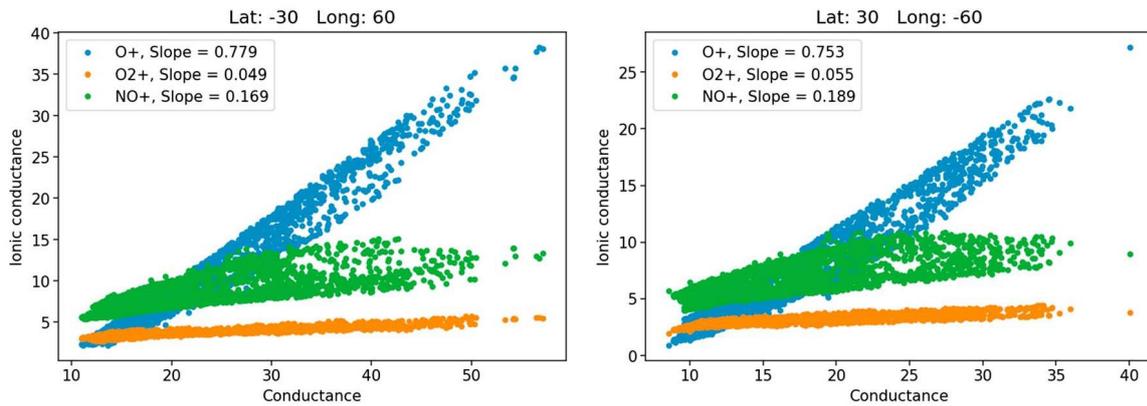


Figura 2.14 Conductancia iónica en función de la conductancia total en Siemens. Los puntos fueron calculados para las 12LT durante 2001 y 2008 (no todos los puntos están representados). La pendiente calculada corresponde a una regresión lineal de primer orden.

que el aporte del  $O^+$  aumenta más rápido con respecto a la conductancia total que los demás iones.

### 2.3.3. Situaciones de inversión

En esta sección se calcula la estructura espacial de las conductividades de Hall y Pedersen utilizando escenarios distintos de campo magnético, tanto reducción dipolar como posibles inversiones. Todos los cálculos de esta sección se realizan suponiendo una ionosfera y atmósfera neutra constante y de baja actividad solar, dejando variar únicamente al campo magnético.

La altura donde se produce el máximo de las conductividades está íntimamente relacionado con la intensidad del campo, por lo tanto de su estructura. Por lo que también se va a estimar esta altura para los grandes cambios del campo que se proponen.

Por la forma matemática de las conductividades de Hall y Pedersen es esperable un aumento hiperbólico para reducciones en la intensidad del campo magnético. Esto será muy visible en la condición multipolar sin componente dipolar, donde no se distribuye la energía en los órdenes superiores.

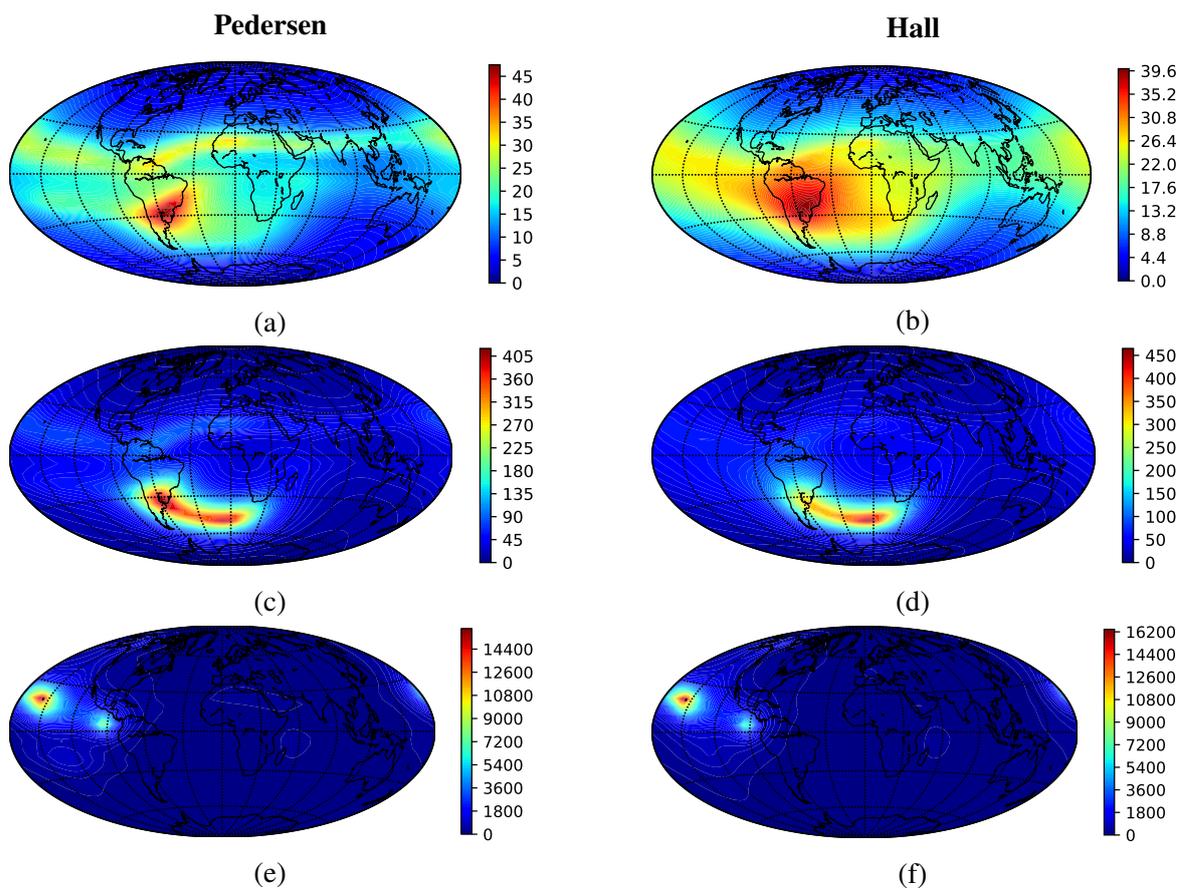


Figura 2.15 Conductancias de Pedersen (izquierda) y Hall (derecha) en [S/m] para las condiciones de campo actual (arriba), campo reducido 50% (medio) y sin componentes dipolares (abajo).

La Figura 2.15 muestra los resultados obtenidos para las conductancias de Pedersen y Hall para el campo actual y para reducciones de contribución dipolar del 50% y el 100% (es decir, sin componente dipolar). Se puede notar el mencionado comportamiento hiperbólico de las conductancias en función del campo magnético. En las Figuras 2.15 (c) y (d) los máximos se ubican en la zona de la anomalía magnética del Atlántico sur, es en esta área donde se encuentra el mínimo del campo para esta configuración (ver la Figura 1.9). El aumento para estos casos es de un orden de magnitud.

Cuando la reducción del campo es muy grande, la conductancia se eleva exponencialmente como se puede ver en las Figuras 2.15 (e) y (f). En este caso se igualó a cero las componentes dipolares, el campo magnético en las zonas de mínimo son del orden de  $0.1 \mu T$ , es decir, unas 100 veces menor al campo promedio de la actualidad, por esto el aumento en las conductancias es aproximadamente del orden de mil.

Es importante resaltar que en los casos de tan alta conductividad, como el que vimos en la condición sin componente dipolar, produciría cambios en la estructura eléctrica de la atmósfera, distribuyendo las cargas de tal manera de que no exista un gradiente tan alto en la conductancia.

En la Figura 2.16 se muestran los esquemas de inversión de rotación dipolar (a y b), cascada de energía (c y d) y colapso dipolar (e y f). Aquí también se puede notar el gran aumento en las conductividades cuando las reducciones de la intensidad magnética son grandes. En el caso de la rotación dipolar los valores absolutos de las conductancias se mantienen parecidas a las de la actualidad pero se distribuyen en función del campo.

En las Figuras 2.16 (c), (d), (e) y (f) se puede notar el gran aumento de las conductancias cerca de los mínimos de la intensidad del campo magnético, es importante notar que en caso de la cascada de energía (paneles c y d) la energía de los dipolos se distribuyó en las otras componentes multipolares dando como resultado un campo de igual energía al actual pero con una forma multipolar de grados superiores. Los aumentos en estos casos se encuentran en 100 y 1000 veces los valores actuales.

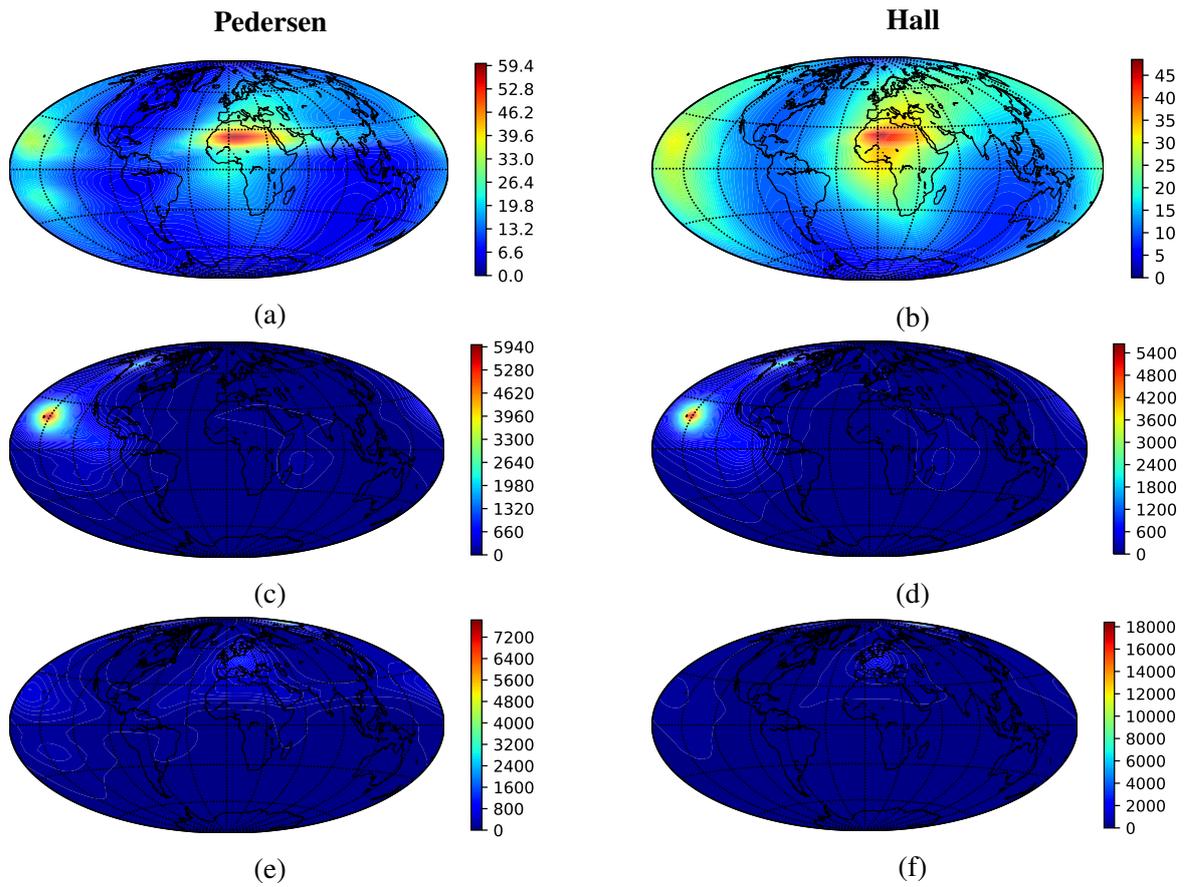


Figura 2.16 Conductancias de Pedersen (izquierda) y Hall (derecha) en [S/m] para las condiciones de rotación dipolar (arriba), cascada de energía (medio) y colapso dipolar (abajo).

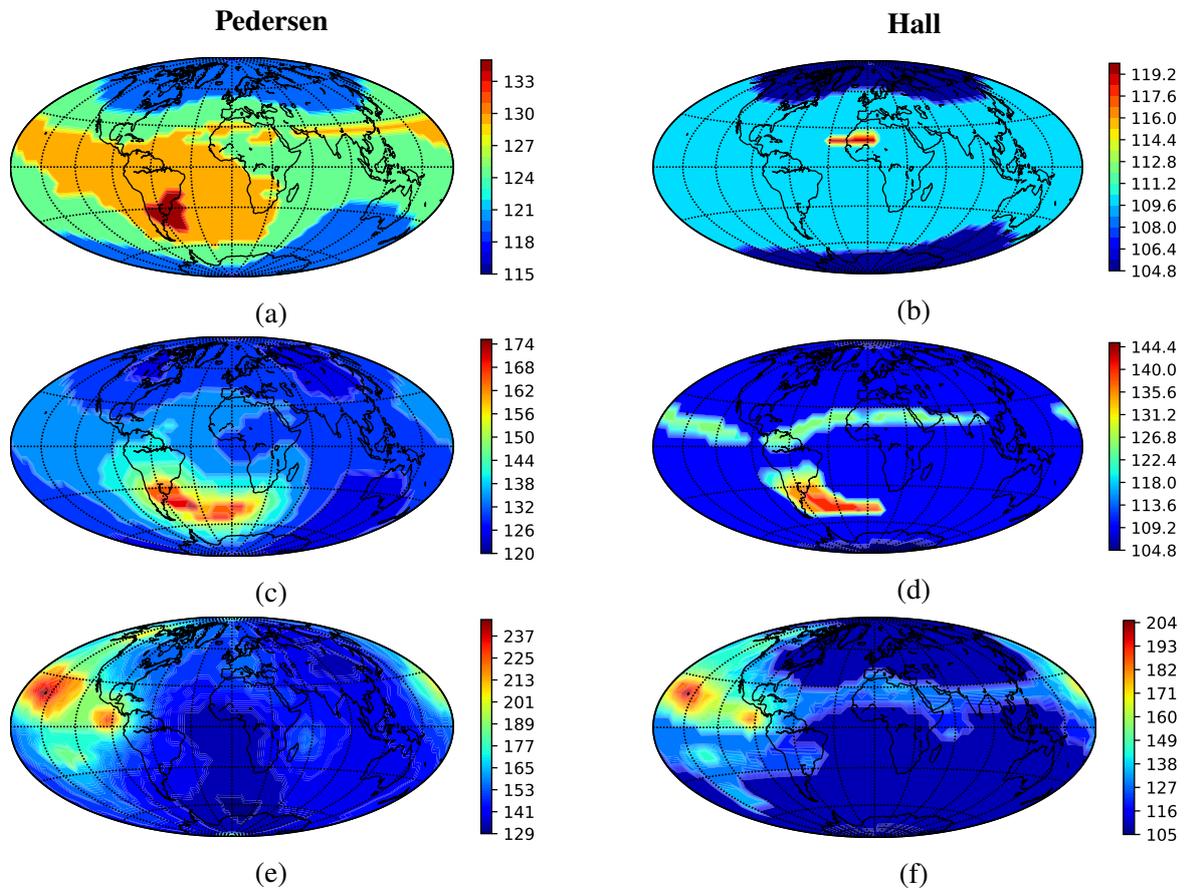


Figura 2.17 Alturas de pico en [km] para las condiciones de la Figura 2.15.

### Alturas de pico de la conductividad

La altura donde se ubica el máximo en la conductividad, conocida como altura de pico, también sufre un cambio debido a la forma del campo. De hecho se pueden hacer aproximaciones teóricas y se deduce que esta altura se da donde la frecuencia de colisión es del orden de la girofrecuencia, y esta última depende exclusivamente del campo magnético.

La Figura 2.17 muestra la altura de pico de Hall y Pedersen para las condiciones actual y de reducción dipolar, tanto a la mitad como total. Se hace evidente que la altura del máximo de la conductividad también se relaciona con la intensidad del campo ya que suele ser más alto donde se encuentran los máximos de conductancia, y por ende, los mínimos del campo.

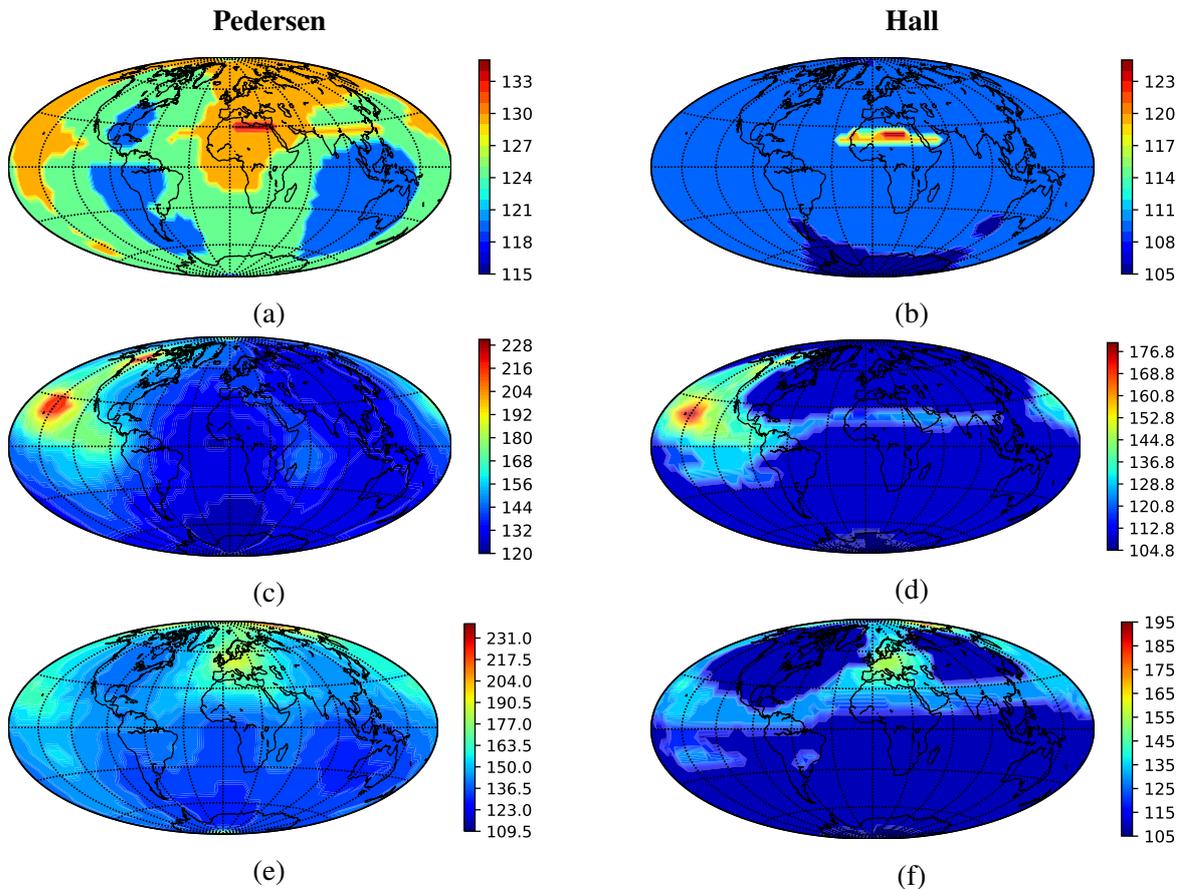


Figura 2.18 Alturas de pico en [km] para las condiciones de la Figura 2.16.

La Figura 2.18 muestran las demás condiciones de inversión, rotación dipolar, cascada de energía y colapso dipolar. Nuevamente se puede resaltar la dependencia de la altura de pico con la estructura espacial del campo magnético.

Un hecho importante del cambio en la altura de pico de la conductividad son los iones dominantes, como mencionamos en los primeros resultados de este capítulo. La contribución en las capas bajas de la ionosfera corresponden a los iones de oxígeno molecular y óxido nítrico, mientras que la capa superior está principalmente compuesta de oxígeno atómico.

## Conclusiones

La estructura espacial de las conductancias de Hall y Pedersen sufren grandes cambios con la reducción del campo magnético, hemos mostrado algunos posibles escenarios de inversión

magnética, estimando no solo el gran aumento de las conductividades, sino también los cambios en las alturas de pico de las conductividades. Es importante resaltar que utilizamos una atmósfera constante igual a una de la actualidad en condición de sol tranquilo. Los patrones de variación espacial durante periodos de alta actividad solar no cambiarían con respecto a los mostrados ya que la dependencia de las conductividades con la densidad de electrones es lineal, por lo que las grandes reducciones de la intensidad magnética son mucho más relevantes.

En el caso de la rotación dipolar, los gradientes de campo magnético son similares a los que se observan en la actualidad, por lo que las conductancias mantienen aproximadamente sus valores extremos, pero cambiando su estructura, mostrando mínimos donde el campo es más intenso y viceversa.

Un cambio importante que no se tuvo en cuenta en esta sección es la presencia de las anomalías de ionización ecuatoriales, este fenómeno se presenta en las zonas donde las líneas de campo son paralelas a la superficie de la Tierra. Los grandes cambios en la forma del campo propuestos en esta sección cambiarían la posición del ecuador magnético, dando como resultados otras regiones donde se verían estos efectos.

## **Capítulo 3**

# **Efectos de las variaciones del campo geomagnético sobre la magnetosfera: magnetopausa, polos magnéticos y zonas aurales**

En este capítulo se estima las consecuencias de la variación del campo geomagnético sobre la magnetosfera. En especial se analizan la posición de la magnetopausa, la ubicación de los polos magnéticos, y la posición, forma y área de los casquetes polares y zonas aurales durante los últimos 120 años y para los escenarios de transición de polaridad planteados.

### 3.1. Introducción

El campo magnético de la Tierra protege al planeta del viento solar, compuesto principalmente por protones y electrones de alta energía. Sin embargo, una cantidad de plasma magnetosférico es capaz de precipitar a la atmósfera a través de las líneas de campo que dirigen el movimiento hacia los polos magnéticos. Esta precipitación alimenta sistemas de corrientes eléctricas, produce calentamiento en la atmósfera superior y cuando la actividad es suficientemente alta se pueden observar auroras desde la superficie de la Tierra (Russell, 2000).

Se llama casquetes polares magnéticos a las regiones de la Tierra donde las líneas de campo son abiertas, estas son las que conectan el medio interplanetario con la superficie de la Tierra.

La magnetosfera varía en diferentes escalas de tiempo. Las variaciones en el rango de las horas son debido a cambios en las condiciones del viento solar, pero los cambios en escalas de tiempos de años son debido a la variación del campo interior de la Tierra, que define el tamaño y la forma de la magnetosfera a través de la interacción con el viento solar (Vogt et al., 2007).

En la actualidad el campo geomagnético se aproxima a un dipolo casi perpendicular a la dirección del viento solar. Con este esquema se aplica la hipótesis de auto-similaridad y se puede deducir teóricamente que el tamaño de los casquetes polares magnéticos dependen del momento dipolar, muchos autores derivan relaciones de escala para esta posición que son estrictamente válidas para configuración dipolar pura (Glassmeier et al., 2004; Siscoe & Chen, 1975; Vogt & Glassmeier, 2000).

La ubicación y forma de los casquetes polares magnéticos se pueden conseguir utilizando una gran cantidad de modelos que difieren en su complejidad y precisión. En un extremo, los modelos más complejos resuelven numéricamente las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD) simulando la estructura de la magnetosfera y su interacción con el viento solar punto a punto (Gombosi et al., 2004). Por otro lado, existen modelos simplificados,

facilitando su ejecución, costo computacional y manipulación (Polvani et al., 2017). Un modelo de este tipo (simplificado) se va a diseñar en este capítulo para obtener los cambios en las zonas de los polos magnéticos. Aunque el modelo sea simple, se basa en conceptos básicos y provee resultados muy acertados sin necesidad de requerir grandes capacidades de cómputo.

Siscoe & Chen (1975) fueron unos de los primeros en estudiar detalladamente los efectos de la transición de polaridad en la magnetosfera. Encontraron matemáticamente que la distancia a la magnetopausa del lado de día depende del momento dipolar,  $M$ , según la relación  $R_{MP} \propto (1/M)^{1/3}$ , de esta manera, la latitud del casquete polar varía de la forma  $\cos(\lambda_p) \propto (1/M)^{1/6}$ . Según esta fórmula mientras el momento dipolar va disminuyendo, como sucede en la actualidad, la latitud del límite de las líneas abiertas y cerradas se desplaza hacia latitudes menores con el paso del tiempo, o sea, que el casquete polar es cada vez más grande en área. Vogt & Glassmeier (2001) y Glassmeier et al. (2004) encontraron una ley de escala similar para la variación de esta latitud, pero con la forma  $\cos(\lambda_p) \propto (1/M)^{\gamma-1/2}$  donde  $\gamma$  es un factor del cual depende el radio de la cola magnética. Siscoe & Sibeck (1980) estimaron la forma de los óvalos aurales durante escenarios de inversión dominados por componentes no dipolares, obteniendo como resultado un desplazamiento y elongación del casquete polar. Sterenborg et al. (2011) considerando distintos escenarios del viento solar estimaron la extensión en latitud de los casquetes polares durante un periodo de  $\sim 3$  mil millones de años, pero con la limitación de solo considerar las componentes dipolares.

El límite de los casquetes polares corresponden al límite interno de los óvalos aurales. Las estimaciones de los casquetes polares son el primer paso entonces para averiguar la posición de las zonas aurales, que se definen como las regiones con mayor frecuencia de ocurrencia de auroras observables, o sea, del lado nocturno.

## 3.2. Metodología

Con el fin de encontrar la posición de los casquetes polares se propone un modelo de magnetopausa que permite cambiar el campo magnético a cualquier tipo de configuración multipolar. Se nombra a este modelo "magnetopausa de intensidad constante". Para corroborar los resultados que se obtienen a partir de este modelo se hizo una comparación con los obtenidos en trabajos publicados anteriormente en los que se emplearon modelos de magnetopausa de uso más general. Para el análisis de la variación secular de los últimos 120 años se empleó un modelo muy conocido creado por Nikolai Tsyganenko (Tsyganenko & Sitnov, 2005), y para la extrapolación a situaciones de inversión un modelo de superposición de campo magnético.

### 3.2.1. Trazado de líneas de campo

Seguir líneas de campo de un campo vectorial, como el magnético, no es un problema matemático trivial. Si bien en algunos casos simétricos es posible encontrar una solución analítica para estas líneas, en general para campos reales es necesario recurrir a simulaciones numéricas, cuya precisión varía según el código utilizado y el costo computacional aumenta mientras se exige mayor precisión.

Si un campo magnético  $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$  es una función conocida de la posición, entonces un elemento finito de línea de campo  $d\mathbf{l} = (dx, dy, dz)$  puede ser obtenido en cualquier punto obteniendo la dirección del campo en dicho punto, esto es,  $d\mathbf{l} \times \mathbf{B} = 0$ , por lo que una línea de campo queda definida por

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} \quad (3.1)$$

Considerando elementos suficientemente pequeños para  $dx$ ,  $dy$  y  $dz$  es posible dibujar las líneas de campo resolviendo la ecuación 3.1.

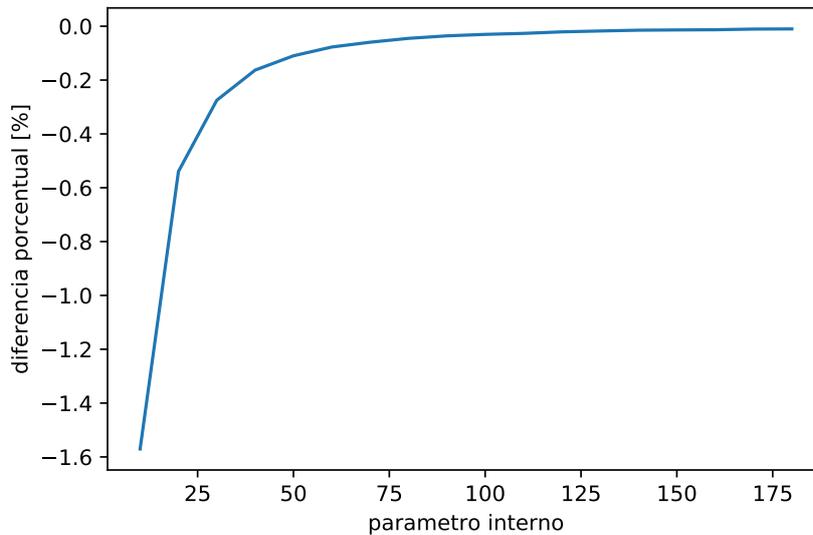


Figura 3.1 Diferencia porcentual del seguimiento de líneas de campo con respecto al paso anterior. Cuanto más alto el parámetro interno, más pequeño el paso entre puntos.

En un caso como el que se plantea en este capítulo es necesario una precisión tal que el error cometido sea suficientemente pequeño para que no afecte al posterior cálculo de área geométrica. Para lograr este nivel de precisión se puede hacer una iteración simple en el cual se disminuye el paso de la integración numérica hasta que la diferencia en el resultado final al reducir el paso sea suficientemente pequeño (menos del 0.1%). Este procedimiento se muestra en la Figura 3.1, en donde se ve la diferencia porcentual entre la latitud final del seguimiento de líneas de campo magnético utilizando distintas precisiones del modelo, el paso de la integración numérica disminuye mientras se aumenta el parámetro interno. A partir del número 100 de la escala horizontal la diferencia es menor al 0.05%, este error se puede considerar suficientemente pequeño, pero considerando que el cálculo posterior del área geométrica utiliza una gran cantidad de puntos calculados, y el error absoluto final depende de todos los errores cometidos durante el proceso de cálculo, por lo que se hace el mismo análisis para el cálculo área del casquete polar magnético en función del mismo parámetro interno y se decide usar 175 para este valor, reduciendo así el error cometido por la integración numérica a menos del 1%.

### 3.2.2. Superposición de campo magnético

Uno de los modelos más simples para obtener un esquema de magnetosfera de líneas de campo abiertas es mediante la superposición de un campo constante en la dirección norte-sur, es decir opuesta a la dirección del momento dipolar del campo interno de la Tierra (Hill & Rassbach, 1975; Stern, 1973). De esta configuración se puede obtener los casquetes polares proyectando las líneas abiertas hasta la superficie del planeta.

La intensidad del campo externo constante que se debe superponer con el campo terrestre se obtiene del equivalente en presión magnética de la energía cinética del viento solar en condiciones tranquilas, 49 nT en este caso. Este valor surge de la siguiente igualdad:

$$(2\rho v^2)_{sw} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (3.2)$$

donde  $\rho$  es la densidad de protones (masa del protón por la densidad numérica),  $v$  es la velocidad del viento solar,  $\mu_0$  la permeabilidad magnética del vacío y "sw" por viento solar en inglés. Usando valores promedios del viento solar tranquilo,  $\rho = 2,5 \times 10^6 m^{-3}$  y  $v = 350 km s^{-1}$ , resultando en  $|B| = 49 nT$ . Para simular una magnetosfera perturbada simplemente se suponen condiciones de viento más intensas, que en promedio son de  $|B| = 75 nT$ .

La desventaja de este modelo es que los casquetes polares dependen de la dirección del campo constante superpuesto. Es necesario repetir los cálculos en distintas direcciones que dan como resultado una magnetosfera abierta. Para las configuraciones de dipolo disminuido, y para las no-dipolares, es crucial tener esto en cuenta ya que la forma del campo no permite encontrar todos los casquetes polares utilizando una sola condición de viento solar, multiplicando de esta manera el tiempo de cómputo necesario para obtener un único resultado.

### 3.2.3. Magnetopausa de intensidad constante

En esta sección se detalla el modelo propuesto para encontrar los casquetes polares magnéticos y zonas aurorales, y es puesto a prueba con lo que arrojan los otros dos modelos mencionados.

Para estimar los límites de la magnetosfera se usa el balance propuesto en la ecuación 3.2. Una vez obtenida la intensidad del campo magnético cuya presión iguala la energía del viento solar, se calcula la superficie del espacio en cuyos puntos la intensidad del campo magnético generado en este caso por el interior de la Tierra es igual a la mitad del valor de la intensidad encontrada. La Figura 3.2 muestra ejemplos para algunas configuraciones de campo.

Esta aproximación simula una magnetosfera del lado diurno en todas las direcciones. Si bien se ignora la estructura del lado de noche y las corrientes generadas por medio del movimientos de las cargas del viento solar, este modelo estima de manera acertada (al menos para condiciones conocidas) la posición y el tamaño de los casquetes polares sin necesidad de grandes capacidades de cómputo. La simplificación resulta muy útil ya que las perturbaciones producidas en la magnetopausa debido a corrientes se vuelven despreciables cuando las líneas se aproximan a la Tierra, siendo el campo principal el que define la forma y tamaño de los casquetes polares.

Se puede comparar directamente este modelo con el de superposición de campo constante presentado anteriormente. La ventaja de este modelo se basa simplemente en que no es necesario repetir los cálculos para diferentes condiciones de viento solar, con una sola simulación se obtienen todos los casquetes polares sin importar la complejidad de la configuración magnética utilizada.

### 3.2.4. Estimación del área geométrica y el centro geométrico

Una vez realizadas las simulaciones, que son básicamente un seguimiento de líneas de campo magnético desde las zonas definidas como límite de la magnetosfera, se obtiene una

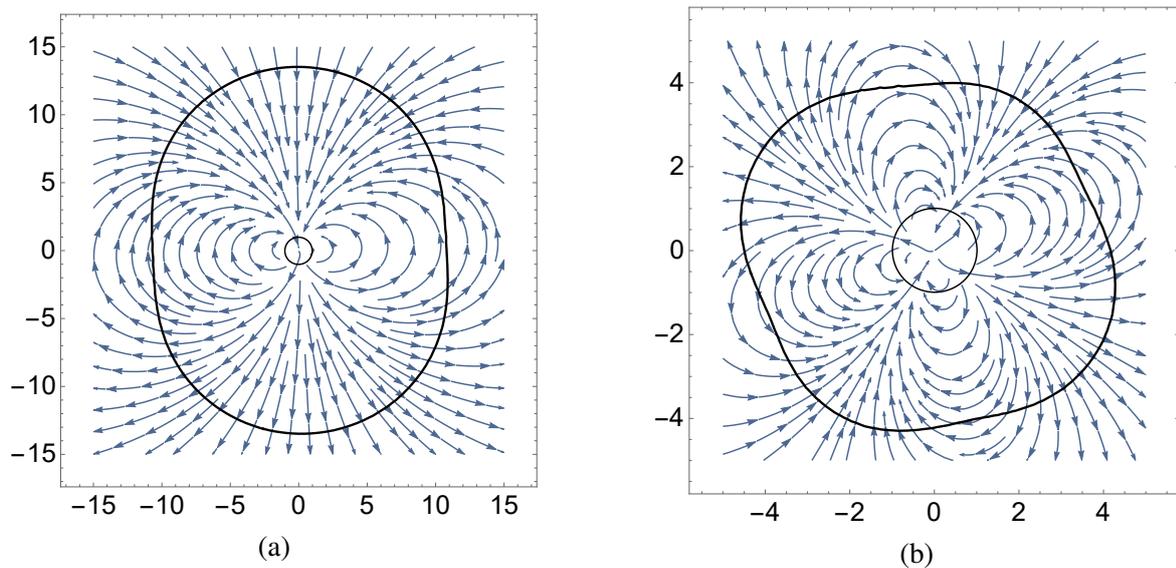


Figura 3.2 Esquema de magnetopausa de intensidad constante para campo actual (a) y para situación sin dipolos (b). Los casquetes polares magnéticos quedan definidos por todas las líneas que cruzan la superficie de intensidad (Escala en radios terrestres).

nube de puntos no ordenados en las zonas de los casquetes polares tanto norte como sur. Para obtener el casquete es necesario separar los puntos exteriores de la nube obtenida, esto se puede lograr separando los de menor latitud si el campo fuera únicamente dipolar, pero surge el problema cuando se considera un campo real. Para solucionar esto, se plantea una solución que funciona siempre que los casquetes no crucen el ecuador geográfico, pero se puede modificar para casos donde esto suceda.

El método propuesto consiste en separar la nube de puntos con latitudes positivas y negativas, así, para un campo como el actual se obtiene polo norte y sur magnético. Una vez separados, se aplica una rutina conocida como Convex Hull (Schneider & Eberly, 2003), que funciona separando los puntos que maximizan el área geométrica de una nube de puntos (Figura 3.3). Esta rutina es muy eficiente en un esquema de dos dimensiones. En tres dimensiones, como es la superficie de la Tierra, la rutina puede generar errores. Para evitar inconvenientes se hace antes una proyección a dos dimensiones de los puntos calculados antes de utilizar la rutina, y luego se utilizan los puntos delimitados nuevamente en el esquema tridimensional.

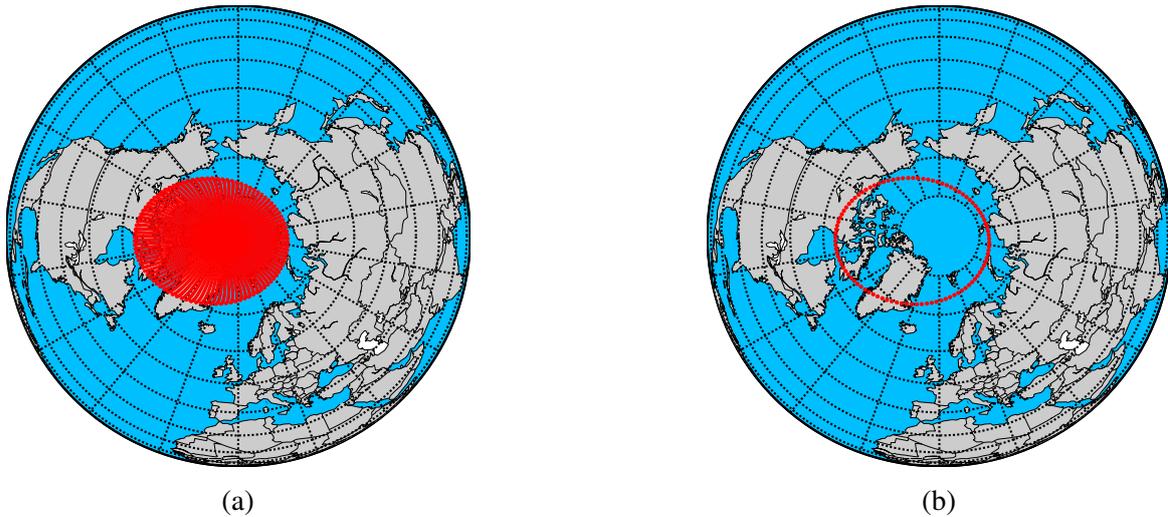


Figura 3.3 Funcionamiento de la rutina ConvexHull. (a) muestra la nube de puntos resultante del seguimiento de líneas de campo y (b) la separación de los puntos de máxima área.

Una vez obtenido los límites de los casquetes polares (Figura 3.3) se puede calcular el área geométrica utilizando la fórmula del área de un polígono sobre una superficie esférica (Bevis & Cambareri, 1987):

$$A_{poligono} = [\theta - (n - 2)\pi R_T^2] \quad (3.3)$$

donde  $\theta$  es la suma de los ángulos internos y el  $n$  el número de lados del polígono. Se muestra un esquema en la Figura 3.4.

Una buena manera de verificar la precisión del área estimada es comparar con alguna configuración que puede resolverse analíticamente como es el caso del área de un casquete polar que resulta de considerar un dipolo axial. La aproximación numérica para este caso debería coincidir, para las condiciones de viento solar tranquilo propuestas, con el área de una fracción de esfera de latitud constante, cuya ecuación es  $A_{analitica} = 2\pi R_T^2 [1 - \cos(90 - \lambda_p)]$ . La relación entre la estimación numérica y la expresión analítica resulta  $A_{poligono}/A_{analitica} = 1,0006$ , o sea, el método numérico es suficientemente bueno como para hacer estimaciones del área.

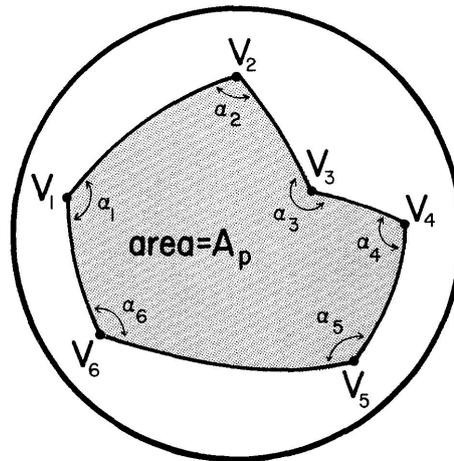


Figura 3.4 Esquema del área de un polígono sobre una superficie esférica, (Bevis & Cambareri, 1987).

El cambio de posición del centro geométrico de los casquetes polares magnéticos calculados tienen una relación directa con el movimiento polos. Esta deriva es muy importante y tomó gran relevancia en los últimos años debido al aumento en la velocidad de la deriva del polo geomagnético norte.

Una vez obtenidos los puntos que delimitan la zona del casquete polar magnético se proyectan los puntos a un plano utilizando la proyección Lambert azimutal de áreas iguales, se promedian las posiciones espaciales en el plano y se realiza una proyección inversa al punto geométrico central. Este centro geométrico se puede comparar directamente con otros puntos que se reconocen como polos. Los más conocidos son los polos magnéticos y los polos geomagnéticos. En este último caso se definen a su vez dos polos geomagnéticos: los que resultan de considerar un eje dipolar centrado en la Tierra y un eje excéntrico (Fraser-Smith, 1987).

## 3.3. Resultados

### 3.3.1. Casquetes polares y óvalos aurales

Al ser el movimiento de los polos un tema muy reportado en la bibliografía, no se profundizará mucho en este aspecto. En la Figura 3.5 se puede ver para los polos, en ambos hemisferios, como el casquete polar magnético se desplazó en el periodo 1900-2015. La figura también muestra el movimiento de los polos magnéticos, de los polos geomagnéticos correspondientes a dipolo centrado y al excéntrico, y el centro geométrico de los casquetes. En los últimos años se aceleró el movimiento del polo geomagnético, marcado con diamantes en la Figura 3.5, pero es importante notar que este punto no es relevante para el movimiento de los óvalos aurales. La deriva de las zonas en donde se pueden observar auroras acompaña en realidad a los polos geomagnéticos correspondientes al dipolo excéntrico. El centro geométrico calculado con nuestro método coincide bastante bien con este último.

El principal foco de análisis del periodo 1900-2015 es la variación secular del área geométrica de los casquetes polares y los óvalos aurales. La Figura 3.6 muestra la variación de los casquetes polares magnéticos y de los óvalos aurales para los hemisferios norte y sur en el rango temporal 1900-2015 con un valor calculado cada 5 años, que es el período en que se actualiza el modelo IGRF. Se puede notar un incremento en ambas curvas hasta  $\sim 1940$ . Este comportamiento coincide con lo que se esperaría cualitativamente debido a la disminución observada en la intensidad del momento dipolar durante los últimos años. Numéricamente, sin embargo, el crecimiento es más rápido que el estimado para un campo puramente dipolar. Esto se puede apreciar en la Figura 3.7 donde se estima el tamaño de los casquetes polares cambiando la máxima componente utilizada en la expansión multipolar del campo magnético. Después de 1940, mientras el casquete polar del hemisferio sur continua con un aumento de área estable, el del hemisferio norte cambia su comportamiento por una rápida disminución que se mantiene hasta  $\sim 1980$  seguido por una disminución más lenta hasta el presente. En términos porcentuales, el sur incrementa su área en promedio  $\sim 0.5\%/década$  durante el rango estudiado. Por otro lado, en el caso del norte se calcula

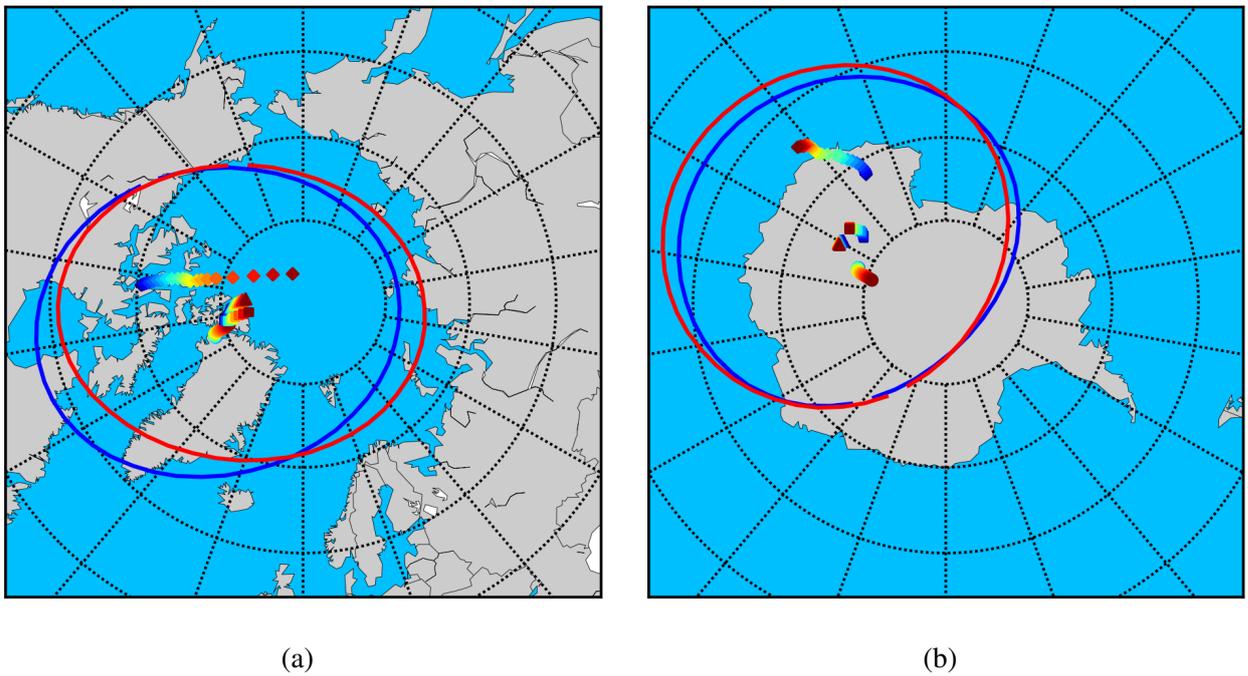


Figura 3.5 Casquetes polares magnéticos norte (a) y sur (b) para 1900 y 2015 en azul y rojo respectivamente. Se indican también los polos magnéticos (diamante), ejes de dipolo centrado (círculos) y excéntrico (triángulo) y centro geométrico (cuadrados) en el mismo intervalo de tiempo (azul 1900 y rojo 2015).

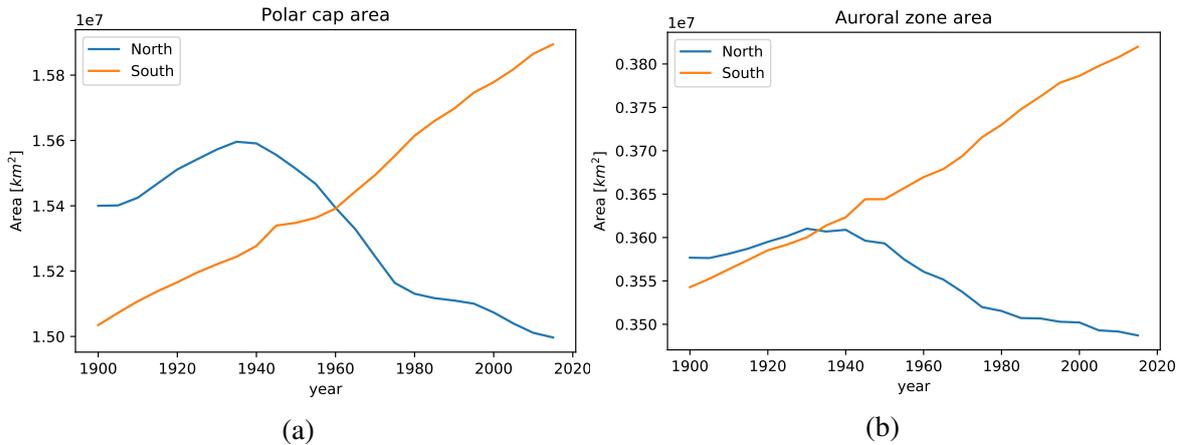


Figura 3.6 Variación secular del área de los casquetes polares (a) norte (azul) y sur (naranja) y de los óvalos aurorales (azul) y sur (naranja) estimadas utilizando como máximo el 5<sup>to</sup> orden en la expansión del potencial escalar de IGRF.

un promedio de crecimiento de  $\sim 0.1\%$ /década en el periodo 1900-1940, seguido por una disminución media de  $\sim 0.3\%$ /década desde 1940 hasta la actualidad.

Si esta tendencia se mantiene linealmente, el casquete polar norte debería desaparecer en menos de 4000 años.

El área de los óvalos aurorales fueron determinados mediante la resta entre la condición perturbada y tranquila. Su variación secular es similar a la de los casquetes polares, tal como se ve en la Figura 3.6. También se comparan estos resultados con los obtenidos utilizando otros modelos en la Figura 3.8.

### 3.3.2. Comparación con otros modelos

La variación secular estimada con el modelo de magnetopausa de intensidad constante fue comparado con otros dos modelos (Tsyganenko, 2019; Zossi et al., 2019a) y se puede concluir que los tres predicen el mismo comportamiento para la variación del tamaño de los casquetes polares y las zonas aurorales (Figura 3.8), incluso siendo que los modelos que parten de distintas suposiciones y tienen distintos límites de validez. En una primera aproximación se puede pensar que las líneas abiertas del modelo propuesto corresponden a líneas de la cola magnética en un esquema de magnetosfera cerrada. La magnetopausa

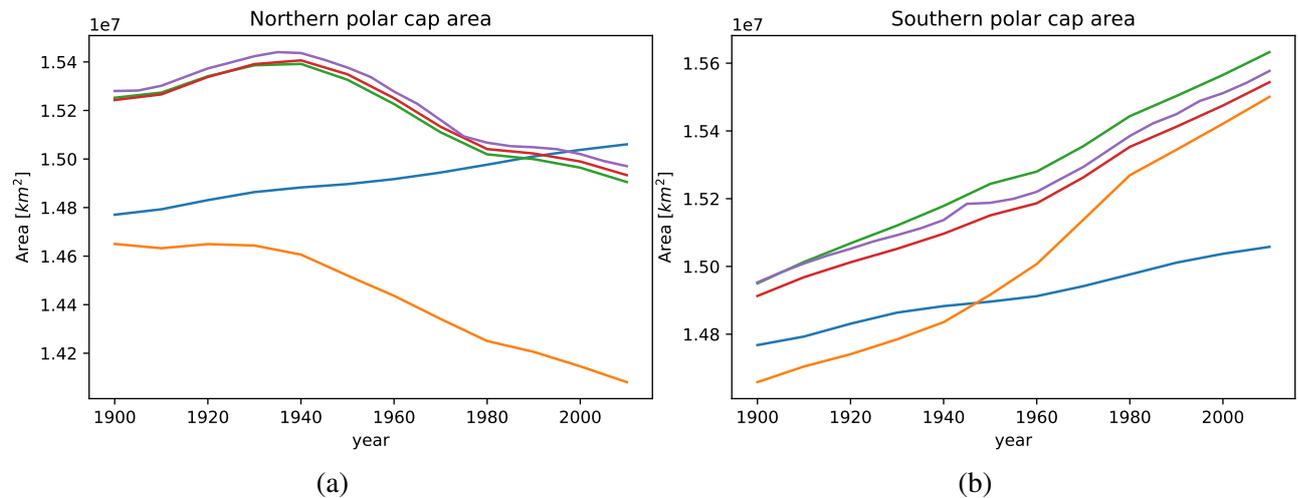


Figura 3.7 Variación secular de los casquetes polares norte (a) y sur (b) usando como máximo grado en la expansión multipolar el 1 (azul), 2 (naranja), 3 (verde), 4 (rojo) y 5 (violeta).

de intensidad constante es equivalente al método usado por Oguti (1993) quién estimó la variación de las zonas aurales durante un periodo de mil años. La gran ventaja del nuevo método es la capacidad de reproducir los óvalos aurales en cualquier configuración de campo magnético.

El segundo modelo utilizado se basa en un esquema de líneas abiertas que se obtiene como la superposición del campo magnético terrestre, generado en el núcleo externo, con un campo uniforme que tiene la dirección del campo interplanetario (Hill & Rassbach, 1975), este modelo se utilizó en Zossi et al. (2019a)

Finalmente el tercero es un modelo semi-empírico magnetosférico que simula el comportamiento del campo magnético en las cercanías de la magnetopausa usando la condición de que el campo terrestre no atraviesa la magnetopausa, o sea, anulando la componente perpendicular del campo en esta superficie, este modelo lleva el nombre de su creador T04 (Tsyganenko & Sitnov, 2005). Se hace una comparación directa con las condiciones usadas en Tsyganenko (2019), en cuyo trabajo no se analiza la variación del tamaño de los casquetes polares magnéticos sino solo su ubicación.

Los tres modelos dan resultados casi idénticos para la variación a largo plazo. Los casquetes polares con el modelo de superposición son algo ruidosos en comparación con

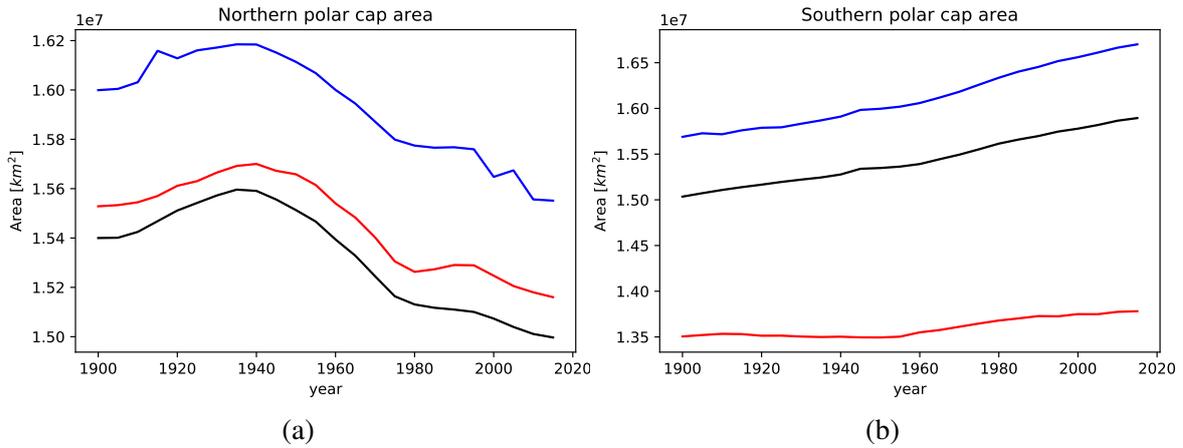


Figura 3.8 Área de los casquetes polares magnéticos para el hemisferio norte (a) y sur (b) estimado con el modelo de intensidad constante (negro), superposición (azul) y el modelo T04 (rojo).

los otros, pero en general el resultado de tendencia es el mismo. El área creciente para el sur y la disminución del norte alrededor de 1940. La diferencia en el valor absoluto del área se mantiene constante con los años. Esta diferencia se debe a la definición misma de cada modelo para encontrar los casquetes polares. Mientras que en el modelo de superposición depende de la intensidad del campo que se suma, en el de Tsyganenko se definen dos cuasi circunferencias que marcan el tamaño del óvalo.

### 3.4. Discusiones sobre el área geométrica

Los resultados de variación secular del área de los casquetes polares magnéticos no coinciden con los predichos teóricamente por las relaciones de escala en ninguno de nuestros cálculos. En particular, los centros geométricos del polo norte estuvieron acercándose hacia el polo geográfico (Figura 3.5) y su área disminuye desde 1940 (Figura 3.6).

La razón de este comportamiento es que la energía de las componentes multipolares de órdenes mayor al dipolo estuvieron creciendo a expensas de la disminución de las componentes dipolares (Amit & Olson, 2010). La variación de la intensidad del campo magnético antes de 1940 en ambos polos fue negativo (Figura 3.9), lo que resulta en una

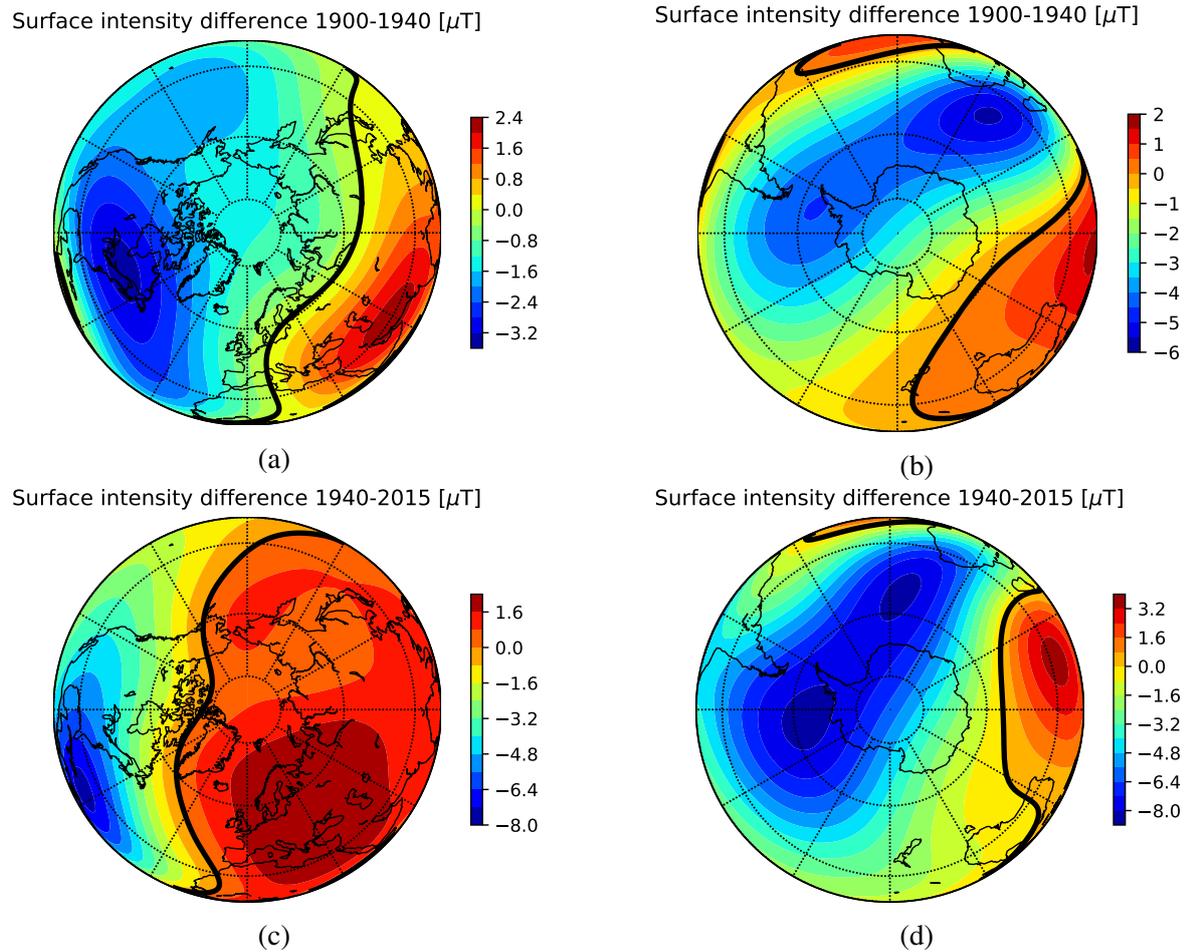


Figura 3.9 Diferencia de la intensidad magnética en la superficie de la Tierra entre (a) 1940 y 1900, hemisferio norte; (b) 1940-1900 sur; (c) 2015-1940 norte; 2015-1940 sur.

expansión del área de los casquetes polares. Después de 1940 la región del polo norte cambió su tendencia, aumentando así con el tiempo la intensidad del campo hasta el presente, mientras que en el sur el comportamiento continuó igual que en periodo anterior. Este cambio de tendencia se puede apreciar en la Figura 3.9 donde se muestra el cambio en la intensidad del campo magnético entre 1900-1940 y 1940-2015 para el polo norte y sur.

La variación secular de las componentes no dipolares afectan significativamente la intensidad del campo, y de esta manera al área geométrica de los casquetes polares magnéticos. La Figura 3.10 muestra en dos épocas la variación anual de la componente radial del campo magnético en el límite entre el manto y el núcleo externo, una antes y otra después de 1940. En 1920 el parche de flujo invertido está debilitándose, mientras que en 1980, este parche está

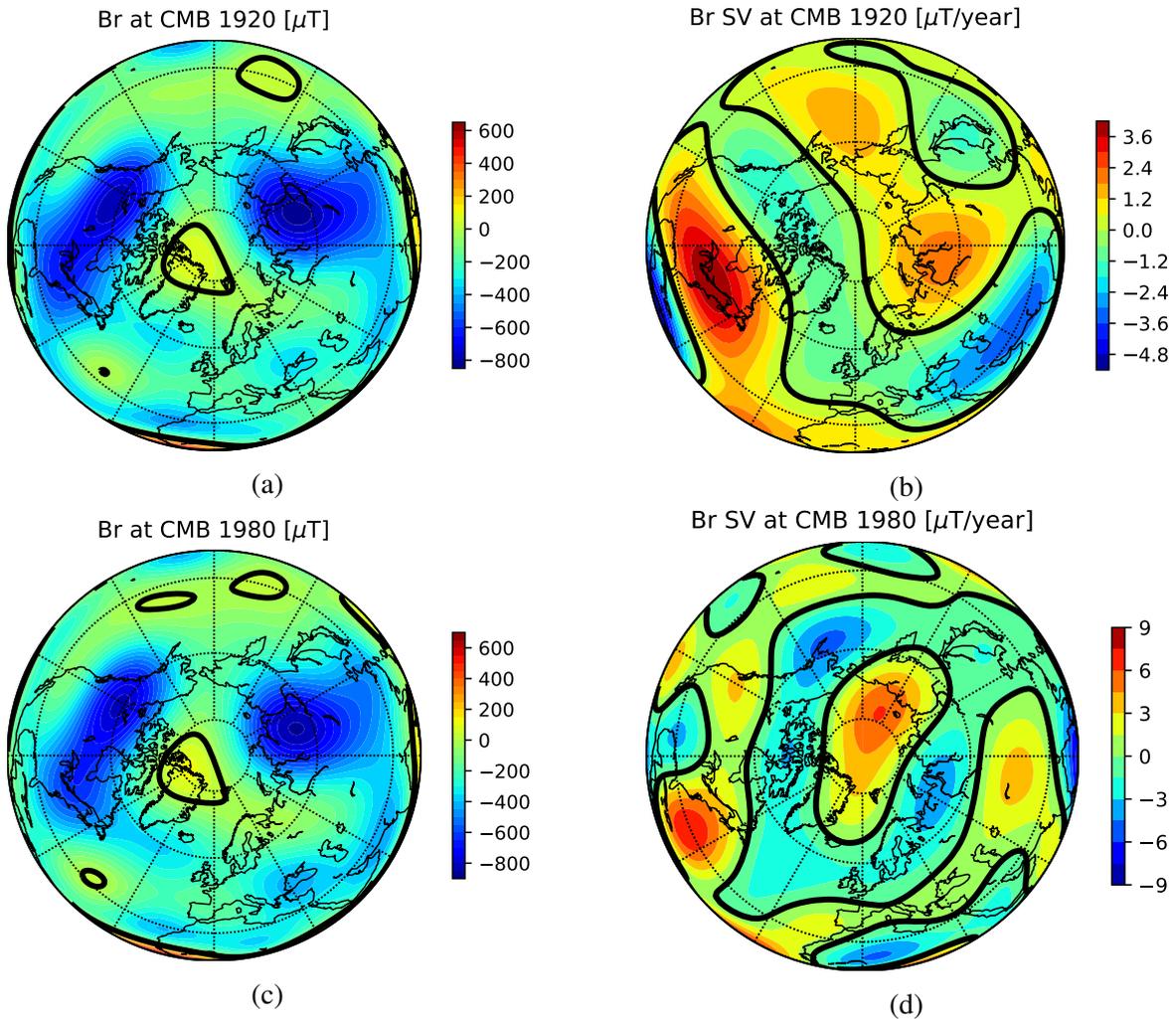


Figura 3.10 Componente radial del campo geomagnético (a y c) y su variación secular (b y d) a la en el límite entre el núcleo y la corteza terrestre para 1920 (a y c) y 1980 (b y d) usando IGRF-12 con todas sus componentes.

intensificándose, y el flujo normal, que produce el campo dipolar, en la región de América del norte se está debilitando. El flujo normal contribuye al campo dipolar mientras que el invertido contribuye a las componentes no dipolares (Metman et al., 2018; Olson & Amit, 2006), la reciente intensificación del flujo inverso en la región de América del norte (Cao et al., 2018; Olson & Aurnou, 1999) junto con la disminución del flujo normal es la principal causa de la disminución del campo magnético en polo norte.

La contribución de las componentes dipolares y no-dipolares en el espacio se muestra en la Figura 3.11 (a y b) para el año 2015. En la Figura 3.11 (c) se muestra la suma de las

componentes (campo real) y se hace una comparación con la dipolar pura, las líneas rojas indican que las componentes no-dipolares contribuyen a la intensidad de campo positivamente, mientras que las zonas azules indican una disminución de campo debido a la presencia de las componentes de órdenes superior. Es fácil ver como en el polo norte las componentes multipolares superiores al dipolo suman intensidad al total, y en el polo sur lo restan.

### **3.5. Extrapolación a situaciones de inversión**

En esta sección se analiza la ubicación de los casquetes polares magnéticos en escenarios posibles de inversión mencionados en la Introducción de este trabajo.

En la Figura 3.12 se muestra la intensidad y la inclinación magnética para el caso del colapso dipolar, en la parte superior la situación de campo actual y dos escenarios con 50 % y 90 % de reducción en las componentes dipolares. Los patrones de campo con una reducción del 50 % se ven un poco distintas a las actuales. Como aún prevalece el campo dipolar, se puede ver que la zona de mínimo campo permanece cerca de la anomalía del Atlántico sur y los valores de la declinación son mayores en latitudes altas. Con una reducción del 90 % a la contribución dipolar se puede ver como las componentes de grados superiores empiezan a ser relevantes, aparecen nuevos polos y el patrón de la intensidad es muy distinto al que se conoce en la actualidad.

En la Figura 3.13 se muestran los otros tres escenarios considerados: el colapso del dipolo vertical; el dipolo rotado; y la cascada de energía. Se puede notar como el colapso dipolar es muy distinto al de 10 % dipolar, esto se debe a que las componentes dipolares son tan importantes en el campo actual que una disminución del 90 % en su intensidad aun deja una cantidad de campo apreciable en el campo sobre la superficie de la Tierra. Esto se debe principalmente a que el campo dipolar decrece como  $r^{-3}$  mientras que los de grado superior los hacen más rápidamente. De esta manera, a grandes distancias el campo que predomina es el dipolar.

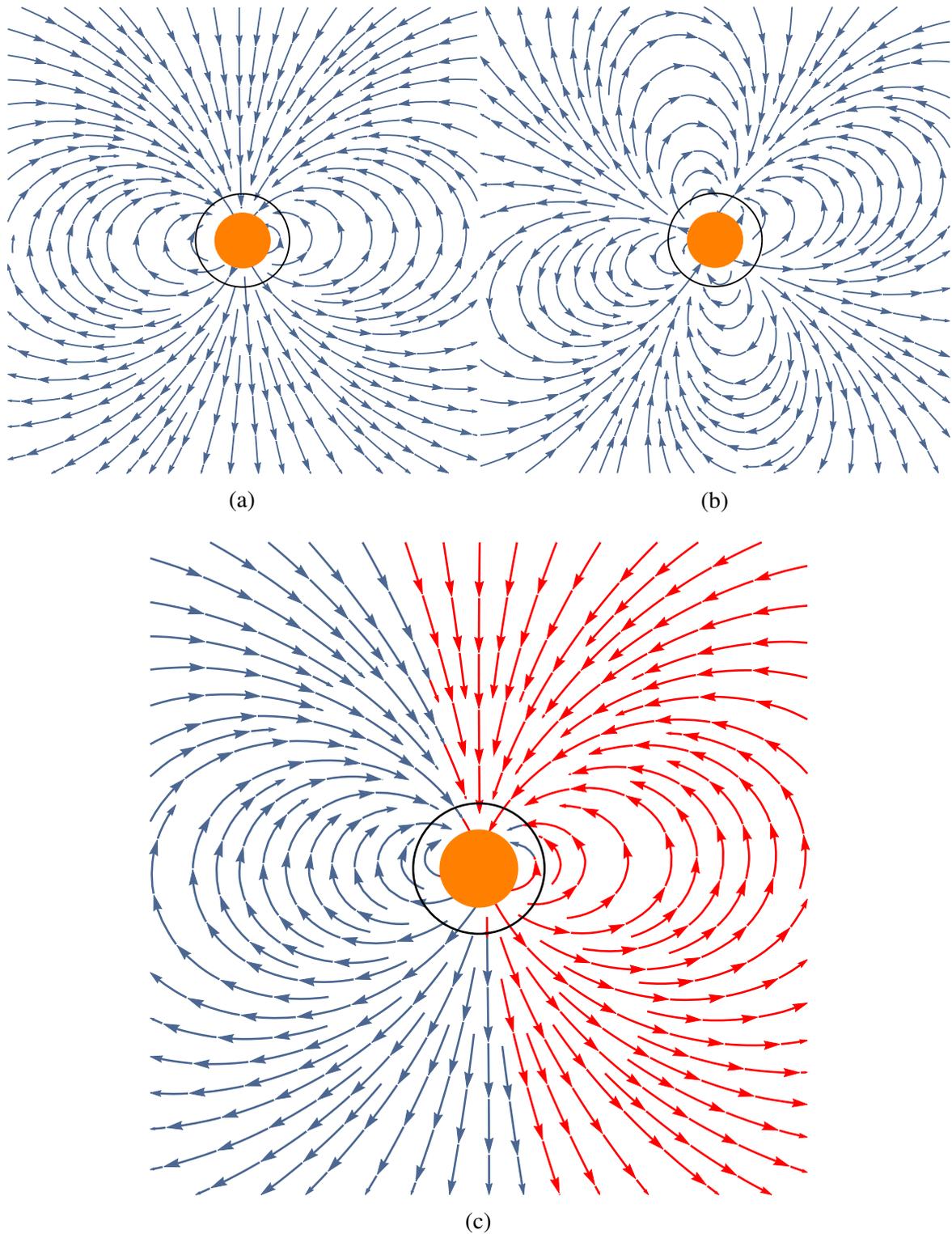


Figura 3.11 Líneas de campo para un campo (a) dipolar, (b) no dipolar y (c) campo total sobre el meridiano de Greenwich. En (c) se muestra en rojo intensidades mayores y en azul menores con respecto a una configuración dipolar pura (a). El círculo negro representa la superficie de la Tierra y el disco naranja el núcleo.

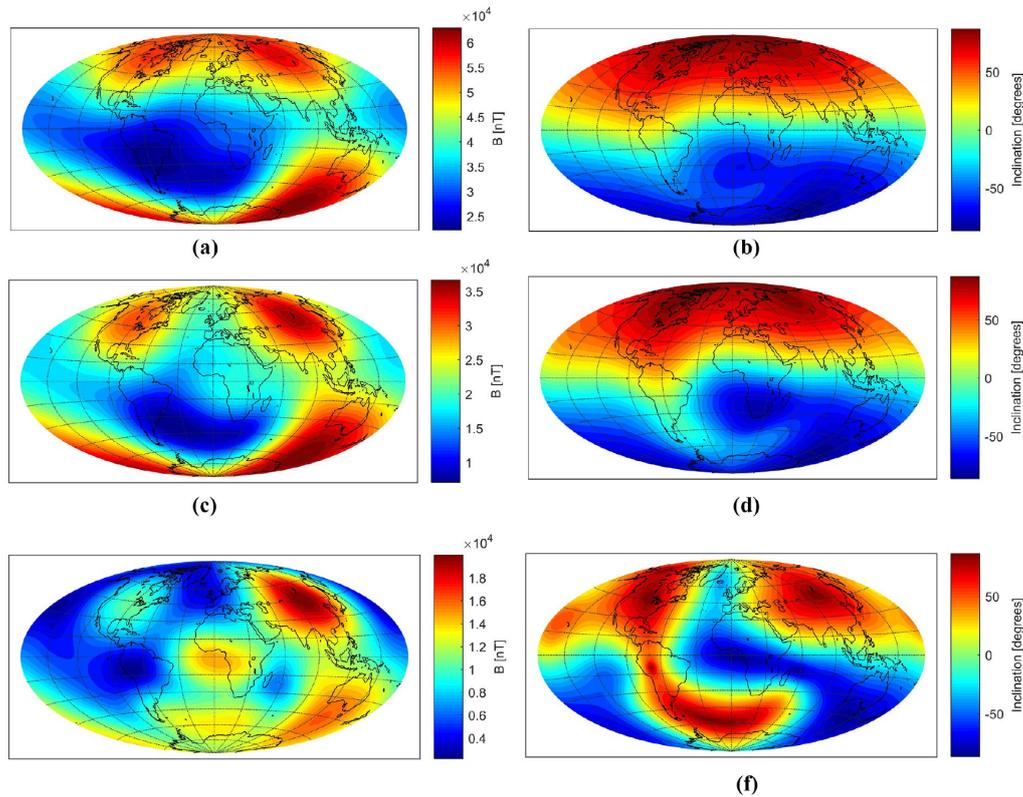


Figura 3.12 Intensidad del campo magnético de la Tierra y su inclinación obtenidas con IGRF para el campo actual (a y b), 50% de reducción dipolar (b y c) y 90% de reducción dipolar (e y f). Notar las distintas escalas para la intensidad.

La distribución correspondiente a la rotación dipolar es como se espera, es decir, dos polos bien definidos en el ecuador geográfico y el cero de inclinación magnética (o ecuador magnético) a lo largo de un meridiano. La última situación crea una distribución compleja similar al primero donde se elimina el dipolo, solo que en este caso las componentes multipolares fueron intensificadas manteniendo la relación entre ellas. Es importante resaltar que existe una diferencia entre simplemente eliminar los dipolos y distribuir su energía en grados superiores. La diferencia se debe a que la energía de los multipolos se distribuye de distintas maneras y tiene distintos decaimientos con la distancia. Por ejemplo, duplicar la energía de solo un cuadrupolo y un octupolo, resultaría en una contribución cuadrupolar más dominante.

La Figura 3.14 muestra a modo esquemático las líneas de campo magnético obtenidas con el método de superposición, donde al campo interno de la Tierra se le suma un campo

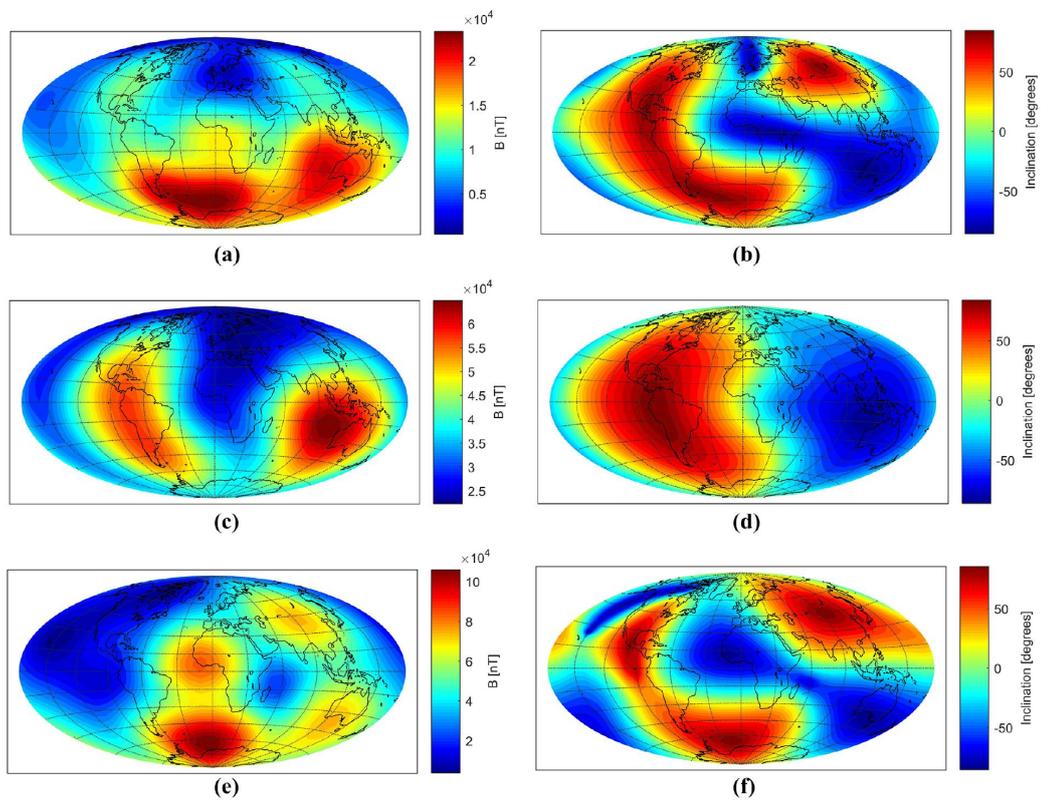


Figura 3.13 Como en la Figura 3.12 para (a y b) colapso dipolo axial, (c y d) rotación de dipolo axial y (e y f) cascada energética. Notar las distintas escalas para la intensidad.

constante simulando la dirección del campo interplanetario con intensidad equivalente a 49 nT.

Tal como se espera, lejos del planeta el campo es igual al campo constante impuesto (verticales hacia abajo en la Figura 3.14), pero cerca del centro el campo interno es el que determina la dirección de las líneas. Para la configuración actual, así como la rotación dipolar, las líneas de campo muestran claramente dos polos en la dirección del eje del dipolo resultante: eje vertical en el panel (a) y un eje horizontal en el (b). Mientras que en los otros casos puede haber hasta cuatro polos distintos debido a que no hay una única dirección privilegiada en la configuración del campo magnético. La complejidad de la magnetosfera en estos casos es un tema de debate actual. Los modelos más complejos de la actualidad suelen utilizar un esquema de campo dipolar para determinar la magnetopausa, por lo que no son adecuados cuando se quieren hacer este tipo de cálculos donde los grados superiores son los que dan forma a la magnetosfera.

En el caso de una disminución gradual de la componente dipolar del campo, ya que las componentes multipolares de mayor orden son solo una pequeña porción del campo actual, el acoplamiento entre el viento solar y la magnetosfera está determinado por el dipolo. Esto queda explícito en la Figura 3.15 donde se pueden observar dos polos similares a los actuales para el caso de una disminución del 50%. Para un dipolo reducido hasta un 10% del valor actual aun se obtienen dos polos, pero en este caso el casquete polar magnético del sur se ve alargado hacia latitudes bajas. Esto es sin duda debido a la presencia de las componentes de altos grados en el campo. Es importante resaltar como la contribución dipolar sigue siendo dominante incluso con una reducción casi total.

En los casos de inversión considerados (Figura 3.16) se puede ver claramente el desplazamiento de los polos hacia el ecuador magnético en los paneles (a) y (b). En el caso de la rotación dipolar, donde toda la energía dipolar se transfiere al ecuador, se puede notar dos polos muy bien marcados en el ecuador. Pero en el colapso dipolar (3.16 a) se nota un desplazamiento de ambos polos hacia el hemisferio sur, esto sucede debido a que la componente vertical del dipolo es la más intensa en la actualidad, cuando deja de tener

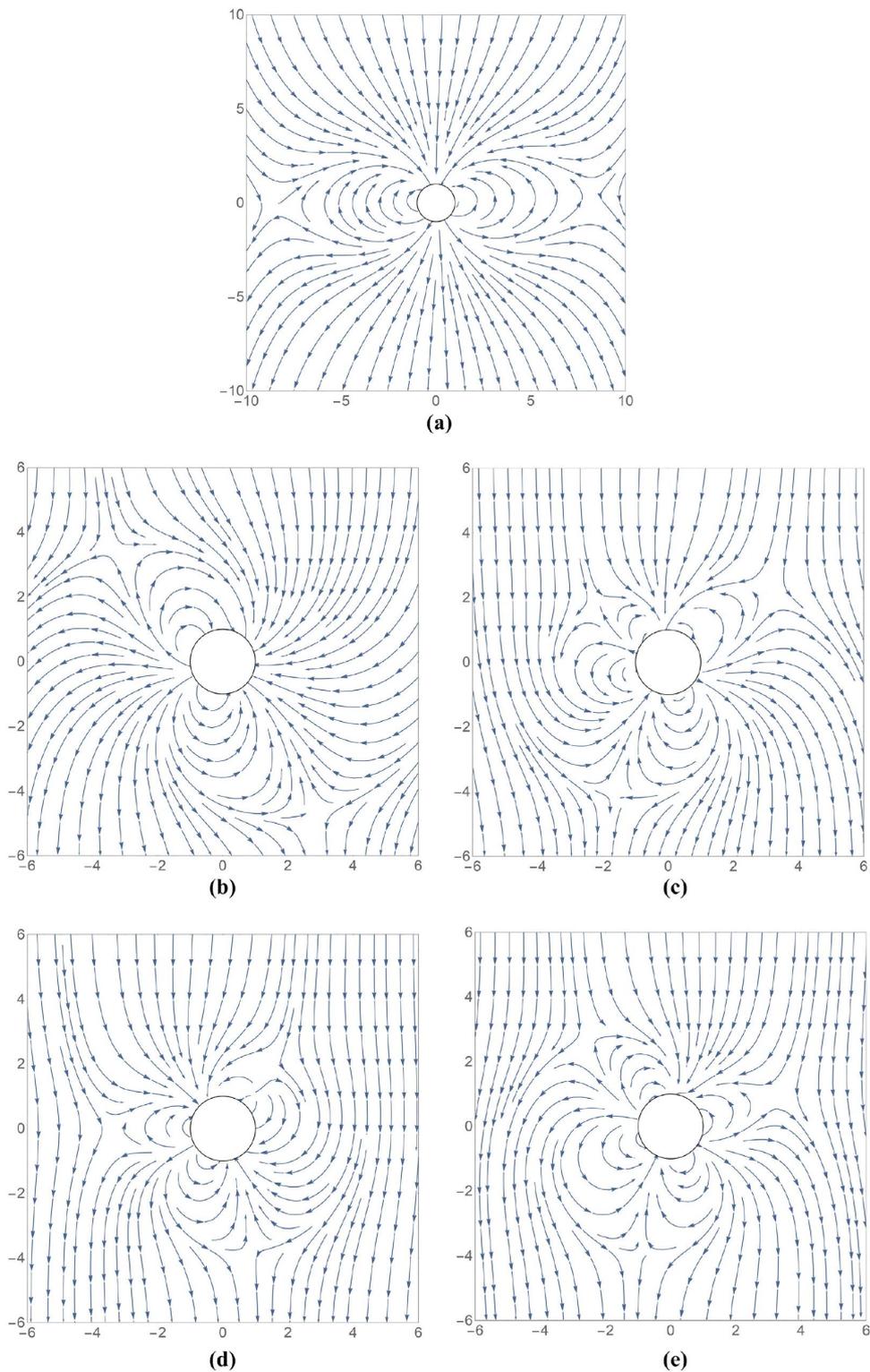


Figura 3.14 Superposición de un campo uniforme y el campo terrestre para (a) el campo actual, (b y c) colapso dipolo axial dos ejes perpendiculares de corte, (d y e) cascada energética en dos ejes. Notar la escala distinta de la figura (a).

relevancia, es el dipolo ecuatorial el que determina las zonas de los casquetes polares pero los órdenes superiores son los que deforman los polos alargando el polo sobre América y comprimiendo el polo que aparece sobre la zona de Oceanía.

En el caso de la cascada de energía se puede ver un cuadrupolo no axial dominante, y por esto cuatro polos magnéticos bien definidos. Se nota que los polos corresponden a las zonas con grandes intensidades de campo e inclinaciones magnéticas. El campo octupolar tiene menos influencia debido a la rapidez de decaimiento con la altura de la intensidad.

### 3.6. Conclusiones

El movimiento de los polos magnéticos es distinto al predicho con ecuaciones teóricas debido a la gran complejidad del campo magnético. Tanto el movimiento hacia el ecuador como el cambio en el tamaño del casquete varían de manera muy distinta cuando se consideran los órdenes magnéticos superiores al dipolo. Este trabajo deja en evidencia que es un error despreciar las componentes cuadrupolares y octupolares del campo de la Tierra, ya que esto genera errores en las predicciones a medio y largo plazo.

Las componentes dipolares del campo son las más importantes a distancias cercanas a la magnetopausa cuando están presentes. El escenario con una reducción del 90 % dipolar muestra que debido a sus características espaciales, mientras el campo terrestre tenga una componente dipolar, será esta la que determine los límites de la magnetosfera y la cantidad de polos en la superficie.

La reducción del área geométrica del polo norte se obtiene únicamente considerando al menos la contribución cuadrupolar del campo magnético. Esta reducción puede generar un fenómeno de "enfoco" de las partículas durante ciertos eventos como tormentas solares. Al distribuir la energía proveniente del sol en un área más compacta se da lugar a una mayor exposición a la radiación de los equipos satelitales en esas zonas. Otro fenómeno asociado al ingreso de partículas cargadas es la inducción de corriente eléctrica en conductores sobre

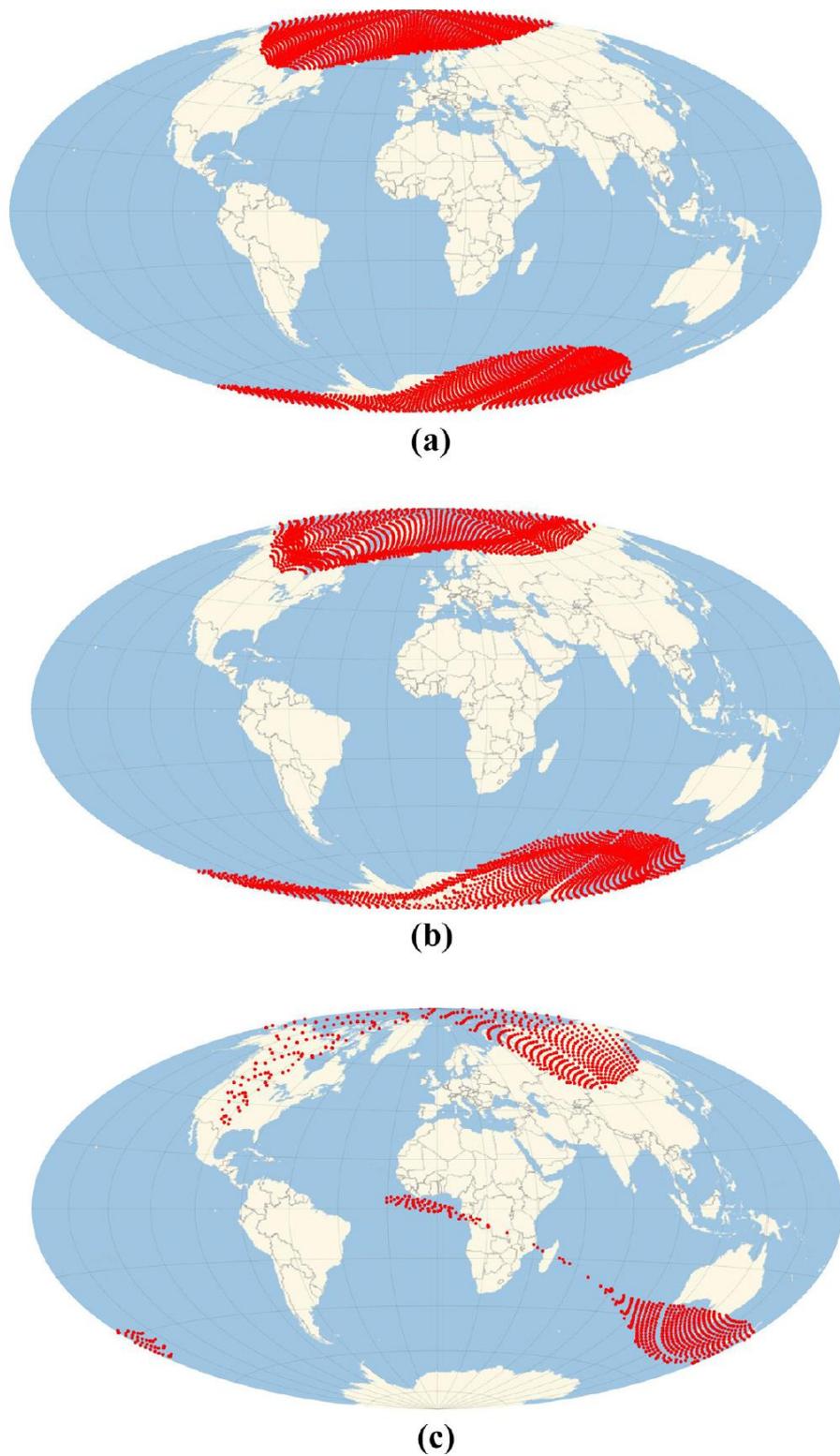


Figura 3.15 Posición de los casquetes polares magnéticos para el campo actual (a), 50% de reducción dipolar (b) y 90% de reducción dipolar (c).

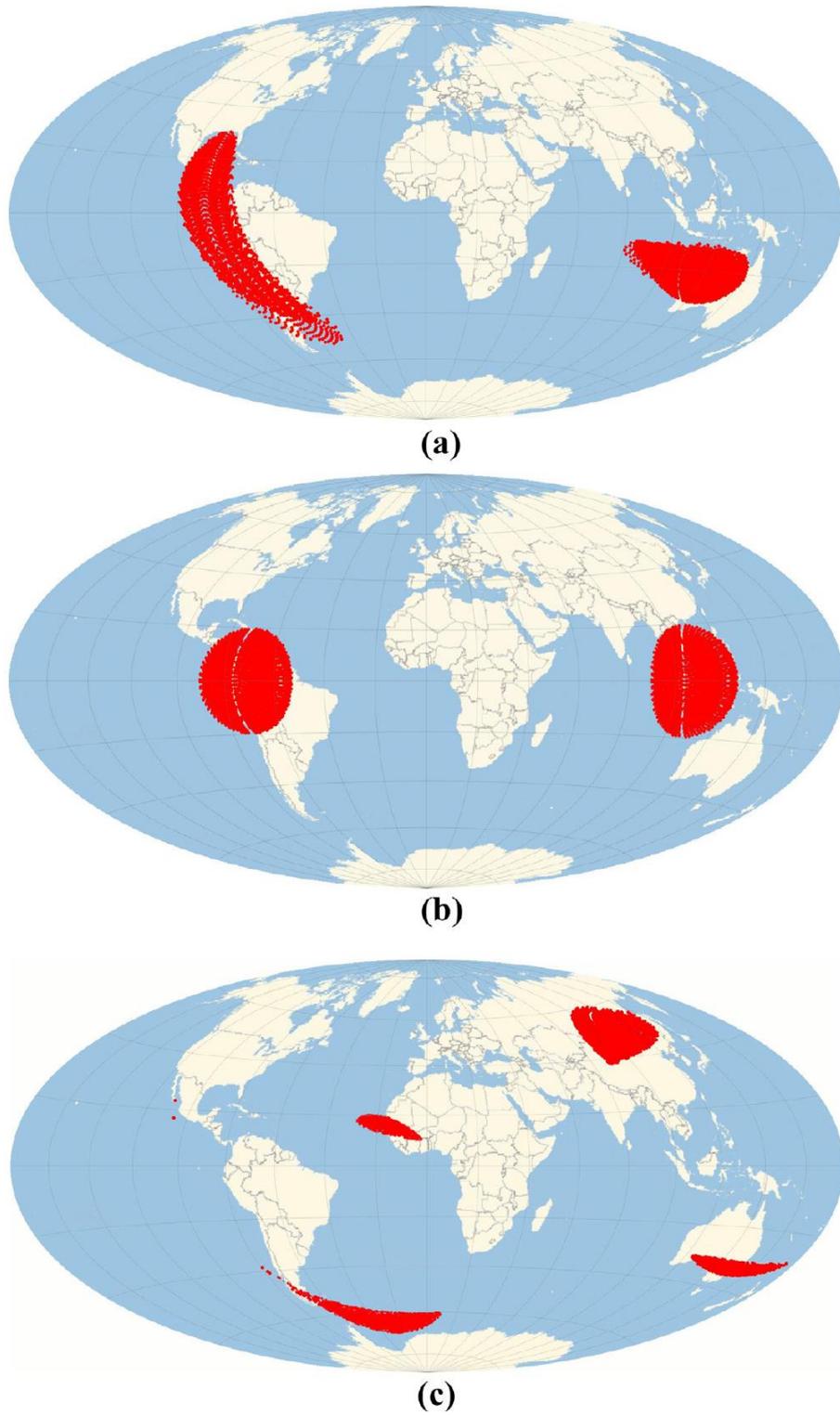


Figura 3.16 Posición de los casquetes polares magnéticos para el colapso de dipolo axial (a), rotación del dipolo axial (b) y cascada energética (c).

la superficie de la Tierra, este fenómeno produce pérdidas apreciables principalmente en el hemisferio norte donde existen muchas ciudades debajo de las zonas aurales.



# Capítulo 4

## Resumen de las conclusiones obtenidas

En este capítulo de resumen las conclusiones obtenidas a lo largo del desarrollo de esta Tesis y se plantean líneas futuras de investigación que quedan planteadas a partir de considerar las hipótesis subyacentes a los resultados obtenidos y a nuevas incógnitas planteadas.

Durante el desarrollo de esta Tesis se consiguieron resultados novedosos que contribuyen al conocimiento general de las variaciones de largo plazo en la atmósfera superior, a través del análisis de las conductancias de la ionosfera, y en la magnetosfera, a través del estudio de los zonas polares los polos magnéticos y geomagnéticos, casquetes polares y óvalos aurorales (Zossi et al., 2019a, 2020, 2019b, 2018a,b). Para esto se diseñaron modelos teóricos y modelos computacionales. Los modelos implementados para realizar los cálculos necesarios fueron optimizados para que se puedan utilizar en cualquier computadora de uso doméstico sin requerir tiempos de cómputo elevados.

### **4.1. Conclusiones y aportes a partir del análisis de la conductividad ionosférica**

\* El análisis de la contribución de cada ion por separado a la conductancia permitió demostrar el rol de cada uno. En particular: mientras mayor es la conductancia de Pedersen

mayor es el porcentaje que aporta el oxígeno atómico presente en la capa F, la variación del campo magnético hace variar las contribuciones relativas de cada ion, así como lo hacen la variación a largo del día (con la hora local) y estacional (Zossi et al., 2018b).

\* A las variaciones regulares con las horas del día, mes del año y ciclo solar, se suman tanto las tendencias del campo magnético, muy relevantes en latitudes bajas y medias, como las tendencias asociadas a la ionización, de mayor importancia en las zonas polares (Zossi et al., 2019b).

\* El comportamiento en distintas escalas de tiempo deja en claro la relación entre la conductividad del oxígeno atómico y el campo magnético, de hecho en las zonas donde el campo tiene valores mínimos es este ion el que más aporta a la conductancia sin importar la época del año o la actividad solar.

\* La distribución espacial de las conductancias de Hall y de Pedersen, así como la altura de pico de las conductividades asociadas, y el gradiente de variación espacial, cambian notablemente con la configuración e intensidad del campo magnético de la Tierra (Zossi et al., 2018a).

\* Como aporte, se escribieron códigos en el lenguaje de programación Python necesarios para la determinación de la conductancia de la ionosfera, separando la contribución de cada ion y permitiendo la visualización de los resultados dependiendo de la naturaleza de los mismos (altura, latitud, longitud, tiempo, global). Los programas constan de compiladores de lenguaje Fortran para los modelos de la atmósfera superior y de iteradores que utilizan la capacidad de paralelización para aprovechar los núcleos de los procesadores actuales, reduciendo notablemente el tiempo de cálculo. Los datos globales son representados en mapas con proyección Hammer para su rápida interpretación.

## **4.2. Conclusiones y aportes a partir del análisis de características de la magnetosfera**

\* Los resultados para la variación secular del área de los casquetes polares magnéticos no coinciden con los predichos teóricamente por las relaciones de escala de uso tradicional (Zossi et al., 2020).

\* En el caso del casquete polar y óvalo auroral del hemisferio norte, los resultados de esta Tesis indican que sus áreas están disminuyendo desde 1940, contrario a lo que se espera cualitativamente como consecuencia de la disminución observada en el momento dipolar del campo principal. Y en el caso del hemisferio sur, se observa un incremento mayor al predicho teóricamente (Zossi et al., 2020).

\* La razón de este comportamiento es que la energía de las componentes multipolares de grados mayor al dipolo estuvieron creciendo a expensas de la disminución de las componentes dipolares. Esto genera en el hemisferio norte un aumento en la intensidad total del campo (contrarrestando parte de la disminución dipolar), y en el hemisferio sur una disminución (acelerando la disminución dipolar).

\* El movimiento de los polos magnéticos es distinto al predicho con ecuaciones teóricas debido a la gran complejidad del mismo, tanto el movimiento hacia el ecuador como el cambio en el tamaño del casquete varían de manera muy distinta cuando se consideran los grados magnéticos superiores al dipolo.

\* Las componentes dipolares del campo son las más importantes cuando están presentes, mientras el campo terrestre tenga una componente dipolar, será esta la que determine los límites de la magnetosfera y la cantidad de polos en la superficie (Zossi et al., 2019a).

### 4.3. Líneas futuras

El desarrollo de esta Tesis deja abiertas diversas líneas de investigación que quedan planteadas en los artículos que fueron publicados durante este tiempo. Varias de estas líneas futuras requieren de nuevas herramientas y técnicas de procesamiento que potenciarán o complementarán los modelos diseñados para este trabajo.

\* Relacionado al análisis de la atmósfera superior, se consideraron configuraciones de componentes neutros y cargas libres sin acoplamiento a las variaciones temporales del campo geomagnético. Si se quisiera incluir este acoplamiento es necesario utilizar otros modelos de ionosfera y atmósfera neutra, como por ejemplo TIE-GCM (Thermosphere-Ionosphere-Electrodynamics General Circulation Model), que son capaces de simular completamente la atmósfera neutra y la ionosfera, modelando los sistemas de vientos, corrientes eléctricas, calentamiento por precipitación de partículas, entre otros parámetros, permitiendo hacer predicciones a futuro y analizar muchas características de la atmósfera con una sola ejecución.

Muchas dificultades se presentarán en esta última línea ya que estos complejos modelos de atmósfera suelen funcionar sobre un gran número de supuestos e hipótesis. Y además del gran costo computacional que requieren, muchas rutinas internas no responden a cambios, por ejemplo, del campo magnético, ya que están programadas para funcionar en un esquema que simula la atmósfera actual.

\* Extender el análisis de las consecuencias de la variación secular del campo geomagnético a otros aspectos importantes de la atmósfera superior, como son el calentamiento Joule en la termosfera, para el cual la contribución iónica es fundamental para entender como se distribuye la energía a distintas alturas dependiendo de la densidad de neutros y de la conductividad en cada capa, y también la intensidad y configuración de corrientes ionosféricas.

\* Relacionado al análisis de la magnetosfera, los modelos más complejos suelen ser simuladores de MHD, con rutinas que resuelven numéricamente punto a punto la interacción entre el viento solar y el campo magnético de la Tierra, modelando así la estructura completa

de la magnetosfera. De esta manera se podría extender el análisis realizado en esta Tesis a la cara de noche de la magnetosfera, y a otros aspectos relacionados a su configuración como lo son los anillos de radiación de Van Allen y el anillo de corriente.

\* Un aspecto importante es contrastar los resultados obtenidos para las últimas décadas con datos experimentales, ya que en han surgido datos de satélites que permiten determinar (bajo ciertos supuestos y filtrados) la ubicación de las zonas aurorales, por ejemplo. Parte de este trabajo se realizó como parte de Zossi et al. (2020), pero aún se encuentra en etapa de análisis.

Entre las líneas futuras se dejan abiertas también se encuentra el análisis de datos que comprueben los resultados presentados. Existen muchas estaciones que miden constantemente parámetros de la atmósfera superior, también los satélites especializados en mediciones atmosféricas agregan valores globales que se almacenan en bases de datos públicas, que pueden ser descargados en cualquier parte del mundo para su análisis. Los magnetómetros apostados en tierra desde hace muchos años son de gran utilidad para estimar la actividad solar y el ingreso de partículas de manera indirecta. El problema de estos datos es que se ven afectados por todas las perturbaciones y fuentes de campos, por lo que su análisis lleva un gran pre-procesamiento para limpiar el ruido, las tendencias conocidas y la actividad solar, teniendo en cuenta que el filtrado conlleva una fuente de error estadístico.



# Apéndice A

## Trabajos publicados con los resultados de esta Tesis

Los resultados de esta Tesis se publicaron en los siguientes artículos:

1. Zossi, B. S., Fagre, M., Elias, A. G. (2018). On ionic contributions to Pedersen conductance. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, 10,310– 10,318. <https://doi.org/10.1029/2018JA026011>
2. Zossi, B. S., Elias, A. G., Fagre, M. (2018). Ionospheric conductance spatial distribution during geomagnetic field reversals. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, 2379– 2397. <https://doi.org/10.1002/2017JA024925>
3. Bruno Zossi, Mariano Fagre, Hagay Amit, Ana G Elias, Polar caps during geomagnetic polarity reversals, *Geophysical Journal International*, Volume 216, Issue 2, February 2019, Pages 1334–1343, <https://doi.org/10.1093/gji/ggy494>
4. Zossi, B. S., Fagre, M., Elias, A. G. (2019). Pedersen ionic contribution in different time scales. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124, 6961– 6970. <https://doi.org/10.1029/2019JA026884>

5. Zossi, B., Fagre, M., Amit, H., Elias, A. G. (2020). Geomagnetic field model indicates shrinking northern auroral oval. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, e2019JA027434. <https://doi.org/10.1029/2019JA027434>

# Apéndice B

## Trabajos publicados en colaboración

En paralelo con la elaboración de esta Tesis, se trabajó con colegas investigadores y se publicaron los siguientes artículos:

1. Earth's magnetic field effect on MUF calculation and consequences for hmF2 trend estimates, Ana G. Elias, Bruno S. Zossi, Erdal Yigit, Zenon Saavedra, and Blas F. de Haro Barbas, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 163, 114-119, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.03.004>
2. High frequency sky wave propagation during geomagnetic field reversals. Fagre, M., Zossi, B.S., Yiğit, E. et al. *Stud Geophys Geod* 64, 130–142 (2020). <https://doi.org/10.1007/s11200-019-1154-2>
3. Simulated high frequency ray paths considering traveling ionospheric disturbances. Fagre, M., Zossi, B.S., Chum, J. et al. *SN Appl. Sci.* 2, 615 (2020). <https://doi.org/10.1007/s42452-020-2438-4>
4. Comparative Study of Equatorial and High-Latitude Over-The-Horizon Radar Parameters Using Ray-Tracing Simulations. M. Fagre, B. S. Zossi, J. Chum, E. Yiğit and A. G. Elias. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, doi: 10.1109/LGRS.2020.2967713.

5. Algorithm for Automatic Scaling of the F-Layer Using Image Processing of Ionograms. Mariano Fagre, Jose A. Prados, Jorge Scandalariis, Bruno S. Zossi, Miguel A. Cabrera, Rodolfo G. Ezquer, Ana G. Elias. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, doi: 10.1109/TGRS.2020.2996405.
6. Incidence of solar cycle 24 in nighttime foF2 long-term trends for two Japanese ionospheric stations. de Haro Barbás, B.F., Elias, A.G., Fagre, M., Bruno S. Zossi. *Stud Geophys Geod* (2020). <https://doi.org/10.1007/s11200-021-0584-9>
7. Ionospheric high frequency wave propagation using different IRI hmF2 and foF2 models, Mariano Fagre, Bruno S. Zossi, Jaroslav Chum, Erdal Yiğit, Ana G. Elias, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, Volume 196, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.105141>.

# Bibliografía

- Amit, H., Leonhardt, R., & Wicht, J. (2010). Polarity reversals from paleomagnetic observations and numerical dynamo simulations. In *Space Science Reviews*, volume 155, pages 293–335.
- Amit, H. & Olson, P. (2010). A dynamo cascade interpretation of the geomagnetic dipole decrease. *Geophysical Journal International*, 181(3):1411–1427.
- Bevis, M. & Cambareri, G. (1987). Computing the area of a spherical polygon of arbitrary shape. *Mathematical Geology*, 19(4):335–346.
- Bilitza, D., Altadill, D., Zhang, Y., Mertens, C., Truhlik, V., Richards, P., McKinnell, L.-A., & Reinisch, B. (2014). The International Reference Ionosphere 2012 - a model of international collaboration. *J. Space Weather Space Clim.*, 4:A07.
- Cao, H., Yadav, R. K., & Aurnou, J. M. (2018). Geomagnetic polar minima do not arise from steady meridional circulation. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 115(44):11186–11191.
- Clement, B. M. (2004). Dependence of the duration of geomagnetic polarity reversals on site latitude. *Nature*, 428(6983):637–640.
- Cnossen, I. (2014). The importance of geomagnetic field changes versus rising CO<sub>2</sub> levels for long-term change in the upper atmosphere. *Journal of Space Weather and Space Climate*.
- Cnossen, I. & Richmond, A. D. (2008). Modelling the effects of changes in the Earth's magnetic field from 1957 to 1997 on the ionospheric hmF<sub>2</sub> and foF<sub>2</sub> parameters. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70(11-12):1512–1524.
- Cnossen, I. & Richmond, A. D. (2012). How changes in the tilt angle of the geomagnetic dipole affect the coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere system. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(10).
- Cnossen, I., Richmond, A. D., & Wiltberger, M. (2012). The dependence of the coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere system on the Earth's magnetic dipole moment. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(5).
- Cnossen, I., Richmond, A. D., Wiltberger, M., Wang, W., & Schmitt, P. (2011). The response of the coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere system to a 25% reduction in the dipole moment of the Earth's magnetic field. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(12).

- Elias, A. G. (2009). Trends in the F2 ionospheric layer due to long-term variations in the Earth's magnetic field. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71(14-15):1602–1609.
- Elias, A. G. & Ortiz de Adler, N. (2006). Earth magnetic field and geomagnetic activity effects on long-term trends in the F2 layer at mid-high latitudes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68(17):1871–1878.
- Foppiano, A. J., Cid, L., & Jara, V. (1999). Ionospheric long-term trends for South American mid-latitudes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*.
- Fraser-Smith, A. C. (1987). Centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles, 1600–1985. *Reviews of Geophysics*, 25(1):1–16.
- Glassmeier, K. H., Richter, O., Vogt, J., Mbus, P., & Schwalb, A. (2009). The Sun, geomagnetic polarity transitions, and possible biospheric effects: Review and illustrating model. In *International Journal of Astrobiology*, volume 8, pages 147–159. Cambridge University Press.
- Glassmeier, K. H., Vogt, J., Stadelmann, A., & Buchert, S. (2004). Concerning long-term geomagnetic variations and space climatology. *Annales Geophysicae*, 22(10):3669–3677.
- Gombosi, T. I., Powell, K. G., De Zeeuw, D. L., Robert Clauer, C., Hansen, K. C., Manchester, W. B., Ridley, A. J., Roussev, I. I., Sokolov, I. V., Stout, Q. F., Tóth, G., T.~A. Driscoll, K.~G. Powell, D.~L. De Zeeuw, C.~R. Clauer, K.~C. Hansen, W.~B. Manchester, A.~J. Ridley, I.~I. Roussev, I.~V. Sokolov, Q.~F. Stout, & Toth, G. (2004). Solution-Adaptive Magnetohydrodynamics for Space Plasmas: Sun-to-Earth Simulations. *Computing in Science and Engineering*, 6(2):14–35.
- Hill, T. W. & Rassbach, M. E. (1975). Interplanetary magnetic field direction and the configuration of the day side magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 80(1):1–6.
- Lowes, F. J. (1974). Spatial Power Spectrum of the Main Geomagnetic Field, and Extrapolation to the Core. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 36(3):717–730.
- Metman, M. C., Livermore, P. W., & Mound, J. E. (2018). The reversed and normal flux contributions to axial dipole decay for 1880–2015. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 276:106–117.
- Moen, J. & Brekke, A. (1990). On the importance of ion composition to conductivities in the auroral ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 95(A7):10687.
- Oguti, T. (1993). Prediction of the location and form of the auroral zone: Wandering of the auroral zone out of high latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 98(A7):11649.
- Olson, P. (2002). The disappearing dipole. *Nature*, 416(6881):591–594.
- Olson, P. & Amit, H. (2006). Changes in earth's dipole.
- Olson, P. & Aurnou, J. (1999). A polar vortex in the Earth's core. *Nature*, 402(6758):170–173.

- Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., & Aikin, A. C. (2002). NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A12).
- Polvani, L., Clement, A., Medeiros, B., Benedict, J., & Simpson, I. (2017). When Less Is More: Opening the Door to Simpler Climate Models. *Eos*.
- Rasmussen, C. E., Schunk, R. W., & Wickwar, V. B. (1988). A photochemical equilibrium model for ionospheric conductivity. *Journal of Geophysical Research*, 93(A9):9831.
- Richmond, A. D. & Thayer, J. P. (2000). Ionospheric electrodynamics: A tutorial. In *Geophysical Monograph Series*, volume 118, pages 131–146. Blackwell Publishing Ltd.
- Rishbeth, H. (1983). The quadrupole ionosphere. *Annales geophysicae (1983)*, 3(3):293–298.
- Rishbeth, H. & Garriott, O. K. (1969). *Introduction to ionospheric physics*. Academic Press.
- Russell, C. T. (2000). The polar cusp. *Advances in Space Research*, 25(7-8):1413–1424.
- Schneider, P. J. & Eberly, D. H. (2003). *Geometric Tools for Computer Graphics*. Elsevier Inc.
- Schunk, R. & Nagy, A. (2009). *Ionospheres*. Cambridge University Press.
- Siscoe, G. L. & Chen, C. K. (1975). The paleomagnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 80(34):4675–4680.
- Siscoe, G. L. & Sibeck, D. G. (1980). Effects of non-dipole components on auroral zone configurations during weak dipole field epochs. *Journal of Geophysical Research*, 85(B7):3549–3556.
- Sterenberg, M. G., Cohen, O., Drake, J. J., & Gombosi, T. I. (2011). Modeling the young Sun's solar wind and its interaction with Earth's paleomagnetosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(1).
- Stern, D. P. (1973). A study of the electric field in an open magnetospheric model. *Journal of Geophysical Research*, 78(31):7292–7305.
- Takeda, M. (1996). Effects of the strength of the geomagnetic main field strength on the dynamo action in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A4):7875–7880.
- Takeda, M. & Araki, T. (1985). Electric conductivity of the ionosphere and nocturnal currents. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 47(6):601–609.
- Thébault, E., Finlay, C. C., Beggan, C. D., & Al., E. (2015). International geomagnetic reference field: The 12th generation international geomagnetic reference field - The twelfth generation. *Earth, Planets and Space*, 67(1).
- Tsyganenko, N. A. (2019). Secular Drift of the Auroral Ovals: How Fast Do They Actually Move? *Geophysical Research Letters*, 46(6):3017–3023.

- Tsyganenko, N. A. & Sitnov, M. I. (2005). Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A3):A03208.
- Valet, J. P., Fournier, A., Courtillot, V., & Herrero-Bervera, E. (2012). Dynamical similarity of geomagnetic field reversals. *Nature*, 490(7418):89–93.
- Vogt, J. & Glassmeier, K. H. (2000). On the location of trapped particle populations in quadrupole magnetospheres. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A6):13063–13071.
- Vogt, J. & Glassmeier, K. H. (2001). Modelling the paleomagnetosphere: Strategy and first results. *Advances in Space Research*, 28(6):863–868.
- Vogt, J., Zieger, B., Glassmeier, K. H., Stadelmann, A., Kallenrode, M. B., Sinnhuber, M., & Winkler, H. (2007). Energetic particles in the paleomagnetosphere: Reduced dipole configurations and quadrupolar contributions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(6).
- Yue, X., Liu, L., Wan, W., Wei, Y., & Ren, Z. (2008). Modeling the effects of secular variation of geomagnetic field orientation on the ionospheric long term trend over the past century. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 113(10).
- Zieger, B., Vogt, J., & Glassmeier, K. H. (2006). Scaling relations in the paleomagnetosphere derived from MHD simulations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 111(6).
- Zossi, B., Fagre, M., Amit, H., & Elias, A. G. (2019a). Polar caps during geomagnetic polarity reversals. *Geophysical Journal International*.
- Zossi, B., Fagre, M., Amit, H., & Elias, A. G. (2020). Geomagnetic Field Model Indicates Shrinking Northern Auroral Oval. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125(8).
- Zossi, B. S., Fagre, M., & Elias, A. G. (2019b). Pedersen Ionic Contribution in Different Time Scales. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124(8):6961–6970.
- Zossi, B. S. B., Elias, A. G. A. G., & Fagre, M. (2018a). Ionospheric Conductance Spatial Distribution During Geomagnetic Field Reversals. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(3):2379–2397.
- Zossi, B. S. B., Fagre, M., & Elias, A. A. G. (2018b). On Ionic Contributions to Pedersen Conductance. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(12).