

Licenciatura en Física
Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología
Universidad Nacional de Tucumán

Tesis de Licenciatura

Consecuencias de las variaciones seculares
del campo magnético de la Tierra.
Extrapolación a una configuración
cuadrupolar durante una inversión de
polaridad

Bruno Santiago ZOSSI

Director: Ana Georgina Elias

Febrero de 2016

Índice

Introducción	3
Capítulo 1: Campo Magnético de la Tierra	6
1.1 Historia	6
1.2 Campo magnético de la Tierra	7
1.3 Medición del campo magnético	9
1.4 Geodínamo	11
1.5 El campo principal	14
1.6 Variaciones seculares del campo	20
1.7 Inversiones del campo	21
Capítulo 2: Magnetósfera	24
2.1 La magnetósfera de la Tierra	24
2.2 Tamaño de la magnetósfera de la Tierra	26
2.3 Estructura de la magnetósfera de la Tierra	26
2.4 Cinturones de Van Allen	28
2.5 Magnetósfera en otros planetas	29
Capítulo 3: Ionosfera	32
3.1 Estructura de la atmósfera	32
3.2 Estructura interna de la ionósfera	33
3.3 Conductividad de la ionósfera	36
3.3.1 Movimiento de partículas cargadas en campos	36
3.3.2 Movimiento de partículas en la ionósfera	38

3.3.3	Calculo de la conductividad	39
3.4	Corrientes en la ionósfera	43
Capítulo 4: <u>Variación secular del campo geomagnético y su efecto sobre la conductividad en la ionósfera y la posición de la magnetopausa</u>		46
4.1	Introducción	46
4.2	Metodología	47
4.3	Comportamiento teórico de la conductividad	49
4.4	Obtención de datos	50
4.5	Cálculos de la conductividad	55
4.6	Tamaño de la magnetósfera de la Tierra	60
Capítulo 5: Discusión y conclusiones		63
5.1	Comparación de los resultados obtenidos con los de otros autores	63
5.1.1	Conductividades de Pedersen y de Hall	63
5.1.2	Distancia de la magnetopausa	68
5.2	Aspectos interesantes de la variación secular del campo geomagnético	69
5.3	Conclusiones	70
5.4	Líneas futuras	73
Apéndice A: Solución de la ecuación de Laplace		74
Apéndice B: Modelos empíricos		76
Apéndice C: Estimación del nivel de la capa de conducción de la ionósfera		77
Bibliografía		78
Referencias		80

Introducción

El campo geomagnético 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 (~1000-8000 años) (Clement, 2004). La última inversión se ubica hace 780 mil años, de manera que sería esperable una próxima inversión (Haagmans et al., 2013). Durante la transición entre polaridad 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 (Rishbeth, 1985; Siscoe and Chen, 1975; Glassmeier et al., 2004; 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., 2009b; Olson et al., 2011). 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 (Foppiano et al., 1999; Elias and Adler, 2006; Cnossen and Richmond, 2008; Yue et al., 2008; Elias, 2009; Cnossen, 2014).

Otra característica sensible a las variaciones del campo magnético de la Tierra es la conductividad de la ionósfera, que juega un papel muy 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 and 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 (Jacobs, 1994; Amit et al., 2010; Valet et al., 2012). Las simulaciones de la geodínamo indican que estas componentes son las que prevalecerían durante la transición de polaridad (Glassmeier et al., 2009a).

El objetivo de esta Tesis es estimar las consecuencias de las variaciones seculares del campo magnético de la Tierra sobre la magnetósfera y la conductividad de la ionósfera. En la actualidad el campo magnético está reduciendo su intensidad.

Y sin perder de vista que este campo magnético protege a la Tierra de las partículas cargadas del viento solar y de la radiación cósmica, se quiere contribuir al análisis de las consecuencias de la disminución del campo magnético terrestre en el largo plazo.

El campo magnético terrestre puede aproximarse con un dipolo magnético con 11° de inclinación respecto al eje de rotación. Este modelo representa el 80% de la intensidad del campo en la superficie (Merril et al., 1996). El 20% restante corresponde a componentes no dipolares. Este campo presenta variaciones en diferentes escalas de tiempo y en la actualidad está disminuyendo, habiéndose observado en los últimos 150 años una disminución de alrededor el 15%. Simultáneamente se observa un cambio en la distancia entre el norte magnético y el norte geográfico, cambio que hasta de 1994 era de 10 km/año y a partir de 1994 es de 65 km/año (Glassmeier et al., 2009a).

En este trabajo se analiza la variación del tamaño de la magnetopausa del lado diurno y de la distribución espacial de las conductividades de Hall y de Pedersen a 110 km de altura en función del campo geomagnético considerando tres escenarios:

- (1) campo geomagnético actual
- (2) una disminución del 50% en la componente dipolar, manteniendo constante la contribución de las componentes multipolares,
- (3) una componente dipolar nula, manteniendo solamente la contribución de la componente cuadrupolar del campo.

Esta Tesis está organizada en 5 Capítulos. En los Capítulos 1, 2 y 3 se introducen los conceptos, fundamentos teórico y experimental relativos al campo magnético de la Tierra, la magnetósfera y la ionósfera respectivamente. En el Capítulo 4 se desarrolla la metodología y se muestran los resultados obtenidos: cambios en la intensidad y

configuración del campo geomagnético, en la distancia de la magnetopausa y en la conductividad de la atmósfera. Finalmente en el Capítulo 5 se presenta la comparación los resultados obtenidos con los de otros autores, algunos datos interesantes sobre esta temática, las conclusiones, y futuras líneas de investigación.

Capítulo 1

Campo Magnético de la Tierra

1.1 Historia

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 se encuentra en un manuscrito chino del siglo IV a.C.

La brújula es el instrumento más antiguo capaz de indicar la dirección del campo magnético terrestre. El primer dispositivo capaz de indicar una dirección en la Tierra data del año ~1000 d.C. cuando los navegantes chinos utilizaban una aguja magnetizada en un recipiente con agua.

El Geomagnetismo es la primera rama del estudio de la Física de la Tierra. Desde la invención de la brújula los mapas tuvieron como referencia al norte magnético al que también se denominó "norte absoluto". El origen del campo magnético que posee el planeta fue siempre un gran misterio. Hoy en día se acepta la teoría conocida como *geodínamo*, aunque no explica completamente el campo observado. Ya desde 1600 se pensó en la Tierra con un enorme imán de hierro en su interior como explicación del campo. Mientras se dibujaban mapas magnéticos se demostró que existe una pequeña desviación entre el norte magnético y el geográfico, y en 1634 se señaló el hecho de que la Tierra no sería un imán permanente. La dirección norte varía 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 debería 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 temporales y espaciales. Este proyecto impulsó la creación de observatorios magnéticos en distintas partes del mundo.

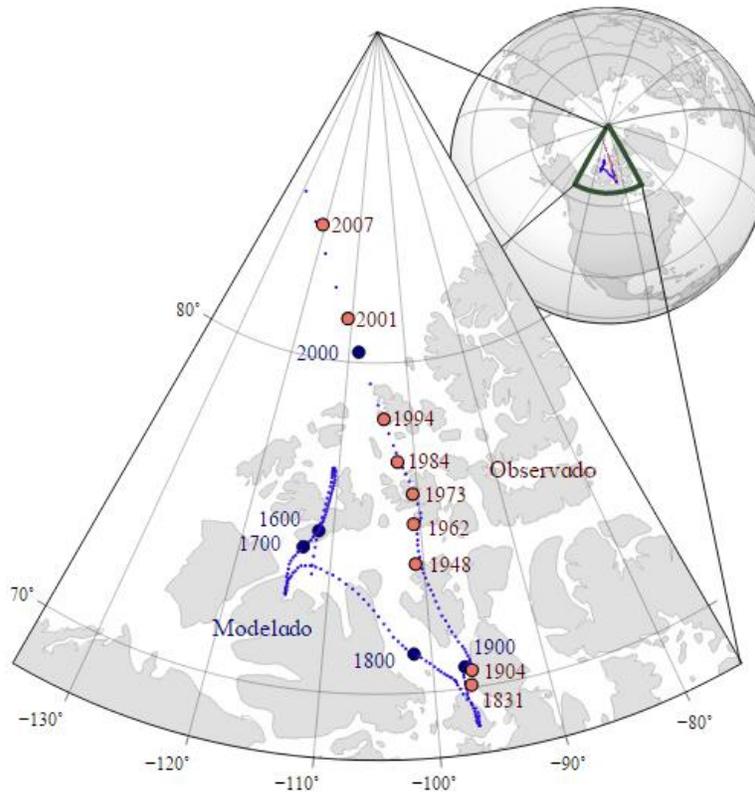


Figura 1.1. Posición del polo norte magnético de la Tierra. Los círculos rojos corresponden a posiciones determinadas experimentalmente y los azules a posiciones obtenidas a partir de modelos como el IGRF. [Fuente: “Magnetic North Pole Positions”, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Magnetic_North_Pole_Positions.svg. Las posiciones observadas son de Manda, M. and E. Dormy, Asymmetric behavior of magnetic dip poles, *Earth Planets Space*, 55, 153–157, 2003]

1.2 Campo magnético de la Tierra

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

La intensidad del vector F en general se mide en nano Teslas (nT), y su valor se encuentra aproximadamente entre 20.000 y 60.000 nT en la superficie de la Tierra.

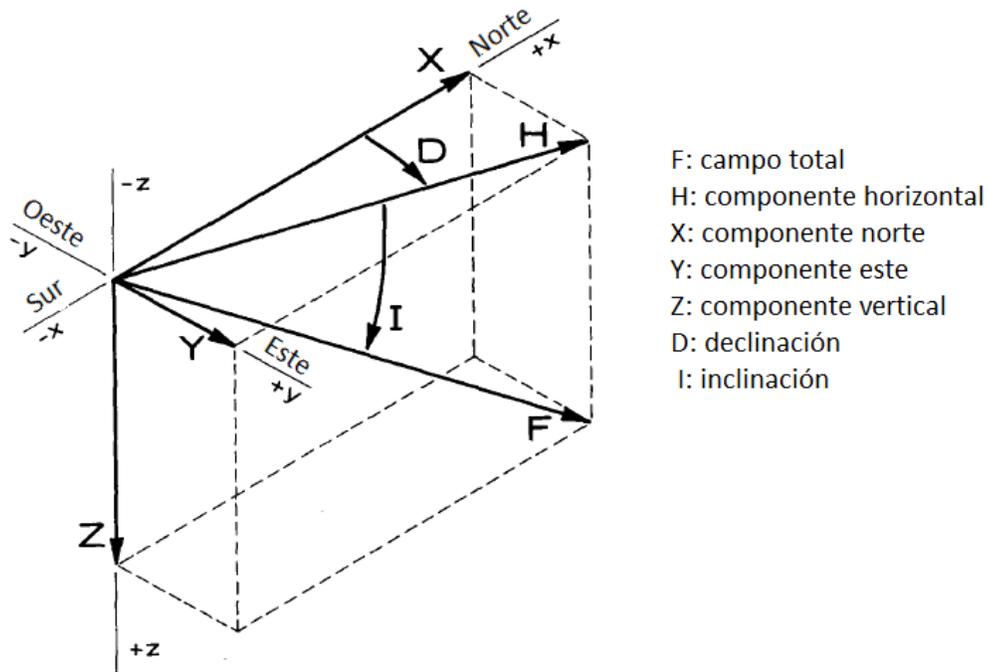


Figura 1.2. Descomposición del campo magnético total, F, en un punto.

El vector del campo magnético medido en la superficie de la Tierra es la suma de contribuciones de distintos orígenes. La principal contribución es la que se origina en el interior de la Tierra, a la que se denomina “campo principal”. Este campo se puede aproximar al de un dipolo inclinado 11° con respecto al norte geográfico. La Tabla 1 detalla las fuentes de campo magnético que dan lugar al campo resultante que se mide en la Tierra.

Tabla 1. Contribuciones al campo magnético que se mide en la Tierra, fuentes de las mismas, intensidad media y máxima y escala de tiempo de su variación.

Contribución	Fuente del campo	Intensidad (máximo)	Tiempo de variación
1- Campo principal	Núcleo externo de la Tierra	40.000 nT promedio (70.000 nT)	Variación secular, orden de miles de años
2- Campo local	Corteza terrestre	100nT promedio (hasta 10 ⁵ nT)	Constante
3- Tormentas regulares	Magnetósfera	150 nT (500 nT)	4 a 10 horas
4- Tormentas irregulares y sub tormentas	Ionósfera y magnetósfera	100 nT (200 nT en zona auroral)	5 a 100 minutos
5- Variaciones diurnas	Ionósfera	50 nT (200 nT en el Ecuador)	En periodos de 24, 12 y 8 horas
6- Pulsaciones	Magnetósfera	~ 1 nT	Entre 1 y 300 segundos
7- Campos inducidos	Océanos y manto externo	~ ½ del campo que lo induce	Igual al campo que lo induce

1.3 Medición del campo magnético

La forma 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 cómo se las determina y al propósito de la medición:

Observatorios magnéticos: Miden continuamente las tres componentes del campo magnético en distintas escalas de tiempo, algunas cada segundo, otras toman más de un dato por segundo. Y las mediciones se vuelcan a bases de datos. La importancia de estos datos radica en la extensión de sus registros, y resultan de utilidad para el análisis de la variación secular del campo.

Mediciones regionales: Conforman una red de sitios que miden las tres componentes del campo 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: Tienen en general un propósito económico, principalmente búsqueda de metales o petróleo. Estas exploraciones se hacen por tierra, mar o aire, y sólo hace falta medir la componente vertical del campo magnético.

Medidas marinas y aéreas: Este tipo de medidas son útiles para la construcción de mapas del campo geomagnético sobre la superficie del mar y a distintas alturas. Son precisas en el eje horizontal. La componente vertical es difícil medir debido a aceleraciones bruscas en barcos y aviones.

Medidas satelitales: una gran cantidad de satélites están equipados con un magnetómetro que mide las tres componentes de campo sobre trayectorias en las que orbitan. 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. Se considera que esta magnetización sería una medida de la intensidad del campo en el momento en que las rocas fueron sedimentadas. Con esta técnica se obtienen registros del campo geomagnético de más de 3 mil millones de años hacia el pasado.

Grabación de pulsos y ruido: Los observatorios capaces de medir el campo en el orden del segundo pueden grabar pulsos y fluctuaciones que desaparecen rápidamente. En este rango aparecen fenómenos curiosos como la resonancia Schumann que consiste en ondas resonantes atrapadas por debajo de la ionósfera.

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

Los instrumentos que miden el campo magnético se pueden clasificar en dos: magnetómetros escalares y vectoriales. Los del primer tipo miden la intensidad del campo, mientras que los segundos miden la dirección. En los observatorios se utilizan los llamados magnetómetros absolutos, que son una mezcla de ambos tipos de instrumentos y de esta manera se obtiene tanto la intensidad como la dirección del campo. Estos

instrumentos utilizan variados principios físicos para realizar las mediciones. Los más comunes son los que consisten en agujas magnetizadas para medir la dirección y bobinas rotantes calibradas para medir la intensidad en cada eje. Otros instrumentos utilizan una gran variedad de principios, desde la susceptibilidad de los materiales y efecto Hall, hasta instrumentos con elementos superconductores. En general, cuanto más complejo el instrumento, mejor es la precisión del mismo.

1.4 Geodínamo

Las primeras teorías sobre el núcleo de la Tierra como generador del campo magnético fueron evolucionando desde un imán gigantesco hasta un núcleo líquido eléctricamente cargado cuyo giro producía un campo magnético del tipo dipolar. Las primeras teorías se basaron en el estudio únicamente del campo geomagnético; más adelante se propusieron teorías fundamentadas en estudios sísmicos. Sin embargo, cada modelo está basado en estimaciones y en su capacidad para reproducir el campo real.

La teoría más aceptada sobre la generación interna del campo geomagnético es la teoría de la Geodínamo. Esta teoría tiene tres requisitos: un gran volumen de fluido conductor, rotación sobre un eje propio y energía interna suficiente para producir convección en el fluido.

La sismología demostró que el centro de la Tierra está compuesto por dos partes, un núcleo interno sólido y un núcleo externo líquido. Esta afirmación está basada en el estudio de las trayectorias de las ondas sísmicas que atraviesan la Tierra (ver Figura 1.3). Durante su viaje por el interior del planeta estas ondas son absorbidas, desviadas y transmitidas. Cuando llegan a la superficie son medidas con sismógrafos y así se puede determinar su trayectoria.

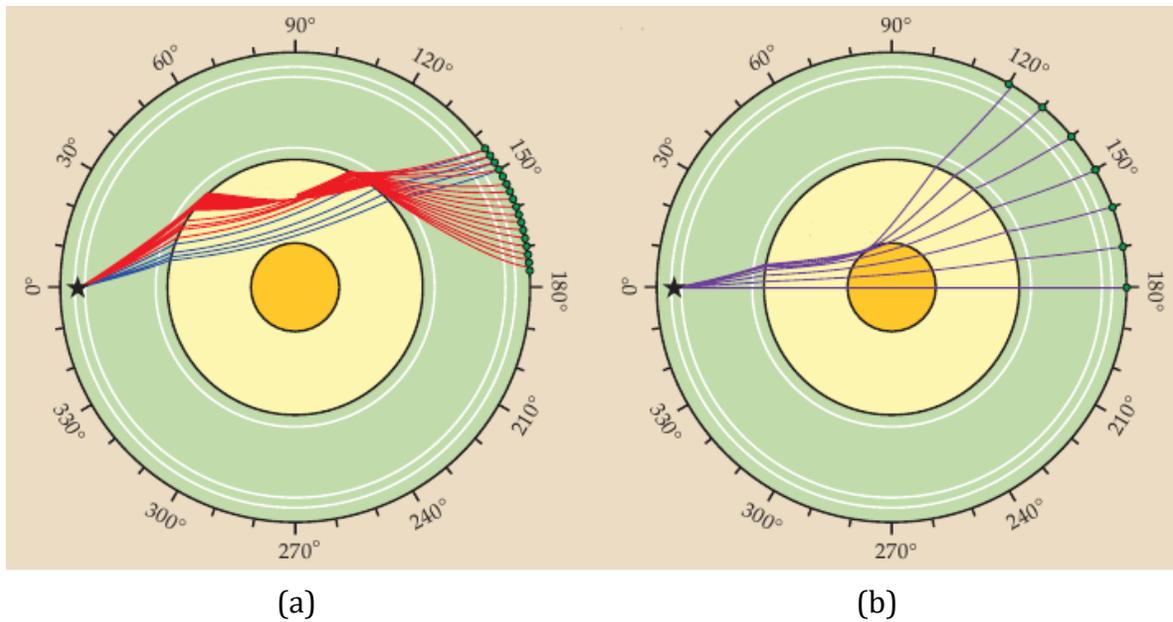


Figura 1.3. Esquema de los diferentes caminos seguidos por las ondas sísmicas dentro de la Tierra. Las ondas de compresión son generadas en general por un sismo (punto marcado con la estrella negra) y viajan a través del manto (zona verde), el núcleo líquido (zona amarilla), y el núcleo interno sólido (zona naranja). Diferentes caminos posibles: (a) conjunto de caminos marcados en rojo y azul que difieren en la magnitud de la refracción y viajan a través del manto y el núcleo líquido, (b) caminos marcados en lila que atraviesan el núcleo sólido. Las diferencias en el tiempo de “viaje” de estas ondas sirven para determinar distintos aspectos de la estructura interna de la Tierra. [Fuente: Buffett, B., Earth’s enigmatic inner core, *Physics Today*, 66, 37-41, 2013]

El núcleo está principalmente formado por hierro y níquel, que son los elementos más densos durante la formación de la Tierra hace 4.500 millones de años, época en que elevadas temperaturas mantenían a estos elementos en estado líquido. Ambos elementos son claves para asegurar la existencia del campo magnético.

En el sistema solar, excepto Venus y Marte, todos los planetas tienen un campo magnético propio. Este tipo de comportamiento respalda la teoría de la geodínamo ya que todos los planetas cuentan con los ingredientes necesarios, que fueron adquiridos durante su formación junto con el sistema planetario. Incluso el campo magnético del Sol y su ciclo de 11 años se puede explicar con la misma teoría. Algunos cuerpos como Marte o la Luna no poseen campo magnético; sin embargo el estudio de las rocas en su superficie

demonstró que lo tuvieron en algún momento pero se fue debilitando progresivamente a lo largo de algunos millones de años.

El principio de la teoría de la geodínamo es el movimiento de rotación del fluido en el núcleo externo que se genera con la misma rotación del planeta. En el núcleo externo existe un gradiente de temperatura que produce la convección del fluido que tiende a ascender. La fuerza de Coriolis, debida al movimiento relativo entre el fluido y la Tierra entre el fluido acomoda los flujos en columnas alineadas con el eje de rotación, como se muestra en la Figura 1.4.

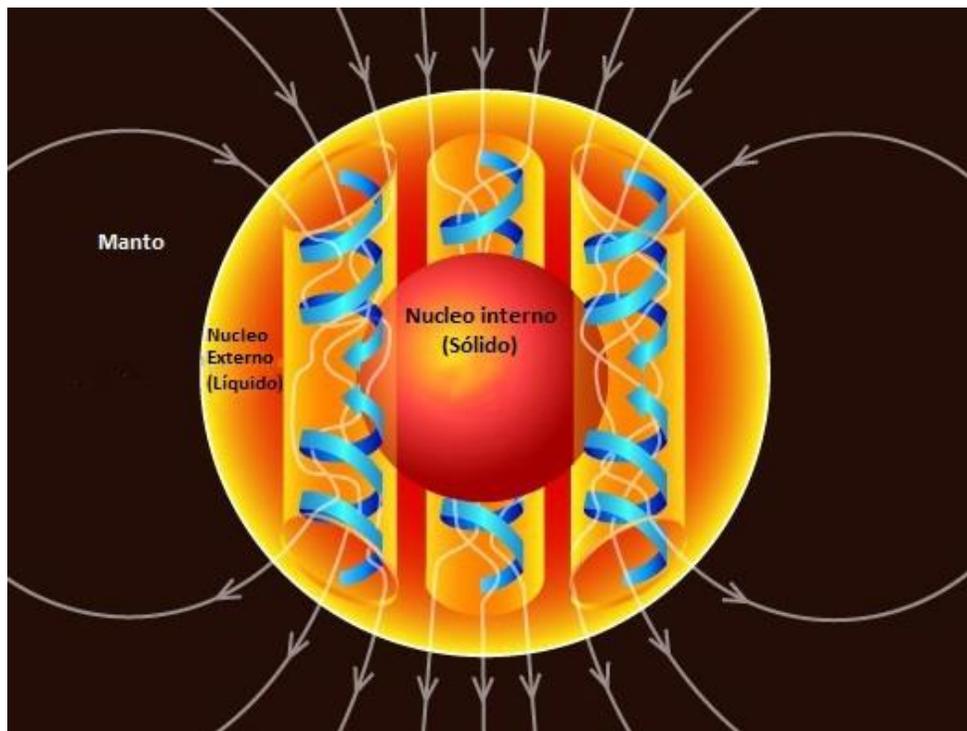


Figura 1.4. Esquema del movimiento fluido conductor en la teoría de la geodínamo, que se organiza en columnas debido a la fuerza de Coriolis (cintas azules), y las líneas de campo magnético generadas (líneas blancas). [Fuente: United States Geological Survey]

Aunque la teoría explica perfectamente la creación del campo por medio del movimiento del fluido, su limitación y principal tema de controversia es cómo se generan las cargas, ya que un fluido conductor no genera campo magnético sin estar cargado. Una posible explicación es que las cargas se obtienen por medio de reacciones electroquímicas o a través del efecto termoeléctrico.

Otras teorías también explican la creación del campo geomagnético pero la más aceptada actualmente es la previamente mencionada. El punto más débil de la teoría

dínamo fue expuesto por Thomas Cowling quien demostró que no se puede mantener un campo simétrico con la acción de una dínamo. Este resultado se conoce como teorema de Cowling. Esta y otras teorías conocidas como anti-dínamo predicen que el movimiento del fluido de la geodínamo debería dar como resultado contribuciones multipolares más intensas de las que se observan.

1.5 El campo principal

Se denomina campo geomagnético principal 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° con respecto al eje de rotación.

Con el objeto de comprobar la naturaleza del campo magnético terrestre, durante largos periodos se midieron las líneas de campo en todo el planeta mediante 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 por ejemplo. 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 intensidad, declinación o inclinación constante, que se denominan isodinámicos, isogónicos e isoclínicos respectivamente (ver Figuras 1.5, 1.6 y 1.7).

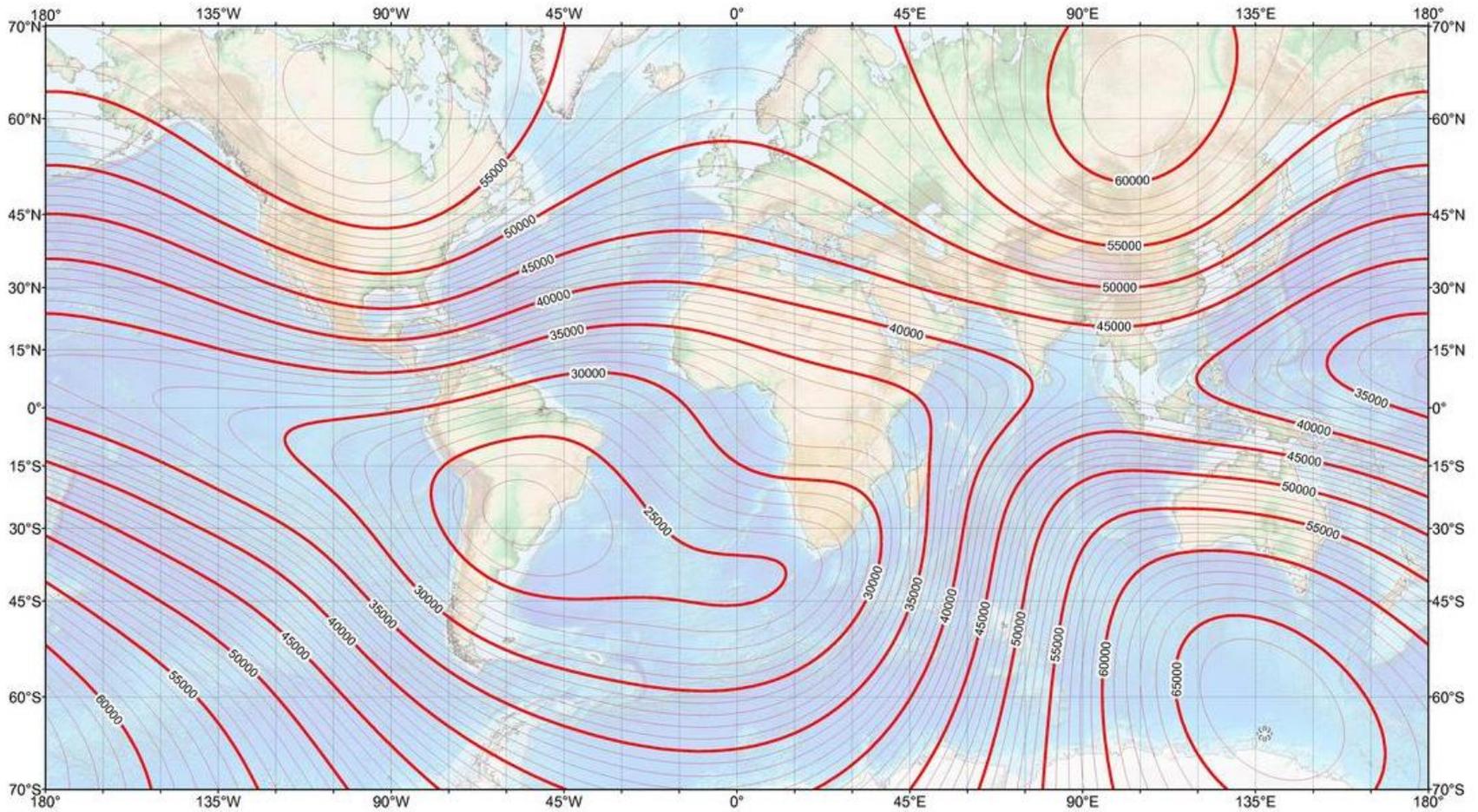


Figura 1.5. Mapa de la intensidad total del campo magnético principal (F) para el año 2010 en nano Teslas. Intervalo de las curvas: 1000 nT. Mapa desarrollado por la NOAA/NGDC & CIRES (<http://ngdc.noaa.gov/geomag/WMM>).

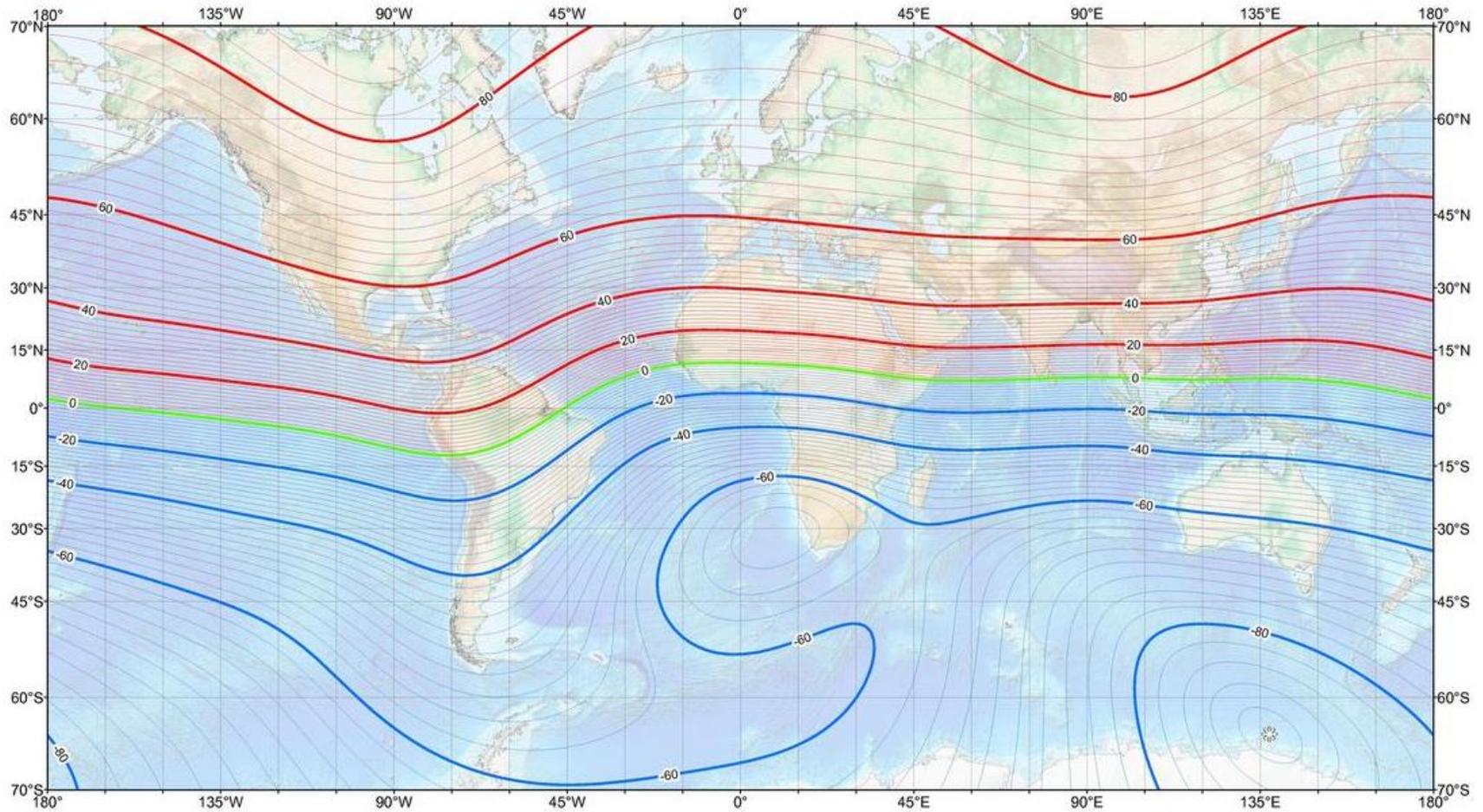


Figura 1.6. Mapa de inclinación del campo magnético principal (I) para el año 2010 medida en grados. Intervalo de las curvas: 2 grados (curvas rojas positivas: campo hacia abajo, curvas azules negativas: campo hacia arriba, línea verde: inclinación nula). Mapa desarrollado por la NOAA/NGDC & CIRES (<http://ngdc.noaa.gov/geomag/WMM>).

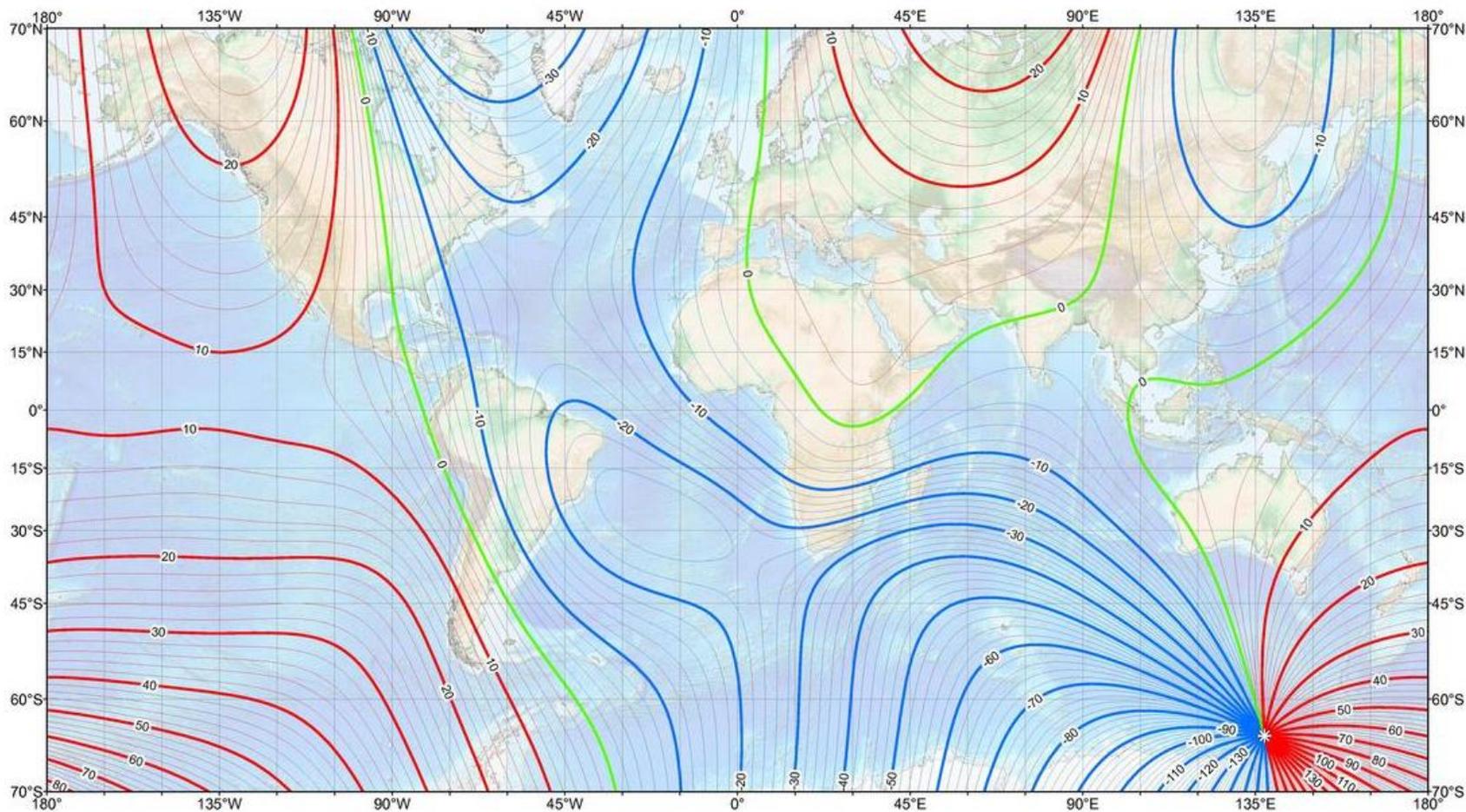


Figura 1.7. Mapa de declinación del campo magnético principal (D) para el año 2010 medida en grados. Intervalo de las curvas: 2 grados (curvas rojas positivas: campo hacia el Este, curvas azules negativas: campo hacia el Oeste, línea verde: declinación nula). Mapa desarrollado por la NOAA/NGDC & CIRES (<http://ngdc.noaa.gov/geomag/WMM>).

La forma de las líneas de campo sugiere que la aproximación dipolar no es suficiente para calcular el campo de manera teórica en la superficie de la Tierra. Hoy en día, se utilizan complejos modelos para calcular el campo principal. De hecho los mapas geomagnéticos mostrados fueron construidos en base a estos modelos que se corrigen utilizando mediciones reales del campo, a las cuales se les filtran los aportes magnéticos que no provienen del interior de la Tierra, como por ejemplo los provenientes de las corrientes en la ionósfera. A pesar de ser modelos matemáticos, estos datos son altamente fiables ya que su precisión se verifica constantemente y son corregidos cada cierto periodo.

Para expresar matemáticamente el campo geomagnético se utiliza un modelo de multipolos propuesto por primera vez por Carl Friedrich Gauss en 1839 que utiliza la propiedad del potencial vectorial magnético que cumple

$$\nabla^2 U = 0 \quad 1.1$$

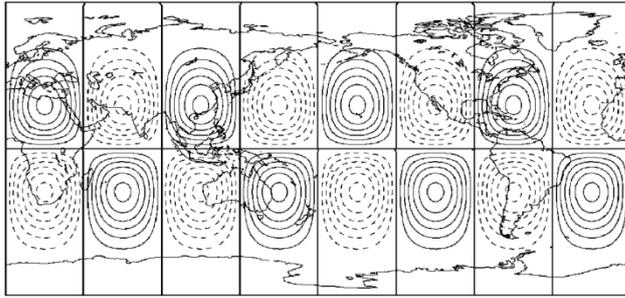
Donde el campo magnético viene dado por

$$B = -\nabla U \quad 1.2$$

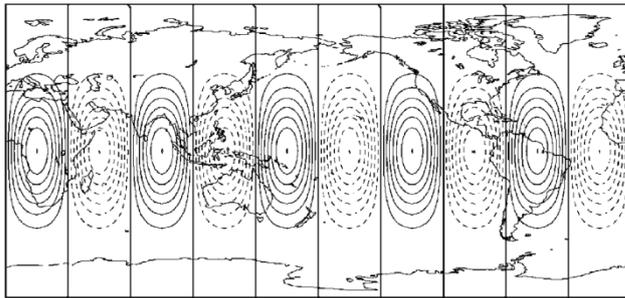
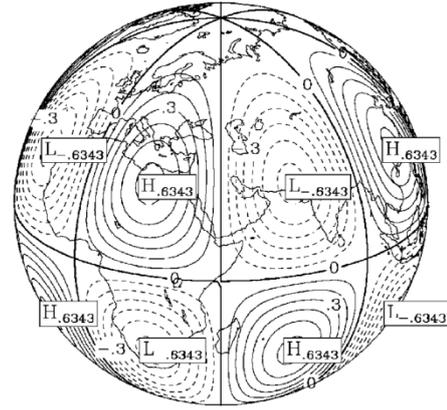
La solución en coordenadas esféricas, r , θ y ϕ , se conoce como solución general de la ecuación de Laplace (ver Apéndice A) y es la siguiente

$$U(r, \theta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{r^n}{a^{n-1}} \right) (b_n^m \cos(m\phi) + c_n^m \text{sen}(m\phi)) P_n^m(\cos \theta) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} \right) (g_n^m \cos(m\phi) + h_n^m \text{sen}(m\phi)) P_n^m(\cos \theta) \quad 1.3$$

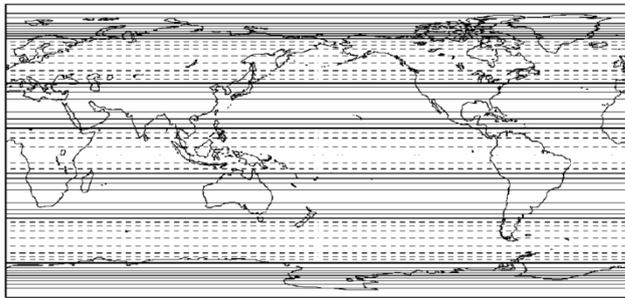
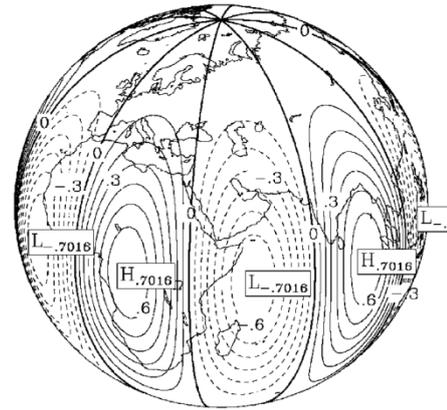
Donde "a" es el radio de la Tierra y los coeficientes b, c, g y h, conocidos como coeficientes de Gauss, son constantes que deben determinarse. La suma sobre n toma su primer valor en 1 ya que el cero corresponde a un potencial constante en la primera suma y a un monopolo magnético en la segunda. Por 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.). Los últimos factores de cada término P_n^m se conocen como armónicos esféricos y son funciones armónicas tabuladas. Si se tomaran los infinitos términos de la serie se obtendría el potencial real. Para encontrar el campo magnético a partir de (1.3), se usa (1.2) y se despeja el valor de cada coeficiente usando mediciones satelitales y de observatorios como condiciones de borde. La Figura 1.8 muestra líneas de potencial constante para algunos términos de la solución general de la ecuación de Laplace.



$$P_5^4(\cos \theta) \sin 4\phi$$



$$P_5^5(\cos \theta) \sin 5\phi$$



$$P_6^0(\cos \theta)$$

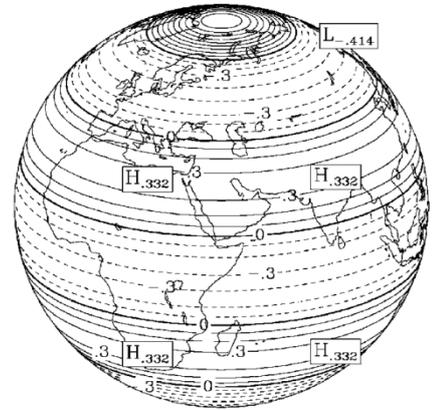


Figura 1.8. Líneas de potencial constante de algunos términos P_n^m sobre la superficie de la Tierra. Armónicos esféricos zonales son de la forma $P_l^0(\cos \theta)$, armónicos esféricos sectoriales son de la forma $P_l^l(\cos \theta) \sin(l\phi)$, [Fuente: Figura H4 de Gubbins, D. and E. Herrero-Bervera, Encyclopedia of geomagnetism and paleomagnetism, Springer, 2007]

Hoy en día se utiliza la serie (1.3) para conocer la contribución principal del campo geomagnético a través de un modelo computarizado. Este modelo se conoce como IGRF (International Geomagnetic Reference Field -Campo Geomagnético Internacional de Referencia- http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/igrf_vitmo.html), que se actualiza cada cinco años y utiliza una 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.

1.6 Variaciones seculares del campo

En la Sección 1.1 se mencionó el cambio de la posición del norte magnético durante el transcurso de los años. Esta variación produce 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. La Figura 9 muestra como ejemplo la variación de la intensidad, inclinación y declinación del campo magnético terrestre medido en la estación de Melbourne. 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 que 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.

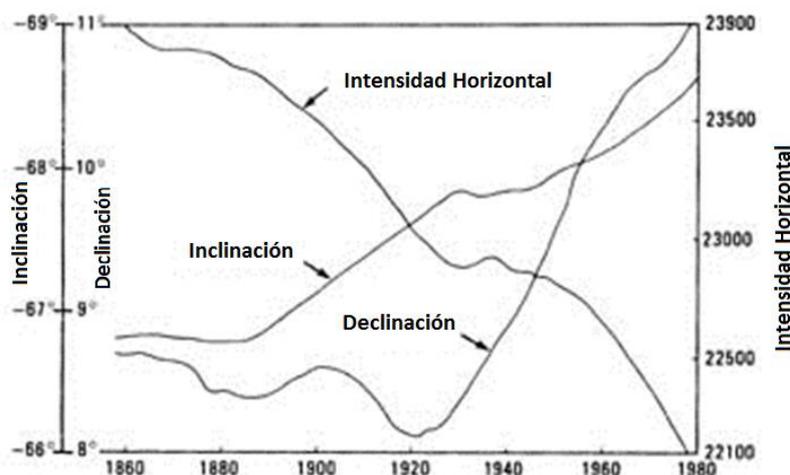


Figura 1.9. Variación secular de la declinación, inclinación e intensidad de la componente horizontal del campo magnético, en nano Teslas, medidas por el observatorio de Melbourne, Australia, durante 120 años. [Fuente: Barton, C.E., Geomagnetic secular variation: Directions and intensity, en Encyclopedia of Solid Earth Geophysics (Ed., D.E. James), pp.560–577, 1989].

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 aumentan su intensidad.

Los métodos mencionados necesitan de mediciones directas del campo. La medición 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.

Existen varios mecanismos físicos por el cual un material puede grabar el campo magnético de un momento en particular. Quizá el más importante sea el conocido como "remanencia térmica", que se produce cuando un material se calienta por encima de su temperatura crítica de magnetización (temperatura de Curie), en la cual pierde cualquier magnetización propia. Cuando el material se enfría, adquiere magnetización en la dirección del campo que esté actuando sobre él en ese momento. Los elementos ideales para este estudio son los restos sólidos de las erupciones volcánicas tanto terrestres como subacuáticas. El material fundido posee grandes cantidades de hierro y materiales ferromagnéticos calentados muy por encima de su temperatura de Curie que al enfriarse graban el campo magnético actual en su estructura interna.

1.7 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 este tiempo, la Tierra se enfrió lo suficiente para que quede grabado en las rocas este tipo de información. 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 de millones de años.

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. Se suponen cambios climáticos durante este periodo. Este fenómeno sucede de manera muy irregular en el tiempo entre 100 mil y varios millones de años. Su evidencia queda grabada en el basalto depositado en el fondo del océano (ver Figura 1.10). En promedio ocurre cada 450 mil años (250 mil

años si se promedian los periodos más recientes), y se cree que tarda entre mil y 10 mil años en completarse la inversión de polaridad.

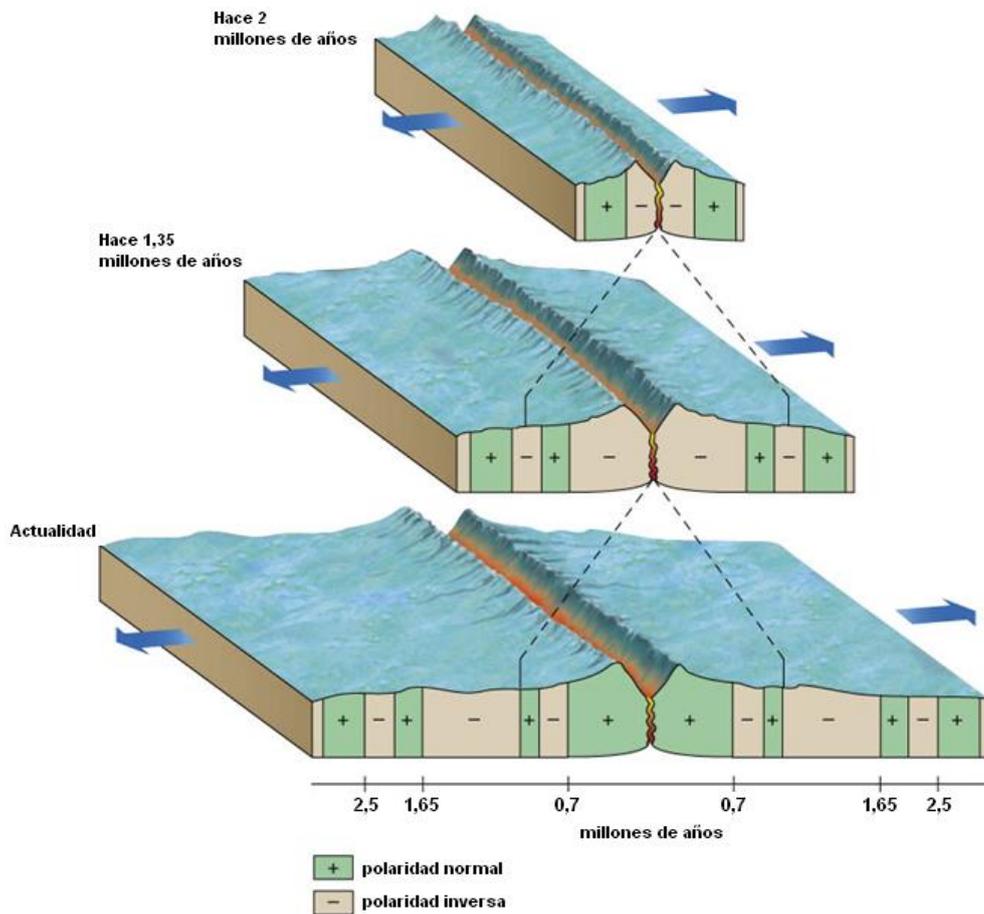


Figura 1.10. Rastros geológicos de las inversiones del campo en las rocas oceánicas. [Fuente: Murk, B.W., Visualizing Geology, Wiley, 2012]

La Figura 1.11 muestra las inversiones del campo durante los últimos 160 millones de años. La última inversión del campo se conoce como Brunhes-Matuyama y tuvo lugar hace 780 mil años. Anteriormente se dieron cientos de inversiones, como se observa en la Figura 1.11, todas ellas grabadas en distintos lugares tanto en la superficie del planeta como en el lecho marino. Puede notarse en esta Figura un extenso período (marcado en negro) sin inversiones denominado Supercron Normal del Cretaceo (CNS – Cretaceous Normal Superchron). También puede notarse el incremento en la frecuencia de inversión desde hace 80 millones de años (Lowrie, 1997).

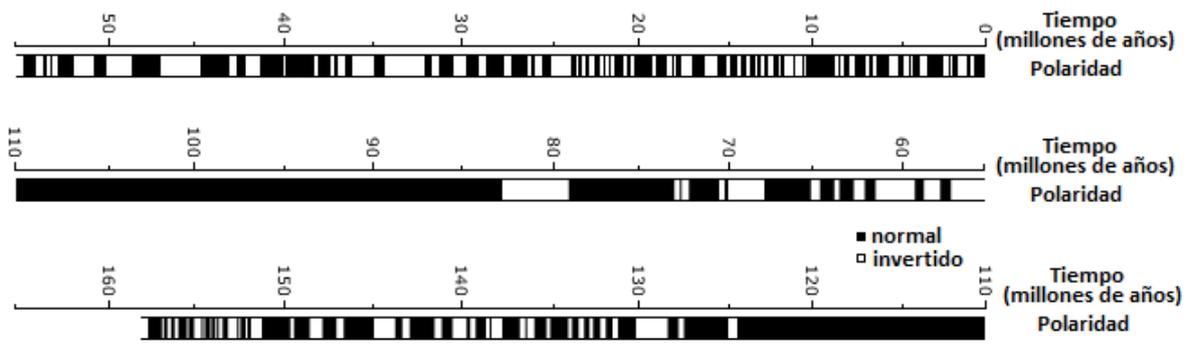


Figura 1.11. Inversiones durante los últimos 160 millones de años [Fuente: Lowrie, W., Geomagnetic polarity reversals, en *The Encyclopedia of Planetary Sciences*, J.H. Shirley and R.W. Fairbridge, eds., Van Nostrand Reinhold, New York, Chapman and Hall, London, 654-656, 1997]

Capítulo 2

Magnetósfera

2.1 La magnetósfera de la Tierra

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 (correspondiente a una temperatura del orden de $\sim 10^6$ K) les permite superar su campo gravitatorio. Todos los cuerpos que pertenecen al sistema solar, sean planetas, satélites, cometas, asteroides, etc., están sumergidos en este plasma e interactúan con él. Sobre el plano de la eclíptica la densidad de partículas y la velocidad del flujo son normalmente 8 cm^{-3} y 470 km/s respectivamente, aunque estos valores pueden aumentar varias veces durante ciertos 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. Biermann estimó la velocidad de este flujo interplanetario en 500 km/s . Finalmente se comprobó la existencia del viento solar en la época que los primeros satélites artificiales abandonaron la atmósfera terrestre.

Se define “magnetosfera” o “magnetósfera” a la zona alrededor de un objeto astronómico en la cual el movimiento de la materia interplanetaria está dominada por el campo magnético del cuerpo. 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. La Figura 2.1 muestra un diagrama de la Tierra y su magnetósfera. 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 ($R_t \approx 6300 \text{ km}$) 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 los seres vivos. Estas partículas de alta energía producirían efectos nocivos en cualquier ser vivo que se encuentre en su camino. Es por esto que una de las razones principales de la existencia de la vida en nuestro planeta, es la presencia de la magnetosfera terrestre.

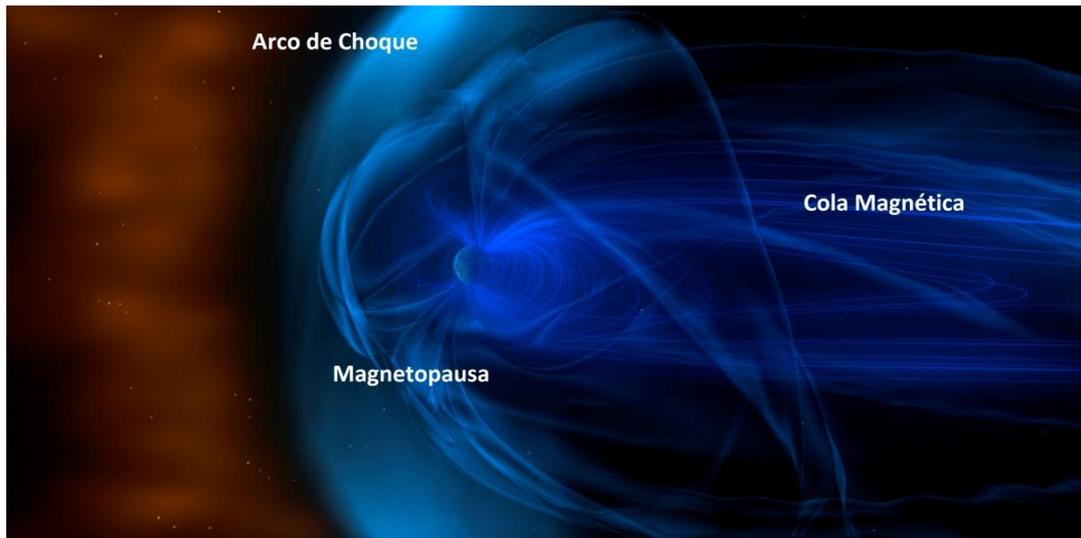


Figura 2.1. Magnetósfera de la Tierra (esquema). Se observa también el arco de choque, la magnetopausa (donde la presión del viento solar es igual a la del campo magnético de la Tierra) y la cola magnética. El Sol está hacia la izquierda. [Fuente: NASA.gov]

Al aproximarse a la Tierra el plasma proveniente del Sol, los protones y electrones sienten una fuerza producto de la interacción con el campo geomagnético, que los desvía en direcciones opuestas según su carga. Se dice que el campo se “peina” debido a la forma alargada del lado nocturno. El campo terrestre que desvía el viento solar se puede aproximar a un dipolo ya que las componentes multipolares de mayor orden decaen mucho más rápido con la distancia ($B_{dip} \propto r^{-3}$, $B_{cuadrupolar} \propto r^{-4}$, etc.). El comportamiento de las partículas cargadas que “impactan” con el campo geomagnético es muy variado dependiendo de las condiciones de velocidad y de la zona en que interactúan con el campo geomagnético. Los fenómenos que se producen en la capa magnética de la Tierra son objeto de estudio del área de la física llamada física de plasma, y en especial por una de sus ramas, la magnetohidrodinámica (MHD) (que a veces es considerada como un área de la física en si misma). Ambas disciplinas estudian la dinámica de los fluidos conductores en presencia de campos eléctricos y magnéticos. El análisis completo del viento solar en este marco es muy complejo, por lo que se utilizarán solo resultados necesarios.

2.2 Tamaño de la magnetósfera de la Tierra

Para calcular el tamaño de la magnetósfera en dirección al Sol se puede hacer un cálculo simple. Considerando un plasma perfectamente conductor que se aproxima a la Tierra, cuya energía cinética es transportada principalmente por los protones debido a su masa, y utilizando el concepto de presión magnética que es una manera de expresar la energía asociada a un campo magnético, se tiene:

$$N_p m v^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \quad 2.1$$

Donde el término de la izquierda es la energía cinética del plasma y el de la derecha es la energía llamada presión magnética. En promedio la densidad de protones del viento solar es $N_p \approx 5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, su velocidad es $v \approx 350 \text{ km/s}$ y m corresponde a la masa del protón. Despejando B se tiene

$$B^2 = 2\mu_0 N_p m v^2 \quad 2.2$$

De esta manera podemos asociar un campo magnético al viento solar, que es producto de corrientes en su interior, que resulta

$$B = 51 \text{ nT} \quad 2.3$$

Este campo debería acoplarse al campo terrestre y podemos suponer que las presiones magnéticas se igualan cuando el campo de la Tierra tenga el valor 51nT. Si en la superficie tiene un valor promedio aproximado de 40.000nT y decae con r^{-3} , entonces las presiones se igualan aproximadamente a los 9 radios terrestres. Hay que tener en cuenta que en este cálculo se omiten términos en la energía del plasma como la componente del campo magnético interplanetario (IMF – interplanetary magnetic field), la energía de los electrones, la presencia de iones de helio, entre otros.

2.3 Estructura de la magnetósfera de la Tierra

La Figura 2.2 muestra un diagrama de la estructura de la magnetósfera con sus distintas partes. A distancias mayores a los 9 radios terrestres del lado diurno, en condiciones típicas, el plasma interplanetario es capaz de inducir corrientes para expulsar el campo geomagnético en su interior, 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.

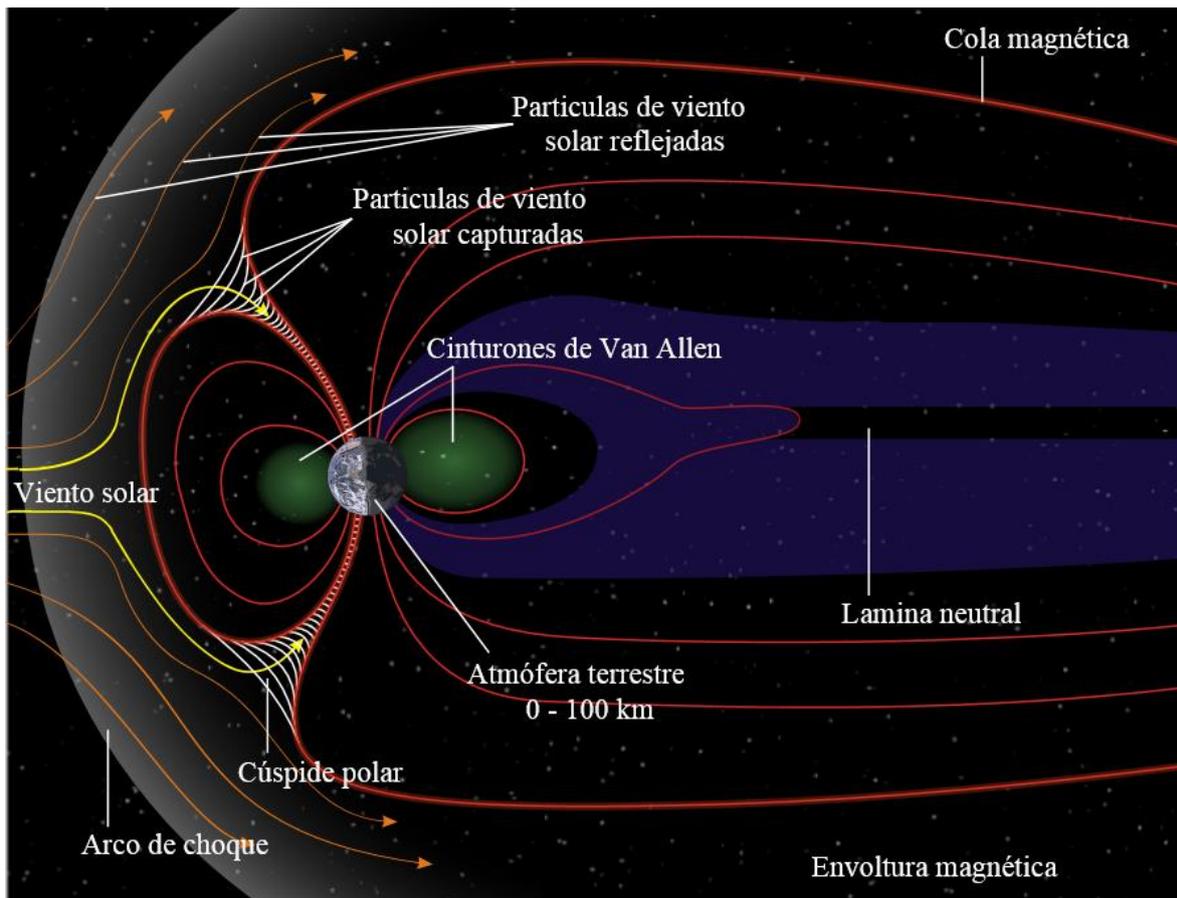


Figura 2.2. Estructura de la magnetósfera (esquema). [Fuente: NASA.gov]

La capa 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 “envoltura” o “lámina magnética”, mide entre 2 y 3 radios terrestres y es donde el viento solar reduce su velocidad por debajo de la velocidad del sonido. 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 para que puedan rodear la Tierra.

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 campo geomagnético, del lado que apunta al Sol de las líneas abiertas del campo magnético del Sol, del lado nocturno. En esta región el viento solar puede ingresar hacia las capas internas de la atmosfera terrestre. Las líneas de campo geomagnético se cierran en las zonas de las cúspides por lo que son las únicas zonas donde las líneas tocan la superficie del planeta.

La cola de la magnetósfera está formada en mayor parte por las zonas llamadas “lóbulos”, que constituyen su región externa. En ella las líneas de campo, son casi paralelas entre sí, y 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 del planeta. En el centro de la cola (zona azul en la Figura 2.2) se encuentra la denominada “lámina de plasma”, donde las líneas de campo se cierran a la altura del ecuador magnético y poseen la forma, en parte, del dipolo geomagnético. 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.

2.4 Cinturones de Van Allen

El movimiento de las partículas cargadas en un campo magnético no uniforme es bastante complejo. Un fenómeno interesante se produce cuando una carga se mueve a lo largo de un campo magnético que varía en intensidad. Analizando la forma del campo geomagnético podemos encontrar este comportamiento si nos movemos en forma meridional a una altura constante. Al llegar a los polos aumenta la densidad de líneas de campo magnético lo que trae asociado un aumento en la intensidad magnética. Una partícula cargada que se mueve hacia un campo más intenso tiende a frenarse en algún punto y regresar en dirección opuesta. Este fenómeno es llamado “trampa magnética” o “espejo magnético” cuyo esquema se muestra en la Figura 2.3.

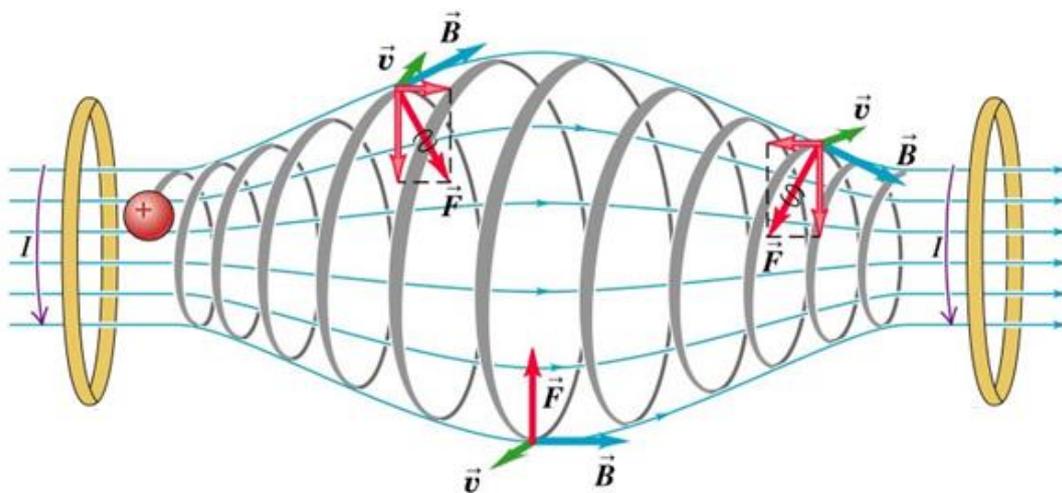


Figura 2.3. Esquema de un dispositivo de espejos magnéticos y la trayectoria de una carga dentro del mismo.

La zona verde indicada en la Figura 2.2 como “Cinturones de Van Allen” son dos regiones donde el campo magnético dipolar mantiene atrapados protones y electrones por el efecto de “espejo magnético”. La Figura 2.4 muestra un diagrama de los Cinturones de Van Allen. Aunque la posibilidad de la existencia de estos cinturones estaba predicha teóricamente, llevan el nombre de quien confirmó su existencia, James Van Allen, gracias a las mediciones realizadas por satélites en 1958. Hay dos cinturones llamados cinturón externo e interno, el externo contiene principalmente electrones de

alta energía y se extiende aproximadamente entre los 3 y los 10 radios terrestres. El cinturón interior se compone casi en su totalidad de protones de alta energía y se encuentra entre 0.2 y 2 radios terrestres. Las elevadas energías del cinturón más cercano a la Tierra es capaz de producir pares de antimateria (principalmente antiprotones) con energías de hasta cientos de MeV.

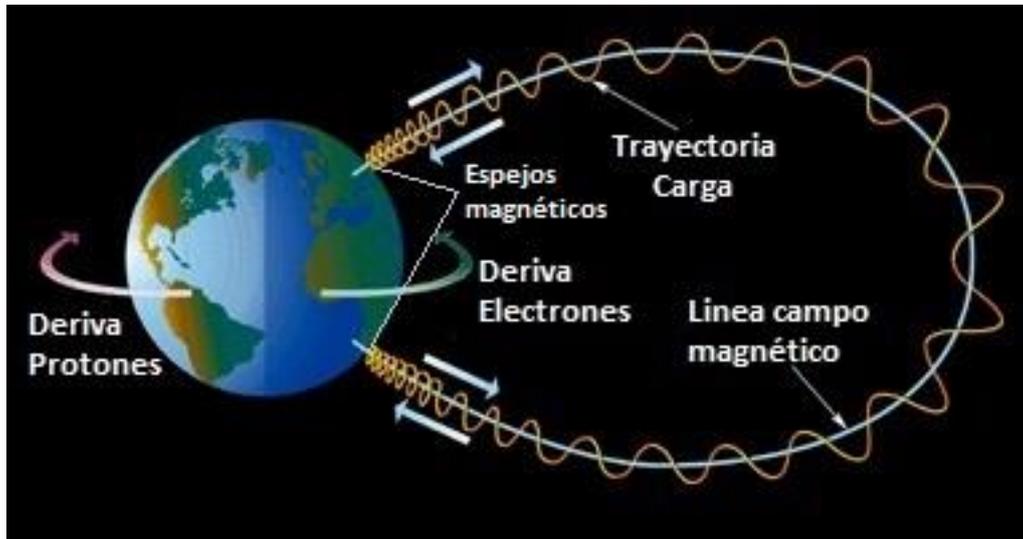


Figura 2.4. Esquema de los cinturones de Van Allen.

2.5 Magnetósfera en otros planetas

Todos los planetas del sistema solar, excepto Venus y Marte, poseen actualmente un campo magnético propio. Los planetas internos son los más próximos al Sol, con un tamaño similar al de la Tierra y compuestos por núcleos sólidos muy ricos en hierro lo que les confiere una gran densidad. El resto de los planetas, excepto Plutón, constituyen los planetas externos: Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno. Compuestos principalmente de Hidrógeno y Helio, son gigantes gaseosos con una densidad promedio comparable a la del agua. Todos los planetas con campo magnético propio tienen una estructura similar a la mencionada para la Tierra, agregando algún tipo de comportamiento según su inclinación, tamaño o intensidad.

Es tema actual de debate la forma y composición de los núcleos de estos planetas. Se sabe que la presión interna de estos planetas puede alcanzar millones de veces la presión atmosférica que experimentamos en nuestro planeta. Esto hace que el hidrógeno pueda ser líquido y sólido en las profundidades de los mismos. El hidrógeno es metálico a altas presiones y temperaturas, por lo que esto podría ser la causa del campo magnético que poseen los gigantes gaseosos.

Mercurio es el planeta más cercano al sol, su campo magnético está centrado en el eje de rotación del planeta y es muy débil. En el plano ecuatorial a nivel de la superficie

su campo es del orden de los 100 nT. La distancia a la magnetopausa es apenas $1.1 r_p$ (usaremos r_p para radio del planeta en cuestión). Cuando Mercurio se encuentra en el punto más cercano al Sol, su perihelio, la distancia máxima de la magnetósfera puede reducirse hasta menos de $1 r_p$. Cuando esto sucede, las líneas magnéticas se desplazan hacia la cola, esta alta variación del campo magnético impide que se formen anillos de radiación alrededor del planeta.

Venus y Marte no generan su propio campo magnético, pero alrededor de ellos se forma una especie de “magnetósfera” debido a la interacción del viento solar con sus ionósferas (Figura 2.5). El plasma en la capa ionizada de estos planetas expulsa el campo magnético del viento solar prohibiéndole ingresar en sus atmósferas. De esta manera se generan capas parecidas a una magnetósfera con un arco de choque y el límite de la ionósfera juega el papel de magnetopausa. Del lado nocturno se forma una cola magnética por la inducción que produce el movimiento de cargas alrededor del planeta.

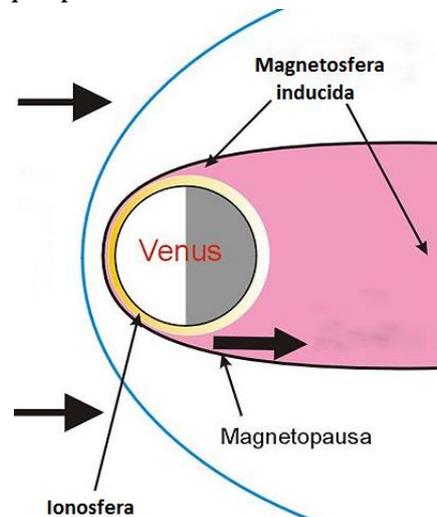


Figura 2.5. Esquema de la magnetósfera de Venus

Júpiter tiene una de las magnetósferas más complejas del sistema solar. El momento dipolar está inclinado unos 11° con respecto al eje de rotación y es cuatro veces más intenso que el de la Tierra. Produce en promedio un campo de 420 mT (mili Teslas) sobre su atmósfera y la magnetopausa se localiza entre los 47 y los $97 r_p$ según las condiciones del viento solar. Un comportamiento curioso es que la velocidad de giro sobre el ecuador es tan alta que las partículas de su ionósfera son expulsadas debido a la gran fuerza centrífuga. Estas viajan sobre la eclíptica del planeta deformando la magnetósfera por la propiedad del plasma de “congelar” el campo magnético en su interior (Figura 2.6).

Saturno tiene quizás el comportamiento más simple, ya que su eje de rotación y su dipolo magnético están orientados en la misma dirección y perpendicular al plano del sistema solar. Su magnetopausa está a una distancia promedio de $20 r_p$ y su magnetósfera contiene plasma proveniente de sus satélites naturales, que a partir de los $6 r_p$ rotan en sentido opuesto al planeta (Figura 2.6).

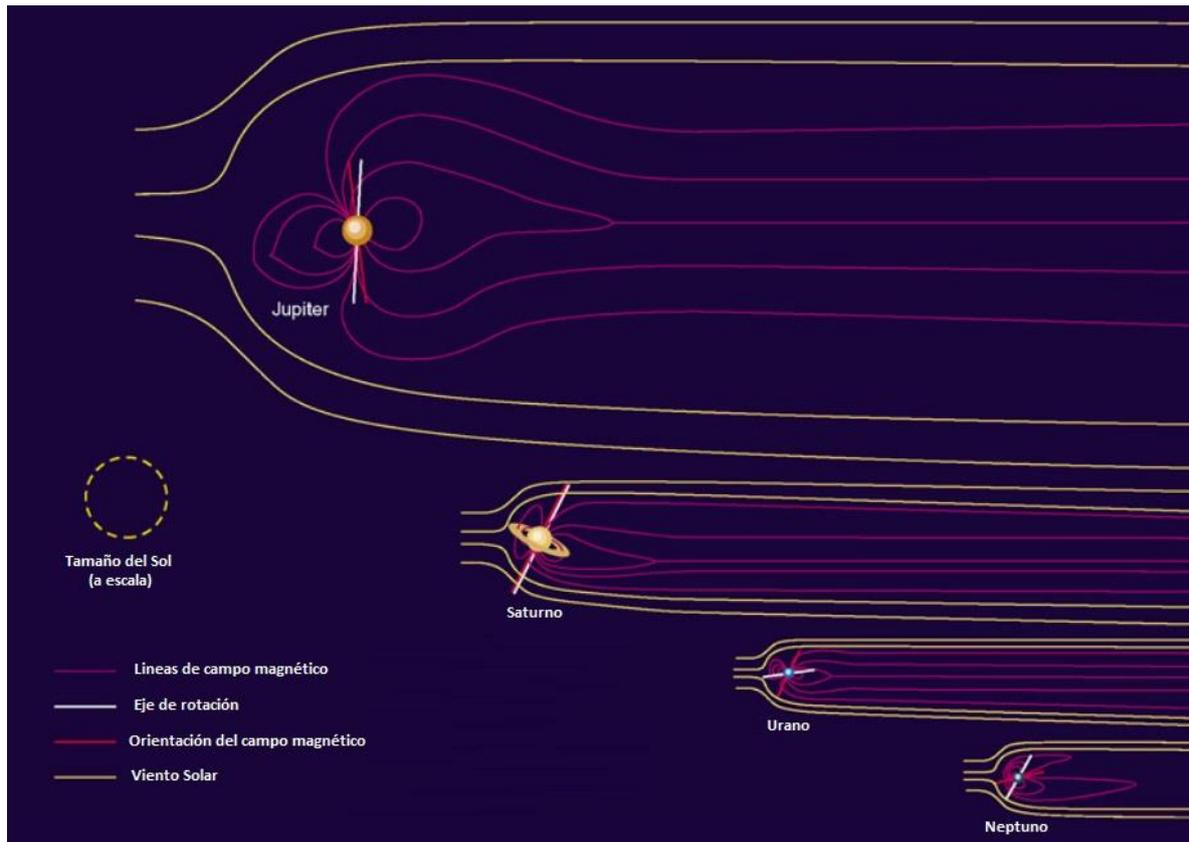


Figura 2.6. Esquema de las magnetósferas de los planetas externos en la misma escala. [Fuente: Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado at Boulder, lasp.colorado.edu]

El momento dipolar de Urano está inclinado 58.6° de su eje de rotación, por esta razón, uno de sus polos siempre mira hacia el sol. Su campo magnético tiene una intensidad de 23.000 nT cerca de su radio.

Neptuno tiene un comportamiento único entre los planetas del sistema solar. Su momento dipolar tiene un movimiento de precesión que se completa con cada rotación del planeta, por lo que el campo magnético cambia constantemente alrededor del planeta. La magnetopausa se encuentra a unos $25 r_p$.

Los fenómenos observados en la Tierra producto del campo magnético se repiten en todos los planetas con campo propio. Las auroras se pueden observar incluso en Marte y Venus, que tienen una magnetósfera inducida y en algunas lunas de Saturno.

Capítulo 3

Ionósfera

3.1 Estructura de la atmósfera

La caracterización más común de la atmósfera es la de su perfil de temperaturas. Según 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 Figura 3.1 nos muestra la variación de la temperatura con la altura y las distintas capas.

La termósfera es la capa más expuesta a la radiación solar. La temperatura de los gases que se encuentran allí es muy elevada, pudiendo llegar a 1500 °C en períodos de alta actividad solar. Esta capa se encuentra entre los 80 y los 600-800 km de altura.

La mesósfera, entre los 50 y 80 km, es una región cuya temperatura disminuye con la altura. En esta capa aparecen las moléculas pesadas de la atmósfera, como el CO₂, con mayor densidad a menor altitud.

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 el ozono absorben la mayor parte de los rayos UV de origen solar y por este motivo la temperatura aumenta con la altura.

La capa de la atmósfera más baja se conoce como tropósfera. Comienza en la superficie de la Tierra donde se absorben y reflejan las longitudes de ondas visibles e infrarrojas. Esto hace que la mayor temperatura se dé al mínimo nivel (es decir en la superficie de la Tierra) y disminuya con la altura.

Nuestro principal interés durante este Capítulo es la termósfera. En ella se encuentra la “ionosfera” o “ionósfera” donde los gases están parcialmente ionizados. La ionósfera se define como la región de la atmósfera donde la ionización es lo suficientemente elevada como para afectar la propagación de ondas electromagnéticas de alta frecuencia. Su altura es en realidad muy variable y puede ser registrada entre los 50 y los 1500 km de altura. La densidad de ionización no supera el 1% y su máximo se encuentra aproximadamente a los 300 km. Debido a la dinámica de la ionósfera es preferible distinguirla de la termósfera ya que dependiendo de las condiciones, esta puede o no estar contenida en su totalidad en la última capa mencionada.

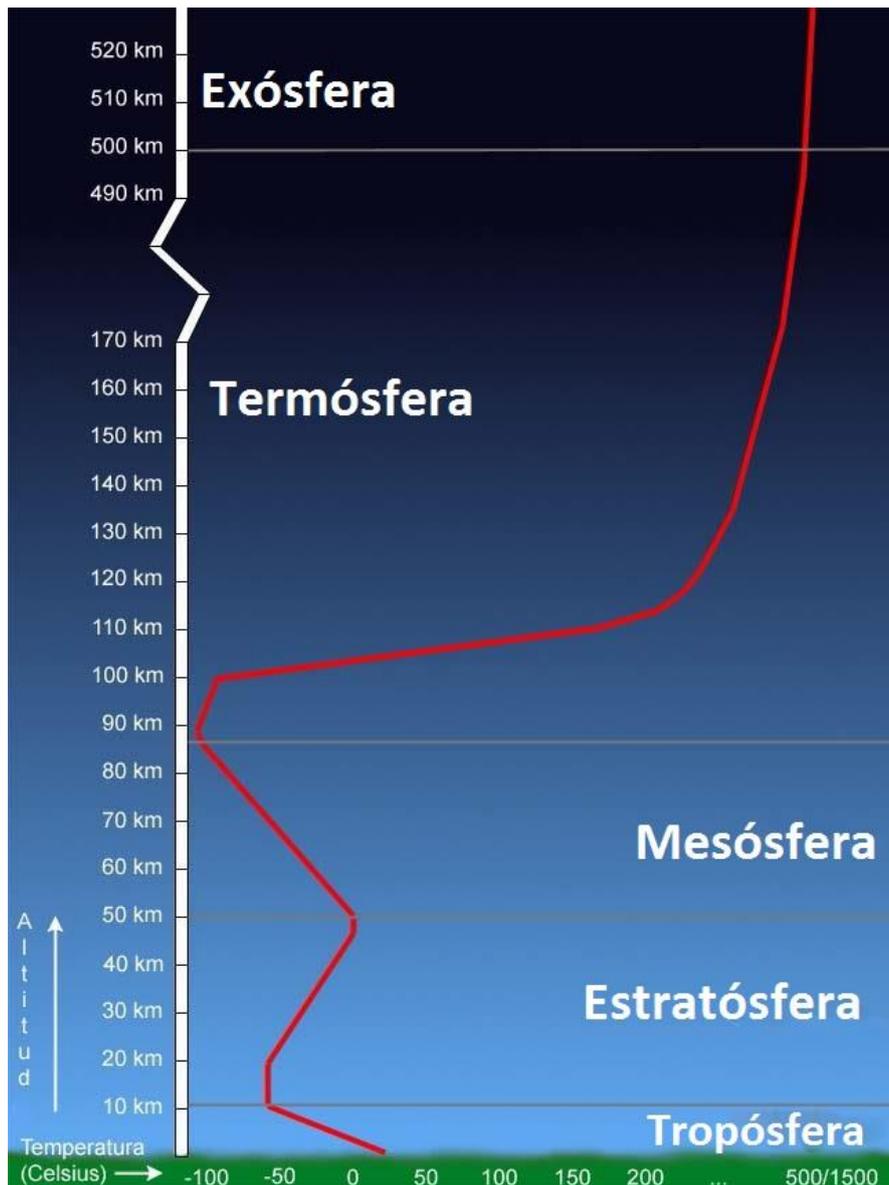


Figura 3.1. Perfil de temperatura promedio en la atmósfera de la Tierra y nombre de las distintas regiones de la atmósfera según el gradiente de temperatura. La temperatura en la termosfera es muy sensible a la actividad solar y varía entre 500 y 1500°C. [Fuente: Windows to the Universe, en <http://windows2universe.org/> del National Earth Science Teachers Association (NESTA), desarrollado en parte por UCAR y NCAR]

3.2 Estructura interna de la ionósfera

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. Más tarde Marconi demostró que las comunicaciones a distancias superiores a los 1000

km eran imposibles durante la noche. 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 3.2). 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 la señal emitida como la reflejada en la ionósfera. 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 investigaciones más sensibles se logró dividir la ionósfera en capas internas.

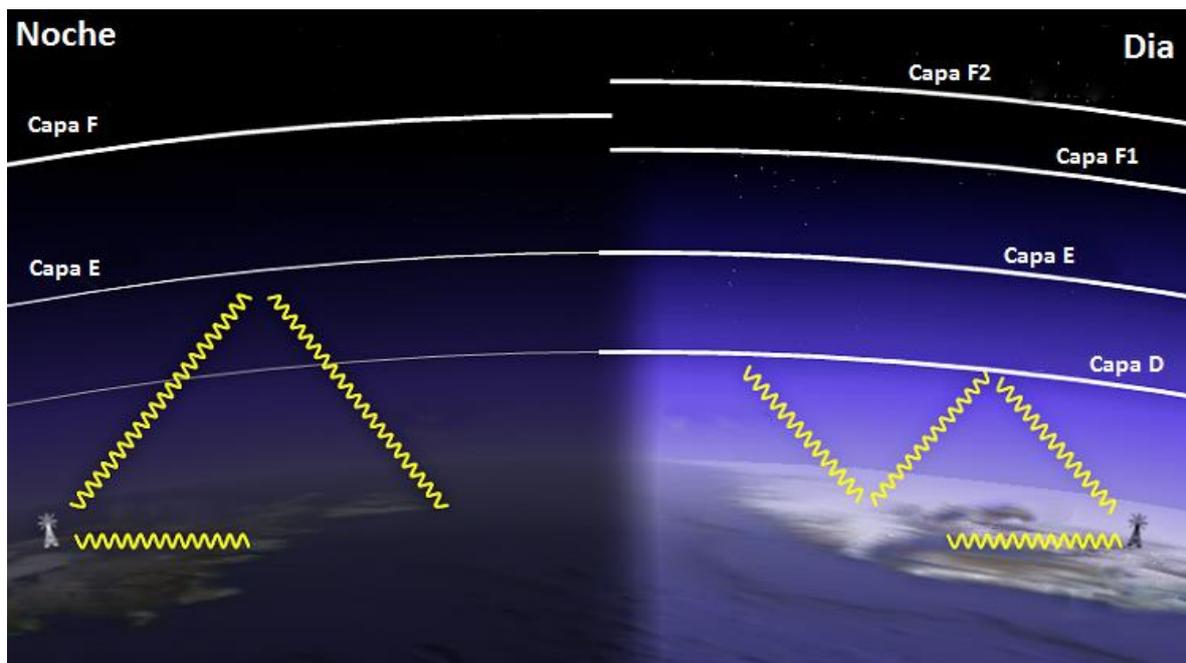


Figura 3.2. Capas de la ionósfera.

Las distintas capas de la ionósfera se denominan con letras: capas D, E y F. Su perfil de densidad de electrones se grafica en la Figura 3.3. La última capa, o capa F, durante el día se desdobra en dos: capas F1 y F2. Cada una de estas regiones posee un pico, o valor máximo, en la ionización, como puede verse en la Figura 3.3.

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 121.5 nm y durante periodos de actividad solar alta las longitudes menores a 1 nm (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 rápida, 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 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 como puede notarse en la Figura 3.3.

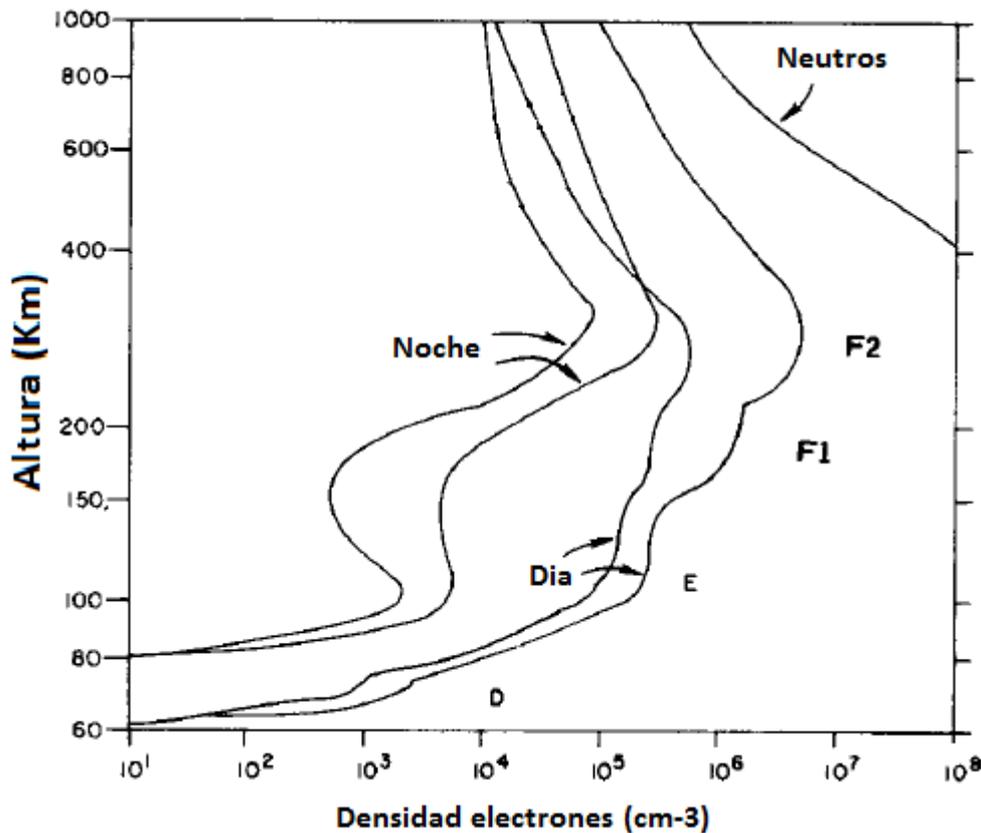


Figura 3.3. Densidad de electrones en función de la altura. La doble línea para el día y la noche corresponde a periodos de distinta actividad solar: las líneas que indican mayor concentración (hacia la derecha) corresponden a actividad solar máxima, y las de menor concentración (hacia la izquierda) corresponden a actividad solar mínima [Fuente: Jursa, A.S. (ed.), Handbook of Geophysics and the Space Environment, Air Force Geophysics Laboratory, US Air Force, Springfield, Virginia, 1985.]

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, como se observa en la Figura 3.3. 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 el nitrógeno atómico a través de la absorción de longitudes de onda de entre 10 y 80 nm, correspondientes al extremo

ultra violeta, EUV. 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.

3.3 Conductividad de la ionósfera

La conducción eléctrica en la ionósfera se puede explicar a través de principios básicos de la física. Para empezar vamos a analizar el movimiento de cargas en campos eléctricos y magnéticos.

3.3.1 Movimiento de partículas cargadas en campos

Sea una partícula con masa m y carga e , con e positivo tal que un electrón tenga carga $-e$. Si la partícula se mueve con velocidad v en una región con campo magnético \mathbf{B} , sentirá una fuerza f dada por

$$f = e \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad 3.1$$

correspondiente a la “fuerza de Lorentz”. Si consideramos que la velocidad es perpendicular al campo, entonces f será perpendicular a v , y esta última cambiará en dirección pero no en magnitud. Esto quiere decir que la carga se moverá en una circunferencia perpendicular a \mathbf{B} y se puede considerar a f como la fuerza centrípeta que mantiene la trayectoria circular. Igualando la fuerza magnética a la centrípeta

$$\frac{mv^2}{r} = evB \quad 3.2$$

A partir de esta expresión el radio del giro resulta

$$r = \frac{mv}{eB} \quad 3.3$$

Y la frecuencia de giro del ion se puede calcular como

$$\boxed{\omega = \frac{v}{r} = \frac{eB}{m}} \quad 3.4$$

Esta cantidad se conoce como “girofrecuencia”, es una propiedad muy importante para la comprensión de la conductividad de la ionósfera. Como m y B son positivos es conveniente usar ω negativo para los electrones como se ilustra en la Figura 3.4.

Si la velocidad no es perpendicular al campo y no hay otra fuerza actuando sobre las cargas, en la componente de v paralela al campo no existirán fuerzas, por lo que el movimiento resultante será una espiral a lo largo de las líneas de campo magnético.

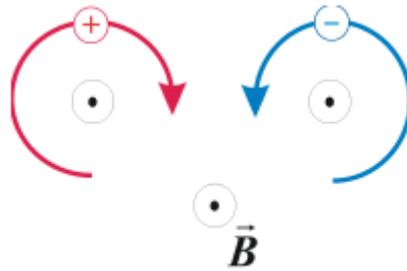


Figura 3.4. Movimiento de cargas en un campo magnético (notar que bajo las mismas condiciones el radio del electrón es mucho más pequeño debido a la diferencia de masas).

Ahora supongamos un campo eléctrico perpendicular al campo magnético en donde se mueve un ion. Vamos a suponer que el campo magnético es suficientemente grande o el campo eléctrico lo suficientemente débil para que la carga no abandone el movimiento circular. Usemos un campo eléctrico \mathbf{E} en dirección X, y el campo magnético \mathbf{B} en dirección Z (Figura 3.5). La ecuación diferencial que gobierna el movimiento será

$$m \frac{\partial v_x}{\partial t} = eBv_y + eE \quad 3.5$$

$$m \frac{\partial v_y}{\partial t} = -eBv_x \quad 3.6$$

Usando la Ecuación (3.4) la solución se puede expresar como

$$x = r \cos \omega t \quad 3.7$$

$$y = r \sin \omega t - t \frac{E}{B} \quad 3.8$$

Se puede ver que el ion se mueve en círculos, pero el “arrastre” o deriva no es en la dirección del campo eléctrico, sino que es perpendicular a ambos campos como se ilustra en la Figura 3.5.

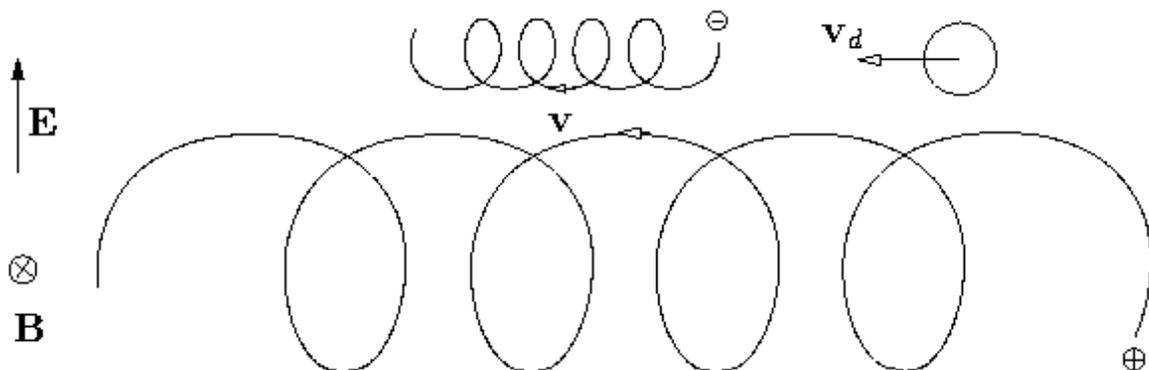


Figura 3.5. Esquema del movimiento de un electrón y un ión. Notar la diferencia del radio de giro debido a la diferencia de masa de ambas partículas.

El movimiento de arrastre que experimentan los iones y los electrones se conoce como velocidad de deriva o arrastre y su valor es $V_d = E/B$, pero para analizar la dirección de esta deriva es conveniente utilizar la ecuación vectorial

$$V = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad 3.9$$

3.3.2 Movimiento de partículas en la ionósfera

El arrastre deducido en Ecuación (3.9) mueve las cargas positivas y negativas en el mismo sentido, como puede verse en la Figura 3.5, por lo que no genera corrientes. Se necesita movimiento relativo entre las cargas para poder hablar de corriente eléctrica. Lo que produce la separación de las cargas en direcciones opuestas es la frecuencia de colisión ν a bajas altitudes y el movimiento del viento neutro donde la densidad es muy baja. Si la frecuencia de colisión es mucho más grande que la girofrecuencia, las partículas podrán ignorar el campo magnético, ya que nunca completarían un giro como se puede ver en la Figura 3.6, por lo que seguirán cualquier campo eléctrico que esté presente en el plasma. De esta manera se generan corrientes a bajas altitudes.

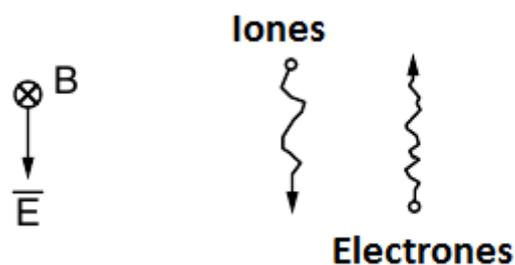


Figura 3.6. Trayectoria de iones y electrones con alta frecuencia de colisión. [Fuente: Kelley, M., The Earth's ionosphere, Academic Press, 2009]

Los campos eléctricos se crean por acción del viento de neutros que arrastra las partículas cargadas tanto positivas (iones) como negativas (electrones). Estos a su vez interactúan con el campo geomagnético y se separan en direcciones opuestas para seguir las líneas de campo, de esta forma se crean corrientes en la atmósfera superior y campos eléctricos en toda la ionósfera.

Mientras aumenta la altura la densidad disminuye exponencialmente por lo que la frecuencia de colisión sigue el mismo comportamiento. La Figura 3.7 muestra el camino seguido por iones y electrones en distintas condiciones de girofrecuencia y frecuencia de colisión. El comportamiento que se observa en la Figura 3.6 corresponde a movimiento en el eje del campo E.

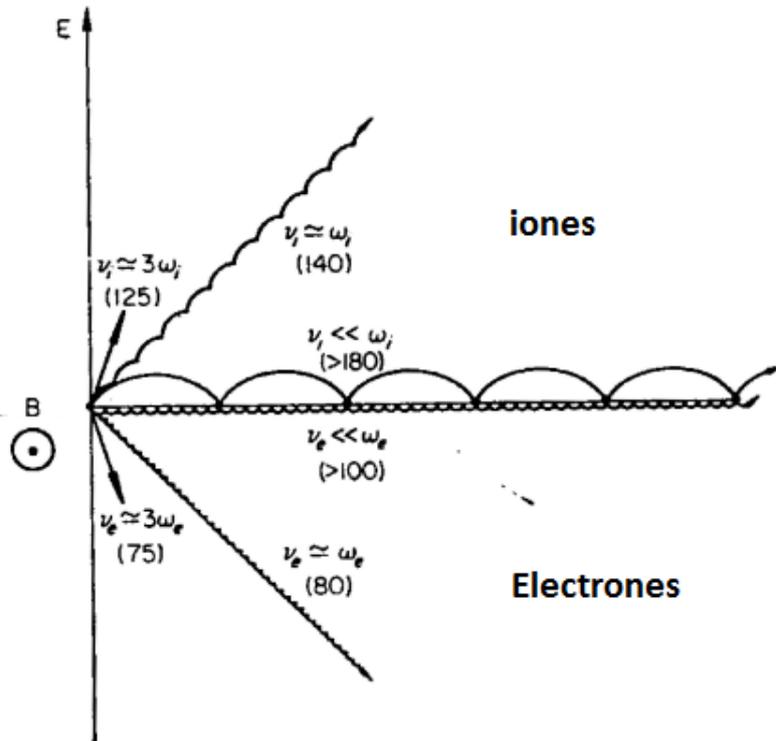


Figura 3.7. Movimiento de iones y electrones comparando girofrecuencia con frecuencia de colisión. Entre paréntesis figura a altura de la atmósfera en kilómetros donde se dan estas condiciones. [Fuente: Rishbeth, H. and O.K. Garriott, Introduction to Ionospheric Physics, Academic Press, 1969.]

Se puede notar que mientras crece la girofrecuencia en comparación con la frecuencia de colisión, termina solo existiendo el movimiento de arrastre o deriva (sobre el eje horizontal en la Figura 3.7). En esta situación ignoramos el movimiento del viento.

Se puede resumir el movimiento de cargas en la atmósfera distinguiendo tres condiciones:

- 1) cuando $\nu \ll \omega$: las corrientes se crean por acción del viento neutro y el campo magnético, esto ocurre cuando la densidad es baja, por arriba de los 200 km de altura;
- 2) cuando $\nu \approx \omega$: las corrientes se crean por la separación del viento y la interacción con los campos E y B sumados a la frecuencia de colisión, entre los 75 y los 140 km;
- 3) cuando $\nu \gg \omega$: las partículas ignoran el campo magnético y siguen el campo eléctrico.

3.3.3 Calculo de la conductividad

Las corrientes en la ionósfera se pueden expresar matemáticamente según la ley de Ohm

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad 3.10$$

Donde j es la densidad de corriente, E es el campo eléctrico y σ la conductividad. Como analizamos en la sección anterior, el movimiento de cargas en la ionósfera no es el mismo en todas las direcciones; depende de parámetros como el campo magnético o la frecuencia de colisión, y estos parámetros cambian la conductividad según la dirección con respecto al campo magnético o al campo eléctrico presente. Por estas razones, σ debe ser un tensor de segundo orden. A continuación vamos a determinar la conductividad en presencia de campos.

En condición de equilibrio la fuerza que ejerce un campo eléctrico E sobre una partícula cargada, de carga e , es igual al producto $E \cdot e$, y esta debe ser igual a:

$$Ee = \bar{V}\nu m \quad 3.11$$

donde ν es la frecuencia de colisión, m la masa de la partícula, y \bar{V} la velocidad térmica promedio. De aquí se obtiene para \bar{V} la siguiente expresión:

$$\bar{V} = \frac{Ee}{\nu m} \quad 3.12$$

El campo eléctrico que experimenta un ion de carga e con velocidad \mathbf{V} es: $(\mathbf{E} + \nu\mathbf{V} \times \mathbf{B})$. Donde \mathbf{E} y \mathbf{V} están en el mismo sistema de referencia. De esta manera la ecuación anterior queda

$$e(\mathbf{E} + \nu\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = mV\nu \quad 3.13$$

Aquí usamos V como velocidad de deriva o arrastre. Si el campo B apunta en dirección Z $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{k}}$. La movilidad k se define como

$$k = \frac{V}{E} \quad 3.14$$

La densidad de corriente debido al movimiento de cada especie de carga resulta entonces:

$$J = NeV = NeEk \quad 3.15$$

Con N la densidad de cada tipo de carga. La conductividad total considerando igual número de iones positivos y electrones, la conductividad total, resulta:

$$\sigma = \frac{J}{E} = N(ek_i - ek_e) \quad 3.16$$

Donde k_e y k_i son la movilidad de electrones e iones respectivamente.

Si E es paralelo a B :

En el caso en que el campo eléctrico $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{k}}$, en este caso la velocidad en Z estaría dada por:

$$V = \frac{eE}{vm} \quad 3.17$$

Usando esta velocidad en la movilidad quedaría entonces:

$$k_0 = \frac{e}{vm} \quad 3.18$$

Entonces la conductividad en la dirección del campo magnético resulta:

$$\boxed{\sigma_0 = Ne^2 \left(\frac{1}{v_i m_i} + \frac{1}{v_e m_e} \right)} \quad 3.19$$

Notar que las movilidades tienen distintos signos por la carga opuesta entre electrones e iones, esto se traduce en movimiento en direcciones opuestas y por ende ambos contribuyen a la misma corriente. k_0 y σ_0 corresponden a la “movilidad directa” y “conductividad directa” respectivamente. Esta conductividad no depende del campo magnético por lo que conserva su valor en distintas condiciones de campo magnético. La conductividad directa disminuye cuando la frecuencia de colisión aumenta, como se explicó anteriormente, cuanto mayor la frecuencia de colisión, más fácil es para las cargas ignorar el campo magnético.

Si E es perpendicular a B:

Tomando $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{i}}$, la componente X de la ecuación, $e(\mathbf{E} + \mathbf{v}\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = mV\mathbf{v}$, queda

$$E + V_y \left(\frac{m\omega}{e} \right) = \left(\frac{mv}{e} \right) V_x \quad 3.20$$

Y para la componente Y

$$-V_x \left(\frac{m\omega}{e} \right) = \left(\frac{mv}{e} \right) V_y \quad 3.21$$

Donde se empleó la girofrecuencia en lugar de B.

Resolviendo las ecuaciones obtenemos

$$V_x = \left(\frac{eE}{m} \right) v(v^2 + \omega^2)^{-1} \quad 3.22$$

La movilidad en X está dada por

$$k_1 = \left(\frac{e}{m} \right) v(v^2 + \omega^2)^{-1} \quad 3.23$$

Y la conductividad resulta

$$\sigma_1 = Ne^2 \left(\frac{v_i/m_i}{v_i^2 + \omega_i^2} + \frac{v_e/m_e}{v_e^2 + \omega_e^2} \right) \quad 3.24$$

k_1 y σ_1 se conocen como “movilidad de Pedersen” y “conductividad de Pedersen”. Representan el movimiento y la corriente paralela al campo eléctrico y perpendicular al campo magnético.

Para la componente y de la velocidad tenemos:

$$V_y = \left(\frac{eE}{m} \right) \omega (v^2 + \omega^2)^{-1} \quad 3.25$$

Entonces la movilidad

$$k_2 = \left(\frac{e}{m} \right) \omega (v^2 + \omega^2)^{-1} \quad 3.26$$

Y la conductividad

$$\sigma_2 = Ne^2 \left(\frac{\omega_i/m_i}{v_i^2 + \omega_i^2} + \frac{\omega_e/m_e}{v_e^2 + \omega_e^2} \right) \quad 3.27$$

k_2 y σ_2 se conocen como “movilidad de Hall” y “conductividad de Hall” respectivamente. Representan el movimiento y la corriente perpendicular a ambos campos E y B.

De esta forma el tensor de conductividad puede expresarse como

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}$$

Para que el tensor tenga esta forma el campo magnético debe estar orientado en dirección \hat{z} y cumple con la ley de Ohm $\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$.

La densidad de iones es muy variable en la ionósfera y depende de la ubicación geográfica, de la hora del día, la época del año y el nivel de actividad solar, entre otros. La Figura 3.8 muestra para una ubicación en particular (35°N, 135°O), el 21 de marzo a horas 12 local, el perfil con la altura de las tres conductividades estimado con el modelo de Conductividad Ionosférica del World Data Center for Geomagnetism de Kyoto.

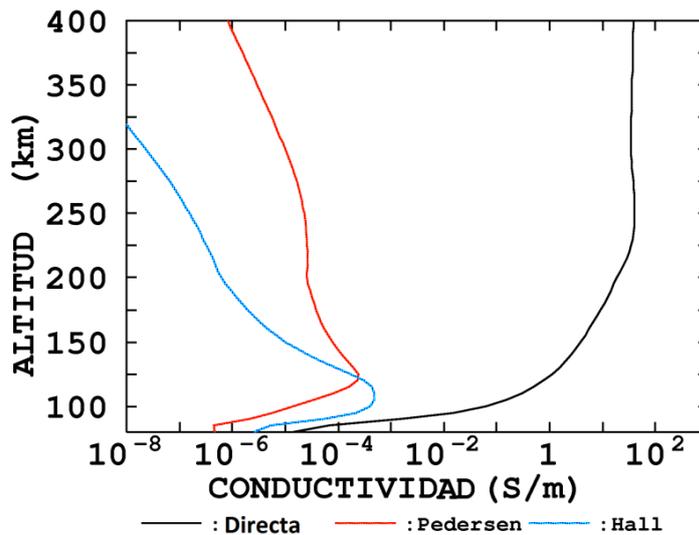


Figura 3.8. Conductividades en la ionósfera en función de la altura calculada con el modelo de Conductividad Ionosférica del World Data Center for Geomagnetism de Kyoto, <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ionocond/sigcal/index.html>.

Por debajo de los 80 km las conductividades caen prácticamente a cero debido a la escasa cantidad de iones y electrones por debajo de esta altura.

3.4 Corrientes en la ionósfera

Cuando los magnetómetros fueron lo suficientemente precisos como para medir el campo en el orden de los 10 nT, las estaciones alrededor del mundo comenzaron a notar que durante el día aparecían anomalías que dependían de la hora local. En primer lugar se pensó que no era más que ruido en los equipos, pero al transcurrir el tiempo se pudo determinar que estas anomalías se debían a corrientes en la ionósfera, que dependían de la latitud en la cual estaba el observatorio y siempre afectaba las mismas componentes del campo magnético como se observa en la Figura 3.9. Llamaron a esto variación diurna y se hicieron mediciones para determinar la geometría de la misma. Se utiliza la denominación de Sq (solar quiet, o sol tranquilo) para esta corriente.

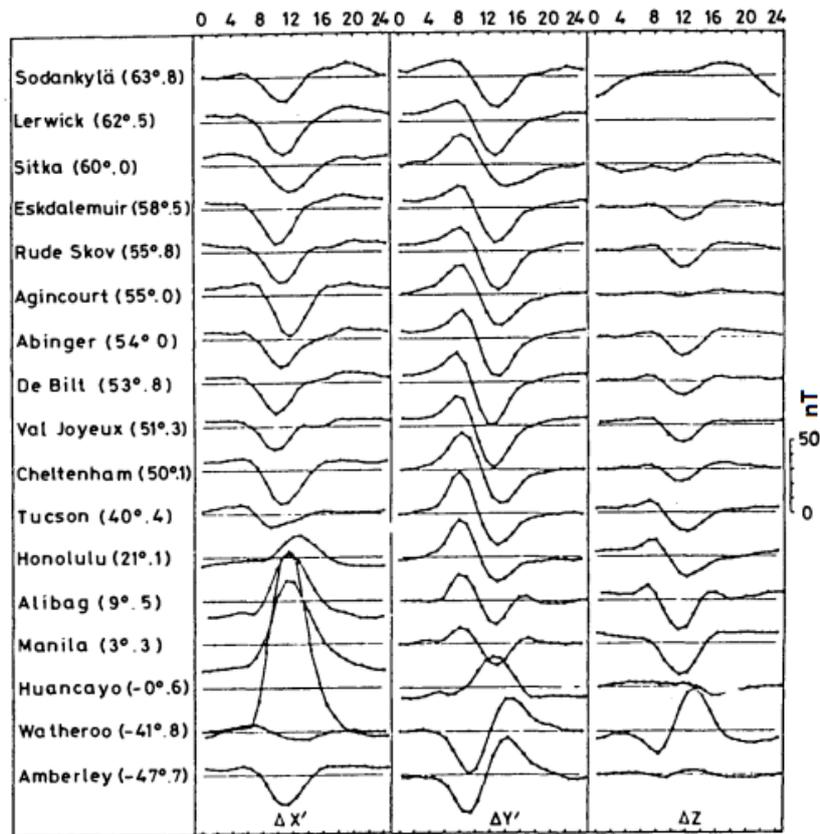


Figura 3.9. Variación diurna en distintos observatorios. [Fuente: Rishbeth, H. and O.K. Garriott, Introduction to Ionospheric Physics, Academic Press, 1969.]

De la misma manera que Gauss encontró el campo magnético principal utilizando mediciones para despejar constantes de la solución a la ecuación de Laplace, Schuster en 1889 utilizó el mismo principio para encontrar la forma que deberían tener las corrientes ionosféricas que producen las variaciones diurnas. Este método fue perfeccionado cuando aparecieron las computadoras y la forma que se obtiene se muestra en la Figura 3.10. El movimiento de las cargas comienza debido a la diferencia de temperaturas entre la cara del planeta que mira al sol y la opuesta.



Figura 3.10. Diagrama esquemático del sistema de corrientes en la ionosfera del lado de día de la Tierra responsables de la variación Sq. Las flechas indican el sentido en que circulan. [Fuente: <http://www.geomag.bgs.ac.uk/education/earthmag.html>]

Los vientos producidos por el calentamiento diferencial arrastran iones y electrones, estos interactúan con el campo magnético y crean corrientes, de esta manera la separación de cargas crea zonas con distinta densidad de cargas que a su vez generan campos eléctricos. Estos fenómenos son los principales factores que provocan las corrientes ionosféricas. En la Figura 3.10 se puede notar que en el ecuador magnético las líneas de corriente se juntan; esto da lugar a un fenómeno conocido como electrochorro ecuatorial. La corriente en este sector se ve incrementada ya que el campo magnético es paralelo a la superficie terrestre, esto separa las cargas positivas y negativas de manera vertical creando una zona donde gobierna la corriente en dirección este-oeste (J_x en la Figura 3.11).

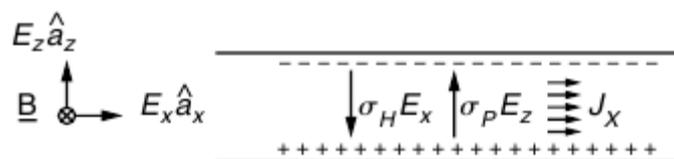


Figura 3.11. División de cargas en la zona del electrochorro ecuatorial. Z es la dirección vertical a la superficie terrestre. (Fuente: The Earth's Ionosphere, Kelley)

Capítulo 4

Variación secular del campo geomagnético y su efecto sobre la conductividad en la ionósfera y la posición de la magnetopausa

4.1 Introducción

Las mediciones paleomagnéticas han demostrado que el campo geomagnético varía en gran medida en escalas de tiempo geológicas, 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 (~1000-8000 años) (Clement, 2004). La última inversión se ubica hace 780 mil años. Durante la transición entre polaridad el campo magnético terrestre disminuye aproximadamente hasta el 10% de su valor normal.

Existen propiedades atmosféricas que dependen del campo magnético terrestre. Uno de ellos es el flujo de partículas de alta energía que ingresan en la zona alta y media de la atmosfera. El campo funciona 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., 2009b; Olson et al., 2011).

Otras propiedades tales como la densidad de electrones en la ionósfera y la altura del pico correspondiente también dependen del campo magnético (Foppiano et al., 1999; Elias and Adler, 2006; Cnossen and Richmond, 2008; Yue et al., 2008; Elias, 2009; Cnossen, 2014).

Otra característica sensible a las variaciones del campo magnético de la Tierra es la conductividad de la ionósfera, que juega un papel muy importante en muchos procesos geofísicos y de acoplamiento magnetósfera-ionósfera-termósfera. La comprensión de la naturaleza de la conductividad de la ionósfera es fundamental para el entendimiento de la electrodinámica de la atmósfera (Richmond and Thayer, 2000). Las ecuaciones de las conductividades de Hall y Pedersen dependen de la intensidad del campo a través de su influencia en la girofrecuencia.

Existen estudios previos que obtienen la conductividad en términos del campo actual o de la intensidad del dipolo (Richmond, 1995; Glassmeier et al., 2004; Zieger et

al, 2006); pero no analizan los cambios en la distribución espacial debido a cambios en el campo magnético. Cnossen et al. (2011) son los primeros en hacerlo utilizando el modelo CMIT (Coupled Magnetosphere-Ionosphere-Thermosphere, Acoplamiento Magnetósfera-Ionósfera-Termósfera). Considerando una disminución del 25% en el valor del dipolo obtuvieron un aumento en las conductancias de entre 60-65%. En un trabajo posterior Cnossen et al. (2012) consideran otras variaciones del momento dipolar terrestre y distintos niveles de actividad solar mostrando ya no las variaciones en la distribución espacial, sino solo en la conductancia global.

Tres elementos son esenciales para determinar la conductividad en la ionósfera: la densidad de plasma, el campo geomagnético, y la frecuencia de colisión entre las partículas cargadas y los componentes neutros de la atmósfera. Las conductividades ionosféricas varían mucho con cambios en la densidad de plasma ionosférico y en menor medida con cambios en la densidad de neutros. En consecuencia hay cambios importantes con la hora del día y el nivel de actividad solar. En las zonas aurorales además se suman las variaciones debido la ionización en estas regiones debido a la precipitación de partículas energéticas (Richmond and Thayer, 2000).

En este trabajo se analiza la variación de la posición de la magnetopausa y de la distribución espacial de las conductividades de Hall y de Pedersen a 110 km de altura en función del campo geomagnético considerando tres escenarios:

(1) campo geomagnético “actual”

(2) una disminución del 50% en la componente dipolar, manteniendo constante la contribución de las componentes multipolares,

(3) una componente dipolar nula, manteniendo solamente la contribución de la componente cuadrupolar del campo.

4.2 Metodología

Las conductividades de Hall y Pedersen, dadas por las Ecuaciones (3.24) y (3.27), resultan funciones de la densidad de cargas, la girofrecuencia de iones y electrones, y la frecuencia de colisión de iones y electrones. Si reemplazamos la girofrecuencia por la Ecuación (3.4), las conductividades resultan:

$$\sigma_1 = N_e e^2 \left[\frac{\nu_e m_e}{\nu_e^2 m_e^2 + e^2 B^2} + \frac{\nu_i m_i}{\nu_i^2 m_i^2 + e^2 B^2} \right] \quad 4.1$$

$$\sigma_2 = N_e e^3 \left[\frac{B}{v_e^2 m_e^2 + e^2 B^2} + \frac{B}{v_i^2 m_i^2 + e^2 B^2} \right] \quad 4.2$$

Usamos la densidad de carga de electrones N_e suponiendo que existen la misma cantidad de electrones que de iones, $N_e=N_i$. Las frecuencias de colisión están dadas por:

$$v_i = v_{in} + v_{ie} \quad 4.3$$

$$v_e = v_{en} + v_{ei} \quad 4.4$$

Donde v_{en} y v_{ei} son las frecuencias de colisión electrón-neutro y electrón-ion respectivamente, y de igual manera v_{in} y v_{ie} son las frecuencias de colisión ion-neutro e ion-electrón. En la ionósfera a alturas superiores a los 90 km $v_{en} \gg v_{ei}$ y $v_{in} \gg v_{ie}$, de manera que se considera $v_e=v_{en}$ and $v_i=v_{in}$. Existen muchas expresiones para estimar las frecuencias de colisión entre las partículas cargadas y las partículas neutras en la ionósfera. En nuestro caso elegimos la expresión dada por Rishbeth y Garriot (1969) que es la siguiente:

$$v_i = 2.6 \times 10^{-9} \frac{N}{\sqrt{M}} \quad 4.5$$

$$v_e = 5.4 \times 10^{-10} N \sqrt{T} \quad 4.6$$

A partir de ahora usaremos N como densidad de neutros en cm^{-3} , T es la temperatura de neutros en Kelvin, supuesta igual para todas las partículas y M es la masa de una partícula expresadas en una (unidad de masa atómica).

De esta manera los datos necesarios para calcular la conductividad en la ionósfera son la densidad de electrones, densidad de neutros, temperatura de neutros y el campo geomagnético. Estos datos serán obtenidos a través de tres modelos empíricos de alta confiabilidad creados para uso científico, estos son:

* IRI-2012: International Reference Ionosphere – 2012 (modelo “Ionosfera de Referencia Internacional”) (Bilitza et al., 2014)

* NRLMSISE-00: Naval Research Laboratory Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar Exosphere (modelo de la atmósfera neutra desde la superficie hasta la exosfera denominado “Laboratorio de Investigación Naval – Espectrómetro de Masa y Radar de Dispersión Incoherente – Exosfera) (Picone et al., 2002)

* IGRF: International Geomagnetic Reference Field (modelo de Campo Geomagnético de Referencia Internacional) (Thebault et al., 2015)

Estos modelos se describen brevemente en el Apéndice B.

4.3 Comportamiento teórico de la conductividad

Para analizar el comportamiento de las conductividades de Pedersen y de Hall en función del campo magnético se emplean las ecuaciones (4.1) y (4.2) respectivamente. Las figuras 4.1 y 4.2 muestran la variación de las mismas en función de B para valores estándares del resto de las variables en condiciones de actividad solar mínima: $N_e = 8 \times 10^{10} m^{-3}$, $\nu_e = 10^5 Hz$ y $\nu_i = 6 \times 10^3 Hz$. Los valores de las frecuencias de colisión se obtienen a partir de las ecuaciones (4.5) y (4.6).

En el caso límite para el campo geomagnético tendiendo a cero (situación que se supone jamás sucede) las conductividades de Hall y de Pedersen resultan

$$\sigma_1 = N_e e^2 \left[\frac{\nu_e m_e}{\nu_e^2 m_e^2 + 0} + \frac{\nu_i m_i}{\nu_i^2 m_i^2 + 0} \right] \rightarrow N_e e^2 \left[\frac{\nu_e m_e}{\nu_e^2 m_e^2} + \frac{\nu_i m_i}{\nu_i^2 m_i^2} \right] \quad 4.7$$

$$\sigma_2 = N_e e^3 \left[\frac{0}{\nu_e^2 m_e^2 + 0} + \frac{0}{\nu_i^2 m_i^2 + 0} \right] \rightarrow 0 \quad 4.8$$

Es decir que para campo magnético nulo, la conductividad de Hall se hace cero mientras que la de Pedersen tiende a un valor límite constante.

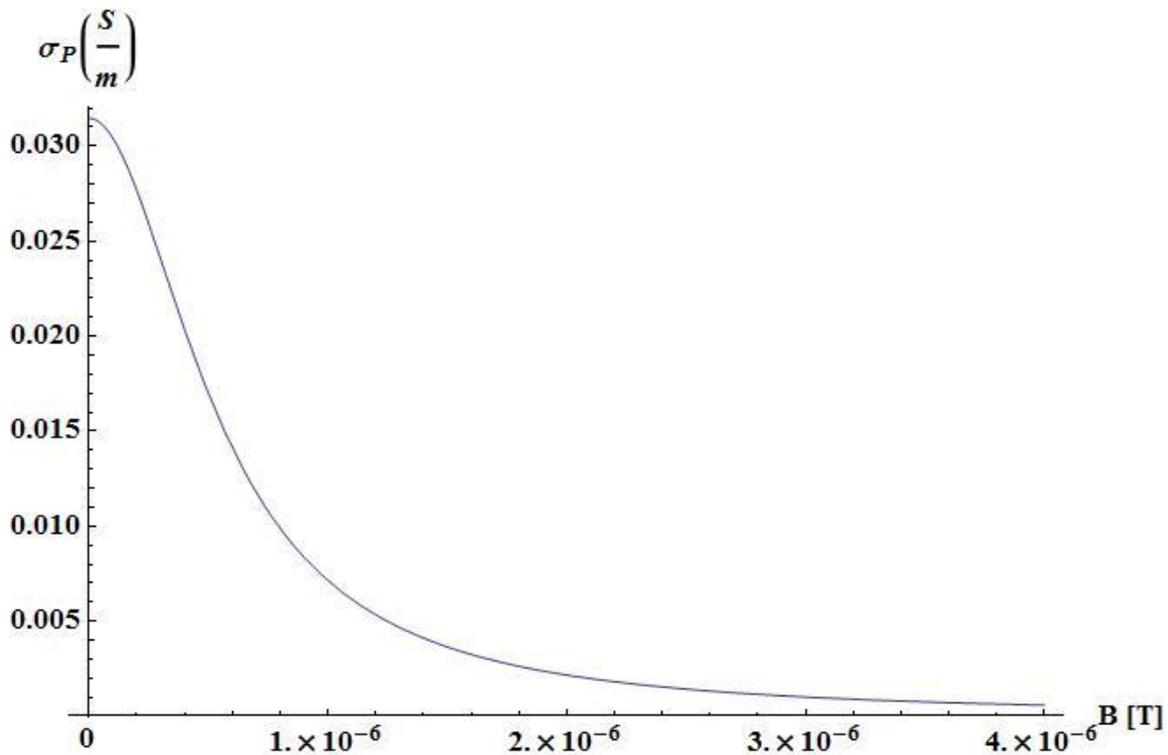


Figura 4.1. Conductividad de Pedersen en función del campo magnético

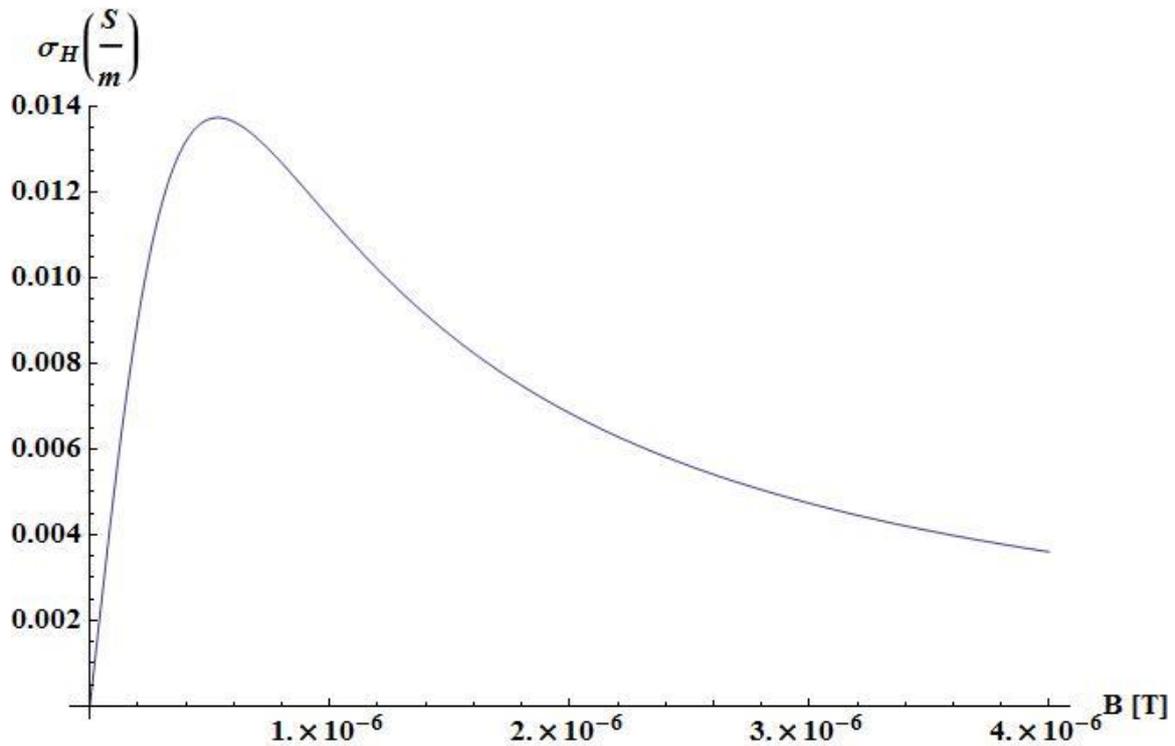


Figura 4.2. Conductividad de Hall en función del campo magnético

Mientras que la conductividad de Pedersen alcanza su valor máximo para campo nulo, la conductividad de Hall se hace máxima para valores del campo entre los 400 y 700 nT en las condiciones expuestas. Este punto depende fuertemente de la frecuencia de colisión electrónica.

4.4 Obtención de datos

Los modelos presentados en el Apéndice B están disponibles para ser utilizados desde internet. Para obtener datos a partir de estos modelos es necesario introducir los siguientes parámetros: coordenadas geográficas o geomagnéticas, altura, hora local LT (local time) u hora universal UT (universal time), día, mes, año. Para este trabajo utilizamos las 12 LT del 22 de Noviembre de 2008. Al elegir la fecha, los modelos automáticamente consideran el nivel de actividad solar real correspondiente a la misma. El nivel de actividad solar es uno de los principales determinantes del valor de los parámetros ionosféricos, tanto los relacionados al plasma como los relacionados a los componentes neutros. La elección del día es aleatoria. La del año corresponde a período de mínima actividad solar ya que se pretende minimizar el efecto de la radiación solar en la conductividad. La Figura 4.3 muestra el número de manchas solares (R_z), el cual es un indicador del nivel de actividad solar y de la intensidad de radiación EUV proveniente

del Sol, donde se ve claramente que 2008 corresponde a un período de mínima actividad.



Figura 4.3. Número de manchas solares (R_z) promedio mensual en función del tiempo para el período 1983-2013, como indicador del nivel de actividad solar y de la intensidad relativa de radiación EUV solar. La línea negra indica el valor suavizado con un promedio móvil de 12 meses.

La altura a la cual se calcula la conductividad es 110 km, ya que es aproximadamente la altura donde se encuentran los máximos de las conductividades (Figura 3.4). Para obtener la distribución espacial de las conductividades, es decir un mapa con los valores de la conductividad en todo el planeta, empleamos los modelos empíricos para obtener los parámetros necesarios que aparecen en las ecuaciones (4.1) y (4.2). Estos parámetros, o variables, son N_e , N , T y B . Se construyen entonces las matrices de estos parámetros con un dato cada 10° de longitud y 10° de latitud. Las matrices resultantes son entonces de dimensión 18×36 .

N_e en $[m^{-3}]$ se obtiene del IRI-2012. Como primera aproximación no vamos a considerar los efectos de las tormentas geomagnéticas sobre N_e para lo cual elegimos en el modelo la opción sin tormentas.

N en $[cm^{-3}]$ y T en $[K]$ se obtienen del NRLMSISE-00. N se calcula como la suma de las densidades de las partículas neutras más abundantes a la altura de trabajo que son oxígeno atómico, oxígeno molecular y nitrógeno molecular.

B se obtiene del IGRF para las tres condiciones consideradas:

(1) campo geomagnético “actual”

(2) una disminución del 50% en la componente dipolar, manteniendo constante la contribución de las componentes multipolares,

(3) una componente dipolar nula, manteniendo solamente la contribución de la componente cuadrupolar del campo.

Se hace una hipótesis fuerte: los valores de los parámetros N_e , N y T , se consideran los mismos para los tres casos.

Para el caso de B, IGRF calcula todos los términos de la serie del potencial de la Ecuación (1.3) para el año elegido y luego los suma. Para obtener el valor de B para las condiciones (2) y (3) que no corresponden a ningún año del rango de valores permitidos por IGRF utilizamos el código del modelo para separar las componentes dipolares de las multipolares de orden superior y poder modificar los valores del dipolo y aislar las distintas componentes multipolares.

El código de IGRF es libre y está disponible para descargar en lenguaje FORTRAN. Dentro del mismo se encuentran los coeficientes de Gauss y los cálculos necesarios para obtener como salida el campo magnético total o cualquiera de sus componentes, ya sea, intensidad total, inclinación, declinación, componente horizontal, etc.

La Figura 4.4 muestra el campo magnético total para el año 2008. Si a este campo le quitamos las contribuciones dipolares (el modelo considera tres dipolos en direcciones perpendiculares para poder simular la inclinación del mismo), se obtiene una distribución como se ve en la Figura 4.5. En todos los casos se representa la intensidad total del campo magnético ya que es esta magnitud la que está involucrada en las fórmulas de las conductividades de Hall y Pedersen.

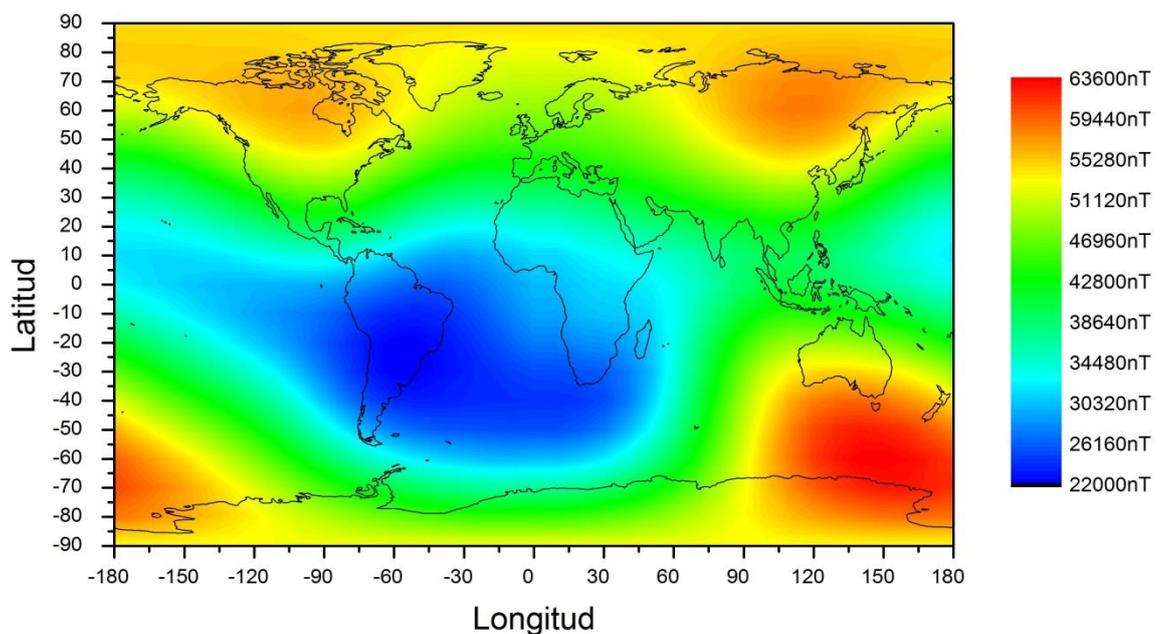


Figura 4.4. Distribución espacial del campo magnético principal para el año 2008. Los valores de campo se obtuvieron del modelo IGRF.

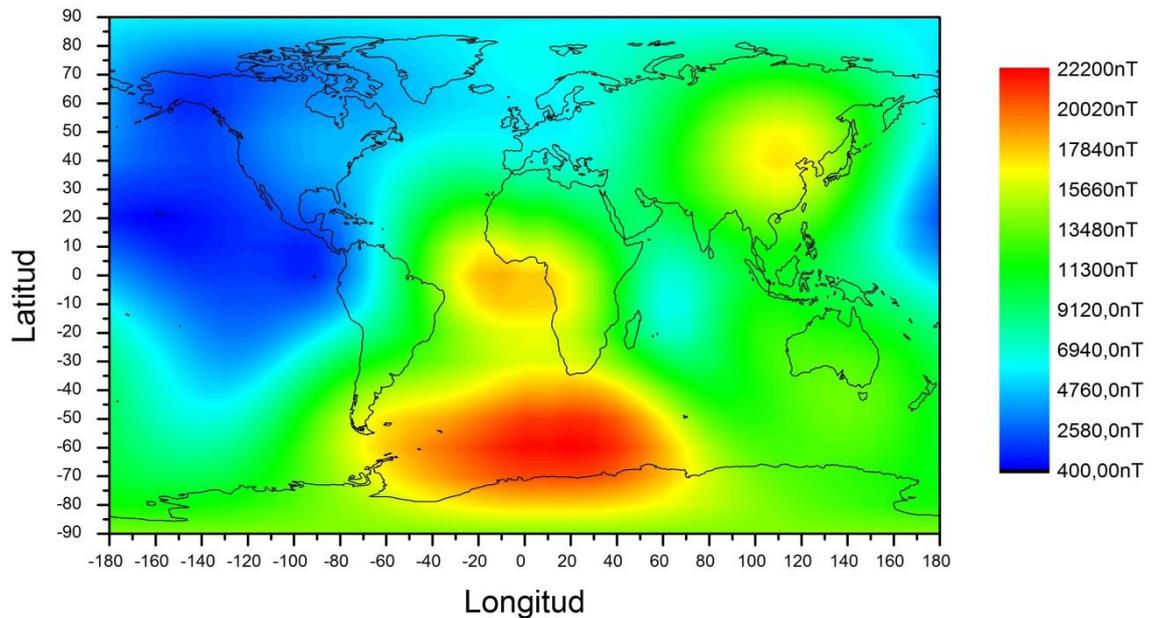


Figura 4.5. Distribución espacial del campo magnético para componente dipolar nula. Los valores de campo se obtuvieron del modelo IGRF.

Se puede observar que al quitar las componentes dipolares el campo se reduce considerablemente, tal como se esperaba debido a que la mayor parte corresponde a la componente dipolar.

El análisis de los coeficientes de Gauss durante los últimos años sugiere que mientras la contribución dipolar decae, las componentes multipolares crecen, esto se explica mediante la conservación de la energía del flujo en movimiento que crea el campo principal en la teoría de la geodinamo. En este trabajo solo nos interesa la distribución espacial de la conductividad, por esta razón no vamos a intentar predecir el aumento en los coeficientes multipolares para épocas de inversión del campo. Se deja esta idea planteada para trabajos futuros.

Vamos a hacer el supuesto de que, así como actualmente gobierna la forma dipolar, al desaparecer esta contribución, predominará la componente cuadrupolar sobre las demás componentes multipolares. Por esta razón se decide utilizar únicamente la contribución cuadrupolar existente en la actualidad. La Figura 4.6 muestra esta distribución del campo que se obtiene del modelo IGRF considerando únicamente los términos cuadrupolares del potencial.

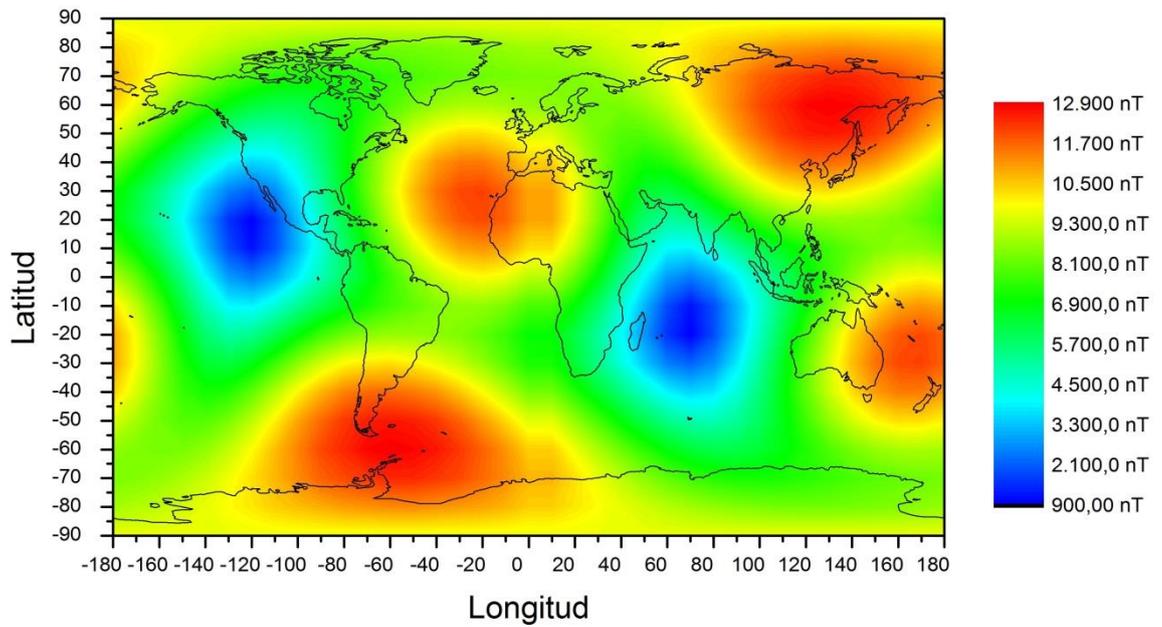


Figura 4.6. Componente cuadrupolar del campo magnético actual.

La distribución cuadrupolar posee una simetría muy diferente a la observada en la del campo original que se ve en la Figura 4.4. Entre las componentes multipolares de orden superior al cuadrupolo, la más significativa en intensidad es la inmediata superior, el octupolo. Sin embargo comparando las figuras 4.6 y 4.5 se puede notar que, más allá de la intensidad, son dos configuraciones bastante parecidas en cuanto a zonas de máximos y mínimos de campo. Una gran diferencia entre un campo dipolar y un campo cuadrupolar es la aparición de dos ecuadores magnéticos en el segundo caso. Esto se debe a la forma de las líneas de campo, que ingresan al planeta por la zona cercana al ecuador actual, y presentan dos zonas donde B es horizontal. Para ver esto, en la Figura 4.7 se grafica la inclinación de las líneas de campo en toda la Tierra, donde se observa claramente este comportamiento.

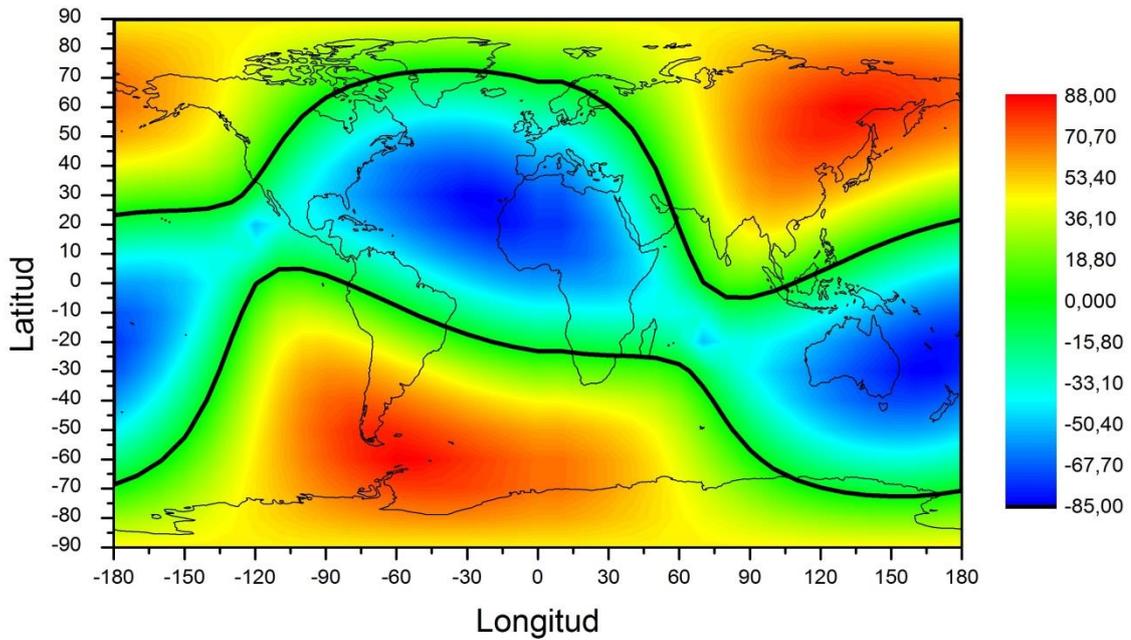


Figura 4.7. Inclinación del campo magnético de la Tierra para una configuración cuadrupolar. Las líneas negras corresponden a los ecuares magnéticos, es decir las regiones con inclinación igual a cero.

Este fenómeno produciría, por ejemplo dos electrochorros correspondientes a cada uno de los ecuares magnéticos.

4.5 Cálculos de la conductividad

La Figura 4.8 muestra N_e , N y T calculados con los modelos IRI-2012 y NMSISE-00 para las condiciones ya mencionadas (correspondientes a 12LT 22 de Noviembre de 2008). Estos datos son los que se usan para cálculos de las conductividades. En la Figura 4.8 se ve que en promedio N_e y T son mayores en el hemisferio Sur, lo que es esperable ya que es el hemisferio de verano, es decir que recibe mayor radiación solar.

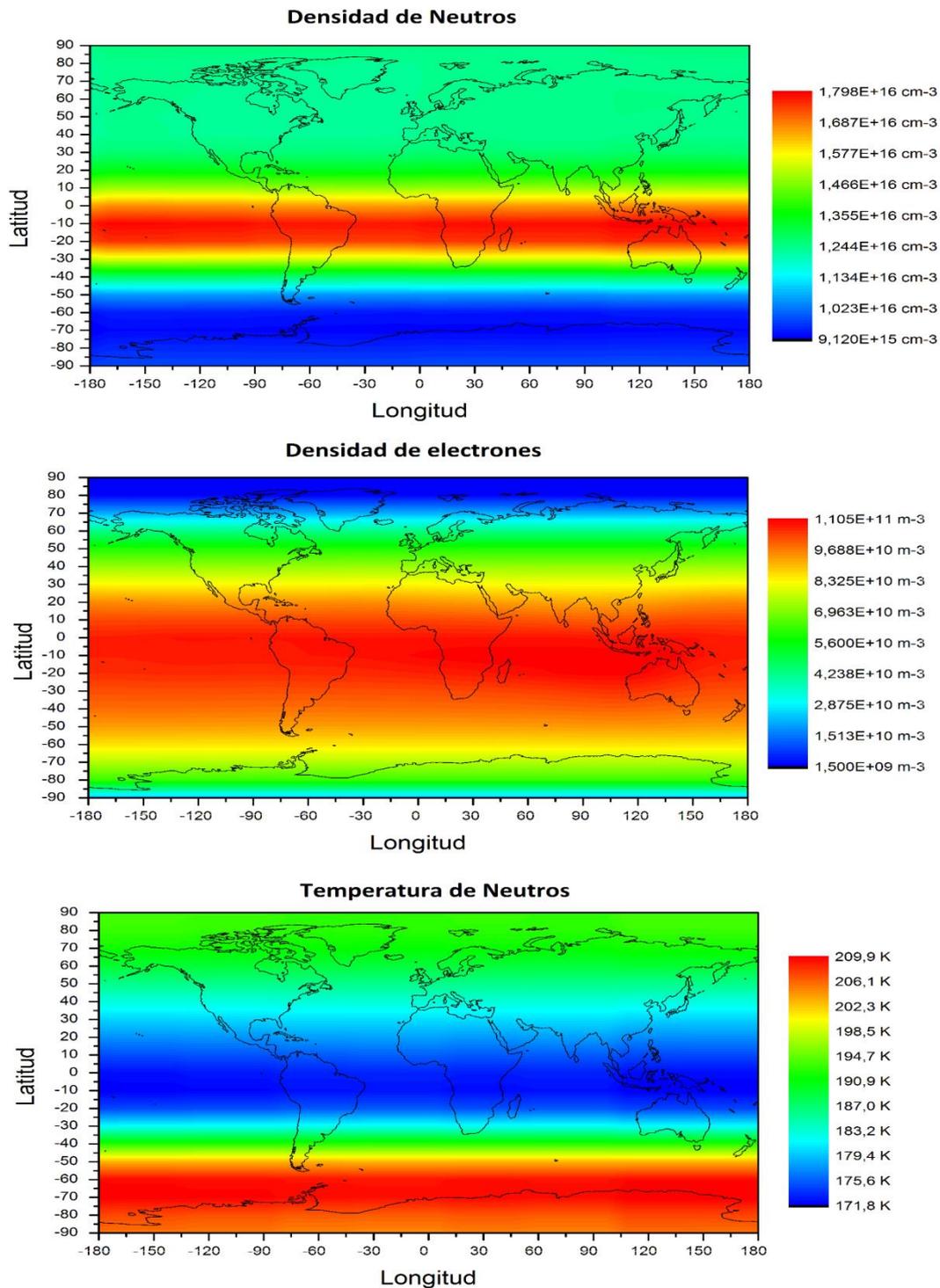


Figura 4.8. Densidad de neutros, N [cm⁻³], densidad de electrones, N_e [m⁻³], y temperatura de neutros, T [K], obtenidos a partir de los modelos NMSISE-00 y IRI-2012, para las 12LT, 22 de Noviembre, 2008.

A partir de los valores de N , N_e y T , se calculan las matrices de girofrecuencias y frecuencias de colisión, y con estas se calculan luego las conductividades. Las figuras 4.9 y 4.10 muestran la distribución espacial de las conductividades de Pedersen y Hall

respectivamente, con B estimado para 2008, que es prácticamente el valor actual. Los máximos de conductividad se encuentran en las regiones de campo magnético mínimo, es decir en la zona de Latinoamérica y el Atlántico sur.

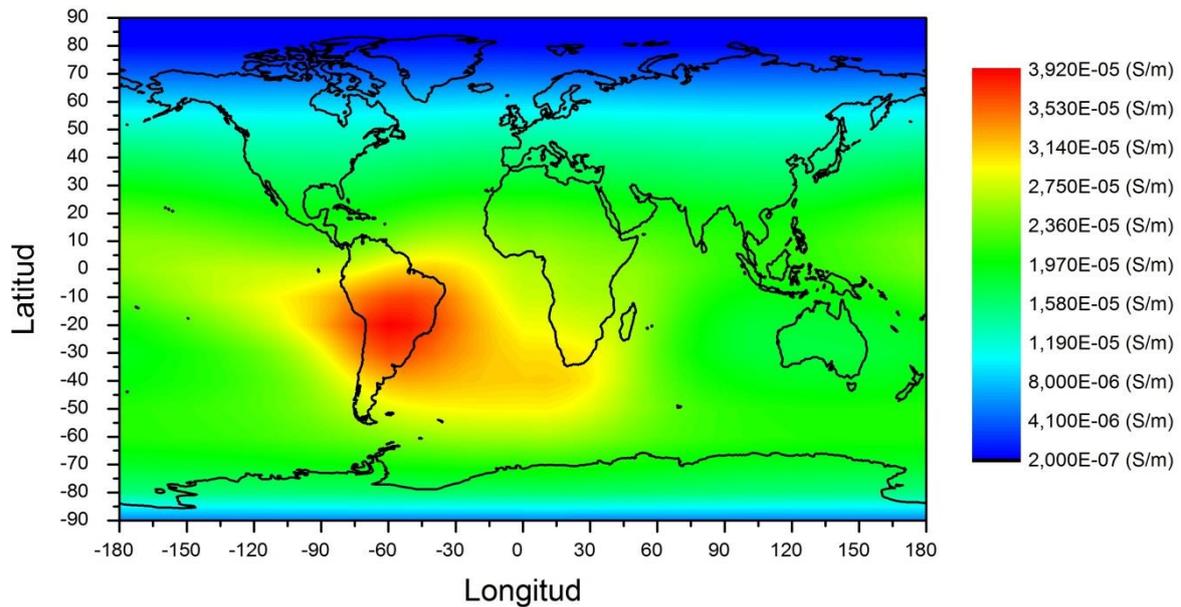


Figura 4.9. Conductividad de Pedersen obtenida con valores de N, Ne y T para las 12 LT, 22 de Noviembre, 2008, y B 2008.

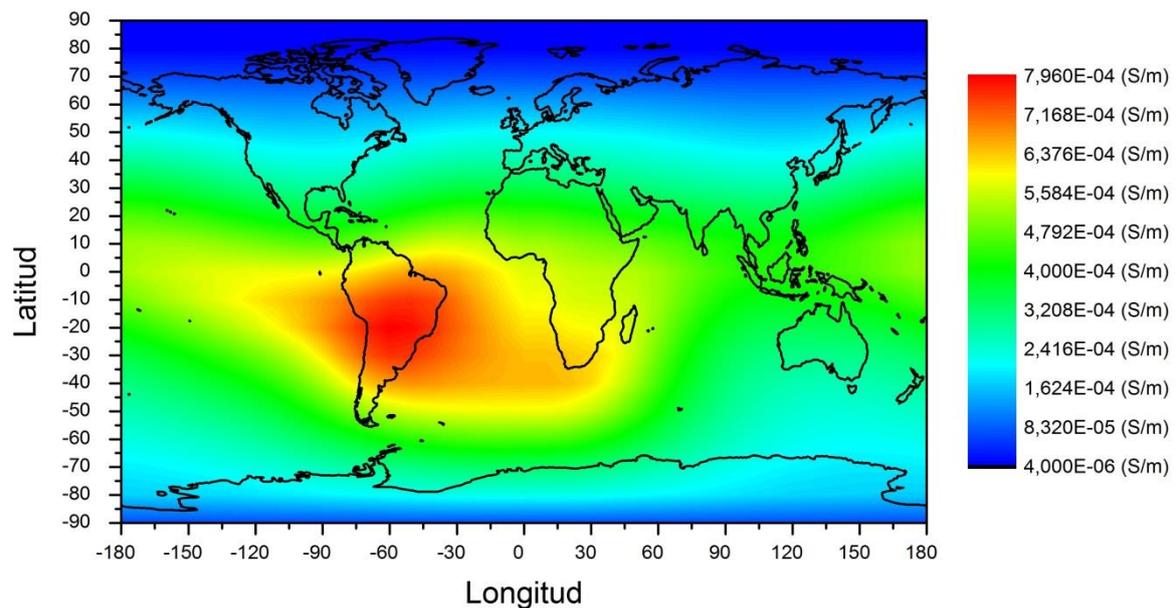


Figura 4.10. Conductividad de Hall obtenida con valores de N, Ne y T para las 12 LT, 22 de Noviembre, 2008, y B 2008.

Repetimos los cálculos de las conductividades para B correspondiente a la disminución del 50% de la componente dipolar. Estas se muestran en las Figuras 4.11 y 4.12. Las Figuras 4.13 y 4.14 muestran las conductividades de Pedersen y de Hall,

respectivamente para un campo cuadrupolar, y de nuevo considerando N, Ne y T iguales a los considerados para el campo de 2008.

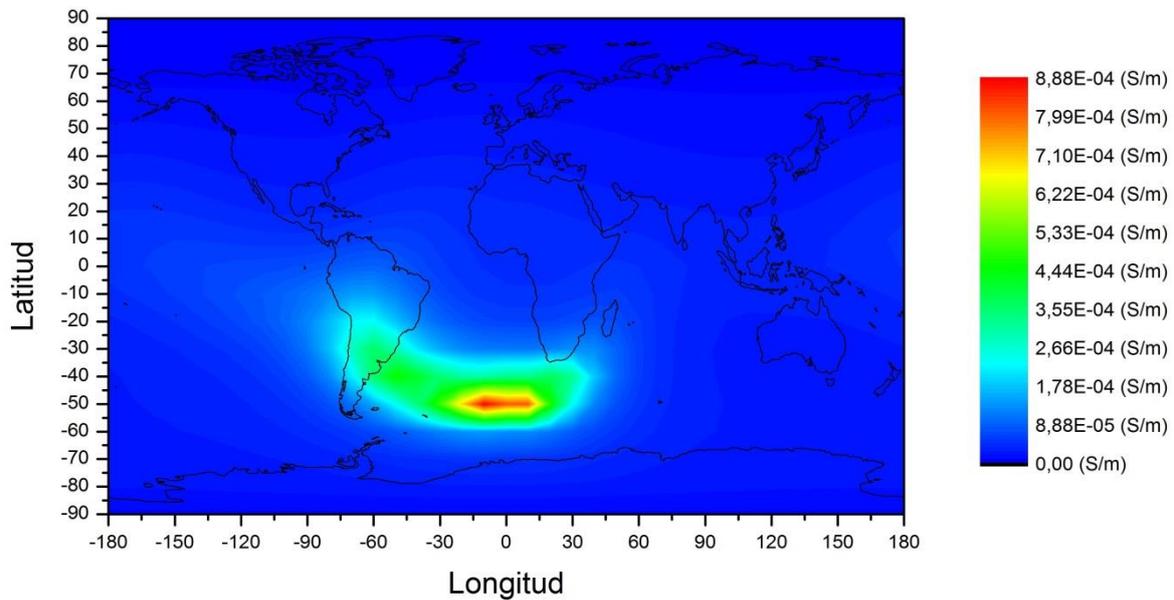


Figura 4.11. Conductividad de Pedersen obtenida con valores de N, Ne y T para las 12 LT, 22 de Noviembre, 2008, y B 2008 con una disminución de 50% de la componente dipolar.

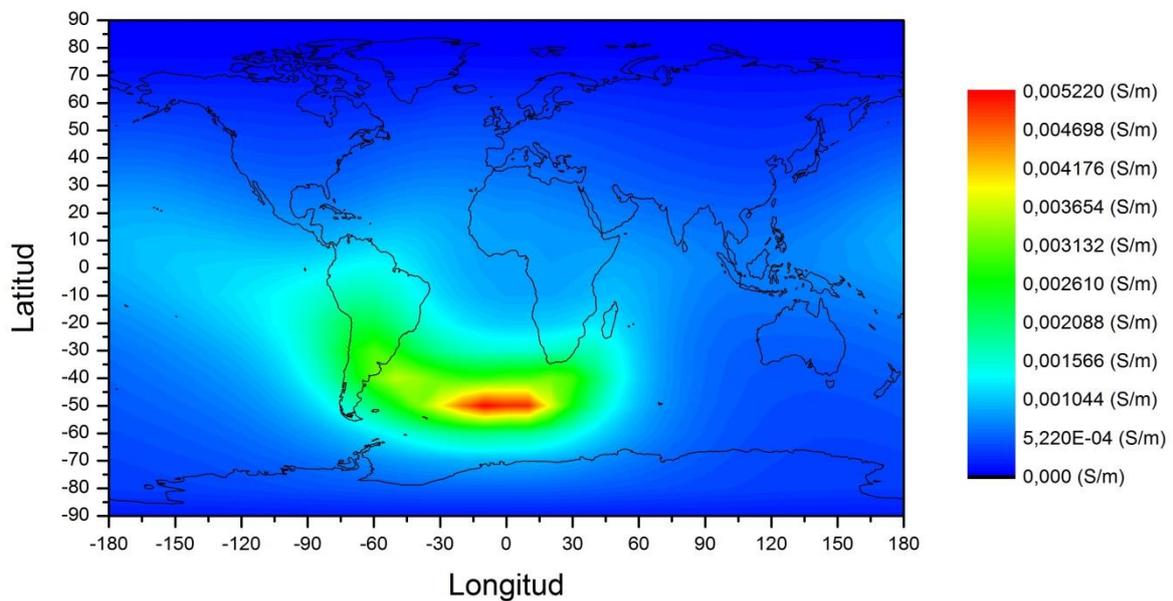


Figura 4.12. Conductividad de Hall obtenida con valores de N, Ne y T para las 12 LT, 22 de Noviembre, 2008, y B 2008 con una disminución de 50% de la componente dipolar.

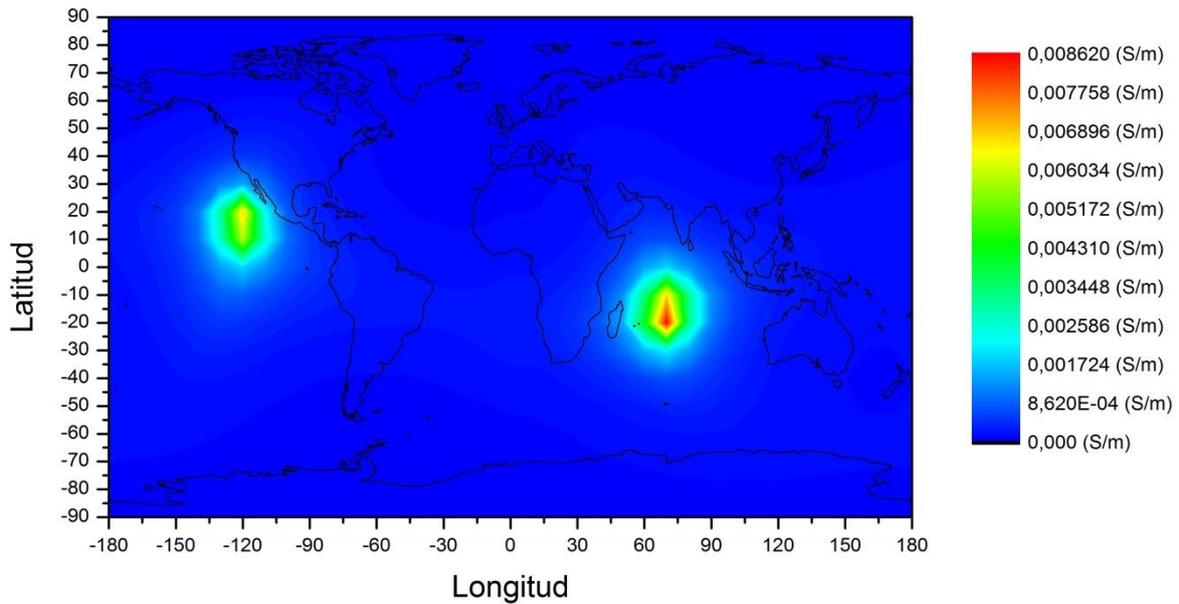


Figura 4.13. Conductividad de Pedersen obtenida con valores de N, Ne y T para las 12 LT, 22 de Noviembre, 2008, y campo cuadrupolar.

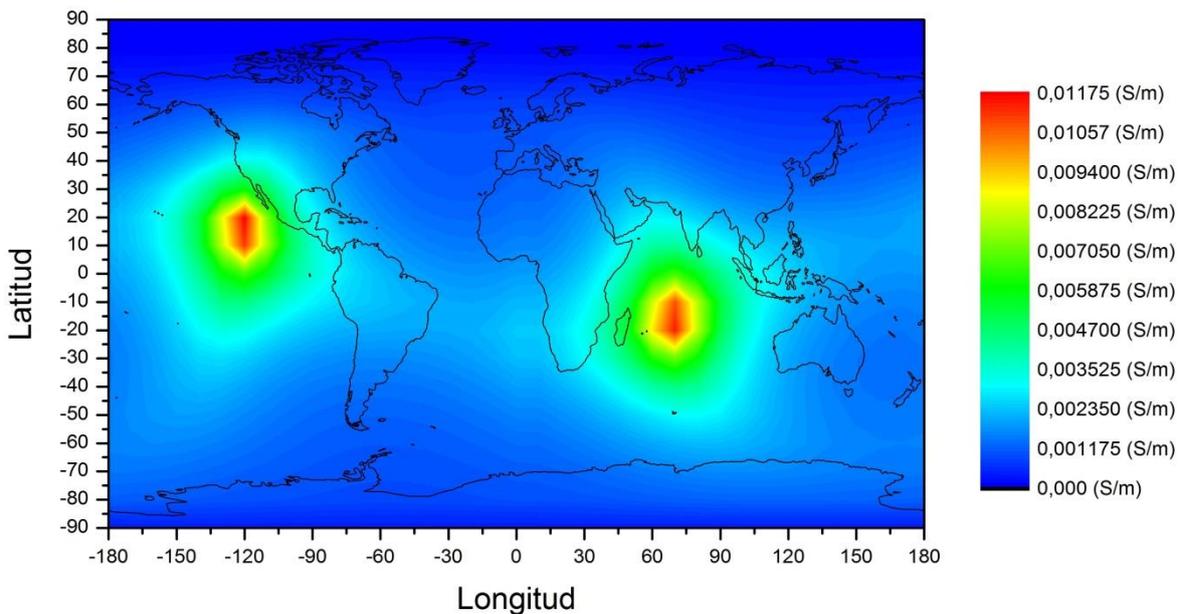


Figura 4.14. Conductividad de Hall obtenida con valores de N, Ne y T para las 12 LT, 22 de Noviembre, 2008, y campo cuadrupolar.

Las conductividades para una configuración cuadrupolar de campo geomagnético son muy distintas a las observadas para 2008. En primer lugar son varios órdenes de magnitud más grandes. Este incremento en el valor de las conductividades podría no ser tan significativo si consideramos que la componente cuadrupolar del campo aumenta con la disminución de la componente dipolar. Se pueden notar dos grandes zonas de alta conductividad debido a la gran disminución del campo magnético en estos lugares. En

segundo lugar, el patrón de distribución espacial ha cambiado debido al cambio de la distribución espacial del nuevo campo.

Otro aspecto que puede notarse es el aumento en la amplitud del rango de valores de B y más aun de las conductividades. Es decir que no sólo hay un aumento en el valor de la conductividad y en su distribución espacial, como se espera de la disminución de B y de una configuración menos dipolar, sino también un aumento en el gradiente espacial. Esto último es consistente con una configuración menos dipolar de campo. Para una dada distancia desde un dipolo, la intensidad de campo varía en un factor 2 como máximo. Para multipolos de mayor orden la situación cambia significativamente (Vogt et al., 2004), siendo mucho menos uniforme espacialmente que un campo dipolar. Este hecho comienza a notarse ya en la primera simulación, que corresponde a la disminución dipolar de 2008, y finalmente es más evidente para el campo cuadrupolar.

4.6 Tamaño de la magnetósfera de la Tierra

La distancia hasta la magnetopausa se puede calcular utilizando el razonamiento presentado en la Sección 2.2. Vamos a hacer simplificaciones de linealidad con respecto al eje de rotación tanto para el dipolo como el cuadrupolo para facilitar estos cálculos.

Usando la solución de Laplace en dos dimensiones del Apéndice A podemos construir el campo magnético dipolar y cuadrupolar, como se muestra en la Figura 4.15, a continuación marcamos la región del espacio donde el campo toma el valor necesario para expulsar el plasma solar. Los coeficientes de momento dipolar y cuadrupolar son extraídos del modelo IGRF.

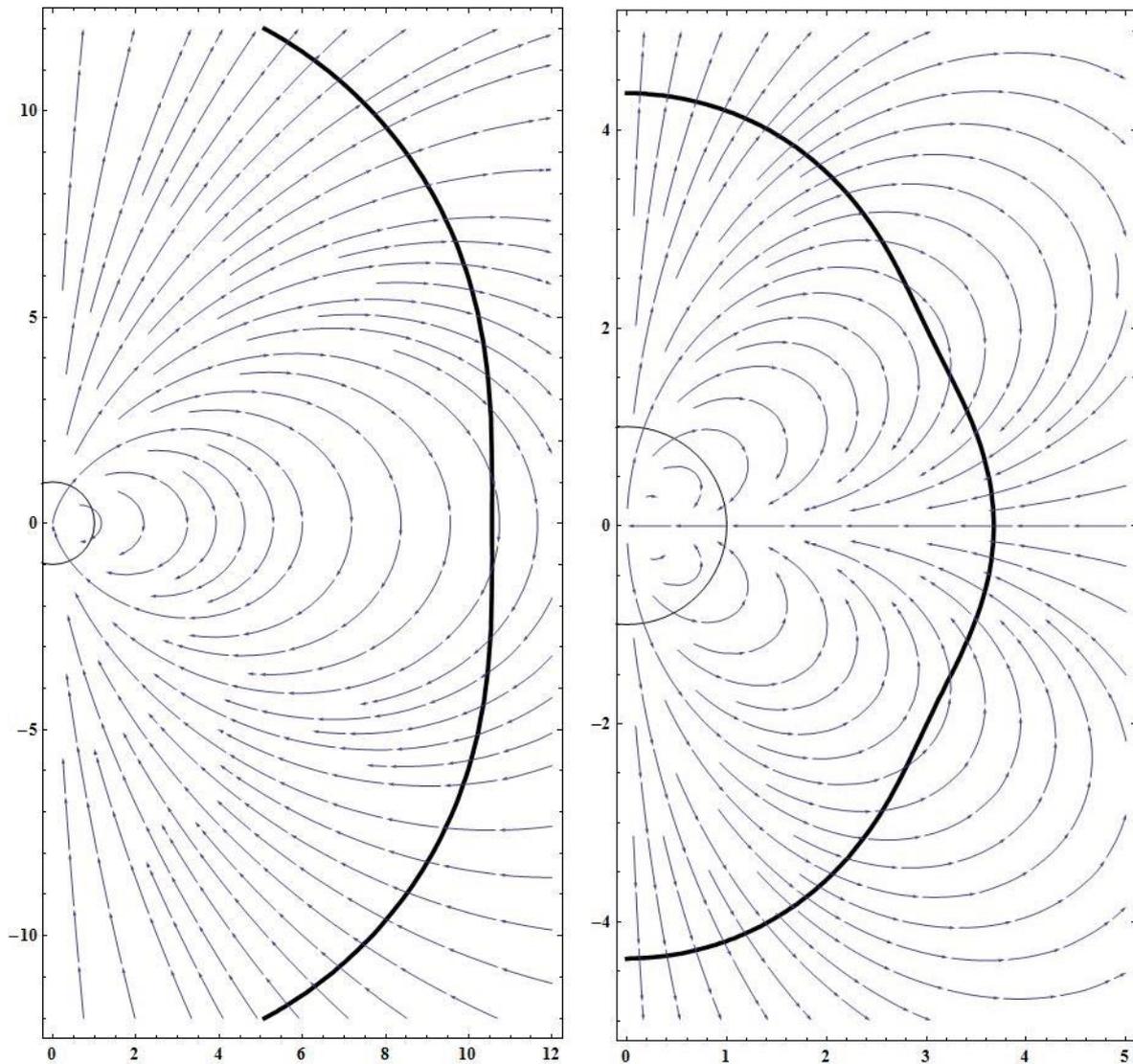


Figura 4.15. Magnetopausa (línea negra) dipolar (izquierda) y cuadrupolar (derecha). Los ejes están en unidades de radios terrestres. La Tierra se muestra como una circunferencia en el origen y las líneas azules muestran la forma del campo magnético en cada configuración.

La distancia hasta la magnetopausa en el caso dipolar, Figura 4.15 (izquierda) es de 10,4 radios terrestres. Para el caso del cuadrupolo, la magnetósfera en dirección al sol tiene una longitud de 3.9 radios terrestres. A los cálculos que se detallaron en el Capítulo 2 se le agregó un factor de 2 en el campo magnético terrestre. Este factor tiene en cuenta la compresión del campo y la deformación del mismo debido a las corrientes presentes en la magnetopausa. Mead (1964), Mead and Beard (1964) y Beard (1964), entre otros autores, estimaron este factor resolviendo el problema de Chapman-Ferraro (Chapman and Ferraro, 1931) que consiste en considerar un viento solar estacionario que incide perpendicularmente sobre un campo dipolar.

La Figura 4.16 muestra en la misma escala tres posiciones de la magnetopausa, agregando la disminución dipolar del 50% con la magnetopausa a 6,7 radios terrestres, se puede notar que la disminución del campo geomagnético reduce considerablemente la distancia a la magnetopausa.

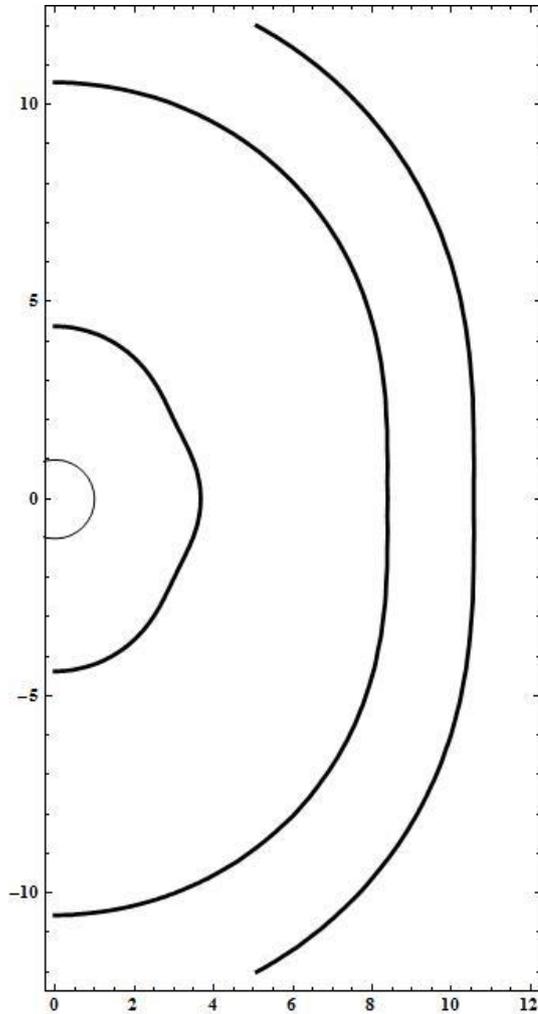


Figura 4.16. Posición de la magnetósfera. Actual (derecha), con una reducción dipolar del 50% (medio) y cuadrupolar (izquierda). La circunferencia del origen representa la Tierra. Los ejes son unidades de radios terrestres.

Capítulo 5

Discusión y conclusiones

5.1 Comparación de los resultados obtenidos con los de otros autores

Hay diversos trabajos que tratan sobre la disminución del campo geomagnético y su influencia en los sistemas naturales de la Tierra. Vamos a comparar nuestros resultados con dos trabajos muy importantes que tratan directamente el tema de esta Tesis: Takeda (1996) y Cnossen et al (2011).

Entre ellos, Cnossen et al. (2011) fueron quienes hicieron un análisis más parecido al nuestro, en el sentido de determinar la posición de la magnetopausa y analizar la distribución espacial de las variaciones de la conductividad. De manera que compararemos de manera más detallada los resultados obtenidos con nuestro método con los resultados de Cnossen et al. (2011) obtenidos con el modelo CMIT (Coupled Magnetosphere-Ionosphere-Thermosphere).

5.1.1 Conductividades de Pedersen y de Hall

En este trabajo se estimaron las variaciones en la conductividad ionosférica para una componente dipolar del campo en 2008 reducido en un 50% más componentes multipolares, y para campo cuadrupolar. Para poder comparar de forma directa las variaciones de conductividad obtenidas con nuestro método, con las obtenidas por Cnossen et al. (2011) debemos considerar una reducción del dipolo en un 25%, y recalculamos los valores de N , N_e y T para 12 UT. De manera que ya no tenemos 12 LT en cada paralelo sino que tendríamos una “instantánea” de todo el planeta a las 12 UT.

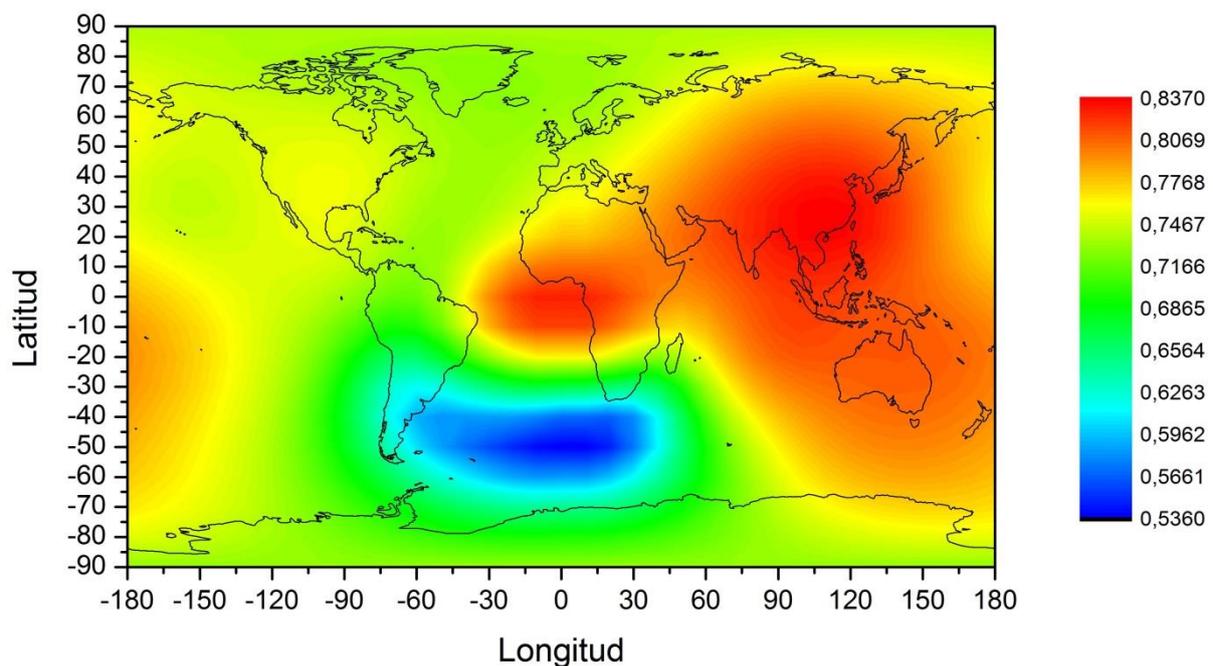
Lo primero que notamos es la diferencia en el gradiente espacial del cociente entre el campo reducido y el valor actual, que se observa en la Figura 5.1. Para una reducción del 25% este cociente está entre un valor máximo de 0.80 y un valor mínimo de 0.55, es decir que para una reducción del 25% en la componente dipolar, el campo total se reducirá entre un 80% y un 55% según la zona del planeta que se considere. Para una reducción dipolar del 50% este cociente varía entre 0.60 y 0.15. El rango en el que varía el campo cuando la contribución dipolar es menor tiene esta forma debido a que las componentes multipolares tienen distintas direcciones en la superficie de la Tierra, y estas se suman vectorialmente, dando como resultado que el valor de la intensidad total no cambie uniformemente como se esperaría en una aproximación donde se considera solo el dipolo. En algunas regiones del planeta las componentes se

suman a la dipolar y en otras se restan, resultando en un mayor o menor porcentaje de reducción en el campo total que el valor original de 25% o 50% aplicado al dipolo.

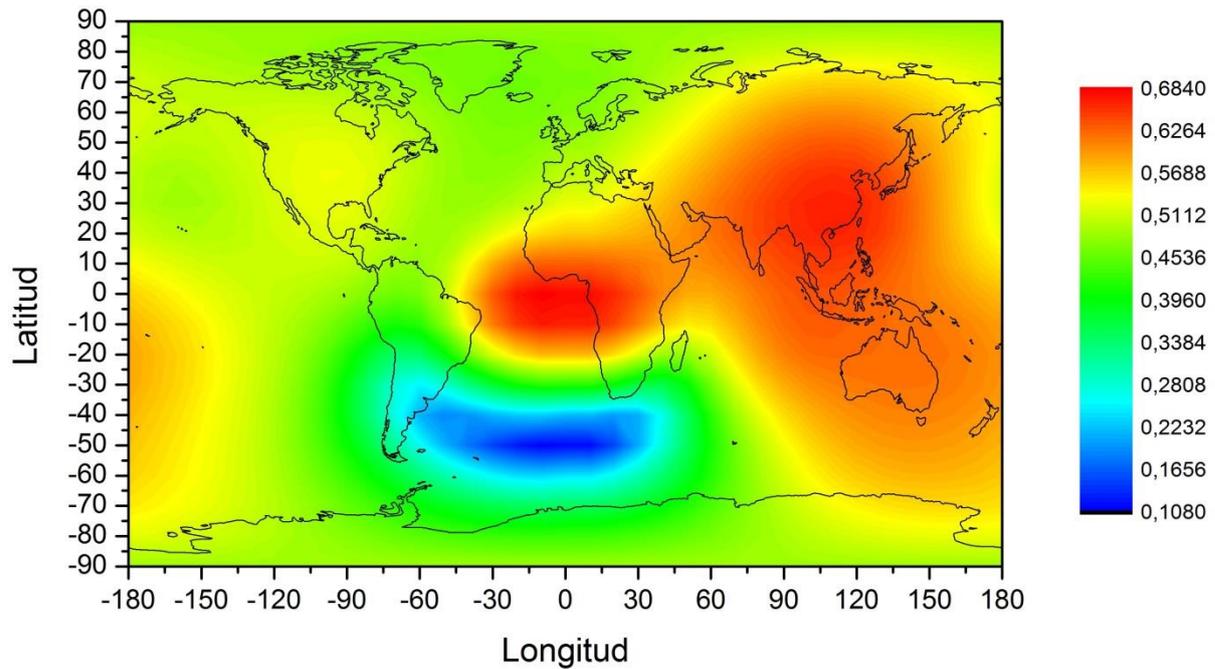
Otro punto a tener en cuenta es que Cnossen et al. (2011) hacen el análisis de variación para la conductancia en vez de conductividad. La conductancia Σ es la conductividad integrada en la altura. Es decir,

$$\Sigma = \int_0^{\infty} \sigma dh \quad 5.1$$

Podemos comparar en forma directa la variación relativa de la conductividad con la de la conductancia si hacemos algunas consideraciones y simplificaciones. El perfil con la altura de la conductividad de Hall tiene su pico en la región E de la ionósfera, de manera que en una primera aproximación se puede estimar la conductancia de Hall como el producto de la conductividad por el espesor de la capa E, Δh , que en general tiene un valor de alrededor de 20 - 30 km (Budnik et al., 1998; Semeter and Doe, 2002). En el caso de la conductancia de Pedersen no es tan simple, pero en una primera aproximación podemos suponer también una relación directa como en el caso de Hall.



(a)

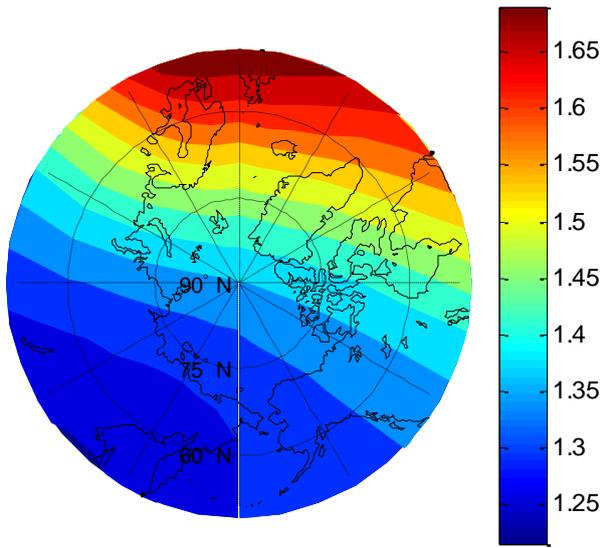


(b)

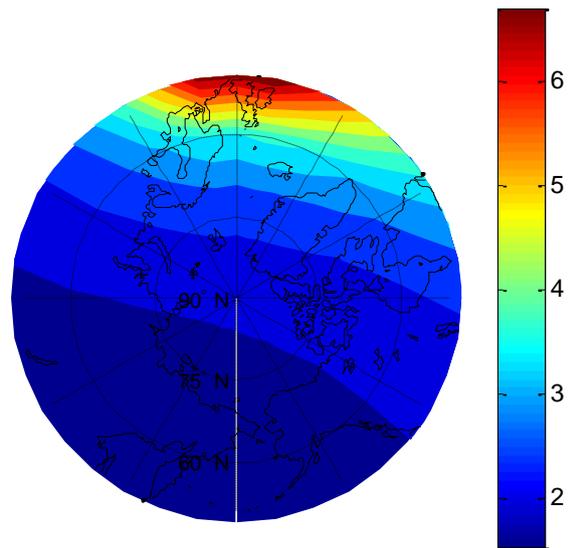
Figura 5.1. Variación espacial del cociente entre (a) B con una reducción del 25% en la componente dipolar y B de 2008, y (b) B con una reducción del 50% en la componente dipolar y B de 2008.

Para poder comparar los resultados de conductividad directamente con los de conductancia de Cnossen et al. (2011), además de considerar sus condiciones como ya se dijo, presentamos nuestros resultados de igual manera que hicieron ellos, como se ve en la Figura 5.2. Para esto promediamos los valores de conductividad del Hemisferio Norte con los del Hemisferio Sur para cada latitud y longitud y mostramos los resultados proyectados en un mapa de coordenadas polares en el rango de latitud 90° - 40° .

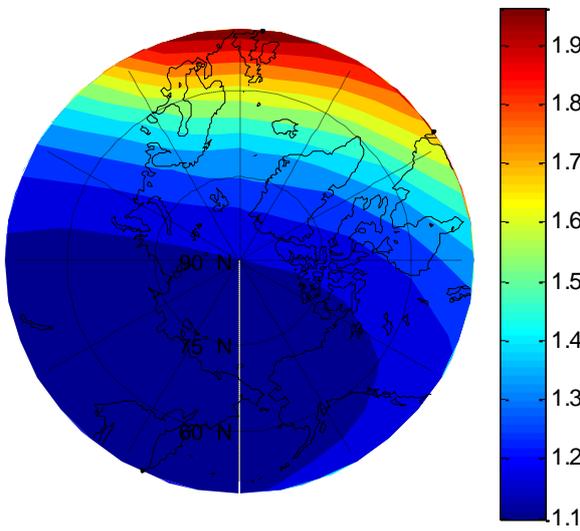
El patrón de variación de conductividad es similar al que obtienen Cnossen et al. (2011) para el caso de la conductancia y esto puede notarse si se compara las Figuras 5.2(a) y (c) con (e) y (f) que son las figuras extraídas de su trabajo. En el caso de una reducción del 50%, que se observa en las Figuras 5.2 (b) y (d), se nota un aumento significativo no solo en el cociente de conductividades, cuyo valor máximo es casi 4 veces mayor en el caso de la conductividad de Hall, y 15 veces mayor en el caso de la conductividad de Pedersen, sino también en el gradiente espacial de los valores del cociente.



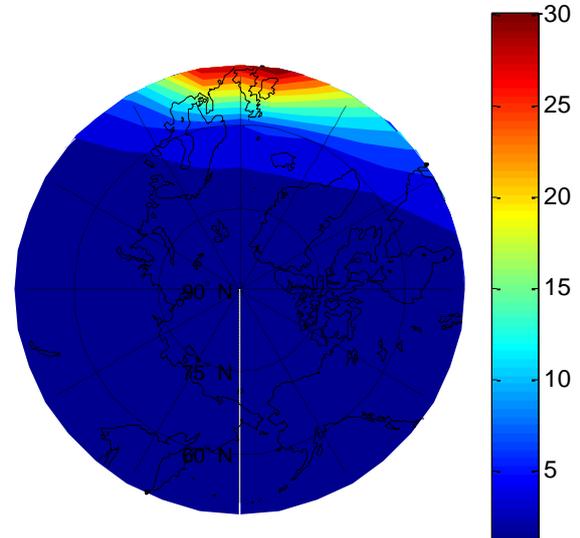
(a)



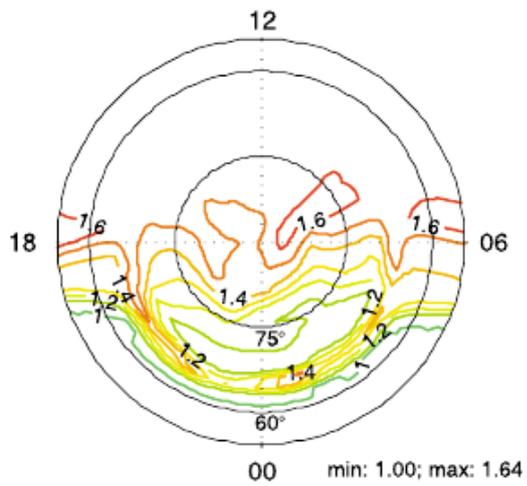
(b)



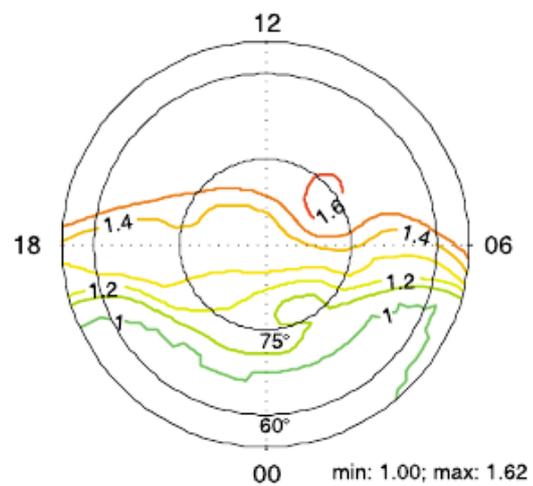
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.2. Cociente entre las conductividades correspondiente a campo magnético reducido y al de 2008 promediando los Hemisferios Norte y Sur: (a) conductividad de Hall con una reducción del 25% en el campo: $\sigma_2(0.75B)/\sigma_2(B)$, (b) conductividad de Hall con una reducción del 50% en el campo: $\sigma_2(0.50B)/\sigma_2(B)$, (c) conductividad de Pedersen para una reducción del 25% en el campo: $\sigma_1(0.75B)/\sigma_1(B)$, y (d) conductividad de Pedersen para una reducción del 50% en el campo: $\sigma_1(0.50B)/\sigma_1(B)$. Las dos últimas (e) y (f) son extraídas del trabajo de Cnossen et al. (2011) y corresponden al mismo cociente de las imágenes (a) y (c). (Nota: Se incluye el mapa del Hemisferio Norte solo como guía).

Es de destacar que aunque solo duplicamos el porcentaje de disminución de la componente dipolar de B con respecto al valor que usan Cnossen et al. (2011), hay un gran aumento en el gradiente espacial del campo resultante y de las conductividades.

Aquí debe señalarse que la región de día (alrededor de los 0° de longitud, donde las 12 UT corresponden a las 12 LT) casi es coincidente con la región donde se produce la mayor disminución del campo magnético. Si estimamos los mismos cocientes que los que se muestran en las Figuras (5.2) pero para las 12 LT en todo el planeta, se obtiene un resultado muy similar al de las 12 UT. Con esto queremos señalar que las variaciones debido a la disminución del campo magnético pueden exceder a aquellas debido a las variaciones diurnas de los otros parámetros que intervienen en la expresión de la conductividad, es decir N, Ne y T.

La diferencia entre considerar LT o UT se notan cuando se grafica las conductividades mismas en vez de la variación relativa. En este caso las curvas de conductividad para las 12 LT resultan curvas concéntricas.

Con respecto al otro trabajo mencionado, que también analiza el efecto de las variaciones seculares del campo geomagnético sobre la conductividad de la ionósfera en particular, este presenta resultados para un punto en particular de la Tierra. Es decir que no analiza la distribución espacial. Takeda (1996), analiza el efecto en las corrientes en la ionósfera utilizando tres escenarios de campo magnético que llama, normal (intensidad similar a la actual), fuerte (intensidad multiplicada por tres) y débil (diez veces menos de la intensidad actual). Considera el campo geomagnético como un dipolo orientado con el eje de rotación de la Tierra, y los escenarios propuestos se consiguen multiplicando el valor local del campo geomagnético por una constante. Takeda (1996) obtiene la variación de varios parámetros ionosféricos en función del cambio del campo magnético, ellos son la altura del pico de las conductividades de Hall y Pedersen, que varían considerablemente entre el campo fuerte y el débil. Analiza el valor de las

conductancias, las diferencias de potencial que crean corrientes y el valor de las corrientes ionosféricas. La posición en la que analiza las conductividades es a 35°N y 135°E bajo condiciones de equinoccio y 12 LT.

La magnitud comparable de esta Tesis con la de Takeda es la conductancia de Hall, que podemos obtener en primera aproximación multiplicando la conductividad por el espesor de la capa E, como se hizo para la comparación con Cnossen et al. (2011). Para el caso de una disminución del campo de 1/10, obtenemos un aumento de la conductancia de Hall en el mismo punto de 8 veces. Takeda obtiene un valor de 26. Una explicación posible para la gran diferencia con el valor aquí obtenido es que para una disminución tan grande del campo, la capa de conducción estaría casi en la capa F con un importante aumento de Ne, que nosotros no tenemos en cuenta en nuestros cálculos (ver Apéndice C).

Otros autores, como Glassmeier et al. (2004) comprueba y propone relaciones de escala entre distintos parámetros que dependen del campo magnético utilizando el momento dipolar de los últimos 800 mil años basado en mediciones paleomagnéticas. Estas relaciones están basadas en la aproximación dipolar del campo geomagnético, y estas son algunas de ellas:

$$\sigma_H \propto B^{-1} \propto M^{-1}$$

$$\Sigma_H \propto M^{-4/3}$$

$$\Sigma_P \propto M^{-1}$$

$$R_{MP} \propto M^{1/3}$$

5.1.2 Distancia de la magnetopausa

Empleando el modelo CMIT, Cnossen et al. (2011) estimaron también la distancia a la magnetopausa para las mismas condiciones que usaron para la conductividad. En la Tabla 5.1 se muestran sus resultados junto con los que se obtuvieron en esta tesis. Cnossen et al. (2011), al usar un modelo complejo que tiene en cuenta variables que no son consideradas en la simplificación teórica que se usó en esta Tesis, hicieron cálculos para distintas estaciones del año de manera que tienen en cuenta las distintas inclinaciones del eje de la Tierra respecto de la línea que la une al Sol. Es por eso que obtienen diferentes resultados para solsticio y equinoccio.

Tabla 5.1. Valores de distancia a la magnetopausa calculados por Cnossen et al. (2011) empleando el modelo CMIT para condiciones de actividad solar media, momento dipolar de la Tierra = $8 \times 10^{22} \text{Am}^2$, Equinoccio de Marzo, y Solsticio de Junio; y valores estimados con la aproximación teórica.

Momento Dipolar	Campo en el Ecuador sobre la superficie de la Tierra	Cnossen et al. (2011)		Aproximación teórica (radios terrestres)
		Equinoccio de Marzo (radios terrestres)	Solsticio de Junio (radios terrestres)	
Valor actual = $8 \times 10^{22} \text{Am}^2$	B = 31000 nT	9.9	10.3	10.0
Reducido en 25% = $6 \times 10^{22} \text{Am}^2$	B = 23250 nT	8.8	9.2	9.5

En nuestro trabajo conseguimos que para una reducción del 50% de la componente dipolar, la magnetopausa se aproxima hasta los 6,7 radios terrestres. Haciendo el cálculo para reducción del 25%, que simulan Cnossen et al. (2011), obtenemos 9,5 radios terrestres, un poco más elevado que sus valores.

5.2 Aspectos interesantes de la variación secular del campo geomagnético

Con la importancia que tiene hoy el tema del Cambio Climático, ya que afecta directamente a los seres vivos y su hábitat, en la búsqueda de los factores que lo originan hubo autores que consideraron las variaciones del campo magnético como una posible causa (Courtilot et al., 1982, 2007; Le Mouel et al., 2005). Esta se sumaría a otros posibles factores de origen natural, como la variación a largo plazo de la irradiancia solar por ejemplo. Actualmente se considera que el factor antropogénico es el principal responsable del cambio observado en el clima desde inicios de la Era Industrial. Existen trabajos que intentan encontrar una relación entre el campo magnético y el clima terrestre. Estos trabajos no son muy precisos debido al poco tiempo, en escala geológica, que se conoce el campo geomagnético con exactitud. Las hipótesis que se manejan están basadas en el movimiento del viento solar en las cercanías de la Tierra, que cambia la temperatura de la atmósfera y afecta directamente a la formación de nubes. Según los registros arqueológicos, se encontró una relación entre la intensidad del campo magnético y el avance de los glaciares (Le Mouel et al.,

2005). Todos los otros estudios no son concluyentes ya que es muy difícil determinar si la actividad antropogénica es la causante de los cambios más recientes.

Otro aspecto interesante sobre el tema del cambio en el campo geomagnético es que llegó al cine mediante dos películas que tratan el tema de maneras distintas. *The Core* (director: Jon Amiel, año: 2003) trata sobre el decaimiento del campo magnético terrestre debido a que el núcleo terrestre está deteniendo su rotación. Y *Absolute Zero* (director: Robert Lee, año: 2006), durante el transcurso de esta película el dipolo magnético rota aproximadamente 90° y produce cambios climáticos extremos, esta película está basada en la idea errónea de que es la dirección del dipolo lo que mantiene el clima frío en los polos, y por esta razón las zonas tropicales se congelan cuando el dipolo cambia su orientación.

5.3 Conclusiones

Durante un periodo de inversión de campo, considerando que la componente cuadrupolar será dominante, la forma del campo será completamente distinta a la observada en la actualidad, tanto en forma como en intensidad (ver Figura 4.4).

Algunos de los efectos esperados de la configuración y valores del campo geomagnético durante período de transición, y también durante una disminución del campo en general son las siguientes:

(1) Las conductividades de Pedersen y de Hall de la ionósfera se verá afectada en su magnitud que aumentará notablemente, en su distribución espacial, y en su gradiente espacial. La conductividad directa σ_0 no se ve afectada por el campo magnético. Los cambios mencionados en las conductividades de Pedersen y de Hall afectarán las corrientes ionosféricas, la dinámica de la ionósfera, el mecanismo de acoplamiento de las capas superiores de la atmósfera, y el acoplamiento con la magnetósfera.

(2) La densidad de electrones y las temperaturas de neutros en la ionósfera se verán ampliamente afectadas por la nueva configuración y valores de campo geomagnético. Si bien en este trabajo no hicimos cálculos de cómo sería la nueva distribución de Ne y T debido a lo complejo de los fenómenos y la química de las reacciones tanto de ionización como de recombinación, los cambios predecibles en una primera aproximación serían el aumento de densidad de electrones tanto en los polos como en la zona ecuatorial y esto aumentaría también la temperatura en dichas zonas. Por otro lado el cambio en la conductividad de Pedersen facilita la conducción eléctrica en la dirección Este-Oeste, de esta forma habría un cambio en la forma de las corrientes Sq (que se mencionaron en el Capítulo 3). Hacer un cálculo para estimar la forma de estas corrientes es complejo aún en la actualidad, pero se puede pensar en la aparición de dos electrochorros debido a los dos ecuadores magnéticos mencionados en el Capítulo 4.

(3) La conductividad de Hall es la responsable de la conducción en el eje vertical a la superficie terrestre, perpendicular a los campos magnéticos y eléctricos, por esta razón, en las zonas donde el campo magnético disminuye considerablemente y la conductividad aumenta hasta un orden de magnitud (Figura 4.10), en estas regiones las partículas van a moverse con gran facilidad en el eje vertical, cambiando completamente las corrientes y la forma en las que interaccionan la ionósfera y la magnetósfera.

(4) La magnetopausa se acercará haciendo que el ingreso de partículas solares de alta energía sea mucho mayor; actualmente la magnetopausa se encuentra a más del doble de la distancia predicha en campo cuadrupolar. Existen muchos satélites artificiales de comunicación que quedarían expuestos al medio interplanetario cuando esto suceda, sin

dudas esto afectará completamente su funcionamiento ya que no están equipados para las condiciones extremas del viento solar.

(5) Utilizando la teoría geodínamo expuesta en el primer capítulo y el mapa de inclinación durante configuración cuadrupolar que se muestra en la Figura 4.5, se puede pensar en el flujo del material del núcleo externo como circular en las zonas donde el campo magnético es vertical a la superficie. Esto puede verse en la Figura 5.3 donde las líneas negras indican las el sentido de las corrientes en el núcleo líquido de la Tierra. Esta teoría se debe profundizar utilizando magnetohidrodinámica y un perfil en tres dimensiones del movimiento en el núcleo externo. El campo actual es generado por movimiento en forma cilíndrica del fluido (ver Figura 1.4), el movimiento propuesto en dos dimensiones sería la forma lógica de crear los campos que se observarían en una configuración cuadrupolar del campo geomagnético.

(6) En configuración cuadrupolar se crean cuatro polos magnéticos. En la Figura 5.3 los polos corresponden a las zonas azules y rojas. En esta situación se perdería la referencia magnética que actualmente utilizan las brújulas. Si bien el norte geográfico y el magnético no son el mismo, la brújula es muy útil para la navegación en tierra y mar. La dirección que marcaran las brújulas en el caso propuesto para este trabajo dependerá de la posición geográfica donde se encuentre, uniendo los dos polos más cercanos como norte y sur.

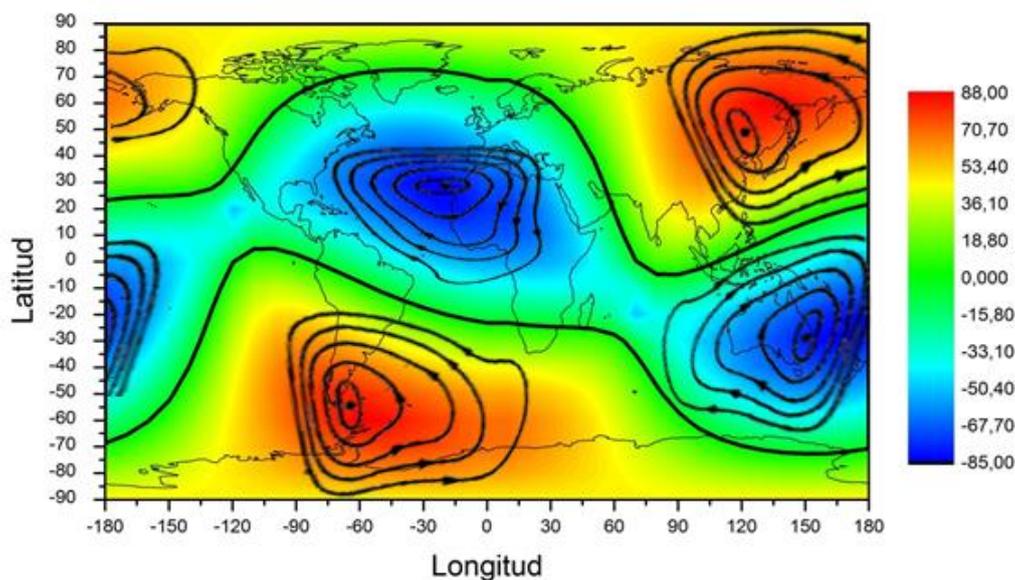


Figura 5.3. Inclinación del campo geomagnético para un campo cuadrupolar. Las líneas negras indican las el sentido de las corrientes en el núcleo líquido de la Tierra bajo esta situación que correspondería a la época durante una inversión

(7) Los cinturones de Van Allen se dividirán en dos partes debido a la forma del campo (Figura 5.3), una por arriba del ecuador magnético y otra por debajo, en la zona central se cerrarían los nuevos cinturones por donde las líneas serían verticales a la superficie del planeta. Estas zonas de alta concentración de partículas cargadas también perjudicará cualquier instrumento artificial que no esté preparado para estas condiciones.

(8) Sobre el ecuador geográfico se creará una nueva zona por donde las líneas magnéticas toquen la superficie terrestre, al igual que los círculos polares en la actualidad, en estos lugares donde el campo magnético es vertical se facilita el ingreso partículas cargadas atrapadas en la magnetósfera y del viento solar, principalmente durante eventos solares, esto puede facilitar la formación de auroras en latitudes ecuatoriales. Durante estos periodos de tormentas solares se ven altamente afectadas las comunicaciones inalámbricas y se producen daños en las líneas de alta tensión que proveen energía eléctrica a todas las ciudades. Estos comportamientos se observan en la actualidad en las zonas polares.

En un intento de predecir cuándo se produciría la próxima inversión de campo utilizamos los coeficientes de Gauss del modelo IGRF que son indicadores de la variación secular del campo geomagnético. Se tienen registros de las componentes dipolares y cuadrupolares desde el año 1900. Utilizando el primer coeficiente de la suma, correspondiente al dipolo alineado con el eje de rotación, se puede estimar una época para la próxima inversión del campo. En la Figura 5.4 se muestra la variación de este valor durante los últimos cien años.

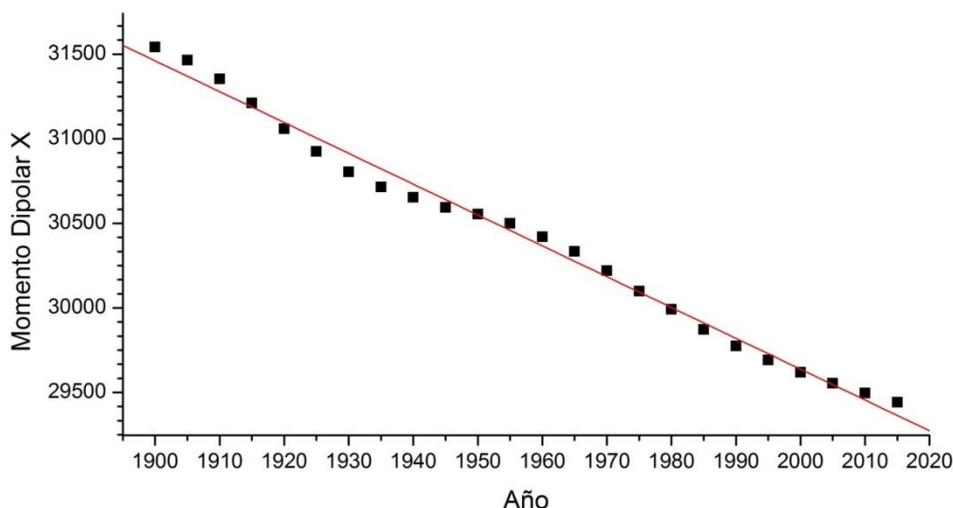


Figura 5.4. Momento dipolar (primer coeficiente de Gauss) extraído de modelo IGRF para el periodo 1900-2015, con valores cada 5 años. La línea roja muestra una regresión lineal para los datos.

El primer coeficiente de Gauss muestra un decaimiento de 6.3% cada cien años, se puede notar también una oscilación alrededor de la regresión lineal (línea roja en la Figura 5.3). Si el momento dipolar continúa su decaimiento como en los últimos cien años, esta componente llegaría a cero cerca del año 3700 A.D.

5.4 Líneas Futuras

Son numerosas las líneas de investigación que pueden seguirse en la temática de esta Tesis, ligadas fundamentalmente al Paleomagnetismo, a la Geofísica en general, y a la Física Espacial.

En particular se detallan las líneas de mayor interés.

(1) Efecto de las variaciones seculares del campo geomagnético sobre la conductividad de la ionosfera incluyendo ahora la variación de los parámetros que se consideraron constantes en esta Tesis (N_e , N y T). También las consecuencias del nivel de actividad solar sobre los efectos que producen las variaciones seculares del campo geomagnético, es otro aspecto importante a tener en cuenta.

(2) Efecto de las variaciones seculares del campo geomagnético sobre otros parámetros y características de la ionosfera, como el drift $E \times B$, la anomalía de la ionosfera ecuatorial (EIA), las corrientes ionosféricas, etc.

(3) Efecto de las variaciones seculares del campo geomagnético en su interacción con el medio interplanetario. Utilizando planteos y ecuaciones de la magnetohidrodinámica se pueden estimar parámetros característicos de la magnetosfera como su tamaño, cinturones de Van Allen, posición de los círculos polares, tamaño de la cola de la magnetosfera, formación de auroras, etc.

(4) Determinación del perfil de movimiento del núcleo externo (o líquido) de la Tierra empleando teorías y modelos. Utilizando las variaciones en los coeficientes de Gauss podremos entender de manera más precisa el movimiento de la geodínamo para producir el campo tal como se lo conoce y tener una idea acertada de los mecanismos de inversión del campo geomagnético.

(5) Posible relación entre el campo geomagnético y tendencias de largo plazo del clima en distintas partes del planeta.

Apéndice A:

Solución de la ecuación de Laplace

La ecuación de Laplace tiene la forma

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{A.1}$$

$$\text{Div}(\text{grad } \Phi) = \nabla^2 U \quad \text{A.2}$$

En coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) se puede escribir

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\Phi) + \frac{1}{r^2 \cdot \text{Sen } \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\text{Sen } \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \cdot \text{Sen}^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} = 0 \quad \text{A.3}$$

Suponemos que el potencial Φ es una función de variables separables

$$\Phi = \frac{U(r)}{r} P(\theta) Q(\phi) \quad \text{A.4}$$

Entonces el laplaciano con la función separada queda

$$PQ \frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{UQ}{r^2 \cdot \text{Sen } \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\text{Sen } \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \frac{UP}{r^2 \cdot \text{Sen}^2 \theta} \cdot \frac{d^2 Q}{d\phi^2} = 0 \quad \text{A.5}$$

Multiplicamos por $r^2 \cdot \text{sen}^2 \theta / UPQ$

$$r^2 \cdot \text{Sen}^2 \theta \left[\frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r^2 \cdot P \cdot \text{Sen } \theta} \cdot \frac{d}{d\theta} \left(\text{Sen } \theta \frac{dP}{d\theta} \right) \right] + \frac{1}{Q} \cdot \frac{d^2 Q}{d\phi^2} = 0 \quad \text{A.6}$$

De esta manera se tiene la dependencia con ϕ solo en el último término. Por la forma de la ecuación, la solución debe ser una constante, que vamos a llamar $-m^2$

$$\frac{1}{Q} \cdot \frac{d^2 Q}{d\phi^2} = -m^2 \quad \text{A.7}$$

La solución viene dada por

$$Q = e^{\pm im\phi} \quad \text{A.8}$$

En donde m debe ser un entero. Por el otro lado se tiene una ecuación de r y θ , si suponemos $m=0$ entonces tenemos un caso de simetría en ϕ , de esta manera podemos escribir un potencial

$$\Phi(r, \theta) = U(r) \cdot P(\theta) \quad \text{A.9}$$

Volviendo al laplaciano de este potencial podemos llegar a la conclusión que la parte dependiente de r y la parte de θ deben ser constantes opuestas.

La solución para la componente radial

$$U_n(r) = A_n r^n + \frac{B_n}{r^{n+1}} \quad \text{A.10}$$

Para θ

$$\frac{1}{P(\theta) \cdot \text{Sen } \theta} \cdot \frac{d}{d\theta} \left(\text{Sen } \theta \frac{dP(\theta)}{d\theta} \right) = -K \quad \text{A.11}$$

Como n es una incógnita, a $U_n(r)$ lo multiplico por r^2 y respecto de r

$$\frac{dU_n(r)}{dr} = A_n \cdot n \cdot r^{n-1} - (n+1) \frac{B_n}{r^{n+2}} \quad \text{A.12}$$

Se demuestra entonces que

$$\frac{1}{U(r)} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU(r)}{dr} \right) = n(n+1) = K \quad \text{A.13}$$

Como la contribución en θ es la opuesta a la radial

$$\frac{1}{P(\theta) \cdot \text{Sen } \theta} \cdot \frac{d}{d\theta} \left(\text{Sen } \theta \frac{dP(\theta)}{d\theta} \right) = -n(n+1) = -K \quad \text{A.14}$$

Juntando las funciones para conseguir la solución en P

$$\frac{1}{\text{Sen } \theta} \cdot \frac{d}{d\theta} \left(\text{Sen } \theta \frac{dP(\theta)}{d\theta} \right) + n(n+1) \cdot P(\theta) = 0 \quad \text{A.15}$$

Donde la solución a esta ecuación está tabulada y se conoce como “polinomios asociados de Legendre”. Entonces la solución para el caso de simetría en ϕ .

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n r^n + \frac{B_n}{r^{n+1}} \right) \cdot P_n(\cos \theta) \quad \text{A.16}$$

Los coeficientes $P_n(\cos \theta)$ están tabulados.

En el caso general en el que $m \neq 0$ se necesita una generalización $P_n(\cos \theta)$ en la cual se pueda variar m y n en forma arbitraria. En este caso se encuentra como solución los armónicos esféricos. Entonces la solución general en las tres variables

$$\Phi(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left(A_{n m} r^n + \frac{B_{n m}}{r^{n+1}} \right) \cdot P_n^m(\theta, \phi) \quad \text{A.17}$$

(Fuente: Classical Electrodynamics, J.Jackson)

Apéndice B

Modelos empíricos

IRI-2012 (International Reference Ionosphere):

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 (dispersión de Thomson), satélites y cohetes. El modelo es capaz de calcular para cualquier posición en la Tierra 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.

NRLMSISE-00 (Naval Research Laboratory, Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar, Exosphere):

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 atmosfera desde el nivel del suelo basándose en teoría propuesta por Labitzke et al., 1985. Esta teoría está respaldada por mediciones de tubos de Pitot, esferas de caída libre y los modelos más modernos usan datos satelitales y radares de dispersión incoherente. 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.

IGRF (International Geomagnetic Reference Field):

Ya nombramos este modelo en capítulo 1. 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 (producido por la Tierra) en cualquier posición.

$$U(r, \theta, \phi, t) = R \sum_{n=1}^{13} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=1}^n (g_n^m(t) \cos m\phi + h_n^m(t) \text{sen}(m\phi)) P_n^m(\theta)$$

El modelo es desarrollado por la IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy), utiliza mediciones de estaciones en tierra y satélites para encontrar los coeficientes de Gauss. El modelo más actual, 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.

Apéndice C

Estimación del nivel de la capa de conducción de la ionósfera

Algo a tener en cuenta cuando uno analiza la conductividad máxima en la ionósfera, o cuando se analiza la conductancia, es que la altura donde se da el pico de la conductividad aumenta con la disminución de B. De esta manera la capa conductora pasa a niveles más altos, eventualmente alcanzando la capa F de la ionósfera (Rishbeth, 1985).

La variación de la altura donde se da la mayor conductividad puede obtenerse usando algunas suposiciones que simplifican la determinación de esta altura (Rishbeth, 1985). Una simplificación que se puede hacer es suponer una atmósfera isotérmica en equilibrio hidrostático. En este caso N a la altura h, N(h), estaría dado por

$$N(h) = N_0 e^{-\frac{h-h_0}{H}} \quad \text{C.1}$$

donde h_0 es una altura de referencia a la cual N toma el valor N_0 . Es decir $N(h_0) = N_0$, H es la altura de escala dada por

$$H = \frac{kT}{mg} \quad \text{C.2}$$

En este caso H sería constante y resulta ~ 10 km para valores de T alrededor de los que usamos en este trabajo.

El rango de altura en el cual se encuentra la capa de conducción está entre los niveles h_e y h_i que, como vimos en el Capítulo 3, son las alturas a las que $v_e = \omega e$ y $v_i = \omega i$ respectivamente. Usando las Ecuaciones (4.5) y (4.6) para las frecuencias de colisión obtenemos

$$h_e = 100 - H \log(e) - H \log(B) + H \log(m_e 5,4 \times 10^{-10} T^{1/2} N_0) \quad \text{1.4}$$

$$h_i = 100 - H \log(e) - H \log(B) + H \log(m_i 2,6 \times 10^{-9} M^{-1/2} N_0) \quad \text{1.5}$$

Considerando una variación en B dada por $\Delta B = \alpha B$, donde el factor α es -0.50 en nuestro caso y -0.25 en el caso de Cnossen et al. [2011], h_e y h_i se verían incrementadas por una cantidad Δh_e y Δh_i dada por

$$\Delta h_e = \Delta h_i = -H[\log(B + \Delta B) - \log(B)] = H \log \frac{B}{B + \Delta B} = H \log \frac{1}{1 - \alpha} \quad \text{1.6}$$

Como $1/(1-\alpha) > 1$ una disminución en B eleva ambas alturas, h_e y h_i . Para una reducción de 50% en B Δh_e y Δh_i resultarían $\sim 0.7H$, y para una reducción del 25% $\sim 0.3H$ es decir que h_e y h_i se elevarían ~ 3 km y ~ 7 km respectivamente. En ambos casos la capa conductora estará lejos aún de la región F.

Bibliografía

- Wallace, H. C. (2001), *Earth Magnetism: A Guided Tour through Magnetic Fields*, Academic Press, Massachusetts, USA, 151 pp.
- Courtillot, V. (1999), *Evolutionary Catastrophes: The Science of Mass Extinction*, Cambridge University Press, New York, USA, 173 pp.
- Glassmeier, K. H., H. Soffel and J. F.W. Negendank (2009), *Geomagnetic Field Variations*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 213 pp.
- Gubbins, D., Herrero-Bervera, E. (2007), *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*, Springer, 1054 pp
- Hargreaves, J. K. (1992), *The solar-terrestrial environment. An introduction to geospace - the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere.*, University of Lancaster, Cambridge University Press, Lancaster, United Kingdom, 414 pp.
- Jacobs, J.A. (1994), *Reversals of the Earth's Magnetic Field*, Cambridge University Press, New York, USA, 346 pp.
- Jursa, Adolph (1985), *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Air Force Geophysics Laboratory, Air Force Systems Command, United States Air Force, 986 pp.
- Kallenrode, M.B. (2004), *Space Physics. An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 482 pp.
- Kelley, Michael C. (2009), *The earth's ionosphere: plasma physics and electrodynamics*, Elsevier, USA, 556 pp.
- Matsushita S., Campbell W. H. (1967), *Physics of Geomagnetic Phenomena*, Academic Press, New York, USA, 623 pp.

Merrill, R.T., M.W. McElhinny and P.L. McFadden (1996), *The Magnetic Field of the Earth. Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle*, International Geophysics Series, Vol. 63, Academic Press, California, USA, 531 pp.

Rishbeth, H., and O.K. Garriott (1969), *Introduction to ionospheric physics*, Academic Press, New York, USA, 331 pp.

Schunk, R.W. and A.F. Nagy (2009), *Ionospheres. Physics, Plasma Physics, and Chemistry*, Cambridge University Press, New York, USA, 628 pp.

Volland, Hans (1984), *Atmospheric Electrodynamics*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 200 pp.1

Yohsuke K., Abraham C.-L. (2007), *Handbook of the Solar-Terrestrial Environment*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 539 pp.

Referencias

- Amit, H., R. Leonhardt, and J. Wicht (2010), Polarity reversals from paleomagnetic observations and numerical dynamos simulations, *Space Sci. Rev.*, 155, 293–335, doi:10.1007/s11214-010-9695-2.
- Beard, D. B., The solar wind geomagnetic field boundary, *Rev. Geophys.*, 2, 335-365, 1964.
- Bilitza, D., D. Altadill, Y. Zhang, C. Mertens, V. Truhlik, P. Richards, L.-A. McKinnell, and B. Reinisch (2014), The International Reference Ionosphere 2012 - a model of international collaboration, *J. Space Weather Space Clim.*, 4, 1-12, doi:10.1051/swsc/2014004.
- Budnik, F., M. Stellmacher, KH. Glassmeier, and S.C. Buchert, (1998), Ionospheric conductance distribution and MHD wave structure: observation and model, *Ann. Geophys.* 16, 140-147, doi:10.1007/s00585-998-0140-8.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 36, 77–97, doi:10.1029/TE036i002p00077, 1931.
- Clement, B.M. (2004), Dependence of the duration of geomagnetic polarity reversals on site latitude, *Nature* 428, 637-640, doi:10.1038/nature02459.
- Cnossen, I., and A.D. Richmond (2008), Modelling the effects of changes in the Earth's magnetic field from 1957 to 1997 on the ionospheric hmF2 and foF2 parameters, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 70, 1512–1524, doi:10.1016/j.jastp.2008.05.003.
- Cnossen, I., A.D. Richmond, M. Wiltberger, W.Wang, and P. Schmitt (2011), The response of the coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere system to a 25% reduction in the dipole moment of the Earth's magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 116, A12304, doi:10.1029/2011JA017063.

Cnossen, I., A.D. Richmond, and M. Wiltberger (2012), The dependence of the coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere system on the Earth's magnetic dipole moment, *J. Geophys. Res.*, 117, A05302, doi:10.1029/2012JA017555.

Cnossen, I. (2014), The importance of geomagnetic field changes versus rising CO₂ levels for long-term change in the upper atmosphere, *J. Space Weather Space Clim.*, 4, A18, doi:10.1051/swsc/2014016.

Courtillot, V., J. L. Le Mouél, J. Ducruix and A. Cazevane (1982), Geomagnetic secular variation as a precursor of climatic change, *Nature* 297, 386 - 387.

Courtillot, V., Y. Gallet, J.L. Le Mouél, F. Fluteau and A. Genevey (2007), Are there connections between the Earth's magnetic field and climate?, *Earth and Planetary Science Letters* 253, 328–339.

Elias, A.G., and N. Ortiz de Adler (2006), Earth magnetic field and geomagnetic activity effects on long term trends in the F2 layer at mid-high latitudes, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 68, 1871–1878, doi:10.1016/j.jastp.2006.02.008.

Elias, A.G. (2009), Trends in the F2 ionospheric layer due to long-term variations in the Earth's magnetic field, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 71, 1602–1609, doi:10.1016/j.jastp.2009.05.014.

Foppiano, A.J., L. Cid, and V. Jara (1999), Ionospheric long-term trends for South American mid-latitudes, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 61, 717-723, doi:10.1016/S1364-6826(99)00025-5.

Glassmeier, K.H., J. Vogt, A. Stadelmann, and S. Buchert (2004), Concerning long-term geomagnetic variations and space climatology, *Ann. Geophys.*, 22(10), 3669–3677, doi:10.5194/angeo-22-3669-2004.

Glassmeier, K.H., H. Soffel and J.F.W. Negendank (2009a), *Geomagnetic Field Variations*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 213 pp.

- Glassmeier, K.H., O. Richter, J. Vogt, P. Mobus, and A. Schwalb (2009b), The sun, geomagnetic polarity transitions, and possible biospheric effects: review and illustrating model, *Int. J. Astrobiol.*, 8, 147–159, doi:10.1017/S1473550409990073.
- Haagmans, R., R. Bock, and H. Rider (2013), SWARM. ESA's magnetic field mission, ESA Communications Productions, European Space Agency, 17 pp.
- Jacobs, J.A. (1994), *Reversals of the Earth's Magnetic Field*, Cambridge University Press, New York, USA, 346 pp.
- Le Mouél, J.L., J.L. Kossobokov and V. Courtillot (2005), On long-term variations of simple geomagnetic indices and slow changes in magnetospheric currents. The emergence of anthropogenic global warming after 1990, *Earth Planet. Sci. Lett.* 232, 273–286.
- Mead, C. D. (1964), Deformation of the geomagnetic field by the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 69, 1181-1195.
- Mead, C.D. and D.B. Beard (1964), Shape of the Geomagnetic Field Solar Wind Boundary, *J. Geophys. Res.*, 69, 1169-1179.
- Merrill, R.T., M.W. McElhinny, and P.L. McFadden (1996), *The Magnetic Field of the Earth*, Academic Press, San Diego, California.
- Olson, P.L., G.A. Glatzmaier, and R.S. Coe (2011), Complex polarity reversals in a geodynamo model, *Earth and Planetary Science Letters*, 304, 168–179, doi:10.1016/j.epsl.2011.01.031.
- Picone, J.M., A.E. Hedin, D.P. Drob, and A.C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, 107(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430.
- Richmond, A. D. (1995), Ionospheric electrodynamics, in *Handbook of Atmospheric Electrodynamics* edited by H. Volland, vol. 2, pp. 249–290, CRC Press, Boca Raton, Florida.

- Richmond, A.D. and J. P. Thayer (2000), Ionospheric Electrodynamics: A Tutorial, in Magnetospheric Current Systems, Geophysical Monograph, Vol. 118, pp. 131-146. (eds S.I. Ohtani, R. Fujii, M. Hesse and R. L. Lysak), American Geophysical Union, Washington, DC, doi:10.1029/GM118p0131.
- Rishbeth, H., and O.K. Garriott (1969), Introduction to ionospheric physics, Academic Press, New York, USA, 331 pp.
- Rishbeth, H. (1985), The quadrupole ionosphere, *Ann. Geophys.*, 3, 293-298.
- Semeter, J. and R. Doe (2002), On the proper interpretation of ionospheric conductance estimated through satellite photometry, *J. Geophys. Res.* 107, A8, doi:10.1029/2001JA009101.
- Siscoe, G. L., and C.K. Chen (1975), The paleomagnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 80(34), 4675–4680, doi:10.1029/JA080i034p04675.
- Takeda, M. (1996), Effects of the strength of the geomagnetic main field on the dynamo action in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 7875-7880, doi:10.1029/95JA03807.
- Thebault, E., C.C. Finlay, C. Beggan, P. Alken, J. Aubert, et al. (2015), International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation, *Earth, Planets and Space*, 67:79, doi:10.1186/s40623-015-0228-9.
- Valet, J.P., A. Fournier, V. Courtillot, and E. Herrero-Bervera (2012), Dynamical similarity of geomagnetic field reversals, *Nature* 490, 89–93, doi:10.1038/nature11491.
- Vogt, J., B. Zieger, A. Stadelmann, K.-H. Glassmeier, T. I. Gombosi, K. C. Hansen, and A. J. Ridley (2004), MHD simulations of quadrupolar paleomagnetospheres, *J. Geophys. Res.*, 109, A12221, doi:10.1029/2003JA010273.
- Yue, X., L. Liu, W. Wan, Y. Wei, and Z. Ren (2008), Modeling the effects of secular variation of geomagnetic field orientation on the ionospheric long term trend over the past century, *J. Geophys. Res.*, 113, A10301, doi:10.1029/2007JA012995.

Zieger, B., J. Vogt, and K.H. Glassmeier (2006), Scaling relations in the paleomagnetosphere derived from MHD simulations, *J. Geophys. Res.*, 111, A06203, doi:10.1029/2005JA011531.

Agradecimientos

A mi familia que me apoyaron y acompañaron durante estos años de estudio.

A la Dra. Georgina Elias por la dirección de esta Tesis, su dedicación y compromiso fue una ayuda inestimable para la realización de este trabajo.

A la comisión de seguimiento, Gustavo Mansilla, Blas de Haro y Teresita Heredia, y a Marta Zossi por los consejos y las discusiones sobre cada detalle de los temas abordados.

A mis amigos que estuvieron siempre cerca dando ánimos a lo largo de la carrera compartiendo ideas y discusiones de los temas más variados.

A todos los docentes e investigadores que día a día dan ejemplo del trabajo científico y educativo.

Y finalmente al Estado Argentino y a la Universidad Nacional de Tucumán por la oportunidad de llevar a cabo esta carrera.