

Introducción a la
FÍSICA ESPACIAL

BLANCA EMMA MENDOZA ORTEGA
Coordinadora

Coordinación de Difusión Cultural
Dirección General de Publicaciones y Fomento Editorial
Instituto de Geofísica

Introducción a la FÍSICA ESPACIAL

Blanca Emma Mendoza Ortega
Coordinadora

MARÍA GUADALUPE CORDERO TERCERO · ALEJANDRO LARA SÁNCHEZ
MARÍA DOLORES MARAVILLA MEZA · BLANCA EMMA MENDOZA ORTEGA
JOSÉ FRANCISCO VALDÉS GALICIA · VÍCTOR MANUEL VELASCO HERRERA



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

México, 2013

QC809

.P5

I57

Introducción a la física espacial / María Guadalupe Cordero Tercero ... [et al.] -- México :UNAM, 2013.

320 p.

ISBN 978-607-02-4594-7

1. Plasmas espaciales. 2. Física cósmica. I. Cordero Tercero, María Guadalupe, coaut.

Primera edición: 26 de agosto de 2013

D.R. © 2013 UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Ciudad Universitaria, Delegación Coyoacán, 04510, México, D. F.

Instituto de Geofísica

Dirección General de Publicaciones y Fomento Editorial

ISBN 978-607-02-4594-7

Esta edición y sus características son propiedad
de la Universidad Nacional Autónoma de México.

Prohibida la reproducción parcial o total por cualquier medio
sin autorización escrita del titular de los derechos patrimoniales.

Impreso y hecho en México

CONTENIDO

PREFACIO	13
CAPÍTULO I. CONCEPTOS BÁSICOS	15
INTRODUCCIÓN	15
<i>Conceptos básicos de electromagnetismo</i>	17
<i>La ecuación de onda.</i>	20
CONCEPTOS BÁSICOS DE MAGNETOHIDRODINÁMICA (MHD) Y FÍSICA DE PLASMAS	21
<i>Ecuaciones magnetohidrodinámicas (mhd).</i>	22
<i>La ecuación de inducción</i>	24
<i>Parámetros fundamentales del plasma</i>	26
<i>El número de Mach y el parámetro β.</i>	27
<i>El teorema de Alfvén.</i>	28
ONDAS MAGNETOHIDRODINÁMICAS	32
<i>Ecuación de continuidad</i>	34
<i>Ecuación de momento y ecuación de estado</i>	35
<i>Ecuación de inducción ($R_m \gg 1$, i.e $\sigma \rightarrow \infty$)</i>	36
<i>La relación de la dispersión.</i>	37
MOVIMIENTO DE PARTÍCULAS EN CAMPOS	39
<i>Movimiento de partículas en campos eléctrico (\vec{E}) y magnético (\vec{B}) uniformes</i>	40
<i>Movimiento de partículas en campos magnéticos no uniformes</i>	47
<i>Espejos magnéticos, cono de pérdida e invariantes adiabáticas</i>	49
PROBLEMAS	53

CAPÍTULO 2. EL SOL	55
INTRODUCCIÓN	55
INTERIOR	58
<i>Modelo estelar</i>	58
<i>Horno nuclear</i>	60
<i>Transporte de energía</i>	64
<i>Atmósfera</i>	68
<i>La región más fría</i>	72
<i>Aumento de temperatura</i>	72
ACTIVIDAD	76
<i>Campo magnético</i>	76
<i>Explosiones</i>	80
<i>Filamentos</i>	82
<i>Eyecciones de masa coronal</i>	84
PROBLEMAS	87
CAPÍTULO 3. EL VIENTO SOLAR	89
INTRODUCCIÓN	89
NACIMIENTO DEL VIENTO	89
<i>Algunas predicciones</i>	89
PERTURBACIONES EN EL VIENTO SOLAR	94
<i>El campo magnético</i>	94
<i>La hoja de corriente</i>	95
<i>Variaciones en la velocidad del viento solar</i>	98
<i>Eyecciones de masa coronal interplanetarias</i>	99
INTERACCIÓN DEL VIENTO SOLAR CON CUERPOS PLANETARIOS	100
<i>Interacción tipo terrestre</i>	102
<i>Interacción tipo Venus</i>	109
<i>Interacción tipo cometa</i>	110
<i>Interacción tipo lunar</i>	111
<i>El concepto de heliosfera</i>	112
PROBLEMAS	114

CAPÍTULO 4. LA MAGNETOSFERA TERRESTRE	117
INTRODUCCIÓN	117
EL CAMPO GEOMAGNÉTICO	118
<i>Breve historia del geomagnetismo.</i>	118
<i>Origen del campo geomagnético, fuentes internas</i> <i>y externas.</i>	120
<i>Coordenadas geomagnéticas</i>	122
<i>Variaciones geomagnéticas.</i>	123
<i>Perturbaciones geomagnéticas e índices geomagnéticos</i>	124
LA MAGNETOSFERA TERRESTRE	130
<i>El frente de choque.</i>	131
<i>Magnetofunda</i>	132
<i>Magnetopausa</i>	132
<i>Conos polares.</i>	133
<i>Hoja neutra y hoja de plasma</i>	134
<i>Plasmaesfera</i>	134
<i>Anillos de radiación de Van Allen</i>	135
<i>Sistemas de corrientes</i>	136
<i>Magnetocola</i>	137
MAGNETOSFERAS PLANETARIAS	138
<i>La magnetosfera joviana.</i>	138
<i>La magnetosfera de Saturno</i>	141
<i>La magnetosfera de Urano</i>	142
<i>La magnetosfera de Neptuno.</i>	144
FUENTES DE PLASMA MAGNETOSFÉRICO	144
PROBLEMAS	147
CAPÍTULO 5. LA ATMÓSFERA TERRESTRE	149
INTRODUCCIÓN	149
<i>El primer año polar</i>	149
<i>El segundo año polar</i>	150
<i>Año Geofísico Internacional</i>	150

LA ATMÓSFERA NEUTRA	152
<i>Atmósfera terrestre original</i>	152
<i>Composición</i>	152
<i>Estructura</i>	153
<i>Balance de energía</i>	157
<i>Equilibrio hidrostático</i>	159
<i>La inestabilidad convectiva</i>	161
LA IONOSFERA	164
<i>Estructura vertical ionosférica y sus variaciones normales</i>	164
<i>Variaciones ionosféricas anómalas</i>	166
ATMÓSFERAS PLANETARIAS	166
<i>Atmósfera de los planetas terrestres</i>	167
<i>Atmósfera de los planetas gigantes y sus satélites</i>	173
PROBLEMAS	183
CAPÍTULO 6. LOS RAYOS CÓSMICOS	185
INTRODUCCIÓN	185
HISTORIA DE LA INVESTIGACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS	185
<i>Descubrimiento y primeras investigaciones</i>	185
<i>Rayos cósmicos: ¿radiación electromagnética o partículas?</i>	186
<i>Interacciones de la radiación cósmica con la materia</i>	188
EL CAMPO GEOMAGNÉTICO Y LOS RAYOS CÓSMICOS	190
<i>El efecto este-oeste</i>	191
<i>Rigidez umbral</i>	194
CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LA RADIACIÓN CÓSMICA PRIMARIA	195
<i>Composición química</i>	195
<i>Espectro de energía</i>	197
LOS RAYOS CÓSMICOS EN LA ATMÓSFERA TERRESTRE	198
<i>Interacciones nucleares en la atmósfera</i>	199
<i>Chubascos atmosféricos</i>	200
EL SOL Y LOS RAYOS CÓSMICOS	202
<i>Variaciones de intensidad</i>	203
<i>Rayos cósmicos solares</i>	210

TEORÍAS DEL ORIGEN DE LOS RAYOS CÓSMICOS	211
<i>Mecanismos de aceleración</i>	212
<i>Relojes en los rayos cósmicos</i>	216
<i>Galácticos versus extragalácticos.</i>	218
PROBLEMAS	220
CAPÍTULO 7. RELACIONES SOL-TIERRA	223
INTRODUCCIÓN	223
INDICADORES TERRESTRES DE LA ACTIVIDAD SOLAR	223
<i>Indicadores históricos de la actividad solar</i>	223
<i>Indicadores de largo plazo de la actividad solar</i>	231
EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOLAR EN LA ATMÓSFERA	
TERRESTRE	236
<i>Interacción entre la radiación solar y la atmósfera.</i>	237
ALGUNOS FENOMENOS CLIMÁTICOS Y SU POSIBLE RELACIÓN	
CON LA ACTIVIDAD SOLAR	244
<i>Correlaciones con el ciclo solar.</i>	245
<i>Respuesta de la baja atmósfera a fenómenos solares</i>	
<i>de corta duración</i>	246
<i>El Niño</i>	247
<i>Efecto de la actividad solar en el clima del pasado remoto</i>	248
EL SOL Y SUS EFECTOS SOBRE LA TECNOLOGÍA.	251
BREVE INTRODUCCIÓN A LA HELIOGEOBIOLOGÍA	253
<i>Efectos de los campos electromagnéticos naturales</i>	
<i>en los seres vivos</i>	254
<i>Algunos ejemplos de la interacción actividad solar-salud</i>	
<i>humana.</i>	255
<i>Campos electromagnéticos producidos por el hombre</i>	256
COMENTARIO FINAL	258
PROBLEMAS	259

CAPÍTULO 8. PLANETOLOGÍA	261
INTRODUCCIÓN	261
ORIGEN Y CLASIFICACIÓN DE LOS CUERPOS DEL SISTEMA SOLAR	262
<i>Teorías sobre el origen del sistema solar</i>	262
<i>Clasificación de los cuerpos del sistema solar</i>	267
PROCESOS SUPERFICIALES.	284
<i>Fuentes de energía</i>	284
<i>Procesos planetarios</i>	288
<i>Craterismo de impacto</i>	289
PROBLEMAS	308
GLOSARIO	311
BIBLIOGRAFÍA	313
DIRECCIONES ELECTRÓNICAS	316
<i>Ciencias espaciales</i>	316
<i>Campo geomagnético y magnetosfera</i>	316
<i>Atmósfera terrestre</i>	317
<i>Planetología</i>	317

PREFACIO

Desde 1997, los autores hemos impartido en la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional Autónoma de México la materia de Introducción a la física espacial como curso optativo de la licenciatura en Física. El libro que hoy tiene el lector en sus manos es producto de la experiencia y las notas que hemos preparado durante este tiempo.

La física espacial puede definirse como el estudio del Sol, el medio interplanetario y los entornos ionizados y magnéticos de los planetas y cuerpos menores, así como de los fenómenos de generación, transporte y disipación de energía, la transferencia de masa y sus efectos en los entornos, tanto terrestre como planetario, dentro del espacio dominado por el Sol: la heliosfera.

Por su naturaleza, la física espacial está íntimamente ligada a la astrofísica, a la astronomía, a la física de plasmas, a la física y química atmosférica y a la geofísica. Su repertorio de técnicas de observación incluye mediciones en el espacio y la alta atmósfera mediante el uso de vehículos espaciales, cohetes y globos sonda; mediciones con diversos instrumentos en la superficie y percepción remota de la superficie hacia arriba y del espacio hacia abajo. La parte teórica incluye estudios analíticos, así como de modelación numérica y simulación (experimentos computacionales).

Los estudios del Sol han servido como guías importantes para establecer semejanzas y diferencias de la estructura y procesos que en él se dan con los que ocurren en otros objetos estelares. La variedad de fenómenos que suceden en la atmósfera, en el interior solar, en el medio interplanetario y entornos planetarios ionizados han proporcionado laboratorios naturales que sirven para comprobar o descartar diversas teorías acerca de la dinámica que gobierna a los plasmas. Por otro lado, la física espacial ha permitido reconocer en los últimos años que la

actividad solar desempeña un papel predominante en diversos fenómenos que ocurren y observamos en el entorno terrestre, tales como las variaciones irregulares, rápidas e intensas del campo magnético terrestre, que son detectadas en prácticamente todos los observatorios magnéticos (las llamadas tormentas magnéticas), las auroras, las perturbaciones de la parte ionizada de nuestra atmósfera, variaciones importantes en la intensidad de la radiación cósmica detectada en la superficie y en los vehículos espaciales, así como en las alteraciones climáticas y aun en los seres vivos.

El propósito del presente libro es darle al estudiante de licenciatura un panorama introductorio de los objetos de estudio de la física espacial y de los principales fenómenos que gobiernan su comportamiento. En un sistema tan complejo como el solar-planetario, las conexiones mutuas entre las varias regiones que lo componen y los mecanismos a través de los cuales se transfiere energía en el sistema, obviamente no son tan simples. Por lo tanto, su estudio debe enfocarse como un complejo sistema interactivo cuyo comportamiento global a menudo difiere drásticamente de la simple superposición de sus partes. Por esto la física espacial se concibe como uno de los temas científicos multidisciplinarios de cooperación internacional más ambiciosos en la actualidad.

Queremos externar nuestro reconocimiento a la doctora Ruth Gall, iniciadora del curso, quien lo impartió en la Facultad de Ciencias de la UNAM a lo largo de 12 años a partir de 1973 y quien siempre insistió en la necesidad de escribir un libro para los estudiantes.

BLANCA MENDOZA
Coordinadora

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

INTRODUCCIÓN

El 4 de octubre de 1957 dio inicio la era espacial con el lanzamiento de la sonda *Sputnik I*, destinada a explorar el entorno terrestre. Este hecho no sólo representó un gran avance tecnológico para la humanidad, sino que con él comenzaron nuevas investigaciones en el campo de la física espacial, al descubrirse que el medio interplanetario es un espacio inundado por un plasma de naturaleza solar, no un espacio vacío.

Durante los 10 años posteriores al lanzamiento de la sonda espacial rusa se realizaron muchos descubrimientos en el vecindario de la Tierra; y para los años ochenta y noventa, las sondas espaciales arribaron al sistema solar exterior y enviaron imágenes nunca antes vistas de los planetas, sus satélites y sus anillos, todos los cuerpos del sistema solar interior, sin olvidar los cometas, los asteroides y el Sol.

Hacia finales del siglo xx y principios del XXI se lanzaron al medio interplanetario varias sondas con instrumentos más sofisticados. Se incluyeron detectores de partículas de polvo para capturar polvo cósmico en el medio interplanetario, en la vecindad de los planetas gigantes como Júpiter o Saturno y en las cercanías del núcleo del cometa *Wild 2*; las muestras recolectadas de este último fueron enviadas a la Tierra.

Parte de la información obtenida por las sondas ha sido decodificada y analizada en diversos laboratorios del mundo para modelar muchos de los fenómenos físicos observados en diversas regiones del sistema solar. Por tanto, lo que sabemos del Sol y su séquito de planetas y cuerpos menores se debe, en gran medida, a estas misiones espaciales.

En particular, se sabe que el Sol es una estrella ordinaria de tamaño promedio, compuesta de hidrógeno (~75%), helio (~24%) y otros elementos (~1%),

como el oxígeno, el nitrógeno y el carbono (véase el capítulo 2). Estos elementos están ionizados debido a las interacciones electrodinámicas que se generan en el interior del cuerpo solar.

La atmósfera del Sol está dividida en tres regiones: fotosfera, cromosfera y corona; esta última capa se expande en el medio interplanetario, donde recibe el nombre de viento o plasma solar (véanse los capítulos 2 y 3).

La existencia del viento solar se predijo a principios de la década de los cincuenta, cuando se dio una explicación al porqué de las colas cometarias que apuntan en dirección contraria al Sol. Junto con este hecho, se descubrió que el Sol tiene campo magnético, el cual es arrastrado por el viento solar debido a que éste es un buen conductor de la electricidad. Como el viento solar viaja a grandes distancias en el medio interplanetario respecto del Sol, el campo magnético que nace en nuestra estrella también es transportado hasta esas regiones del espacio.

Durante la expansión de la corona, el plasma solar interacciona con los cuerpos que forman parte del sistema solar. Si el cuerpo está magnetizado, como es el caso de la Tierra y los planetas gigantes, se forma a su alrededor una estructura llamada magnetosfera. Si el cuerpo no está magnetizado, como es el caso de Marte, Venus y los cometas, el viento solar interacciona con las partículas ionizadas de sus atmósferas. En esta capa (la ionosfera) se inducen corrientes eléctricas cuyos campos magnéticos desvían al viento solar alrededor de los cuerpos, formando una magnetosfera inducida. Si los cuerpos no tienen atmósfera, como la Luna, ellos actúan como dieléctricos y cuando el viento solar impacta su superficie, las partículas solares son absorbidas y neutralizadas (véanse los capítulos 3 y 4). Este tipo de interacciones genera fenómenos electromagnéticos a gran escala que son resultado de la acción de las fuerzas presentes y que incluso pueden representar los fenómenos electromagnéticos que ocurren en otros sistemas estelares, en galaxias y en núcleos activos de galaxias.

La atmósfera terrestre tiene a su vez una ionosfera, capa de gran importancia, ya que gracias a ella se llevan a cabo muchas de las telecomunicaciones (véase el capítulo 5). También a nuestro planeta llega un flujo de partículas cargadas, el de más alta energía que se produce en el universo, llamado flujo de rayos cósmicos, cuyas partículas interaccionan con los campos magnéticos interplanetario y terrestre. De modo que los rayos cósmicos tienen información tanto de la actividad solar, como de los cambios del campo geomagnético (véase el capítulo 6).

Como estos fenómenos se asocian a campos magnéticos que existen en ambientes inundados de plasma, este libro ha sido diseñado para los estudiantes de licenciatura que tengan un conocimiento de los cursos básicos de física, desde la mecánica hasta el electromagnetismo. Estas áreas del conocimiento son fundamentales para comprender los conceptos básicos de la física espacial que son útiles para estudiar desde los fenómenos observados en el Sol y las estructuras de su atmósfera, hasta aquellos que se generan en la heliopausa, región ubicada donde termina el dominio del Sol.

Conceptos básicos de electromagnetismo

Las cantidades físicas importantes en un plasma magnetizado no pueden ser especificadas arbitrariamente. Si se introduce en un campo magnético preexistente un volumen de partículas energéticas con velocidad finita, sus velocidades cambian porque el campo magnético ejerce una fuerza sobre ellas. Esta fuerza es diferente para iones y electrones y su efecto genera corrientes eléctricas, las cuales modifican el campo magnético y, por ende, el movimiento de la partícula. Los cambios en el campo, resultantes de las corrientes en el plasma, son suficientemente pequeños comparados con el campo generado por fuentes externas y para evaluar tales cambios, se tienen que utilizar las ecuaciones de la teoría electromagnética que describen cómo la corriente y la densidad de carga afectan los campos eléctrico y magnético. Estas ecuaciones son expresadas en el sistema cgs (gramo-centímetro-segundo) como:

a) Ley de inducción de Faraday:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\nabla \times \bar{E} \quad (1.1)$$

b) Ley generalizada de Ampere-Maxwell:

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{4\pi}{c} \bar{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (1.2)$$

c) Ley de Gauss para \bar{B} :

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (1.3)$$

d) Ley de Gauss para \bar{E} :

$$\nabla \cdot \bar{D} = 4\pi\rho_c \quad (1.4)$$

y se les conoce como las ecuaciones de Maxwell (1864). En ellas, \bar{E} y \bar{H} representan la intensidad de los campos eléctrico y magnético respectivamente, \bar{D} es el vector de desplazamiento eléctrico, \bar{B} es la inducción magnética, \bar{J} es la densidad de corriente eléctrica y ρ_c es la densidad de carga.

Las ecuaciones 1.1 y 1.4 implican que cualquier carga eléctrica o cualquier campo magnético variable producen temporalmente un campo eléctrico, mientras que la ecuación 1.2 muestra que las corrientes o los campos eléctricos que varían con el tiempo pueden inducir campos magnéticos.

La ecuación 1.3 indica que no existen los monopolos magnéticos, aunque hay otras formas de entenderla. Una interpretación está basada en el concepto de flujo magnético Φ (webers) definido como:

$$\Phi = \int \bar{B} \cdot d\bar{S}, \quad (1.5)$$

donde la integral es evaluada sobre una superficie. El que la divergencia del campo magnético sea cero implica que si la integral es evaluada sobre una superficie que encierra completamente un volumen, entonces no existe un flujo magnético neto que cruce esa superficie. Si existiera un flujo que emergiera de una parte de la superficie, éste tendría que regresar en alguna otra parte de tal superficie; entonces, si se cumple que $\nabla \cdot \bar{B} = 0$, el flujo magnético que cruza una superficie cerrada es cero.

En la naturaleza, una gran cantidad de materiales mantienen una relación lineal entre \bar{B} y \bar{H} , \bar{D} y \bar{E} ; este tipo de relaciones se conoce como ecuaciones constitutivas y en el vacío son expresadas como (sistema cgs):

$$\bar{B} = \bar{H}$$

$$\bar{D} = \bar{E}$$

En electromagnetismo, otras leyes importantes son la ley de Ohm y la fuerza de Lorentz que, junto con las ecuaciones de Maxwell, forman un conjunto cerrado.

La primera relaciona la densidad de corriente \bar{J} con los campos electromagnéticos y depende de la naturaleza del problema que se quiera resolver. Matemáticamente, esta relación se expresa como:

$$\bar{J} = \sigma \bar{E}_t, \quad (1.6)$$

donde \bar{E}_t es el campo eléctrico total y tiene que incluir al campo eléctrico inducido por el movimiento del fluido a través de los campos magnéticos y al campo eléctrico debido a la convección magnética, por lo que la ley de Ohm puede expresarse de manera general como:

$$\bar{J} = \sigma(\bar{E} + \bar{u} \times \bar{B}), \quad (1.7)$$

donde \bar{u} (centímetros/segundo) es la velocidad del fluido conductor o plasma; \bar{J} (statamperes/cm²) es la densidad de corriente; \bar{E} (statvolts/cm) representa al campo eléctrico y σ (s⁻¹) es la conductividad eléctrica del fluido. La ecuación 1.7 es una ley empírica que se aplica en regiones del espacio donde el concepto de conductividad eléctrica puede ser definido y evaluado.

La fuerza de Lorentz es útil porque representa las fuerzas electromagnéticas que modulan el comportamiento dinámico de un plasma y nos permite analizar la dinámica de las partículas energéticas, ya sea de las ionosferas, las magnetosferas o del viento solar; matemáticamente esta ley es expresada por la ecuación:

$$\bar{F} = q \left[\bar{E} + \frac{1}{c} \bar{v} \times \bar{B} \right], \quad (1.8)$$

donde q (statcoulombs) y \bar{v} (centímetros/segundo) son la carga y la velocidad de la partícula respectivamente; \bar{B} (gauss, G) es la inducción magnética y \bar{E} (statvolts) es el campo eléctrico total.

La ecuación 1.8 muestra que el campo magnético actúa cambiando el movimiento de una partícula cargada eléctricamente, solamente en direcciones perpendiculares a él. Por ejemplo, en un campo magnético uniforme con $\bar{E} = 0$, la partícula cargada describirá un movimiento circular alrededor de las líneas de campo (véase el apartado “Ondas magnetohidrodinámicas” de este capítulo).

La ecuación de onda

Una de las consecuencias más importantes de las ecuaciones de Maxwell es la deducción de las dos ecuaciones que establecen la existencia de ondas electromagnéticas, una para el campo magnético \vec{H} y otra para el campo eléctrico \vec{E} .

La ecuación para \vec{H} se obtiene a partir de la ley de Ampere. Entonces, tomando el rotacional de la ecuación 1.2:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} [\nabla \times \vec{J}] + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{D}). \quad (1.9)$$

Utilizando las relaciones constitutivas y la expresión para la ley de Ohm: $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ con σ la conductividad eléctrica se obtiene:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} [\nabla \times \vec{E}] + \frac{1}{c} \frac{\partial (\nabla \times \vec{E})}{\partial t}. \quad (1.10)$$

Usando la ecuación 1.1 y la relación constitutiva para \vec{H} , la ecuación resultante es:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = -\frac{4\pi\sigma}{c} \left[\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right] - \frac{1}{c} \left(\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right). \quad (1.11)$$

Utilizando la identidad vectorial:

$$\nabla \times \nabla \times = \nabla (\nabla \cdot) - \nabla^2. \quad (1.12)$$

Entonces la ecuación 1.11 puede expresarse como:

$$\nabla (\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = -\frac{4\pi\sigma}{c} \left[\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right] - \frac{1}{c} \left(\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right). \quad (1.13)$$

Utilizando la ecuación 1.3, la ecuación 1.13 finalmente puede ser expresada como:

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{1}{c} \left(\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right) - \frac{4\pi\sigma}{c} \left[\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right] = 0. \quad (1.14)$$

Esta ecuación representa la *ecuación de onda* para el campo magnético. De la misma forma, puede obtenerse la ecuación de onda para el campo eléctrico:

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{1}{c} \left(\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \right) - \frac{4\pi\sigma}{c} \left[\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \right] = 0. \quad (1.15)$$

Ambas ecuaciones 1.14 y 1.15 contienen un término que involucra la conductividad eléctrica del material, por lo que son adecuadas para describir la propagación de una onda electromagnética en diferentes tipos de materiales conductores o en los plasmas.

CONCEPTOS BÁSICOS DE MAGNETOHIDRODINÁMICA (MHD) Y FÍSICA DE PLASMAS

La magnetohidrodinámica es una rama de la mecánica de medios continuos que describe el movimiento de material eléctricamente conductor en presencia de campos electromagnéticos. Aquí, la existencia de partículas individuales es ignorada y solamente se considera el movimiento de un grupo o un conjunto de partículas.

El elemento importante de la teoría magnetohidrodinámica es que ésta toma en cuenta los efectos que se generan del movimiento de un fluido eléctricamente conductor a través de campos magnéticos. Es bien sabido que cuando un conductor atraviesa un campo magnético aparece una fuerza electromotriz en el conductor. Las corrientes arrastradas por esta fuerza fluyen en el conductor y ocurren dos procesos: primero, los campos magnéticos asociados a estas corrientes modifican el campo magnético original y, segundo, el movimiento del fluido se modifica cuando éste experimente la fuerza mecánica de origen electromagnético. Esta interacción, referida como el acoplamiento de Maxwell entre el movimiento, las corrientes y los campos magnéticos, caracteriza el comportamiento general de los fluidos MHD.

Las ecuaciones magnetohidrodinámicas se obtienen suponiendo que el plasma está en equilibrio térmico y se aplican a los procesos en los cuales las variaciones temporales son mucho más pequeñas que la frecuencia del ciclotrón y las variaciones espaciales son menores que el radio de Larmor (véase el apartado denominado “Movimiento de partículas de campo”).

Es importante considerar que si el proceso bajo estudio se produce en un periodo mucho más corto que el tiempo de colisión, la suposición de la distribución maxwelliana no es válida. En la mayoría de los plasmas espaciales el tiempo de colisión es muy grande, como es el caso de las partículas que forman el viento solar, donde la trayectoria libre media¹ es del orden de una unidad astronómica (1 UA = 1.5×10^{13} cm).

Ecuaciones magnetohidrodinámicas (mhd)

Un plasma está formado por iones, electrones y partículas neutras. Si se tiene un plasma con dos componentes, es decir, un volumen de electrones y un volumen de iones de la misma especie, entonces se pueden obtener las ecuaciones MHD de un solo fluido. Este método puede ser utilizado para plasmas de más de dos componentes o plasmas con poblaciones neutras.

a) Ecuación de continuidad (conservación de masa)

La ecuación de continuidad para electrones está dada por:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_e \bar{v}_e) = 0, \quad (1.16)$$

donde ρ_e representa la densidad de electrones (grs/cm^3) y \bar{v}_e (cm/s) es la velocidad de la componente electrónica. Una ecuación similar se obtiene para los iones de la misma especie:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \bar{v}_i) = 0, \quad (1.17)$$

con ρ_i la densidad de iones (grs/cm^3) y \bar{v}_i la velocidad de los iones (cm/s). Al sumar las ecuaciones de continuidad para iones y electrones se obtiene:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \bar{u}) = 0, \quad (1.18)$$

¹ Trayectoria libre media: distancia promedio entre colisiones.

donde ρ_m (grs/cm³) representa la densidad del plasma y está expresada como:

$$\rho_m = n_i m_i + n_e m_e,$$

con m_i y m_e la masa (grs) del ión y del electrón respectivamente; n_i y n_e la densidad de los iones y los electrones y \bar{u} (cm/s) es la velocidad del fluido dada por:

$$\bar{u} = \frac{n_i m_i \bar{v}_i + n_e m_e \bar{v}_e}{n_i m_i + n_e m_e}, \quad (1.19)$$

que también representa la velocidad del centro de masa del sistema (cm/s).

b) Ecuación de momento

Las ecuaciones de momento para electrones e iones son expresadas como:

$$m_i n_i \frac{d\bar{v}_i}{dt} = q_i n_i (\bar{E} + \frac{1}{c} \bar{v}_i \times \bar{B}) - \nabla p_i \quad (1.20)$$

$$m_e n_e \frac{d\bar{v}_e}{dt} = q_e n_e (\bar{E} + \frac{1}{c} \bar{v}_e \times \bar{B}) - \nabla p_e \quad (1.21)$$

Otra forma de expresar la ecuación de momento se muestra en 1.21

$$\rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \rho \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = -\nabla p + \bar{J} \times \bar{B} + \rho \bar{F}_G \quad (1.21')$$

donde F_G es la fuerza gravitacional y \bar{u} es la velocidad del flujo.

Considerando que el plasma o el fluido conductor es cuasi neutro, entonces, $n_i = n_e$ (partículas/cm³) y $q_i = q_e = |e|$ (statcoulombs). Además p_e y p_i son las presiones (dinas/cm²) y \bar{B} (gauss) es el campo magnético en el medio. Cuando se suman las ecuaciones de momento de las dos poblaciones y se hace $p_e + p_i = p$ (dinas/cm²) como la presión total, se obtiene:

$$\rho_m \frac{d\bar{u}}{dt} = \frac{1}{c} \bar{J} \times \bar{B} - \nabla p \quad (1.22)$$

donde:

$$\bar{\mathbf{J}} = e(n_i \bar{\mathbf{v}}_i - n_e \bar{\mathbf{v}}_e). \quad (1.23)$$

La ecuación 1.22 indica que la aceleración del centro de masa del plasma de un solo fluido está dada por la fuerza de Lorentz $\frac{1}{c} \bar{\mathbf{J}} \times \bar{\mathbf{B}}$ y el gradiente de presión ∇p . En esta ecuación, el campo eléctrico no contribuye a la aceleración debido a que no existe en el plasma una carga eléctrica promedio, es decir $n_i \bar{\mathbf{E}} = -n_e \bar{\mathbf{E}}$.

En MHD, la corriente de desplazamiento $\left(\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}\right)$ se desprecia cuando los fenómenos estudiados son de baja frecuencia y no hay acumulación de partículas cargadas porque el plasma es un buen conductor de la electricidad. Entonces las ecuaciones de Maxwell modificadas son:

$$\begin{aligned} \nabla \times \bar{\mathbf{E}} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \bar{\mathbf{B}} &= 0 \\ \nabla \times \bar{\mathbf{B}} &= \frac{4\pi}{c} \bar{\mathbf{J}} \\ \nabla \cdot \bar{\mathbf{D}} &= 0. \end{aligned} \quad (1.24)$$

c) Ecuación de estado (relación adiabática)

La ecuación de energía de un plasma que está en equilibrio termodinámico se relaciona con la ecuación de estado:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0, \quad (1.25)$$

donde γ es la relación de los calores específicos a presión y volumen constantes y p y ρ son la presión y la densidad definidas anteriormente. La ecuación 1.25 sólo es válida para procesos adiabáticos.

La ecuación de inducción

La ley de inducción da las variaciones del campo magnético debidas a la difusión magnética y a la convección. Para obtenerla, se parte de las leyes de Ampere y Faraday y se hace uso de la ley de Ohm donde se sustituyen \bar{E} y \bar{J} , entonces:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(-\bar{u} \times \bar{B} + \frac{\bar{J}}{\mu\sigma} \right), \quad (1.26)$$

Donde $\eta = \frac{1}{\mu\sigma}$ es la difusividad magnética. Al usar la identidad $\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A}$, la ecuación 1.26 puede expresarse como:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{u} \times \bar{B}) + \eta \nabla^2 \bar{B}. \quad (1.27)$$

La expresión matemática obtenida en la ecuación 1.27 es conocida como *la ecuación de inducción*, donde el primer término del lado derecho se conoce como convección del campo magnético y el segundo representa la difusión magnética.

Cuando $\bar{u} = 0$:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\eta \nabla^2 \bar{B}. \quad (1.28)$$

La ecuación 1.28 se llama *ecuación de difusión* e indica que \bar{B} se escurre a través del plasma y da como resultado un decaimiento del campo.

Cuando el plasma es perfectamente conductor, el término difusivo se hace cero y la ecuación de inducción queda expresada como:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \nabla \times (u \times \bar{B}). \quad (1.29)$$

Esta ecuación es idéntica a la ecuación de la vorticidad de un fluido homogéneo. Si se analiza la ecuación de inducción a órdenes de magnitud, se obtiene:

$$\frac{1}{t} = \frac{u}{L} + \frac{\eta}{L^2}, \quad (1.30)$$

donde $t_D = \frac{L^2}{\eta}$ (segundos) se define como el tiempo de difusión y $t_T = \frac{L}{u}$ (segundos) como el tiempo de transporte. La razón entre el tiempo de difusión y el tiempo de convección genera un parámetro adimensional conocido como número magnético de Reynolds $R_m = Lu / \eta$, que representa la medida del acoplamiento entre el flujo y el campo magnético, y donde L es la escala de longitud, u la velocidad del plasma y η es la difusividad magnética. Cuando $R_m \gg 1$, el acoplamiento entre el flujo y el campo es intenso, en caso contrario, $R_m \ll 1$ el acoplamiento es débil (véase el teorema de Alfvén).

Parámetros fundamentales del plasma

El nombre *plasma* fue utilizado primeramente por Irving Langmuir en 1928 para describir el reflejo observado en un tubo de descarga que contiene iones y electrones. El plasma es apropiadamente llamado el cuarto estado de la materia y es el más común de los estados de la materia en la naturaleza, como lo es la que forma la corona solar, las auroras boreales y australes y el espacio interestelar.

La existencia de un plasma puede ser explicada por el hecho de que en él, las interacciones entre las partículas son principalmente de largo alcance (coulombianas), lo cual origina un comportamiento colectivo.

La presencia de efectos colectivos constituye el primer criterio del plasma y una medida cuantitativa de este criterio proviene de la distancia a la cual el campo eléctrico de una partícula cargada es apantallado por las partículas cargadas de signo opuesto que se localizan en el vecindario de la primera.

Si se considera que hay un gran número de partículas vecinas tal que el campo eléctrico puede tomarse como una función continua de la distancia, entonces se define la distancia de apantallamiento de Debye o longitud de Debye como:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}}, \quad (1.31)$$

donde $k_B = 1.38 \times 10^{-16}$ (ergs/K) es la constante de Boltzmann, T_e es la temperatura (K) de las partículas con carga e (statcoulombs) y n_e es la densidad electrónica por unidad de volumen.

Por otro lado, las oscilaciones del plasma son una consecuencia de la propiedad del plasma para tratar de permanecer neutro. Si los electrones en un plasma son desplazados del fondo de iones, los campos eléctricos producidos por este desplazamiento tratan de restituir la neutralidad del plasma al empujar a los electrones a su posición original, debido a la inercia de los electrones. Éstos oscilan alrededor de sus posiciones de equilibrio con una frecuencia característica llamada frecuencia del plasma, que matemáticamente es expresada como:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e^2 e^2}{m_e}}, \quad (1.32)$$

donde ω_p es la oscilación característica de las perturbaciones electrostáticas en los plasmas, n_e es la densidad de electrones y m_e y e es la masa y la carga del electrón respectivamente.

El número de Mach y el parámetro β

El número de Mach

Es un parámetro adimensional y se define como la razón entre la velocidad de flujo u y la velocidad del sonido u_s .

$$M = \frac{u}{u_s}. \quad (1.33)$$

Dependiendo del valor de M , los fenómenos o procesos físicos se clasifican en subsónicos ($M < 1$), sónicos ($M = 1$), supersónicos ($1 < M < 3$), supersónicos altos ($3 < M < 5$) e hipersónicos ($M > 5$).

El parámetro beta

Se define como la razón entre la presión cinética y la presión magnética y matemáticamente se expresa como:

$$\beta = \frac{8\pi p}{B^2}. \quad (1.34)$$

Cuando $\beta \sim 1$, existe un balance entre las presiones; cuando $\beta \gg 1$, entonces el plasma arrastra al campo magnético y si $\beta \ll 1$, se dice que el campo arrastra al plasma.

El teorema de Alfvén

Cuando el acoplamiento del campo magnético y el movimiento del fluido es muy grande, es decir, $R_m \gg 1$, la ecuación 1.27 sólo tiene el término convectivo, entonces:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}). \quad (1.35)$$

Esta expresión se conoce como teorema de Alfvén o teorema del campo congelado y dice lo siguiente: “En un plasma perfectamente conductor, las líneas de campo magnético se comportan como si ellas se movieran con el plasma, es decir, como si estuvieran congeladas en el plasma” (Chen, 1974).

Para comprender este teorema se va a demostrar que:

- a) El flujo magnético a través de cualquier contorno cerrado que se mueve con el fluido es constante.
- b) Las líneas de campo se mueven con el fluido para todo movimiento del fluido perpendicular a \vec{B} .

a) Demostración

Consideremos el tubo de flujo de la figura 1.1 donde S y S_1 representan las superficies que interceptan dicho tubo y C y C_1 son los contornos que encierran esas superficies.

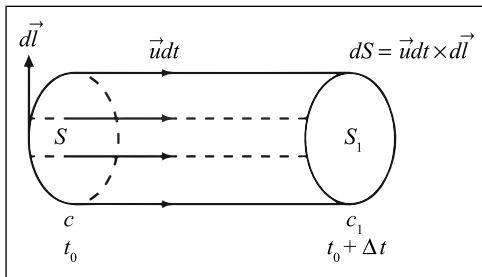


Figura 1.1. Tubo de flujo magnético.

En esa configuración, el flujo magnético se define como:

$$\Phi_B(t) = \int \bar{B}(\bar{r}, t) \cdot d\bar{s}. \quad (1.36)$$

El cambio temporal del flujo magnético, de acuerdo con la figura, es expresado por la ecuación:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \int_s \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \cdot d\bar{s} + \int_{s_l} \bar{B} \cdot \frac{d\bar{s}}{dt} = \int_s \nabla \times (\bar{u} \times \bar{B}) \cdot d\bar{s} + \int_{s_l} \bar{B} \cdot \frac{d\bar{s}}{dt}. \quad (1.37)$$

Usando el teorema de Stokes:

$$\int_s \nabla \times (\bar{u} \times \bar{B}) \cdot d\bar{s} = \int (\bar{u} \times \bar{B}) \cdot d\bar{l} \quad (1.38)$$

de la figura 1.1:

$$\frac{d\bar{s}}{dt} = \bar{u} \times d\bar{l}, \quad (1.39)$$

entonces:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \int_s (\bar{u} \times \bar{B}) \cdot d\bar{l} + \int_{s_l} \bar{B} \cdot (\bar{u} \times d\bar{l}). \quad (1.40)$$

Pero:

$$(\bar{u} \times \bar{B}) \cdot d\bar{l} = -\bar{B} \cdot (\bar{u} \times d\bar{l}). \quad (1.41)$$

Entonces:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0. \quad (1.42)$$

Por lo tanto, el flujo magnético a través de cualquier contorno cerrado que se mueve con el fluido es constante.

Ahora se demostrará que dos elementos del plasma (P y Q) inicialmente localizados sobre una misma línea de campo magnético permanecen en ella a medida que transcurre el tiempo.

b) Demostración

Supóngase que una línea de campo \overline{PQ} está definida por la intersección de dos superficies S_1 y S_2 (figura 1.2), cada una de las cuales está formada por líneas de campo magnético. El flujo magnético a través de cada superficie es inicialmente cero y por el resultado obtenido en la primera demostración, el flujo es cero cuando las superficies se mueven con el plasma. Ambas superficies permanecen como superficies de flujo magnético y su intersección, así como la curva a través de P y Q, tienen que permanecer como líneas de campo magnético en el tiempo. De acuerdo con Alfvén, los cambios del campo magnético, en un punto particular, son los mismos que se dan cuando las líneas de campo magnético se mueven con el plasma.

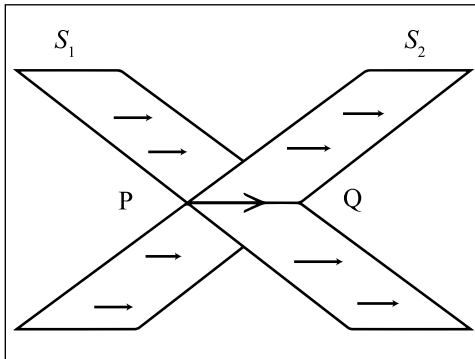


Figura 1.2. Intersección de las superficies S_1 y S_2 a través de la línea definida por los puntos P y Q (Priest, EB, 1984-1988).

Uno se refiere a las líneas de campo como “congeladas en el plasma”; *i. e.* el plasma puede moverse libremente a lo largo de las líneas de campo pero el movimiento perpendicular a ellas produce alguno de los siguientes efectos: o bien las líneas de campo son arrastradas junto con el plasma; o bien, las líneas de campo empujan al plasma.

De la ecuación de inducción y usando:

$$\nabla \times (P \times Q) = P(\nabla \cdot Q) - Q(\nabla \cdot P) + (Q \cdot \nabla)P - (P \cdot \nabla)Q. \quad (1.43)$$

Entonces:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{B} = -\bar{B}(\nabla \cdot \bar{u}) + (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{u}. \quad (1.44)$$

Por lo tanto:

$$\frac{D\bar{B}}{Dt} = -\bar{B}(\nabla \cdot \bar{u}) + (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{u}, \quad (1.45)$$

donde el símbolo $\frac{D}{Dt}$ se refiere a la derivada convectiva también conocida como derivada material.

De la ecuación 1.45 se deduce que los cambios en el campo magnético son producidos cuando un tubo de flujo es comprimido, expandido o torcido. El primer término implica que una expansión ($\nabla \cdot \bar{u} > 0$) origina un decrecimiento en la magnitud del campo mientras que una compresión ($\nabla \cdot \bar{u} < 0$) produce el efecto contrario. El segundo término del lado derecho representa físicamente una aceleración a lo largo del campo que produce un incremento en la magnitud del mismo, mientras que un movimiento normal al campo produce un cambio de dirección al incrementarse la componente del campo a lo largo de la dirección del flujo.

Combinando la ecuación de continuidad con la ecuación de inducción:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \bar{u}. \quad (1.46)$$

Despejando ρ de la ecuación 1.46, se obtiene:

$$\nabla \cdot \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}. \quad (1.47)$$

Sustituyendo la ecuación 1.47 en la ecuación 1.45 se llega a:

$$\frac{D\bar{B}}{Dt} = \bar{B}(\nabla \cdot \bar{u}) + (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{u} = (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{u} + \frac{\bar{B}}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}, \quad (1.48)$$

de donde:

$$\frac{D\bar{B}}{Dt} - \frac{\bar{B}}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = (\bar{B} \cdot \nabla) \bar{u}. \quad (1.49)$$

Por la derivada de un cociente:

$$\rho \frac{D\bar{B}}{Dt} - \bar{B} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{(\bar{B} \cdot \nabla)\bar{u}}{\rho}. \quad (1.50)$$

Entonces:

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\bar{B}}{\rho} \right) = \frac{(\bar{B} \cdot \nabla)\bar{u}}{\rho} = \left(\frac{\bar{B}}{\rho} \cdot \nabla \right) \bar{u}. \quad (1.51)$$

Integrando la ecuación 1.51:

$$\frac{\bar{B}}{\rho} = \left(\frac{\bar{B}_0}{\rho_0} \cdot \nabla_0 \right) \bar{r}. \quad (1.52)$$

De la ecuación 1.52 se observa que $\frac{\bar{B}}{\rho}$ cambia por $\frac{\bar{B}_0}{\rho_0}$ en un desplazamiento \bar{r} , P y Q permanecen en la misma línea de campo magnético a medida que transcurre el tiempo, por lo que los cambios en el campo magnético son los mismos que se obtienen cuando las líneas de campo se mueven con el plasma. Por lo tanto, las líneas de campo se mueven con el fluido para todo movimiento del fluido perpendicular a \bar{B} .

Estos resultados muestran que el valor del número magnético de Reynolds es crucial para determinar el comportamiento del campo: si $R_m \ll 1$, el campo domina al plasma, pero si $R_m \gg 1$, entonces el campo está congelado en el plasma.

ONDAS MAGNETOHIDRODINÁMICAS

Las ondas magnetohidrodinámicas son ondas de baja frecuencia muy importantes en el viento solar y en las magnetosferas planetarias. En este tipo de ondas, los iones tienen un papel esencial, donde el campo magnético de fondo B_0 modifica las ondas tipo acústicas y genera dos nuevos modos de oscilación: las ondas de Alfvén sesgadas (cizalla) que deben su existencia al tensor de esfuerzos del campo magnético $\frac{B^2}{4\pi}$. Este tensor tiene un componente escalar que actúa como una

presión y otro componente a lo largo de las líneas de fuerza magnética de signo contrario. Este segundo componente tiene el efecto de estrechar las líneas de fuerza y permitir la propagación de una onda transversal con la velocidad de Alfvén.

Para obtener las relaciones de dispersión (ω/k) de estas ondas, se utilizan los métodos de perturbaciones y linealización, reteniendo sólo los términos a primer orden. La relación ω/k describe cómo varía la propagación de una onda con base en su frecuencia o en la longitud de onda.

Si se toma en cuenta el marco de referencia de la figura 1.3, y se supone que el campo magnético inicial está en el plano y - z , entonces las variaciones de la densidad (ρ), de la velocidad (\bar{u}) y del campo magnético (\bar{B}) se van a dar sólo a lo largo de z , suponiendo que el plasma es incompresible, uniforme y que su conductividad eléctrica es infinita.

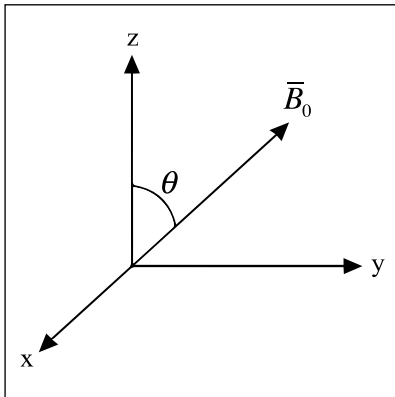


Figura 1.3. Sistema coordenado mostrando la posición del vector \bar{B}_0 .

Las ecuaciones a linealizar son: la ecuación de inducción; la ecuación de conservación de masa, donde se involucran conceptos como la compresión o expansión del medio; la ecuación de momento, que involucra todas las fuerzas externas que determinan la dinámica de un plasma, como pueden ser los gradientes de presión, la fuerza electromagnética, las fuerzas de viscosidad y la fuerza gravitacional, entre otras, y la ecuación de energía, que considera procesos adiabáticos, isotrópicos o isotérmicos. Todas éstas, junto con las ecuaciones de Maxwell, forman el conjunto de ecuaciones magnetohidrodinámicas que son vitales para describir el comportamiento dinámico de un plasma en el espacio.

Si se consideran sólo perturbaciones a primer orden, la densidad, la velocidad y el campo magnético asociados al plasma son expresados como:

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \bar{u}^1 \\ \rho &= \rho_0 + \rho^1 \\ \bar{B} &= \bar{B}_0 + \bar{b},\end{aligned}\tag{1.53}$$

donde \bar{B}_0 y ρ_0 son constantes en el espacio y en el tiempo y los términos \bar{u}^1 , ρ^1 y \bar{b} representan las perturbaciones a primer orden, con la condición:

$$\begin{aligned}\bar{u}^1 &\ll \bar{u}_0 \\ \rho^1 &\ll \rho_0 \\ \bar{b} &\ll \bar{B}_0.\end{aligned}$$

Al sustituir la ecuación 1.53 en las de continuidad, momento y energía se obtiene:

Ecuación de continuidad

Sea:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \bar{u} + \bar{u} \cdot \nabla \rho = 0.\tag{1.54}$$

De 1.54 se obtiene:

$$\frac{\partial(\rho_0 + \rho^1)}{\partial t} + (\rho_0 + \rho^1) \nabla \cdot \bar{u}^1 + \bar{u}^1 \cdot \nabla(\rho_0 + \rho^1) = 0.\tag{1.55}$$

Despreciando los términos a segundo orden, la ecuación de continuidad queda expresada como:

$$\frac{\partial \rho^1}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u_z^1}{\partial z}.\tag{1.56}$$

Porque sólo hay variaciones a lo largo de z .

Ecuación de momento y ecuación de estado

De la ecuación de momento 1.21':

$$\rho \frac{d\bar{u}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} \bar{J} \times \bar{B} \quad (1.57)$$

se obtiene:

$$\rho \frac{d\bar{u}^1}{dt} = \left[\rho \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial t} + \bar{u}^1 \cdot \nabla \bar{u}^1 \right] = -\nabla p + \frac{1}{c} (\bar{J} \times (\bar{B}_0 + \bar{b})). \quad (1.58)$$

La ecuación anterior se puede expresar como:

$$\rho \frac{d\bar{u}^1}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} (\bar{J} \times (\bar{B}_0 + \bar{b})). \quad (1.59)$$

Pero por Ley de Ampere y considerando que la corriente de desplazamiento es mucho menor que la corriente de conducción (suposición magnetohidrodinámica), entonces:

$$\rho \frac{d\bar{u}^1}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} (\bar{J} \times (\bar{B}_0 + \bar{b})) = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} [((\nabla \times (\bar{B}_0 + \bar{b})) \times (\bar{B}_0 + \bar{b}))]. \quad (1.60)$$

Al desarrollar el segundo término del lado derecho, la ecuación 1.60 se transforma en:

$$\rho \frac{d\bar{u}^1}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} (\bar{J} \times (\bar{B}_0 + \bar{b})) = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} [(\nabla \times b) \times B_0]. \quad (1.61)$$

Si se considera que el plasma o fluido conductor se comporta politrópicamente, entonces:

$$p\rho^{-\gamma} = cte. \quad (1.62)$$

Con γ la razón de los calores específicos a presión y volumen constantes. Al hacer $cte = C$, entonces la ecuación 1.62 queda expresada como:

$$p = C\rho^\gamma = C(\rho_0 + \rho^1) = C \left[\rho_0 \left(1 + \frac{\rho^1}{\rho_0} \right) \right]^\gamma. \quad (1.63)$$

Al desarrollar en serie:

$$p = C\rho_0^\gamma \left(1 + \frac{\rho^1}{\rho_0} \right)^\gamma = C\rho_0^\gamma + \gamma C\rho_0^{1-\gamma} \frac{\rho^1}{\rho_0} = \rho_0 + \rho^1. \quad (1.64)$$

Pero:

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (1.65)$$

Entonces:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \gamma C \frac{\rho_0^\gamma}{\rho_0} \frac{\partial \rho^1}{\partial z}, \quad (1.66)$$

donde:

$$u_s^2 = \gamma \frac{p}{\rho_0} = \gamma C \frac{\rho_0^\gamma}{\rho_0}. \quad (1.67)$$

La ecuación 1.67 representa la velocidad del sonido; entonces, la ecuación para el gradiente de presión queda expresada como:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = u_s^2 \frac{\partial \rho^1}{\partial z}. \quad (1.68)$$

Si se sustituye la ecuación 1.68 en la ecuación 1.61, se obtiene:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial t} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} [(\nabla \times \bar{b}) \times \bar{B}_0] = \bar{u}_s^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{1}{4\pi} [(\nabla \times \bar{b}) \times \bar{B}_0]. \quad (1.69)$$

Ecuación de inducción ($R_m \gg 1$, i.e $\sigma \rightarrow \infty$)

En este caso, la ecuación de inducción sólo tiene el término convectivo, ya que la difusión es cero en virtud de que la conductividad eléctrica tiende al infinito, entonces:

De la ecuación 1.27:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{u} \times \bar{B}). \quad (1.70)$$

Usando aproximaciones lineales 1.53:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{B}_0}{\partial t} + \frac{\partial \bar{b}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{b}}{\partial t}. \quad (1.71)$$

Porque $\frac{\partial \bar{B}_0}{\partial t} = 0$, entonces la ecuación 1.70 queda expresada como:

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{u} \times \bar{B}) = \nabla \times (\bar{u}^1 \times \bar{B}_0) + \nabla \times (\bar{u}^1 \times \bar{b}). \quad (1.72)$$

Despreciando los términos a segundo orden, la ecuación 1.72 se transforma en:

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{u}^1 \times \bar{B}_0). \quad (1.73)$$

La ecuación 1.73 representa la ecuación de inducción linealizada.

La relación de la dispersión

Al desarrollar las ecuaciones de momento e inducción linealizadas, se obtiene la ecuación de cada componente, entonces:

Ecuación de continuidad:

$$\hat{z} : \frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u_z^1}{\partial z}. \quad (1.74)$$

Ecuación de momento:

$$\hat{x} : \rho_0 \frac{\partial u_x^1}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} B_0 \cos \theta \frac{\partial b_x}{\partial z}. \quad (1.75)$$

$$\hat{y} : \rho_0 \frac{\partial u_y^1}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} B_0 \cos \theta \frac{\partial b_y}{\partial z} \quad (1.76)$$

$$\hat{z} : \rho_0 \frac{\partial u_z^1}{\partial t} = -u_s^2 \frac{\partial \rho^1}{\partial z} + \frac{1}{4\pi} B_0 \text{sen} \theta \frac{\partial b_y}{\partial z}. \quad (1.77)$$

Ecuación de inducción:

$$\hat{x} : \frac{\partial b_x}{\partial t} = B_0 \cos \theta \frac{\partial u_x^1}{\partial z} \quad (1.78)$$

$$\hat{z} : \frac{\partial b_y}{\partial t} = B_0 \cos \theta \frac{\partial u_y^1}{\partial z} - B_0 \text{sen} \theta \frac{\partial u_z^1}{\partial z} \quad (1.79)$$

$$\hat{z} : \frac{\partial b_z}{\partial t} = 0. \quad (1.80)$$

Cuando se analizan primeramente las perturbaciones perpendiculares al plano que contiene el campo magnético (véase la figura 1.3); es decir, las perturbaciones a lo largo de x y y , se toma la derivada parcial con respecto del tiempo de la ecuación 1.75 se obtiene:

$$\hat{x} : \rho_0 \frac{\partial^2 u_x^1}{\partial t^2} = \frac{1}{4\pi} B_0 \cos \theta \frac{\partial^2 b_x}{\partial z \partial t}. \quad (1.81)$$

Si se toma la derivada parcial de la ecuación 1.78 respecto de z se llega a:

$$\hat{x} : \frac{\partial^2 b_x}{\partial t \partial z} = B_0 \cos \theta \frac{\partial^2 u^1}{\partial z^2} \quad (1.82)$$

Al sustituir la ecuación 1.82 en la ecuación 1.81 y al igualar a cero se obtiene:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{4\pi\rho_0} (B_0 \cos \theta)^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] u_x^1 = 0. \quad (1.83)$$

La ecuación 1.83 representa la ecuación de una onda con velocidad de propagación:

$$u_A^2 = \frac{1}{4\pi\rho_0} B_{z_0}^2. \quad (1.84)$$

Esta velocidad es conocida como la velocidad de Alfvén.

Si se utilizan las relaciones:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\rightarrow i\omega \\ \nabla \times &\rightarrow i\bar{k} \times, \end{aligned} \quad (1.85)$$

La ecuación 1.83 se transforma en la ecuación:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_0^2 \cos^2 \theta}{4\pi\rho_0}. \quad (1.86)$$

Esta ecuación, 1.86, es la relación de dispersión de las ondas de Alfvén donde $\frac{\omega}{k} = \pm u_A^2$ y θ es el ángulo entre el vector de onda y el vector campo magnético. La onda de Alfvén es una onda transversal como puede apreciarse por el hecho de que la velocidad de la partícula es perpendicular a la dirección de propagación de la onda. La velocidad de fase de esta onda es varios órdenes de magnitud más pequeña que la velocidad de la luz. Esta propiedad generalmente es usada en el acoplamiento de ondas electromagnéticas transversales con ondas de sonido en fluidos y en sólidos.

MOVIMIENTO DE PARTÍCULAS EN CAMPOS

El estudio del movimiento de las partículas cargadas en campos magnéticos se inició en 1895 con los experimentos de rayos catódicos de Kristian Birkeland, quien descubrió que los electrones inmersos en un campo magnético dipolar tienden a seguir trayectorias con dirección hacia los polos magnéticos, lo cual dio lugar a la propuesta de que las auroras tienen su origen en este fenómeno.

Pocos años después (1904), otro físico sueco, Störmer, motivado por los trabajos de Birkeland, resolvió la ecuación de Lorentz para obtener el tipo de trayectorias que describen las partículas energéticas cuando se desplazan a través de un campo magnético dipolar. Sin embargo, las soluciones obtenidas por Störmer son más adecuadas para explicar el tipo de trayectorias que siguen las partículas de alta energía, como los rayos cósmicos cuando ingresan en el campo magnético terrestre.

Para las partículas de muy baja energía, un método muy utilizado para resolver la ecuación de Lorentz es la aproximación de centro-guía. Este método aproxima a primer orden la órbita de una partícula que se mueve en campos magnéticos inhomogéneos mediante una técnica de perturbación que nos permite obtener información de la órbita de dicha partícula.

La teoría de centro-guía también es conocida como la teoría orbital a primer orden y cuando las escalas características son mayores que el radio de giro, provee una imagen válida del comportamiento de las partículas, como es el caso de las partículas en el dominio magnético terrestre (véase el capítulo 4).

A continuación se describe el movimiento de las partículas para varios casos a partir del análisis de la ecuación de movimiento:

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = qE + \frac{(\bar{v} \times \bar{B})}{c}, \quad (1.87)$$

donde m (gramos), q (statcoulombs) y \bar{v} (cm/s) son la masa, la carga y la velocidad de la partícula respectivamente y \bar{E} (statvolts) y \bar{B} (gauss) son los campos eléctrico y magnético asociados al plasma.

Movimiento de partículas en campos eléctrico (\vec{E}) y magnético (\vec{B}) uniformes

a) $\vec{E} = 0$

De la ecuación de momento:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}. \quad (1.88)$$

Tomando el campo magnético sólo en la dirección \hat{z} , las componentes de la ecuación 1.88 son expresadas como:

$$m\dot{v}_x = \frac{q}{c} B v_y$$

$$m\dot{v}_y = -\frac{q}{c} B v_x$$

$$m\dot{v}_z = 0.$$

Tomando la segunda derivada de cada componente de la ecuación de movimiento, se llega a:

$$\begin{aligned} \ddot{v}_x &= \frac{qB}{mc} \dot{v}_y = -\left(\frac{qB}{mc}\right)^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= -\frac{qB}{mc} \dot{v}_x = -\left(\frac{qB}{mc}\right)^2 v_y \end{aligned} \quad (1.89)$$

Las ecuaciones 1.89 son las ecuaciones de un oscilador armónico simple donde el término:

$$\omega_c = \frac{qB}{mc} \quad (1.90)$$

ω_c es la *giro-frecuencia*, también llamada *frecuencia del ciclotrón* o *frecuencia de Larmor* de una partícula con velocidad inicial ($v_{\parallel} v_{\perp}$). En la dirección transversal del campo magnético, la partícula tendrá un movimiento constante de éste y describirá una trayectoria circular alrededor del punto (x_0, y_0) determinado por

las condiciones iniciales con un radio llamado radio de Larmor r_L , tal y como se explica a continuación.

La solución de 1.89 puede ser expresada como:

$$v_{x,y} = v_{\perp} \exp(\pm i\omega_c t + \delta_{x,y}), \quad (1.91)$$

donde el símbolo \pm denota el signo de la carga, las soluciones para los componentes x y y son:

$$v_x = v_{\perp} e^{i\omega_c t} = \dot{x}, \quad (1.92)$$

donde v_{\perp} es una constante positiva en el plano perpendicular a \vec{B} .

La solución de ecuación 1.91 para y está dada por:

$$v_y = \frac{mc}{qB} \dot{v}_x = \pm \frac{1}{\omega_c} \dot{v}_x = \pm v_{\perp} e^{i\omega_c t} = \dot{y}. \quad (1.93)$$

Integrando 1.92 y 1.93 se obtienen las ecuaciones:

$$\begin{aligned} x - x_0 &= -i \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t} \\ y - y_0 &= \pm \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t}. \end{aligned} \quad (1.94)$$

Estas ecuaciones representan la trayectoria que describe la partícula y en ellas aparece el término:

$$r_L \equiv \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}c}{qB} \quad (1.95)$$

conocido como *radio de Larmor*. Tomando la parte real de 1.94 se obtienen las siguientes soluciones:

$$\begin{aligned} x - x_0 &= r_L \text{sen} \omega_c t \\ y - y_0 &= \pm r_L \text{cos} \omega_c t. \end{aligned} \quad (1.96)$$

Las ecuaciones en 1.96 describen una *órbita circular alrededor del centro-guía* (x_0, y_0) , el cual está fijo (figura 1.4).

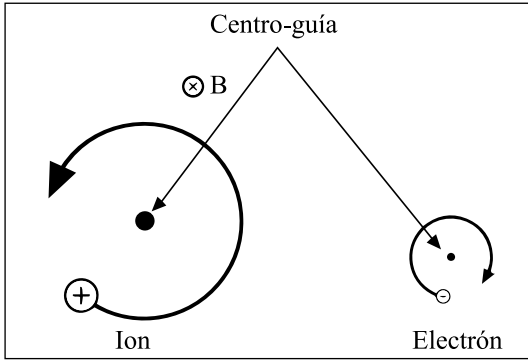


Figura 1.4. Órbitas de Larmor en un campo magnético (Chen, 1974).

De la ecuación 1.88 se observa que la fuerza es perpendicular a \bar{v} y por consiguiente la fuerza magnética no hace trabajo sobre la partícula. Si tomamos el producto punto de 1.88 con \bar{v} se obtiene:

$$m\bar{v} \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{q}{c} \bar{v} \cdot (\bar{v} \times \bar{B}). \quad (1.97)$$

Usando la identidad:

$$\bar{v} \cdot (\bar{v} \times \bar{B}) = -\bar{v} \cdot (\bar{B} \times \bar{v}) = \bar{B} \cdot (\bar{v} \times \bar{v})$$

se tiene que $\bar{v} \times \bar{v} = 0$, entonces:

$$m\bar{v} \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = 0. \quad (1.98)$$

Por lo tanto, la energía cinética se conserva. Este resultado es completamente general y es válido para un campo magnético arbitrario.

b) \bar{E} finito

Si ahora el campo eléctrico está presente, el movimiento de la partícula incluirá el movimiento giro-ciclotrón y una deriva del centro-guía.

Vamos a considerar que el campo eléctrico se encuentra en el plano x-z como lo indica la figura 1.5, por lo que $E_y = 0$. En este caso, la componente z de la

velocidad no está relacionada con las componentes transversales y puede ser analizada por separado. Entonces la ecuación 1.87 que incluye ahora el término para el campo eléctrico es expresada como:

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = q(\bar{E} + \frac{1}{c} \bar{v} \times \bar{B}), \quad (1.99)$$

donde la componente z es:

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m} E_z. \quad (1.100)$$

Al resolver la ecuación 1.100 para la velocidad se obtiene:

$$v_z = \frac{qE_z}{m} t + v_{z0}. \quad (1.101)$$

Las componentes transversales de 1.99 son:

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m} E_x \pm \omega_c v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= 0 \mp \omega_c v_x. \end{aligned} \quad (1.102)$$

Al diferenciar las ecuaciones 1.102 se llega a:

$$\begin{aligned} \ddot{v}_x &= -\omega_c^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= \mp \omega_c \left(\frac{q}{m} E_x \pm \omega_c v_y \right) = -\omega_c^2 \left(\frac{cE_x}{B} + v_y \right). \end{aligned} \quad (1.103)$$

Cuando se reordenan los términos de la ecuación 1.103 se obtiene la ecuación:

$$\frac{d_2}{dt_2} \left(v_y + \frac{cE_x}{B} \right) = -\omega_c^2 \left(v_y + \frac{cE_x}{B} \right). \quad (1.104)$$

Si se reemplaza v por $v_y + \frac{cE_x}{B}$, se obtienen las siguientes soluciones:

$$\begin{aligned}
 v_x &= v_{\perp} e^{i\omega_c t} \\
 v_y &= \pm i v_{\perp} e^{i\omega_c t} - \frac{cE_x}{B}.
 \end{aligned}
 \tag{1.105}$$

De la ecuación 1.105 se observa que el radio de Larmor es el mismo que en el caso anterior, sólo que aquí existe un movimiento adicional llamado *deriva del centro-guía* (o arrastre) en la dirección $-y$ (figura 1.5).

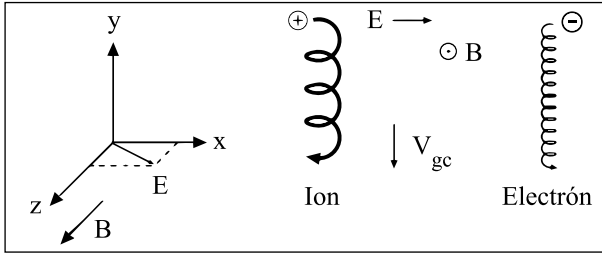


Figura 1.5. Movimiento de una partícula cargada en presencia de campos electromagnéticos (Chen, 1974).

Si ahora se resuelve la ecuación 1.87 en forma vectorial se obtiene una expresión general para la velocidad de deriva \bar{v}_{cg} . De la ecuación 1.87 se elimina el término del lado izquierdo de la igualdad, porque éste sólo nos da el movimiento circular en ω_c , por lo que sólo nos queda:

$$\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B} = 0.
 \tag{1.106}$$

Al tomar el producto cruz con \bar{B} de la ecuación 1.106 se obtiene:

$$\bar{E} \times \bar{B} = \bar{B} \times (\bar{v} \times \bar{B}) = \bar{v} B^2 - \bar{B} (\bar{v} \cdot \bar{B}),
 \tag{1.107}$$

donde las componentes transversales de 1.107 son:

$$\bar{v}_{\perp cg} = \frac{c\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \equiv \bar{v}_E.
 \tag{1.108}$$

Con \bar{v}_E (cm/s), la velocidad se deriva del campo eléctrico del centro-guía también conocida como deriva $\bar{E} \times \bar{B}$ o deriva eléctrica, donde \bar{F} es la fuerza eléctrica $q\bar{E}$. Ésta deriva, como se observa, de la ecuación 1.108 y es independiente de la carga (figura 1.6).

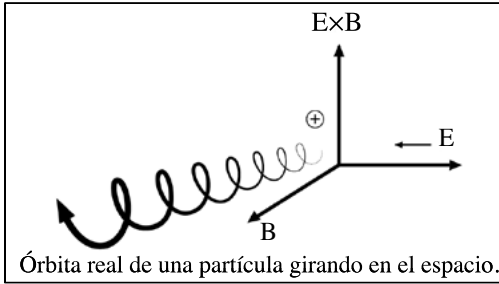


Figura 1.6. Órbita de una partícula girando en el espacio; en un caso, la trayectoria que describe la partícula es una curva helicoidal con el ángulo de paso cambiando constantemente (Chen, 1974).

El ángulo de paso del movimiento helicoidal es el ángulo entre \bar{v} y \bar{B} y está definido por:

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right), \quad (1.109)$$

donde $v_{\parallel} = v \cos \alpha$, $v_{\perp} = v \sin \alpha$, con v , v_{\parallel} y v_{\perp} , las magnitudes de estos vectores (véase la sección “Espejos magnéticos, cono de pérdida e invariantes adiabáticos” de este capítulo).

El resultado de la ecuación 1.108 puede ser aplicado a otras fuerzas al reemplazar $q\bar{E}$ en la ecuación de movimiento por una fuerza general \bar{F} , como se verá a continuación.

c) Movimiento de partículas en un campo gravitacional

En este caso la deriva de centro-guía causada por \bar{F} es:

$$\bar{v}_F = \frac{c}{q} \frac{\bar{F} \times \bar{B}}{B^2}. \quad (1.110)$$

En particular, si \bar{F} es la fuerza de gravedad mg , la deriva será:

$$\bar{v}_g = \frac{cm}{q} \frac{\bar{g} \times \bar{B}}{B^2}. \quad (1.111)$$

La deriva \bar{v}_g cambia de signo con la carga de la partícula (figura 1.7). Bajo una fuerza gravitacional los iones y los electrones derivan en direcciones opuestas, por lo que se produce una densidad de corriente neta en el plasma, dada por:

$$\bar{j} = n(M + m) \frac{\bar{g} \times \bar{B}}{B^2}. \quad (1.112)$$

La razón física para explicar la existencia de esta deriva es el cambio en la dirección de giro cuando la partícula gana o pierde energía en el campo gravitacional. Los iones giran en sentido contrario al movimiento de los electrones, pero la fuerza sobre ellos está en la misma dirección.

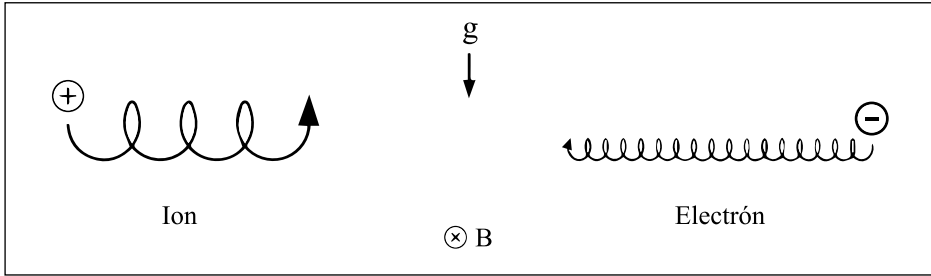


Figura 1.7. Dirección de una partícula girando en un campo magnético (Chen, 1974).

Movimiento de partículas en campos magnéticos no uniformes

a) Deriva la gradiente de \bar{B}

En este caso, la fuerza externa puede ser escrita como:

$$\bar{F} = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 c \frac{\nabla \bar{B}}{B}, \quad (1.113)$$

donde v_{\perp} es la componente de la velocidad de la partícula alrededor de $B(\perp \bar{B})$; en este caso, la deriva puede ser expresada como:

$$\bar{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2 c}{q} \frac{\bar{B} \times \nabla \bar{B}}{B_3}. \quad (1.114)$$

En la ecuación 1.114, el factor

$$\mu = \frac{q \omega_c}{2\pi} \pi r_c^2 = \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2 c}{B} \quad (1.115)$$

es conocido como momento magnético y casi siempre es una constante (véase la siguiente sección de este capítulo). La velocidad de deriva $v_{\nabla \bar{B}}$ depende de la energía cinética (en la dirección perpendicular) de la partícula cargada y no sólo de su velocidad.

La razón física de la deriva gradiente es que el giro-radio es mucho más pequeño en la base de la órbita de giro, porque el campo magnético se incrementa en esa región (figura 1.8).

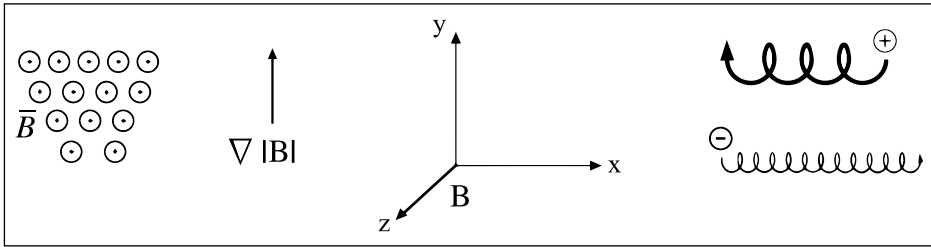


Figura 1.8. Dirección de una partícula girando en un campo magnético uniforme (Chen, 1974).

b) Deriva de curvatura

Cuando las partículas se mueven a lo largo de una línea de campo curvada, alguna fuerza externa puede actuar sobre la partícula, obligándola a seguir la geometría de la línea de campo (figura 1.9). Si no hay campos magnéticos externos, esta fuerza tiene que provenir del campo magnético. Cuando la partícula cargada sigue al campo, entonces la fuerza es expresada como:

$$\bar{F} = \frac{mv_{\parallel}^2 c}{R} \hat{R}, \quad (1.116)$$

donde v_{\parallel} es la velocidad de la partícula paralela a \bar{B} y R es el radio de curvatura de las líneas de campo magnético. Con esta fuerza, la velocidad de deriva puede expresarse como:

$$\bar{v}_c = \frac{mv_{\parallel}^2 c}{qB^2} \frac{\bar{R} \times \bar{B}}{R^2}. \quad (1.117)$$

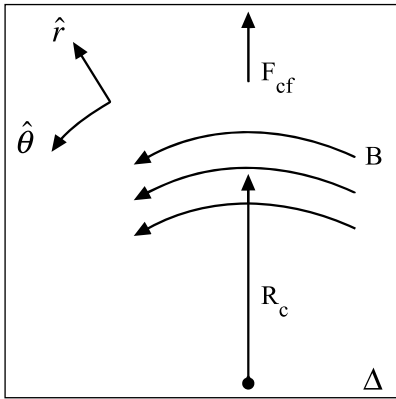


Figura 1.9. Campo magnético curvado (Chen, 1974).

Para iones y electrones, la velocidad expresada por la ecuación 1.117 actúa en direcciones opuestas produciendo una corriente neta.

En este caso, \bar{v}_c también depende de la componente paralela de la energía cinética de la partícula.

Los iones y electrones con la misma energía cinética en la dirección paralela al campo magnético derivan con la misma velocidad pero en direcciones opuestas aun cuando los electrones tienen una velocidad térmica $\left(v = \sqrt{\frac{2k_b T_e}{m_e}} \right)$ mucho mayor, debido a que su masa es muy pequeña.

Las derivas de una sola partícula producen corrientes muy diferentes a las corrientes óhmicas (las corrientes que se producen en los aparatos electrodomésticos). Éstas son dominadas colisionalmente y es en estas colisiones que la carga arrastra la energía transferida o perdida. Las corrientes debidas a las derivas son no colisionales y se generan gracias a la reacción de las partículas cargadas, a las variaciones en la estructura del campo electromagnético. Estas corrientes son muy importantes en plasmas de baja densidad, pero no son muy útiles cuando la probabilidad de colisiones se hace importante. Como un ejemplo de ellas, las corrientes óhmicas dominan en la ionosfera, pero son afectadas por corrientes de deriva en la magnetosfera.

Espejos magnéticos, cono de pérdida e invariantes adiabáticas

La configuración del campo magnético no uniforme con ∇B paralelo a \bar{B} produce el efecto de espejo magnético (configuración de botella magnética) (figura 1.10).

El momento magnético μ está relacionado con el movimiento giro-ciclotrón de la partícula y se define como $\mu = IA$, donde I es la corriente en un aro de área A para una partícula cargada, $I = \frac{q\omega_c}{2\pi}$ y $A = \pi r_L^2$, por lo que:

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{mcv_{\perp}}{B}. \quad (1.118)$$

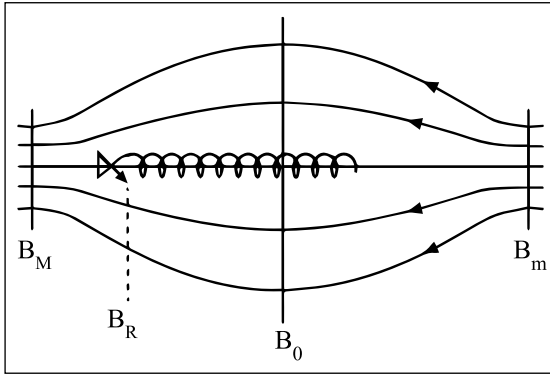


Figura 1.10. Configuración de botella magnética. La región donde el campo magnético tiene una magnitud B_m es conocida como punto espejo (Parks, Cak, 1991).

Es importante puntualizar que cuando una partícula se mueve de regiones de campo magnético intenso a campo magnético débil, gradualmente su radio de Larmor cambia, pero el momento magnético es un invariante de movimiento conocido como invariante adiabático. Este invariante también implica que el flujo magnético a través de una órbita cerrada permanece constante.

La invarianza de μ es básica para el confinamiento de plasmas. Cuando una partícula se mueve de una región de campo débil a una región de campo intenso, v_{\perp} tiene que incrementarse para mantener el momento magnético constante y ya que la energía cinética total permanece constante, v_{\parallel} necesariamente tiene que decrecer. Si la magnitud del campo magnético es suficientemente alta en el cuello de la botella, v_{\parallel} eventualmente se vuelve cero y la partícula es reflejada hacia la región de campo más débil debido a la fuerza magnética.

El plasma en una botella magnética puede ser confinado aun cuando el campo magnético sea no uniforme y el confinamiento no sea perfecto. Por ejemplo, una partícula con $v_{\perp} = 0$ no tendrá momento magnético y no habrá ninguna fuerza magnética a lo largo de \vec{B} , mientras que una partícula que se encuentre en el centro de la botella donde $B_0 = B$, escapa si el campo máximo B_m no es

suficientemente grande; entonces para B_0 y B_m dadas: ¿qué partículas escapan?

Una partícula con $v_{\perp} = v_{\perp 0}$ y $v_{\parallel} = v_{\parallel 0}$ en el plano central, tendrá $v_{\parallel} = 0$ en el punto de retorno. Considerando que B_m es el campo en el cuello de la botella, entonces por la invarianza del momento magnético:

$$\frac{1}{2} \frac{m v_{\perp 0}^2}{B_0} = \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B_m} \quad (1.119)$$

con:

$$\begin{aligned} v_{\perp 0} &= v \operatorname{sen} \alpha \\ v_{\parallel 0} &= v \cos \alpha. \end{aligned} \quad (1.120)$$

Al combinar las dos ecuaciones que aparecen en 1.120, entonces:

$$\frac{\operatorname{sen}^2 \alpha_m}{\operatorname{sen}^2 \alpha} = \frac{B_0}{B_m}. \quad (1.121)$$

Para $v_{\perp} = 0$, $\alpha = 0$ y $v_{\parallel} \neq 0$, la partícula escapa.

Cuando $\alpha = \frac{\pi}{2}$, la velocidad perpendicular no es cero, mientras que la velocidad paralela es cero en este caso:

$$\operatorname{sen}^2 \alpha = \frac{B_0}{B_m} = \frac{1}{R_m}, \quad (1.122)$$

donde R_m es la razón de espejo. Esta ecuación define la frontera de una región en el espacio de velocidades en la forma de un cono, llamado cono de pérdida (figura 1.11). Para $\alpha < \alpha_0$, las partículas son confinadas. Aquellas partículas que permanecen dentro del cono de pérdida, donde se cumple que $0 < \alpha < \alpha_0$, no están confinadas. Consecuentemente, un plasma confinado en una botella magnética nunca es isotrópico.

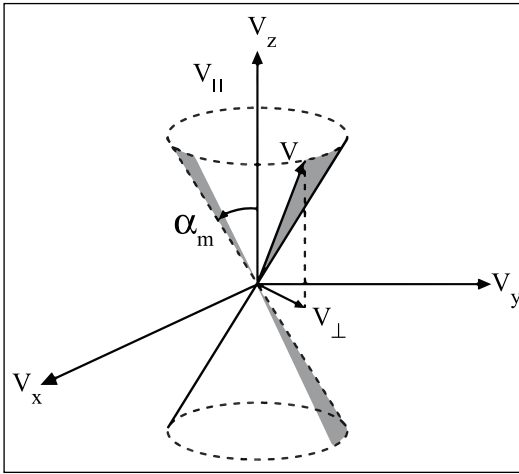


Figura 1.11. Ángulo de paso α_m (Chen,

1974).

El cono de pérdida es independiente de q y de m ; sin colisiones, los iones y los electrones son confinados igualmente. Cuando hay colisiones, las partículas se escapan al cambiar su ángulo de paso debido a la colisión y son dispersadas hacia el cono de pérdida. Generalmente los electrones se pierden más fácilmente debido a que tienen una frecuencia de colisiones mucho mayor que la de los iones.

La velocidad paralela produce el invariante adiabático longitudinal. Si denotamos por ds un elemento de línea a lo largo del campo magnético, la invarianza es la integral de $v_{||} ds$ sobre un periodo de oscilación entre los espejos. Este invariante permanece constante cuando la distancia entre los espejos cambia lentamente. El segundo invariante es usualmente expresado como:

$$J = \int_{s_1}^{s_2} v_{||} ds = cte \quad (1.123)$$

si el campo magnético varía lentamente comparado con los periodos de movimiento entre los puntos de retorno.

El tercer invariante se relaciona con el movimiento de deriva alrededor del espejo magnético, donde el movimiento de deriva del centro-guía conserva el flujo magnético total dentro de su trayectoria de deriva.

PROBLEMAS

1. Calcula el radio de Larmor máximo para:
 - a) Un electrón de 10 KeV sumergido en el campo magnético de la Tierra ($B = 0.5 \text{ G}$).
 - b) Un protón del viento solar que tiene una velocidad de 300 km/s y se encuentra sumergido en un campo de $5 \times 10^{-5} \text{ G}$.
2. Muestra que las ecuaciones del campo dipolar satisfacen $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ y $\nabla \times \vec{B} = 0$.
3. Encuentra el volumen total que ocupa el campo dipolar desde la superficie terrestre hasta la frontera ubicada a 10 radios terrestres.
4. Demuestra que la fuerza gravitacional sobre las partículas en la ionosfera terrestre es despreciable comparada con la fuerza de Lorentz. Considera que las partículas son protones de 1 eV.
5. Calcula la deriva de centro-guía de un protón ionosférico sobre el ecuador debida al campo gravitacional de la Tierra.
6. Calcula el tamaño del cono de pérdida en el ecuador geomagnético para las partículas aurorales sobre una línea de fuerza dipolar que cruza el ecuador a seis radios terrestres. Considera que los puntos espejo están en la ionosfera a 100 km sobre la superficie.
7. Demuestra que el momento magnético relativista de una partícula se conserva.
8. Calcula la longitud de Debye para electrones y protones para los casos siguientes:
 - a) La magnetosfera terrestre: $n_e = n_p = 10^4 \text{ part/cm}^3$, $T_e = T_p = 10^3 \text{ K}$.
 - b) El centro del Sol: $n_e = n_p = 10^{26} \text{ part/cm}^3$, $T_e = T_p = 10^{7.2} \text{ K}$.
 - c) El viento solar: $n_e = n_p = 10 \text{ part/cm}^3$, $T_e = T_p = 10^5 \text{ K}$.

n_p es el número de protones.

9. Grafica las curvas que muestran el comportamiento de la frecuencia giro-ciclotrón de un protón en un campo magnético dipolar como función de la latitud. Haz esto para las líneas de fuerza magnética que cruzan el ecuador a dos, seis y 10 R_T (radios terrestres).

10. Grafica la curva que muestra el comportamiento del radio de Larmor máximo para protones aurorales de 1 KeV a lo largo de la línea de fuerza del dipolo terrestre que cruza el ecuador a seis R_T (radios terrestres).

CAPÍTULO 2. EL SOL

INTRODUCCIÓN

El Sol es la estrella más cercana a la Tierra; es la fuente de energía que mantiene la vida en nuestro planeta y, desde el punto de vista físico, es un excelente laboratorio en el que puede observarse y estudiarse gran cantidad de fenómenos que sólo tienen lugar en las condiciones físicas especiales que se dan en las estrellas. El estudio de los fenómenos solares es, por lo tanto, fundamental para entender el comportamiento de gran parte del universo, incluyendo muchos fenómenos en la Tierra y su entorno cercano.

Toda la energía que emite el Sol se genera en su centro. Es en esta región de alta presión y elevada temperatura llamada núcleo donde se llevan a cabo las reacciones nucleares que transforman hidrógeno en helio (fusión nuclear); en las que se pierde masa y se gana energía. Esta energía es suficiente para mantener el brillo actual del Sol por miles de millones de años.

Uno de los atributos más enigmáticos del Sol es su campo magnético. Al igual que en muchos objetos astrofísicos, el magnetismo solar está lejos de ser entendido completamente, pero, a diferencia de la mayoría de esos objetos, el campo magnético solar se mide y estudia desde hace varias décadas y ahora contamos con modelos que pueden explicar una gran parte de esas observaciones.

Por ejemplo, sabemos que la combinación de campo magnético, gas caliente y, por lo tanto, ionizado (plasma), movimientos convectivos y diferentes velocidades de rotación para distintas regiones del Sol (rotación diferencial) dan como resultado un gran número de fenómenos de diversas escalas temporales, espaciales y energéticas que tienen lugar en la atmósfera solar.

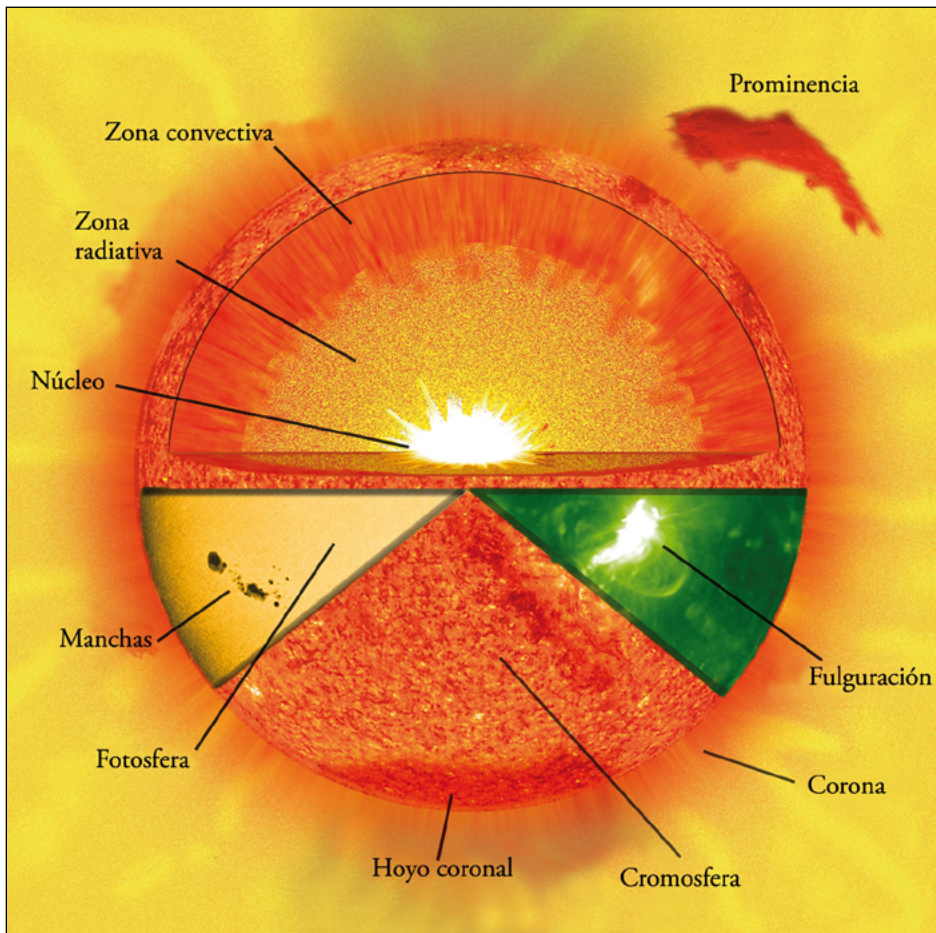


Figura 2.1. Estructura del Sol (adaptada de <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery>).

El estudio de la física solar se ha desarrollado desde hace cientos de años, tal vez desde que Galileo descubrió que el Sol no era inmaculado. Recientemente, el estudio de la física solar recibió un gran impulso con el advenimiento de los observatorios espaciales, principalmente los satélites *SkyLab* y *Solar Maximum Mision* (SMM) en la segunda mitad del siglo xx. Con estos observatorios se confirmó que en ocasiones el Sol emite grandes cantidades de energía en forma de radiación, partículas aceleradas y grandes cantidades de masa. Sin embargo, no

se encontró (aunque por supuesto se sospechaba) una asociación directa de dichos fenómenos con otros en la Tierra, como variaciones temporales en el campo magnético terrestre y en la ionosfera, y sus efectos en los sistemas tecnológicos.

La Tierra se encuentra bajo la influencia directa del Sol. En realidad se encuentra dentro de la atmósfera solar o heliosfera, de modo que algunas perturbaciones que tienen lugar en la base de la atmósfera solar pueden afectar de diversas formas a la Tierra y a su entorno cercano. Ahora sabemos que una clase particular de fenómenos solares, los llamados fenómenos eruptivos solares, pueden causar grandes modificaciones en el entorno magnético terrestre y son responsables de daños en sistemas tecnológicos modernos; por ejemplo, en telecomunicaciones, redes eléctricas, satélites, etc. Los cambios en el clima y en la salud humana debidos a estas perturbaciones comprenden un campo de estudio que se está desarrollando en la actualidad.

Con el desarrollo de la tecnología espacial se han estudiado las propiedades del medio que separa al Sol de la Tierra y los otros planetas (llamado medio interplanetario) y se encontró que los fenómenos solares dominan completamente lo que ahora se llama el clima del medio interplanetario o “clima espacial”. En particular, los fenómenos eruptivos como las ráfagas (también llamadas fulguraciones), las eyecciones de masa coronal y los filamentos que estallan causan grandes perturbaciones en el medio interplanetario y pueden afectar en gran medida el entorno terrestre. Por ejemplo, las ráfagas emiten radiación electromagnética y partículas de alta energía que afectan la atmósfera superior de la Tierra y pueden ser fatales para la vida fuera de nuestro planeta.

Para simplificar su estudio decimos que el Sol se divide en dos partes principales: la interior, que es imposible observar directamente, y la atmósfera que puede observarse directamente (aunque no a simple vista). Estas dos partes se subdividen en regiones que tienen diferentes características físicas dictadas por la densidad y temperatura del gas que forma al Sol.

INTERIOR

En el interior del Sol se encuentra prácticamente toda la materia que lo compone. Como ya mencionamos, esa región es completamente opaca y no podemos ver nada de ella, de tal forma que debemos usar modelos teóricos, en combinación con observaciones indirectas, para entender lo que pasa en el interior del Sol (y, por ende, de las estrellas en general).

Modelo estelar

Analizaremos brevemente un modelo estelar (uno muy básico); cómo se construye y cuáles son sus predicciones. Un modelo solar se basa en principios físicos generales como los siguientes:

1. *La conservación de energía.* En cualquier capa de la estructura estelar interna la suma de la energía que llega a ella desde las capas inferiores, más la energía que se crea en dicha capa (por reacciones nucleares), debe ser igual a la energía que sale de ella más el trabajo que realiza la capa sobre sus alrededores. Esto se puede expresar como:

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi^2 \rho \left(\varepsilon + T \frac{dS}{dt} \right), \quad (2.1)$$

en donde L es la luminosidad total (energía por unidad de tiempo por unidad de área) que pasa por la capa en cuestión y que se encuentra a una distancia r del centro de la estrella, ε es la tasa de generación de energía nuclear por unidad de masa, ρ es la densidad, T es la temperatura y S es la entropía por unidad de masa.

El término “entropía” $\left(T \frac{dS}{dt} \right)$ contiene explícitamente al tiempo y representa los cambios en la estructura y composición debidos a las reacciones nucleares. Sin este término, el modelo representaría una estrella estática sin evolución en el tiempo.

2. *El transporte de energía.* Dentro de una estrella el transporte de energía se lleva a cabo por medio de radiación, convección y conducción. Sin embargo, en estrellas como el Sol, solamente se consideran importantes la radiación y la convección; por lo tanto, la eficiencia en el transporte de energía está determinada por la opacidad y por los gradientes de temperatura. La ecuación de transporte de energía se escribe como:

$$L = 4\pi r^2 \frac{16\sigma T^3}{3 \kappa \rho} \frac{dT}{dr}, \quad (2.2)$$

en donde σ es la constante de Stefan-Boltzman y κ se conoce como la opacidad media de Rosseland y depende de la temperatura, la densidad y la composición que se calcula numéricamente.

3. *La ecuación de estado.* Una ecuación de estado relaciona la presión con la densidad y la temperatura. La forma en que se relacionan estas variables no es fija y se puede usar la ecuación de estado del gas ideal o ecuaciones de estado que toman en cuenta otros factores como, por ejemplo, el estado de ionización del gas (véase por ejemplo la ecuación 1.25).

4. *Reacciones nucleares.* Las reacciones nucleares que se consideran en los modelos de estrellas como el Sol son principalmente cadenas que convierten hidrógeno en helio. Ejemplos de estas cadenas se presenta en la siguiente sección, "Horno nuclear". Al usar medidas experimentales que se extrapolan hacia las temperaturas y densidades imperantes en el interior de una estrella, se puede determinar, en primer lugar, la energía por unidad de tiempo que sale de cada capa y después los cambios en la abundancia de los elementos que intervienen en las reacciones que tiene lugar en dicha capa. En este caso se trata del aumento de helio y la consecuente disminución del hidrógeno.

Cualquier modelo estelar teórico se debe sujetar a las observaciones disponibles. En particular, para el Sol tenemos los siguientes parámetros observables:

1. La masa del Sol, $m_s = 1.9891 \times 10^{33} \pm 0.02$ g.
2. El radio solar, $R_s = 6.69 \times 10^{10}$ cm.
3. La luminosidad solar, $L_s = 3.8515 \times 10^{33} \pm 0.01$ erg/s.

4. Se considera que la edad del Sol es $4.52 \times 10^9 \pm 0.04$ años.
5. Las abundancias (en masa) de cada elemento se pueden conocer mediante el espectro fotosférico y se encuentra que el H constituye $\sim 75\%$, el He $\sim 24\%$ y solamente se tiene $\sim 1\%$ de elementos más pesados.

Las ecuaciones anteriores se resuelven iterativamente. Primero se corre el modelo desde una edad o tiempo cero hasta el actual, suponiendo valores para los parámetros desconocidos (como las abundancias en el núcleo) y después se evalúan los resultados y se cambian los parámetros, de tal forma que se reproduzcan las observaciones. Este proceso continúa hasta obtenerse una solución autoconsistente, el resultado final es el modelo solar buscado. La figura 2.2 muestra las soluciones para los diferentes parámetros físicos de uno de estos modelos.

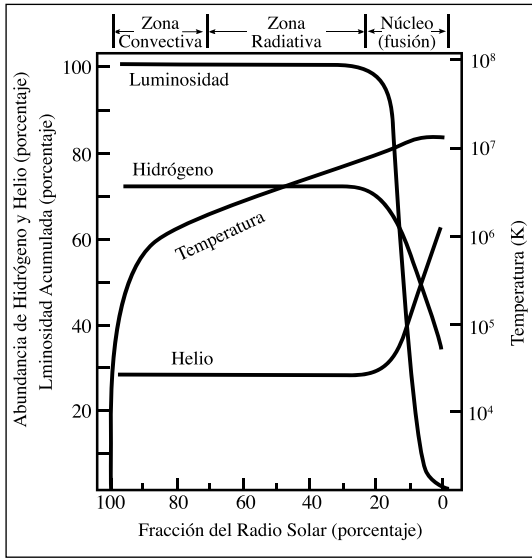


Figura 2.2. Predicciones del modelo solar estándar.

Horno nuclear

La fuerza gravitacional de la materia que compone el Sol se concentra en su núcleo. La presión ($\sim 10^{11} atm$) y la temperatura ($\sim 10^7 K$) son tan altas que las interacciones nucleares se dan “naturalmente” y dado que el elemento más abundante

en el Sol es el hidrógeno, las interacciones entre protones tienen gran probabilidad de ocurrir, dando como resultado final núcleos de helio. Existen varios caminos por los cuales se obtiene un núcleo de He a partir de cuatro de H. Uno de ellos es la cadena protón-protón (figura 2.3), que se desarrolla de la siguiente forma:

1. Dos protones (${}^1\text{H}$) se unen para formar un deuterón (${}^2\text{H}$) liberando un neutrino ν_e y un positrón e^+ .
2. El positrón se encuentra rápidamente con un electrón y se desintegran emitiendo dos fotones gamma.
3. Un protón se une al deuterón para formar un isótopo de helio (${}^3\text{He}$), liberando energía en forma de un fotón gamma.
4. Finalmente, dos isótopos ${}^3\text{He}$ se unen para formar un núcleo de helio (${}^4\text{He}$) liberando dos protones.

Una vez que se ha generado ${}^3\text{He}$ es posible obtener ${}^4\text{He}$ mediante dos reacciones nucleares diferentes:

- a) Un ${}^3\text{He}$ se fusiona con un ${}^4\text{He}$ para formar ${}^7\text{Be}$ liberando un fotón γ_i . El ${}^7\text{Be}$ “atrapa” un electrón para formar ${}^7\text{Li}$ y un ν_e . El ${}^7\text{Li}$ interacciona con un ${}^1\text{H}$ y da como resultado dos núcleos de ${}^4\text{He}$.
- b) Una pequeña cantidad de ${}^7\text{Be}$ se combina con un protón para formar ${}^8\text{B}$ y un fotón γ . El ${}^8\text{B}$ decae inmediatamente en ${}^8\text{B}$ más e^+ emitiendo en el proceso un e^+ y un ν_e . Finalmente el ${}^8\text{B}$ decae en dos núcleos de ${}^4\text{He}$. Esta cadena es muy importante porque el neutrino que se produce cuando decae el B es más energético que el neutrino que se crea en la cadena protón-protón, lo que permite que su detección sea relativamente más fácil.

Como podemos ver, en las cadenas se “invierten” cuatro átomos de H para “generar” uno de He y como “residuos” del proceso se obtienen neutrinos y fotones gamma. La masa del ${}^4\text{He}$ (4.00387 uma) es ligeramente más pequeña que la de cuatro átomos de H (4.008145 uma). La diferencia es de aproximadamente 4.768×10^{-26} g que equivalen a 26.76 MeV por reacción.

Los rayos gamma son los que acarrearán la energía generada por las reacciones nucleares hacia las capas más altas. Sin embargo, su viaje hacia el exterior

es bastante tortuoso debido a la enorme densidad en el núcleo solar y las capas siguientes. El camino libre medio es muy pequeño, aun para los fotones, de tal forma que las interacciones de los fotones con la materia son muy frecuentes y en ellas los fotones pierden energía. Incluso así, son estos fotones los que transportan la energía generada en el núcleo hacia las capas externas del Sol.

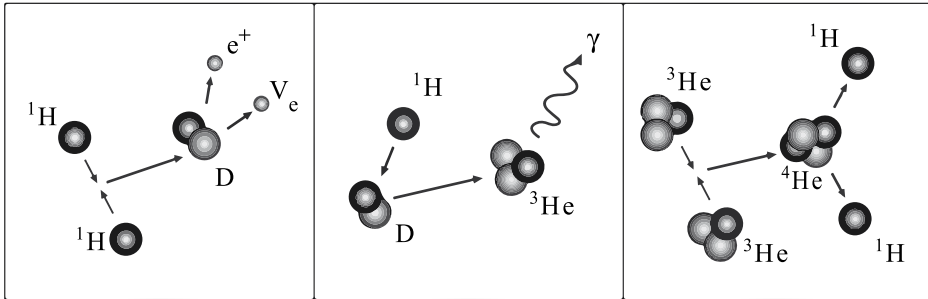


Figura 2.3. Cadena protón-protón.

Neutrinos

Como hemos visto, los neutrinos salen directamente del núcleo hacia el exterior del Sol, cruzan las capas internas y la atmósfera solar rápidamente y alcanzan fácilmente el medio interplanetario. Más aun, cada segundo algunos de ellos cruzan completamente la Tierra. En principio, podemos observar los neutrinos que pasan por la Tierra y a partir de su análisis hacer algunas inferencias de cómo y cuántos se producen en el núcleo solar y con ello conocer con alto grado de precisión los procesos de creación de energía que se llevan a cabo en el interior del Sol.

Sin embargo, la misma propiedad permite a los neutrinos salir del núcleo solar fácilmente; esto es, su baja interacción con la materia los hace muy difícil de detectar. Desde hace varias décadas se han llevado a cabo experimentos para detectar estas partículas tan elusivas. Para aumentar la probabilidad de interacción entre un neutrino y el material del detector se requieren detectores enormes y para obtener medidas estadísticamente confiables se necesitan tiempos de detección de varios años.

Al tomar en cuenta las predicciones de los modelos estelares (con las condiciones iniciales adecuadas para el Sol) sabemos que el número de neutrinos que pasan cada segundo por un área de un centímetro cuadrado a una distancia de

una unidad astronómica debería ser aproximadamente de 70 000 millones. De esta forma, un detector con un área de detección de varios kilómetros cuadrados tendrá una probabilidad finita de que, de vez en cuando, uno de los billones de neutrinos que lo atraviesan interactúen con los átomos del detector.

Existen al menos dos tipos de detectores de neutrinos: los que se basan en la detección de núcleos y los que se basan en la detección de luz (ambos producidos por las interacciones de los neutrinos con la materia que contiene el detector). En cada categoría hay dos subtipos que analizaremos brevemente:

- El tipo de detector más antiguo se basa en la reacción entre un isótopo del cloro (^{37}Cl) y los neutrinos de energías mayores que 0.8 MeV. Como producto de esta reacción se obtiene un isótopo de argón (^{37}Ar) que puede ser separado del cloro a intervalos de tiempo regulares y conocer así el número de interacciones por unidad de tiempo.
- El flujo medido por este detector es de 2.56 SNU (unidades de neutrinos solares, equivalentes a 10-36 absorciones de neutrinos por cada átomo del detector y por cada segundo) y es aproximadamente un tercio del flujo esperado por la teoría estándar que es de 9.5 SNU.
- Otra reacción nuclear que se usa para detectar neutrinos es:

$$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}.$$

Esto es, el detector contiene isótopos de galio (^{71}Ga) que al interceptar un neutrino producen un electrón y un isótopo de germanio (^{71}Ge) que puede ser recolectado y contado para obtener el flujo de neutrinos.

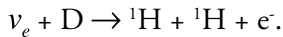
Existen tres experimentos de este tipo que pueden detectar neutrinos con una energía mínima de 0.2 MeV. Los flujos detectados son de 66, 75 y 78 SNU y son poco más de la mitad del flujo esperado por el modelo estándar, que es de 136.8 SNU.

El agua es un material económico que puede usarse en estos enormes detectores, en los que un neutrino puede colisionar con un electrón de la molécula de agua, el electrón sale disparado a una velocidad mayor que la de la luz en el agua y por lo tanto emite radiación Cherenkov. Esta radiación es detectada por tubos fotomultiplicadores y los destellos pueden ser contados, ofreciendo dos ventajas sobre los detectores anteriores: *a)* el cono de luz que emite el electrón

está orientado en la dirección que tenía el neutrino antes de la colisión y *b*) el ancho del cono depende inversamente de la energía del neutrino. Por lo tanto, se puede saber la energía y la dirección del neutrino incidente.

En este caso, la energía mínima de detección es más alta (7.5 MeV) que en los detectores anteriores y el flujo detectado es poco menos de la mitad que el predicho por la teoría.

En otro experimento similar se usa agua pesada como elemento de detección. Al igual que en el caso anterior, se pueden detectar neutrinos cuando colisionan con un electrón y éste emite radiación Cherenkov, pero además tiene lugar la siguiente reacción:



Un neutrino interacciona con un deuterio (D) y da como resultado dos núcleos de hidrógeno y un electrón. El electrón se lleva casi toda la energía del neutrino y emite radiación Cherenkov. La ventaja de esta reacción es que tiene una probabilidad mayor de ocurrir que la de la interacción neutrino-electrón. Además, una reacción similar ocurre con otro tipo de neutrinos y no solamente con los electrónicos, como en el caso de los otros detectores.

En el mejor de los casos la cantidad de neutrinos observados es poco más de la mitad de los que predice la teoría aceptada para el funcionamiento de una estrella. Algo anda mal: es posible que los modelos estelares no sean correctos o que realmente no entendamos bien la física de esas elusivas partículas llamadas neutrinos. Actualmente se sabe que éstos pueden oscilar desde un tipo hacia otro. Si se toma en cuenta esta oscilación, los valores esperado y observado concuerdan muy bien. Como veremos a continuación, existen otros métodos para explorar indirectamente el interior solar que confirman que el modelo estelar no está mal, ya que ahora se está investigando activamente la naturaleza y comportamiento de los neutrinos.

Transporte de energía

Como hemos visto, la energía que se produce en el núcleo se encuentra sobre todo en forma de radiación electromagnética. La presión fuera del núcleo es relativamente baja, de tal manera que ya no se produce fusión nuclear, pero es lo

suficientemente alta como para no permitir movimientos de masa; sólo los fotones pueden moverse y aun así lo hacen con mucha dificultad, debido a que el camino libre medio es muy pequeño. Un fotón tarda ~ 10 millones de años en atravesar una distancia equivalente a medio radio solar (en el vacío tardaría poco más de un segundo en recorrer la misma distancia). De esta forma, en los primeros 0.7 radios solares (R_{\odot}) los fotones son los únicos que pueden transportar energía; obviamente, a esta región (de 0.25 a $0.7 R_{\odot}$) se le llama zona de radiación.

Al llegar a los $0.7 R_{\odot}$ la radiación ya no es un mecanismo eficiente de transporte de energía. La temperatura y presión del gas a esa distancia ha disminuido considerablemente (véase la figura 2.2) y debido a esta disminución algunos electrones son atrapados y se forma hidrógeno parcialmente ionizado que aumenta la opacidad de la región. Así se genera un gradiente de temperatura tal que permite el movimiento macroscópico de masa o convección. En general, se trata a la convección en el Sol como una inestabilidad; una vez que una “burbuja” de material empieza a moverse hacia arriba no se detiene mientras sea más ligero que el material a su alrededor, si suponemos que el movimiento es lo suficientemente lento como para que se mantenga el equilibrio de presión con el entorno (en general se cumple cuando la burbuja se mueve a una velocidad mucho menor que la del sonido en el medio), pero al mismo tiempo suficientemente rápido como para que no exista intercambio de calor entre la “burbuja” y los alrededores (que ocurre cuando la diferencia o gradiente es mayor que el gradiente adiabático). En función del gradiente de temperatura, la condición de inestabilidad se puede escribir como:

$$dT/dr_{ad} < dT/dr \rightarrow \textit{inestable}$$

$$dT/dr_{ad} > dT/dr \rightarrow \textit{estable}.$$

Si el material de esta zona es considerado como un gas ideal con γ constante (véase la ecuación 1.25), la relación anterior se puede escribir como:

$$(1 - \gamma / \gamma) > dT/dr \rightarrow \textit{inestable} \tag{2.3}$$

$$(1 - \gamma / \gamma) < dT/dr \rightarrow \textit{estable}.$$

La derivación detallada de esta expresión se presenta en la sección referente a inestabilidad convectiva en el capítulo 5.

Estos movimientos forman celdas convectivas de tamaños variables, desde varios cientos de kilómetros hasta unas décimas del radio solar. No es difícil adivinar que a esta región se le llama zona convectiva y en profundidad va desde 0.7 hasta $1 R_{\odot}$. Cuando se observa la fotosfera con telescopios de gran resolución las celdas convectivas aparecen como gránulos de diferentes tamaños. El centro del gránulo se ve más brillante (material caliente en ascenso) que la orilla (material frío en descenso), debido a las diferencias de temperatura. Las celdas convectivas más grandes aparecen como conjuntos de celdas pequeñas con una frontera común. Con el estudio de los movimientos radiales del material en la fotosfera se ha iniciado una nueva rama de la física solar que estudia dichos movimientos, sobre todo cuando son oscilatorios.

Sismos solares

El Sol es una esfera de gas y, por lo tanto, en él se pueden transportar por lo menos tres tipos de ondas: gravitacionales, de flotación y de sonido. Las fuerzas restauradoras involucradas en cada una de ellas son la gravedad, la fuerza de flotación y la presión del gas. En principio, estas ondas se pueden propagar a través de los gases que forman el interior solar mientras las condiciones del medio en el que se propagan lo permitan. Por otra parte, sabemos que todo cuerpo tiene frecuencias típicas de resonancia; el Sol no es la excepción y en su interior pueden resonar (sobrevivir por largos intervalos de tiempo) varios tipos de ondas.

Como ejemplo, supongamos que se produce una explosión en la superficie del Sol como se muestra en la figura 2.4, en donde se ve una serie temporal de imágenes de la fotosfera durante una ráfaga solar. La onda de presión se propagará en todas direcciones desde el “epicentro”; en particular, la onda que viaja hacia el interior del Sol se encuentra con que la temperatura y la densidad crecen con la profundidad, de tal forma que su dirección de propagación cambia (se refracta).

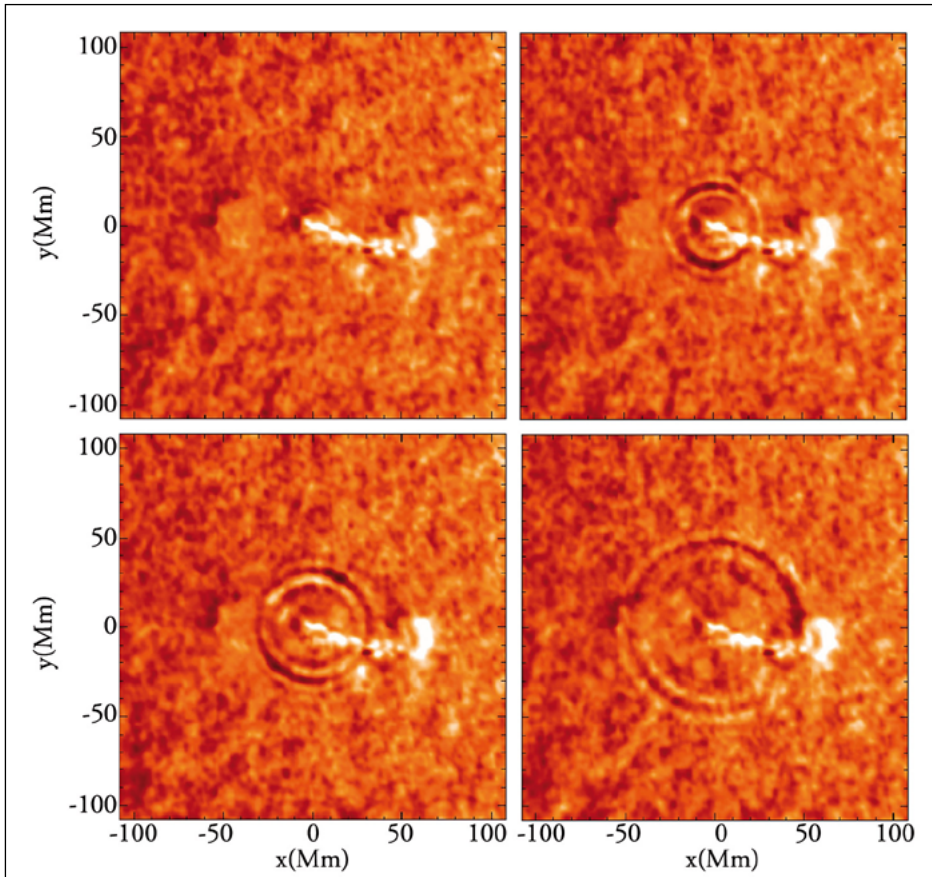


Figura 2.4. Evolución temporal de una región de la fotosfera en la que una explosión (ráfaga) causó un sismo en la superficie solar (MDI/SOHO <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery>).

Entre más altas la temperatura y la densidad del medio, más grandes son los cambios de dirección, de tal forma que la onda termina saliendo nuevamente hacia la superficie. El ejemplo típico de este tipo de refracción es el de la luz que cruza las capas cada vez más calientes de aire sobre el pavimento en un día soleado; la dirección de los rayos de luz cambia completamente, aparentando que proviene del suelo y da la impresión de que se trata del reflejo de la luz del cielo en una superficie de agua.

La refracción cambia la dirección de la onda hasta que ésta se dirige hacia las capas externas, en la superficie, donde la onda se encuentra con un cambio

de densidad muy brusco y se refleja (por supuesto, una porción pequeña de la onda se transmite) y empieza de nuevo el ciclo de refracción en el interior y reflexión en la superficie. Si este ciclo se repitiera unas cuantas veces no sería de mucha utilidad; sin embargo, algunas de estas ondas sobreviven mucho tiempo y, lo que es más sorprendente, entran en resonancia, de tal forma que podemos observarlas, medirlas y estudiarlas mediante herramientas similares a las que se usan para estudiar el interior de la Tierra durante sismos o explosiones provocadas expresamente (figura 2.5).

El nombre de esta rama de la física solar es heliosismología. En los primeros días de la heliosismología se encontró una oscilación típica con un periodo de cinco minutos. Debemos notar que para detectar y estudiar esa oscilación se requieren series de tiempo de varias horas; por lo tanto, si quisiéramos detectar ondas estacionarias de periodos mayores, digamos de unas horas, necesitaríamos observaciones continuas de varios días. Antes de la era espacial era necesario ir a los polos de la Tierra para observar de manera continua e ininterrumpida (durante varias semanas) las oscilaciones de la superficie solar; ahora hay satélites como el *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) que proporcionan observaciones continuas durante meses o años con gran detalle.

Como puede verse esquemáticamente en la figura 2.5, entre más grande es el periodo (o la longitud de onda) de las ondas, más profundo pueden llegar en el interior solar antes de refractarse. De esta forma contamos con una poderosa herramienta para explorar el interior del Sol y comprobar así los modelos estelares. La figura 2.6 muestra la variación de la tasa de rotación de los gases que componen parte del interior solar (eje vertical) con respecto de la profundidad (eje horizontal) para tres latitudes diferentes en el ecuador, 30 y 60 grados.

Atmósfera

Estudiemos ahora la parte “visible” del Sol, la llamada atmósfera solar. Afortunadamente contamos con un gran número de observaciones de las capas externas del Sol, de tal forma que actualmente tenemos un panorama detallado de los fenómenos que tienen lugar en ella; sin embargo, son tan complejos que aún no hay modelos teóricos que expliquen completamente las observaciones.

Exactamente a una distancia de $1 R_{\odot}$ la densidad solar disminuye, de modo que las ondas electromagnéticas que se encuentran en un intervalo pequeño del espectro, alrededor de los 5000 \AA , se pueden propagar libremente y salen del Sol. Estamos hablando de la transición entre el interior y la atmósfera, es decir, la fotosfera o esfera de luz. Es necesario tener en cuenta que esta división es, de cierta forma, arbitraria y no hay que pensar en cambios tajantes como en el caso de la Tierra, en donde la transición Tierra sólida-atmósfera está perfectamente determinada. Hablamos de la fotosfera como la superficie del Sol, pero no hay que olvidar que en realidad todo el Sol es gas, aunque con diferentes condiciones físicas (temperatura y densidad).

Superficie

La mayor parte de la energía que llega a la fotosfera desde las capas inferiores es radiada en longitudes de onda que corresponden a la parte “visible” del espectro. Por lo tanto, no es extraño que la vida en la Tierra se haya desarrollado en torno a estas longitudes de onda. La temperatura en la fotosfera es de unos 5700 K y su espectro de radiación es prácticamente igual al de un cuerpo negro a esa temperatura.

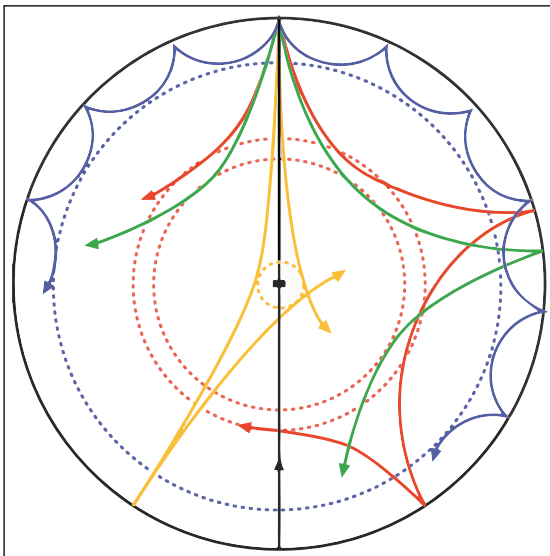


Figura 2.5. El Sol como cavidad resonante (GONG, <http://soi.stanford.edu/press/ssu8-97>).

La fotosfera es una capa muy delgada, mide unos 500 km de espesor. Cuando se observa detenidamente, se ven unas regiones oscuras o manchas solares. El número de manchas en la superficie solar se ha registrado desde hace mucho tiempo y sus variaciones se conocen bastante bien (lo que no implica que se entiendan perfectamente). Las manchas son la manifestación visible de enormes tubos de flujo magnético que cruzan la fotosfera desde la zona de convección hacia la atmósfera superior. La magnitud de los campos magnéticos en las manchas solares es de unos cuantos miles de gauss y, por lo tanto, dificultan la circulación del plasma a través de ellos, de tal forma que el material dentro de los tubos de flujo magnético se mantiene aislado del resto del gas y tiende a enfriarse. A pesar de que la diferencia de temperatura entre el material dentro y fuera de las manchas es relativamente pequeña (cientos de grados), la radiación es menor dentro de las manchas y, en contraste, al observador le parecen regiones oscuras.

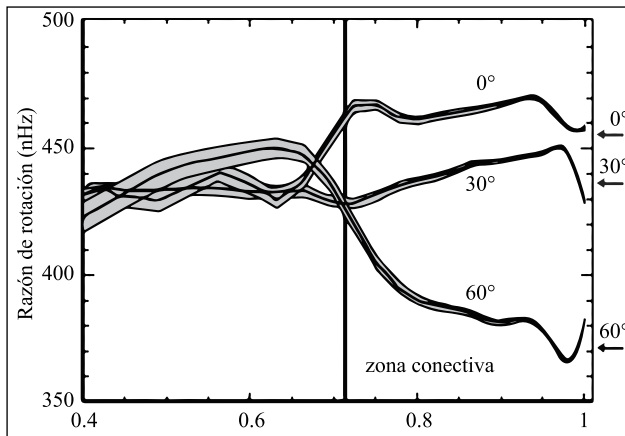


Figura 2.6. Rotación diferencial. Comportamiento de la tasa de rotación en función de la profundidad (eje horizontal, en donde 1 es la fotosfera), para latitudes equatoriales (0°), medias (30°) y altas (60°) (GONG, <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery>).

Las manchas son la manifestación a pequeña escala y “visible” del campo magnético solar. Éste es muy dinámico y da origen a una amplia gama de fenómenos que estudiaremos en la sección de actividad solar. Algunas veces, las manchas aparecen solas, con configuración magnética unipolar, pero generalmente lo hacen en pares con configuración dipolar o en grupos con configuraciones más complejas.

Por supuesto, los tubos de campo magnéticos no se detienen en la fotosfera, sino que se extienden hacia el resto de la atmósfera solar, con lo que crean las

llamadas regiones activas. Por lo tanto, las manchas constituyen los “pies” de estas regiones. La umbra es la parte más oscura en el centro de la mancha, en donde la magnitud del campo es más grande. Se encuentra rodeada de una región compuesta por filamentos oscuros llamada penumbra. En los grupos complejos la penumbra es compartida por varias manchas. En la figura 2.7 se puede ver un grupo de manchas; para tener una idea de los tamaños representados, el círculo negro representa el tamaño de la Tierra y en la parte superior derecha se encuentra todo el disco solar visible.

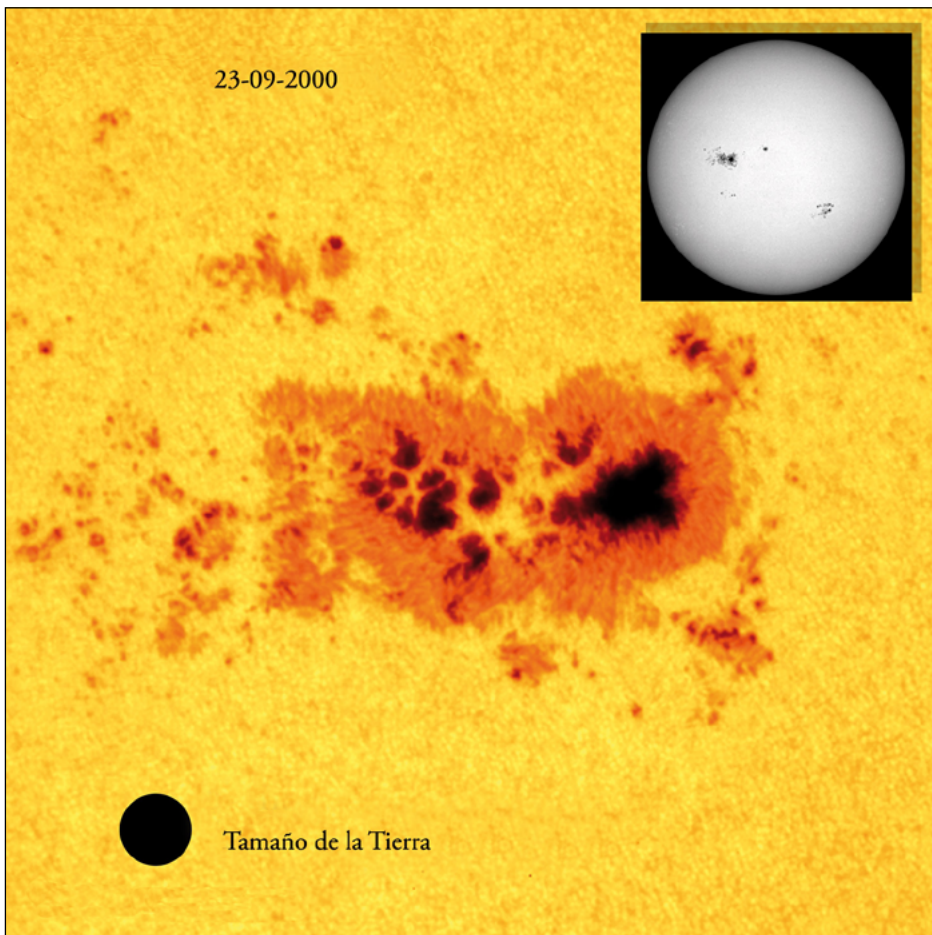


Figura 2.7. Mancha solar (MDI/SOHO <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery>).

La región más fría

En la figura 2.9 están graficadas la variación de la temperatura (línea continua) y de la densidad (línea discontinua), en función de la altura a partir de la fotosfera. Recordemos que la temperatura decrece desde unos 15 millones de grados en el núcleo hasta 5 700 K en la fotosfera. A una altura de unos 500 km por encima de la fotosfera la temperatura alcanza su valor mínimo de unos $\sim 4\,400$ K. Esta disminución de temperatura se debe principalmente a las pérdidas por radiación. Esta región marca el límite superior de la fotosfera. Después de este límite y, contrariamente a lo que se pudiera suponer, la temperatura aumenta primero suavemente hasta alcanzar unos 6 000 K a alturas que van aproximadamente de los 1 000 a los 2 000 km. Durante un eclipse solar, esta región de temperatura “intermedia” se ve como un anillo de color rojo que rodea la fotosfera y por razones obvias se le llamó cromosfera. La cromosfera se puede observar muy bien en dos líneas espectrales: una del hidrógeno, llamada H_{α} y una del helio ($10\,830 \text{ \AA}$). Es importante notar que en la parte baja de la atmósfera solar la dinámica está prácticamente dominada por el campo magnético. Sin embargo, en la cromosfera se puede observar un fenómeno que parece ser puramente hidrodinámico; de manera semejante a las llamas de una hoguera, el material cromosférico caliente sube y suponemos que el frío baja, aunque no lo vemos. Estas enormes llamaradas se llaman espículas (figura 2.8). Otro fenómeno que se observa en esta región son las llamadas “playas cromosféricas”, que son regiones brillantes que cubren los grupos de manchas y, por supuesto, están dominadas por los campos magnéticos.

Un fenómeno magnético de gran escala, que resulta evidente en las observaciones cromosféricas, son los filamentos, también llamados protuberancias o prominencias. Éstos son tubos helicoidales (que recuerdan la estructura de una cuerda) de plasma y campo magnético. Su configuración magnética es bastante compleja. Aparentemente, se forman en la cromosfera y se expanden hacia las capas superiores, llevando consigo el material cromosférico (véase la siguiente sección).

Aumento de temperatura

La variación de la temperatura de la cromosfera es “anormal”, puesto que crece (lentamente) con la distancia a la fuente de calor (el núcleo solar). Sin embargo,

esta “anormalidad” en la temperatura se queda corta si la comparamos con el aumento de la temperatura a mayores alturas (figura 2.9).

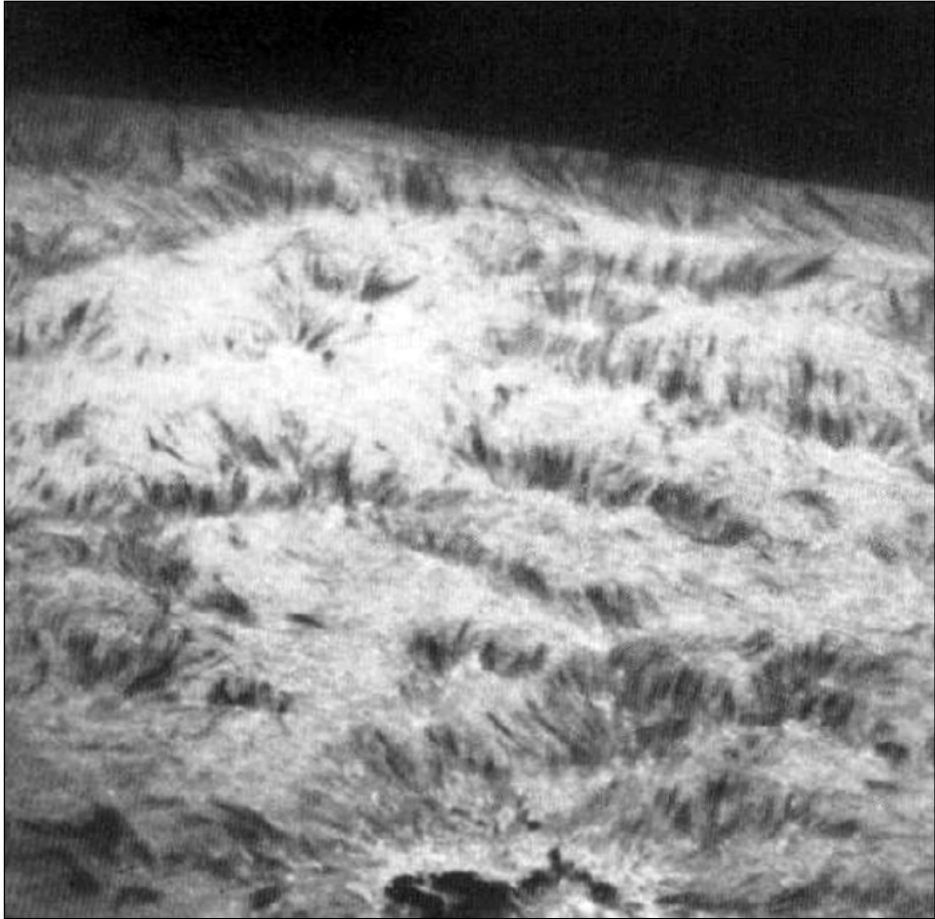


Figura 2.8. Espículas (Hinode, http://www.nasa.gov/mission_pages/solar-b/).

A una altura de $\sim 2\,300$ km, la temperatura sube rápidamente desde unos 20 000 K hasta alcanzar un valor de más de un millón de grados. Este hecho constituye uno de los fenómenos más interesantes de la física solar y hasta el momento no contamos con una explicación clara de los procesos que tienen lugar en la llamada zona de transición, en donde la densidad cae bruscamente y aumenta la temperatura a niveles extremos.

Después de los 2 300 km, disminuyen las tasas de crecimiento en la temperatura y de decrecimiento en la densidad. A esta región la llamamos corona solar, dado que en los eclipses solares se aprecia como una corona de pétalos blancos que rodea el disco solar. A temperaturas coronales (de millones de grados) los átomos se encuentran altamente ionizados y emiten principalmente en ultravioleta y rayos X. Como ejemplo, en la figura 2.10 se muestra una imagen del Sol tomada con un filtro de 195 Å que corresponde a la emisión de un ion de Fe que se encuentra 15 veces ionizado, esto ocurre cuando la temperatura es de 1.5 MK.

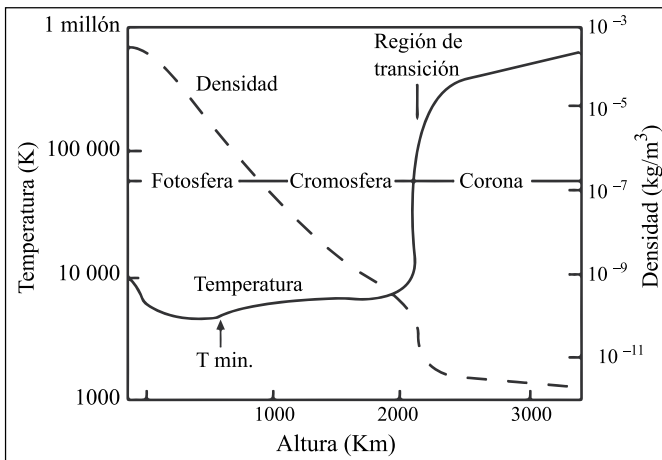


Figura 2.9. Temperatura (línea continua, escala izquierda) y densidad (línea de trazos, escala derecha) en función de la distancia, en la atmósfera solar.

Las más brillantes en la figura 2.10 corresponden a las regiones activas, en donde el campo magnético y la densidad son más altos que en el resto de la corona. La figura 2.11 muestra un “acercamiento” de una de esas regiones activas. Los colores están invertidos; por lo tanto, las líneas oscuras representan las líneas de campo magnético de la región activa. La naturaleza dipolar de las regiones activas se ve claramente en esta figura. También es posible ver en la figura 2.11 que la mayor parte de las líneas de campo se cierran en la misma región (como corresponde a un campo magnético dipolar) y forman lo que se conoce como región de campo magnético cerrado.

En contraste con las regiones brillantes de la figura 2.10 de campo magnético cerrado, se encuentran las regiones oscuras como la que se ve en el polo norte solar en dicha figura. A estas regiones se les llama hoyos coronales y son

regiones de campo magnético abierto; es decir, las líneas de campo no se cierran inmediatamente; de hecho, suponemos que se cierran en infinito (o al menos en la frontera de la heliosfera, que se supone que se encuentra a unas cien unidades astronómicas). Por lo tanto, el material coronal puede escapar con facilidad expandiéndose libremente hacia el medio interplanetario y formando lo que se conoce como viento solar (véase el capítulo 2).

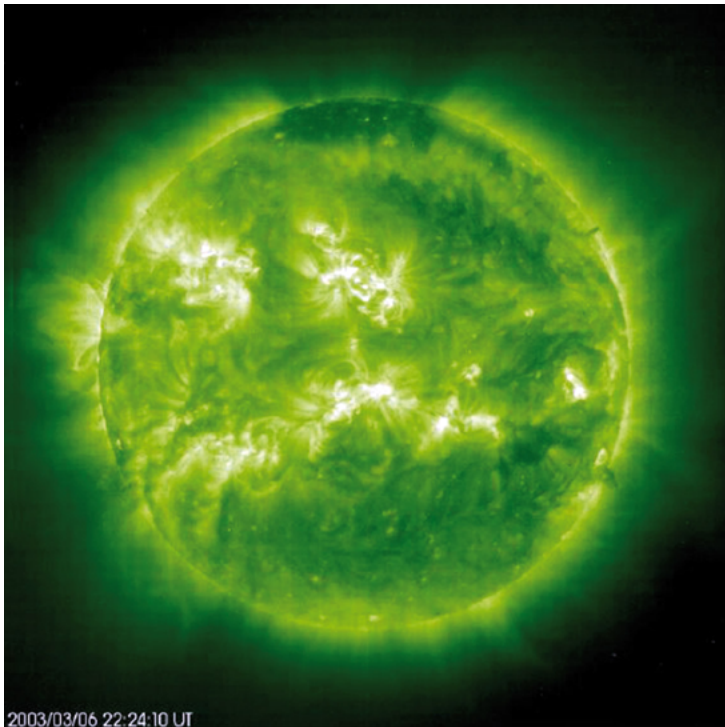


Figura 2.10. La corona vista en la línea del FeXV (EIT/SOHO <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery>).

De los hoyos coronales salen haces de viento solar con velocidad más alta que en otras regiones (probablemente todo el viento solar sale de los hoyos coronales), de tal forma que cuando un hoyo coronal se encuentra en latitudes bajas y de frente a la Tierra, unos días después su influencia se siente en los alrededores de la Tierra. Si el hoyo coronal en cuestión permanece en las mismas

latitudes por varios meses, su influencia será recurrente, con un periodo aproximado de 27 días, y formará las regiones corrotantes de interacción que se observan en el medio interplanetario.

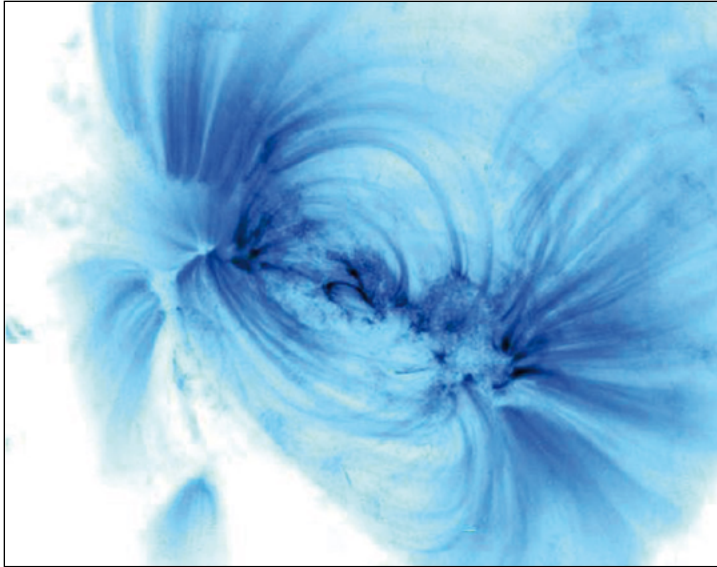


Figura 2.11. Región activa vista en la línea del FeXV; la escala de colores está invertida con respecto de la figura anterior, así que en este caso los tubos de flujo magnético, más densos y calientes, se ven oscuros (TRACE <http://trace.lmsal.com/POD/>).

ACTIVIDAD

Campo magnético

El campo magnético solar de gran escala no parece estar disminuyendo con el tiempo; por el contrario, muestra cambios que sugieren que dentro del Sol, probablemente en la base de la zona convectiva, tiene lugar un proceso de dinamo, es decir, se genera campo magnético constantemente. Una consecuencia observable del proceso de dinamo es que el campo magnético de gran escala cambia cíclicamente entre una configuración dipolar y una configuración multipolar aproximadamente cada 5.5 años.

El mecanismo básico del dinamo (de tipo alfa-omega) se puede entender si se toma en cuenta que el Sol no rota como un cuerpo rígido, sino que el gas que se encuentra en latitudes ecuatoriales rota más rápido que el gas que está cerca de los polos (véase la figura 2.6). Este efecto se conoce como rotación diferencial, la cual modifica la estructura del campo dipolar “estirando” las líneas de campo magnético en las latitudes bajas y dejándolas casi intactas en latitudes altas, como se puede ver en la parte central de la figura 2.12. Éste es el llamado efecto ω del proceso, en donde a partir del campo poloidal original se formó un campo toroidal. El retorno de campo toroidal a poloidal es más complejo y se involucran varios procesos físicos, como la convección y las fuerzas de flotación y coriolis. Estos efectos, llamados genéricamente alfa, deforman y giran a los tubos de flujo, de tal forma que el campo vuelve a tomar su forma dipolar, pero ahora con la polaridad opuesta.

En un periodo de aproximadamente 5.5 años, los efectos mencionados han deformado el campo magnético a tal grado que pasa de una estructura básicamente dipolar al inicio del ciclo, a una estructura aproximadamente toroidal durante el máximo de actividad, como se ve en los extremos izquierdo y derecho de la figura 2.12. Después, el campo global sufre una restructuración para alcanzar un estado de mínima energía y vuelve a tomar su forma dipolar. Los cambios observados en el campo magnético fotosférico y en la corona (en rayos X) se pueden apreciar en las figuras 2.13 y 2.14, respectivamente. Al centro de las figuras se encuentra la configuración durante el mínimo y a los extremos se ve la estructura durante el máximo de actividad. Es claro que durante el mínimo no hay campos magnéticos intensos en la superficie solar y durante el máximo los campos forman cinturones (o toroides) de “actividad” en las latitudes bajas.

Con algunas variaciones, este proceso se ha repetido por mucho tiempo; su manifestación más clara en luz visible es el cambio del número de manchas en el disco solar. Este número aumenta conforme el campo se aleja de su forma dipolar, hasta llegar a un máximo local en el momento en el que el campo toma su forma toroidal. Después de esto el número de manchas decrece rápidamente hasta llegar a desaparecer casi por completo. Este ciclo se repite aproximadamente cada 11 años. Actualmente se cuenta con registros del número de manchas desde hace varios siglos.

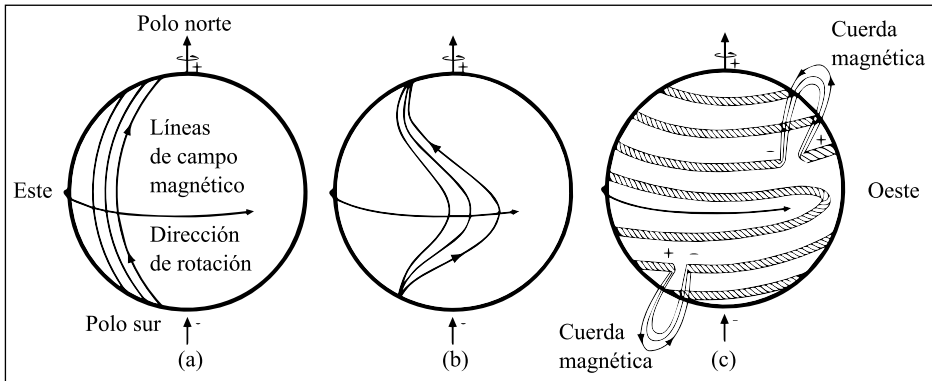


Figura 2.12. Diagrama esquemático de tubos de flujo magnético que muestra la distribución poloidal al inicio del ciclo (a), las deformaciones debido al efecto omega (b) y la distribución toroidal durante el máximo y el efecto de deformación alfa (c).

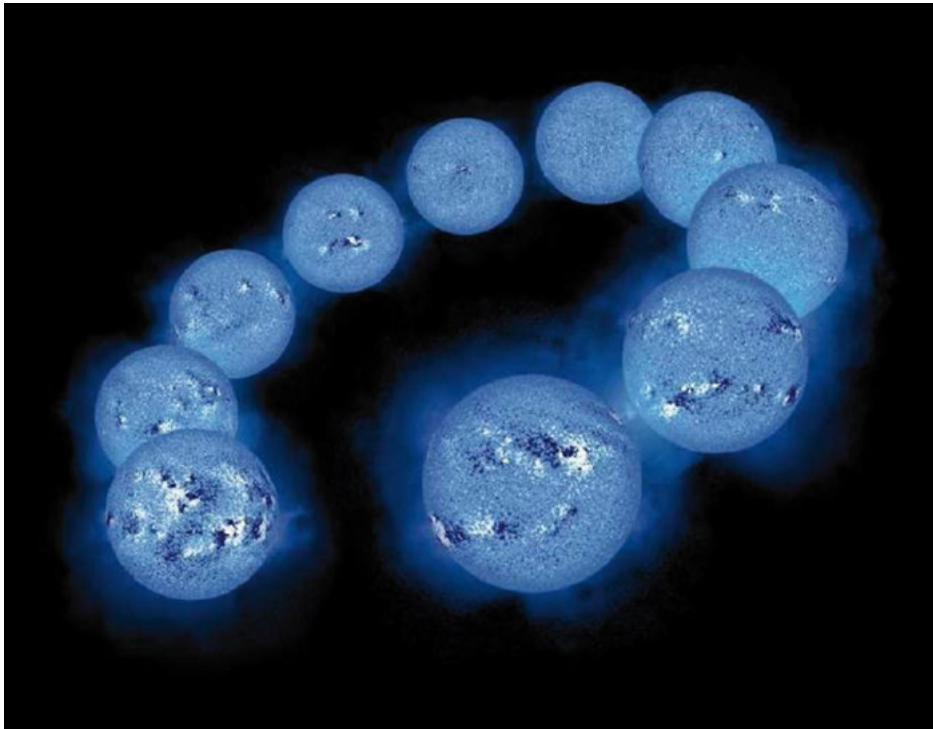


Figura 2.13. Ciclo solar observado en el campo magnético de la fotosfera (Lockheed Martin Solar y Astrophysics Lab).

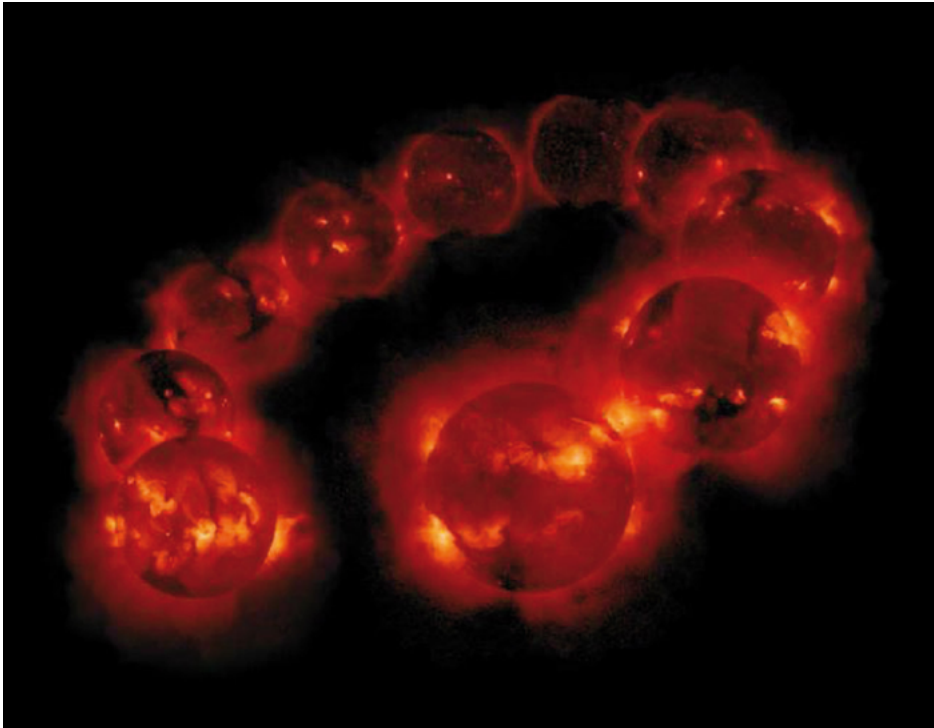


Figura 2.14. Ciclo magnético observado en la radiación en Rayos-X de la corona (YOHOKOH Lockheed Martin Solar y Astrophysics Lab).

La figura 2.15 muestra dos aspectos característicos de la actividad cíclica de las manchas solares; en el panel superior se encuentra la gráfica de la latitud de cada mancha en función del tiempo, desde 1785 hasta 2000. Como se puede ver, al principio de cada ciclo las manchas aparecen en latitudes relativamente altas (no más allá de 50 grados) y conforme pasa el tiempo las manchas aparecen en latitudes menores, acercándose al ecuador (aunque casi nunca alcanzan una latitud cero) hasta que desaparecen al final del ciclo. En el panel inferior de la figura se encuentra la gráfica del área de las manchas con respecto del tiempo para el mismo intervalo de 11 ciclos completos. En la figura se ve claramente que los ciclos no son regulares, ni en duración ni en número de manchas. Aparentemente, la actividad solar tiene también cambios con periodos mucho más grandes que el de 11 años.

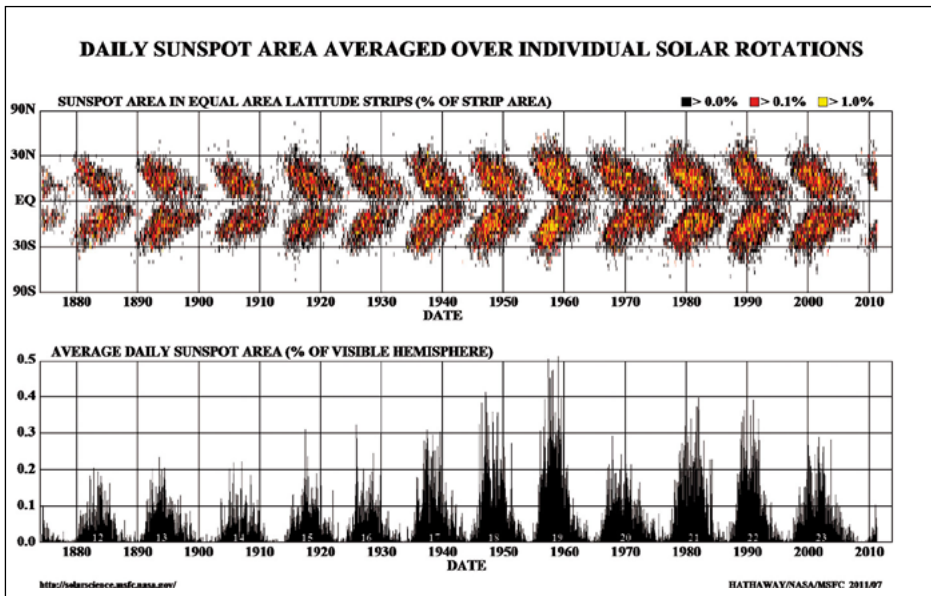


Figura 2.15. Ciclos de actividad solar (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/images>).

Explosiones

Los fenómenos más energéticos del sistema solar, en los que una súbita liberación de energía puede acelerar partículas hasta el régimen relativista y/o importantes cantidades de masa a grandes velocidades y emitir enormes destellos de radiación electromagnética en todas las longitudes de onda, tienen lugar en la atmósfera solar. Genéricamente son llamados fenómenos eruptivos y por lo común se dividen en “ráfagas” o “fulguraciones” y “eyecciones de masa coronal”. Las observaciones actuales de estos fenómenos son bastante extensas y cubren una amplia gama de longitudes de onda, desde radio ondas kilométricas hasta rayos gamma de alta energía (un ejemplo de las emisiones electromagnéticas en función del tiempo durante una ráfaga se puede ver en la figura 2.16). Los procesos básicos que tienen lugar durante una explosión se conocen de manera general, pero hasta ahora no contamos con un modelo adecuado que explique completamente estos fenómenos.

Algunos de los procesos más importantes que tienen lugar durante una “erupción” solar y que es necesario entender perfectamente para modelar estos fenómenos son los siguientes:

- a)* El almacenamiento de la energía liberada.
- b)* Su liberación súbita.
- c)* La aceleración de partículas hasta energías relativistas en una fracción de tiempo muy corta.
- d)* Las perturbaciones que estos fenómenos causan en el medio interplanetario.
- e)* Las alteraciones que generan en la Tierra y su entorno.

Como se puede ver, las erupciones son fenómenos muy complejos que tienen efectos en todo el sistema solar (y por supuesto en la Tierra). Debido a estos efectos y a los procesos involucrados, el estudio de las erupciones solares es de gran importancia en muchos ámbitos de la ciencia.

Las ráfagas o fulguraciones solares son el resultado de la conversión de la energía magnética disponible (en la corona) en energía cinética de las partículas del medio.

En general, las ráfagas comprenden tres etapas principales, a saber: la prerráfaga, la fase impulsiva y la fase térmica o gradual. En la prerráfaga se observa un aumento gradual y relativamente pequeño en algunas emisiones térmicas como los rayos X de baja energía (también llamados rayos X suaves). Este aumento de temperatura se interpreta como un incremento de la energía libre en una región de campo magnético cerrado como, por ejemplo, en una región activa. La energía puede aumentar cuando los campos magnéticos se deforman. Esto sucede cuando los movimientos subfotosféricos y la rotación diferencial deforman los tubos de flujo magnético y, por lo tanto, aumentan su energía. Una vez que los tubos de flujo cruzan la superficie, tienden a expandirse, lo que implica una deformación de las líneas de campo y por consiguiente un aumento en la energía disponible. La deformación del campo no puede sobrepasar cierto nivel crítico, después del cual la estructura se desestabiliza completamente. En ese momento las líneas de campo se “rompen” y se reconectan para tomar una configuración de menor energía, acelerando las partículas que se encuentran en la región de reconexión.

También se produce reconexión magnética cuando “colisionan” dos tubos de flujo de polaridad contraria.

El proceso de desestabilización y liberación súbita de energía se conoce como fase impulsiva. Como se ve en la figura 2.16, durante la fase impulsiva el flujo electromagnético aumenta en grandes proporciones en todas las longitudes de onda. La fase impulsiva de la ráfaga es la más interesante ya que es donde se lleva a cabo la conversión y liberación de energía y la aceleración de partículas (hasta velocidades relativistas). Las partículas de alta energía que se dirigen hacia las capas bajas de la atmósfera colisionan con el material, que es cada vez más denso, y dan origen a radiación de frenado y pueden incluso causar reacciones nucleares. Por otra parte, algunas partículas salen disparadas hacia el medio interplanetario y pueden, en ciertas circunstancias, verse en los alrededores de la Tierra un tiempo después de la explosión solar. Estas partículas energéticas se conocen como rayos cósmicos solares.

La fase gradual está más o menos bien entendida: las partículas aceleradas durante la fase impulsiva viajan a través de la atmósfera solar perturbando el medio ambiente que encuentran a su paso. Las partículas del medio ambiente, excitadas, radian su exceso de energía en diferentes longitudes de onda, dependiendo de la densidad, temperatura y campo magnético de la región en que se encuentran y como esos parámetros cambian mucho desde la superficie del Sol hasta el medio interplanetario, en la Tierra podemos observar la fase gradual de las ráfagas en prácticamente todo el espectro electromagnético (figura 2.16).

Filamentos

En la atmósfera solar también hay “nubes”, pero se componen de plasma y campo magnético en lugar de vapor de agua. Como hemos visto, la atmósfera solar se encuentra permeada de campos magnéticos. Obviamente a gran escala estos campos son dipolares, pero se observan grandes regiones que contienen una sola polaridad. La frontera entre regiones de diferente polaridad forma una línea magnéticamente neutra. Sobre esas líneas neutras el campo magnético toma formas muy complejas llamadas “cuerdas magnéticas” que se caracterizan porque las líneas de campo en su interior forman estructuras helicoidales. Las cuerdas magnéticas se forman en la cromosfera y luego suben a la corona, por lo

que contienen material denso y frío comparado con el medio ambiente coronal. Los filamentos o prominencias permanecen suspendidos en la corona durante periodos de tiempo variables, desde unas cuantas horas hasta algunas semanas.

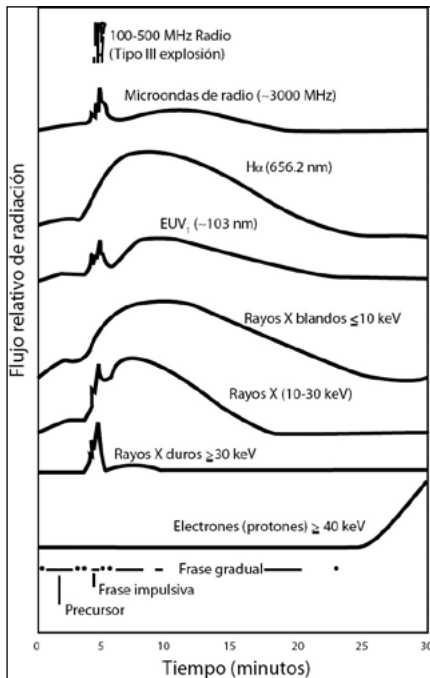


Figura 2.16. Emisiones observadas durante una ráfaga solar en diferentes longitudes de onda.

La figura 2.17 muestra una prominencia, que es como se llama a los tubos de flujo magnético según si se observan en el disco o en el limbo solar. En el disco se ven como cuerdas o filamentos oscuros en contraste con la cromosfera que es más brillante. En el limbo parecen nubes o prominencias flotando en la corona. Típicamente una prominencia tiene una densidad del orden de 10^{16} - 10^{17} part/cm³ y temperaturas de 5 000 a 8 000 K, es decir, son más densas y más frías que el material coronal que se encuentra a su alrededor.

En ocasiones los filamentos se desestabilizan bruscamente y lanzan hacia el medio interplanetario todo su material y el material coronal que se encuentra sobre ellos, produciendo lo que se conoce como una eyección de masa coronal (EMC).

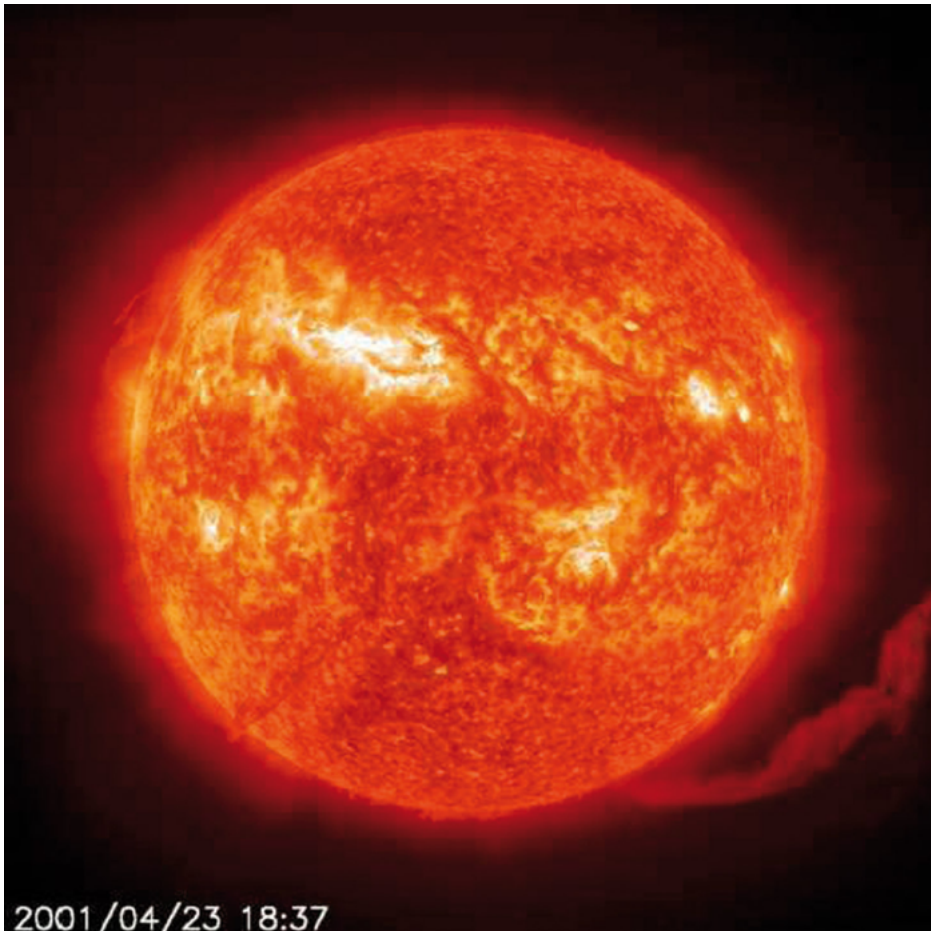


Figura 2.17. Nube solar (EIT/SOHO, <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/>).

Eyecciones de masa coronal

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son el fenómeno de gran escala de mayor impacto dentro de los estudios solares actuales. Hasta hace relativamente poco tiempo nuestros conocimientos sobre las EMC eran muy limitados; sin embargo, con el advenimiento de los coronógrafos (telescopios especiales para observar la atmósfera solar) a bordo de satélites, este conocimiento se ha incrementado enormemente.

La observación y estudio de las EMC es un tema de suma importancia, no solamente porque se trata de entender un fenómeno físico que puede acelerar $\sim 10^{16}g$ de masa desde el reposo hasta velocidades de miles de kilómetros por segundo en unos cuantos minutos, sino porque afecta directamente a la Tierra, sobre todo a una parte importante de los sistemas tecnológicos actuales, como los satélites y las telecomunicaciones.

En relación con las repercusiones en la Tierra y su entorno, las EMC son los fenómenos eruptivos solares más interesantes, ya que pueden afectar directamente el campo magnético de la Tierra. Hace algún tiempo se pensaba que las ráfagas solares causaban las perturbaciones observadas en el entorno terrestre. Ahora sabemos que ambos fenómenos se encuentran íntimamente relacionados, pero las EMC son las que se propagan perturbando a su paso el medio interplanetario.

Con los coronógrafos se puede estudiar con gran detalle las estructuras de plasma y campo magnético que rodean al Sol. En general la evolución de esas estructuras es muy lenta (siguen el ciclo solar bastante bien); sin embargo, en ocasiones se observa cómo una parte de la corona solar baja se desprende y sale disparada hacia el medio interplanetario. Posiblemente, este fenómeno es el resultado de una reconfiguración del campo magnético coronal de gran escala. Con los coronógrafos a bordo de satélites se ha visto que las EMC son un fenómeno muy frecuente en el Sol, al grado de que en la época de gran actividad solar se pueden observar varias EMC durante un solo día. La cantidad de masa eyectada varía mucho, pero fácilmente puede llegar a unos 10^{15} - 10^{16} g, con velocidades que van de cientos a miles de kilómetros por segundo. En ocasiones, las EMC están asociadas con filamentos que estallan. En estos casos el material expulsado durante la EMC es parte del que formaba el filamento y es posible que la estructura magnética del filamento corresponda a las nubes magnéticas observadas en el medio interplanetario como estructuras en las que la dirección del campo magnético rota suavemente 360 grados.

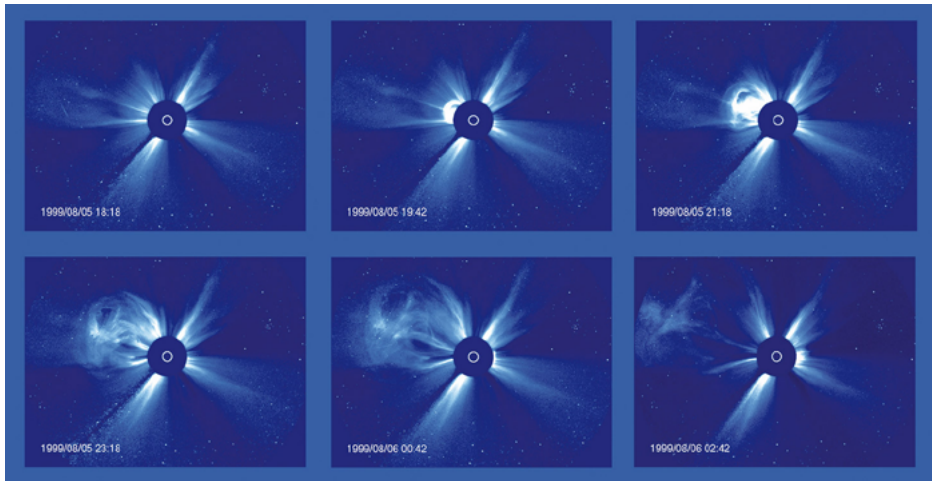


Figura 2.18. Eyección de masa solar (LASCO/SOHO, <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/>).

PROBLEMAS

1. Describe la estructura interior del Sol, así como los procesos de transferencia de energía que se llevan a cabo.
2. Si la luminosidad del Sol se mantuviera constante, ¿cuánto tiempo tardaría en reducir su masa a la mitad? (utiliza la expresión $E = mc^2$).
3. Indica las diferencias entre granulación, mesogranulación y supergranulación. ¿Es posible que existan las celdas gigantes?
4. Obtén el parámetro β para las siguientes regiones de la atmósfera solar:
 - Fotosfera ($T = 6 \times 10^3$ K, $n = 10^{21}$ part/m³, $B = 10$ gauss).
 - Manchas solares ($T = 10^3$ K, $n = 10^{20}$ part/m³, $B = 10^3$ gauss).
 - Cromosfera ($T = 10^4$ K, $n = 10^{17}$ part/m³, $B = 2$ gauss).
 - Región de transición ($T = 10^5$ K, $n = 5 \times 10^{15}$ part/m³, $B = 1$ gauss).
 - Corona ($T = 10^6$ K, $n = 5 \times 10^{14}$ part/m³, $B = 1$ gauss).
 - Región de campo cerrado en la corona ($T = 10^6$ K, $n = 10^{15}$ part/m³, $B = 100$ gauss).
5. ¿Cuáles son los requisitos para que una estrella genere campo magnético?
6. Escribe media cuartilla sobre las siguientes estructuras en la corona solar:
 - Hoyos coronales.
 - Fulguraciones.
 - Eyecciones de masa coronal.
7. Se supone que una fulguración solar es provocada por la aniquilación del campo magnético. Los pies de la fulguración en la fotosfera normalmente están en regiones activas y cerca de manchas solares. La energía liberada por una fulguración va de 10^{22} J a 10^{25} J en los eventos más energéticos. Si estamos hablando de un

campo de cien gauss y de un volumen esférico de 90 000 km de radio, ¿podría la aniquilación de este campo proporcionar la energía que en promedio libera una ráfaga?

8. Calcula la velocidad del sonido y la velocidad de Alfvén en la corona; considera un campo magnético de 50 gauss.
9. ¿Cuál es la diferencia entre el Sol quieto y el Sol activo? (escribe al menos una cuartilla).
10. ¿Cómo sería el campo magnético interplanetario si el Sol no rotara? Haz un dibujo.

CAPÍTULO 3. EL VIENTO SOLAR

INTRODUCCIÓN

El viento solar es un flujo de plasma y campo magnético que se genera en el Sol y permea todo el espacio interplanetario. Este flujo es el resultado de la gran diferencia de presiones que hay entre la corona solar y el espacio interestelar.

A mediados del siglo xx se predijo la existencia de un flujo solar (diferente al de los fotones) que cruzaba el medio interplanetario. Desde el punto de vista observacional, se encontró que algunas variaciones importantes en el campo magnético de la Tierra tenían lugar un tiempo después de que se detectaban ciertos fenómenos de actividad solar. Por otra parte, desde el punto de vista teórico, se encontró que debía haber un viento solar para que la corona se mantuviera en equilibrio.

El viento solar y las perturbaciones que en él se propagan tienen gran importancia en lo que se conoce como “relaciones Sol-Tierra” y es un factor fundamental en el clima espacial. Por supuesto, las variaciones del viento solar tienen su origen en el Sol, pero las propiedades físicas de dicho viento son tan especiales que su estudio constituye toda una rama de la física espacial.

NACIMIENTO DEL VIENTO

Algunas predicciones

Como se mencionó antes, las primeras predicciones teóricas de la existencia del viento solar surgieron de considerar el estado de equilibrio del plasma coronal (muy caliente) inmerso en el campo gravitacional del Sol.

Con objeto de encontrar el estado de equilibrio, en forma simplificada, podemos partir de las ecuaciones de continuidad de masa (1.18) y momento (1.21'), y hacer las siguientes suposiciones:

- Que el estado de equilibrio no cambia con el tiempo (es estacionario).
- Hay simetría esférica.
- La velocidad del flujo es radial, $u = u(r)\hat{e}_r$, en donde \hat{e}_r es un vector unitario que apunta hacia afuera del Sol.
- La fuerza gravitacional es $F = -\frac{GM_s}{r^2}\hat{e}_r$,

donde M_s es la masa del Sol y G la constante gravitacional por unidad de masa.

- El gradiente de presión también es radial $\nabla p = \frac{dp}{dr}\hat{e}_r$.
- Despreciamos la fuerza magnética $j \times B$.

De esta manera obtenemos las siguientes ecuaciones:

La ecuación de continuidad de masa en coordenadas esféricas queda como:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \rho u r^2 = 0. \quad (3.1)$$

Y la ecuación de momento, incluyendo la fuerza de gravedad, queda como:

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM_s}{r^2}. \quad (3.2)$$

Si se supone que la corona se encuentra en equilibrio estático (como se supuso hasta mediados del siglo xx); es decir que $u(r) = 0$, la ecuación 3.1 se satisface inmediatamente y la ecuación 3.2 se reduce a una ecuación de balance entre la presión y la fuerza de gravedad en una atmósfera estática.

$$0 = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM_s}{r^2}. \quad (3.3)$$

Al considerar la ecuación del gas ideal $p = 2n_e k_B T$ (k_B es la constante de Boltzman y n_e el número de electrones) y al suponer que los electrones y los

protones tienen la misma temperatura T y que $m = m_p + m_e$ con m_e y m_p la masa del electrón y del protón respectivamente, la densidad se puede escribir como:

$$\rho = m \frac{p}{2k_B T}, \text{ donde } m \sim m_p.$$

Al sustituir ρ en la ecuación 3.3, suponiendo implícitamente que la temperatura no varía, llegamos a la ecuación para una atmósfera isotérmica y estática:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = - \frac{GM_s m}{2k_B T} \frac{1}{r^2}, \quad (3.4)$$

cuya solución es:

$$p(r) = p_0 e^{\left[\frac{GM_s m}{2k_B T} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \right]}, \quad (3.5)$$

en donde p_0 es la presión a una altura R que es la base de la atmósfera.

En la década de los cincuenta del siglo pasado E. N. Parker se dio cuenta de que la ecuación 3.5 no reflejaba un equilibrio a distancias muy grandes, en donde la atmósfera solar “termina” y por lo tanto debe interactuar con el medio interestelar. Cuando $r \rightarrow \infty$ la presión, según la ecuación 3.5, es:

$$p(r) = p_0 e^{\left[\frac{GM_s m}{2k_B TR} \right]}.$$

Para una temperatura de 10^6 K, se tiene que $p_\infty \sim 3 \times 10^{-4} p_0$, lo que representa una presión mucho mayor que la que se supone que debe haber en el espacio interestelar (donde la presión es $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ dinas/cm²). Esto quiere decir que el modelo falla y no representa un equilibrio en el límite de la atmósfera solar.

Para resolver este problema, Parker propuso soluciones con velocidad de flujo diferente de cero para las ecuaciones 3.1 y 3.2. Una posibilidad es que el flujo sea constante, es decir, que el flujo total I que pasa por la superficie de una esfera de radio r sea constante para todo r , esto es:

$$4\pi r^2 \rho u = I. \quad (3.6)$$

La ecuación 3.1 se satisface inmediatamente con la solución 3.6. Sin embargo, la ecuación de momento requiere un poco más de desarrollo. Derivando la ecuación de estado $p=2n_e k_B T$ y sustituyéndola en la ecuación de momento 3.2 se puede llegar a:

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{2k_B T}{m} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} - \frac{GM_S}{r^2}. \quad (3.7)$$

Al despejar n de la ecuación 3.6 (recordando que $\rho=n_e m$), al diferenciarla en función de r y al sustituir el resultado en la ecuación 3.7 se obtiene la ecuación que describe a una atmósfera que se expande isotérmicamente:

$$u \frac{du}{dr} = \frac{4k_B T}{mr} + \frac{2k_B T}{m} \frac{1}{u} \frac{du}{dr} - \frac{GM_S}{r^2}. \quad (3.8)$$

Esta ecuación se puede analizar más fácilmente si la escribimos como:

$$\left(u^2 - \frac{2k_B T}{m}\right) \frac{1}{u} \frac{du}{dr} = \frac{4k_B T}{mr} - \frac{GM_S}{r^2}. \quad (3.9)$$

Para realizar dicho análisis primero notamos que para que la base de la atmósfera se encuentre atrapada gravitacionalmente se requiere que el término $\frac{GM_S}{r^2}$

sea mayor que el término $4k_B T/mr$. Por lo tanto, el lado derecho de la ecuación 3.9 es negativo en la base de la corona, esto es para r relativamente pequeño. Sin embargo, cuando r aumenta, el término gravitacional decrece más rápido que el término que contiene a la temperatura, ya que el primero decae como r^2 y el segundo como r . Entonces, debe existir una distancia r_c en la cual el lado derecho de la ecuación 3.9 se hace cero; esa distancia es:

$$r_c = \frac{GM_S m}{4k_B T}.$$

Por supuesto, en r_c el lado izquierdo de la ecuación 3.9 debe ser cero. Una posibilidad es que:

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r_c} = 0,$$

lo que implica que la solución tiene un máximo o un mínimo en r_c . Veamos qué pasa con las soluciones que empiezan con un valor pequeño de $u(r)$ en la base de la atmósfera; como lo sugieren algunas observaciones, el valor de u aumenta con r ; esto implica que du/dr es positivo. Para $r < r_c$ el lado derecho de la ecuación 3.9 es negativo, por lo que $u^2 - 2k_b T/m$ debe ser negativo. Al llegar a r_c se alcanza el máximo; por ello, después de este punto, du/dr es negativo y, dado que ahora el lado derecho de 3.9 es positivo, $u^2 - 2k_b T/m$ debe seguir siendo negativo. Para esta solución se tiene que $u^2 < 2k_b T/m$ para cualquier r .

Otra posibilidad para que el lado izquierdo de 3.9 sea cero en r_c es que $u^2 - 2k_b T/m$ sea cero en ese punto. En particular, la única solución para este caso, que es compatible con pequeñas velocidades en la base de la atmósfera, es aquella que permite que du/dr sea positiva todo el tiempo, de tal forma que los signos de ambos lados de 3.9 sean siempre iguales.

Las otras soluciones no alcanzan el máximo valor dado por $\sqrt{2k_b T/m}$ o por la velocidad del sonido $v_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ además, estas soluciones tienen velocidades pequeñas a grandes distancias y, por lo tanto, tienen el mismo problema que la solución estática; esto es, la presión es muy alta en el límite cuando r tiende a infinito.

La solución que permite que la velocidad siga aumentando con la distancia predice que en algún punto la velocidad va a ser más grande que la del sonido, o lo que es lo mismo, el flujo se vuelve supersónico. De la ecuación 3.6 se puede obtener la variación de la densidad con la distancia, esto es:

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2 u(r)},$$

en donde se ve de inmediato que la densidad (y por lo tanto la presión) tiende a cero conforme la distancia crece. Así que ésta es la única solución en la que hay equilibrio en las dos fronteras: entre la corona baja que se encuentra a alta presión y el medio interestelar que se encuentra a muy baja presión. Sin embargo, no es un equilibrio estático, sino que implica un flujo de material o una expansión de la atmósfera.

Con base en el análisis anterior, Parker predijo que el medio interplanetario debería estar permeado por un “viento solar” de partículas con velocidades supersónicas.

PERTURBACIONES EN EL VIENTO SOLAR

La solución para la expansión de la atmósfera descrita en la sección anterior es solamente una primera aproximación en la que la expansión del gas no cambia en el tiempo. Sin embargo, el viento solar, como se observa a la altura de la Tierra, está muy lejos de ser un flujo estacionario; por el contrario, es muy raro encontrar periodos largos de tiempo en los que el flujo sea constante.

El campo magnético

La corona se encuentra permeada de campos magnéticos de diferentes magnitudes y el material que hay en esa región está altamente ionizado; la combinación de estos dos factores da como resultado un efecto característico de este tipo de plasmas: el “congelamiento” del campo magnético al plasma. En el caso del viento solar se tiene que $\beta \gg 1$ (véase la ecuación 1.34), es decir, la presión del gas es mucho mayor que la presión magnética y, por lo tanto, el flujo de viento solar arrastra consigo las líneas de campo que están “congeladas” a él. Este escenario sugiere entonces un viento solar compuesto de un flujo de partículas y un campo magnético que se aleja radialmente del Sol. Sin embargo, las cosas no son tan simples; la primera complicación surge cuando se toma en cuenta que la atmósfera solar rota con una velocidad aproximada de:

$$\omega = 2\pi \text{ rad} / 25.4 \text{ días} = 2.7 \times 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}.$$

Si pudiéramos observar un punto fijo en la base de la atmósfera, desde el cual sale el viento solar, veríamos cómo, en un instante, sale un pequeño chorro de plasma (que arrastra líneas de campo magnético). Un instante después, sale otro chorro de plasma y campo, pero en ese tiempo la atmósfera ya giró un poco (debido a la rotación) y, por ello, el segundo chorro de plasma ya no se encuentra en la misma dirección angular que el primero, cuando se observa en un sistema

de referencia estacionario. Este proceso se repite indefinidamente y, dado que las líneas de campo magnético de todos los chorros que salieron de la misma región son continuas, el resultado es que el viento solar forma una espiral en el medio interplanetario, como se puede ver en la figura 3.1, en donde se aprecia la llamada espiral de Arquímedes, cuya ecuación es: $r - R = -\frac{\omega}{u}(\phi - \phi_0)$, en donde ϕ es el ángulo azimutal y ϕ_0 es el ángulo inicial cuando $r = R$. Se puede mostrar que las componentes del campo magnético son para este caso:

$$B_r(r) = B_0 \frac{R^2}{r^2} \text{ y} \quad (3.10)$$

$$B_\phi(r) = -B_0 \left(\frac{\omega R}{u} \frac{R}{r} \right). \quad (3.11)$$

A la altura de la Tierra $\omega r = 405 \text{ km/s}$ y suponiendo que la velocidad del viento es 400 km/s , se deduce que ambas componentes son muy parecidas, de hecho, a una unidad astronómica; las líneas de campo forman un ángulo de 45° con la dirección radial.

La hoja de corriente

Supongamos que el campo magnético solar se puede representar por el campo de un dipolo más o menos alineado con el eje de rotación del Sol (durante el mínimo de actividad esta aproximación es bastante buena). La figura 3.2 muestra la atmósfera solar durante un mínimo de actividad. Las regiones brillantes, llamadas cascos coronales, dibujan muy bien las regiones de campo magnético cerrado.

Como se puede ver (sobre todo en el limbo oeste), cerca del ecuador y a bajas alturas, las líneas de campo magnético se cierran completamente, salen por un hemisferio (norte o sur) y entran en el otro, como se espera para un dipolo. Sin embargo, existe una altura (aproximadamente de dos radios solares) en la que las líneas de campo ya no se cierran; por el contrario, parece que se extienden indefinidamente hacia el medio interplanetario. Este fenómeno se puede entender fácilmente si se toma en cuenta el parámetro β . Para alturas menores a dos radios solares, aproximadamente, la presión magnética en la región ecuatorial es más

grande que la presión cinética; por lo tanto, el campo no permite que el plasma escape y se tiene una configuración magnética cerrada.

Con la altura, la magnitud del campo decrece y llega un momento en el cual $\beta > 1$ y como se vio en la introducción de este capítulo, el material sale disparado hacia el medio interplanetario para formar el viento solar. Una situación similar se presenta cerca de los polos, en donde la magnitud del campo magnético es pequeña, así que $\beta > 1$ a bajas alturas (menores a un radio solar), formando estructuras de campo abiertas (los hoyos coronales) en las que el viento es impulsado desde regiones muy bajas de la atmósfera solar.

El resultado es muy parecido para ambas configuraciones, esto es, tanto en los hoyos (a bajas alturas) como en regiones de campo cerrado (a grandes alturas) el viento se lleva consigo las líneas de campo magnético, pero hay una diferencia que es necesario tomar en cuenta. En los polos la polaridad del campo magnético es única para todo el hoyo, ya sea positiva en el polo norte geográfico y negativa en el polo sur o viceversa, recordemos que esta distribución cambia cada 22 años (véase la sección relativa a la atmósfera en el capítulo anterior).

A grandes alturas, la polaridad del campo, representada por los colores azul y rojo en la figura 3.2, se conserva desde el polo hasta llegar al ecuador en cada hemisferio. En el ecuador la polaridad debe cambiar súbitamente y originar una discontinuidad. A esta región de discontinuidad en la que la dirección del campo magnético cambia de líneas que salen del Sol en un hemisferio a líneas que entran al Sol en el hemisferio opuesto, se le conoce como hoja neutra u hoja de corriente.

Si el eje del dipolo magnético realmente fuera paralelo al eje de rotación solar, la hoja de corriente se extendería uniformemente por el ecuador solar formando una especie de plano ecuatorial. Sin embargo, el eje magnético no es paralelo al eje de rotación y no solamente eso, sino que cambia su dirección con el tiempo. En los tiempos de mínima actividad el eje dipolar forma un ángulo relativamente pequeño con el eje de rotación. En ese periodo, la combinación de los efectos de rotación y de la diferencia entre los ejes de rotación y magnético crea una estructura muy peculiar en la forma de la hoja de corriente, es una estructura que recuerda a la falda de las bailarinas (figura 3.1).

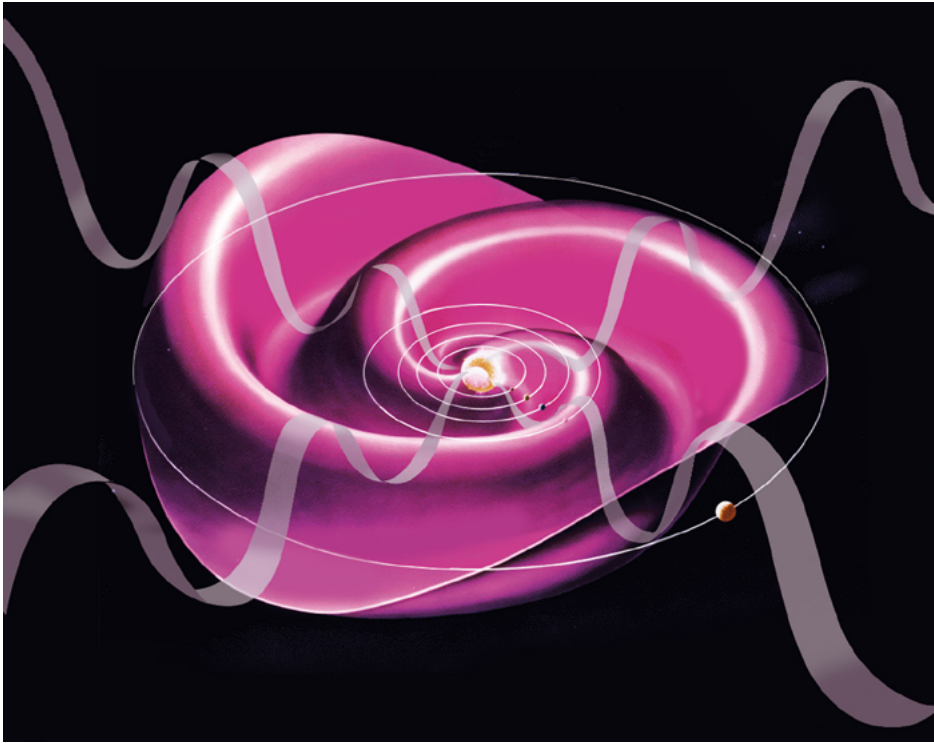


Figura 3.1. Representación de la hoja neutra del campo magnético interplanetario y la espiral Arquímedes (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery>).

La estructura de falda de bailarina ayuda a explicar el hecho de que, a la altura de la Tierra, la dirección del campo magnético se agrupa en sectores en los que la dirección del campo apunta predominantemente hacia “adentro” o hacia “afuera” del Sol, cambiando con la rotación solar. Debido a la inclinación del eje magnético, la falda u hoja neutra cruza por lo menos dos veces cualquier punto fijo en el plano de la eclíptica (como podría ser la Tierra). De tal forma que para cada rotación solar, el punto en cuestión se encontrará arriba de la hoja de corriente la mitad del tiempo y, por lo tanto, la dirección del campo magnético será hacia afuera del Sol (en el caso de que el polo norte geográfico coincida con el polo positivo magnético). Después el punto cruzará la hoja neutra y se ubicará durante el tiempo restante debajo de la falda y, por ello, las líneas de campo estarán entrando hacia el Sol.

El panorama se complica mucho durante el máximo de actividad solar, en donde ya no se puede hablar de una distribución dipolar del campo magnético solar; la distribución toma una forma multipolar, así que la forma de la hoja neutra se vuelve muy desordenada. En ese caso, la Tierra pasará por sectores magnéticos diferentes con una frecuencia mucho mayor que durante el mínimo de actividad.

Variaciones en la velocidad del viento solar

La parte baja de la corona solar, el lugar en donde se origina el viento, dista mucho de ser uniforme; por el contrario, en ella conviven estructuras con grandes variaciones de densidad, temperatura y campo magnético. Desde el punto de vista magnético, la clasificación más simple es la de regiones cerradas y abiertas. Está bien establecido que en las regiones de campo abierto, como los hoyos coronales, se acelera el viento a grandes velocidades (mayores que 400 km/s). Parece ser que el viento asociado con regiones de campo cerrado es más lento (menor o igual que 400 km/s). Como resultado de lo anterior, un observador puede ver haces de viento lento cuando está frente a una región cerrada y haces de viento rápido cuando observa sobre un hoyo coronal. Como hemos visto, el viento solar forma una espiral en el medio interplanetario, por lo cual los haces de viento rápido y lento formarán una espiral también, así que si estamos observando a una distancia de una unidad astronómica, veremos un haz de viento rápido un tiempo después de que un hoyo coronal pase frente a nosotros. Si la diferencia entre las velocidades es lo suficientemente grande, mayor que la velocidad del sonido y que la velocidad de Alfvén (véase la sección sobre actividad), se formará una onda de choque en la parte delantera del haz de viento rápido. En promedio la velocidad del viento solar es de 400 km/s, pero sus variaciones pueden ser considerables, desde valores menores que cien hasta más de 1 000 km/s.

No es posible hablar de un viento solar promedio o quieto pues las variaciones en todos los parámetros observados del viento solar son grandes y hay una gran cantidad de perturbaciones que viajan a través de este medio. Sólo como referencia, en la tabla 3.1 mencionaremos algunos valores “promedio” aceptados para el viento solar a la altura de la Tierra:

Tabla 3.1. Parámetros del viento solar

Densidad (protones)	6.6cm^{-3}
Densidad (electrones)	7.1 cm^{-3}
Densidad (He^2)	0.25 cm^{-3}
Velocidad radial	450 km s^{-1}
Temperatura (protones)	$1.2 \times 10^5\text{ K}$
Temperatura (electrones)	$1.4 \times 10^5\text{ K}$
Campo magnético	$7 \times 10^{-5}\text{ G}$

Eyecciones de masa coronal interplanetarias

Las eyecciones de masa coronal (véase la sección relativa a eyecciones en el capítulo anterior) son probablemente las perturbaciones más grandes que viajan a través del viento solar; cuando su velocidad es suficientemente alta, con respecto a la velocidad del viento ambiente, se crea una onda de choque que es seguida de una zona de compresión o magnetofunda, en donde se encuentra el material (y campo magnético), que la eyección va encontrando (barriando) a su paso.

Finalmente viene la eyección misma que es diferente del viento solar, porque típicamente tiene una temperatura más baja, un campo magnético más alto, una composición química diferente y otras características especiales.

Normalmente la dirección del campo magnético de estas estructuras, llamadas eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCI), es aleatoria. Puede ser que se mantenga aproximadamente constante durante el evento o que cambie con una rotación suave. La dirección del campo de las EMCI es muy importante en términos de su interacción con la magnetosfera terrestre. En esta interacción frecuentemente se transfiere energía de la EMCI a la magnetosfera cuando la dirección del campo magnético de la EMCI apunta hacia el sur y por lo tanto se reconecta con las líneas de campo magnético terrestre que tiene dirección norte.

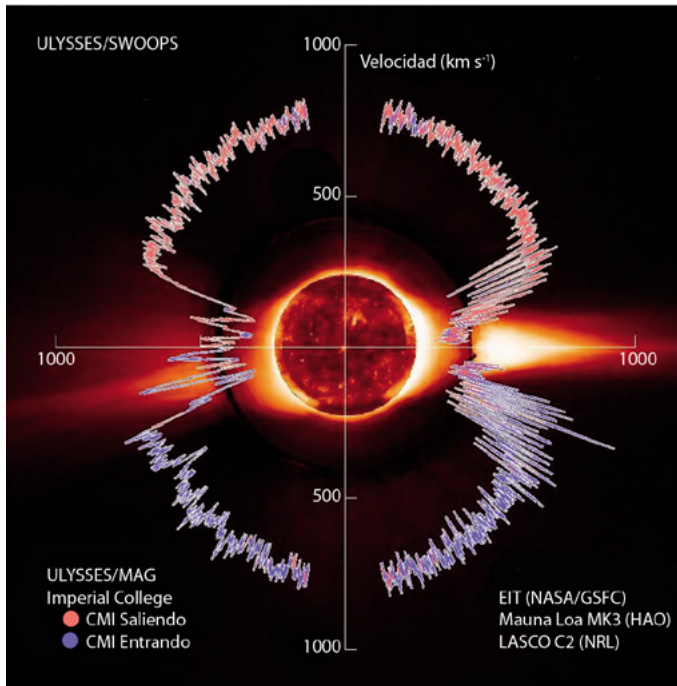


Figura 3.2. Velocidad del viento solar medida por la nave *Ulyses* (adaptada de <http://ulysses.jpl.nasa.gov/>).

INTERACCIÓN DEL VIENTO SOLAR CON CUERPOS PLANETARIOS

Cuando un objeto se mueve en un flujo genera perturbaciones de la presión, densidad y velocidad. Estas perturbaciones viajan a la velocidad de propagación característica del flujo en el que se desplaza el objeto (por ejemplo la velocidad del sonido, la velocidad de Alfvén, etc.). Esta velocidad característica se puede ver como la velocidad límite a la que puede transportarse información sin modificar sustancialmente los parámetros del medio. Un objeto que se mueve con una velocidad inferior a la característica permite que el flujo se ajuste a su presencia, de modo que el flujo lo rodea suavemente. Para un objeto que se mueve con una velocidad superior a la característica, la información del movimiento del objeto no puede ser transmitida hacia adelante del objeto, puesto que éste va más rápido que las ondas que podrían transportar dicha información.

Si nos colocamos en el sistema de referencia del objeto, el flujo se mueve con velocidad superior a la característica, y el objeto actúa como un obstáculo para

el flujo. Para ajustarse a la presencia del obstáculo (es decir, alterar su presión, velocidad, densidad), el flujo tiene primero que disminuir su velocidad a un valor inferior a la característica; esta transición en velocidad se lleva a cabo mediante una onda de choque. La onda de choque se puede ver como una discontinuidad en los parámetros del fluido al frente del objeto; de un lado (que llamamos río arriba) se encuentra el fluido ambiente que no sabe que viene el flujo de alta velocidad, mientras que del otro lado de la discontinuidad (que llamamos río abajo) se encuentra el fluido altamente perturbado en el que sus parámetros tales como la velocidad y la presión tienen valores más altos que en la región río arriba.

El flujo que aquí nos ocupa es el del viento solar, el cual, debido a su alta conductividad, arrastra consigo al campo magnético del Sol y, además, es supermagnetosónico. En su expansión por el medio interplanetario, el viento solar encuentra varios tipos de obstáculos y su interacción con ellos depende de las características del objeto. Características relevantes son, por ejemplo, la distancia heliocéntrica a la que se da la interacción, el tamaño del obstáculo, si tiene o no una atmósfera o ionosfera y si posee un campo magnético intrínseco.

Podemos dividir la interacción del viento solar con los cuerpos planetarios en los siguientes tipos:

- Tipo terrestre, que es aquella para la cual el cuerpo posee un campo magnético; en este caso están Mercurio, Tierra, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno.
- Tipo Venus, que es aquella interacción con la atmósfera ionizada o ionosfera; en este caso tenemos a Venus, Titán (satélite de Saturno) y Tritón (satélite de Neptuno).
- Tipo cometa, para cuerpos con los cuales la interacción es con la atmósfera neutra.
- Tipo lunar, para cuerpos sin campo magnético ni atmósfera, tales como la Luna, los asteroides, los núcleos cometarios, algunos satélites (por ejemplo Fobos).

En la tabla 8.1 del capítulo 8 se proporciona información útil sobre los cuerpos planetarios.

Interacción tipo terrestre

La Tierra

Un campo magnético intrínseco actúa como un obstáculo al viento solar debido a que el viento no puede penetrar fácilmente otra región de plasma magnetizado (teorema de Alfvén, véase la sección en el primer capítulo) y por tanto la rodea.

La Tierra posee un campo magnético que en su interacción con el viento solar aísla un volumen del espacio, con nuestro planeta en su interior, llamado magnetosfera. La estructura general de esta magnetosfera se observa en la figura 3.3. Se distinguen tres grandes regiones: la onda de choque, la magnetopausa y la magnetofunda. La onda de choque se forma debido a que el viento solar es supermagnetosónico. La región entre la magnetopausa (*i. e.* el obstáculo) y la onda de choque, la magnetofunda, es relativamente delgada y aquí el viento solar pasa del régimen supermagnetosónico al submagnetosónico.

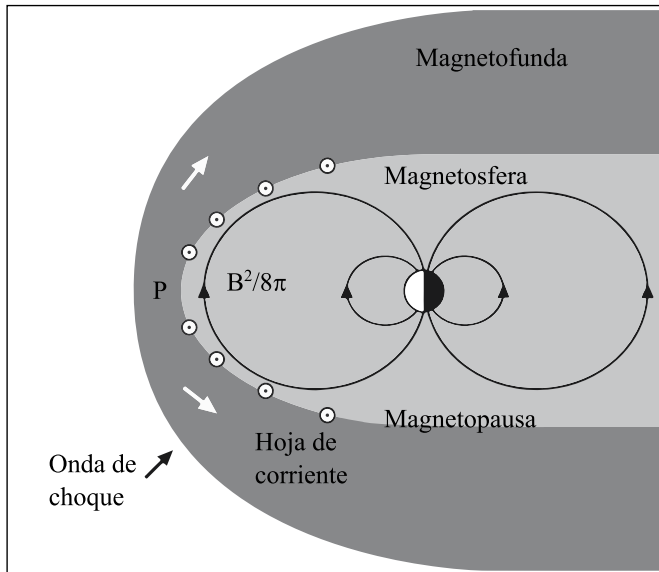


Figura 3.3. Esquema de la magnetosfera terrestre (modificada de Cravens, 1997).

La posición de la magnetopausa se puede determinar empleando un balance de presiones, tomando en cuenta las presiones magnética (P_M), dinámica (P_D) y del gas (P_G). El plasma magnetosférico tiene una $\beta < 1$ (véase la sección titulada

“El número de Mach y el parámetro β ”), por lo cual la presión magnética es dominante (en particular, como el plasma se mueve lentamente, la presión dinámica es incluso insignificante). El plasma del viento solar tiene una $\beta > 1$, dominando la presión dinámica. A continuación haremos los cálculos correspondientes:

Sea:

$$P_M = \frac{B^2}{8\pi} \quad (3.12)$$

$$P_D = \rho u^2; \quad \rho = nm; \quad n = n_e + n_i \quad (3.13)$$

$$P_G = nk_B T, \quad (3.14)$$

donde B es el campo magnético en el plasma, ρ es la densidad del plasma, u es su velocidad, T su temperatura y n es el número total de partículas (número de electrones n_e más número de iones n_i). Valores apropiados para 1 UA son: $n = 7$ part/cm³, $T = 10^5$ K, $v = 4 \times 10^7$ cm/s, $B = 10^{-4}$ G, $k_B = 1.38 \times 10^{-16}$ erg/K, además consideramos que $m \approx m_p$, con $m_p = 1.67 \times 10^{-24}$ g.

Con estos valores obtenemos para el viento solar:

$$P_M \approx 4 \times 10^{-10} \text{ dinas/cm}^2$$

$$P_D \approx 2 \times 10^{-8} \text{ dinas/cm}^2$$

$$P_G \approx 1 \times 10^{-10} \text{ dinas/cm}^2.$$

Para determinar la presión magnética de la magnetosfera necesitamos conocer la intensidad del campo magnético. Suponemos que el campo magnético terrestre o campo geomagnético es, en una primera aproximación, un dipolo: que expresado en términos de la latitud λ tiene las componentes (véase la figura 3.4):

$$B_r = -\frac{M}{r^3} 2 \text{sen} \lambda \quad (3.15)$$

$$B_\theta = \frac{M}{r^3} \cos \lambda \quad (3.16)$$

$$B_\phi = 0, \quad (3.17)$$

donde r es la distancia radial medida desde el centro de la Tierra, λ es la latitud magnética y M es el momento dipolar de la Tierra.

La intensidad total puede ser expresada como:

$$B = \frac{M}{r^3} (3 \operatorname{sen}^2 \lambda + 1)^{1/2}. \quad (3.18)$$

El momento magnético es $M = B_0 R_T^3$, $B_0 = 3 \times 10^{-1}$ G es la intensidad del campo magnético terrestre en el ecuador y R_T es el radio terrestre. Si el ecuador $\operatorname{sen} \lambda = 0$, entonces (3.18) queda:

$$B = B_0 \left(\frac{R_T}{r} \right)^3. \quad (3.19)$$

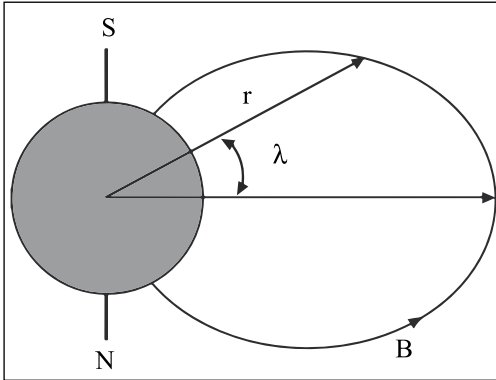


Figura 3.4. Coordenadas esféricas para el campo geomagnético.

Entonces el balance de presiones entre el viento solar (v_s) y la magnetosfera terrestre será:

$$(p u^2)_{v_s} = \left(\frac{B^2}{8\pi} \right)_{magnetosfera} = \left[B_0 \left(\frac{R_T}{r} \right)^3 \right]^2 / 8\pi. \quad (3.20)$$

Esta ecuación se conoce como la ecuación de Chapman-Ferraro, en honor a sus descubridores. De la ecuación 3.20 podemos despejar la distancia r , en radios terrestres, a la cual esperamos encontrar la magnetopausa:

$$\frac{r}{R_T} = \left(\frac{B_0^2}{8\pi \rho u^2} \right)^{1/6}. \quad (3.21)$$

Sustituyendo valores tenemos:

$$r = 7.5 R_T \quad (3.22)$$

Podemos comparar este valor con el de $r \approx 10 R_T$. La diferencia se debe a que no consideramos otros fenómenos. Por ejemplo, los protones y los electrones del viento solar llegan a la magnetopausa y son desviados en direcciones opuestas por el campo magnético (fuerza de Lorentz) creando una hoja de corriente. Una hoja de corriente genera un campo magnético igual y de orientaciones opuestas a ambos lados de la hoja cuya magnitud es (véase la figura 3.5):

$$B = \frac{2\pi J}{c}, \quad (3.23)$$

donde J es la densidad de corriente en la hoja y c es la velocidad de la luz. Para encontrar el campo magnético total es necesario añadir el campo de la hoja al campo dipolar obteniendo:

$$B = B_{\text{dipolo}} + B_{\text{hoja}}. \quad (3.24)$$

En la magnetopausa y muy cerca de la hoja de corriente, el campo magnético es el dado por la ecuación 3.23, pero de signo negativo. Fuera de la magnetopausa el campo magnético es cero (el campo magnético interplanetario es insignificante); entonces B_{hoja} debe cancelar a B_{dipolo} , por tanto

$$B_{\text{hoja}} \approx -B_{\text{dipolo}}, \quad (3.25)$$

por lo cual

$$J = \frac{cB_{\text{dipolo}}}{2\pi}. \quad (3.26)$$

Adentro de la magnetopausa (lado derecho en la figura 3.3) tenemos:

$$B_{\text{Magnetopausa}} = 2 B_{\text{dipolo}}.$$

Despejando la distancia tenemos:

$$\frac{r}{R_T} = \left(\frac{B_0^2}{8\pi\rho u^2} \right)^{1/6} (2^{1/3}). \quad (3.27)$$

Sustituyendo valores:

$$r = 9.5R_T.$$

Este resultado se acerca más a las observaciones. Esta distancia es variable dependiendo del estado de la actividad solar. Podemos ver casos extremos: si una eyección de masa coronal llega con $u = 8 \times 10^7$ cm/s y su densidad es el doble de la normal, tendremos que la presión dinámica ρu^2 es aproximadamente 10 veces mayor que en el caso previo y $r = 6.5R_T$. Para un viento solar de baja velocidad $u = 2 \times 10^7$ cm/s y una densidad ligeramente menor $\rho v^2 = 1/10$ del caso anterior y $r = 14R_T$.

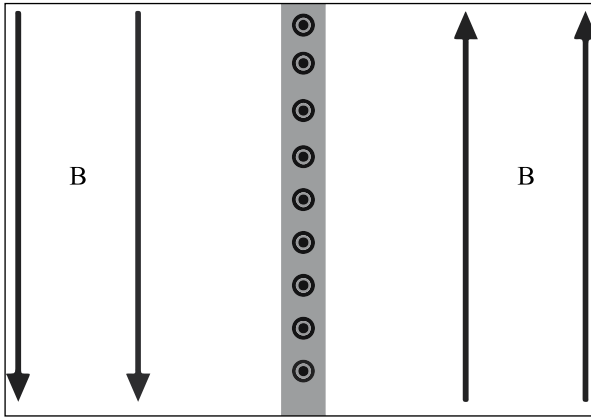


Figura 3.5. La magnetopausa es una hoja de corriente (modificada de Cravens, 1997).

Mercurio

Mercurio no tiene una atmósfera o ionosfera apreciables y su momento magnético es 4×10^{-4} del terrestre (véase la tabla 8.1 del capítulo 8). De la información sobre el ambiente de plasma en Mercurio, proveniente de la sonda *Mariner 10* enviada en 1974, se sabe que la magnetopausa mercuriana está a $r = 1.3 R_M$

(R_M = radio de Mercurio, véase la figura 3.6). Aplicaremos exactamente el mismo tratamiento que en el caso terrestre. La presión dinámica del viento solar en el medio interplanetario varía de manera radial con la distancia, es decir, como $1/r^2$. Por lo tanto, podemos escalar la presión dinámica del viento solar en la Tierra a la distancia en Mercurio y encontramos:

$$(\rho u^2)_{\text{vs}} = 1.3 \times 10^{-7} \text{ dinas/cm}^2.$$

Con una presión dinámica mayor y un momento magnético menor, la magnetopausa mercuriana debe estar más cercana a la superficie planetaria de lo que está la magnetopausa terrestre. Utilizando la ecuación 3.21 para el caso de Mercurio, encontramos que $r = 1.03 R_M$ y si utilizamos la ecuación 3.27 que considera una hoja de corriente $r = 1.3 R_M$, valor muy cercano a las observaciones.

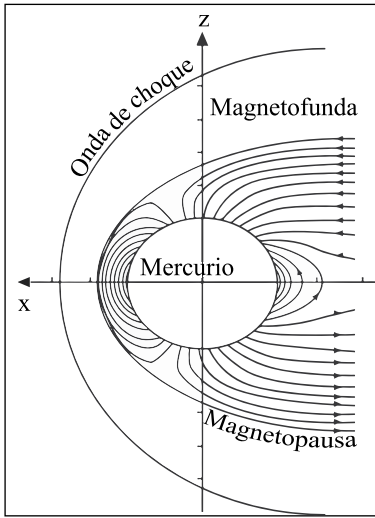


Figura 3.6. Esquema de la magnetosfera mercuriana (modificada de Cravens, 1997).

Planetas gigantes

Aquí consideraremos Saturno, Urano y Neptuno. La mayor parte de lo que sabemos sobre estos cuerpos proviene de las naves *Pionero 10* (lanzada en 1972) y *Pionero 11* (lanzada en 1973) y de los *Viajero 1* y *Viajero 2* (lanzados en 1977), en particular del *Viajero 2* que realizó el gran paseo de los planetas gigantes.

Con base en la ecuación 3.27 se encuentra que las magnetopausas de Saturno, Urano y Neptuno están a 29, 22 y 21 radios planetarios respectivamente; estos valores son muy cercanos a las observaciones.

Júpiter

Su interacción con el viento solar no es enteramente del tipo terrestre; en Júpiter la presión del plasma magnetosférico es mayor que la presión magnética. Las causas principales son dos: Júpiter rota rápidamente, con un periodo de ~ 10 h y el plasma tiende a rotar con el planeta; además la densidad del plasma magnetosférico es alta, su principal proveedor es el satélite Io. La fuerza centrífuga es intensa y tiene dos efectos en el plasma: hace que se acumule en la magnetosfera exterior y lo confina al plano ecuatorial formando una densa hoja de plasma. El parámetro β es aproximadamente 5, según las mediciones. El otro efecto es que las líneas de campo se estiran. Por tanto, el campo ya no es dipolar en la magnetosfera exterior (véase la figura 3.7). Evaluemos ahora la distancia de la magnetopausa tomando en cuenta la presión del gas en la magnetosfera:

$$(\rho u^2)_{vs} = \left(\frac{B^2}{8\pi} + P_G \right)_{magnetosfera} ; \text{ si } \beta = \frac{P_G}{P_M}$$

$$(\rho u^2)_{vs} = P_M (1 + \beta) = \frac{(1 + \beta) B_0^2}{8\pi}.$$

Como $\beta = 5$ y considerando el dipolo más la hoja de corriente $B_0 = 2 B_{dipolo}$, entonces $r = 51 R_J$. Las observaciones indican que la magnetopausa joviana está entre 45 y 100 R_p , por lo que el cálculo queda dentro de lo observado. La distancia que calculamos puede incrementarse si se toman en cuenta la fuerza centrífuga y un campo no dipolar.

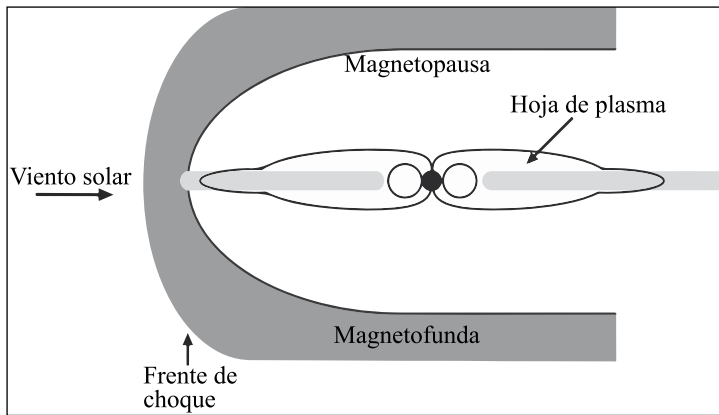


Figura 3.7. Esquema de la magnetosfera joviana (modificada de Cravens, 1997).

Interacción tipo Venus

En este caso la interacción es con la parte superior de la atmósfera planetaria, la cual es ionizada por la luz solar UV, los rayos X y por partículas de alta energía. El campo magnético intrínseco es muy débil. Las naves *Venera 4*, *Venera 6*, *Venera 9* y *Venera 10* (lanzadas entre 1965 y 1975) y las *Mariner 5* y *Mariner 10* (lanzadas en 1973 y 1974, respectivamente) observaron la ionosfera venusina con técnicas de radio; el *Pionero Venus* (lanzado en 1978) hizo mediciones *in situ*. Puesto que esta región está ionizada, posee una conductividad eléctrica alta e inhibe la difusión del campo magnético, el cual se apila volviéndose más intenso. Esta región se llama barrera magnética, donde además el flujo se vuelve más lento debido a la intensificación del campo (teorema de Alfvén). En la figura 3.8 vemos la onda de choque formada por el viento supermagnetosónico; la ionopausa es la interfase entre el viento solar y la ionosfera planetaria; entre la ionopausa y la onda de choque hay una región donde el plasma pasa de supermagnetosónico a submagnetosónico: la ionofunda, donde hay conversión de energía cinética en térmica. La distancia de la ionopausa al planeta varía según la intensidad del campo magnético en la barrera magnética. El balance de presiones que se alcanza aquí es entre la presión del gas en la ionosfera y la presión magnética ejercida por la barrera magnética:

$$nk_B(T_e + T_i) = \frac{B^2}{8\pi},$$

donde T_e y T_i son las temperaturas electrónica e iónica y B es el campo magnético de la barrera magnética.

El *Pionero Venus* muestra en una de sus órbitas que la ionopausa está a $\sim 4.25 \times 10^7$ cm sobre la superficie planetaria para los siguientes valores: $T_i = 1800$ K, $T_e = 3800$ K, $B = 7 \cdot 10^{-4}$ G y el número de electrones es $n_e = 3 \times 10^4$ part/cm³, $n = 2 n_e$. De aquí obtenemos por el propuesto balance de presiones de la ecuación 3.20 que $B^2/8\pi = 2 \times 10^{-8}$ dinas/cm² y $n k_B (T_e + T_i) = 4.4 \times 10^{-8}$ dinas/cm². Sin embargo, en una órbita diferente, el *Pionero Venus* observó un campo magnético más intenso, de $\sim 140 \times 10^{-3}$ G, a una altura de menos de 3×10^7 cm. Del balance de presiones entendemos que si el campo magnético de la barrera aumenta (disminuye), por un aumento (disminución) en la presión dinámica del viento solar, entonces la densidad debe ser mayor (menor) y eso se logra sólo a menores (mayores) alturas, ya que la densidad en una atmósfera decrece exponencialmente con la altura.

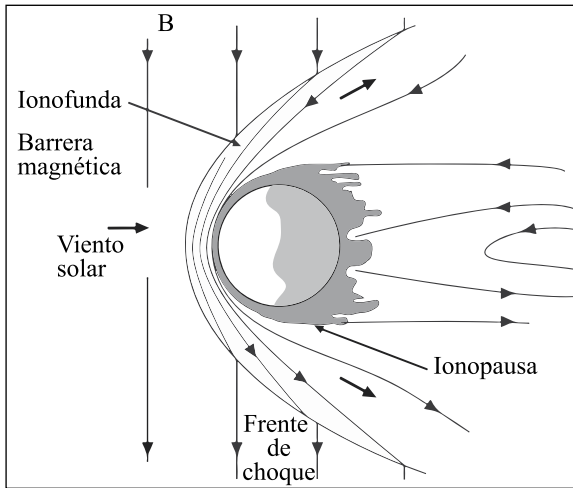


Figura 3.8. Interacción viento solar-Venus (modificada de Cravens, 1997).

Interacción tipo cometa

Nuestro conocimiento del ambiente cometario se ha incrementado notablemente como consecuencia de la información enviada por las misiones al cometa Halley (1986) y a los cometas Giacobini-Zinner (1985) y Grigg-Skjellerup (1992). Un cometa presenta un obstáculo muy pequeño para el viento solar al no poseer

un campo magnético apreciable y debido a que su núcleo es muy pequeño; por ejemplo, el Halley tiene dimensiones de $16 \times 8 \times 8$ km. Sin embargo, cuando los cometas se acercan al Sol generan choques. Esto se debe a que la interacción viento solar-cometas es principalmente con la extensa atmósfera neutra cometaria.

Un cometa es esencialmente una bola de polvo, hielo de agua y volátiles. Cuando un cometa llega a una distancia del Sol de ~ 5 UA, la radiación solar calienta la superficie cometaria y el agua se evapora formando una atmósfera llamada coma.

El fenómeno central de la interacción es la adición de iones cometarios al viento solar: la fotoionización de la coma por la radiación solar en el extremo ultravioleta crea iones cometarios, muchos de los cuales son más pesados que los del viento solar (se forma por ejemplo ^+O) los que se adicionan al viento solar. Por conservación de momento, si el viento aumenta su densidad, debe disminuir su velocidad. Conforme el viento solar se vuelve más lento, el campo magnético congelado en él se acumula y se genera una región llamada barrera magnética; el viento solar de los flancos, en el cual no ha habido adición de iones, fluye a velocidad normal. Entonces el plasma más denso queda atrapado magnéticamente, formando una cola de plasma (véase la figura 8.5 del capítulo 8).

Como un ejemplo, para el cometa Halley tenemos los siguientes parámetros partiendo del núcleo cometario: la onda de choque está a $\sim 3 \times 10^{10}$ cm, luego está la cometopausa a $\sim 10^{10}$ cm, con la cometofunda en medio de estas dos estructuras; la barrera magnética termina en la cometopausa y finalmente, la ionosfera cometaria donde el plasma cometario es muy poco perturbado por el viento solar y está dentro de los primeros 10^9 cm (véase la figura 3.9).

El balance de presiones en la cometopausa es entre la presión dinámica del viento solar que varía conforme el cometa se mueve y la presión de la barrera magnética que también varía según se adiciona masa al viento solar.

En la sección titulada “Clasificación de los cuerpos del sistema solar” del capítulo 8 se verá con más detalle las características cometarias.

Interacción tipo lunar

La Luna no posee atmósfera ni campo magnético y el suelo lunar mismo es un pobre conductor. El campo magnético que llega de frente a la Luna no puede

pasar a través de ella, ya que las partículas del viento solar no pueden traspasar el objeto y son absorbidas formando atrás de la Luna una región de baja presión, una cavidad. El campo magnético se difunde a través de la Luna con un tiempo difusivo de $\tau_d = R^2 / \eta \sim 10$ s (véase la sección “La ecuación de inducción” del primer capítulo), donde R es el radio lunar y η es la difusividad magnética de la roca lunar, considerada en primera aproximación como granito. El tiempo convectivo para el campo magnético congelado que pasa por los flancos de la Luna es $\tau_c = R/u \sim 10$ s (véase la sección “La ecuación de inducción”), donde R es el radio lunar y u la velocidad del viento solar. Por tanto, en el caso lunar el número magnético de Reynolds es $R_m \sim 1$ (véase la sección “La ecuación de inducción”). El viento solar de los flancos se expande hacia la cavidad arrastrando el campo magnético congelado, lo que causa una pequeña perturbación del campo magnético en la cavidad (véase la figura 3.9). También hay una pequeña perturbación debida a la diferencia entre τ_d y τ_c .

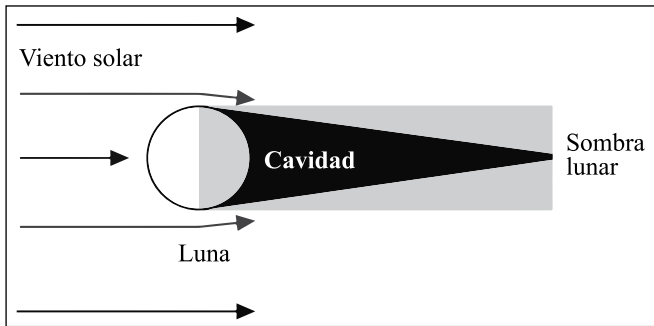


Figura 3.9. Interacción viento solar-Luna (modificada de Cravens, 1997).

El concepto de heliosfera

El viento solar con el campo magnético solar congelado se expanden hasta llenar un volumen que va mucho más allá de la órbita de Plutón. A este volumen se le llama heliosfera o dominio del Sol. El viento solar supermagnetosónico se encuentra con el medio interestelar, por lo cual se forma una onda de choque.

Las regiones de la heliosfera están descritas en la figura 3.10. Existe una onda de choque llamada choque terminal, después está la heliofunda, donde el viento solar pasa del régimen supermagnetosónico al submagnetosónico y,

finalmente, la heliopausa, que es la frontera entre el plasma solar y el del medio interplanetario; probablemente entre la heliopausa y el medio interestelar exista otro choque llamado choque de proa, dependiendo de las velocidades relativas entre ambos plasmas.

Las misiones espaciales *Viajero 1* y *Viajero 2*, lanzadas en 1977, son las que han llegado más lejos de la Tierra. A comienzos de 2004, el *Viajero 2* se encontraba a 75 UA, mientras que el *Viajero 1* se encontraba aproximadamente a 90 UA. Sólo recordemos que Plutón se encuentra a 39 UA. Los datos registrados por el *Viajero 1* son controversiales y no se sabe todavía si ya se cruzó en el choque terminal o no. De cualquier manera la posición de este choque es variable y dependerá del nivel de la actividad solar. Durante el mínimo de actividad solar, el viento solar fluye a mayor velocidad que durante el máximo; por lo tanto, es capaz de empujar más hacia afuera al choque terminal. Los últimos cálculos proponen que el choque terminal se encuentra entre 90 y 120 UA.

Con un simple balance de presiones se puede estimar la distancia a la que se encontraría la heliopausa; esto se llevará cabo en el problema 10. Cálculos más complicados proponen que la heliopausa está entre 150 y 300 UA.

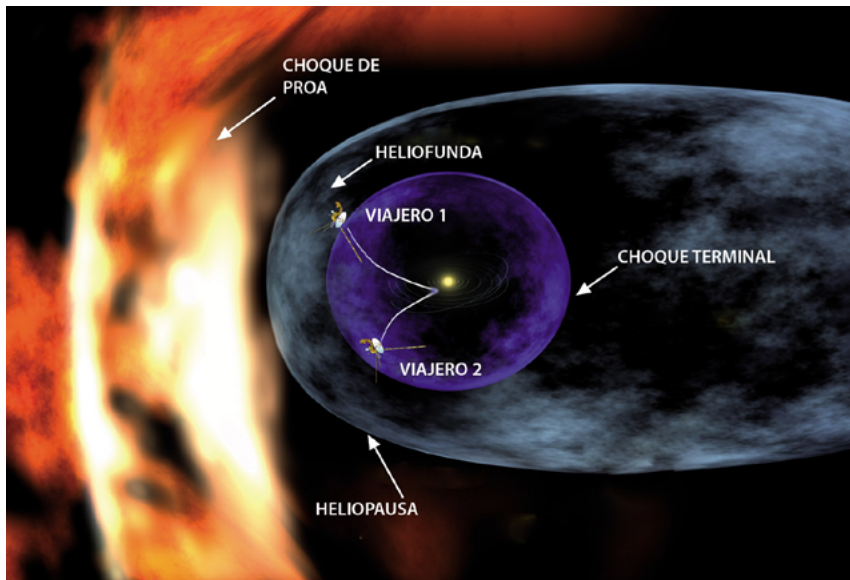


Figura 3.10. Representación de la heliosfera. Se muestran las naves *Viajero 1* y *Viajero 2* que se mueven hacia la heliopausa (tomada de <http://voyager.jpl.nasa.gov/gallery/index.html>).

PROBLEMAS

1. Si la temperatura de la corona permanece constante, ¿cuál es la distancia crítica en radios solares para nuestra estrella?
2. Con base en el problema 1, calcula la velocidad asociada a la distancia crítica. Esta velocidad se llama velocidad crítica.
3. Muestra que el ángulo con el que el campo magnético interplanetario llega a la Tierra tiene un valor de 45° .
4. Calcula B_r y B_ϕ en la órbita terrestre. Compáralas entre sí. Calcula el campo magnético total. La velocidad angular del Sol es de 2.7×10^{-6} rad/seg, $B_\phi = 10$ G y $r_\odot = 1$ radio solar.
5. Calcula lo mismo que en el problema 4 pero para Júpiter. Compara B_r , B_ϕ y B total entre la Tierra y Júpiter.
6. Obtén la expresión para el campo magnético producido por una hoja de corriente.
7. Encuentra la distancia a la que está la magnetopausa de Mercurio en radios mercurianos. Compara tus resultados con las observaciones.
8. Calcula las distancias a las cuales están las magnetopausas de Saturno, Urano y Neptuno en términos de los respectivos radios planetarios. Compara tus resultados con las observaciones.
9. Calcula la distancia a la cual se encontraría la magnetosfera joviana si las presiones involucradas fueran de la misma clase que las terrestres y el campo joviano fuera un dipolo. Compara tus resultados con las observaciones.
10. Calcula a cuántas unidades astronómicas pudiera estar la heliopausa. Para resolver este problema asume que para la heliosfera la presión dinámica, $n m_p u_{\text{vs}}^2$, es la

dominante (recuerda que dentro de la heliosfera ésta varía como $1/r^2$). Para el medio interestelar aparte de la presión dinámica están las presiones del gas, $nk_B T$, y la magnética es $\frac{B^2}{8\pi}$.

Los parámetros de interés para el medio interestelar son:

$$n = 0.1 \text{ part/cm}^3$$

$$T = 10^4 \text{ K}$$

$$B = 0.3 \times 10^{-5} \text{ G (¡con una incertidumbre de } \pm 10 \times 10^{-5} \text{ G !)}$$

$$u = 2.3 \times 10^6 \text{ cm/s.}$$

Compara tu resultado con las estimaciones mencionadas en el texto.

CAPÍTULO 4. LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

INTRODUCCIÓN

La Tierra, como todo cuerpo magnetizado, posee una magnetosfera que se forma por la interacción entre el campo magnético, de naturaleza dipolar, y el viento solar. Esta estructura está dividida en varias regiones definidas por los fenómenos electromagnéticos, por las poblaciones de partículas energéticas y/o por las corrientes eléctricas que se generan en ellas.

En el sistema solar existen otros cuerpos planetarios magnetizados, como es el caso de Mercurio, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno, los cuales poseen un campo magnético intrínseco, y Marte que, de acuerdo con los resultados de la misión Mars Global Surveyor, posee algunas regiones con magnetismo remanente, probablemente como resultado de la desaparición del campo magnético que alguna vez tuvo. También existen algunos satélites que poseen un campo magnético que, aunque inducido, genera una estructura magnetosférica como en los satélites jovianos Ganímedes y Europa. Aunado a esto, en la última década se descubrió que el asteroide Eros posee igualmente un campo magnético, por lo que seguramente en el sistema solar existen otros cuerpos que tienen esta propiedad.

Como la intensidad del campo magnético no es la misma en todos los cuerpos planetarios, el tamaño de la magnetosfera varía, así como el de cada una de las regiones que la componen. En las siguientes secciones se describirá con detalle la estructura magnetosférica terrestre y posteriormente la de los cuerpos planetarios del sistema solar exterior, no sin antes presentar una breve historia del nacimiento del geomagnetismo.

EL CAMPO GEOMAGNÉTICO

El descubrimiento del campo magnético resultó un acontecimiento relevante en el siglo XIX y estuvo vinculado directamente con la navegación, con la elaboración de las cartas geográficas, con el descubrimiento de las propiedades de los materiales magnetizados, así como con la invención de diferentes aparatos de medición, como el magnetómetro.

Los estudios continuos que se han realizado en este campo han permitido acrecentar el conocimiento no sólo del interior de nuestro planeta, sino comprender muchos de los fenómenos electromagnéticos que se generan en la magnetosfera terrestre, así como la interacción entre ésta y el viento solar.

Breve historia del geomagnetismo

A pesar del importantísimo lugar que el geomagnetismo ocupa en la historia de la ciencia, éste permaneció envuelto en una estela de misticismo hasta hace relativamente poco tiempo. Es sabido, por ejemplo, que los chinos ya hacían uso de la brújula desde el año 2634 a. C. y probablemente la descripción que hizo Marco Polo sobre la tecnología china contribuyó a su difusión y su uso. Como no hay documentos que traten sobre este hecho, al periodo comprendido antes de las grandes navegaciones se le conoce como periodo prehistórico del geomagnetismo y es muy probable que durante ese tiempo los vikingos hayan realizado largos viajes náuticos a Groenlandia y a América del Norte.

Muchos siglos después, y ya en nuestra era, Enrique *El Navegante* creó en Portugal la famosa Escuela de Sagres. Esta escuela fue el primer centro occidental de estudios de navegación, geografía y cartografía y probablemente su creación está vinculada a la idea de que los portugueses pudieron acompañar a los vikingos en sus viajes a Groenlandia en el siglo XV. Doscientos años después (siglo XVII) se hizo común el uso de lo que entonces se llamaba variación de la variación de la aguja y que actualmente se interpreta como la variación de la declinación magnética para diferenciarla de la declinación astronómica relacionada con la posición geográfica. Esta variación fue utilizada para determinar la longitud y con los datos de su magnitud se elaboraron las cartas de declinación también llamadas cartas isogónicas.

A principios de ese siglo W. Gilbert publicó su famosa obra *De Magnete* (1600) donde se dio, por primera vez en la historia del geomagnetismo, una explicación de la existencia del magnetismo de la Tierra. Se propuso que no se trata de una fuerza oculta con un origen inexplicable, sino que su origen radica en la magnetización permanente del interior del planeta (1600).

A partir de los trabajos de Gilbert se iniciaron en Inglaterra varios estudios relacionados con otro singular fenómeno natural: la inclinación magnética que, aunque fue descubierta por Norman en 1581, no fue sino hasta 1721 que Whiston se refirió a ella y elaboró la primera carta de inclinación o carta isoclínica.

Con el descubrimiento de las variaciones temporales de la declinación y la inclinación magnéticas, surgió la necesidad de elaborar sistemáticamente las cartas magnéticas, hecho que, junto con la medición de la longitud geográfica, fue uno de los problemas más importantes y difíciles de resolver en ese tiempo.

Para el siglo XIX y a pesar del desarrollo de las medidas geomagnéticas, el conocimiento del magnetismo terrestre sólo era un concepto cualitativo, pues se limitaba a definir la posición de una aguja imantada. La declinación y la inclinación eran ángulos que representaban el desvío de esa aguja de su posición “normal” y con ellos solamente se sabía la dirección de un vector, al que posteriormente se le llamó vector de campo magnético para referirse a un punto sobre la superficie terrestre. Afortunadamente y gracias a los experimentos hechos por el barón Alexander von Humboldt en América del Sur respecto de la relación que existe entre los efectos magnéticos y las oscilaciones de una aguja imantada libre (siglo XVIII), Carl Friedrich Gauss pudo medir el módulo del vector de campo magnético. Se definió por primera vez el campo magnético a través de una longitud y dos ángulos (siglo XIX).

En ese mismo siglo (1834) Gauss creó la Unión Magnética en Gotinga, sociedad que resultó ser la precursora de la construcción en años posteriores de una red de casi 50 observatorios magnéticos distribuidos por todo el mundo. Desde el punto de vista histórico, la Unión Magnética fue la primera sociedad científica internacional y antecesora de la International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity (IATME) y de la International Association of Magnetism and Aeronomy (IAGA).

Actualmente, con el uso de los sistemas de posicionamiento global, es posible recibir los datos satelitales en más de 250 observatorios distribuidos en la superficie del planeta, además de contar con los datos geomagnéticos de varios observatorios autónomos que se encuentran en el fondo del mar.

Origen del campo geomagnético, fuentes internas y externas

Aunque los satélites artificiales permiten estudiar las regiones externas del campo geomagnético, sus fuentes principales no se pueden observar directamente porque están localizadas en el interior de la Tierra. Las teorías para explicar la existencia del campo principal aún son materia de debate y han sido construidas con base en lo que se sabe del interior de nuestro planeta, de la rotación terrestre y del campo geomagnético medido sobre la superficie.

Entre las primeras teorías propuestas cabe mencionar la que dice que el campo de la Tierra es originado por la magnetización uniforme del interior planetario. Los materiales magnetizados pierden sus propiedades magnéticas al alcanzar la temperatura de Curie (500 °C) y en la Tierra esta temperatura se rebasa entre los 20 y los 30 kilómetros de profundidad. Al tomar medidas de la corteza sólida se encontró que ésta no está lo suficientemente magnetizada como para contribuir al campo principal, por lo que se propuso que las corrientes eléctricas que circulan en el núcleo líquido metálico producen el campo principal. Estas corrientes podrían decaer debido a la resistencia del medio, pero lo harían lentamente debido al tamaño de la Tierra.

Por otro lado, si se supone que el campo es generado por el decaimiento de las corrientes eléctricas, se tiene que dar una explicación convincente del restablecimiento de las corrientes. Para dar una respuesta a este dilema, Elsasser y Ballard (1950) propusieron que el interior fluido de la Tierra actúa como un dinamo hidromagnético, *i. e.* el movimiento convectivo del núcleo metálico fundido puede restablecer y sostener las corrientes del dinamo. Las condiciones necesarias para que se produzca esta fenomenología provienen de los modelos de dinamo que proponen que se deben cumplir las siguientes condiciones (véase el modelo dipolar en el capítulo 3):

- a)* El sistema tiene que ser dimensionalmente grande como para que las corrientes decaigan lentamente.
- b)* El sistema tiene que rotar lo suficientemente rápido para producir una fuerza de Coriolis intensa.
- c)* Tiene que estar presente una fuerza de arrastre para producir el movimiento del fluido. En la Tierra esta fuerza es la convección.

El campo magnético total es producido por varias fuentes:

- a)* El movimiento del núcleo: el movimiento de convección del núcleo fluido conductor de la Tierra forma un dinamo autosostenido (fuente interna).
- b)* La magnetización de la corteza: el magnetismo residual permanente existe en la corteza terrestre.
- c)* La radiación electromagnética solar: los vientos atmosféricos mueven partículas cargadas que generan una corriente ionosférica, la que a su vez produce un campo.
- d)* La gravedad: el campo gravitacional del Sol y la Luna produce un movimiento de marea de las masas de aire que generan un campo en la misma forma, como lo hace el movimiento de aire vía el calentamiento solar.
- e)* La radiación corpuscular solar y el campo interplanetario: un buen número de contribuciones del campo geomagnético provienen directa o indirectamente de la interacción con el viento solar y su campo magnético. Algunos efectos importantes son la compresión del campo magnético por la presión del plasma externo, la intrusión de plasma solar en el campo magnético, el calentamiento del plasma dentro del campo geomagnético y el surgimiento de campos magnetosféricos e interplanetarios.

Existen otras fuentes que de hecho no contribuyen apreciablemente, como el manto de la Tierra y los rayos cósmicos.

Coordenadas geomagnéticas

En cada punto de la magnetosfera el campo geomagnético puede identificarse por su dirección y su magnitud, las cuales pueden especificarse a la vez por una magnitud, dos ángulos o tres componentes perpendiculares. Los ángulos son generalmente medidos en grados, minutos y segundos.

Algunos de los ángulos y componentes normalmente usados pueden apreciarse en la figura 4.1, que corresponden a la terminología estándar. En esta figura el vector F representa el campo geomagnético y su magnitud $|F|$ se conoce como intensidad total del campo magnético.

La magnitud $|H|$ de la componente horizontal del vector H es conocida como intensidad horizontal; la magnitud $|Z|$ de la componente vertical Z es llamada intensidad vertical. Las componentes hacia el norte, hacia el este y hacia abajo del campo son las componentes cartesianas del campo y son designadas por sus magnitudes X , Y y Z , respectivamente. El ángulo entre X y H es llamado declinación, variación magnética o variación de compás (D). El ángulo entre H o F es llamado inclinación o pendiente. Las cantidades F , H , X , Y , Z , D e I son llamadas elementos magnéticos. El conjunto de elementos magnéticos usados en común para identificar el campo son: (H, D, Z) ; (F, I, D) y (X, Y, Z) .

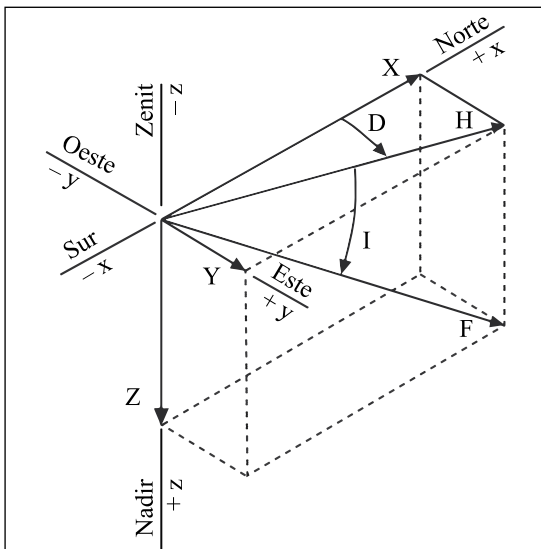


Figura 4.1. Sistema de coordenadas geomagnéticas donde D e I representan la declinación e inclinación magnéticas, respectivamente (A. S. Jursa, 1985).

Variaciones geomagnéticas

Las variaciones geomagnéticas están asociadas a los cambios que se producen en el campo magnético de la Tierra y se conocen como variación diurna, variación anual y variación secular.

Variación diurna

En 1722 fue registrada por primera vez la variación diurna del campo magnético superficial y se le asoció a la variación de la corriente eléctrica de la ionosfera, que es la capa eléctricamente conductora de la atmósfera terrestre. Los estudios realizados para comprender su origen han mostrado que esta variación incluye un gran efecto de origen solar y un efecto muy pequeño de origen lunar.

La variación diurna relacionada con el efecto solar, también llamada variación diurna solar quieta (campo Sq), resulta principalmente de las corrientes que fluyen en el nivel E de la ionosfera; mientras que la variación diurna, asociada al efecto lunar (campo L), es producida por mareas gravitacionales lunisolares que generan corrientes inducidas en la Tierra.

Ambas variaciones diurnas quedan plasmadas en registros diarios de las variaciones geomagnéticas que se elaboran en varios lugares del mundo. Estos registros muestran la magnitud de los cambios irregulares del campo geomagnético que representan la superposición de muchas componentes espectrales, cuyas amplitudes generalmente se incrementan con el periodo. A veces los registros cambian un poco con las componentes espectrales de periodo: 24, 12, ocho y seis horas conforme transcurren los días. En esos días, las oscilaciones de las tres componentes ortogonales del campo (véase la sección sobre coordenadas geomagnéticas) producen registros que son predecibles y siguen un patrón de cambios graduales a través de las estaciones del año.

Estrictamente hablando, la variación diurna debería estar restringida solamente a la componente espectral de 24 horas de un fenómeno en particular, pero en el contexto geomagnético los campos Sq no están limitados a un solo periodo y varían lentamente en amplitud y fase a través de los meses del año.

Variación anual

Esta variación es producida por las estaciones del año, por lo que se le asocia con los solsticios y los equinoccios.

Variación secular

Los cambios regulares del campo magnético que ocurren en periodos de años son llamados variaciones o cambios seculares. Éstos pueden resultar de:

- 1) Cambios en la magnitud de la corriente principal (fuente dipolar) dentro de la Tierra.
- 2) Movimiento de esa corriente que origina un corrimiento en la alineación del eje dipolar (el polo norte del dipolo se mueve 18 km hacia el norte y cinco km hacia el sur cada año).
- 3) Cambios del movimiento de deriva hacia el oeste de las componentes no dipolares del campo magnético.

Perturbaciones geomagnéticas e índices geomagnéticos

Existen varios tipos de perturbaciones que afectan al campo geomagnético; aquí presentaremos los más importantes: las tormentas y subtormentas, y las pulsaciones magnéticas.

Perturbaciones geomagnéticas

a) Tormentas

El término tormenta se refiere a los efectos geomagnéticos de una tormenta magnetosférica, la cual es cualquier perturbación prolongada del campo geomagnético debida a variaciones en el viento solar. Estas tormentas, observadas en registros del campo magnético llamados magnetogramas, exhiben la gran variabilidad y complejidad de los fenómenos solares. Una tormenta clásica consta de dos partes energéticas y una parte de recuperación, las cuales se describen en seguida (véase la figura 4.2).

La primera parte puede consistir en un comienzo repentino (CR) y una fase inicial. Esto se produce por un cambio en la compresión de la magnetosfera, seguida del paso de una discontinuidad, llamada frente de choque, que se propaga a través del viento solar y se correlaciona muy bien con la presión ejercida por el flujo magnético. El CR es estudiado en observatorios de baja latitud como un incremento impulsivo de H (sección “Coordenadas geomagnéticas”), que tiene una duración de uno a seis minutos y una amplitud de varias decenas de nanoteslas. Este fenómeno es observado en todo el planeta y se distribuye sobre su superficie en menos de un minuto. El tiempo real es el requerido para que la discontinuidad alcance todos los puntos de la magnetopausa y sea transmitida a tierra como una onda hidromagnética. Cuando no aparecen las fases posteriores a la tormenta, este fenómeno es llamado impulso súbito (IS). La fase inicial típicamente dura de dos a ocho horas, tiempo durante el cual el campo permanece comprimido por el incremento de la presión del viento solar seguido de la discontinuidad. Algunas tormentas no presentan CR y sólo tienen la segunda parte.

La segunda parte es la fase principal. Se produce por la entrada de viento solar que genera el anillo de corriente ecuatorial, cuyo campo magnético se opone al terrestre. Para que esta fase se produzca, es necesario que exista la componente sur del campo magnético interplanetario. Esta componente permite la reconexión magnética entre las líneas de campo interplanetario y las del campo geomagnético. La reconexión magnética propicia la entrada de partículas energéticas en la magnetosfera.

La fase principal se observa a bajas latitudes como un decrecimiento rápido de la intensidad del campo que puede alcanzar valores por debajo de los valores pretormenta, frecuentemente más de -100 nanoteslas y ocasionalmente más de $-1\ 000$ nanoteslas. Esta parte se desarrolla por un periodo de pocas horas a un día y está caracterizada por ruido y una asimetría en el tiempo local. Ya que las discontinuidades usualmente involucran cambios en la presión y la dirección del campo, las tormentas suelen mostrar los efectos de compresión y expansión, aunque no es siempre así, ya que las tormentas sin comienzo repentino o las tormentas que no desarrollan una fase principal no son muy comunes.

La fase final es la de recuperación y se detecta como un incremento de la intensidad del campo hasta el valor que tenía antes de la tormenta en un tiempo característico, el cual típicamente es de casi un día. Esta fase se produce porque la

corriente de anillo decrece cuando la fuente que la genera desaparece y el plasma asociado a esta corriente se desvanece por diferentes mecanismos (figura 4.4).

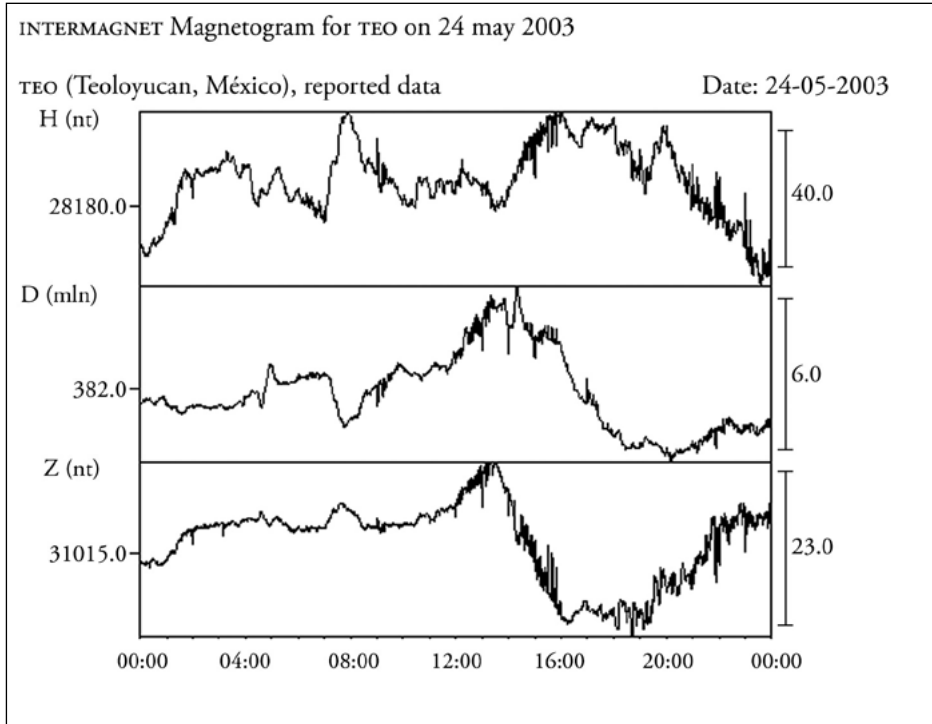


Figura 4.2. Magnetograma que muestra la tormenta magnética del 24 de mayo de 2003 en la estación magnética de Teoloyucan, México. En él aparecen las componentes H, D y Z.

b) Subtormentas

Las subtormentas son las variaciones del campo magnético en las regiones polares, las cuales son producidas por la actividad auroral. Aunque bien podrían llamarse tormentas aurorales, históricamente no se les dio este nombre para no confundirlas con las tormentas magnéticas, sobre todo porque los mecanismos físicos que las producen no han sido bien entendidos. En términos generales, este fenómeno se produce cuando el campo magnético interplanetario apunta hacia el sur y la convección magnetosférica se intensifica, generando que el óvalo auroral se expanda y la hoja de plasma se haga más delgada. La expansión del óvalo propicia

a su vez la elongación de las líneas de campo magnético en la región de la hoja de plasma y genera una estructura como “de cola”. Esta etapa de la actividad auroral se conoce como fase de crecimiento y dura aproximadamente una hora.

Después de la primera fase se inicia la de expansión, la cual se manifiesta por el incremento de la brillantez auroral. En esta segunda fase las líneas de fuerza magnética en la hoja de plasma tienden a restituir su forma original, por lo que en la hoja se produce un flujo rápido en dirección hacia la Tierra (figura 4.3). La hoja de plasma subsecuentemente se hace más gruesa y aparecen burbujas de plasma llamadas plasmoides, que son expulsados en la dirección antisolar.

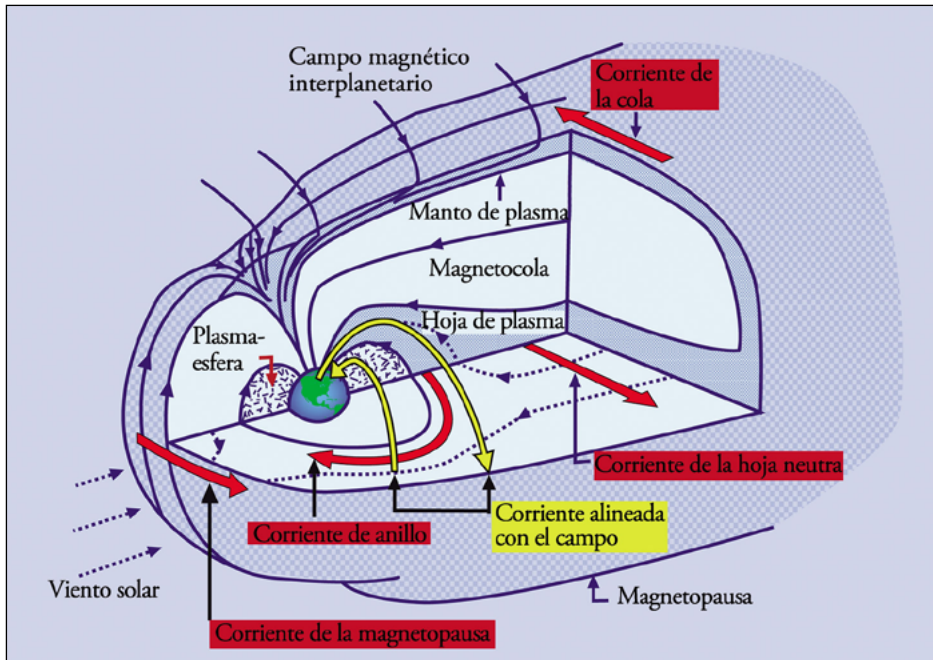


Figura 4.3. La magnetosfera terrestre muestra el circuito magnetosférico. Se aprecia el sistema de corrientes formado por la corriente de la cola magnetosférica, la corriente de la hoja neutra, la corriente de la magnetopausa, la corriente alineada con el campo y corriente de anillo. El sistema de corrientes está estrechamente relacionado con la actividad magnetosférica y con la actividad solar (<http://lion.le.uk>).

Pulsaciones magnéticas

Las variaciones del campo magnético con periodos de menos de uno a cientos de segundos son observadas sobre la superficie terrestre y en la magnetosfera. Son ondas de ultrabaja frecuencia (ULF por sus siglas en inglés), con frecuencias por debajo de la girofrecuencia de los iones (véase el capítulo 1), que se propagan como ondas hidromagnéticas en la magnetosfera. Comúnmente son llamadas micropulsaciones, pulsaciones geomagnéticas o pulsaciones. Los rangos de amplitud de estas ondas van de decenas a cientos de nanoteslas con las amplitudes más altas para ondas que se generan con periodos muy grandes a altas latitudes. Simultáneamente con las micropulsaciones se presentan variaciones periódicas en la precipitación y en los flujos de partículas energéticas, en la intensidad auroral y en los campos eléctricos. Las pulsaciones han sido clasificadas como las pulsaciones P_c , que son señales de periodo largo y frecuentemente tienen forma senoidal y las pulsaciones P_i , que son señales de periodo corto. En la tabla 4.1 aparece esta clasificación.

Tabla 4.1. Clasificación de las pulsaciones con base en su periodo

<i>Forma de la onda</i>	<i>Periodo (s)</i>	<i>Tipo</i>
Continuas	2-5	P_{c1}
	5-10	P_{c2}
	10-45	P_{c3}
	45-150	P_{c4}
	150-600	P_{c5}
	600-	P_{c6}
Irregulares	1-40	P_{i1}
	40-150	P_{i2}
	150-	

Índices geomagnéticos

Los índices geomagnéticos muestran el nivel de actividad magnética, así como el tipo de las perturbaciones que se producen y se propagan en la magnetosfera.

Los índices, de acuerdo con su utilidad, han sido clasificados en varios grupos que en seguida se describen:

a) Índices de actividad general: K , K_s , K_p y K_m

El índice K es una medida de las variaciones irregulares que se registran en los magnetogramas estándares donde un magnetograma es el registro de las variaciones de las componentes del campo magnético con respecto al tiempo (véase la sección referente a magnetósferas planetarias). Este índice es un indicador del nivel de perturbación y está definido para intervalos de tres horas.

El índice K_p (o planetario) es probablemente el más usado de todos los índices. Se construye con los índices de 12 estaciones ubicadas entre latitudes geomagnéticas de 48° a 63° .

El índice K_s (o estandarizado) depende de los valores del índice K . El índice K_m es un promedio de dos índices: K_n (índice K medido en el hemisferio norte) y K_s (índice K medido en el hemisferio sur).

b) Índices ap , Ap , ak , Ak , am y aa

El índice ap se define a partir del índice K_p , mientras que el índice Ap se define como el promedio de los ocho índices ap que se toman en intervalos de tres horas durante un día. Los índices ak y Ak dependen del índice K y son normalizados de acuerdo con la ubicación de la estación geomagnética.

El índice am es similar al índice K_m , pero la diferencia radica en que el primero proviene directamente de los datos.

El índice aa es similar al índice am , sólo que su valor proviene de dos observatorios situados en lugares antipodales aproximadamente.

c) Índice Dst-corriente del anillo

Este índice es más usado para precisar la actividad magnetosférica a baja latitud y se mide en horas. Representa la medida de la componente horizontal normalizada del campo geomagnético (perturbación axialmente simétrica). Formalmente se define como una medida de intensidad de la corriente del anillo.

d) Índices del electrochorro auroral: AE, AU, AL y Ao

El más importante es el índice AE, que mide la actividad del electrochorro auroral y se contabiliza en intervalos de horas y 2.5 minutos. Los otros tres índices son funciones estadísticas de la actividad auroral.

México tiene un observatorio geomagnético en Teoloyucan que opera desde 1890. Sus coordenadas magnéticas son: colatitud 70.254 y longitud $260.8E$ y sus coordenadas geográficas son: $99^{\circ} 11' 36''$ longitud W y $19^{\circ} 44' 45''$ latitud N.

LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

El término magnetosfera fue acuñado en 1959 por T. Gold para describir la región sobre la ionosfera, en la cual el campo geomagnético controla los fenómenos físicos que se producen en ella.

Cualitativamente una magnetosfera planetaria es la región donde el viento solar es excluido por el campo magnético planetario (figura 4.4) y su tamaño está determinado por el balance que hay entre la energía magnética de la Tierra y la energía del viento solar, que en conjunto le dan una forma lateral simétrica, extendiéndose del lado día hasta 10 radios terrestres aproximadamente; en los costados, hasta 10 radios terrestres y del lado noche (similar a la cola de un cometa) se extiende más allá de los 200 radios terrestres (Knecht y Shuman, 1985). Cada una de las regiones de la magnetosfera está definida por diferentes poblaciones de partículas, corrientes y campos, las cuales se describirán a continuación partiendo del encuentro que se da entre el viento solar y el campo geomagnético (figura 4.4).

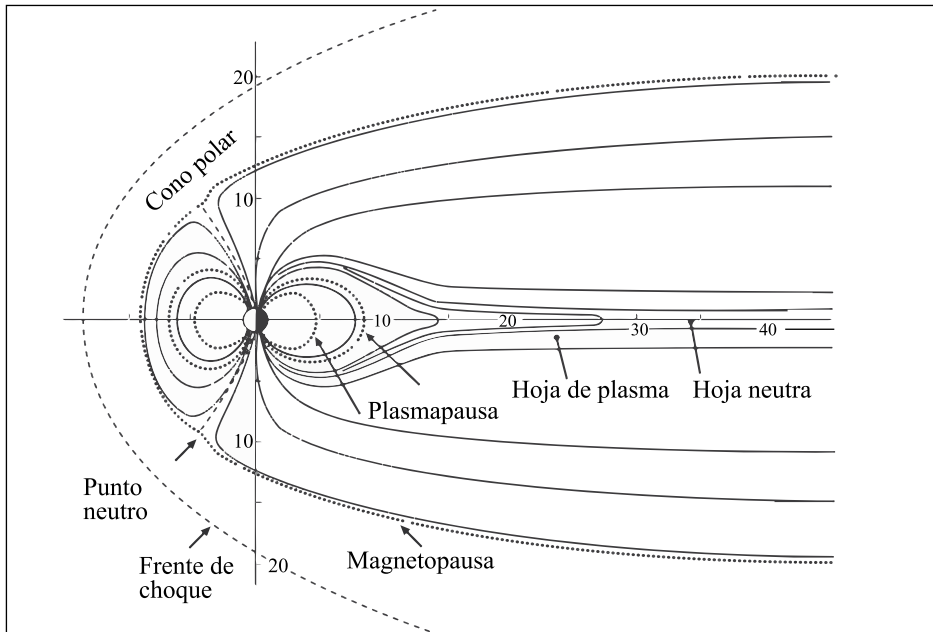


Figura 4.4. La cavidad magnetosférica terrestre está dividida en varias regiones con base en los fenómenos físicos que se generan en ella. En este diagrama se observan el frente de choque, la magnetopausa que confina a la magnetosfera, los conos polares, la plasmapausa que contiene a la plasmoesfera, la hoja de plasma y, dentro de ella, la hoja neutra. La región ubicada entre el frente de choque y la magnetopausa se conoce como magnetofunda (A. S. Jursa, 1985).

El frente de choque

De manera similar a la onda de choque que se genera enfrente de un avión cuando éste rebasa la velocidad del sonido, se forma el frente de choque de la magnetosfera. Como consecuencia de su formación, el viento solar se desvía hacia los costados de la magnetosfera desacelerándose hasta los 250 km/s, aproximadamente, para acelerarse de nuevo, una vez que ha alcanzado una distancia de cien radios terrestres a partir del frente de choque. Parte del viento solar que se aleja por los costados de la cavidad magnetosférica logra infiltrarse por la magnetocola.

El frente de choque se ubica entre los 13 y 14 radios terrestres y su grosor es de 10 km aproximadamente, lo que permite que la energía cinética del viento solar se convierta en energía térmica.

Magnetofunda

Después del frente de choque encontramos la magnetofunda limitada también por la magnetopausa. En esta región se forma un plasma turbulento que fluye alrededor de la magnetosfera, provocado por el flujo supersónico del viento solar que a su vez forma el frente de choque. En esta región, el campo magnético interplanetario es arrastrado tendiendo a alinearse tangencialmente con la magnetopausa.

Magnetopausa

Esta región es el límite de la magnetosfera y se localiza, en promedio, a los 10 radios terrestres del lado día; su espesor se estima entre los cien y 200 kilómetros y aquí la intensidad del campo geomagnético varía entre cinco y 20 γ (Walt, 1994). La compresión del campo geomagnético, debido al viento solar, puede ser representada por la corriente de la magnetopausa, también llamada corriente Chapman-Ferraro. Para una posición de 10 radios terrestres, la energía requerida para confinar el campo magnético dipolar es de aproximadamente 10^{15} joules (Walt, 1994). Para que puedan entrar algunas partículas del viento solar, la componente B_z del campo magnético interplanetario actúa como un interruptor que permite o no la entrada de estas partículas, es decir, si la componente B_z está dirigida hacia el sur, ésta puede acoplarse con las líneas de alta latitud del campo dipolar de la Tierra en el frente de la magnetosfera (figura 4.5); de lo contrario, las partículas solares no podrán entrar en la magnetosfera de nuestro planeta.

Si las líneas del campo magnético interplanetario y las líneas del campo geomagnético se acoplan, son arrastradas por el viento solar hacia la parte posterior y forman la magnetocola, que es una región abierta de la magnetopausa que permite que entren partículas energéticas del medio interplanetario en la magnetosfera.

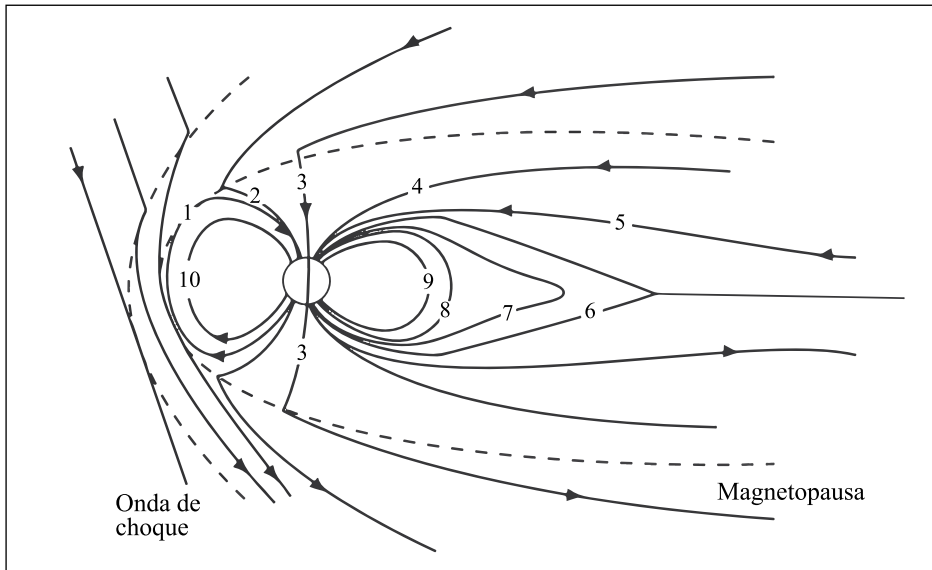


Figura 4.5. La convección estacionaria se da en el meridiano del mediodía-medianoche. Los números indican las posiciones sucesivas de las líneas del campo geomagnético con reconexión en los puntos 1 y 6 (De Pater, 2001).

Las líneas del campo de la magnetocola pueden reconectarse y regresar de nuevo a la configuración de líneas de campo bipolar, liberándose la energía que estuvo almacenándose en la magnetocola y transfiriéndose en forma de energía cinética al plasma ionosférico. Este proceso se asocia a las subtormentas polares y a las auroras. Las líneas de campo que se acoplan formando la magnetocola están relacionadas con los conos polares, ubicados en los polos magnéticos, y son simétricos al eje magnético terrestre. Además, estas estructuras se relacionan con los puntos neutros que se localizan en el meridiano del mediodía.

Conos polares

Los conos polares son las regiones de campo magnético en las cuales el plasma de la magnetofunda tiene acceso directo a la ionosfera; poseen forma de embudo, se localizan por encima de los polos magnéticos de la Tierra en altas latitudes en la zona auroral del lado día y definen los límites de las líneas cerradas del campo

geomagnético. La localización de estos conos polares depende de la forma de la magnetopausa, la cual se puede ver afectada cuando se dan las reconexiones de las líneas de campo; es decir, cuando las líneas del lado día se reconectan hacia el lado noche. En promedio, estas estructuras tienen una abertura angular igual a 15° , aunque ésta varía considerablemente en los solsticios, ya que en este periodo el Sol alcanza su máxima posición meridional o boreal.

Hoja neutra y hoja de plasma

A una distancia de casi 16 radios terrestres en dirección antisolar se ha observado que la magnitud del campo decrece hasta un valor muy pequeño, comparado con el rango entre 10 y 20 γ que se ha registrado a distancias entre 10 y 15 radios terrestres; además a esta misma distancia (16 R_E), la dirección del campo cambia abruptamente de una dirección antisolar a una dirección solar. Este cambio en la dirección del campo magnético de la Tierra fue la clave para observar la hoja de corriente, también llamada hoja neutra, la cual separa las regiones del campo magnético de dirección opuesta y tiene un espesor de 0.1 a un radio terrestre (Carovillano, 1968).

El cambio de dirección del campo en la magnetocola implica además la existencia de una hoja de plasma que se encuentra confinada entre las dos líneas de campo magnético con direcciones opuestas y que se ubican en el ecuador magnético. La hoja de plasma es altamente dinámica y en ella las líneas de campo pueden reconectarse.

Esta estructura tiene un espesor de tres radios terrestres en promedio en la mitad de la magnetocola, que se localiza entre 30 y 40 radios terrestres; este espesor crece o decrece durante las subtormentas magnéticas y varía de acuerdo con las fases de este fenómeno geomagnético.

Plasmaesfera

El límite de la ionosfera, localizado entre tres y cuatro radios terrestres, es conocido como plasmapausa y la región dentro de este límite se conoce como plasmaesfera. Esta estructura está dominada por un plasma denso y frío de origen ionosférico, constituido principalmente por iones de oxígeno e hidrógeno

y, en menor cantidad, por iones He^+ , O^{2+} , N^+ y N^{2+} (helio, oxígeno y nitrógeno respectivamente), los cuales se diferencian del ambiente interplanetario, ya que estos últimos no forman parte del viento solar. La densidad en esta región de la magnetosfera es de 10^4 part/cm³ hasta los 1 000 km y entre 10-100 part/cm³ en el límite exterior de la plasmaesfera. Además, en esta región encontramos los cinturones de Van Allen con una densidad de miles de partículas por cm³. La energía de las partículas energéticas de la plasmaesfera oscila entre los 0.5 eV y 1 eV (Akasofu, 1979; Carovillano, 1968).

Anillos de radiación de Van Allen

Los anillos de radiación fueron descubiertos por los instrumentos de las naves espaciales. El primer aparato en detectarlos fue el medidor Geiger montado en el satélite *Explorer 1*, lanzado en 1958. Con ayuda de este aparato, Van Allen dedujo que la Tierra está rodeada de una gran población de partículas energéticas. A partir de las observaciones realizadas posteriormente con otros satélites artificiales se descubrió que existen dos zonas extensas de forma toroidal, compuestas de electrones y protones que circundan al planeta (figura 4.6). Estas zonas reciben el nombre de anillos de radiación y se localizan dentro de la plasmaesfera; en honor a su descubridor, se conocen como anillos o cinturones de Van Allen.

Los cinturones de radiación tienen un origen diferente; el primero es el cinturón interior que ocupa una región densa sobre el ecuador, poblado principalmente por protones de energías entre los 10-100 MeV. El segundo es el cinturón de radiación exterior, que contiene una región con partículas de menor energía, pero mucho más numerosas que en el cinturón interior. Estas partículas generan la corriente de anillo, ya que transportan la corriente eléctrica asociada con las tormentas magnéticas y son principalmente iones de casi 0.05 MeV (Walt, 1994).

Durante los días quietos no se observa entrada ni salida de partículas en estas dos zonas, pero cuando se producen perturbaciones en la magnetosfera hay una gran actividad en el flujo de partículas que salen y entran de estas estructuras.

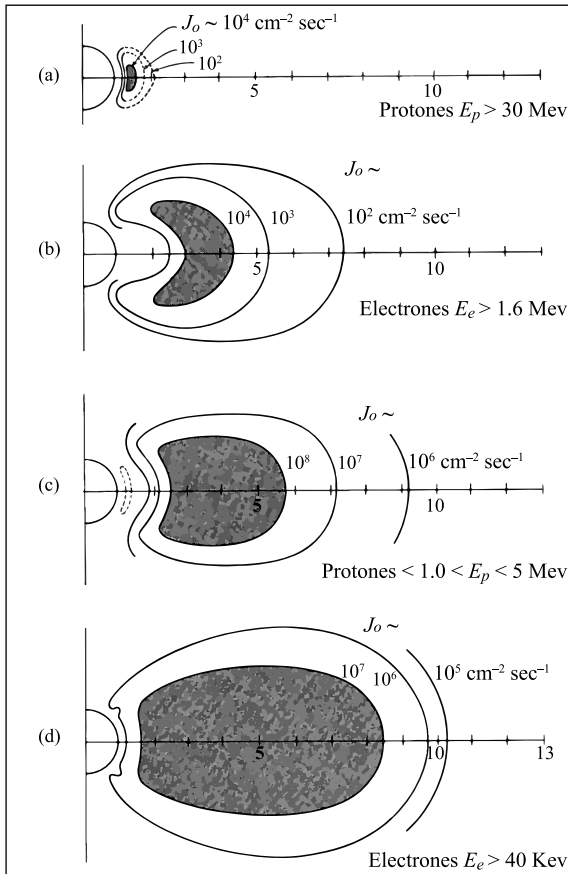


Figura 4.6. Ubicación de los anillos de Van Allen con respecto al centro de la Tierra. Las regiones oscuras representan las poblaciones de partículas con base en su energía. Los electrones son las partículas más energéticas (G. K. Parks, 1991).

Sistemas de corrientes

Los satélites que han investigado las variaciones en la corriente del anillo durante una tormenta han observado que no existe en realidad una corriente global o alguna corriente parcial simple, es decir, se ha visto que se forman muchas corrientes de diferente intensidad que varían en gran escala dependiendo del tiempo y de su ubicación. En la magnetosfera terrestre existen tres corrientes principales que son (figura 4.7):

- a) La corriente Chapman-Ferraro, la cual llega hasta el exterior de la magnetosfera y la confina.

- b) La corriente que atraviesa la magnetocola y forma la hoja de corriente.
- c) Las corrientes alineadas con el campo, las cuales aparecen durante las tormentas magnéticas, cuando las partículas energéticas buscan el camino más corto a través de la atmósfera del planeta, reflejándose en un crecimiento rápido de la corriente de anillo y siendo éstas las causantes del fenómeno auroral observado en los polos norte y sur terrestres.

En periodo de tormentas, las corrientes alineadas con el campo se conectan con la corriente de anillo entre 3.5 y nueve radios terrestres.

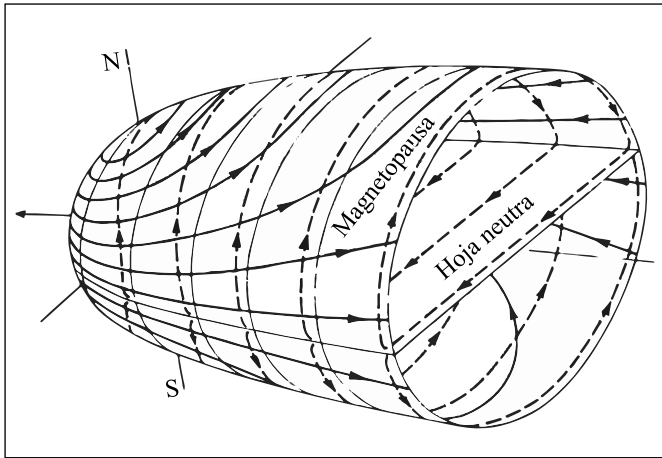


Figura 4.7. Sistema de corrientes que muestra la corriente de la hoja neutra y la corriente de la magnetopausa, así como el eje geomagnético (N-S) (A. S. Jursa, 1985).

Magnetocola

Esta región apunta siempre en la dirección antisolar, es decir, del lado noche del planeta. Aunque puede extenderse más allá de los 200 radios terrestres (Parks, 1991), en particular, a los 30 radios terrestres, donde la magnitud del campo geomagnético oscila entre 10 y 20 gammas, la dirección del campo sobre el plano de la eclíptica es antisolar, mientras que por debajo de dicho plano el campo apunta hacia el Sol. En general, la estructura de la magnetocola depende de la actividad geomagnética, sobre todo durante los periodos de tormentas magnéticas donde llegan a formarse dos sectores o lóbulos separados por una hoja de plasma (figura 4.8) (Akasofu, 1979).

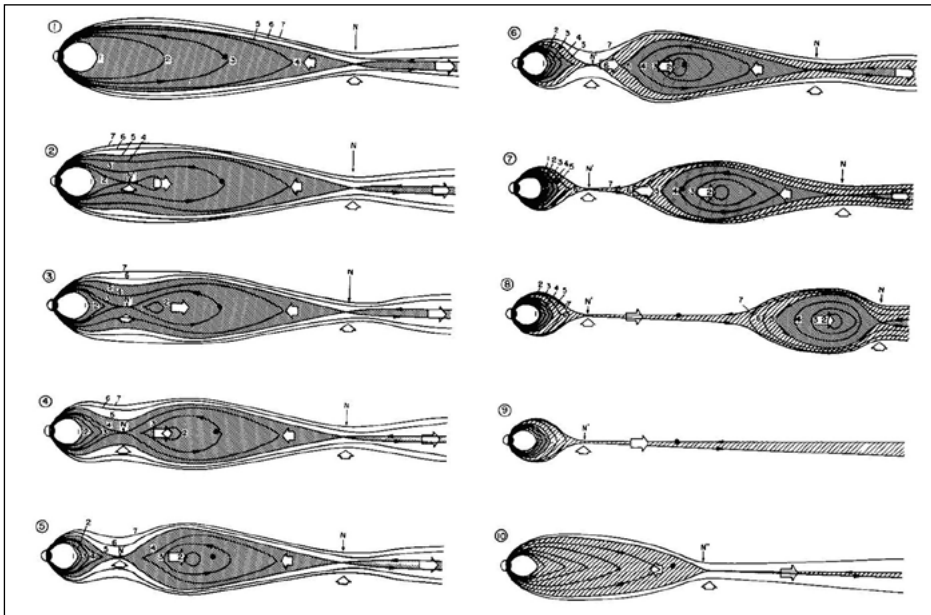


Figura 4.8. Secuencia propuesta para explicar los cambios en la magnetocola y la hoja de plasma durante una subtormenta (Akasofu, 1979). Las flechas verticales representan las regiones donde se produce la reconexión magnética.

MAGNETOSFERAS PLANETARIAS

En el capítulo 3 se obtuvieron las distancias a las cuales se encuentran las magnetopausas de los planetas jovianos; aquí veremos con detalle cómo son sus magnetosferas.

La magnetosfera joviana

Júpiter posee un campo magnético aproximadamente dipolar (hasta casi los $30 R_j$) ($1 R_j = 71,200$ km) con una intensidad de 4.2 G y un momento magnético que tiene una inclinación de 9.5° con respecto al eje de rotación (véase la tabla 8.1 del capítulo 8).

Su magnetosfera está dividida en tres regiones: magnetosfera interna, magnetosfera media y magnetosfera externa (figura 4.9).

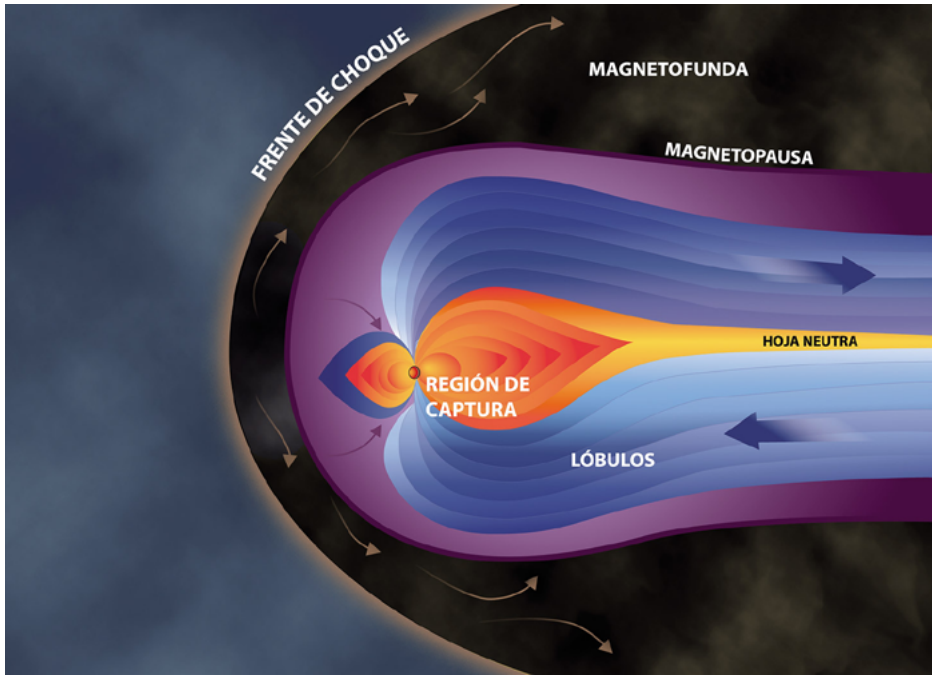


Figura 4.9. La magnetosfera de Júpiter incluye el frente de choque, la magnetopausa, la magnetofunda y la hoja neutra. Esta estructura es la más extensa de todas las magnetosferas planetarias del sistema solar porque Júpiter posee un campo magnético de 4.2 G. Todos los satélites y anillos del planeta están contenidos en la magnetosfera.

La magnetosfera interna es la región donde domina el campo magnético creado por fuentes internas del planeta. De acuerdo con los datos obtenidos por las sondas *Viajero*, esta región se ubica entre la superficie planetaria hasta la órbita de Io (1-10 R_J). Fuera de la magnetosfera interna, la hoja de corriente azimutal, ubicada en el plano ecuatorial, produce una perturbación cuyo efecto es estrechar las líneas de campo magnético dipolar en la dirección radial.

La región donde fluyen las corrientes que se generan en la magnetopausa y la cola magnética es conocida como magnetosfera media y se ubica entre los 10 y los 30 R_J .

La magnetosfera externa es la región donde el campo magnético tiene una componente hacia el sur y exhibe grandes variaciones espaciales y temporales en magnitud y dirección, en respuesta a los cambios en la presión del viento solar.

Esta región se extiende de la magnetopausa hasta la región contenida entre 30 y 50 R_J e incluye la cola magnética.

Dentro de la magnetosfera de Júpiter también se localizan los satélites y el anillo joviano con sus tres componentes: el anillo principal, el halo y los dos anillos tenues. Los satélites no sólo absorben partículas energéticas del medio sino que también son fuente de granos de polvo para la magnetosfera.

La magnetosfera joviana emite radiación decamétrica y decimétrica. La radiación decamétrica fue detectada desde la Tierra y corroborada su existencia por las sondas *Pionero* y *Viajero*. Desde la Tierra se le puede observar como un ruido continuo intensamente modulado con periodos de 21 horas. Se cree que la fuente de la modulación es el satélite Io y su origen es la radiación de electrones que se localizan en la ionosfera del planeta.

La radiación decimétrica está asociada a la emisión sincrotrón de los electrones altamente energéticos atrapados en las líneas de campo magnético y que forman los anillos de radiación.

Con base en los resultados de los *Pionero*, los *Viajero* y la sonda *Galileo* se puede resumir la estructura de la magnetosfera joviana como sigue:

- a) Existe una corriente eléctrica de más de un millón de amperes a lo largo del tubo de flujo que conecta a Júpiter con Io.
- b) Hay un toro formado por iones de azufre y de oxígeno en la órbita de Io. Este toro emite luz ultravioleta (UV) y tiene una temperatura por arriba de los 10^5 K con una densidad de 10^3 part/cm³.
- c) Existe plasma frío entre la órbita de Io y el planeta, formado de azufre, dióxido de azufre y oxígeno probablemente provenientes de las erupciones volcánicas de Io.
- d) La magnetopausa responde rápidamente a la presión del viento solar variando su localización entre 50 y 100 R_J con respecto al centro del planeta.
- e) Hay una región de plasma caliente en la magnetosfera externa formado de hidrógeno, oxígeno e iones de azufre.
- f) Júpiter emite en radiofrecuencias. La radiación emitida depende enormemente de la latitud.
- g) Existe una interacción compleja entre la magnetosfera y el satélite Ganimedes.

La magnetosfera de Saturno

El campo magnético, la magnetosfera y la magnetopausa fueron descubiertos por el *Pionero 11* entre agosto y septiembre de 1979 al detectar tres frentes de choque. Las características principales de la magnetosfera son (figura 4.10):

- a) Emisión de radiación kilométrica en intervalos de 10.67 h; se le asocia al periodo de rotación del planeta y de su campo magnético.
- b) El campo magnético está inclinado 1° respecto del eje de rotación y tiene una magnitud de 0.2 G.
- c) La magnetopausa se extiende a casi $22 R_s$ con respecto al centro del planeta, aunque esta distancia depende en gran medida de las variaciones del viento solar.
- d) Existe un toro interno dentro de la órbita de Rea con una población de iones de hidrógeno y oxígeno, probablemente originados por el bombardeo de hielo de agua de la superficie de Tetis y Dione.
- e) Hay una región de iones calientes con temperaturas entre 30 y 50 KeV cerca de la orilla externa del toro interno.
- f) Existe una hoja gruesa de iones de hidrógeno, helio, carbono y oxígeno que se extiende hasta aproximadamente la órbita de Titán.
- g) Hay un toro de átomos de hidrógeno fuera de la órbita del satélite Mimas y hacia la órbita de Hiperión. Probablemente su fuente es la atmósfera de Titán, que proporciona 10^{27} átomos de hidrógeno/s.

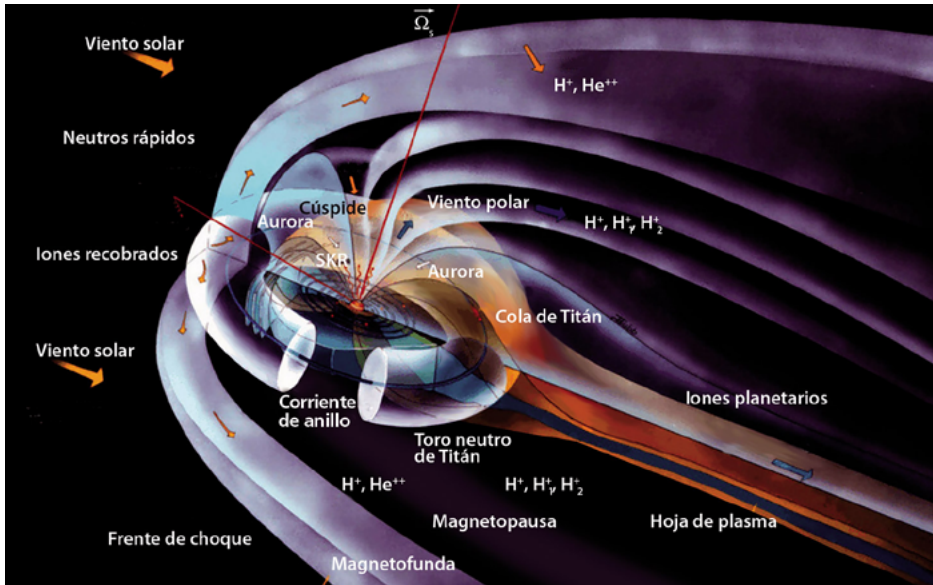


Figura 4.10. La magnetosfera de Saturno muestra la corriente de anillo, la cola de plasma de Titán así como el frente de choque, la magnetofunda, la magnetopausa, la hoja de plasma y las diferentes poblaciones de partículas energéticas que forman parte del plasma magnetosférico. Esta magnetosfera es más pequeña que la de Júpiter porque el campo magnético de Saturno tiene una magnitud de sólo 0.21 G.

La magnetosfera de Urano

La magnitud del campo magnético uraniano es de 0.25 G y el centro del vector momento magnético no coincide con el centro del planeta, ya que está desplazado 8 000 km y forma un ángulo de 58.6° con el eje de rotación (figuras 4.11 y 4.12).

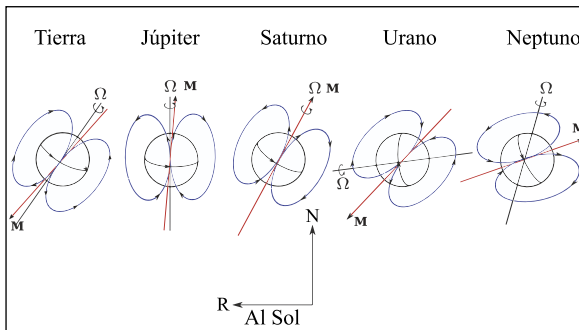


Fig. 4.11. El campo magnético de Urano comparado con el campo de la Tierra, Júpiter, Saturno y Neptuno. En todos estos cuerpos, el campo magnético es dipolar.

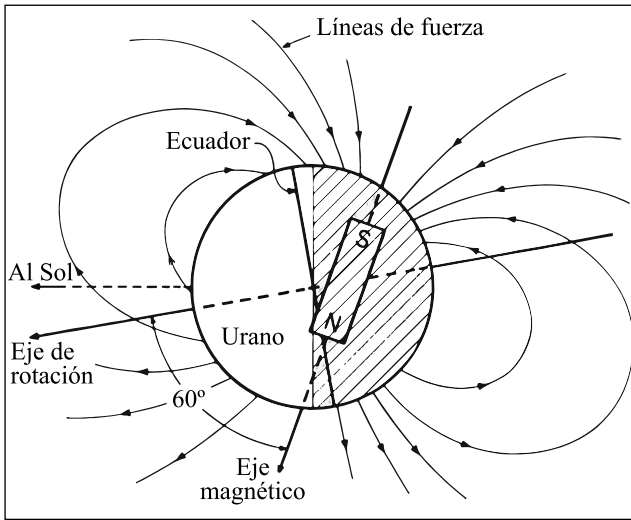


Fig. 4.12. El campo magnético de Urano está desplazado del centro planetario y tiene una inclinación con respecto al eje geográfico de 50.6 grados (E. Miner, 1990).

Otra particularidad de este planeta es que su eje de rotación casi coincide con el plano de la eclíptica, por lo cual su dinámica atmosférica se torna muy compleja porque no siempre el polo magnético positivo da a la cara al Sol (figura 4.13).

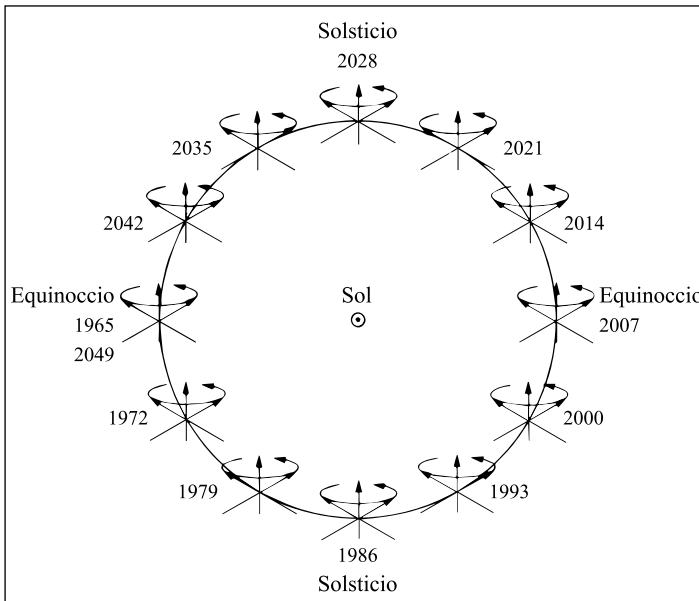


Fig. 4.13. Dirección del vector momento magnético de Urano con respecto al Sol. Debido a que el ángulo entre el eje geográfico y el eje magnético es de 50.6 grados, este planeta rota prácticamente acostado sobre el plano de la eclíptica (E. Miner, 1990).

Al igual que Júpiter y Saturno, la magnetosfera uraniana emite en radio y se detectan emisiones kilométricas (a 56 y 59 KHz) y a frecuencias mayores ($f \gg f_{km}$) llamadas descargas luminosas (DL) que son estallidos de vida corta.

En la magnetosfera hay un plasma de baja densidad formado por protones y electrones. Posiblemente las lunas de Urano sean la fuente primaria de este plasma que tiene una densidad de tres part/cm^3 y una energía de algunas decenas de eV. En la cola magnética la hoja de plasma tiene una longitud entre 10 y 15 R_u ($1 R_u = 25\,559 \text{ km}$).

La magnetosfera de Neptuno

El campo magnético de este planeta es de naturaleza dipolar con una intensidad equivalente a tres veces el campo de Urano (figura 4.11). Se cree que este campo se produce no en el núcleo, sino en el manto donde posiblemente existan hielos de agua y metano. Con base en los modelos del interior de este planeta, el agua podría estar ionizada y generar, gracias a la rotación planetaria, el campo magnético de Neptuno. En este cuerpo también se han detectado emisiones en radiofrecuencias.

FUENTES DE PLASMA MAGNETOSFÉRICO

Las magnetosferas planetarias contienen una cantidad considerable de plasma en estado cuasi neutro, *i. e.* hay tantas partículas cargadas negativa como positivamente que provienen de varias fuentes.

La fuente principal de plasma en el sistema solar es el Sol. El viento solar es claramente identificado en la magnetosfera por su energía y composición característica formada por protones (H^+), partículas alfa (He^{2+}) (4%) y trazas de iones pesados, muchos de los cuales son altamente ionizados (figura 4.14).

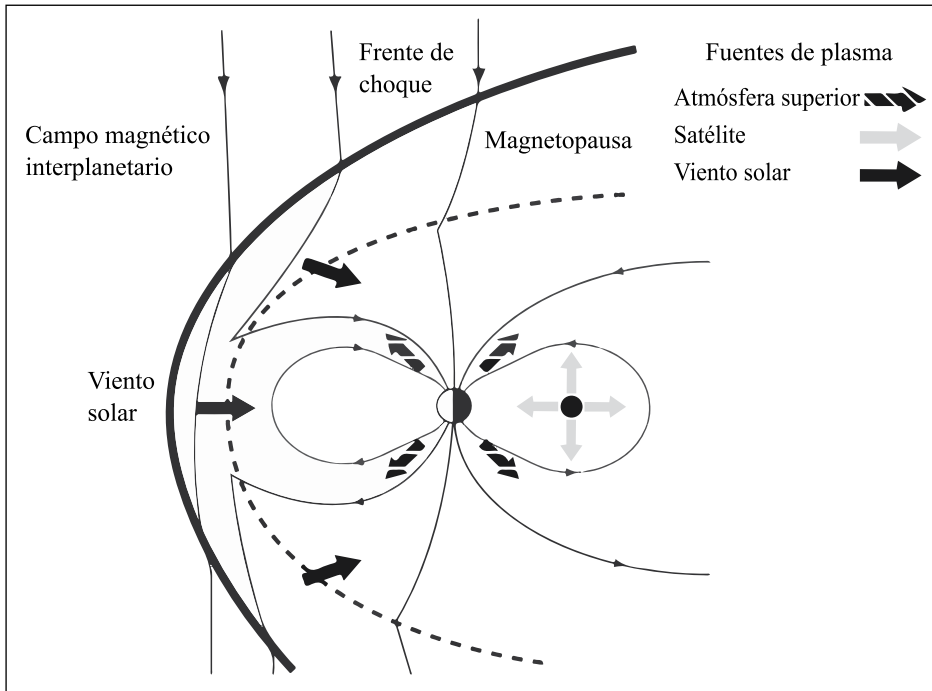


Figura 4.14. El plasma magnetosférico proviene de varias fuentes: las superficies satelitales que aportan material debido a las colisiones con meteoritos y micrometeoritos que provienen del medio interplanetario, el viento solar que logra penetrar en la magnetosfera a través de los conos polares, las atmósferas planetarias y satelitales y los anillos planetarios en el caso de los planetas gigantes.

La segunda fuente es el plasma ionizado de la atmósfera superior, del cual una fracción pequeña tiene suficiente energía para escapar hacia la magnetosfera. Aquí el plasma tiene una composición química vinculada con la atmósfera planetaria, O^+ para la Tierra y H^+ para los planetas exteriores. La tercera fuente proviene de la interacción del plasma magnetosférico con cualquier satélite natural o partículas de los anillos que estén embebidos en la magnetosfera, la cual puede generar cantidades importantes de plasma.

La tabla 4.2 presenta las características básicas de los plasmas medidos en las magnetosferas de los planetas que tienen un campo magnético. La composición de las especies iónicas indica que las fuentes primarias de plasma magnetosférico son: satélites en el caso de Júpiter, Saturno y Neptuno, y atmósfera ionizada en el caso de Urano.

Tabla 4.2. Características del plasma de las magnetosferas planetarias

	<i>Mercurio</i>	<i>Tierra</i>	<i>Júpiter</i>	<i>Saturno</i>	<i>Urano</i>	<i>Neptuno</i>
Densidad	~1	1 – 400	>3000	~100	3	2
Composición	H ⁺	O ⁺ , H ⁺	On ⁺ , Sn ⁺	O ⁺ , H ₂ O ⁺ , H ⁺	H ⁺	N ⁺ , H ⁺
Fuente dominante	Viento solar	Ionosfera	Io	Anillos, Dione y Tetis	Atmósfera	Tritón
Iones/s	(?)	2x10 ²⁶	>10 ²⁸	10 ²⁶	10 ²⁵	10 ²⁵
Tiempo de vida	Minutos	Días	10 – 100 días	30 días años	1 – 30	~1 día
Movimiento del plasma	Arrastre viento solar	Rotación viento solar	Rotación	Rotación	Viento solar + rotación	Rotación

PROBLEMAS

1. Un planeta con atmósfera siempre tiene una capa con un plasma altamente ionizado. ¿Cómo se llama el nivel donde existe ese plasma?
2. La magnetosfera de Júpiter tiene la forma de un panqué alargado (comparado con el campo dipolar terrestre). ¿Qué hay alrededor de Júpiter que origina esta distorsión?
3. Menciona al menos tres ejemplos de plasmas en el espacio que pueden ser observados por gente común en la Tierra.
4. Describe la estructura interna de la Tierra y explica dónde y cómo se genera su campo magnético.
5. Explica con detalle la teoría del dinamo.
6. Investiga a qué se le llama:
 - a) Dinamo α .
 - b) Dinamo ω .
 - c) Dinamo α - ω .
7. Investiga a qué se le llama amortiguamiento de Landau.
8. La frontera del sistema solar puede ser definida como el lugar donde el viento solar es sustituido por el gas interestelar. Esto sucede donde la presión del gas interestelar es igual a la presión ram del viento solar.
 - a) Si la densidad del gas interestelar tiene una densidad de un protón/cm³ y una temperatura de 10 000 K, ¿cuál es la presión de ese gas?; usa la ley de gas ideal para encontrar la solución.
 - b) Considera Sol quieto; la densidad del viento solar en la Tierra es de cinco protones/cm³ y su velocidad es de 400 Km/s. Encuentra la presión como una función de r , la distancia al Sol.

9. ¿Cuál es la magnitud del campo magnético de Júpiter a $2 R_j$ (considera la aproximación dipolar)? ¿Cuál es la frecuencia del ciclotrón para un electrón ubicado a esa distancia? ¿Y para un protón?
10. Para ondas electromagnéticas, demuestra que el índice de refracción es igual a la raíz cuadrada de la constante dieléctrica del plasma.
11. Para una onda de Alfvén, demuestra que la energía cinética promedio por cm^3 es igual a la energía magnética $\langle B^2 \rangle / 8\pi$.

CAPÍTULO 5. LA ATMÓSFERA TERRESTRE

INTRODUCCIÓN

Nuestra época se caracteriza por el impetuoso desarrollo de la ciencia y la tecnología. Los adelantos se multiplican, aparecen nuevas actividades científicas, pero la mayoría de los logros se manifiestan en el área de la actividad espacial, ya que la cosmonáutica está ligada a casi todas las ramas del conocimiento humano: desde la física hasta las recetas culinarias, desde la biología y medicina hasta los dispositivos cibernéticos. Sin embargo, sería importante recordar cuál es el inicio de esta era espacial, ya que las investigaciones aeroespaciales han cambiado la visión humana del cosmos, en particular de la Tierra, su atmósfera y su sistema climático.

El primer año polar

En agosto de 1874, al regresar una expedición austriaca del polo norte, una de las conclusiones fue que los viajes aislados sólo podrían contribuir en grado limitado al avance del conocimiento. A pesar de que otros científicos y exploradores habían recogido datos en sus viajes a tierras inexploradas, no podían evaluarse debidamente por carecer de observaciones continuas que permitieran un estudio comparado de los resultados obtenidos. Los austriacos mostraron que las expediciones no son la forma más adecuada, sino el establecimiento de puestos de observación en las regiones árticas. Solamente cuando esos puestos pudieran registrar de manera continua más datos durante periodos con intervalos de tiempo muy largos, se podría esperar que se realizaran nuevos progresos en materia de investigación polar. En 1875 la expedición austriaca pronunció ante el Congreso de Investigadores y Médicos Alemanes los Principios Básicos para la Investigación Ártica, por lo que se acordó que la organización de un año polar internacional duraría del 1 de agosto de 1882 al 1 de septiembre de 1883.

Todos los datos obtenidos durante el primer año polar fueron reunidos y algunos de ellos publicados en revistas científicas. Por desgracia, no se aprovechó la ocasión de hacer el mejor uso posible de las medidas y observaciones sometiéndolas a una evaluación general.

El segundo año polar

Cincuenta años más tarde, de 1932 a 1933, se organizó el segundo año polar internacional, ya que durante el primer y segundo años habían sucedido muchas cosas: se utilizaban nuevos instrumentos para investigación, había nuevos datos acerca de la composición y las condiciones atmosféricas, se preveían extensas investigaciones en materia de meteorología y magnetismo terrestre, auroras, efectos de la ionización, radiotelecomunicaciones, etc. Participaron 49 países que realizaron observaciones sobre todo del planeta. Estas investigaciones no se limitaban exclusivamente a los polos, por lo que los esfuerzos combinados de los científicos llevarían a una nueva cooperación.

Año Geofísico Internacional

Dos décadas después del segundo año polar, los progresos realizados en el campo de la ciencia exigían un nuevo esfuerzo coordinado, análogo al de los años polares. Nuevos conocimientos planteaban problemas inéditos. El ser humano busca conocer mejor la circulación de la atmósfera y quiere entender los complicados procesos que se realizan en la atmósfera terrestre. Muy pronto sumarían nuevamente sus esfuerzos los geofísicos para emprender y realizar el más grande programa internacional de investigación hasta la fecha conocido: el Año Geofísico Internacional.

Fue en 1952 cuando el Consejo Internacional de Uniones Científicas estableció el Año Internacional Geofísico del 1 de julio de 1957 al 31 de diciembre de 1958. Más de 30 000 científicos y técnicos de 66 países cooperaron en una serie de observaciones sobre la Tierra y sus alrededores cósmicos, como fue la actividad solar, los rayos cósmicos, el geomagnetismo, las auroras boreales y la física ionosférica.

Sin embargo, el 4 de octubre de 1957 la Tierra despertaría por un extraño ruido “bip bip” que provenía del cosmos. La Unión Soviética había asombrado

al mundo al poner en órbita terrestre al primer satélite artificial. El *Sputnik* no solamente proporcionó información sobre las características de las capas más altas de la atmósfera de nuestro planeta, sino además había iniciado la era espacial.

A partir de los datos que aportó el *Sputnik* fue necesario desarrollar normas de derecho internacional que cumplieran con dos objetivos:

1. Promover la cooperación internacional para la utilización del espacio con fines pacíficos.
2. Garantizar el *status* desmilitarizado del espacio ultraterrestre.

Es decir, la actividad espacial nació como resultado de la cooperación científica con fines pacíficos y sería muy importante mantener este espíritu para explorar y estudiar cualquier cuerpo celeste, incluido nuestro planeta. Diferentes proyectos espaciales han dado una vasta y nueva información acerca de la atmósfera de la Tierra, su estado físico, su variabilidad, sus nubes, humedad y composición. En la actualidad hay diferentes proyectos para el monitoreo de nuestro planeta desde el espacio, que incluyen el estudio de la atmósfera. Entre ellos pueden mencionarse los siguientes:

- *Misión Terra*. Esta misión investiga las propiedades de la superficie, los océanos y la atmósfera. Página web: <http://terra.nasa.gov/>.
- *Misión Aqua*. Lleva instrumentos a bordo para obtener el espectro infrarrojo atmosférico, medir la radiación, estudiar las nubes y determinar la temperatura superficial del mar entre otros parámetros. Página web: <http://aqua.nasa.gov/>.
- *Misión Aura*. Estudia la química atmosférica. Página web: <http://aura.gsfc.nasa.gov/>.

Una página web que se puede consultar para conocer las misiones espaciales del pasado, presente y futuro es <http://www.sondasespaciales.com/>, así como las páginas web de la Agencia Espacial Europea (<http://www.esa.int/esaCP/Spain.html>), de la NASA (<http://www.nasa.gov>, <http://photojournal.jpl.nasa.gov>) y para el monitoreo de nuestro planeta se puede consultar la siguiente página web: <http://earthobservatory.nasa.gov/>.

LA ATMÓSFERA NEUTRA

Atmósfera terrestre original

De acuerdo con la teoría de la condensación, se considera que el sistema solar se formó a partir de una nube de gas y polvo interestelar hace 4 600 millones de años (véase la introducción al capítulo 8). La atmósfera original de la Tierra podría haber sido más densa y estar formada principalmente por vapor de agua, metano, dióxido de carbono, nitrógeno, amoníaco e hidrógeno. Esta composición atmosférica pudiera haber sido muy similar a la de Venus y Marte. Cuando la Tierra se enfrió, el agua formó parte de los océanos, los cuales absorbieron el dióxido de carbono y después fue depositado en las rocas. Como el nitrógeno es un gas con escasa reacción química, pasó a ser el componente principal de la atmósfera de nuestro planeta.

Es posible que en estas condiciones atmosféricas las moléculas orgánicas simples se formaran por la interacción de fuentes de energía como la luz solar ultravioleta y descargas eléctricas de tormentas. No es muy claro el origen de las moléculas, pero de alguna manera interaccionaron y formaron sustancias orgánicas más complejas.

Posiblemente, gracias a la fotosíntesis de las primeras plantas verdes, aumentó el oxígeno en la atmósfera. Una mayor concentración de oxígeno logró el desarrollo de formas de vida más complejas. La fotosíntesis de las plantas es el método de producción de oxígeno y de equilibrio con el bióxido de carbono (CO_2).

Composición

La atmósfera terrestre interactúa constantemente con la biota, el suelo y los océanos, y se caracteriza porque en ella predomina el nitrógeno, elemento que tiene más de tres cuartas partes del total, y le sigue el oxígeno con 20%; los demás elementos que componen nuestra atmósfera se muestran en la tabla 5.1.

El CO_2 es un gas de efecto invernadero y su presencia en la atmósfera está regulada por el balance que se produce entre el aire, la biosfera, el océano y el interior de nuestro planeta. Tiene dos propiedades físicas muy importantes: es un gas inodoro e incoloro, por lo que no se puede oler ni ver y tampoco es tóxico.

Vale la pena comentar que en la discusión actual del cambio climático, cuando se aborda el tema del CO_2 , se muestran imágenes de gases de colores y eso es erróneo, ya que no es posible ver el CO_2 en una fotografía o en la vida real.

La concentración de vapor varía en diversas zonas del planeta; es menor a 1% en zonas desérticas, pero en las zonas templadas y húmedas de los trópicos puede ser del orden de 4%.

Otros gases en la atmósfera son el vapor de agua (que es un gas de efecto invernadero), el ozono, diferentes óxidos de nitrógeno y el azufre. También hay partículas de polvo suspendidas provenientes de distintas fuentes naturales que enriquecen la atmósfera, como es la erosión de terrenos, la sal marina, las erupciones volcánicas, las cenizas, las bacterias, las semillas, las esporas, las partículas interplanetarias, etc. Adicionalmente existen fuentes industriales como los residuos de fábricas, calefacciones, automóviles y fertilizantes, entre otros. Las partículas más pesadas se precipitan rápidamente, pero las más ligeras permanecen varios meses, fundamentalmente en las zonas bajas de la atmósfera y sus efectos son especialmente dañinos para la salud humana.

Tabla 5.1. Porcentajes promedio de la composición química de la atmósfera

<i>Elemento</i>	N_2	O_2	He	Ar	H_2	CO_2
<i>Porcentaje</i>	78.084	20.946	0.00052	0.934	0.58	0.035

Estructura

El peso total de la atmósfera terrestre es de aproximadamente de 5.3×10^{18} kg. Un centímetro cuadrado a nivel del mar recibe un peso de un kg. Aproximadamente 90% de la masa de aire atmosférico se encuentra por debajo de los 15 km, 99% debajo de los 30 km y 99.99% por debajo de los 48 km de la superficie terrestre.

Por efecto de la gravedad terrestre, la mayoría de los gases que componen la atmósfera terrestre se concentran a una altitud por debajo de los 20 km, pero existen componentes atmosféricos en altas altitudes con densidades extremadamente bajas. La tabla 5.2 muestra valores de temperatura y densidad de la atmósfera a diferentes alturas.

Tabla 5.2. Propiedades físicas de la atmósfera con la altitud

<i>Altura (Km)</i>	0	5	10	20	30	40	50
<i>Temperatura (°C)</i>	25	-17	-50	-56	-46	-20	-2
<i>Densidad (kg/m³)</i>	1.225	0.736	0.414	0.089	1.8×10^{-2}	4×10^{-3}	10^{-5}

Criterio por temperatura

La atmósfera terrestre se divide en las siguientes capas: troposfera, estratosfera, mesosfera, termosfera y exosfera, las cuales presentan distintas características y comportamientos. La figura 5.1 las muestra.

Troposfera

Aproximadamente entre 80 y 90% de la masa de la atmósfera está contenida desde la superficie terrestre hasta unos 10-15 kilómetros de altura sobre el nivel del mar. Es en la troposfera donde se da la vida y está contenida la mayor parte del vapor de agua y donde se dan los fenómenos meteorológicos, es decir, los ciclos de evaporación y precipitación del agua.

El límite de esta capa atmosférica se llama tropopausa y se caracteriza porque es una mezcla prácticamente homogénea y no hay procesos químicos ni fotoquímicos, con excepción de zonas contaminadas. La altura de la tropopausa varía entre el Ecuador sobre las zonas polares de 18 a ocho km, respectivamente.

Estratosfera

Después de la tropopausa hay un incremento de la temperatura, debido a que la capa de ozono absorbe la energía de la radiación solar ultravioleta. Este proceso ocurre hasta a unos 50 km de altitud. El ozono, al retener la mayoría de la radiación ultravioleta dañina de baja longitud de onda del Sol, es uno de los componentes más importantes para la conservación de la vida terrestre. Una disminución en la concentración de ozono estratosférico implica un aumento en la cantidad de radiación ultravioleta que llega a la superficie terrestre y es en la estratosfera donde se concentra aproximadamente 90% del ozono atmosférico.

Mesosfera

Sobre la estratosfera entre los 85 y los 90 km sobre la superficie, la temperatura decrece con la altura. La actividad química es muy importante debido a que la radiación solar alcanza esta capa atmosférica.

Termosfera

En esta capa, de 90 a 500 km sobre la superficie, los gases principales de la atmósfera terrestre (N_2 , O_2 , Ar y CO_2) prácticamente no se mezclan homogéneamente, sino que forman estratos. Los gases que la conforman se encuentran en su estado atómico por efecto de la radiación solar que incluye rayos X y partículas energéticas que, al ionizarse, forman la ionosfera, la capa ionizada que rodea al planeta. En la termosfera la temperatura aumenta con la altura.

Exosfera

La última capa está formada principalmente por helio e hidrógeno, los cuales pueden alcanzar velocidades suficientemente elevadas como para escapar del campo gravitatorio terrestre.

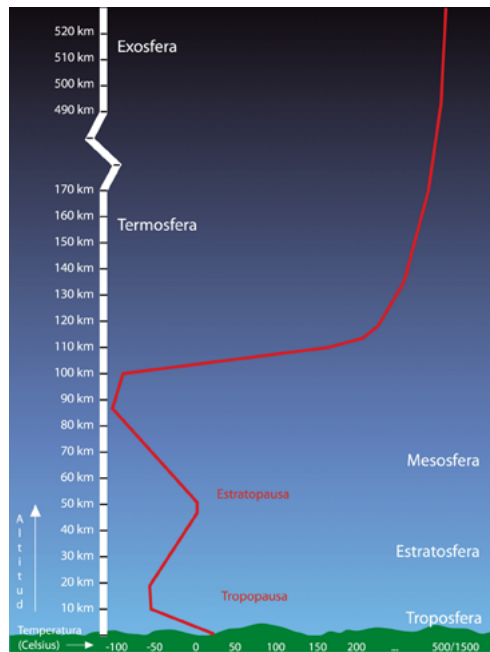


Figura 5.1. Relación entre la temperatura del aire y la altura (<http://jmarcano.topcities.com/beginner/atmosfera3.html>).

Criterio por composición

La composición de las capas bajas de la atmósfera es prácticamente homogénea; por eso se le llama homosfera. Después de los 80-100 kilómetros la distribución de moléculas o iones no es uniforme y por ello se le llama heterosfera. A la troposfera se le conoce también como atmósfera baja y a la estratosfera y mesosfera se les denomina atmósfera media, junto con la troposfera y forman la homosfera por la mezcla homogénea de los gases principales.

La termosfera y la exosfera forman la atmósfera superior; también se les conoce conjuntamente como heterosfera porque los gases en esta región de la atmósfera no se mezclan.

La temperatura terrestre ha variado a lo largo de la historia del planeta; hay periodos fríos (épocas glaciales) y cálidos (épocas interglaciales). Los periodos fríos glaciales tienen una duración de aproximadamente 100 000 años, mientras que los periodos interglaciales, como el que estamos viviendo actualmente (holoceno), duran entre 10 000 y 12 000 años. En los periodos glaciales e interglaciales la temperatura no es homogénea, ya que hay variaciones de temperatura positivas y negativas.

Para estudiar las temperaturas de los periodos glaciales se utiliza por ejemplo el isótopo 18 del oxígeno, que es un indicador indirecto de las temperaturas.

Hay mediciones modernas de las temperaturas por termómetros desde 1850; sin embargo, hay países como Inglaterra que tienen mediciones desde 1650. En la figura 5.2 se muestra la variabilidad térmica media global en la superficie terrestre, medida por satélites desde enero de 1979 hasta diciembre de 2009.

Algunos datos climáticos se pueden obtener en las siguientes páginas web:

<http://vortex.nsstc.uah.edu/data/msu/t2lt/uahncdc.lt;>

[http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/climateindices/list/;](http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/climateindices/list/)

[http://arcserver4.iagt.org/climate1stop/;](http://arcserver4.iagt.org/climate1stop/)

<http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/data.html;>

[http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/recons.html.](http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/recons.html)

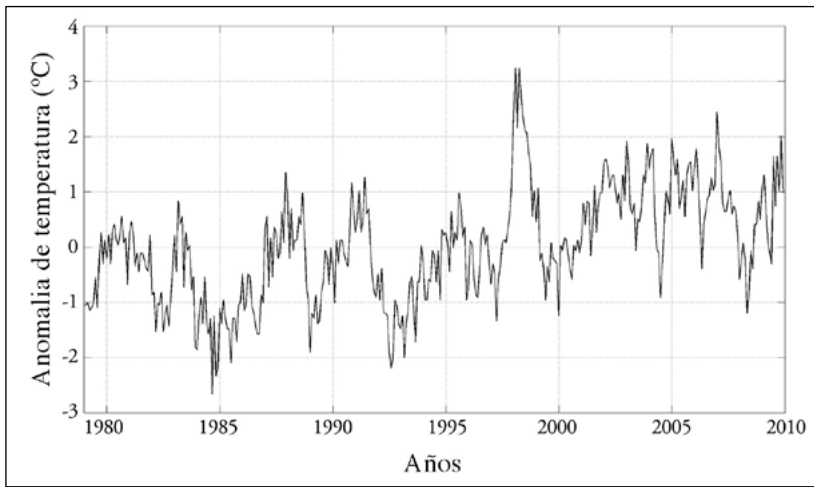


Figura 5.2. Evolución de la temperatura media global terrestre.

Balace de energía

La atmósfera no absorbe homogéneamente ni de forma igual los distintos tipos de radiaciones que llegan del Sol. Por ejemplo, el oxígeno y nitrógeno tienen la propiedad de ser transparentes prácticamente a casi todas las longitudes de onda; el vapor de agua, bióxido de carbono, metano y óxidos de nitrógeno son transparentes a la radiación ultravioleta y visible, pero absorben las radiaciones infrarrojas.

Por encima de la troposfera, la atmósfera absorbe casi toda la radiación con longitud de onda igual a 300 nm o por debajo de este valor (rayos X y ultravioleta). El vapor de agua y otros componentes atmosféricos en la troposfera absorben en mayor o menor medida la luz visible e infrarroja y, debido a ello, esta capa se calienta. La estratosfera se calienta por el O_3 que absorbe entre 200 y 300 nm y se enfría por radiación. En la mesosfera el CO_2 se excita por colisiones y se enfría emitiendo fotones. La emisión es más rápida que la excitación, pero la conducción hacia la mesosfera de la termosfera tiende a equilibrar el proceso. La termosfera se calienta por EUV (extremo ultravioleta), UV (ultravioleta) y rayos X que absorbe el oxígeno atómico y por precipitación de partículas en zonas aurales. Esta capa se enfría por conducción hacia la mesosfera.

Tabla 5.3. Interacción de la irradiancia solar con la atmósfera terrestre

λ (nm)	Nombre radiación	Efecto	Altura (km)	Capa atmosférica
Hasta 10	Rayos γ Rayos x	Ioniza todos los gases	70 -100	Mesosfera Termosfera
10-100	xuv	Ioniza N_2 , O , O_2	100-300	Termosfera
100-120	euv	Ioniza O_2	80-100	Termosfera
120-200	vuv	Disocia O_2	40-130	Estratosfera Mesosfera y Termosfera
175-200	vuv y uv	Disocia O_2 Forma O_3	30	Estratosfera
200-240	uv	Disocia O_2 , O_3	20-40	Estratosfera
240-300	uv	Disocia O_3	<40	Estratosfera

1nm = 1×10^{-9} m, xuv- rayos X- ultravioleta, euv-extremo ultravioleta, vuv-ultravioleta vacío, uv-ultravioleta

Más de tres cuartas partes de la energía solar es absorbida por la atmósfera; se absorbe más energía en días nublados. En las zonas ecuatoriales hay mayor absorción que en los polos y es mayor en la superficie de la Tierra que en la parte alta de la atmósfera.

Estas diferencias originan tanto fenómenos de convección que transportan calor y generan las corrientes atmosféricas, como fenómenos de evaporación y condensación.

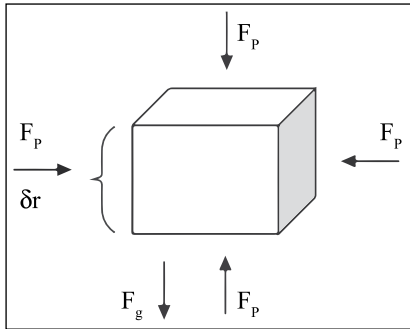
Las observaciones realizadas por los satélites artificiales de la radiación infrarroja emitida por el planeta indican que la temperatura de la Tierra debería ser de unos -18°C (véase la sección denominada “Indicadores de largo plazo de la actividad solar” en el capítulo 7); sin embargo, la temperatura media de la superficie de la Tierra es de 15°C ; la diferencia, 33°C , se debe al efecto invernadero y a las nubes. Para un cielo claro, el vapor de agua contribuye entre 60 y 70%

en la generación del efecto invernadero; le siguen en importancia el dióxido de carbono, el metano, ozono y óxidos de nitrógeno.

Equilibrio hidrostático

La característica física básica de la atmósfera es que disminuye la presión y densidad con el aumento de la altura. Esta variación se describe por la ecuación del equilibrio hidrostático, la cual se deriva a continuación, considerando las propiedades básicas de la atmósfera: la densidad ρ , la presión P , la temperatura T y la composición.

Consideremos un elemento de volumen con altura δr y área δs como el que se muestra en la figura 5.3. Para este elemento la densidad a una cierta altura r , ρ_r está descrita en términos de la masa m y el volumen V como:



$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{\delta s \delta r}$$

Figura 5.3. Fuerzas sobre un elemento de volumen atmosférico.

La fuerza gravitatoria F_g es

$$F_g = \rho g \delta s \delta r$$

con g como la aceleración de la gravedad. La fuerza de presión se balancea para las caras laterales. Pero para las caras inferior y superior tenemos $P_r \delta s$ y $-P_{r+\delta r} \delta s$, respectivamente, entonces la ecuación del equilibrio será

$$P_{r+\delta r} \delta s - P_r \delta s + \rho g \delta s \delta r = 0$$

$$P_{r+\delta r} - P_r = -\rho g \delta r$$

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g.$$

(5.1)

La ecuación 5.1 es conocida como la ecuación del equilibrio hidrostático. Si dividimos todo por la presión podemos escribir 5.1 de la siguiente manera:

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dr} = \frac{-\rho g}{P} = \frac{-m_p g}{k_B T}. \quad (5.2)$$

En 5.2 hemos considerado $\rho = m_p n$, con n el número de partículas por unidad de volumen y m_p es la masa del protón. Además, las propiedades básicas de la atmósfera no son independientes, sino que están relacionadas por la ecuación del gas ideal: $P = nk_B T$, con k_B como la constante de Boltzmann. Podemos definir un parámetro H llamado la escala de altura como:

$$H = \frac{k_B T}{m_p g}. \quad (5.3)$$

Si integramos 5.2 y usamos 5.3 obtenemos:

$$\begin{aligned} \int \frac{dP}{P} &= - \int \frac{dr}{H} \\ \ln \frac{P}{P_0} &= - \int \frac{dr}{H} \\ \frac{P}{P_0} &= \exp \left\{ - \int \frac{dr}{H} \right\}; \end{aligned}$$

asimismo, obtenemos

$$P = P_0 \exp \left\{ - \int \frac{dr}{H} \right\}. \quad (5.4)$$

P_0 es la presión en r_0 .

Si asumimos que H es constante, la ecuación 5.4 se reduce a:

$$P = P_0 \exp \left\{ -(r - r_0) / H \right\}. \quad (5.5)$$

Podemos interpretar H como la distancia vertical en la cual P_0 cambia por un factor de e . Si $r_0 = 0$, que es el nivel del mar, $P = P_0 \exp \{-r / H\}$, con $P_0 = 1.01 \times 10^5 \text{ N/m}^2 = 1 \times 10^6 \text{ dinas/cm}^2$

La inestabilidad convectiva

Los fenómenos de convección atmosférica pueden ser incluso de escala planetaria y llevan calor desde las regiones ecuatoriales hasta las polares. Es pues muy importante derivar las expresiones que nos indican bajo qué condiciones podemos tener convección.

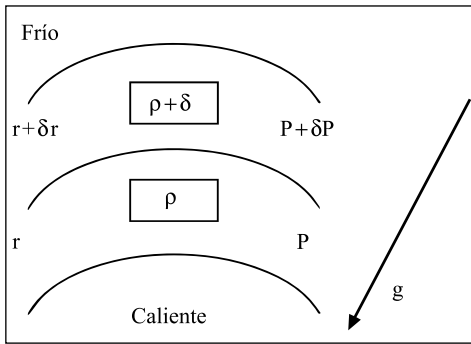


Figura 5.4. Esquema de una parcela de atmósfera.

En la figura 5.4 se representa en un rectángulo una parcela de material con densidad ρ y presión P a una altura r . La parcela se desplaza hacia arriba a una altura $r + \delta r$ lo suficientemente lento como para que siempre esté en equilibrio horizontal de presiones con sus alrededores. Para que la parcela se siga elevando la densidad en este estrato horizontal debe cumplir que:

$$\delta\rho_i < \delta\rho. \tag{5.6}$$

El subíndice i se refiere a la parcela.

La ley del gas ideal podemos reescribirla como

$$P = \rho T \frac{k_B}{m_p}. \tag{5.7}$$

De la ecuación 5.7 se obtiene:

$$\log P = \log \rho + \log T + \log \text{const.} \quad (5.8)$$

Al diferenciar 5.8 obtenemos para la parcela:

$$\frac{\delta P_i}{P} = \frac{\delta \rho_i}{\rho} + \frac{\delta T_i}{T}. \quad (5.9)$$

Y para los alrededores:

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\delta \rho}{\rho} + \frac{\delta T}{T}. \quad (5.10)$$

El equilibrio de presiones horizontales significa que

$$\delta P_i = \delta P \quad (5.11)$$

y de 5.9 y 5.10 se deduce que

$$\frac{\delta \rho_i}{\rho} + \frac{\delta T_i}{T} = \frac{\delta \rho}{\rho} + \frac{\delta T}{T}. \quad (5.12)$$

Al multiplicar por ρ la ecuación 5.12 obtenemos:

$$\delta \rho_i + \frac{\rho \delta T_i}{T} = \delta \rho + \frac{\rho \delta T}{T}, \quad (5.13)$$

pero la ecuación 5.6 implica que

$$\frac{\rho \delta T_i}{T} > \frac{\rho \delta T}{T} \rightarrow \delta T_i > \delta T, \quad (5.14)$$

o bien multiplicando por -1:

$$\delta T_i < -\delta T.$$

Como la parcela es inestable, se elevará siempre y cuando

$$\frac{-dT_i}{dr} < \frac{-dT}{dr}. \quad (5.15)$$

Es decir, la temperatura ambiental (T) disminuye mas rápidamente con la altura que la temperatura de la parcela (T_i).

Las propiedades dentro de la parcela son:

$$P_i = n_i T_i k_B.$$

La ecuación 5.7 para el gas ideal la escribimos también de la siguiente forma:

$$P_i = k_B T_i \frac{\rho_i}{m_p}. \quad (5.16)$$

Además consideramos la ecuación 5.1:

$$\frac{dP_i}{dr} = -\rho_i g.$$

Si el movimiento es relativamente rápido, lo podemos considerar adiabático, por lo cual:

$$\frac{P_i}{\rho_i^\gamma} = const.$$

Y si combinamos estas ecuaciones tenemos:

$$\frac{dT_i}{dr} = \frac{(\gamma-1) T_i}{\gamma P_i} \frac{dP_i}{dr} = -\frac{(\gamma-1) g m_p}{\gamma k_B}. \quad (5.17)$$

Sustituyendo 5.15 en 5.17 tenemos:

$$\frac{-dT}{dr} > \frac{(\gamma-1) g m_p}{\gamma k_B} \quad \text{ó} \quad \frac{dT}{dr} < \frac{(1-\gamma) g m_p}{\gamma k_B}. \quad (5.18)$$

Ésta se conoce como ecuación de Schwarzschild o de la inestabilidad convectiva. Otras formas de esta ecuación se presentaron en el capítulo 2, ecuación 2.3.

LA IONOSFERA

La ionosfera es una región que está dentro de la mesosfera y su grosor varía de 60 a 70 km de altura. Las moléculas de N_2 y O_2 se encuentran ionizadas debido a la radiación solar de longitud de onda corta. Los iones positivos y los electrones liberados en el proceso confieren a esta región, pronosticada teóricamente por Carl Friedrich Gauss en 1839, una estructura eléctricamente cargada que hace su estudio particularmente interesante. Los avances en las comunicaciones por radio hicieron posible la demostración de la existencia de esta capa ionizada de la alta atmósfera y en 1925 se realizaron las primeras mediciones exactas de la ionosfera en el laboratorio Appleton y Barnett, en Londres.

Estructura vertical ionosférica y sus variaciones normales

Appleton y Barnett emitieron una señal continua y de fase variable con el tiempo. La interferencia de la onda directa y reflejada fue registrada en un receptor y la formación de interferencias constructivas y destructivas determinó la altura de la capa ionizada, la cual se conoce como capa eléctrica o capa E. Hay diferentes capas inferiores y superiores a la capa E, a las que, manteniendo el orden alfabético, se les denominó D y F, respectivamente. Bajo ciertas condiciones, la capa F se desdobra en dos capas: la F1 y la F2. En la figura 5. 5 se aprecian las capas ionosféricas.

Como se aprecia en la figura 5.5 la ionización no permanece constante con el tiempo ni es igual en todos los puntos de la ionosfera a causa de la variación de la radiación solar incidente en esta capa.

La capa D se extiende entre los 60 y 90 km de altura aproximadamente. La ionización es muy pequeña y procede sobre todo de las radiaciones solares, por lo que presenta fuertes variaciones entre el día y la noche. En la noche prácticamente desaparece, por lo que se suele considerar que la capa D es una capa diurna.

La capa E, también conocida como la capa de Kennelly-Heaviside, es una zona entre los 90 y 150 km de altura aproximadamente y responde al ciclo solar; a pesar de sufrir grandes variaciones de ionización, conserva un nivel apreciable durante la noche, alcanzando su máximo de ionización durante el mediodía en los meses de verano. En ciertas ocasiones aparece una ionización anómala en la

capa E denominada capa E_s . En zonas templadas la capa E_s es muy frecuente en verano y llega a densidades iónicas varias veces superiores a las de la capa E.

La capa F se extiende a partir de los 150 km de altitud y por su comportamiento distinto en sus partes superior e inferior, se puede dividir en las capas F1 entre los 150 y 210 km, que desaparece durante la noche, y la F2 que a partir de los 210 km mantiene niveles de ionización relativamente constantes entre el día y la noche.

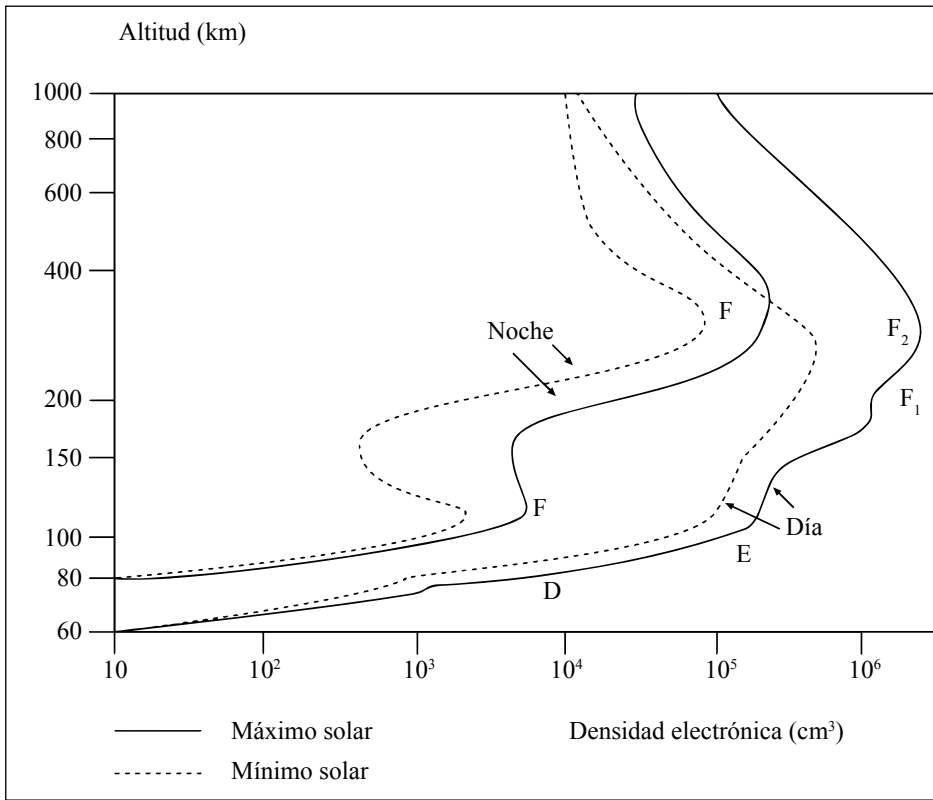


Figura 5.5. Distribución de la densidad electrónica con la altura en la ionosfera y sus variaciones normales (Tascione Thomas, 1999).

Variaciones ionosféricas anómalas

Existen perturbaciones ionosféricas anómalas asociadas a episodios transitorios de la actividad solar; se han identificado dos tipos principalmente:

- a) *Perturbaciones ionosféricas súbitas*: provocan un aumento de la absorción de la capa D; producen una atenuación de las señales y logran en ocasiones desaparecerlas por periodos de un par de horas. Están asociadas a los comienzos repentinos de una tormenta magnética. La penetración de rayos X de una fulguración asociada a la tormenta hasta las capas D y E causa un aumento en la densidad electrónica.
- b) *Tormentas ionosféricas*: son perturbaciones que empiezan gradualmente y persisten por días abarcando latitudes altas.

ATMÓSFERAS PLANETARIAS

Al estudiar las atmósferas planetarias nos enfocamos en su origen, evolución y factores que determinaron su estructura y, en su caso, sus condiciones meteorológicas actuales. Una parte importante en este estudio son las atmósferas primarias, aquellas que originalmente tuvieron los planetas y a las que se les conoce también como atmósferas primitivas. Hay principalmente dos hipótesis sobre las atmósferas primarias: 1) eran sólo una fracción de sus atmósferas actuales, o bien: 2) pudieron haber sido mucho más masivas que en la actualidad. Las atmósferas primarias de los planetas evolucionaron para dar origen a las atmósferas secundarias, que son las producidas o alteradas significativamente por los gases expulsados de los interiores planetarios. Los planetas gigantes tienen campos gravitacionales suficientemente fuertes como para retener y conservar, en su mayoría, los componentes de sus atmósferas primarias. En contraparte, los planetas pequeños no pudieron retener en su totalidad sus atmósferas primarias.

Fueron varios factores los que permitieron a los planetas del sistema solar obtener una atmósfera; por ejemplo, los parámetros orbitales (distancia entre el Sol y los planetas, excentricidad de la órbita, inclinación del eje de rotación) determinan la radiación solar y la composición química de cada planeta. La masa

del planeta determina la velocidad que requiere una molécula de la atmósfera para abandonar su campo gravitatorio. Para los planetas interiores, los procesos geológicos, como vulcanismo o procesos biológicos (en el caso de la Tierra) tuvieron un impacto profundo en la evolución de la atmósfera. Finalmente, la composición y fase en la que se encuentra el núcleo planetario determina la magnitud del campo magnético. El hecho de que un planeta tenga o no campo magnético es un factor importante en su interacción con el viento solar, que a su vez incide en la evolución de la atmósfera.

Atmósfera de los planetas terrestres

En la siguiente sección se darán a conocer algunos resultados obtenidos por diferentes misiones espaciales sobre las atmósferas de los planetas terrestres. En la tabla 5.4 están resumidas sus principales características.

Mercurio

Misiones

La misión *Mariner 10* exploró Mercurio en tres ocasiones entre 1974 y 1975. Durante esta misión se logró mapear 45% del planeta y detectar una exosfera. En la figura 5.6 se muestra la imagen del planeta.

Exosfera

La exosfera de Mercurio está compuesta por helio (He), sodio (Na), oxígeno (O_2), potasio (K), nitrógeno (N_2), argón (Ar), neón (Ne) y kriptón (Kr). La densidad de la exosfera es muy pequeña; por ejemplo, la concentración del He es de 10^4 cm^{-3} y la de Na es de 10^5 cm^{-3} , aproximadamente; las concentraciones de O_2 , K, N_2 , Ar, Ne y Kr son aun más bajas que la de Na.

La presencia de O_2 y K se deben posiblemente a una desintegración radioactiva de la superficie de Mercurio; la del H_2 y He al viento solar y finalmente los registros de N_2 , Ar, Ne y Kr podrían deberse a los restos de los impactos de asteroides con el planeta.

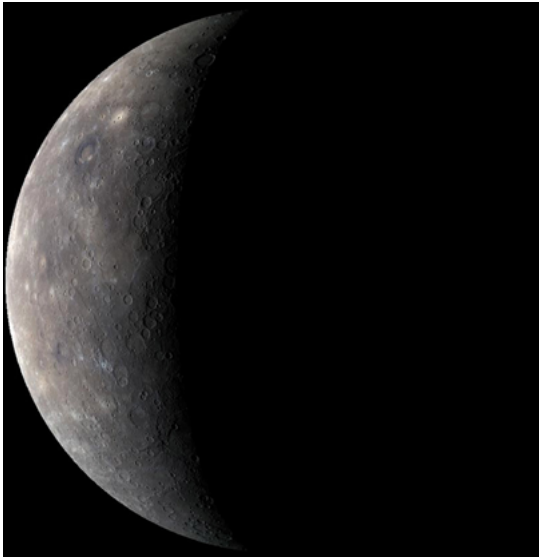


Figura 5.6 Imagen de Mercurio (NASA/JPL-Caltech).

Venus

Misiones

Entre los primeros proyectos espaciales de los Estados Unidos de América para el estudio del planeta Venus se encontraron las misiones *Mariner 2*, *Mariner 5* y *Mariner 10*. En 1962 la *Mariner 2* mostró la presencia de nubes frías y una superficie caliente. La nave *Mariner 10* descubrió evidencia de nubes que rotaban alrededor del planeta. La antigua Unión Soviética envió varias sondas; siete de ellas lograron llegar al planeta y realizar estudios de la superficie y de su atmósfera. A inicios de los noventa la sonda *Magallanes* logró obtener imágenes por radar de la superficie venusina con una resolución nunca antes alcanzada. La información proporcionada por esta sonda fue utilizada para construir mapas de la superficie de este planeta.

Atmósfera

Con base en la interacción de la temperatura con la altura, la atmósfera venusina ha sido dividida en tres capas: la troposfera, la mesosfera y la termosfera (figura

5.7). La atmósfera venusina no cuenta, como la Tierra, con una estratosfera, es decir, una región de inversión de la temperatura después de la troposfera. La termosfera presenta sólo un pequeño gradiente de temperatura en comparación con la terrestre.

La atmósfera de Venus está compuesta principalmente de dióxido de carbono (CO_2) (96%), N_2 (3%); vapor de agua (H_2O) (0.003%), O_2 , monóxido de carbono (CO) y fluoruro de hidrógeno (HF), entre otros elementos.

En 1978, la atmósfera superior fue estudiada con gran detalle por la sonda *Pionero Venus* mientras la atravesaba una vez al día. En la Tierra esta región es más cálida que en Venus, a pesar de que está más cerca del Sol.

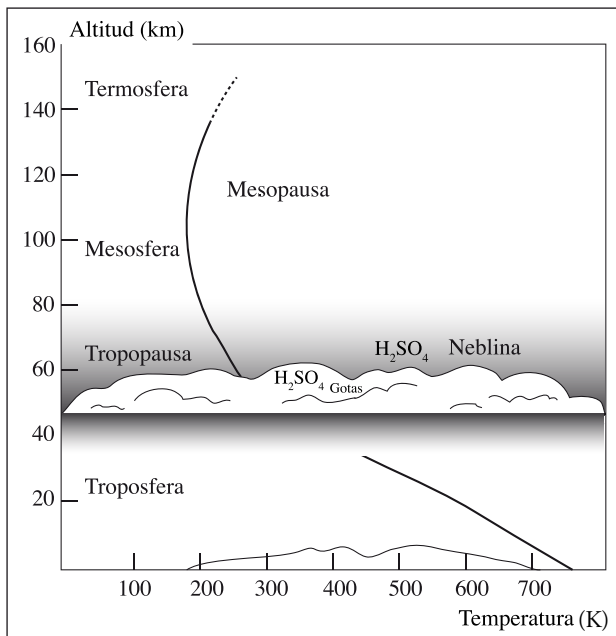


Figura 5.7. Estructura vertical de la atmósfera de Venus. La línea gruesa indica el perfil de temperatura (J. S. Lewis, 1997).

La sonda *Pionero Venus I* confirmó que entre la troposfera y la mesosfera se encuentran nubes a una altitud entre los 48 y 58 km, compuestas por gotas de ácido sulfúrico (H_2SO_4) que produce neblinas muy finas por debajo de los 60 km. Las observaciones obtenidas por *Pionero Venus I* han proporcionado información sobre la manera en que probablemente se formaron estas nubes. A altitudes de alrededor de 80 km, bajo la influencia de la radiación solar ultravioleta, las

reacciones químicas que hay entre los constituyentes atmosféricos existentes en estas altitudes producen pequeñas gotas de H_2SO_4 , las cuales, debido a la influencia gravitacional, caen lentamente. Entre los 48 y 58 km hay una región con corrientes convectivas y es muy probable que las gotas sean atrapadas en estas altitudes, formando la cubierta nubosa principal. En esta cubierta la temperatura varía entre los 228 y los 364 K. Por debajo de las nubes, a unos 20 km, las temperaturas alcanzan los 493 K; por eso, cuando caen las gotitas de las nubes se evaporan rápidamente.

La parte superior de las nubes, visibles desde la Tierra, se extienden hasta 70 u 80 km por encima de la superficie del planeta. Las nubes contienen una impureza de color amarillo pálido que se detecta mejor con longitudes de onda cercanas al ultravioleta. Las variaciones en el contenido de dióxido de azufre (SO_2) de la atmósfera podrían indicar vulcanismo activo en el planeta, aunque esto no se ha confirmado.

En la parte alta de las nubes es posible distinguir rasgos climáticos que proporcionan información sobre el movimiento del viento en la atmósfera. Los vientos del nivel superior circulan en el planeta a 360 km/h y lo recorren siguiendo una trayectoria latitudinal, desde el ecuador hasta los polos. Las sondas que han descendido al planeta han mostrado que, a pesar de la existencia de estos vientos de nivel superior de alta velocidad, mucho más de la mitad de la densa atmósfera de Venus próxima a la superficie del planeta está estancada. Desde la superficie hasta los 10 km de altura las velocidades del viento sólo son de tres a 18 km por hora.

Se piensa también que hay fuertes vientos que soplan desde el lado diurno hacia el nocturno debido al gradiente de temperatura. Estos vientos arrastrarían gases ligeros, como H_2 y He, que se concentrarían del lado nocturno debido a su baja temperatura.

Marte

Misiones

Para la exploración de Marte se ha enviado un gran número de sondas y misiones no tripuladas; destacan las *Mariner*, las cuales fueron las primeras que lograron enviar imágenes cercanas del planeta rojo. La *Mariner 4* llegó a Marte

el 14 de julio de 1965. Posteriormente siguieron la *Viking 1* y *Viking 2*, que en 1976 enviaron nuevas imágenes de este planeta. En 1997 la misión *Pathfinder* logró posarse sobre la superficie marciana y tomar espectaculares fotografías de la superficie marciana. Para continuar el estudio hay ocho misiones e inclusive Rusia y los Estados Unidos de América han declarado su interés en colocar una misión tripulada antes de 2020.

Atmósfera

Por medio del explorador *Mars Pathfinder* se ha logrado determinar la composición atmosférica: CO_2 (95.32%), N_2 (2.7%) y otros elementos que completan con 1.8% la composición de la atmósfera marciana. La cantidad de vapor de H_2O presente en la atmósfera a una altitud entre los 15 y 20 km es muy pequeña y variable. La troposfera marciana presenta un modesto decremento en temperatura hasta los 20 km de altura; a partir de allí la temperatura de la atmósfera permanece prácticamente constante (véase la figura 5.8).

La concentración de vapor de H_2O atmosférico es más alta cerca de los casquetes polares en primavera. El ciclo de los eventos polares marcianos es complejo. La temperatura polar está casi siempre por debajo de los 273 K, por lo que existe una pequeña capa de hielo polar permanente de H_2O congelado. Esto fue confirmado por las observaciones de la misión *Viking*, aunque se cree que la capa de hielo puede contener pequeñas cantidades de moléculas de CO_2 . La profundidad de los depósitos de H_2O es desconocida, pero la estimación de la profundidad de los depósitos de CO_2 indica que no es mayor de 50 cm.

Marte cuenta con tres tipos de nubes que se han registrado desde la Tierra: blancas, azules y amarillas. Las primeras son probablemente en su mayoría cristales de hielo de H_2O que además pueden incluir neblinas de cristal de hielo de CO_2 , principalmente en los polos y a las altitudes de 50 km, donde el hielo de CO_2 puede congelarse. Las segundas son nubes prominentes en las fotografías sensibles al azul; están compuestas de cristal de hielo de H_2O y CO_2 , pero además pueden tener otras partículas más pequeñas. Las nubes amarillas, prominentes en las fotografías rojas y amarillas, son tormentas compuestas de partículas de polvo de pocos micrómetros de diámetro.

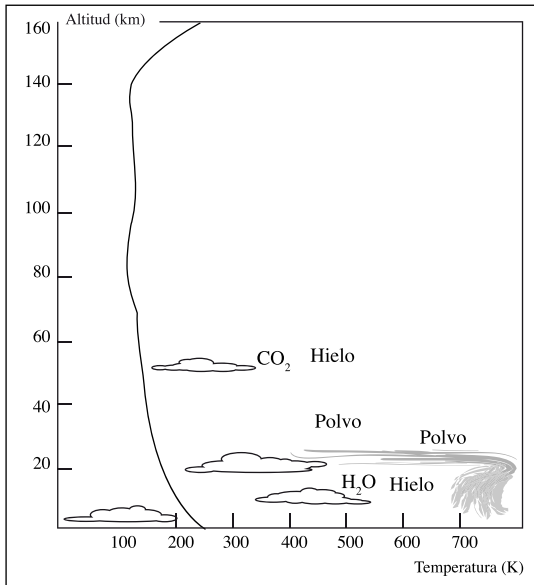


Figura 5.8. Estructura vertical de la atmósfera de Marte. La línea gruesa indica el perfil de temperatura (J. S. Lewis, 1997).

En ciertas estaciones como el verano ocurren tormentas de polvo en el hemisferio sur de Marte; este planeta pasa a través del perihelio un mes antes del principio del verano en el hemisferio sur, de tal forma que la insolación solar máxima ocurre en el sur del ecuador a fines de la primavera. La excentricidad de Marte provoca que esté 17% más cerca del Sol en el perihelio que en el afelio, por lo que la diferencia entre el verano del norte y el del sur es sustancial. En el verano el calentamiento del suelo y el aire adyacente en el hemisferio sur es suficientemente fuerte como para producir remolinos de masas de aire: las llamadas tormentas de polvo marcianas. Marte es azotado por vientos que levantan suelo superficial y lanzan polvo a la atmósfera a una velocidad de 75 km/seg. Las partículas de polvo levantadas por estas tormentas son muy pequeñas, de ~1 mm de diámetro, y tardan entre unas semanas y seis meses para depositarse en el suelo nuevamente.

La distribución en los tamaños de cráteres en las regiones más antiguas y las morfologías de éstos sugieren que se produjo la destrucción de muchos cráteres pequeños y viejos debido a una erosión incrementada respecto a la actual en todo el planeta. Quizás esta erosión terminó entre 1 y 4 G de años. Esta evidencia indicaría la existencia de una atmósfera más densa durante este periodo.

Atmósfera de los planetas gigantes y sus satélites

En la siguiente sección se darán a conocer algunos resultados obtenidos por diferentes misiones espaciales sobre las atmósferas de los planetas gigantes o jovianos. En la tabla 5.4 vemos un resumen de sus características.

Júpiter

Misiones

La primera sonda fue la *Pionero 10*, que partió el 2 de marzo de 1972 y llegó a Júpiter el 3 de diciembre de 1973; logró, entre otras cosas, tomar las primeras fotografías directamente desde la órbita del planeta, así como de sus satélites más grandes. Su misión finalizó en 1997 y actualmente se encuentra viajando hacia la cola heliosférica. El 5 de abril de 1973 se envió la *Pionero 11*, la cual realizó trabajos similares, pero además contaba con instrumentos para capturar imágenes de los otros planetas exteriores. Finalizó su misión el 30 de septiembre de 1995 y se perdió contacto con ella en noviembre de 1995. En 1977 se enviaron el *Viajero 1* y *Viajero 2* con la misión de seguir haciendo mediciones con instrumentos de mayor precisión. En la actualidad las sondas *Ulises* y *Cassini* han tomando muestras y fotografías de lo que ocurre en el gigantesco Júpiter.

Atmósfera

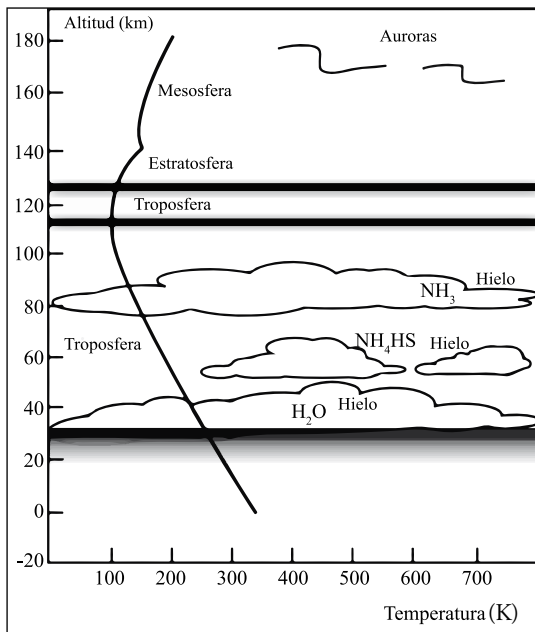
El conocimiento de la atmósfera de Júpiter se enriqueció en 1979 a partir de las sondas espaciales *Viajero 1* y *Viajero 2* que permitieron clasificarla a partir de la interacción de la temperatura con la altura. La atmósfera joviana presenta cuatro capas desde la superficie: troposfera, estratosfera, mesosfera y termosfera (en la figura 5.9 sólo se observan las tres primeras). La estratosfera se calienta por el metano (CH_4), su principal componente, el cual absorbe la radiación solar.

Las observaciones espectroscópicas realizadas desde la Tierra habían demostrado que la mayor parte de la atmósfera de Júpiter estaba compuesta de hidrógeno. Los instrumentos de la misión *Galileo* indicaron que 81% de la atmósfera de Júpiter estaba compuesta de H_2 y 18% de He; el resto son pequeñas cantidades

de amoníaco (NH_3), hidrosulfuro de amonio (NH_4HS), CH_4 , NH_3 , fósforo (P), vapor de H_2O y varios hidrocarburos.

Se obtuvo nueva información sobre Júpiter cuando los fragmentos del cometa Shoemaker-Levy 9 se estrellaron contra el planeta en julio de 1994. Las colisiones agitaron la atmósfera de Júpiter y calentaron los gases atmosféricos. Se capturaron imágenes detalladas de estos gases desde telescopios situados en la Tierra y en el espacio. Se utilizaron espectroscopios para analizar los gases con el fin de verificar y ampliar los conocimientos sobre la composición de la atmósfera del planeta.

La atmósfera de Júpiter tiene diferentes tipos de nubes entre las altitudes de 40 y 110 km. Con gran abundancia de H_2 , predominan las moléculas que contienen este elemento, como el CH_4 , NH_3 y H_2O . Las fluctuaciones periódicas de temperatura en la atmósfera superior de Júpiter revelan la existencia de vientos. Las fotografías secuenciales de las nubes jovianas sugieren el nacimiento y deterioro de gigantescos sistemas tormentosos ciclónicos. Júpiter se caracteriza por la gran mancha roja que se encuentra en su atmósfera y que gira en sentido contrario de las manecillas del reloj. Esta mancha roja no es sino una gran tormenta que ya tiene más de 300 años de actividad y es tres veces el tamaño del planeta Tierra.



5.9. Estructura vertical de la atmósfera de Júpiter. La línea gruesa indica el perfil de temperatura (J. S. Lewis, 1997).

Mediante radiotelescopios sensibles a la radiación que penetran las nubes, se ha detectado que la temperatura aumenta al descender hacia las capas más profundas.

Atmósfera satelitales

La detección de las atmósferas de los satélites galileanos se hizo entre 1999 y 2000. El satélite Ganímedes tiene una atmósfera de O_2 con una presión comparable a la de la atmósfera terrestre a una altura de unos 400 metros. Europa también tiene una atmósfera de O_2 mientras que Calixto tiene una atmósfera de CO_2 .

Io

El *Pionero 10* detectó una ionosfera delgada alrededor de Io, confirmando la presencia de una nube de sodio (Na), azufre (S) y otros elementos. Su superficie presenta un aspecto muy contrastante: del amarillento al castaño oscuro y áreas blancas con manchas negras. Io es sacudido por un vulcanismo impulsado por la disipación de la energía de marea del satélite. Diez volcanes estaban en erupción durante el sobrevuelo del *Viajero* en 1979 y, desde entonces, se han detectado otras erupciones. Los centros volcánicos emiten bióxido de azufre (SO_2) y éste se condensa en la superficie formando una atmósfera local transitoria. Las regiones blancas son de bióxido de azufre sólido; los otros colores que se observan son producidos probablemente por otros compuestos del azufre.

Saturno

Misiones

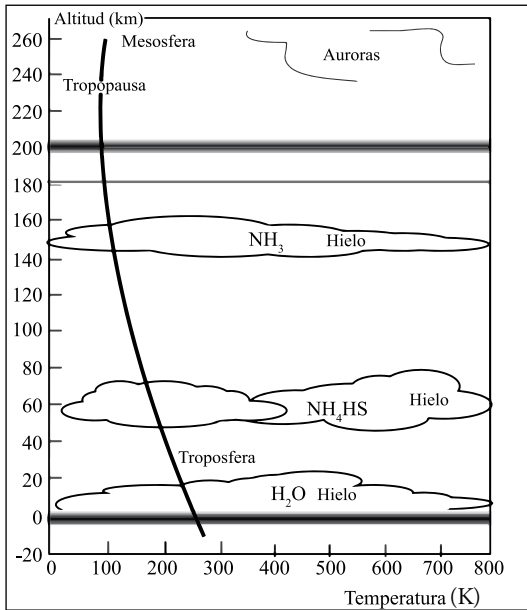
Tres naves han estudiado Saturno de cerca. Previamente, la *Pionero 11* llegó a Júpiter el 2 de diciembre de 1974 y pasó cerca de Saturno el 1 de septiembre de 1979. El *Viajero 1* fue lanzado el 5 de septiembre de 1977 y arribó el 12 de noviembre de 1980; su objetivo fue investigar la atmósfera, magnetosfera y sistema de anillos de Júpiter y Saturno. El *Viajero 2* partió de la Tierra el 20 de agosto de 1977 y se encontró con Saturno el 26 de agosto de 1981. La nave *Cassini y Huygens*

salió el 15 de octubre de 1997 y llegó a Saturno el 1 de julio de 2004, voló alrededor de Titán (satélite mayor de Saturno) el 26 de octubre y el 13 de diciembre de 2004. La nave liberó la sonda *Huygens* el 25 de diciembre de 2004, la cual descendió sobre Titán el 14 de enero del 2005; su objetivo fue investigar las características químicas, físicas y climáticas tanto de Titán como de Saturno, así como analizar el sistema de anillos de Saturno, su atmósfera, magnetosfera y satélites de hielo.

Atmósfera

Los principales componentes de la atmósfera de Saturno son el H_2 (88%) y el He (11%); el resto comprende trazas de CH_4 , NH_3 , cristales de NH_3 y otros gases como etano (C_2H_6) y acetileno (C_2H_2); además hay H_2O hielo, NH_3 hielo y $NH_4 HS$ hielo. Las imágenes de los *Viajeros* mostraron remolinos y corrientes turbulentas de nubes, a una altitud entre los cinco y los 70 km (figura 5.10) y una niebla mucho más densa que la de Júpiter debido a la menor temperatura de Saturno. Las temperaturas de la parte superior de las nubes de Saturno son de cerca de cien grados Kelvin. Las capas atmosféricas de Saturno son la troposfera y la mesosfera (véase la figura 5.10).

Los movimientos de las nubes tormentosas de Saturno muestran que el periodo de rotación de la atmósfera cerca del ecuador es de 10 horas y 11 minutos. Las emisiones de radio que se han detectado procedentes del cuerpo del planeta indican que el cuerpo de Saturno y su magnetosfera tienen un periodo de rotación de 10 horas, 39 minutos y 25 segundos. La diferencia aproximada de 28.5 minutos entre estos dos periodos indica que los vientos ecuatoriales de Saturno alcanzan velocidades de 1 700 km/h, aproximadamente.



5.10. Estructura vertical de la atmósfera de Saturno. La línea gruesa indica el perfil de temperatura (J. S. Lewis, 1997).

Atmósfera satelital

Titán es uno de los cuerpos celestes más fascinantes, en parte porque su atmósfera, rica en N_2 , tiene una presión en la superficie similar a la terrestre y en parte porque su neblina oculta su superficie en un misterio. La atmósfera de Titán fue descubierta en 1944 por Kuiper, quien detectó CH_4 en el espectro. Esto marcó el inicio del descubrimiento de una atmósfera en un satélite. Titán permanece como el único satélite del sistema solar con una atmósfera densa.

La teoría previa al vuelo del *Viajero 1* sugirió que las grandes cantidades de N_2 pudieron haber sido producidas por actividad volcánica y disociación resultante de gas NH_3 . Pero el N_2 no pudo ser bien identificado desde la Tierra debido a que carece de absorciones en partes accesibles del espectro. Los datos del *Viajero 1* demostraron que la atmósfera es por lo menos 90% de N_2 y que el CH_4 constituye únicamente un pequeño porcentaje. También revelaron el hecho sorprendente de que la presión atmosférica de la superficie de Titán es de 1.5 bar, que es el más cercano al valor terrestre encontrado en un cuerpo del sistema solar.

Estudios fotométricos y de polarización condujeron al descubrimiento, en 1973, de un estrato de neblina que oscurecía la superficie de Titán. La neblina es producida cuando la luz solar interactúa con el CH_4 y otros elementos en la atmósfera. El *Viajero 1* detectó cerca de 1% de CH_4 a la mitad de la atmósfera y otras cantidades más pequeñas de C_2H_6 , C_2H_2 , etileno (C_2H_4), metilacetileno (C_3H_4) y propano (C_3H_8). Estos compuestos apoyan la idea de que el estrato de neblina es fotoquímicamente coloreado. La temperatura superficial medida de Titán es de 94 K. Esto es sorprendentemente cercano al punto triple del metano, es decir, 90.7 K. Significaría que el CH_4 podría existir como hielo, líquido o gas en la atmósfera baja de Titán. Las condiciones en la baja atmósfera de Titán podrían asegurar la formación de nubes condensadas de CH_4 y posiblemente lluvias de CH_4 , nieve de CH_4 , así como ríos, lagos u océanos de CH_4 en la superficie. Entre 1996 y 1998 fue descubierto H_2O .

Urano

Misiones

La única sonda que llegó a orbitar Urano fue la *Viajero 2*, que en 1986 logró captar impresionantes fotografías del gigante gaseoso. En ellas se observan nubes tenues en la latitud sur desplazadas por vientos de entre cien y 600 km/hr. En 1998 el telescopio espacial Hubble detectó otras formas de nubes en otras latitudes. Se presume que dichas nubes están compuestas por cristales de CH_4 , los cuales, condensados como burbujas tibias de gas, ascienden en la atmósfera de dicho planeta.

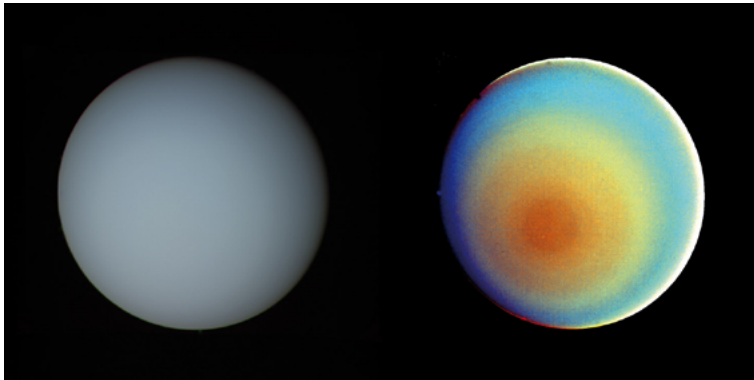


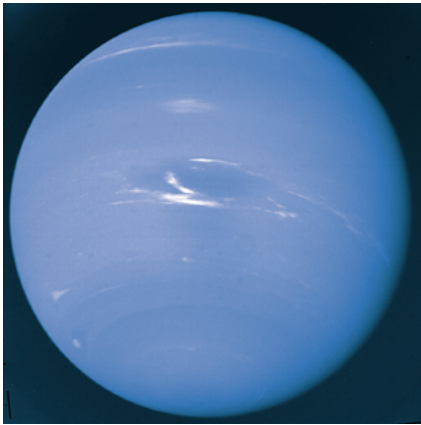
Fig. 5.11. Imagen de Urano

(NASA/JPL -Caltech).

Atmósfera

La coloración verdosa característica de este planeta (figura 5.11) se debe a la presencia del CH_4 en la atmósfera, la cual está compuesta por H_2 (83%), He (15%), CH_4 (2%), además de O_2 , N_2 , C_2 , silicio (Si), hierro (Fe), H_2O y NH_3 .

Neptuno



Misiones

Fig. 5.12. Imagen de Neptuno (NASA/JPL-Caltech).

La única sonda que ha llegado a Neptuno es el *Viajero 2*. Su arribo ocurrió entre el 24 y el 25 de agosto de 1989; pasó a aproximadamente 4 800 kilómetros de altura del polo norte del planeta y descubrió las características básicas de este planeta y de su satélite natural de mayor tamaño: Tritón. El *Viajero 2* hizo tomas de un inesperado géiser de nitrógeno gaseoso en Tritón.

Atmósfera

El albedo del planeta es alto: refleja 84% de la luz que recibe. La atmósfera se compone fundamentalmente de H_2 y He, pero la presencia de más de 3% de

CH_4 da al planeta su sorprendente color azul (figura 5.12)

Atmósfera satelital

A pesar de su temperatura extremadamente fría, Tritón tiene una atmósfera de N_2 , He, H_2 , CH_4 , NH_3 , Ar y CO_2 . También muestra una superficie activa con géiseres que arrojan una materia subterránea desconocida. La presencia de CH_4 en su atmósfera provoca una coloración verdosa ya que la luz roja es absorbida por este satélite.

Plutón

Planeta enano es el término creado por la Unión Astronómica Internacional (UAI) para definir a una nueva clase de cuerpos celestes, diferente de la de planeta (o “planeta clásico”) y de la de “cuerpo menor” del sistema solar (y/o planeta menor). Fue introducida en la resolución de la UAI el 24 de agosto de 2006 sobre la definición de planeta para los cuerpos del sistema solar. Según la misma, un planeta enano es aquel cuerpo celeste que:

- Está en órbita alrededor del Sol.
- Tiene suficiente masa para que su propia gravedad haya superado la fuerza de cuerpo rígido, de manera que adquiera un equilibrio hidrostático (forma casi esférica).
- No es un satélite de un planeta.
- No ha limpiado la vecindad de su órbita.

Según estas características, la diferencia entre los planetas clásicos y los planetas enanos es que estos últimos no han limpiado la vecindad de su órbita. Esta característica sugiere una evolución distinta para los dos tipos de planeta.

Las consecuencias más inmediatas de esta nueva definición fueron la pérdida de Plutón del estatus de planeta clásico y su renombramiento como 134340 Plutón, así como el cambio de categoría a planeta enano de Ceres, antes considerado un asteroide, y de Eris, conocido anteriormente como Xena (de manera informal) o por su denominación provisional 2003 UB313.

Plutón no pertenece a la familia de los planetas gigantes, ya que no comparte con ellos las características físicas de tamaño y composición. En la tabla 5.4 vemos

un resumen de sus características atmosféricas.

Misiones

Hasta el momento no hay una sonda que haya logrado sobrevolar u orbitar este helado y lejano planeta. La NASA lanzó una sonda denominada *Nuevo Horizonte*, la cual llegará a Plutón en el año 2015 y a su satélite natural *Caronte* en 2017.

En

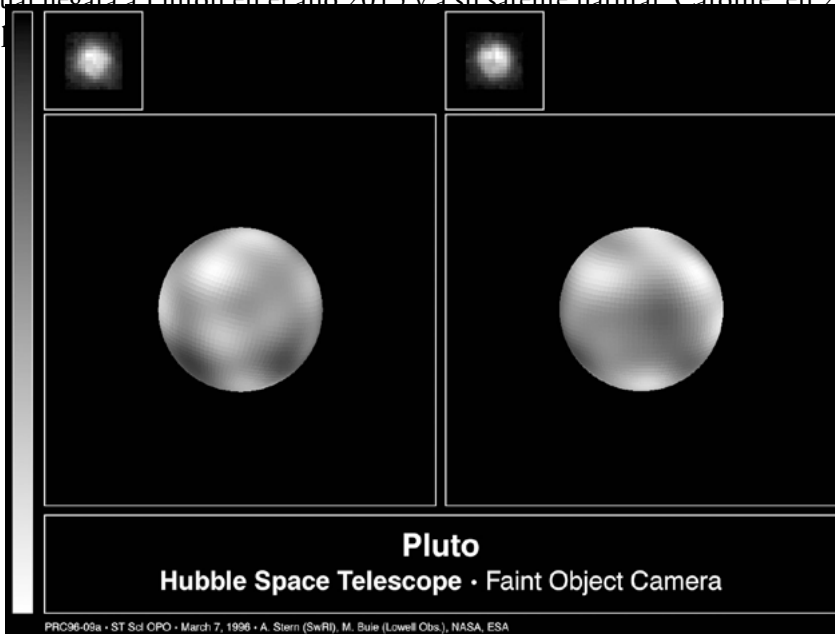


Figura 5.13. Imagen de Plutón (NASA/JPL-Caltech).

Atmósfera

Plutón solamente puede ser observado a través de grandes telescopios con los que se ha visto que es de color amarillento. Se descubrió también que tiene una atmósfera tenue, probablemente de CH_4 y N_2 , que ejerce una presión sobre la superficie del planeta aproximadamente 100 000 veces más débil que la presión atmosférica de la Tierra al nivel del mar. Parece que la atmósfera se condensa y forma capas polares durante el largo invierno planetario. La atmósfera de Plutón

está sufriendo un calentamiento debido, probablemente, a cambios estacionales.

Tabla 5.4. Resumen de las características de las atmósferas planetarias

<i>Planeta</i>	<i>Color</i>	<i>Principales componentes químicos de la atmósfera</i>
Mercurio		He, N ₂ , O ₂ , Ne, Kr, Na, K
Venus	Blanco con líneas oscuras	CO ₂ (96%), N ₂ (3%), H ₂ O, O ₂ , CO, HF
Tierra	Azul-blanco	N ₂ (78%), O ₂ (21%), Ar, CO ₂
Marte	Rojo	CO ₂ (95.32%), N ₂ (2.7%)
Júpiter	Amarillo, café, rojo	H ₂ (81%), He(18%), CH ₄ , P, NH ₃ , NH ₄ HS
Calixto		CO ₂
Europa		O ₂
Ganímedes		O ₂
Io	Amarillo-castaño	SO ₂ , Na, S
Saturno	Amarillo, azul, verde	H ₂ (88%), He(11%), CH ₄ , NH ₃ , C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂
Titán	Rojo	N ₂ , Ar, CH ₄ , C ₂ H ₆ , C ₂ H ₄ y C ₂ H ₄
Urano	Azul-verde	H ₂ (83%), He (15%), O ₂ , CH ₄ , N ₂ , C ₂ , Si, Fe, NH ₃
Neptuno	Azul	H ₂ , He, CH ₄
Tritón	Verde	N ₂ , CH ₄ , CO ₂ , H ₂ , He
Plutón	Amarillo	N ₂ , CH ₄

PROBLEMAS

1. ¿Cuáles son las capas atmosféricas de la Tierra y con qué criterios se dividen?
2. Suponiendo que la escala de altura (H) es constante, calcula la presión en la troposfera cada dos km a lo largo de 20 km. Considera, para resolver el problema, que H promedio es 8.62 km.
3. Calcula la altura a la cual la presión atmosférica es $\frac{1}{2}$ de la presión en la superficie. ¿A qué altura la presión se vuelve $\frac{1}{10}$ de la presión en la superficie?
4. ¿Por qué es importante el estrato de ozono para la vida? ¿Dónde se forma? Con la actividad solar, ¿cambia la concentración del estrato? ¿Qué es el hoyo de ozono?
5. Realiza los pasos algebraicos intermedios necesarios para obtener la ecuación 5.17.
6. ¿En la troposfera hay inestabilidad convectiva? Considera que el gradiente de temperatura es de aproximadamente $10^\circ\text{K}/\text{km}$. Basta con que los órdenes de magnitud coincidan.
7. Haz una gráfica de la velocidad del sonido con la altura para las regiones donde inician las capas atmosféricas.
8. ¿Los cambios en la ionosfera afectan a las radiocomunicaciones? ¿Por qué?
9. ¿Cuál es el cuerpo del sistema solar cuya atmósfera, atendiendo al criterio de división por gradiente de temperatura, tiene el número de capas más cercano a la terrestre? ¿Cuáles son las capas de este cuerpo?
10. ¿Cuál es el cuerpo del sistema solar cuya presión atmosférica en la superficie es la más similar a la de la Tierra? ¿Cuál es el valor de esta presión?

CAPÍTULO 6. LOS RAYOS CÓSMICOS

INTRODUCCIÓN

Los rayos cósmicos son un fenómeno natural que nos acompaña todo el tiempo, pero su presencia nos resulta imperceptible. La Tierra se encuentra bombardeada constantemente por ellos; lo ha estado desde tiempos inmemoriales; son la única información material que nos llega del universo. Al llegar a la heliosfera, son afectados por los campos electromagnéticos, de ahí que sus registros contienen claves que nos ayudan a estudiar mejor el Sol. Muchas ramas de la física espacial tienen como antecedente el estudio de los rayos cósmicos. En este capítulo hablaremos de cómo fueron descubiertos, qué son, cómo son afectados por el campo geomagnético y por la actividad del Sol. También veremos qué les sucede desde que llegan al tope de la atmósfera hasta que chocan con la superficie de la Tierra. Por último esbozaremos las teorías más aceptadas actualmente que explican su origen.

HISTORIA DE LA INVESTIGACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

Descubrimiento y primeras investigaciones

En 1896 J. J. Thomson y E. Rutherford encontraron que los iones gaseosos eran responsables de la conducción eléctrica en el gas atmosférico. Los instrumentos que se usaban entonces para estudiar la conductividad en gases eran los electros copios (figura 6.1).

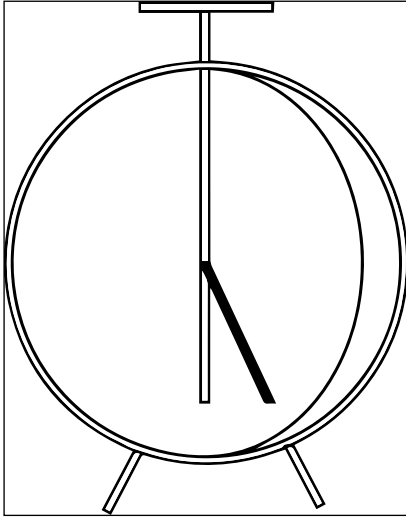


Figura 6.1. Electroscopio de panes de oro. Las dos laminillas de oro cuelgan de la barra metálica, la cual se encuentra separada de la caja metálica del electroscopio por medio de un material aislante (Otaola y Valdés, 1992).

Después de diversos experimentos de los que no podía extraerse conclusiones definitivas, en 1911 V. F. Hess emprendió una serie de ascensos en globo, llevando varios electroscopios a bordo, contruidos de manera que estuviesen herméticamente cerrados; así se aseguraba que la sensibilidad de los instrumentos era independiente de la altura. La conclusión derivada de los resultados de Hess era inescapable: existía una radiación muy penetrante, hasta ese entonces desconocida, que llegaba a la atmósfera desde afuera. No podía ser de origen solar, dado que no se observaba diferencia alguna entre el día y la noche. Veinticuatro años más tarde Hess recibió el Premio Nobel de Física; su descubrimiento desempeñaría un papel extraordinario en el desarrollo de la física moderna y tendría considerables implicaciones en geofísica, meteorología, astrofísica y otras áreas de la ciencia.

Rayos cósmicos: ¿radiación electromagnética o partículas?

De las radiaciones conocidas hasta finales de la década de los veinte la más penetrante era la radiación γ , proveniente de materiales radiactivos. Era natural pensar que la radiación cósmica se debía a rayos γ de muy alta energía. La otra posibilidad, la radiación β , proveniente también de materiales radiactivos, la radiación corpuscular más penetrante conocida en aquel entonces, era, sin embargo, absorbida en menos de 0.1 cm de plomo.

Las alternativas más viables como constituyentes de los rayos cósmicos eran fotones de muy alta energía, una radiación superior a cualquiera de los rayos γ más energéticos conocidos hasta entonces. Mediante el método de ensayo y error se determinó el espectro de energía (la intensidad del número de fotones en una región de frecuencias) que mejor ajustaba a las observaciones hechas en lagos a distintas profundidades de la atmósfera. Éste resultó ser compatible con el que podía producirse de la suma de tres grupos de fotones con energías de 26, 110 y 220 Me. V. R. Millikan y E. Cameron interpretaron estos resultados como evidencia de que la radiación cósmica era una mezcla de fotones con esas energías.

La proximidad entre los valores provenientes del defecto de masa de la síntesis nuclear y aquellos determinados para la energía de los fotones calculada por Millikan era sorprendente. La conclusión obvia era que estos fotones resultaban de la síntesis de elementos en las estrellas a partir del hidrógeno. Todas estas coincidencias, meramente accidentales, convencieron a muchos de que los rayos cósmicos eran el “grito primigenio” de los átomos que están siendo continuamente creados en los núcleos estelares.

Bothe y Kolhörster habían observado que dos contadores Geiger-Mueller, uno arriba del otro, separados por una corta distancia y conectados cada uno a un electroscopio, a menudo se descargaban simultáneamente. Para dilucidar este problema instalaron dos contadores Geiger-Mueller, uno arriba del otro, dentro de una caseta rodeada de cinco centímetros de hierro y seis centímetros de plomo. Los resultados del experimento mostraban que aun con ese blindaje, el número de coincidencias entre los telescopios se reducía sólo 25%. La conclusión a la que llegaron Bothe y Kolhörster fue la de haber “detectado una radiación corpuscular por la cual pueden ser explicados los conocidos efectos de la radiación cósmica. Hoy en día no es imaginable una radiación γ con un poder de penetración comparable” (Otaola y Valdés-Galicia, 1992).

La prueba final de que los rayos cósmicos son partículas cargadas incluyó los resultados de un experimento sugerido por Manuel Sandoval-Vallarta y Geoges Lemaitre, que se efectuó en la azotea de un hotel de la ciudad de México, y de otro capitaneado por A. H. Compton, el cual implicó una serie de mediciones de la intensidad de los rayos cósmicos en 69 estaciones alrededor del mundo, usando instrumentos calibrados entre sí. Con el segundo se confirmó la existencia de un efecto latitudinal en la intensidad de la radiación cósmica; con el primero se supo

que la gran mayoría de los rayos cósmicos deberían ser partículas con carga positiva. Desde entonces la investigación sobre la radiación cósmica se desarrolló a lo largo de dos líneas: una tenía que ver con los mismos rayos cósmicos, es decir, ¿qué son?, ¿de dónde vienen?, ¿cómo llegan aquí?, etc., y la otra utilizaba a estas partículas subatómicas provenientes del espacio para estudiar sus interacciones con la materia.

Interacciones de la radiación cósmica con la materia

La técnica de Bothe y Kolhörster de usar simultáneamente dos o más contadores, que se ha denominado telescopio contador, ha desempeñado hasta nuestros días un papel muy importante en el estudio de los rayos cósmicos. Con telescopios contadores fue posible no sólo mostrar que lo que llegaba a la superficie eran partículas cargadas, sino también observar la dirección en que viajaban dichas partículas. Al usar ese tipo de detectores muy pronto se mostró que esas partículas venían principalmente en dirección vertical y que la intensidad se reducía considerablemente al inclinar el telescopio.

Descubrimiento del positrón

En 1932 Carl D. Anderson, al trabajar con una cámara de niebla colocada en el campo de un poderoso electroimán, pudo medir la deflexión magnética de las trayectorias y determinar el radio de curvatura de las partículas generadas en un chubasco. Anderson logró determinar energías cinéticas de 4×10^9 eV, es decir, cientos de veces mayor que cualquier energía previamente medida; también notó que alrededor de la mitad de las trayectorias se desviaban hacia la derecha, mientras que la otra mitad lo hacía hacia la izquierda. Concluyó que en la radiación cósmica local las partículas cargadas positiva y negativamente abundaban por igual. Fue así como se descubrió el positrón.

Una pequeña partícula subatómica con un TeV (10^{12} eV) de energía sería capaz de desplazar un grano de arroz (1 g de masa) una distancia de un cm; un GeV (10^9 eV) es la milésima parte de esta energía.

Con el descubrimiento del positrón se atestigua por primera vez el proceso de creación de partículas de materia a partir de energía. El positrón representa también el primer descubrimiento de una partícula de antimateria.

Chubascos atmosféricos

Los experimentos con telescopios inclinados a 90° con la vertical condujeron a resultados inesperados e hicieron que la investigación sobre los rayos cósmicos diera otro paso fundamental para comprender esta misteriosa radiación. Un conjunto de contadores Geiger colocados de forma horizontal y operando simultáneamente, de manera que una sola partícula proveniente de arriba y viajando en línea recta no pudiera descargarlos al mismo tiempo, de vez en cuando se descargaban sincrónicamente. La conclusión obvia fue que las partículas de la radiación cósmica que estaban observando en la superficie no siempre llegaban solas, sino que a veces lo hacían como parte de cierto grupo que viajaba más o menos verticalmente. A esos grupos de partículas, que descendían juntos casi al mismo tiempo, se les denominó chubascos de rayos cósmicos.

Los experimentos que establecieron sin duda alguna la existencia de los chubascos de rayos cósmicos fueron realizados en los Alpes suizos en 1938 por el francés Pierre Auger y su grupo de estudiantes. Los contadores fueron colocados a distintas distancias y se registró el número de coincidencias por unidad de tiempo como función de la separación de los contadores. Auger pudo deducir de sus resultados que las partículas que originaban estos chubascos deberían tener energías de hasta 10^{15} eV, cantidades inimaginables en ese entonces. En estos chubascos se observaban tanto electrones, positrones y fotones como partículas mucho más penetrantes.

Cuando un fotón de alta energía (varios GeV) penetra en un bloque de plomo, desaparece después de viajar una distancia pequeña (del orden de 0.7 cm según la teoría), dando lugar a dos electrones (uno positivo y otro negativo), los cuales, de acuerdo con el principio de conservación de la energía, comparten la energía del fotón incidente. Los dos electrones no viajan muy lejos antes de radiar cada uno un fotón, por lo cual pierden gran parte de su energía. A la larga, como la energía original ha sido compartida entre un número cada vez mayor de partículas recién creadas, la mayoría de los electrones no tiene la energía suficiente para radiar nuevos fotones; entonces son frenados rápidamente por pérdidas debidas a ionización. Igualmente, el mayor número de fotones recién radiados tienen menor energía, son incapaces de producir pares de electrones y por tanto son rápidamente absorbidos por colisiones Compton. De esta manera, el chubasco envejece y termina por morir.

Los chubascos resultan de un proceso iniciado por electrones y fotones. Las interacciones individuales, responsables de los chubascos, son colisiones radiativas de electrones de ambos signos y producción de pares de fotones. Estos procesos ocurren en la vecindad de los núcleos atómicos. Los grupos de muchas partículas que ocasionalmente parecían divergir de un solo punto resultaban de varias interacciones individuales que ocurrían en la materia una después de la otra.

Las partículas penetrantes no son protones ni electrones. Después de una serie de experimentos se estableció sin lugar a dudas la existencia de una nueva partícula de carga unitaria y con una masa de aproximadamente 206.77 masas electrónicas, el muón, que hoy se representa con la letra griega μ (μ). Las partículas μ o muones pertenecen al grupo de los leptones y no al de los mesones como se pensó en un principio. El subsecuente descubrimiento de una multitud de partículas tanto en la radiación cósmica como en experimentos con aceleradores ha mostrado lo extremadamente complejo del mundo de las partículas elementales, que aún no cuenta con soluciones consistentes.

La naturaleza de la radiación cósmica local, observada en la atmósfera, es ahora clara: las partículas penetrantes son muones; las que son fácilmente absorbidas, electrones y positrones, y las no ionizantes, fotones. Ellas constituyen prácticamente la totalidad de la radiación cósmica observada a nivel del mar.

EL CAMPO GEOMAGNÉTICO Y LOS RAYOS CÓSMICOS

Para interpretar cualquier medición de la intensidad de la radiación cósmica que se realice cerca de la superficie de la Tierra, se requiere tomar en cuenta la presencia del campo magnético terrestre. Una de las consecuencias de la existencia del campo geomagnético es que no todas las partículas que llegan a sus inmediaciones pueden penetrar hasta la superficie de nuestro planeta. El “precio de admisión” es más bajo conforme nos acercamos a los polos, lo cual da origen al conocido efecto *latitudinal*.

Un telescopio óptico o un radiotelescopio registran radiación electromagnética que no es afectada por campos electromagnéticos, por tanto, viaja en línea recta; en contraste, un telescopio de rayos cósmicos no “ve” en la dirección que apunta. Las partículas cargadas son sometidas por el campo geomagnético a diver-

esos movimientos de giro en su camino hacia la Tierra; así pues, la dirección de acercamiento (dirección por la cual llegan al límite de la magnetosfera) puede resultar muy distinta de aquella a la cual apunta el instrumento.

Como se vió en los capítulos 3 y 4, secciones “Interacción tipo terrestre” y “Origen del campo geomagnético, fuentes internas y externas”, el campo magnético terrestre tiene una estructura muy parecida a la de un dipolo. Recordemos que en realidad el campo geomagnético no es exactamente el de un dipolo. Al campo geomagnético también contribuyen corrientes externas: la componente externa más importante es la que se debe a la presencia del viento solar, que al interactuar con el campo geomagnético interno lo “comprime” del lado día y lo “estira” del lado noche. De esta manera se genera la magnetosfera (véanse los capítulos 3 y 4).

El efecto este-oeste

Por la información del capítulo 1, sección “Movimiento de partículas de campos”, sabemos que cuando una partícula cargada se mueve en presencia de un campo magnético, experimenta una fuerza deflectora, la fuerza de Lorentz, que actúa perpendicularmente tanto a la dirección de propagación como a la dirección del campo magnético.

El radio de Larmor, definido por la ecuación 1.95 para una partícula con carga q , velocidad v y masa m , moviéndose en un campo magnético homogéneo B :

$$r_L \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}c}{qB}. \quad (6.1)$$

Si definimos $q = Ze$ y $p = mv$ como el momento lineal de la partícula entonces:

$$Br_L = \frac{mv_{\perp}c}{q} = \frac{pc}{Ze}. \quad (6.2)$$

Como el radio de curvatura r_L es proporcional al momento lineal, la cantidad $p/(Ze)$ puede ser considerada como una medida de la resistencia de la partícula a ser desviada por el campo. A esta cantidad se le conoce como *rigidez magnética*.

Se puede demostrar de manera sencilla que para partículas relativistas (partículas que se desplazan a velocidades cercanas a c):

$$Br_L = \frac{pc}{Ze} = \frac{E_{ev}}{Ze}, \quad (6.3)$$

donde E_{ev} es la energía cinética de la partícula expresada en electrón-volts. Para partículas relativistas, la rigidez magnética de una partícula equivale a la energía por unidad de carga eléctrica.

La trayectoria de la partícula en un campo homogéneo será una hélice. En el caso de partículas que se mueven dentro de un dipolo, las trayectorias incluyen las correspondientes derivas causadas por la curvatura (ecuación 1.116) y gradiente (ecuación 1.113) del campo terrestre.

En la figura 6.2 se muestra la trayectoria de una partícula de la radiación cósmica en el campo geomagnético. Como puede apreciarse, es muy complicada; para determinar teóricamente su forma es necesario recurrir a la ayuda de las computadoras.

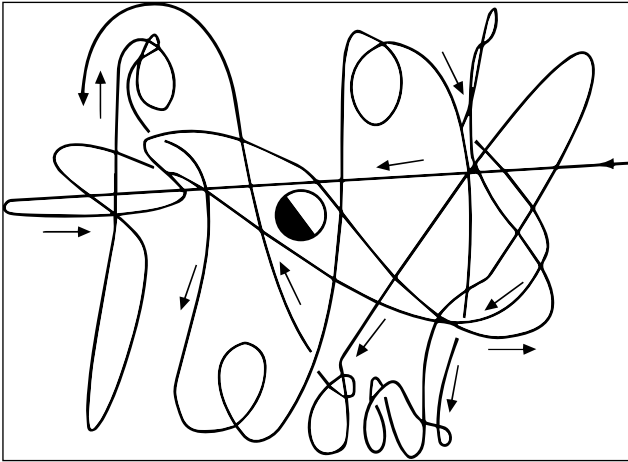


Figura 6.2. Trayectoria de un protón casi atrapado en el campo magnético terrestre después de llegar de una fuente distante. Es claro que si dicha partícula llega finalmente a la superficie, su dirección aparente de llegada no tiene nada que ver con la que traía al llegar a la frontera del campo geomagnético.

Cuando se trata el problema de la propagación de los rayos cósmicos a través de campos magnéticos, resulta conveniente caracterizar a las partículas por su rigidez magnética, puesto que partículas con la misma rigidez seguirán trayectorias idénticas. Para simplificar el problema se simulan numéricamente las trayectorias en sentido inverso. Esto es, se supone que una antipartícula sale desde el punto de interés y se analiza si finalmente ésta llega a la frontera del campo geomagnético, o si por el contrario la trayectoria analizada regresa a la superficie terrestre. En el

primer caso se dirá que la trayectoria es permitida, pues un rayo cósmico podría haberla seguido para penetrar hasta la Tierra; en el segundo, esto no sería posible y se hablará entonces de una trayectoria prohibida.

Para cada punto en la Tierra y para partículas positivas de una rigidez dada, existe un cono de direcciones prohibidas, cuyo eje apunta hacia el este. Si los rayos cósmicos son partículas cargadas positivamente, llegarán a la Tierra en menor número desde el este del firmamento que de las regiones al oeste del punto de observación. Si, por el contrario, las partículas tienen carga negativa la situación es la opuesta. Esta asimetría se conoce como efecto este-oeste (figura 6.3).

La radiación cósmica llega preferentemente de direcciones al oeste del punto de observación, pues la mayoría de estas partículas poseen carga positiva. El experimento que reportó de manera clara y objetiva la existencia del efecto este-oeste fue realizado en 1933 en la ciudad de México por L. Álvarez, estudiante de A. Compton, basado, como ya se dijo, en una sugerencia hecha por M. Sandoval-Vallarta y G. Lemaître.

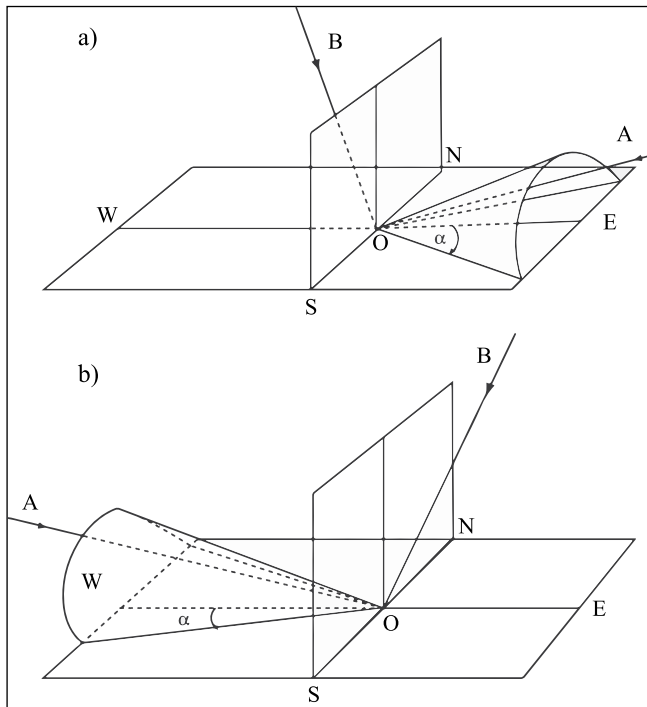


Figura 6.3. Conos de aceptación para partículas positivas (a) y negativas (b) de la misma rigidez magnética. En ambos casos las direcciones AO son prohibidas y las BO son permitidas. Para partículas positivas el cono apunta hacia el este y para negativas hacia el oeste. El ángulo α es la mitad del ángulo de apertura de los conos.

Rigidez umbral

Consideremos ahora lo que sucede si apuntamos un detector de rayos cósmicos hacia una dirección determinada; supongamos que esta dirección es el cenit (la vertical). Veremos que el detector recibe todas las partículas de rigideces altas, como si el campo geomagnético no estuviera presente. Si medimos cada vez el flujo de rigideces magnéticas menores, veremos que existe una rigidez por debajo de la cual no se detecta partícula alguna; a ésta se le conoce con el nombre de rigidez umbral.

Para cada punto de la Tierra y cada dirección de acercamiento existe una rigidez umbral. Si desplazamos nuestro detector vertical desde el ecuador hacia los polos, observaremos que la rigidez umbral se va haciendo cada vez menor; es decir, partículas con rigideces pequeñas que no pueden alcanzar puntos sobre la Tierra a bajas latitudes podrán llegar a latitudes mayores. Este fenómeno se conoce como efecto latitudinal y se encuentra ilustrado en la figura 6.4.

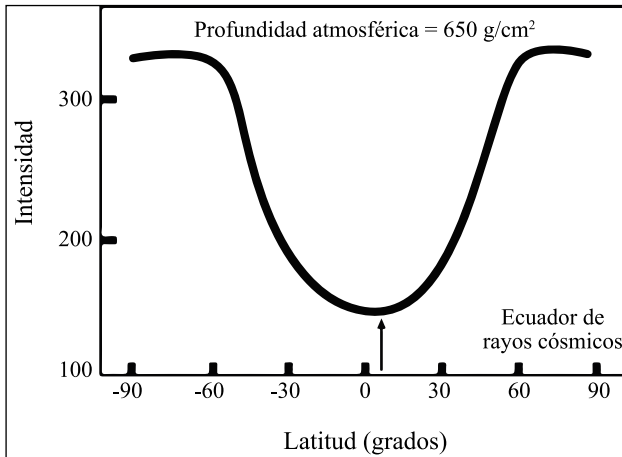


Figura 6.4. Efecto latitudinal en la intensidad de la radiación cósmica de acuerdo con los estudios teóricos de Lemaitre y Sandoval-Vallarta.

En la figura 6.5 se muestran algunos conos de direcciones permitidas para diversas estaciones de rayos cósmicos alrededor del mundo. Las estaciones polares resultan importantes, pues permiten ver en direcciones alejadas del ecuador celeste; sus conos son estrechos, por lo que “apuntan” en forma más precisa a ciertas regiones del cielo.

En la actualidad existe una red mundial de aproximadamente 55 estaciones que detectan la radiación cósmica de baja energía ($E < 500 \text{ GeV}$). Una de estas estaciones está instalada en la ciudad de México a cargo del Departamento de Ciencias Espaciales del Instituto de Geofísica de la UNAM.

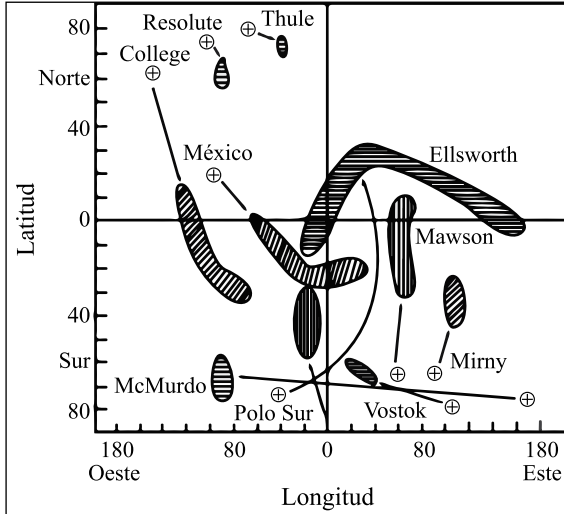


Figura 6.5. Conos asintóticos de aceptación de varios monitores de neutrones en la esfera celeste en coordenadas geográficas. Las estaciones están localizadas en los puntos marcados con una \oplus .

CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LA RADIACIÓN CÓSMICA PRIMARIA

Experimentos realizados con emulsiones nucleares y cámaras de niebla en globos a gran altura confirmaron que la radiación cósmica primaria consistía principalmente de protones. Hoy en día elementos con cargas de hasta $Z \cong 100$ han sido encontrados en la radiación cósmica primaria; la abundancia de electrones es menor a 2%.

Composición química

La tabla 6.1 muestra las abundancias relativas de los elementos encontrados en la radiación cósmica primaria. Los núcleos de todos estos elementos están completamente desprovistos de sus electrones, ya que partículas cargadas con altas energías los pierden por un proceso de ionización inversa al atravesar pequeñas cantidades

de materia. Los grupos se identifican con el número atómico (Z); la nomenclatura es: hidrógeno ($Z = 1$); helio ($Z = 2$); L, elementos ligeros ($Z = 3-5$); M, elementos medianos ($Z = 6-9$); y los pesados, H ($Z \geq 10$). Subgrupos del último son los de los elementos muy pesados ($Z = 20-30$), VH y VVH ($Z = 31-92$); elementos más pesados que los del grupo de hierro y que llegan hasta los elementos transuránicos, han sido denominados superpesados ($Z \cong 100$), SH.

A todos aquellos núcleos con carga múltiple se les denomina núcleos pesados para distinguirlos de los protones; casi todos ellos tienen una razón masa a carga $A/Z \cong 2$, mientras que para los protones $A/Z = 1$.

En la tabla 6.1 hemos incluido las abundancias de los elementos en el universo, de acuerdo con estimaciones basadas en diversas observaciones astronómicas. La comparación de las abundancias de los elementos en los rayos cósmicos con las existentes en el universo tiene, como veremos más adelante, importantes implicaciones con respecto a la historia de la vida de los rayos cósmicos.

Es importante señalar que las abundancias de los rayos cósmicos han podido determinarse sólo hasta energías de alrededor de 10^{16} eV; para energías mayores no se conoce a ciencia cierta esta composición debido principalmente a la imposibilidad práctica de detectar rayos cósmicos primarios en la alta atmósfera o el espacio y a las complicaciones que acarrea su determinación a través de los chubascos atmosféricos.

Existen también componentes neutras en la radiación cósmica: rayos γ , neutrinos y neutrones que son generados en el Sol, en ocasión de eventos como las ráfagas solares (véase el capítulo 2).

Tabla 6.1. Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria en el universo (la composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón)

<i>Grupo</i>	<i>Elemento</i>	<i>Número atómico Z</i>	<i>Porcentaje de abundancia de los RC</i>	<i>Porcentaje de abundancia cósmica AC</i>	<i>Razón RC/AC</i>
Protón	H	1	93	90.7	1
Alfa	He	2	6.3	9.0	0.7
L	Li, Be, B	3-5	0.10	3.9×10^{-7}	3×10^5
M	C, N, O, F	6-9	0.42	0.14	3
H	Ne-K	10-19	0.13	0.054	10
VH	Ca-Zn	20-30	0.05	2×10^{-3}	20
VVH	Ga-U	31-92	2×10^{-6}	10^{-6}	2
SH	> U	110	?	?	?

Espectro de energía

El espectro de la radiación cósmica primaria describe el flujo de partículas por unidad de energía que llega a la Tierra. Para determinar la relación intensidad-energía se ha utilizado a la Tierra como un analizador magnético. Los resultados de las mediciones del espectro de energía de la radiación cósmica se muestran en la figura 6.6.

El espectro puede ser representado por leyes de potencia de la forma:

$$j(E) = K \cdot E^{-\gamma},$$

donde K y γ son constantes. Es interesante notar, como puede verse en la figura 6.6, que el exponente no varía considerablemente en todo el rango de energías de los rayos cósmicos por arriba de los 10 GeV. Como veremos más adelante, los únicos cambios (pequeños pero significativos) que ocurren alrededor de 10^{15} y 10^{18} eV están relacionados con el origen de los rayos cósmicos. El “aplanamiento” del espectro hacia las bajas energías ($E \leq 10 \text{ GeV}$) refleja la influencia del Sol en la propagación de estos rayos cósmicos.

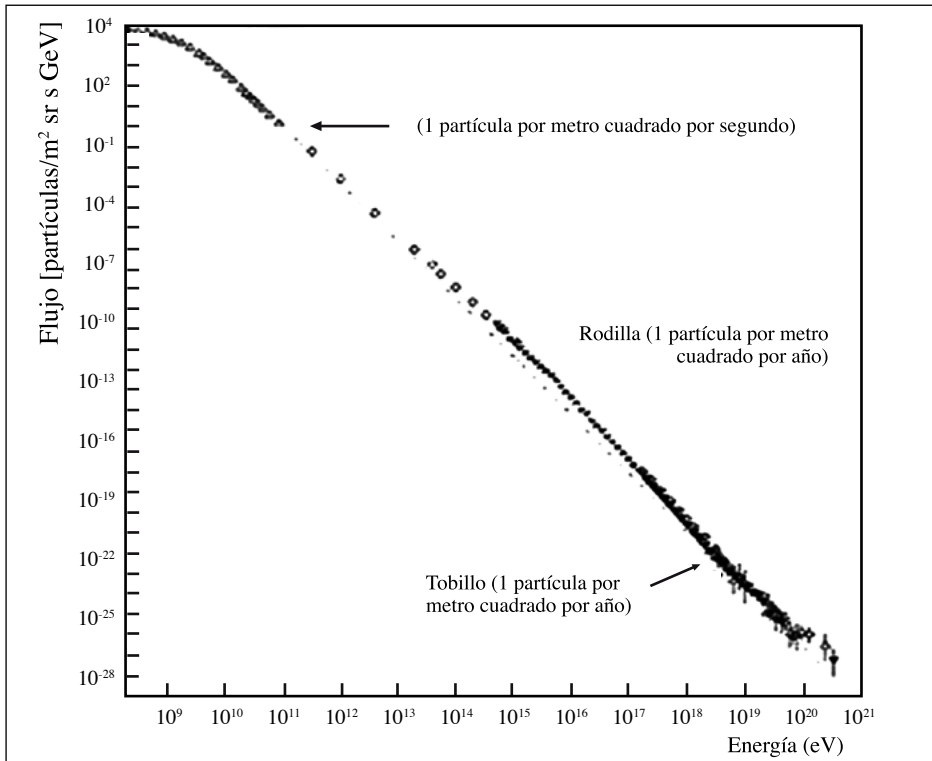


Figura 6.6. Espectro de energía de la radiación cósmica primaria. El eje horizontal representa la energía total, el vertical la intensidad omnidireccional de partículas primarias. Nótese que los rayos cósmicos cubren 11 órdenes de magnitud en energía.

LOS RAYOS CÓSMICOS EN LA ATMÓSFERA TERRESTRE

Los rayos cósmicos primarios, en su camino hacia la Tierra, se encuentran con el campo geomagnético mucho antes de tener la oportunidad de chocar con las moléculas de la atmósfera. En promedio, los protones chocan después de haber atravesado aproximadamente 80 g/cm^2 de materia o alrededor de un catorceavo de la masa total de aire sobre el nivel del mar; las partículas α chocan después de haber atravesado alrededor de 25 g/cm^2 ; núcleos más pesados interactúan aun antes. La probabilidad de que un rayo cósmico escape de una colisión nuclear y llegue al nivel del mar es prácticamente nula.

Interacciones nucleares en la atmósfera

Cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera, todo lo que sucede resulta de las colisiones de un protón (o un núcleo pesado) con las moléculas del aire. Dichas colisiones pueden ser de dos tipos: con la estructura electrónica del átomo o con el núcleo. Puesto que el núcleo es tan pequeño, el segundo tipo de colisiones son menos comunes, pero involucran cambios de energía muy grandes; cuando ocurren, son éstas las que determinan la formación de los rayos cósmicos secundarios.

Las colisiones del primer tipo generalmente dan lugar a la ionización. Un protón de energía relativista produce aproximadamente 6 000 colisiones ionizantes en un metro de aire a presión normal. La energía transferida en cada colisión está relacionada principalmente con la energía de amarre de los electrones del átomo y no con la energía de la partícula proyectil; para muchos materiales es de aproximadamente 30 eV. Cada colisión tiene sólo un ligero efecto en partículas como los rayos cósmicos primarios al moverse a través de la atmósfera. Sin embargo, dado que existen muchas de éstas, los efectos acumulativos son sustanciales.

A partir de estos valores se puede calcular que si un protón penetrase verticalmente toda la atmósfera, interaccionando únicamente de esta manera, perdería sólo un GeV de energía ionizando el aire. Por esta razón, aun si no existiesen otros tipos de interacción, un rayo cósmico primario con energía cinética inicial menor a un GeV, al llegar a la atmósfera, no produciría efecto alguno observable al nivel del mar.

La figura 6.7 muestra mediciones de la intensidad de la radiación cósmica, como función de la altura. En ella se aprecia cómo la radiación primaria da lugar a la generación de partículas secundarias en la atmósfera. Si el proceso de ionización que acabamos de describir fuese dominante, lo que observaríamos sería una variación en la intensidad con la altura como la representada por la línea punteada; es decir, un decremento de la intensidad a medida que los protones descienden y pierden su energía al ionizar los átomos atmosféricos. La única manera en que puede ocurrir lo que se observa es mediante un incremento local del número de partículas ionizantes, esto es, mediante la generación de muchas partículas secundarias a partir de una sola primaria.

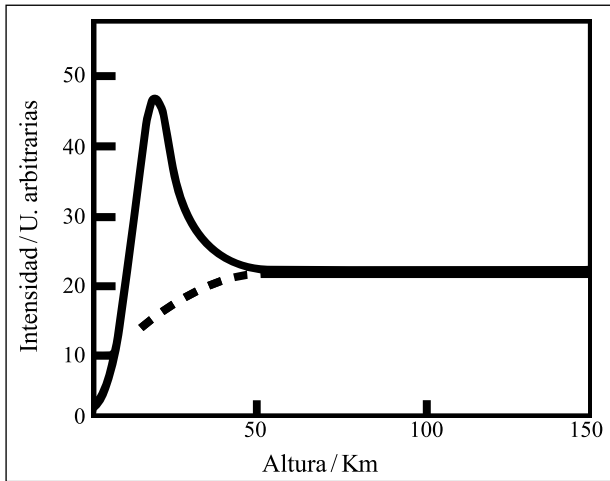


Figura 6.7. Variación de la intensidad de la radiación cósmica con la altura.

Chubascos atmosféricos

Cuando un rayo cósmico primario choca directamente con el núcleo de un átomo atmosférico lo desintegra. En este tipo de colisiones, el número de partículas cargadas secundarias se incrementa. Un protón primario, al llegar a la atmósfera, tendrá una probabilidad mínima de llegar hasta la superficie sin haber sufrido alguna interacción nuclear. La evidencia de la producción de reacciones nucleares se observa en emulsiones nucleares expuestas durante varios meses a alturas de montaña, en lo que ha dado en llamarse estrellas: diversos fragmentos, productos de la desintegración nuclear de un átomo emitidos en todas direcciones cuando una partícula de alta energía (rayo cósmico) choca con un átomo “blanco”.

Cuando un rayo cósmico primario choca directamente con el núcleo de un átomo atmosférico, dependiendo de la energía de la partícula primaria, el tamaño del núcleo, etc., pueden ocurrir varios procesos. Éstos pueden dividirse en procesos de absorción y de dispersión (elástica e inelástica). En la dispersión elástica, el momento y la energía cinética total se conservan. En la dispersión inelástica, una fracción de la energía del rayo cósmico incidente es absorbida por el núcleo, que queda excitado. Esta energía es inmediatamente emitida en forma de rayos γ , partículas α , etc. La mayor parte de las partículas secundarias que se producen se propagan en la misma dirección de la primaria.

La partícula primaria forma un chubasco atmosférico a través de los procesos descritos más arriba y va cediendo su energía a partículas de la atmósfera hasta el nivel del mar o aun más abajo. Las partículas del chubasco se han dividido para su estudio en tres componentes: 1) la componente nucleónica o nuclear-activa, 2) la componente dura o muónica y 3) la componente blanda o electromagnética (figura 6.8).

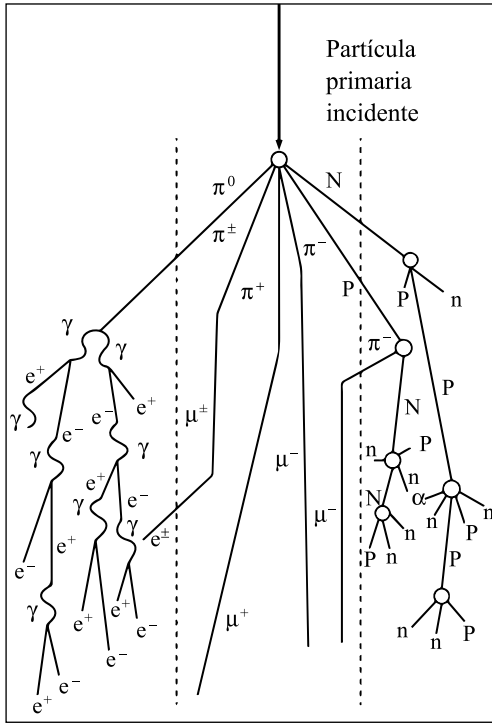


Figura 6.8. Principales modos de producción de partículas secundarias a través de la atmósfera. A la izquierda se encuentra la componente electromagnética, al centro la muónica o dura y a la derecha está la componente nucleónica.

Neutrones y protones dan lugar a la componente nucleónica. Estos nucleones tienen suficiente energía para actuar como si fuesen partículas primarias e interactuar con nuevos átomos atmosféricos, dando lugar a lo que se conoce como proceso de cascada. Al llegar a las capas bajas de la atmósfera, el flujo de esta componente decrece rápidamente con la profundidad atmosférica y constituye tan sólo un pequeño porcentaje del flujo total de partículas cerca del nivel del mar.

A mayores energías de la partícula primaria, las interacciones nucleares no son elásticas. Parte de esa energía se emplea en la liberación de un nuevo tipo de

partículas y en proveerles energía cinética. Son estas partículas, los mesones π o piones y en lo que se convierten, lo que determina casi toda la radiación cósmica secundaria que observamos al nivel del mar.

Los piones son inestables, decaen en uno o varios pasos, en algún tipo de partícula estable. Los piones existen en tres estados de carga eléctrica: positiva, negativa o neutra. Mientras que los cargados decaen en muones de la misma carga, los neutros decaen en rayos γ , los cuales, mediante una sucesión de procesos electromagnéticos, dan lugar a un gran número de partículas que se extienden sobre grandes áreas. El número de partículas es aproximadamente proporcional a la energía del primario.

Los muones producto del decaimiento de los piones cargados son también inestables, pero gracias a la transformación de Lorentz, su vida media (alrededor de 2×10^{-6} s) es lo suficientemente larga para que algunos de ellos sobrevivan el largo viaje hasta la superficie. Algunos electrones producto del decaimiento de los muones pueden ser lo suficientemente energéticos para iniciar un chubasco.

Debido a que el flujo de rayos cósmicos es abundante en las energías más bajas ($E < 200 \text{ GeV}$) ha sido posible estudiar directamente las variaciones temporales en la intensidad de la radiación cósmica mediante el uso de las mediciones de la radiación cósmica secundaria detectada en la superficie. Una vez que a la intensidad registrada se le eliminan variaciones de origen atmosférico o geomagnético, el flujo corregido mostrará únicamente variaciones en el espectro de energía primaria. Estas variaciones de origen extraterrestre son las más interesantes, ya que a partir de ellas podemos obtener información sobre las condiciones electromagnéticas en la vecindad de la Tierra, el Sol y el medio interplanetario.

EL SOL Y LOS RAYOS CÓSMICOS

Antes de llegar a los límites de la magnetosfera terrestre, los rayos cósmicos galácticos deben atravesar el medio interplanetario, espacio ocupado por el viento solar estudiado en el capítulo 3, en la sección “El nacimiento del viento”. Por ser éste un plasma de muy alta conductividad eléctrica, al expandirse “arrastra” consigo al campo magnético solar (teorema de Alfvén, capítulo 1). El espacio interplanetario no es pues un vacío por el cual las partículas de rayos cósmicos puedan

propagarse libremente; el viento solar “empuja” estas partículas hacia afuera del sistema solar, mientras que el campo magnético las “guía” hacia adentro. Estas dos fuerzas contrapuestas no son uniformes ni constantes en el tiempo, por lo que sus efectos en la intensidad de la radiación cósmica detectada en cualquier punto se manifiestan en forma de variaciones temporales.

Variaciones de intensidad

Ahora analizaremos las variaciones en la intensidad de los rayos cósmicos que, se piensa, son características globales del sistema solar. Estas variaciones tienen su origen en el Sol, pero se han observado algunas de ellas muy cerca de los confines de la heliosfera.

Por ser las más representativas, trataremos solamente tres de las variaciones observadas en la radiación cósmica:

- a) La variación diurna (figura 6.9).
- b) El efecto Forbush (figura 6.11).
- c) La variación de 11 años (figura 6.13).

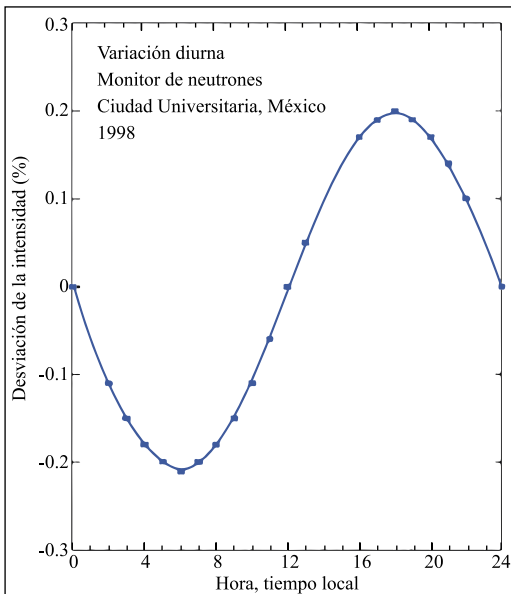


Figura 6.9. Variación diurna de la intensidad de la radiación cósmica detectada en la superficie. La gráfica corresponde a la variación diurna promedio obtenida en México durante 1998.

¿Cómo podemos explicar la variación diurna? Primero debemos mencionar dos procesos importantes que relacionan la actividad solar con la intensidad de los rayos cósmicos. En primer lugar, toda partícula cargada al entrar a la heliosfera ve afectado su movimiento por la presencia del CMI, y comienza a girar alrededor de las líneas del campo en una trayectoria helicoidal. El CMI no es homogéneo, presenta variaciones en diversas escalas espacio-temporales que dan origen a modificaciones de una trayectoria puramente helicoidal. Las fluctuaciones del CMI de escalas cercanas al radio de giro de las partículas provocan un fenómeno que se denomina dispersión resonante. Como la distribución de las fluctuaciones es, en principio, homogénea, la dispersión resonante ocurre en todas direcciones con igual probabilidad. La suma de muchas dispersiones ocasiona un proceso que se conoce como difusión. Sin embargo, a pesar de que la difusión ocurre en todas direcciones, la existencia de una dirección principal del CMI (la espiral de Arquímedes) hace que las partículas tiendan a moverse preferencialmente en esta dirección.

El otro proceso significativo se debe al hecho de que el CMI es “arrastrado” por el viento solar que fluye hacia afuera del Sol. Las partículas cargadas “se enfrentan” a un flujo de variaciones del CMI que se mueven hacia afuera con el viento solar. Este proceso se conoce como convección. En resumen, los rayos cósmicos están bajo la competencia de dos procesos: el flujo difusivo hacia adentro de la heliosfera y el flujo convectivo hacia afuera. En la figura 6.10 se representa esquemáticamente esta confrontación en la región entre el Sol y la Tierra. Podemos apreciar que el flujo resultante (flujo neto) de los rayos cósmicos, como consecuencia de la difusión-convección, apunta desde una dirección cercana a las 18 horas, por lo que un detector registrará mayor cantidad de partículas provenientes de esa dirección. En consecuencia, la intensidad tendrá un máximo alrededor de esa hora (tiempo local). Unas 12 horas antes, el detector apuntaría en la dirección opuesta, desde donde es más difícil que provengan las partículas, por lo que la intensidad será mínima. El flujo de rayos cósmicos será distinto, dependiendo de la dirección en que apunte nuestro detector. La hora del máximo dependerá del balance entre el flujo difusivo y el convectivo, como se desprende de la figura 6.10.

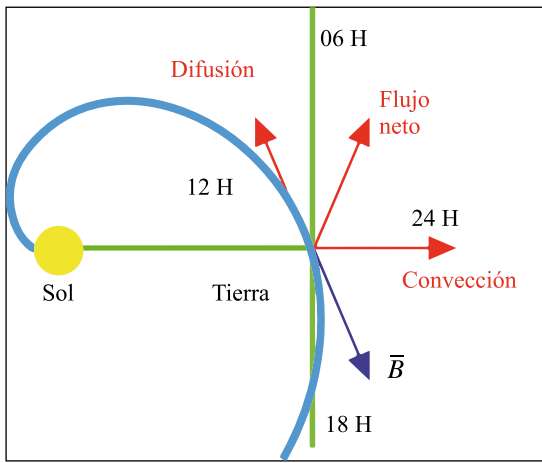


Figura 6.10. Representación de la variación diurna de los rayos cósmicos como una competencia entre los procesos difusión-convección.

El efecto Forbush es con seguridad la variación temporal más espectacular que se conoce en la radiación cósmica. En el lapso de unas cuantas horas, la intensidad registrada en una estación particular puede verse reducida hasta en 10% y, en casos extremos, 20 o 30%; después de llegar a un mínimo, la intensidad empieza a recuperarse lentamente, lo cual puede durar desde unos días hasta semanas. En contraste con la variación diurna, su presencia se siente en forma casi simultánea en todo el mundo. Decrecimientos de este tipo suelen ocurrir en asociación con otros fenómenos, como las tormentas magnéticas, aun cuando no existe una correspondencia de uno a uno (véase el capítulo 4, sección “Perturbaciones geomagnéticas e índices geomagnéticos”). En vista de esta aparente correlación, al principio se pensó que los decrecimientos Forbush estaban asociados a fenómenos puramente terrestres, pero cuando fue posible hacer mediciones con satélites, fuera de la magnetosfera, se confirmó la presencia de estos decrementos más allá del ámbito terrestre. Con la ayuda de sondas espaciales se han podido observar decrementos Forbush hasta distancias de unas 30 unidades astronómicas (UA) del Sol, con tiempos de decaimiento igualmente rápidos, pero con recuperaciones que pueden durar meses. Decrementos Forbush observados en la Tierra y en el satélite *Pionero 10* se muestran en la figura 6.11.

La explicación mayormente aceptada para los decrementos Forbush es la que los asocia a la eyección coronal de plasma de grandes velocidades. Un plasma rápido, mucho más que el viento solar normal, puede provocar la formación de una onda

de choque (figura 6.12), la cual actúa como una “barredora” magnética, impidiendo parcialmente el paso de la radiación cósmica hacia la región que queda tras ella. A medida que esta onda de choque se aleja del punto de observación, menor será su influencia sobre las partículas que ahí llegan desde todas direcciones.

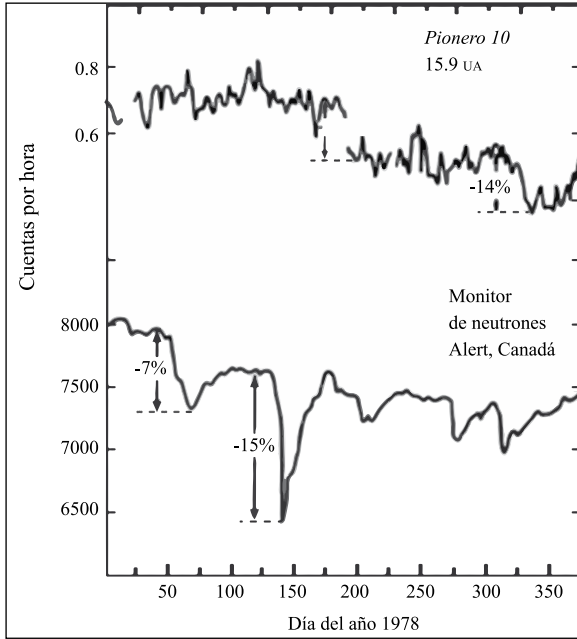


Figura 6.11. Decremento del tipo Forbush detectado en la superficie terrestre y a bordo del *Pionero 10*.

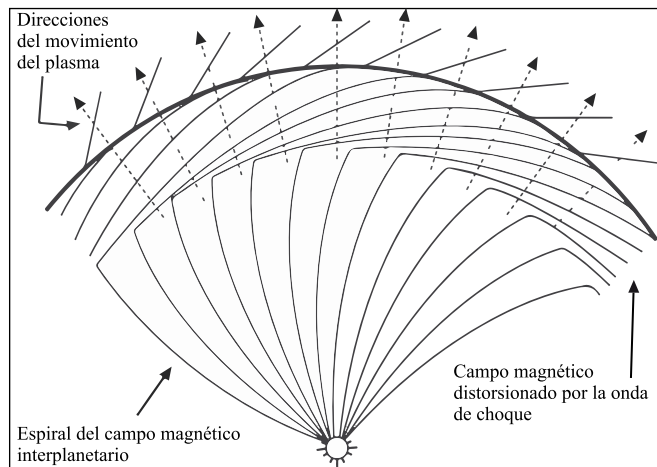


Figura 6.12. Representación esquemática de una onda de choque que puede producir una disminución temporal en la intensidad de la radiación cósmica.

La variación de 11 años

Las condiciones magnéticas que prevalecen en la heliosfera son distintas a medida que el ciclo solar avanza y están, en general, relacionadas con el nivel de actividad del Sol. Durante periodos de “Sol quieto” la estructura del viento solar es sencilla; a medida que el ciclo solar avanza y la actividad se manifiesta de diversas maneras (ráfagas, eyecciones de masa coronal, etc.), las irregularidades presentes en el medio interplanetario aumentarán haciendo la estructura del viento solar cada vez más complicada. Estos cambios afectan el transporte de rayos cósmicos hacia las regiones interiores de la heliosfera a lo largo del ciclo solar de 11 años. En la figura 6.13 se muestran los ciclos solares de 1959-2010, representados por el número de manchas, junto con la intensidad de la radiación cósmica registrada en la Tierra. Claramente se aprecia cómo, al aumentar el número de manchas, la intensidad de la radiación decrece y viceversa; la reducción total en el nivel de la radiación es de alrededor de 20%, con algunas diferencias de ciclo a ciclo. Como es de suponerse, las partículas de menor rigidez serán las que más difícilmente se internarán en el medio interplanetario y, por tanto, la variación secular, como también se le llama, será mayor en estaciones polares que en estaciones ecuatoriales.

El mecanismo que provoca esta variación secular resulta del distinto equilibrio que se establece entre la convección que genera el viento solar al desplazarse constantemente hacia afuera y la lenta difusión de las partículas hacia adentro. Esto tiene dos importantes consecuencias: la primera de ellas es que aun en tiempos de mínima actividad el espectro de rayos cósmicos que se observa en la Tierra no es el que llega a las inmediaciones de la heliosfera. La segunda consecuencia del equilibrio convección-difusión es que el flujo de rayos cósmicos será progresivamente reducido a medida que éstos se acerquen al Sol o, en forma equivalente, a medida que nos moviésemos más lejos del Sol, la cantidad de rayos cósmicos observada debería ser mayor. Los primeros modelos elaborados predecían cambios de intensidad de hasta 10%/UA. Las observaciones de los satélites *Pionero 10* y *Pionero 11* y de *Viajero 1* y *Viajero 2*, en ruta hacia el medio interestelar, revelan gradientes mucho más pequeños, del orden de 1 o 2%/UA. Los modelos han tenido que hacerse mucho más sofisticados para tomar en cuenta efectos adicionales producidos por irregularidades, asimetrías causadas por la inversión del

dipolo solar cada 11 años y la presencia de regiones turbulentas en la heliosfera exterior. Aunque la reducción en la intensidad depende de la fase del ciclo solar, hoy se sabe que, durante el mínimo solar, alrededor de 90% de la reducción total del flujo interestelar de rayos cósmicos se da más allá de 30 UA debido, principalmente, a las regiones turbulentas antes mencionadas. Durante el máximo solar esta reducción pudiera ser de 95%.

La figura 6.13 muestra otra característica de la variación de la radiación cósmica con el ciclo de actividad solar. Si observamos la forma del máximo de la intensidad de rayos cósmicos, notaremos que mientras el primero y el tercer máximos son “puntiagudos”, el segundo y el cuarto son planos; ¿por qué sucede esto? Sabemos que el campo magnético solar invierte su sentido cada 11 años; es decir, durante un ciclo apunta hacia fuera del Sol en el hemisferio norte y en el próximo ciclo apunta hacia adentro (en el hemisferio sur sucede lo contrario). Por tanto, cada 22 años el campo magnético solar completará un ciclo magnético. El sentido en que apunta el campo es importante para las partículas cargadas, como vimos en el capítulo 4. La explicación a la forma del máximo de intensidad está en el sentido del campo solar: cuando éste apunta hacia afuera del Sol en el hemisferio norte, los rayos cósmicos entran a la heliosfera con mayor facilidad por los polos de esta región, mientras que en el siguiente ciclo lo hacen preferentemente por la región ecuatorial. Estos dos caminos producen efectos diferentes en la intensidad de los rayos cósmicos. En este sentido, hablamos de un ciclo de variación en la intensidad de los rayos cósmicos asociado a la dirección del campo magnético, el que denominamos ciclo magnético de modulación de 22 años.

¿Qué tan grande es la heliosfera? Los satélites construidos por el ser humano han llegado poco más allá de cien UA y no han encontrado aún la frontera física entre la heliosfera y el medio interestelar; sin embargo, la transición entre el viento solar supersónico y el subsónico fue detectada por el satélite *Viajero 1* en 2004 cuando se encontraba a 94 UA del Sol. A partir de ahí el viento solar fluye lentamente hasta la última frontera de la heliosfera llamada heliopausa.

Como el viento solar es un fluido que viaja a velocidad superior a la del sonido, unos 400 km/s, es necesario que exista un frontera interior en la heliosfera capaz de frenar este viento y convertirlo en subsónico. Este efecto es similar al observado enfrente de la proa de un barco que viaja en el océano: vemos que la superficie del agua se empina y se crea una franja de turbulencia; en otras palabras,

enfrente del barco se genera un choque de proa de forma análoga; así tenemos un choque en la heliosfera donde el viento solar pasa de supersónico a subsónico. Con base en resultados recientes se estima que la frontera de la heliosfera podría estar a unas 120 UA.

Las mediciones continuas hechas desde hace más de 50 años en la superficie terrestre, además de la importante contribución por parte de las diversas sondas espaciales, nos han llevado a un conocimiento bastante profundo de cómo se producen las distintas variaciones en la intensidad de los rayos cósmicos; con ello hemos avanzado también en el entendimiento de la dinámica de la heliosfera. En este sentido, la sonda espacial *Ulyses* ha contribuido de manera significativa. Lanzado en 1990, este satélite comenzó en 1994 la exploración de la heliosfera en una órbita alrededor del Sol y de Júpiter de unos seis años e inclinada casi 90° con respecto al plano de la eclíptica. Ésta es la única sonda espacial que nos provee de información respecto a la zona polar del Sol.

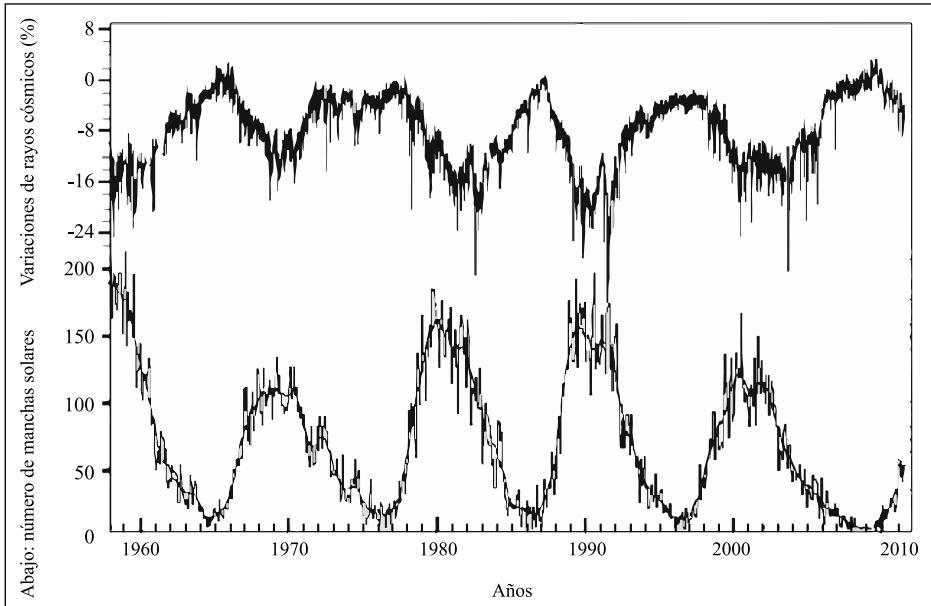


Figura 6.13. Intensidad de la radiación cósmica (curva superior) de 1958 a 2010 detectada en el monitor de Moscú, Rusia (<http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>), junto con el ciclo de manchas solares (curva inferior) para el mismo periodo (http://www.sidc.be/sunspot-index-graphics/sidc_graphics.php).

Rayos cósmicos solares

Los rayos cósmicos solares son partículas de altas energías originadas directamente en la atmósfera solar como uno de los múltiples productos de una ráfaga o la combinación de ésta con una eyección coronal de masa. Una ráfaga, como ya se explicó en la sección “Actividad” del capítulo 2, es una gran explosión del gas cromosférico, que puede durar desde unos cuantos minutos hasta una hora o más. Las ráfagas están estrechamente relacionadas con los intensos campos magnéticos de esas regiones. Durante estas explosiones es posible que lleguen a alcanzarse temperaturas de varios cientos de millones de grados, mayores aun que las del núcleo solar, por lo que ha sido posible detectar a bordo de satélites la emisión de rayos gama característicos de reacciones de fusión nuclear.

Una eyección coronal de masa es la expulsión de una gran cantidad de material solar que arrastra consigo al campo magnético y perturba en gran medida el medio interplanetario. Las eyecciones coronales de masa frecuentemente generan choques capaces de acelerar partículas cargadas.

La relación entre las ráfagas y las eyecciones coronales de masa no es clara; muchas ráfagas no están relacionadas con las eyecciones coronales de masa y algunas eyecciones coronales de masa no están relacionadas con ráfagas. No obstante, ambos fenómenos son parte de la dinámica de la estructura coronal; los procesos de acumulación y liberación de energía deberían ser similares en ambos casos.

Los rayos cósmicos solares son sólo una parte de las emisiones generadas en las ráfagas; están constituidos principalmente por protones y partículas alfa, aun cuando se han observado también núcleos de elementos más pesados (hasta el hierro). Las energías de estas partículas van desde unos cuantos eV hasta los GeV (10^9 eV) en los eventos más energéticos; las emisiones que contienen partículas de energías hasta GeV solamente son unas cuantas en cada ciclo solar. Tanto su composición química como su espectro energético son claramente distintos de los de la radiación cósmica galáctica.

Debido a la presencia del campo geomagnético, los rayos cósmicos solares son observados sólo en raras ocasiones en la superficie de la Tierra; desde 1942, año en que se observaron por primera vez, y 2008, se han detectado 70 eventos de partículas solares, poco más de uno al año; con base en ello deducimos que sólo hay, en promedio, una ráfaga por año capaz de acelerar partículas de hasta

energías de GeV. Decenas de eventos que producen partículas de varios cientos de MeV se producen en cada ciclo solar. El advenimiento de la era espacial hizo posible estudiarlos en forma sistemática y descubrir su estrecha relación con otros fenómenos observados en la Tierra en forma simultánea. Estas partículas no penetran la atmósfera terrestre, pero sí pueden llegar a las capas altas en las regiones polares donde el umbral geomagnético es prácticamente cero; ahí contribuyen a la ionización de las moléculas presentes y causan serias distorsiones en las radiocomunicaciones terrestres. A estas distorsiones contribuyen también los rayos X que provienen de la misma fuente, debido a su alto poder ionizante.

TEORÍAS DEL ORIGEN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos en 1912, múltiples han sido los intentos por explicar cómo es posible producir partículas cargadas de energías tan altas como las observadas en la radiación cósmica. Un número apreciable de investigadores han aportado ideas en este sentido y consideran diversas fuentes que van desde el Sol hasta los distantes núcleos activos de galaxias, y también han invocado múltiples mecanismos de aceleración cuya gama incluye desde las llamadas tormentas estelares hasta el acto original de creación del universo.

Como ya hemos visto, la generación de rayos cósmicos se da en escenarios astrofísicos, de donde toman sólo una pequeña parte de la energía liberada; así pues, la dificultad para proponer modelos sobre su origen reside, no tanto en inventar hipótesis, sino en verificar si ellas son representativas de lo que ocurre en la naturaleza. El conocimiento detallado que hoy en día se tiene de los rayos cósmicos, de la estructura de nuestra galaxia y de la evolución de las estrellas establece severas restricciones a las teorías que intentan explicar los problemas centrales en relación con el origen de los rayos cósmicos. A nuestro entender, las principales preguntas a responder son éstas:

1. ¿Dónde se producen?
2. ¿Cómo son acelerados?
3. ¿Cuándo fueron producidos?
4. ¿Qué les sucede en su camino hacia la Tierra?

Antes de explicar los avances logrados en la solución de estas cuestiones, nos gustaría exponer algunas de las características sobresalientes que se han observado y que toda teoría razonable debe reproducir.

El primer hecho importante conocido acerca de la radiación cósmica se refiere a su composición química: en general se ha observado una sobreabundancia de núcleos pesados con respecto a las abundancias universales. Esta sobreabundancia es mucho más pronunciada en el grupo L (Li, Be, B), cuyo número es 3×10^5 veces mayor. Los electrones constituyen tan sólo 2% del total de la radiación cósmica primaria.

Mediciones de algunos isótopos radiactivos como el Be^{10} o el Al^{26} nos han permitido saber que la “edad” de los rayos cósmicos es de aproximadamente diez mil millones de años, lo cual resulta de suma importancia para estimar la cantidad de materia atravesada antes de llegar a la Tierra, que se ha calculado en 5 g/cm^2 aproximadamente. También sabemos que nos llegan en forma isotrópica y que su número no ha variado mucho desde hace alrededor de mil millones de años.

En la Tierra han podido detectarse partículas de hasta $3 \times 10^{20} \text{ eV}$, y las de energías altas han sido mucho menos abundantes que las de energías bajas. De hecho, el número de rayos cósmicos varía inversamente con la energía de las partículas elevada a la potencia 2.5 por arriba de los 10^9 eV . La densidad de los rayos cósmicos, deducida a partir de las observaciones de rayos γ en nuestra galaxia, no concuerda exactamente con la distribución de los tipos de objetos que, por lo general, se suponen son fuentes de rayos cósmicos (supernovas, pulsares, estrellas masivas).

Su densidad de energía es alrededor de 10^6 eV/m^3 , la cual resulta comparable con la cantidad de radiación total recibida de todas las estrellas de nuestra galaxia en forma de luz visible. Esto nos da una idea de la enorme energía total contenida en los rayos cósmicos. ¿Cómo se obtiene esa energía?

Mecanismos de aceleración

Los primeros intentos para encontrar mecanismos físicamente plausibles se basaron exclusivamente en la teoría clásica del electromagnetismo, lo cual no es sorprendente pues era la única herramienta de la que se disponía en el momento. En 1933, W. F. G. Swann sugirió que los campos magnéticos fluctuantes de las

estrellas podrían, por el mecanismo de inducción, acelerar partículas hasta las energías observadas en los rayos cósmicos y enfatizó que lo importante no era la magnitud del campo sino la razón temporal de cambio; demostró que la variación de campos a una razón comparable con la observada en las manchas solares podría fácilmente producir partículas de 10^{10} eV. Este mecanismo se conoce hoy en día con el nombre de betatrón.

La primera teoría cuantitativa que hizo predicciones capaces de ser comparadas con las observaciones fue la que E. Fermi formuló en 1949. Se basa en el principio de que las partículas cargadas pueden ganar energía al chocar con nubes magnetizadas de velocidades distribuidas al azar.

La forma como estas nubes magnetizadas pueden acelerar partículas es análoga al choque de una raqueta con una pelota de tenis: si la pelota y la raqueta se mueven en dirección opuesta una hacia la otra, la pelota saldrá del encuentro con más velocidad que la que traía originalmente (colisión “de frente”); si, por el contrario, la raqueta y la pelota se mueven en la misma dirección al momento de chocar, la pelota será frenada (colisión “de retroceso”). En este símil, la pelota sería un rayo cósmico y la raqueta una nube magnetizada. Dos posibles formas de que ocurran estas colisiones se muestran en la figura 6.14: en una, la partícula entra en una región donde el campo magnético es creciente, con lo que aumenta su ángulo de paso hasta que el plano de giro es perpendicular al campo y entonces la partícula se refleja (véase la sección “Espejos magnéticos, cono de pérdida e invariantes adiabáticas”). El otro tipo de reflexión representa a una partícula guiada por una línea de campo muy curvada.

Suponiendo que las velocidades de las nubes están distribuidas al azar, Fermi calculó que la probabilidad de colisiones “de frente” era mayor que la de colisiones “de retroceso”, por lo que las partículas extraerían en forma neta energía de las nubes y serían aceleradas. Los cálculos de Fermi fueron más allá, hasta encontrar que este mecanismo era capaz de producir un espectro de rayos cósmicos de forma potencial, como se observa donde el exponente de la potencia es el cociente que resulta del tiempo entre colisiones subsecuentes y el tiempo de permanencia en la galaxia. Al hacer algunas simplificaciones, y bajo la suposición de que la distancia media entre colisiones es de aproximadamente un año luz (10^{16} m), se llega a un exponente de 2.9, muy cercano al obtenido experimentalmente.

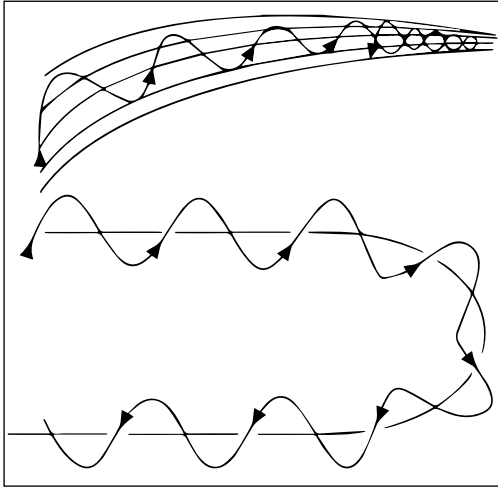


Figura 6.14. Colisión de una partícula cargada con campos magnéticos. La partícula puede rebotar (arriba) o ser guiada alrededor de la fuerte curvatura (abajo) de la línea de campo. Si el campo magnético está en movimiento, la partícula puede ganar o perder energía en el encuentro.

Este sencillo cálculo resulta asombrosamente cercano a la realidad; sin embargo, hay un factor primordial que no ha sido considerado: las partículas ganan energía en las colisiones pero también la pierden por ionización. Un cálculo más detallado demostrará que existe una energía mínima a partir de la cual las ganancias empiezan a ser mayores que las pérdidas; esta energía se encuentra alrededor de los 10^8 eV para protones, pero es mucho mayor para partículas más pesadas.

La propuesta original de Fermi presentaba algunos problemas para ser en verdad operativa; no obstante, mediciones en el viento solar realizadas recientemente a bordo de satélites y algunas observaciones de ráfagas solares muestran que este mecanismo puede explicar algunos eventos de partículas energéticas. Esto ha dado lugar a que algunos teóricos propongan que sea posible aplicar versiones modificadas del modelo de Fermi en otros escenarios astrofísicos, como remanentes de supernovas o estrellas masivas con violentos vientos estelares y no en el medio interestelar como originalmente se propuso.

En vista de los problemas que presentaba su modelo, principalmente por ser un mecanismo muy lento, Fermi propuso en 1954 una segunda idea. Si el efecto de las colisiones “de retroceso” pudiese disminuirse al mínimo para reducir las pérdidas de energía de las partículas, entonces podríamos obtener las energías de rayos cósmicos de manera mucho más rápida. Esto se logra mediante la existencia de una onda de choque. El caso más típico de una onda de choque astrofísica es

la creada por la explosión de una supernova, que puede alcanzar velocidades de hasta 10^4 km/s, mucho mayores que la del sonido que en ese medio es de unos 10 km/s.

Consideremos ahora lo que sucedería a un grupo de partículas previamente energizadas que se encuentren en la región cercana a la onda de choque. En la región frente a la discontinuidad (corriente arriba), las partículas son alcanzadas por la onda de choque y ganan energía en el encuentro. Algunas de estas partículas que han cruzado la región detrás de la onda (corriente abajo) son dispersadas por las irregularidades magnéticas presentes, de tal forma que pueden cruzar de nuevo corriente arriba y en esta región son de nuevo dispersadas y relanzadas contra la onda de choque para ser aceleradas de nuevo. Este proceso es mucho más rápido que el anterior y produce también un espectro de rayos cósmicos de tipo potencial con exponente cercano a 2.5. Las únicas condiciones que requiere para su operación son: 1) que la discontinuidad sea grande y 2) que exista un grupo de partículas previamente acelerado por otros mecanismos que bien podrían ser ráfagas estelares similares a las de nuestro Sol.

En una supernova, cuando la onda de choque avanza hacia las capas exteriores que son menos densas, tenderá a acelerarse hasta aproximarse a la velocidad de la luz y de esta manera tendría la posibilidad de acelerar algunos átomos de las capas exteriores de la estrella hasta energías muy altas. Podríamos imaginar esta situación como la acción de un látigo donde la perturbación se mueve cada vez más rápido hasta que se oye el “chasquido”. Actualmente se cree que en estos choques se producen la mayoría de los rayos cósmicos con energías menores a los 10^{16} eV.

En 1959 H. Alfvén imaginó un mecanismo denominado bombeo magnético que podría operar donde existieran campos magnéticos oscilantes. La idea fundamental es la siguiente: si tenemos una región donde el campo magnético es débil en el centro e intenso hacia las fronteras (figura 6.15), esto constituirá una botella magnética (véase, en el capítulo 1, la sección denominada “Espejos magnéticos, cono de pérdida e invariantes adiabáticas”), pues muchas de las partículas que se encuentren dentro serán constantemente reflejadas en los extremos de la región debido al aumento en su ángulo de paso. Si estos “espejos”, por medio de una corriente eléctrica alternante, son hechos oscilar de tal forma que se aproximen y se alejen cíclicamente, tendrán siempre colisiones “de frente” con partículas cuyos

periodos de oscilación en la región sean cercanos al periodo de la corriente alterna, produciéndose un efecto resonante que les hará ganar energía en cada colisión.

El bombeo magnético ha podido explicar algunas observaciones de partículas energéticas en las magnetosferas de la Tierra y Júpiter, donde el campo es más intenso del lado día que del lado noche, por lo cual se genera una situación similar a la descrita en el párrafo anterior. Análogamente, cualquier sistema binario de estrellas donde una de ellas posea un viento estelar y la otra esté magnetizada constituirá un escenario ideal para acelerar partículas por bombeo magnético.

Antes de terminar esta sección mencionaremos brevemente otro mecanismo propuesto para producir rayos cósmicos. Lo ideó S. I. Syrovatskii, quien en 1961 exploró la posibilidad de acelerar partículas en medios turbulentos magnetizados; la energía de la turbulencia es comunicada al campo magnético, que a su vez la cede a los rayos cósmicos. Lo interesante de este mecanismo es que está basado en un argumento totalmente distinto: la equipartición de la energía entre las diversas componentes de un sistema termodinámico.

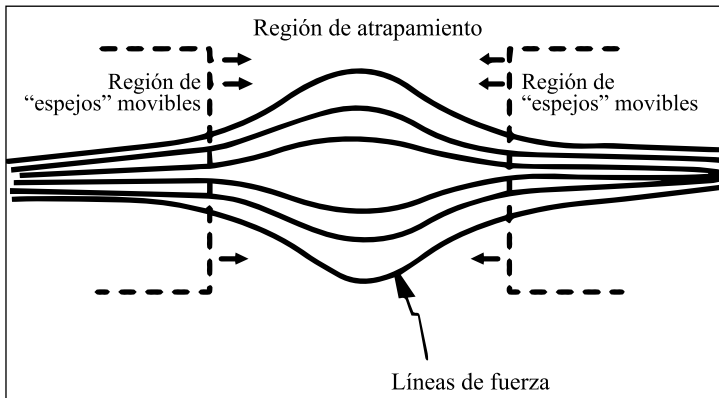


Figura 6.15. El movimiento de los espejos, como se indica, puede acelerar partículas. El efecto es análogo a lo que sucede cuando una bola de ping pong rebota entre la mesa y la raqueta que se mueve rápidamente hacia la superficie de la mesa.

Relojes en los rayos cósmicos

El uso de abundancias de isótopos radiactivos para medir la edad de alguna muestra de material es una práctica común en muchas ciencias hoy en día; por

ejemplo, el uso del C^{14} en arqueología o las determinaciones de K^{40} o Rb^{87} para fechar las edades geológicas de las rocas. Desde hace tiempo se ha reconocido que la edad de los rayos cósmicos galácticos puede ser determinada de manera similar si se conocen las abundancias de isótopos adecuados.

Por mediciones de la composición química de núcleos estables en la radiación cósmica, sabemos que ésta atraviesa alrededor de 5 g/cm^2 de material interestelar al viajar desde sus fuentes hasta la Tierra; una mayor cantidad de materia atravesada provocaría abundancias relativas de núcleos muy distinta de la observada, pues se produciría una mucho mayor fragmentación por colisiones con el medio interestelar. Si el medio por el que viajan los rayos cósmicos tiene una densidad promedio de unos cuantos átomos por m^3 (valores típicos obtenidos por técnicas astronómicas) y si su velocidad es cercana a la de la luz, tardarán en su viaje unos cuantos millones de años. Para medir esta edad de manera más precisa se necesitan isótopos cuya vida media sea comparable con la cruda estimación hecha arriba. Los isótopos más usados en estos estudios son el Be^{10} y el Al^{26} , cuyas vidas medias son de 1.6 y 0.87 millones de años respectivamente.

Un núcleo radiactivo en la radiación cósmica puede tener dos posibles orígenes: puede ser una partícula primaria producida, por ejemplo, en una supernova o puede ser una secundaria producida por la fragmentación de un núcleo más pesado al sufrir una colisión con el material interestelar. Se ha estimado que casi todos los isótopos radiactivos mencionados son productos de fragmentación, pues sus abundancias relativas son mucho mayores en los rayos cósmicos que en el sistema solar o en la galaxia.

Los datos de Be^{10} y Al^{26} obtenidos implican una antigüedad de diez millones de años y una densidad de 3×10^5 átomos/ m^3 para el medio interestelar. Esta densidad es más baja que la determinada por métodos astronómicos y esta contradicción es una de las incógnitas que aún persisten en el conocimiento del origen de los rayos cósmicos.

Hasta aquí hemos tratado brevemente tres aspectos relacionados con el origen de la radiación cósmica de la manera más sencilla que nos fue posible, apegándonos al conocimiento actual. Para dar una visión más completa del problema tendríamos que referirnos a la composición química y los procesos de propagación en el medio interestelar, pero ello rebasaría los alcances de este libro; recomendamos al lector interesado el libro de M. Longair que se encuentra en la bibliografía.

Sin embargo, antes de finalizar quisiéramos indicar algunos de los puntos en el debate sobre el origen galáctico o extragaláctico de la radiación cósmica.

Galácticos versus extragalácticos

La galaxia en la que se encuentra nuestro sistema solar, la Vía Láctea, es una masa rotante de aproximadamente 10^{11} estrellas con polvo, gas y nubes de plasma errantes en medio de ellas. Está compuesta por un disco y un halo elipsoidal. El volumen del halo es cerca de 50 veces el del disco. El radio del disco es de alrededor de 50 000 años luz y su grosor de unos tres mil años luz. Las estrellas jóvenes están distribuidas en el disco, en cúmulos y asociaciones estelares, mientras que las más viejas están concentradas alrededor del centro de la galaxia y se extienden hacia el halo. Una estructura espiral se forma a partir del núcleo galáctico; nuestro Sol se encuentra a una distancia de 30 000 años luz del centro.

El periodo de rotación de la galaxia es de 200 millones de años aproximadamente; se estima que tiene una edad de 15 000 millones de años. La densidad de átomos de hidrógeno en el disco se reduce unas cien veces en el halo, pero existen grandes regiones cuyas dimensiones son de unos diez años luz en las que la densidad puede ser de hasta unas mil veces más grande. Estas nubes de gas ionizado se caracterizan por tener campos magnéticos congelados, y movimientos turbulentos dentro de ellas producen campos desordenados en pequeña escala y campos ordenados en gran escala. Esto se ha deducido a partir de la polarización de la luz estelar debido a la orientación magnética de partículas de polvo no esféricas a través de las cuales pasa la luz. El campo magnético galáctico es del orden de 0.03 nT en el halo. Campos magnéticos más intensos pueden apreciarse en fuentes discretas de radio. Estas condiciones ponen un límite superior a la energía de una partícula cuya trayectoria puede permanecer dentro de la galaxia (véase el problema 6).

La creencia más extendida hoy en día es que los remanentes de supernova son capaces de producir la mayor parte de los rayos cósmicos hasta energías de 10^{16} eV aproximadamente. Para energías mayores, es necesario invocar algunos otros fenómenos astrofísicos como los pulsares, los núcleos activos de galaxias o las colisiones entre galaxias. Resultados recientes del Observatorio Pierre Auger parecen indicar que los rayos cósmicos de las más altas energías ($E > 10^{19}$ eV)

podrían provenir de los núcleos de galaxias activas. Hacia el final del espectro parece difícil que el campo magnético galáctico pueda contener a los rayos cósmicos si resultan ser partículas cargadas; lo más probable es que éstos provengan de fuera de la Vía Láctea.

Aquí terminamos nuestra revisión del problema del origen de los rayos cósmicos. Como puede apreciarse, en este problema hay aún muchas preguntas por responder, lo que lo hace un activo campo de investigación en estos días.

PROBLEMAS

1. En los primeros vuelos en globo, para confirmar la existencia de los rayos cósmicos, siempre se llevaron a bordo electroscopios cuyas cajas estaban selladas, ¿cuál hubiese sido la diferencia en los resultados de no haber llevado cajas selladas?
2. Los rayos cósmicos, al penetrar en la atmósfera, fuerzan a un buen número de átomos de ésta a moverse en dirección a la superficie terrestre reduciendo la entropía del gas atmosférico; ¿es esto una contradicción con la segunda ley de la termodinámica? Explica tu respuesta.
3. ¿A qué se debe la sobreabundancia de elementos ligeros (Li, Be, B) en la radiación cósmica respecto de la abundancia galáctica (véase la tabla 6.1)? Explica detalladamente tu respuesta.
4. Considera un protón y un electrón, ambos con una rigidez magnética de 1 GV; ¿cuál será el radio de Larmor de cada uno de ellos a la altura de la órbita terrestre? ¿Cuáles son sus velocidades de desplazamiento? La intensidad del campo magnético interplanetario a la altura de la órbita terrestre es de 5 nT.
5. El valor más aceptado para la intensidad del campo magnético galáctico es de entre 2 y 3×10^{-6} G. ¿Cuál sería la máxima energía que podría tener un protón para no escapar de la galaxia? ¿Y una partícula α ? El diámetro de la galaxia es 100 000 años luz aproximadamente.
6. Con base en el resultado del problema anterior, ¿qué puede decirse acerca de la localización de las fuentes de los rayos cósmicos de las más altas energías? ¿Por qué?
7. Si los rayos cósmicos con energía menor que 10 MeV tienen una densidad de energía de 1 eV/cm^3 , calcula la presión adicional que éstos ejercen en la frontera de la heliosfera y compárala con la del viento solar ($1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-12} \text{ ergs}$); ¿contribuyen los rayos cósmicos de manera significativa al equilibrio de presiones en la frontera heliosférica?

8. Demuestra que g/cm^2 (o kg/m^2) son unidades estándar que miden la cantidad de materia atravesada por la radiación; ¿por qué son unidades útiles para medir la profundidad atmosférica?
9. Supóngase que el campo magnético de la Tierra es de 3×10^{-5} nT en el ecuador y disminuye como $1/r^3$, como un dipolo perfecto. Considera una población de protones de 1 eV y electrones 30 KeV a cinco radios terrestres en el plano del ecuador.

Calcula la velocidad de deriva debida al ∇B para los iones y electrones.

- a) ¿La deriva de los electrones es hacia el este o hacia el oeste?
 - b) ¿Cuánto tiempo le toma a los electrones dar vuelta a la Tierra?
10. ¿Consideras que la variación diurna en la intensidad de los rayos cósmicos se debe a una variación del espectro primario? ¿Por qué?

CAPÍTULO 7. RELACIONES SOL-TIERRA

INTRODUCCIÓN

En el capítulo 4 vimos que el impacto de la actividad solar sobre nuestro planeta provoca la actividad geomagnética, cuyas manifestaciones más conspicuas son las tormentas magnéticas y las subtormentas. Las auroras son también una manifestación de la respuesta de la atmósfera superior a los embates de la actividad solar. Entonces, surge naturalmente la siguiente pregunta: ¿qué otras manifestaciones tendrá la variabilidad de nuestra estrella en la Tierra? Como veremos más adelante, la actividad del Sol genera una serie de perturbaciones de la atmósfera superior (a partir de la estratosfera). Se ha especulado mucho sobre la relación Sol-clima; actualmente hay pruebas de que existe realmente, lo cual implicaría que la variabilidad solar altera también a la troposfera. Finalmente, ¿llegará el efecto del Sol hasta la superficie terrestre y marina afectando la biota? Esta pregunta es aún más especulativa que la referente al clima, pero existen indicios de que la actividad de nuestra estrella afecta a la biota.

INDICADORES TERRESTRES DE LA ACTIVIDAD SOLAR

Tenemos registros y archivos en la Tierra que dan cuenta de la actividad solar a lo largo del tiempo. Éstos son de dos tipos: los históricos y los de largo plazo. A continuación veremos cada uno de ellos.

Indicadores históricos de la actividad solar

Para conocer cómo ha sido la variabilidad de nuestra estrella podemos buscar en el pasado información sobre observaciones de la actividad del Sol. Los registros

escritos o, como son llamados más comúnmente, históricos, que nos indican directamente la variabilidad del Sol, son principalmente de tres tipos:

1. La descripción de la forma de la corona solar durante los eclipses totales de Sol.
2. Las observaciones de las manchas solares.
3. Las auroras.

Observando la corona solar

Hasta el advenimiento de la era espacial, la corona del Sol sólo se podía observar desde la Tierra cuando ocurría un eclipse total de Sol.

La luz blanca que se observa en un eclipse proviene de la fotosfera, que es dispersada por dispersión Thomson por las partículas de la corona. No podemos observar esta luz blanca a simple vista, debido a que la luz que emiten la fotosfera, y en menor medida la cromosfera, la opacan. Cuando hay un eclipse total de Sol, el disco de la Luna, que observado desde la Tierra tiene aproximadamente el mismo tamaño aparente que el disco solar, cubre al Sol permitiendo que sólo la corona quede visible. La forma de la corona varía con la actividad del Sol. En el mínimo de actividad, debido a la existencia de los hoyos coronales polares, se observa que la corona tiene unas estructuras en el ecuador que semejan dos pétalos (figura 7.1.a), los llamados cascos coronales. Cuando el Sol está más activo la corona se observa muy brillante y homogénea, debido a la ausencia de los hoyos coronales polares y a la aparición de numerosas estructuras de campo magnético cerrado, como lo muestra la figura 7.1.b.

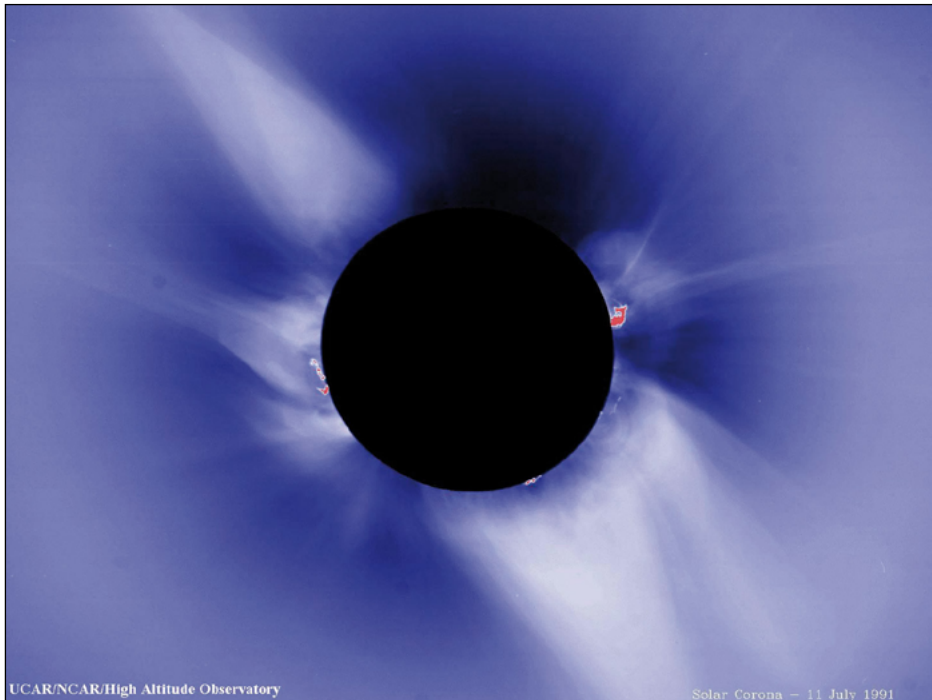


Figura 7.1.a. Corona solar en el mínimo de actividad solar. Se observan dos hoyos coronales en los polos magnéticos; las líneas de campo magnético que salen de los hoyos coronales se alejan del Sol llenando el espacio interplanetario. También se aprecian los cascos coronales, regiones en forma de pétalos que contienen campos magnéticos cerrados cerca del centro de las estructuras y cerca de la base de la corona. Las otras líneas se abren hacia el medio interplanetario (tomada de <http://www.ncar.ucar.edu/>).

Las observaciones sistemáticas de la corona durante los eclipses totales de Sol se han llevado a cabo desde 1706. Las observaciones previas a este siglo son muy escasas, no porque no hubiera eclipses, sino porque su ocurrencia se dio en áreas muy poco pobladas. En Europa sólo se tienen cuatro referencias, de los años 1560, 1567, 1606 y 1652, que no ofrecen detalles sobre la forma que asumió la corona. En épocas anteriores, los testimonios son muy vívidos y detallados, pero solamente en cuanto a los efectos aterradores que la repentina oscuridad provocaba entre la gente. Únicamente uno, de 968, menciona la corona. De aquí que la información que esta clase de registros nos puede dar sobre la actividad del Sol en el pasado es de valor muy limitado.

Las manchas del Sol

La manifestación más conocida que se tiene de la actividad del Sol son sus manchas, que se pueden observar a simple vista. Son, por lo tanto, la fuente más antigua de los registros directos de la historia de la actividad solar. En el mundo occidental, los griegos dan noticias de ellas desde el año 28 a. C.; el observador fue Teofrasto de Atenas, un discípulo de Aristóteles. Posteriormente, la observación de las manchas solares decayó en Occidente, ya que uno de los dogmas de la Iglesia católica era que el Sol, siendo creación divina, era una esfera perfecta y, punto importante, inmaculada. Fue Galileo, en 1610, quien al enfocar al Sol con un telescopio construido por él mismo, las redescubrió; también Johannes Fabricius, Christoph Scheiner y Thomas Harriot las observaron entre 1610 y 1611, pero fue Galileo quien las identificó como estructuras en el Sol.

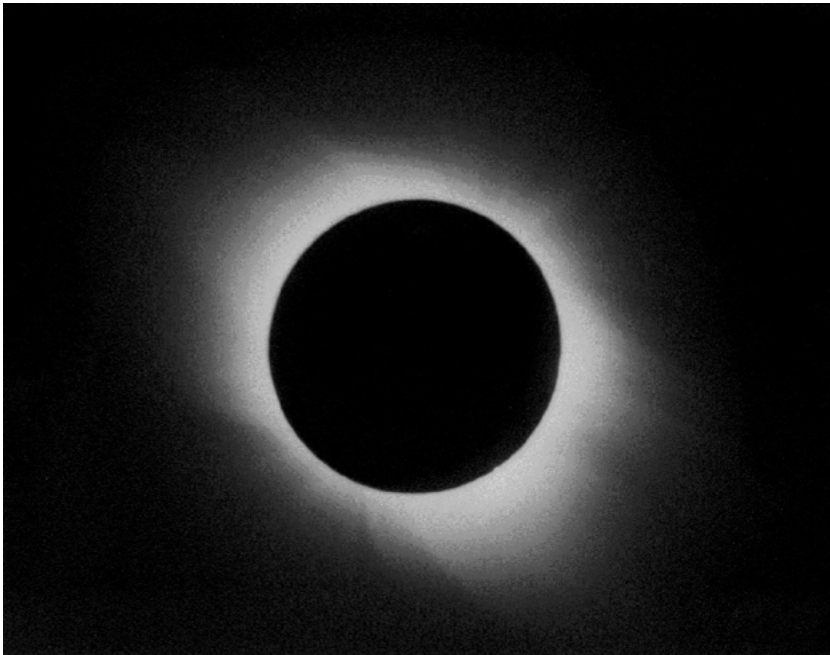


Figura 7.1.b. Corona en el máximo de actividad solar. Los hoyos coronales polares han desaparecido y predominan las estructuras con campos magnéticos cerrados, lo cual le da a la corona una apariencia más homogénea (tomada de <http://www.ncar.ucar.edu/>).

Las observaciones de Galileo provocaron que el estudio de las manchas cobrara auge en los países europeos; de hecho, desde el siglo XVII sólo ha habido un año en el que no se informó sobre las manchas. Su comportamiento cíclico no fue notado sino hasta 1843, lo cual, dicho sea de paso, es fuente de escarnio para los astrónomos y demás estudiosos de los cielos, ya que se contaba con casi 2 000 años de observaciones y nadie aparentemente advirtió esta regularidad tan evidente. El que realizó tal descubrimiento fue el boticario alemán Heinrich Schwabe, quien se basó en sus observaciones de 17 años. Poco después, los astrónomos profesionales se dedicaron a ver si era un ciclo real, mediante un programa de observaciones diarias del número de manchas desde varios lugares de la Tierra. El organizador de esta ambiciosa empresa fue Rudolf Wolf, del observatorio suizo de Zurich. Wolf se dedicó además a ver si el ciclo se presentó en el pasado. Después de un cuidadoso trabajo, recopiló los datos existentes entre 1610 y 1843, concluyendo que el ciclo, de aproximadamente 11 años, estaba presente al menos desde 1700. En la figura 7.2.a se puede apreciar el número de manchas solares promedio mensuales de 1750 a 2000. Es evidente que entre mínimo y mínimo (o entre máximo y máximo) de este número de manchas, transcurren en promedio 11 años. Por convención, los ciclos solares se consideran de mínimo a mínimo de manchas solares. El ciclo número 1 empezó en 1755 y en el año 2009 inició el ciclo 24.

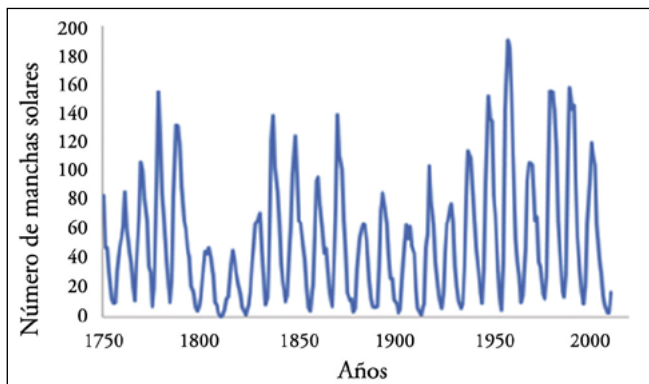


Figura 7.2.a. Promedios del número de manchas solares. A partir de 1749 los promedios son mensuales. Se observan los ciclos solares del número 1 al 23. El primer ciclo solar empezó en 1755; en 2009 inició el ciclo 24. Cada ciclo comienza en un mínimo de manchas solares y termina en el siguiente mínimo (tomada de <http://www.sidc.be>).

Hoy en día, aun durante el mínimo del ciclo de manchas solares, puede observarse media docena de ellas diariamente. En los tiempos de máximo, cien o más al día; sin embargo, las cosas no siempre han sido así. Entre 1887 y 1890, los astrónomos Gustav Spörer, de Alemania, y Walter Maunder, de Inglaterra, se dieron cuenta de que casi no se informó sobre la presencia de manchas entre 1645 y 1715. A esta aparente ausencia se le ha denominado mínimo de Maunder (véase la figura 7.2.b). La realidad de este inusitado descenso fue reconfirmada en 1976, cuando el científico estadounidense John Eddy estudió los registros históricos y mostró que en efecto hubo un mínimo anómalo de actividad solar en esa época. Otro mínimo, el llamado mínimo de Dalton, se observa de 1798 a 1823, y uno más entre 1880 y 1935, llamado mínimo Moderno (véase la figura 7.2.b).

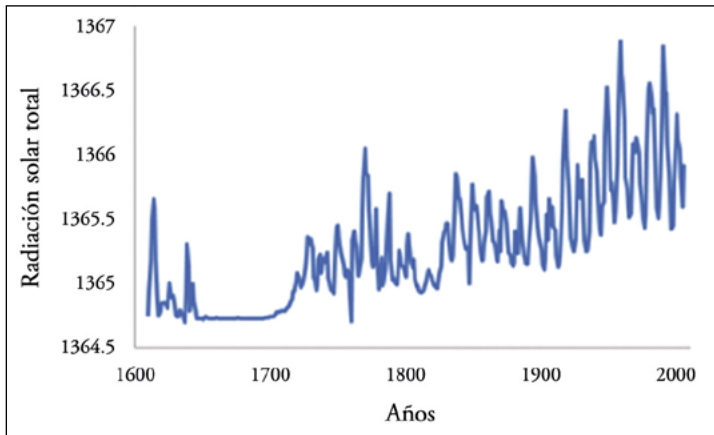


Figura 7.2.b. Número de manchas solares. Hasta 1748 son promedios anuales y a partir de 1749 son promedios mensuales. Se observa claramente una drástica reducción en el número de manchas solares entre 1645 y 1715, el llamado mínimo de Maunder. También se observan los mínimos de Dalton, de 1798 a 1823, y el Moderno, de 1880 a 1935 (datos de Krivova *et al.*, 2010).

Como ya dijimos, desde el año 28 a. C. se cuenta en Occidente con noticias sobre la observación de las manchas solares, si bien las observaciones no se llevaban a cabo en forma regular. De hecho, en los documentos antiguos se reportan tres o cuatro observaciones de manchas por siglo en promedio. Del Oriente, en cambio, se tienen registros desde la dinastía Han (200 a. C. a 200 d. C.), en cuyos inicios surgió una burocracia dedicada a la observación astronómico-astrológica

que mantuvo informado, a lo largo del tiempo, al emperador en turno sobre cualquier portento de los cielos, desde las “estrellas nuevas” (hoy llamadas supernovas) y los cometas, hasta la cambiante faz del Sol. De Corea se tiene una información similar, por razones parecidas. En general, las manchas solares eran, para estos emperadores, signo de que algo andaba mal con su gobierno; entonces, las presiones políticas y sociales del momento, no las religiosas, podían influir para que estas señales de los cielos fueran o no suprimidas. Como ejemplo podemos citar lo que ocurrió en China durante la dinastía Chin (25 a. C. a 400 d. C.); cuando el primer emperador de esta dinastía acababa de subir al trono, hubo en los cielos muy pocas señales de cualquier clase. Más tarde, conforme creció la insatisfacción popular contra el régimen, se presentaron numerosos eventos celestes. Esta situación implica que los registros de fenómenos celestes de esas épocas y esos países deben ser tomados con gran cautela. Sin embargo, entre 1640 y aproximadamente 1715, cuando política y socialmente no había razones para suprimir eventos celestiales, no hay manchas reportadas, lo cual concuerda con la época del mínimo de Maunder. Por otro lado, entre 1100 y 1300 se avistaron numerosas manchas sin posibles causas políticas o sociales.

Con todo y las enormes limitaciones de las observaciones a simple vista, estos testimonios son útiles para informarnos sobre extensos periodos de alta o baja actividad solar.

Las auroras

Los electrones generados en fulguraciones y las EMC, así como el viento solar, ingresan en la alta atmósfera a través de las líneas de campo abiertas en las altas latitudes magnetosféricas. Estos electrones son acelerados tanto en la cola magnetosférica como en los conos polares. La descarga eléctrica interacciona con los átomos atmosféricos produciendo ionización y excitación. La desexcitación y recombinación de estos átomos producen la luz de colores, verde y roja las más intensas, que dan lugar al hermoso espectáculo de las auroras, principalmente en un disco oval comprendido entre los 60 y los 70 grados de latitud en ambos hemisferios. Los colores verde y rojo se deben a la emisión del oxígeno a longitudes de onda de 5 577 y 6 300 nm, respectivamente (véase la figura 7.3.a). La aurora se forma a alturas mayores de cien metros sobre la superficie, es decir, en la ionosfera.

El número de auroras sigue cercanamente al número de manchas solares. Por tanto, el estudio de los registros aurorales es un medio para estudiar las variaciones en la actividad del Sol.



Figura 7.3. Aurora. La interacción de las emisiones solares de partículas con la atmósfera terrestre excita al oxígeno, el cual, al desexcitarse, emite los colores verde y rojo. La aurora se forma a alturas mayores de cien metros sobre la superficie en ambos hemisferios (tomada de <http://www.AuroraBorealisYukon.com>).

Como algo tan espectacular no pudo pasar desapercibido en ninguna época, se tienen registros de auroras en Corea y China desde 200 a. C., ya que en Oriente a la par que se observaban las manchas solares, por las mismas razones también se registraban las auroras.

Indicadores de largo plazo de la actividad solar

Hasta ahora hemos visto que existen evidencias de que, independientemente de las razones culturales, políticas y sociales, hubo épocas en las cuales la actividad del Sol se encontraba disminuida. Sin embargo, los testimonios que nos permiten vislumbrar este fenómeno cubren, cuando mucho, un periodo de aproximadamente 2 000 años. Sería deseable poder contar con registros en los que las veleidades mundanas no existieran y que se extendieran más allá en el tiempo. ¿Existe tal cosa? La respuesta es sí.

Isótopos cosmogénicos

Como ya hemos visto en el capítulo 6, las irregularidades del campo magnético interplanetario actúan como obstáculos al flujo de los rayos cósmicos. Durante el máximo de actividad solar, el campo magnético presenta muchas irregularidades y, por tanto, menos rayos cósmicos arriban a nuestro planeta. En el mínimo, la situación es la opuesta.

Una vez que las partículas que forman los rayos cósmicos ingresan en nuestra atmósfera, interactúan con los núcleos atómicos ahí presentes produciendo una gran variedad de otros núcleos llamados cosmogénicos por haber sido generados por partículas del cosmos exterior a nuestro sistema solar. Muchos de estos núcleos son isótopos radiactivos. Los isótopos con mayores razones de producción son el C^{14} y el Be^{10} y se generan cuando los rayos cósmicos interactúan con el oxígeno, el nitrógeno y el argón atmosféricos; en ambos casos, la mayor parte se produce en la estratosfera y la menor en la troposfera.

El punto fundamental es que la deposición de estos dos isótopos es diferente. El Be^{10} toma una semana para depositarse desde la troposfera, pero tarda un año en depositarse desde la estratosfera, ya que se adhiere a partículas del tamaño de micras, los denominados aerosoles, para posteriormente precipitarse e incorporarse al suelo por medio de la lluvia o nieve. El C^{14} sigue el movimiento de las masas de aire convertido en gas y al tomar parte en el ciclo del carbono, le lleva más o menos cuatro años depositarse en dos reservorios principales: el océano y la biomasa.

Archivos terrestres de la actividad solar

Para poder hacer uso de la información que nos pueden proporcionar los isótopos cosmogénicos, tenemos que obtenerlos de los lugares donde están almacenados. Estos lugares o archivos son:

1. *Capas polares y glaciares.* El hielo se forma por la precipitación de nieve y ésta se va comprimiendo en capas que se acumulan a lo largo del tiempo. En la época actual se extraen de la capa de hielo unos cilindros de varios cientos de metros de profundidad en los que puede estudiarse la concentración de isótopos de épocas que se remontan hasta 10 000 años. El Be^{10} es el isótopo más estudiado en este contexto.
2. *Los sedimentos de las profundidades marinas y los lagos.* Nuevamente, el Be^{10} es el isótopo más estudiado. Llega al mar directamente por la precipitación de los aerosoles a los cuales está adherido o por el viento y los ríos que transportan los aerosoles de los continentes hacia el mar o hacia grandes lagos. Se extraen cilindros de sedimentos donde se mide su concentración.
3. *Los anillos de los árboles.* Durante la fotosíntesis, el CO_2 atmosférico y el agua son absorbidos por los vegetales. El CO_2 contiene C^{14} , por lo que el análisis de su abundancia en los anillos de los árboles que se forman anualmente permite estudiar indirectamente el flujo de los rayos cósmicos.
4. *Celulosas de plantas.* El C^{14} en forma de bióxido de carbono es absorbido por las plantas y preservado como celulosa.
5. *Meteoritos caídos en la Tierra.* Los meteoritos son expuestos a los rayos cósmicos en el medio interplanetario; por tanto, la producción de isótopos no es afectada por procesos terrestres, como ocurre con los otros registros. Se miden abundancias de varios isótopos desde 4.6×10^9 años.

En la figura 7.4 se grafica la variación de la concentración de Be^{10} a lo largo de tres siglos. Observamos periodos de gran producción que corresponden a baja actividad solar, tales como los ya mencionados mínimos de Maunder, alrededor de 1700; de Dalton alrededor de 1800 y el Moderno alrededor de 1890, bien

identificados también en manchas solares. Otra época de gran producción y, por tanto, de baja actividad solar, de la cual no había referencias de manchas solares, aparece entre 1418 y 1535, y se le conoce como mínimo de Spörer.

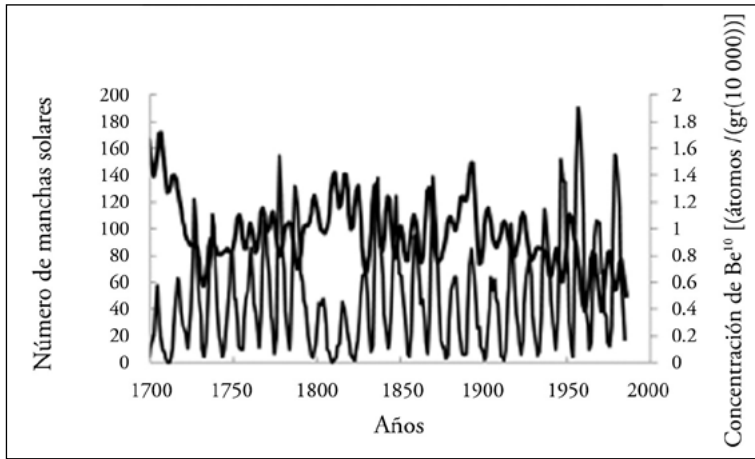


Figura 7. 4. Variaciones del Be^{10} (curva gruesa). Épocas de mayor abundancia de este isótopo están relacionadas con épocas de menor actividad solar en manchas solares (curva delgada) y viceversa. En particular se observa que el mayor incremento de Be^{10} en los últimos 600 años ocurrió durante el mínimo de Maunder, aunque se advierten otros mínimos como el de Dalton y el de Spörer (datos de http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/ssn_yearly.jpg para manchas solares y de Beer *et al.*, 1990 para el Be^{10}).

El modulador secular de la concentración de C^{14}

A largo plazo, el mecanismo más importante que afecta la variación en la concentración de los isótopos cosmogénicos es de origen terrestre: la variación del momento magnético de la Tierra. Como vimos en el capítulo 4, el campo magnético terrestre, como primera aproximación, es muy parecido al de un dipolo. Este campo actúa como un escudo que dificulta la entrada de partículas a la atmósfera terrestre, ya sea que estas partículas provengan de las emisiones solares o de los rayos cósmicos. Si la intensidad de este campo disminuye, lo que es equivalente a decir que se reduce el momento magnético, habrá más partículas que puedan penetrar y, por lo tanto, mayor producción de isótopos cosmogénicos. El efecto inverso se da cuando la intensidad del campo geomagnético aumenta.

En la figura 7.5 se observa la variación, a lo largo de 7 000 años, de la concentración del C^{14} . La figura tiene la escala invertida para la concentración de C^{14} ; la curva gruesa indica la variación de la concentración de este isótopo, la curva delgada corresponde a la variación de la intensidad del campo geomagnético debida al cambio en la intensidad del momento magnético. Observamos dos eventos extremos: el primero es que, al retroceder hacia el pasado, la concentración primero disminuye hasta llegar a un mínimo alrededor del año 450 de nuestra era, mientras que la intensidad del campo magnético alcanzó un máximo; en el segundo, hacia el año 5000 a. C., la intensidad magnética disminuyó hasta alcanzar un mínimo, con el consecuente aumento en la concentración del multicitado isótopo.

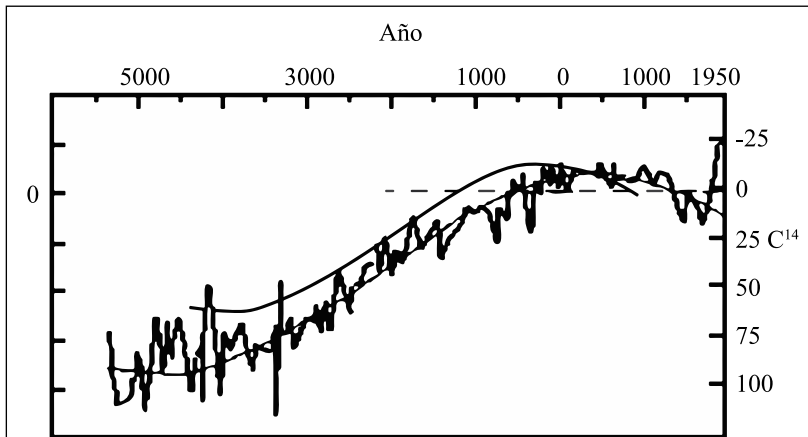


Figura 7.5. Variaciones de la concentración de C^{14} (curva gruesa). La curva delgada corresponde a la variación de la intensidad del campo geomagnético y, como se aprecia, la variación a largo plazo del C^{14} se corresponde muy bien con ésta. Las variaciones del C^{14} en escalas de tiempo de decenas de años son producidas por la modulación de la actividad solar (tomada de Eddy, 1976).

Además de la tendencia global en los aumentos y disminuciones del C^{14} , vemos múltiples desviaciones a más corto plazo en la curva gruesa. Estas desviaciones son las que podríamos atribuir a la actividad solar. En los últimos 2 000 años que incluye la figura 7.5, se pueden identificar el mínimo de Maunder y el mínimo de Spörer, caracterizados por un aumento en la concentración del C^{14} , así como un máximo solar alrededor del año 1000, identificado por una disminución de la concentración del C^{14} .

Se podría ir más lejos en el pasado y ver qué otros máximos y mínimos de actividad solar se identifican. Los resultados aparecen en la tabla 7.1. Los sugestivos nombres dados a estos periodos nos hablan de la época histórica en la que ocurrieron, con excepción de los de Spörer, Maunder y Dalton, que hacen honor a sus descubridores.

En la tabla 7.1 se observa que, al menos en los últimos 5 000 años, los largos periodos de baja o alta actividad solar no han presentado un patrón cíclico.

Tabla 7.1. Algunos periodos de máxima y mínima actividad solar en el pasado, identificados a partir de la concentración de C^{14} en los anillos de los árboles

<i>Evento</i>	<i>Duración aproximada</i>
Máximo sumerio	2720-2610 a. C.
Máximo piramidal	2370-2060 a. C.
Máximo de Stonehenge	1870-1760 a. C.
Mínimo egipcio	1420-1260 a. C.
Mínimo homérico	820-640 a. C.
Mínimo griego	440-360 a. C.
Máximo romano	20 a. C.-80 d. C.
Mínimo medieval	640-710 d. C.
Máximo medieval	1120-1280 d. C.
Mínimo de Spörer	1400-1510 d. C.
Mínimo de Maunder	1640-1710 d. C.
Mínimo de Dalton	1795-1825 d. C.
Mínimo Moderno	1880-1930
Máximo Moderno	Empezó en ~ 1930

Fuente: modificada de Eddy (1976).

Otros ciclos presentes en la actividad solar

Aparte del ciclo de 11 años, podemos inferir otros de periodo más largo. Por ejemplo, si en la figura 7.2.a tomamos el número máximo de manchas de cada ciclo con respecto del tiempo, los máximos del número de manchas van a presentar una periodicidad de aproximadamente entre 80 y 120 años, el llamado ciclo de Gleissberg, denominado así en memoria de su descubridor. En la misma figura observamos también que el número máximo de manchas ha ido en aumento de manera sistemática a partir de 1935 aproximadamente.

Hay otros ciclos que no se pueden apreciar a simple vista en la gráfica del número de manchas solares a lo largo del tiempo; se requiere emplear técnicas matemáticas sofisticadas para detectarlos. Los análisis llevados a cabo por diferentes investigadores sobre las periodicidades del número de manchas solares han permitido identificar ciclos prominentes de 60 y 30 años y, en el otro extremo, ciclos de 152-158 días, 1.3, 2.2 y 5.5 años. Probablemente estos ciclos están relacionados con la emergencia del flujo magnético del interior de la zona convectiva a la atmósfera y su transporte en esta región.

La conclusión más evidente que podemos sacar de los resultados de los diversos registros que existen de la Tierra sobre los ciclos de variación de la actividad solar es que, desde hace miles de años, el ciclo de actividad solar de 11 años ha permanecido. Además, nos damos cuenta de que la existencia de ciclos solares de escalas de tiempo de centenas de años y menores ocurren en las escalas de tiempo que son significativas para el ser humano y la compleja sociedad que ha construido.

EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOLAR EN LA ATMÓSFERA TERRESTRE

Como hemos visto en los capítulo 2 y 3, el Sol emite varios productos que impactan a nuestro planeta:

- Radiación electromagnética.
- Neutrinos.

- Partículas de alta energía provenientes de la onda de choque asociada a una eyección de masa coronal (EMC) rápida, a una fulguración u otros eventos transitorios.
- Emisiones transitorias de plasma que viene de EMC y otras estructuras coronales de corta vida.
- Emisiones continuas de plasma conocidas como viento solar: emisiones de viento solar rápido ($> 4 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$) proveniente de las regiones centrales de los hoyos coronales, y de viento solar lento ($< 4 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$) proveniente de las regiones laterales de los hoyos y/o de los cascos coronales o de regiones de campo magnético cerrado.
- Campo magnético solar “congelado” en el plasma solar.

De todas estas emisiones solares, la radiación electromagnética o radiación solar ha sido la más estudiada a lo largo del tiempo, ya que es la fuente de vida en nuestro planeta y la moduladora más evidente del clima. En esta sección veremos su interacción con la Tierra.

Interacción entre la radiación solar y la atmósfera

La radiación solar se define como el flujo de energía solar en todo el rango de longitudes de onda que llega a la parte superior de la atmósfera terrestre. La empezó a medir directamente en superficie el francés Claude Pouillet en París en 1837. A principios del siglo xx además se midió en observatorios de montaña; en la década de los veinte, a bordo de aviones y globos y, a partir de la década de los sesenta, a bordo de las misiones espaciales. Actualmente se cuenta con aparatos a bordo de satélites que han alcanzado gran precisión en las mediciones. En la figura 7.6 se observa la radiación medida por diferentes instrumentos a bordo de satélites.

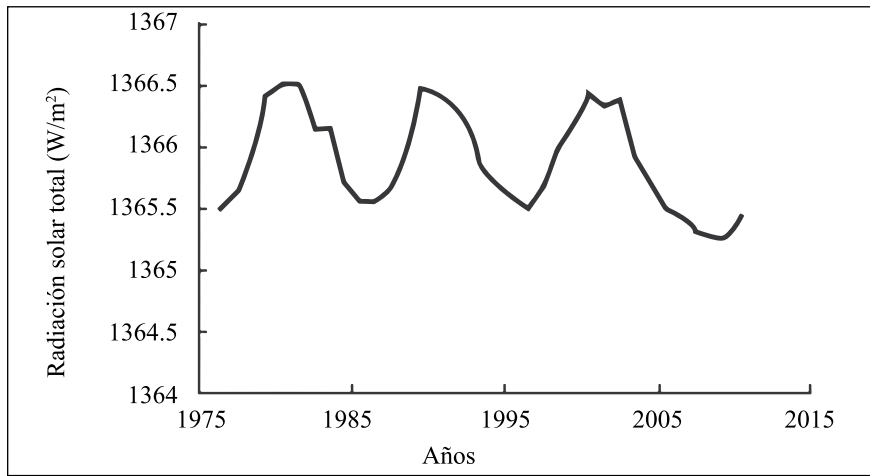


Figura 7.6. Serie compuesta de la radiación solar total (pMOD) con mediciones desde 1978. Los instrumentos con los que se elaboró son los siguientes: el radiómetro Active Cavity Radiometer (Acrim I) en el satélite *Solar Maximum Mission* (SMM), el experimento Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) en el satélite *Earth Radiation Budget Satellite* (ERBS), el radiómetro Acrim II en el satélite *Upper Atmosphere Research Satellite* (UARS), el radiómetro Acrim III y el Total Solar Irradiance Monitor (TIM) a bordo del *Solar Radiation and Climatic Experiment* (Sorce). Entre el máximo y el mínimo de actividad solar hay 0.1% de disminución (datos de <http://www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant>).

Radiación solar en la órbita terrestre

A continuación, calcularemos la radiación solar. Partimos de la ley de Stefan-Boltzman

$$U = \sigma T^4, \tag{7.1}$$

donde:

U = emitividad = energía por unidad de área y tiempo.

σ = constante de Stefan-Boltzman = 5.67×10^{-5} ergs / seg $\text{cm}^2 \text{K}^4$.

T = temperatura.

La energía que atraviesa una esfera de radio r será:

$$E = 4\pi r^2 \sigma T^4. \tag{7.2}$$

Para el Sol:

$$r = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}; T = \text{temperatura de la fotosfera} = 5785 \text{ K.}$$

Al usar 7.1, la energía que llega a la órbita de la Tierra será:

$$E = w4\pi R^2, \quad (7.3)$$

donde w = energía por unidad de área y tiempo a 1 UA:

$$R = 1 \text{ UA} = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm.}$$

Por conservación de energía, tenemos que la energía que abandona al Sol se preserva a la altura de la órbita terrestre, entonces debemos igualar 7.2 con 7.3 y tenemos:

$$w4\pi R^2 = 4\pi r^2 \sigma T^4. \quad (7.4)$$

Por tanto:

$$w = \left(\frac{r}{R} \right)^2 \sigma T^4. \quad (7.5)$$

Sustituyendo valores:

$$w = 1.37 \times 10^6 \text{ erg/seg cm}^2. \quad (7.6)$$

A w se ha llamado históricamente constante solar, pero hoy se le conoce simplemente como radiación solar ya que, como vimos en la figura 7.6, varía con el tiempo.

Interacción con la atmósfera terrestre

En la figura 7.7 mostramos el espectro de la radiación solar incidente en el tope de la atmósfera. El espectro es muy similar al de un cuerpo negro a 5 770 K, par-

particularmente en las longitudes de onda del visible y mayores. Tiene un máximo de cerca de los 500 nm y decrece casi seis órdenes de magnitud en los rayos X (que no se ven en la figura) y en las regiones de radio. Alrededor de 50% de la radiación solar se emite en el visible y cercano infrarrojo entre los 400 y los 800 nm, mientras que entre los 300 y 10 000 nm está 99%. Estas regiones del espectro son emitidas principalmente por la fotosfera solar, en donde se encuentran las manchas solares y las fáculas. El espectro en longitudes de onda mayores y menores que las mencionadas se origina en los niveles superiores de la atmósfera solar.

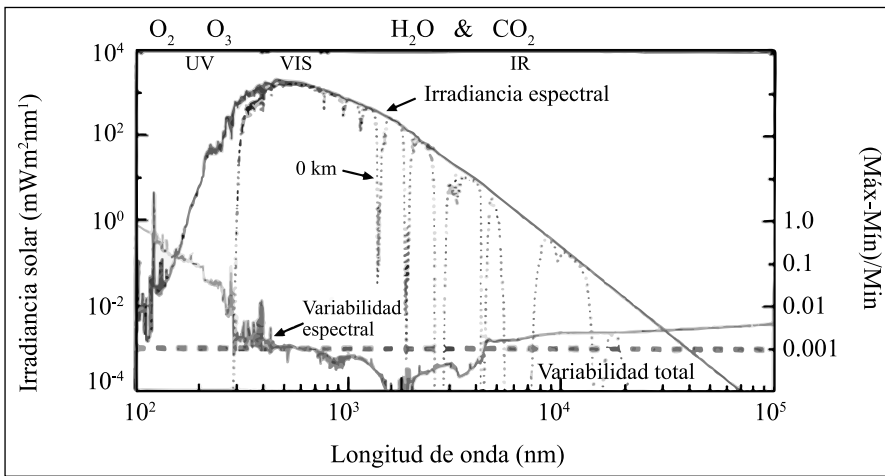


Figura 7.7. Espectro de la radiación solar en el tope de la atmósfera a lo largo del ciclo solar (escala de la izquierda). Se observan además las longitudes de onda que no llegan a la superficie (a 0 km y marcada con líneas punteadas) debido a la absorción atmosférica. También se observan las variaciones de la radiación, llamada variabilidad espectral, entre el máximo y el mínimo de actividad solar, según su longitud de onda (escala de la derecha). La línea horizontal gruesa punteada indica la variación de la radiación solar total (variabilidad total). La escala de la derecha se debe multiplicar por cien (modificada de Lean, 2000).

Al ingresar en la atmósfera terrestre, la radiación solar sufre absorciones dependiendo de la capa atmosférica en la que incide. En el capítulo 5 se discutió esto y en la tabla 5.3 notamos que todas las longitudes de onda menores a 300 nm son absorbidas de la estratosfera hacia arriba, mientras que la radiación en el visible y en el cercano uv llega hasta la troposfera. En la figura 7.7 el espectro incidente en el tope de la atmósfera se compara con el recibido en la superficie

terrestre (marcado con 0 km y líneas punteadas verticales). Se observa que hay una considerable absorción en el UV y cercano infrarrojo debido al O_2 , O_3 , H_2O y CO_2 atmosféricos respectivamente.

Variaciones de la radiación solar

Durante casi un siglo se intentó medir la variación de la radiación solar de manera infructuosa, por lo que se le llamó históricamente “constante solar”. Esto se debió en parte a que la precisión de los instrumentos no era suficiente para detectar pequeños cambios y en parte al desconocimiento de la absorción selectiva de nuestra atmósfera.

Cuando se alcanzó la precisión suficiente y las mediciones se llevaron a cabo fuera de la atmósfera, se observaron las variaciones presentadas en la figura 7.7. La escala vertical derecha nos indica la diferencia de radiación entre el máximo y el mínimo para un ciclo solar por rangos de longitudes de onda. Se nota que las variaciones más grandes están en longitudes de onda del UV y las menores donde el cambio llega a ser hasta de 100%; mientras que en el visible es de 0.1%, en el cercano infrarrojo es despreciable y en el lejano infrarrojo y radio llega a 1% aproximadamente. La línea punteada horizontal indica la variación de la radiación total con un valor de 0.1%.

Las principales fuentes solares de la variabilidad de la radiación solar total que se se han identificado son las siguientes:

1. Variaciones de minutos a horas debido a la granulación y la meso y supergranulación.
2. Variaciones de cinco minutos asociadas a oscilaciones del interior solar.
3. Variaciones de pocos días a semanas del orden de 0.3%. Las manchas solares son la principal causa.
4. A lo largo del ciclo de actividad solar, se observa un aumento entre el mínimo y el máximo de $\sim 0.1\%$. Se atribuye principalmente a las manchas, fáculas y los elementos magnéticos que forman la red cromosférica. Las fáculas pueden incrementar la radiación hasta 0.08%.
5. Variaciones a más largo plazo no se han detectado debido al corto intervalo de las observaciones.

La temperatura de la Tierra

La cantidad de radiación proveniente del Sol que ingresa en la atmósfera terrestre se distribuye de la siguiente manera:

$$E_i = E_r + E_a, \quad (7.7)$$

donde:

E_i = radiación incidente en la Tierra.

E_r = radiación reflejada por la Tierra.

E_a = radiación absorbida por la Tierra.

Un parámetro importantísimo para calcular la cantidad de radiación que se absorbe es el *albedo* A :

$$A = \frac{E_r}{E_i}. \quad (7.8)$$

Por tanto, de 7.8:

$$E_r = AE_i. \quad (7.9)$$

La cantidad de radiación absorbida por la Tierra de 7.7 y 7.8 es:

$$E_a = E_i (1-A). \quad (7.10)$$

Hay que notar que la energía incidente es interceptada por la Tierra en una superficie aproximadamente circular y entonces la radiación solar promedio en el tope de la atmósfera es:

$$E_i = \pi r_T^2 w, \quad (7.11)$$

donde r_T = radio terrestre y w está dada por 7.6.

Entonces, de 7.10 y 7.11 la radiación absorbida por la Tierra es:

$$E_a = \pi r_T^2 w (1-A). \quad (7.12)$$

Por otro lado, la radiación que emite la Tierra, suponiendo una Tierra esférica, es:

$$4\pi r_T^2 \sigma T_4. \quad (7.13)$$

Al igualar la cantidad absorbida , 7.12, con la emitida 7.13, tendremos:

$$\pi r_T^2 w(1-A) = 4\pi r_T^2 \sigma T^4. \quad (7.14)$$

De 7.14 obtenemos la temperatura de la Tierra:

$$T = \left[\frac{w(1-A)}{4\sigma} \right]^{1/4}. \quad (7.15)$$

Para la Tierra, $A = 0.3$ y $w = 1.37 \times 10^6$ erg/seg cm^2 ; entonces:

$$T \sim 255 \text{ }^\circ\text{K} \sim -18 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Pero la temperatura promedio de la Tierra es actualmente $T \sim 15 \text{ }^\circ\text{C}$, ¡faltan $33 \text{ }^\circ\text{C}$! El faltante lo proporciona el efecto invernadero de los gases atmosféricos, principalmente el vapor de agua y el CO_2 . Sin ellos la Tierra sería muy fría. Como mencionamos, la radiación solar tiene un valor aproximado de 1.37×10^6 erg/seg cm^2 . La fracción recibida por unidad de superficie en la Tierra es de alrededor de un cuarto de este valor, 3.43×10^5 erg/seg cm^2 . Considerando que el albedo global del planeta es 0.3, la Tierra absorbe una cantidad de radiación de unos 2.40×10^5 erg/seg cm^2 , que después reemite y con ello se mantiene constante la temperatura del planeta.

ALGUNOS FENOMENOS CLIMÁTICOS Y SU POSIBLE RELACIÓN CON LA ACTIVIDAD SOLAR

A lo largo del tiempo, los parámetros climatológicos se han tratado de asociar con los diversos ciclos de periodos largo y corto de la actividad solar. La búsqueda de esta asociación empezó aun antes de que Schwabe descubriera el ciclo de manchas solares en 1843. Por ejemplo, el famoso astrónomo inglés W. Herschel sugirió en 1801 que el precio del trigo en Londres estaba indirectamente controlado por el número de manchas solares; esto lo propuso basado en sus observaciones de que cuando el número de manchas solares era pequeño, caía menos lluvia en Londres. En la mayoría de los casos, la significación estadística de resultados históricos, como el citado, no puede ser evaluada hoy en día. Su valor, por lo tanto, es muy discutido.

Los dos parámetros más comunes usados para definir el clima han sido la precipitación y la temperatura y éstos han sido utilizados en una gran cantidad de estudios sobre la asociación Sol-clima. Indicadores indirectos de la precipitación, tales como los niveles del agua en ciertos lagos, también han sido correlacionados con el número de manchas solares, aunque estas variables son de mayor interés para los hidrólogos que para los climatólogos.

La presión atmosférica en la superficie, para zonas diversas, ha sido también un parámetro popular para correlacionarla con el número de manchas solares, habiéndose investigado los sistemas de presiones y vientos, así como las trayectorias de los huracanes.

Ahora bien, si existe alguna relación de la actividad solar con los parámetros atmosféricos, ésta debe ser distinguible en todos y cada uno de ellos, ya que se hallan íntimamente relacionados en el sistema atmosférico.

La mayor parte de las correlaciones para evaluar la relación Sol-clima se han hecho con la temperatura. A continuación presentamos algunos ejemplos de estas correlaciones.

Correlaciones con el ciclo solar

Los intentos de correlacionar la temperatura del aire en la superficie de la Tierra con el ciclo de manchas solares ha producido en el pasado resultados contradictorios; en estudios realizados a finales del siglo XIX y principios del XX la correlación con el ciclo de 11 años fue positiva (máxima temperatura promedio durante el máximo de manchas solares) o negativa (mínima temperatura durante el mínimo de manchas), dependiendo de la región geográfica y la extensión en tiempo de los datos.

Actualmente contamos con series más largas de datos que abarcan alrededor de un par de siglos y se encuentra que las temperaturas globales parecen estar positivamente correlacionadas a largo plazo con la actividad solar: periodos largos de frío coinciden con los de mínima actividad solar y viceversa. Un ejemplo se puede ver en la figura 7.8. Al observarla notamos que a partir de 1900 ha habido un notable incremento de temperatura en comparación con el siglo XIX. En promedio, la temperatura se ha elevado 0.5°C durante el siglo XX. Este incremento, al que se le conoce como calentamiento global, se atribuye a las emisiones de gases de invernadero tales como el CO_2 producidas por la actividad industrial. Sin embargo, entre 1940 y 1970 se observa un decremento de la temperatura, siendo que la emisión de CO_2 a partir de 1900 ha ido siempre en ascenso. Este decremento se ha tratado de explicar por el aumento en aerosoles antropogénicos que contribuyen a disminuir la temperatura debido a que reflejan la radiación solar incidente. A partir de 1970, la temperatura ha vuelto a incrementarse. De manera simultánea la figura nos muestra que la variación en la actividad solar ha estado estrechamente asociada a las variaciones de la temperatura.

En México, usando temperaturas tanto históricas a partir de 1500, como del periodo instrumental a fines del siglo XIX, se encontraron periodicidades asociadas a la actividad solar.

Consideramos que, aunque el efecto antropogénico es sin duda el dominante, el efecto de la actividad solar también debe tomarse en cuenta cuando se aborda el problema del calentamiento global.

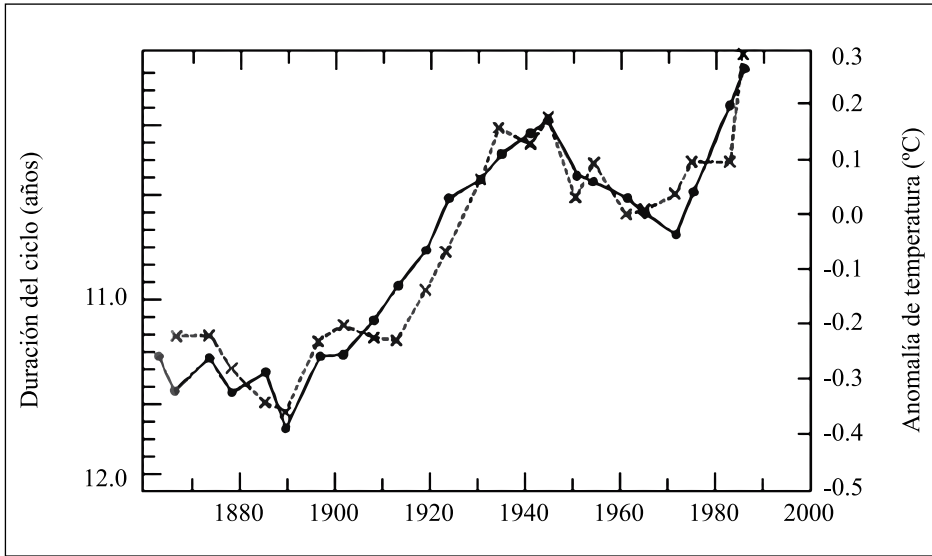


Figura 7.8. Temperatura superficial promedio del hemisferio norte (línea continua) y actividad solar (línea punteada). Se observa que los cambios en la actividad solar preceden a los cambios en temperatura (modificada de Friis-Christensen y Lassen, 1991).

Respuesta de la baja atmósfera a fenómenos solares de corta duración

En años recientes, diversos análisis han mostrado que algunos fenómenos solares de corta duración pueden disparar una respuesta atmosférica en la troposfera. Por ejemplo, se ha visto que la capa de los 500 mb de presión, que está a una altura promedio de 13 kilómetros, cambia considerablemente en el hemisferio norte durante las primeras 24 horas después de una fulguración solar, presentándose un aumento en la altura de esa capa en la región del polo geomagnético y un descenso en una región muy amplia que coincide con la zona auroral. Otros estudios han mostrado que el flujo de aire estratosférico hasta el nivel de los tres kilómetros se incrementa en el segundo o tercer día después de una fulguración con emisión de rayos X. Resultados como estos muestran que la circulación de la baja atmósfera se modifica significativamente después de fenómenos transitorios solares tales como las fulguraciones.

El Niño

Anualmente, por diciembre o enero, aparece en las costas ecuatorianas y peruanas una corriente marina cuya temperatura es ligeramente más alta, 1 o 2 °C, que la temperatura promedio del Océano Pacífico en esa zona y dura unos cuatro meses. Como esta corriente surge en la época navideña, los pescadores de la región la han llamado *El Niño*, en alusión al niño Jesús de la tradición cristiana. En ciertos años, el aumento de temperatura de esa corriente es mayor y alcanza 5 o 6 °C y puede perdurar incluso más de dos años; es a este fenómeno, anormalmente caliente y largo, al que para fines científicos se le denomina *El Niño*.

El Niño representa sólo el aspecto oceánico de un fenómeno más complejo que tiene también una manifestación meteorológica, conocida con el nombre de Oscilación del Sur, que consiste en el cambio aproximadamente bianual de la dirección de los vientos ecuatoriales. Cuando la perturbación oceánica aparece, lo hace acompañada de la meteorológica, sin que sea todavía posible determinar, con los datos disponibles, cuál precede a cuál. Esto ha dado pie a que algunos investigadores, al referirse a este fenómeno, le llamen ENOS (*El Niño/Oscilación del Sur*). Asimismo, se ha observado que no está restringido a la región del Pacífico ecuatorial sino que es un fenómeno global.

Para darnos una idea de la importancia que tienen las travesuras de *El Niño*, es suficiente decir que produce la mayoría de las alteraciones climáticas que no son atribuidas a las estaciones, no sólo en las regiones ecuatoriales, sino hasta en latitudes como las de nuestro país. Su influencia se manifiesta especialmente en las variaciones del régimen subtropical de lluvias. Causa tremendas sequías en regiones como África del sur, Indonesia, Filipinas y Australia, mientras que en Ecuador, Perú o partes de México hay copiosas lluvias. Además, este fenómeno tiene grandes repercusiones sobre los ecosistemas.

Se ha propuesto que *El Niño* tienen su origen en el propio Océano Pacífico, en el Índico e incluso en el Atlántico o en el Ártico; no obstante, ninguna de las proposiciones hechas explica de manera completamente satisfactoria el o los mecanismos que dan lugar a tal evento.

Otra posibilidad sería que fuera producido por fenómenos externos al sistema océano-atmósfera y, en este caso, sería obvio pensar que nuestro Sol puede ser una de estas causas externas.

Contar con registros de *El Niño* desde 1765 ha permitido estudiar su distribución a lo largo de 22 ciclos solares. Hay que tener en cuenta, sin embargo, que es difícil clasificarlo antes del siglo xx. Para elaborar la serie de estos eventos, los investigadores tuvieron que recurrir, por ejemplo, a recuentos anecdóticos, a la relación de campañas militares, a las descripciones hechas por los misioneros y exploradores o a los anuarios de la cosecha de granos.

Los resultados de algunas investigaciones indican que *El Niño* tiende a ocurrir alrededor de épocas de mínima actividad solar como se muestra en la figura 7.9, lo cual indicaría que este fenómeno es uno más de los resultados de las relaciones solar-terrestres.

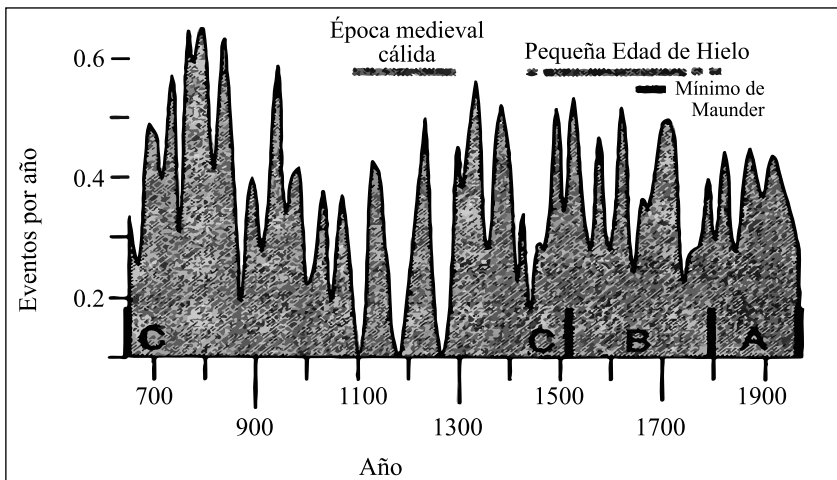


Figura 7.9. Ocurrencia anual de eventos *El Niño*. Se observa que han sido más numerosos alrededor de períodos de baja actividad solar, tales como los mínimos en manchas solares de Maunder, Dalton o Moderno (modificada de Anderson, 1992).

Efecto de la actividad solar en el clima del pasado remoto

El estudio de sedimentos lacustres nos puede remontar muy atrás en el pasado. Uno de estos sedimentos está formado por unas rocas de lodo rojo y arena muy fina, conocidas con el nombre de formaciones de elatina, que están constituidas por capas cuyo grosor nos puede indicar variaciones en los valores promedio anuales de la temperatura. La información que nos proporcionan corresponde a

lo ocurrido hace 680 millones de años. La Tierra, en la época en que se generó la formación de elatina, estaba pasando por una etapa de frío tan intenso, que en las regiones ecuatoriales, donde hoy la temperatura oscila entre 26 y 28 °C, el suelo estaba cubierto de hielo durante todo el año. No había plantas sobre la superficie y la única vida consistía en algas primitivas y bacterias. En lo que ahora es el sur de Australia había grandes lagos que recibían periódicamente el agua de los glaciares derretidos en el verano. Esta agua contenía sedimentos que se depositaban en el lecho del lago. El volumen de las aguas provenientes de los glaciares variaba según la temperatura y esto hizo que el grosor de los estratos lodosos depositados variara. Fue así como se constituyó la formación de elatina. Cuando esta era glacial terminó y la temperatura ascendió, el hielo derretido formó mares que cubrieron la formación de elatina. Movimientos subsecuentes de tierra y erosión volvieron a exponer los depósitos de elatina, lo que permitió que hoy podamos estudiarlos.

En la figura 7.10 aparece una sección de elatina. Las láminas o estratos individuales tienen un grosor que va de 0.2 hasta tres mm; los estratos forman a su vez grupos de 10 a 14 laminaciones. El grosor de las laminaciones varía de manera similar en cada grupo y alcanza un máximo para la formación que está más o menos en el centro del grupo. Además, cada grupo está usualmente limitado al principio y al final por bandas oscuras que son laminaciones más delgadas y con mayor cantidad de arcilla que las centrales.

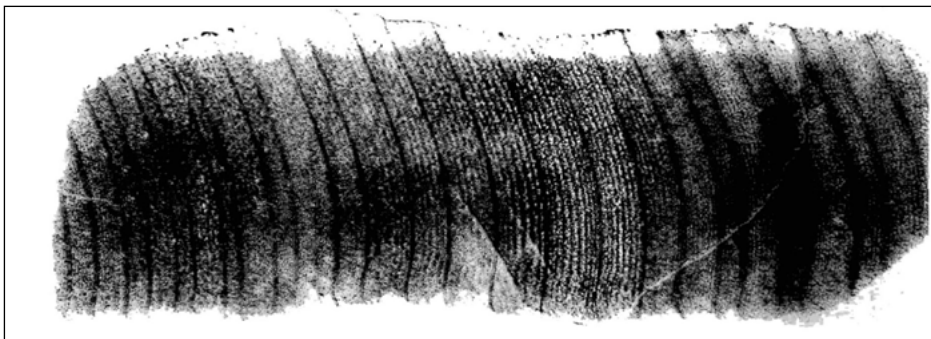


Figura 7.10. Laminaciones de una sección de la formación de elatina. Las láminas se forman anualmente. Aproximadamente cada 11 años se observan láminas más oscuras, correspondientes a una mayor temperatura en la primavera-verano de ese año comparado con los demás (tomada de Williams, 1981).

Esto lo podemos interpretar observando lo que pasa en los lagos modernos formados de glaciares derretidos. Durante la primavera y el verano las aguas provenientes de los hielos derretidos llevan abundante materia a los lagos. Las aguas derretidas son más frías y por tanto más densas que las aguas del lago; se hunden depositando en el lecho del lago una capa de lodo y arena fina; sin embargo, el material más fino, que además es más arcilloso y oscuro, se queda suspendido en la superficie del lago. En los meses posteriores este material también se deposita en el fondo del lago.

Si las capas de elatina tuvieron un origen similar a las capas depositadas en los lagos modernos, es decir, si reflejan el volumen de las aguas formadas por los hielos derretidos que llenaron periódicamente el lago, entonces estas laminaciones nos indican la temperatura promedio de cada verano a lo largo de aproximadamente 1 800 años, hace más o menos 680 millones de años.

Para poder estudiar este archivo de temperaturas se extrajo en 1982 del sur de Australia un cilindro de 10 metros de largo. Se compararon los grosores y la distribución de las capas de elatina con los del registro de manchas solares. Lo sorprendente es que ambos registros presentan periodos de alrededor de 11 y cien años. Adicionalmente, el registro de elatina presenta una periodicidad de 22 años, que es la misma que la del ciclo magnético del Sol. Esas similitudes con los ciclos de variación de la actividad solar nos indican que pudo haber una conexión directa entre la variabilidad climática y la actividad del Sol. En otras palabras, podemos pensar que un incremento en la actividad solar causó un incremento en la temperatura terrestre, que a su vez provocó una mayor precipitación pluvial anual y, por tanto, una mayor cantidad de materia depositada en los antiguos lagos.

Estos resultados nos llevan a preguntarnos cómo pudo el Sol afectar tan directamente el clima de la Tierra en esas épocas remotas, cuando hoy es más difícil encontrar los rastros del ciclo de actividad solar en nuestros patrones climáticos. Una posible explicación tiene que ver con el campo magnético terrestre que, como ya mencionamos, sirve como un escudo que protege al planeta de la entrada de partículas solares y rayos cósmicos. También vimos que la intensidad de ese campo varía, y precisamente hace más o menos 700 millones de años, su intensidad era 10% menor que la actual, de modo que ese campo de menor intensidad permitió a las partículas penetrar en la atmósfera a niveles mucho más profundos que los actuales, pudiendo provocar que la influencia del ciclo

solar en el clima fuera mucho mayor de lo que es hoy. Otra posible explicación se relaciona con la composición atmosférica de esa época remota. Los estudios realizados sobre la atmósfera primitiva de la Tierra indican que antes de que la vida vegetal empezara a liberar oxígeno como uno de los productos de la fotosíntesis, el contenido de ese elemento en la atmósfera era una pequeña fracción del actual. Ese contenido menor permitió a la radiación UV solar penetrar más profundamente dentro de la atmósfera, antes de ser absorbida por el poco oxígeno presente, el cual, al convertirse en ozono, formó un estrato a una altura menor a la que se encuentra hoy en día.

La capa de ozono es directamente controlada por la actividad solar y, al estar a una altura menor, su interacción con la troposfera debió de ser mayor, afectando los patrones climáticos más fuertemente que en la actualidad.

EL SOL Y SUS EFECTOS SOBRE LA TECNOLOGÍA

En el pasado, sólo la radiación solar era obvia para los seres humanos, así que otros tipos de emisiones del Sol pasaron desapercibidos. Conforme la tecnología se desarrolló utilizando corrientes, conductores y ondas electromagnéticas, diversos efectos solares se volvieron evidentes. Los primeros sistemas telegráficos utilizados en el siglo XIX eran afectados por corrientes que parecían generarse espontáneamente. Fue hasta la Segunda Guerra Mundial, periodo en el cual las radiocomunicaciones se empezaron a usar muy intensamente, cuando las perturbaciones solares se reconocieron como un problema serio. Desde entonces, nuestra dependencia de la tecnología electrónica ha crecido enormemente y, asimismo, el potencial dañino del Sol. El colapso masivo del sistema hidroeléctrico de Quebec en 1989, debido a la actividad solar, dio por resultado la pérdida temporal de 9 450 megawatts de potencia eléctrica y marcó el momento en que no sólo la comunidad científica, sino el público en general se preocuparon por la actividad solar. Algunos de los efectos que actualmente representan un problema son los que enseguida se describen:

- *Corrientes inducidas geomagnéticamente*: como ya vimos, durante una tormenta magnética las corrientes que fluyen en la región ionizada de nuestra

atmósfera, la ionosfera, cambian rápidamente produciendo su propio campo magnético, el cual se combina con el terrestre. A nivel del piso, también hay un cambio en el campo magnético que a su vez induce corrientes eléctricas en cualquier conductor que esté presente. Éstas se llaman corrientes geomagnéticamente inducidas, que con frecuencia fluyen por el suelo sin que lo notemos. Cuando hay un buen conductor, tal como los gaseoductos, oleoductos o líneas de transmisión eléctrica, las corrientes viajan por sus paredes. Los voltajes generados producen diferencias de potencial del orden de 10 volts en un kilómetro; en un oleoducto de, por ejemplo, mil kilómetros de longitud se genera una enorme diferencia de potencial: 10 000 volts.

Las corrientes eléctricas inducidas son más peligrosas a altas latitudes debido a que allí la variación del campo geomagnético es mayor que en bajas latitudes. El peligro aumenta también en áreas que están sobre grandes depósitos de roca ígnea; debido a que las rocas ígneas tienen una baja conductividad, las corrientes inducidas viajan a través de los conductores hechos por el ser humano. En los conductos eléctricos, las corrientes inducidas causan corrosión y mal funcionamiento de los medidores de flujo. Aunque las compañías eléctricas y petroleras se han ocupado de este problema y diseñan mecanismos de protección, al construir más y mayores sistemas de poder, la vulnerabilidad se incrementa.

- *Comunicaciones*: los satélites artificiales son ubicados en órbitas que se encuentran fuera de la mayor porción de la atmósfera terrestre, de modo que hay poca fricción sobre ellos. Los satélites de comunicaciones están a casi seis radios terrestres (un radio terrestre equivale a 6 378 km), pero hay satélites que orbitan más bajo. Durante épocas de alta actividad solar se incrementa la radiación UV y la precipitación de partículas energéticas a la atmósfera terrestre; esto calienta la atmósfera y causa que se expanda. Los satélites de órbitas más bajas se encuentran entonces sumergidos en una atmósfera más densa, lo cual incrementa el arrastre de ésta sobre ellos, altera sus órbitas y causa que algunos se precipiten a tierra antes de lo planeado.

Por otro lado, los satélites en órbitas altas están sujetos al bombardeo del viento solar; normalmente se encuentran bien protegidos dentro de la magnetosfera, pero si hay un evento particularmente intenso, por ejemplo

una EMC muy energética, la magnetosfera se comprime y el satélite queda fuera de su cobijo, entonces el impacto de las partículas energéticas y del viento solar corroen al satélite y pueden producir un exceso de carga eléctrica; las descargas eléctricas que de esto resultan causan daño a las componentes satelitales.

Las radiotelecomunicaciones que se realizan a través de la ionosfera se ven también afectadas al aumentar la densidad electrónica (véase la sección “La atmósfera neutra” en el capítulo 5) debido a la ionización adicional producida por la llegada de radiación en UV y rayos X, así como de partículas energéticas provenientes de EMC, fulguraciones solares o rayos cósmicos.

- *Los vuelos tripulados:* se realizan en órbitas bajas, por lo que los astronautas están protegidos por la magnetosfera, incluso por la propia nave si se encuentran adentro de ella. Pero si salen, están en peligro, pues algunas partículas energéticas que pueden penetrar la magnetosfera los impactarán. Las misiones tripuladas que salieran, por ejemplo, a la Luna o a Marte, tendrían sin duda que enfrentarse a las partículas energéticas solares. Un viaje a Marte puede tomar dos o tres años y el problema de la exposición se vuelve muy agudo. Si se piensa en una estación espacial, los astronautas que la construyeran tendrían que estar afuera de las naves por largos periodos de tiempo y también estarían expuestos.

Los vuelos de las líneas aéreas a latitudes altas reciben altas dosis de partículas energéticas, pues el apantallamiento magnético es más débil en los polos. Aunque los daños a la salud aún no se han evaluado, algunos expertos recomiendan que las mujeres embarazadas no vuelen por estas rutas durante épocas de alta actividad solar.

BREVE INTRODUCCIÓN A LA HELIOGEOBIOLOGÍA

Desde finales del siglo XIX, y en especial desde la segunda década del siglo XX, se comenzó a prestar particular atención a las posibles influencias del medio cósmico sobre la biosfera terrestre por parte de unos cuantos científicos.

Esta aproximación pionera tuvo lugar en Rusia, donde algunos científicos encontraron nexos entre los fenómenos del cosmos cercano y el mantenimiento

de la vida en nuestro planeta. Fueron ellos los que introdujeron conceptos tales como biosfera, cambios globales, tiempo cósmico y otros de gran actualidad.

Sus estudios abarcaron el comportamiento pandémico de las enfermedades en toda la población de Europa, en relación con la actividad solar. La generalidad de los reportes presentados mostraba que tanto las variaciones periódicas como las esporádicas y súbitas de la mencionada actividad, traían aparejado un sensible incremento en el número de personas que sufrían infartos y complicaciones cardiovasculares.

Se reportaba que muchas epidemias surgían y desaparecían de manera simultánea en lugares geográficamente distantes en función de un fuerte sincronismo con la actividad solar. Sin embargo, los estudios eran regionales y con pocos casos y/o considerando periodos temporales cortos.

En los últimos años se han publicado estudios muy serios que indican una posible relación entre enfermedades cardiacas y mentales y la actividad solar.

Efectos de los campos electromagnéticos naturales en los seres vivos

Muchos fenómenos naturales producen radiación electromagnética y es pertinente entonces preguntarse cómo afecta esta radiación a los seres vivos.

Dado que el tema es muy complejo, para estudiarlo hay que hacer una serie de simplificaciones. Como un ejemplo de esta clase de estudios, consideremos que una célula genera una corriente eléctrica propia; un campo magnético externo la afectará si a su vez este campo es capaz de generar en la célula corrientes del mismo orden de magnitud que las propias de la célula.

Los estudios teóricos concluyen que de los fenómenos naturales, tales como ondas en la magnetosfera y actividad eléctrica atmosférica, solamente los relámpagos podrían afectar a las células, pero sólo a las más grandes. Se ha propuesto que los rayos cósmicos son capaces de nuclear nubes, las cuales a su vez propician la existencia de relámpagos; entonces la actividad eléctrica de la atmósfera sería modulada por la actividad solar. Del mismo modo, la actividad eléctrica atmosférica puede interactuar con los seres vivos. Esto implica finalmente que la actividad solar podría afectarnos.

Algunos ejemplos de la interacción actividad solar-salud humana

Se han correlacionado fenómenos directamente vinculados con la actividad solar y algunas enfermedades humanas. Presentamos algunos resultados de estos trabajos.

En el Reino Unido se llevó a cabo un estudio sobre el número de pacientes con depresión que ingresaron a un hospital durante el periodo 1976-1986. Se utilizaron 1 042 casos de hombres y 2 407 de mujeres. Se observó que durante periodos de tormentas magnéticas el número de pacientes masculinos aumentó.

En un estudio realizado en Rusia en el periodo 1979-1981, se consideraron pacientes con derrame cerebral e infarto al miocardio. Se encontró que los días y horas en los cuales el número de estos pacientes era anormalmente alto, coincidían con los momentos en que el campo magnético interplanetario tenía un componente sur y que los días en los cuales el número de estos pacientes era anormalmente bajo, coincidían con días en que el campo magnético interplanetario tenía un componente norte. Hay que recordar que las tormentas magnéticas tienen como causa la existencia de un componente sur del campo magnético interplanetario.

En Estados Unidos se efectuó un estudio en 1979 y de 1986 a 1989, con 762 epilépticos y 1 553 pacientes que padecían mareos; los resultados mostraron que según aumenta la actividad geomagnética, la razón hombre/mujer de pacientes con mareo se incrementa; es decir, se eleva el número de mujeres con este problema; mientras que para epilepsia disminuye el número de mujeres con este trastorno.

En Moscú se realizó un estudio de 85 819 casos de infartos al miocardio en el periodo 1996-1999. Al considerar días con perturbaciones geomagnéticas y con decrementos Forbush (véase el capítulo 6), se observa que el número promedio de infartos cuando se presenta alguno de esos fenómenos es mayor respecto del número promedio de infartos cuando no se presentan y que el mayor impacto es el decremento Forbush.

Finalmente, un estudio realizado en México en el que se analizaron 129 917 casos de muertes por infarto al miocardio para el periodo 1992-1996 concluyó que hay una mayor razón de muertes durante épocas de alta actividad magnética, que la población más vulnerable por sexo es la masculina y por edad la de

más de 65 años. También demostró que en latitudes geomagnéticas medias la actividad solar afecta a ciertas patologías.

Campos electromagnéticos producidos por el hombre

Desde que en 1979 se sugirió que había relación entre la exposición a campos electromagnéticos de muy baja frecuencia (ELF, frecuencias $<1\ 000$ Hz) y la leucemia infantil, la cuestión del efecto de los campos producidos por el ser humano en la salud cobró auge.

En la tabla 7.2 aparece el resultado de un estudio que se realizó con el objetivo de medir los campos a los que están expuestas personas que llevaron a cabo diferentes actividades. La exposición residencial tiene que ver con las líneas eléctricas de distribución y transmisión (cables de luz externos al hogar), con el cableado dentro del hogar, con corrientes subterráneas debidas al agua que ingresa al hogar y con aparatos eléctricos. La primera columna se refiere al empleo; la segunda, al ambiente de trabajo; la tercera, al número de casos estudiados; la cuarta y la quinta, al campo magnético promedio y al rango del campo magnético de exposición respectivamente.

Se considera que, en el rango de cuatro a $1\ 000$ Hz, la densidad de corriente a la que puede estar expuesta una persona debe ser menor que 10^{-6} T. En la tabla vemos que los trabajadores de la industria eléctrica pueden llegar a estar expuestos a campos del orden de 10×10^{-6} T, por lo cual son los que están en mayor riesgo.

En el hogar también puede haber riesgo: una rasuradora eléctrica o una secadora de pelo son los aparatos que en el hogar pueden generar los campos más intensos, superiores a lo permitido; dado que se usan cerca de la cabeza, ¡tendrían que estar a una distancia de ¡cinco o más metros del cuerpo para evitar efectos nocivos!

Tabla 7.2. Exposición ocupacional y residencial
a campos magnéticos ELF

Tipo de trabajo	Ambiente	N	Promedio del campo magnético 10 ⁻² G	Rango
Electricistas	Fuente de poder industrial	1	10	
Trabajadores de líneas de alto voltaje	Líneas subterráneas	3	5.7	3.8-9.1
	Líneas elevadas	2	4.2	3.2-5.7
	Instalaciones caseras	14	0.11	0.004-1,2
Soldadores y cortadores	AC	4	4.1	2.4-9.0
	DC	4	0.65	0.4-1.6
Operadores de estaciones eléctricas	Estaciones de transmisiones	3	3.9	1.6-7.2
	Subestaciones de distribución	3	2.9	0.7-5.4
	Estaciones generadoras	12	0.6	0.01-12
	Cuartos de control	8	0.2	0.1-0.4
Ensambladores de electrónica	Soldadores microelectrónicos	2	2.4	1.4-4.3
Proyeccionistas	Arcos de xenón	7	1.4	0.1-4.5
Operadores de carretillas	Alimentados por batería	9	1.2	0.09-125
Ingenieros electrónicos y técnicos	Laboratorio láser	9	1.1	0.2-20
	Laboratorio de calibración	4	0.06	0.05-0.07
	Oficinas	1	0.02	0.007
Reparadores de radio y tv	Talleres	11	0.63	0.1-2.6
Operadores de radio	Despachadores	3	0.03	0.02-0.04
Electricistas	Todos	105	0.5	0-005-1.1
Residencial	Hogar	181	0.06	0.005-1.1

COMENTARIO FINAL

Aunque muchos científicos la aceptan, otros no concuerdan con la propuesta de que la actividad solar afecta al clima y a la biota, sobre todo a esta última, pues dicen que las correlaciones encontradas son sólo coincidencias, ya que no hay un mecanismo físico que explique con detalle estas interacciones. Recordemos que muchas de las correlaciones son muy sólidas estadísticamente y que ya hay propuestas de mecanismos físicos que parecen viables, si bien no son todavía muy completas.

Esta actitud nos recuerda la que prevalecía en el siglo XIX en relación con las tormentas magnéticas, que hoy en día son plenamente aceptadas como una de las interacciones del Sol con la Tierra. A fines del siglo XIX se propuso que las tormentas geomagnéticas eran debidas a “ondas magnéticas que emanaban del Sol”. Lord Kelvin calculó la energía necesaria y dijo en su discurso presidencial dirigido a la Royal Society de Londres en 1892:

Me opongo a la suposición de que las tormentas magnéticas terrestres son debidas a la acción magnética del Sol o a cualquier clase de acción dinámica que se lleve a cabo dentro del Sol o en conexión con huracanes [se refiere a las manchas solares] en su atmósfera o en alguna parte cercana del Sol.

Nos vemos forzados a concluir que la supuesta conexión entre las tormentas magnéticas y las manchas solares es irreal y que el aparente acuerdo entre ambos periodos es mera coincidencia.

¡Lord Kelvin no conocía la existencia del viento solar!

PROBLEMAS

1. Señala dos fenómenos que sean indicadores históricos de la actividad solar y dos que sean de largo plazo. Describe su comportamiento a lo largo del ciclo solar.
2. ¿Cómo cambia el flujo de rayos cósmicos con el ciclo solar?
3. ¿Qué relación tiene el flujo de rayos cósmicos con el C^{14} ?
4. ¿Cuál es el principal factor que modula la producción del C^{14} a escalas temporales de milenios? Explica cómo la modula.
5. Define qué es radiación solar.
6. ¿El valor de la radiación solar varía con el ciclo solar? ¿De qué orden es esta variación para los últimos ciclos?
7. Calcula el valor de la radiación solar en Marte.
8. Calcula la temperatura en la órbita marciana considerando un valor de albedo promedio de $A=0.2$
9. Comenta en media cuartilla sobre el tema de la actividad solar y el clima.
10. Comenta en media cuartilla sobre el tema de la actividad solar y la biota.

CAPÍTULO 8. PLANETOLOGÍA

INTRODUCCIÓN

Cuando un médico hace la historia clínica del paciente siempre plantea preguntas sobre las enfermedades que padeció algún familiar, su abuelito o su mamá, y aunque al principio esas preguntas no tienen que ver con el juanete que lo está matando, y por el cual va a consulta, un buen médico sabe que estamos ligados con nuestra familia, con su pasado y con toda la información genética que se ha mezclado durante generaciones.

De la misma manera, si queremos entender nuestro planeta, es necesario hacerle una buena “historia clínica” y saber qué pasó o qué está pasando con sus parientes, es decir, con los cuerpos del sistema solar. La Tierra comparte con los otros planetas y cuerpos pequeños un nacimiento y una historia y, en menor o mayor grado, todos interactúan (o interaccionaron). Una de las manifestaciones más evidentes de esta interacción son los cráteres de impacto.

La necesidad del ser humano por saber, entender y hacer preguntas debería ser razón suficiente para estudiar todos los objetos, sentimientos y eventos a nuestro alrededor, pero para quienes esta explicación no es convincente, debo decir que, desde mi punto de vista, estudiamos los planetas y satélites del sistema solar porque:

- a)* Nos proporcionan información sobre el entorno donde se formó la Tierra y en el cual se encuentra. Esto nos permite comprender cómo evolucionó y cuáles son los factores que permitieron que la Tierra sea el paraíso que ahora es y que tenemos que cuidar para no convertirlo en un planeta inhabitable.
- b)* Los recursos naturales terrestres no son infinitos y tarde o temprano será necesario movernos hacia otro lugar, o bien explotar los recursos naturales de otros planetas para cubrir nuestras necesidades.

- c) El craterismo de impacto proporciona información importante acerca de la edad, composición y estratificación de la corteza y pudo haber jugado un papel vital en la formación de la atmósfera terrestre secundaria y en la aparición de la vida sobre la Tierra.
- d) Estudiar la distribución de los asteroides cercanos a la Tierra y los cometas permite estar preparados para una posible colisión con ellos, pero también brinda información de si son una fuente viable de recursos minerales.
- e) Nos permite comparar estructuras físicas, edades y procesos entre los planetas. Esto es importante para identificar los factores que modifican las superficies planetarias, sus similitudes y diferencias, y las variables que podrían cambiar drásticamente las condiciones actuales para la vida en la Tierra.
- f) Nos proporciona un excelente laboratorio donde probar los modelos construidos para explicar fenómenos terrestres (teoría del dínamo, tectónica de placas, etcétera).

El objetivo de este capítulo es describir de manera general cómo se piensa que se formó el sistema solar, qué son los cometas y los asteroides, cuáles son los procesos que ocurren en las superficies planetarias y, ¿por qué no?, dejar al lector con las dudas suficientes como para despertar su necesidad de saber más sobre su propio planeta y sus fascinantes vecinos.

ORIGEN Y CLASIFICACIÓN DE LOS CUERPOS DEL SISTEMA SOLAR

Teorías sobre el origen del sistema solar

Con el descubrimiento de la agricultura hace aproximadamente 10 000 años, el ser humano dejó sus costumbres nómadas y se instaló en lugares fijos. El desarrollo de la agricultura implicó que el ser humano ya había alcanzado un cierto conocimiento de los tiempos idóneos para sembrar y recolectar, y un conocimiento de los movimientos de los cuerpos celestes. Fue entonces cuando aparecieron las primeras explicaciones de los fenómenos naturales ligados a mitos o a dioses.

En este punto, el “universo” sólo eran la Tierra, la Luna, el Sol, las estrellas fijas y algunos planetas. Los filósofos griegos fueron los primeros en desligar de la religión la explicación de los fenómenos naturales y en crear nuevos conceptos basados en la observación.

Al término de la Edad Media renació el interés por entender los fenómenos naturales; en particular, científicos como Kepler, Galileo y Newton ayudaron a ver las cosas de una manera diferente: los fenómenos pueden ser estudiados mediante la observación y la experimentación y pueden ser modelados mediante ecuaciones matemáticas.

Es dentro de esta nueva ideología que, a mediados del siglo xvii, surgen las primeras explicaciones del origen del sistema solar. Por su contenido, las diferentes teorías se agrupan en tres clases: teorías de marea, teorías de acreción y teorías nebulares.

Teorías de marea

Las teorías de marea fueron expuestas por Buffon en 1778 y por Chamberlin y Moulton en 1905; en esencia, sostienen que el sistema solar se formó por el choque o encuentro de cuerpos con el Sol: un cometa, según Buffon, o una estrella, según Chamberlin y Moulton. En esta última teoría, los autores propusieron que en algún momento una estrella pasó lo suficientemente cerca del Sol y atrajo hacia ella grandes cantidades de material en forma de filamentos de los cuales se formarían los planetas. En este esquema existe un par de inconvenientes; el primero es que se ha mostrado la imposibilidad de que una estrella pase lo suficientemente cerca del Sol como para arrancarle el material necesario para la formación de los planetas y que al mismo tiempo les dé el gran momento angular observado; la segunda es que el material así arrancado del Sol sería gas caliente que se difundiría en el espacio.

Teorías de acrecentamiento

Las teorías de acrecentamiento proponen que el Sol capturó material del medio interestelar y a partir de él se formaron los planetas. El problema principal con esta propuesta es que el Sol y la nebulosa pueden tener composiciones muy diferentes.

Teorías nebulares

La teoría nebular, propuesta por Descartes en 1644 y formalizada posteriormente por Kant (1755) y Laplace (1796), sostiene que el Sol y los planetas se formaron a partir de una nebulosa. Por alguna razón, dicha nebulosa empezó a girar y a contraerse gravitacionalmente hasta que en el centro se formó una estrella y alrededor de ella una serie de anillos concéntricos de los cuales surgirían los planetas. Esta teoría fue aceptada hasta el siglo XIX cuando Maxwell demostró que era muy poco probable que los anillos formaran planetas, pues su masa no era suficiente para que los granos de polvo se agruparan gravitacionalmente. De manera adicional está el hecho observacional de que el Sol rota una vez cada 27 días, mientras que, de acuerdo con la teoría de Laplace, debería rotar dos veces por día; a esto se le conoce como el problema del momento angular.

Teoría actual

Cualquier teoría sobre el origen del sistema solar debe poder explicar un conjunto de hechos observacionales, a saber:

1. La edad más antigua registrada en el sistema solar es de 4 500 millones de años.
2. Los planetas se mueven alrededor del Sol en la misma dirección en la que éste rota y casi en el plano ecuatorial solar.
3. El Sol tiene 99.9% de la masa del sistema solar, pero los planetas tienen 99.7% del momento angular del sistema.
4. Los planetas interiores están compuestos de silicio y metales, son más densos y de dimensiones menores que los planetas exteriores. Los planetas exteriores tienen una composición de tipo solar y sus satélites presentan densidades bajas similares a las del agua y otros volátiles.
5. Los asteroides se localizan principalmente entre las órbitas de Marte y Júpiter. Tienen una composición intermedia entre los planetas interiores y los planetas exteriores.

6. Las meteoritas primitivas están compuestas por materiales formados a cientos de grados Kelvin y su composición presenta abundancias solares (no considerando el H y el He).
7. Los cometas están formados principalmente por hielo de agua, cantidades apreciables de gases atrapados o congelados (CO_2 y N), silicatos y compuestos de carbono.
8. Hay variación de cocientes isotópicos con la distancia al Sol.
9. Existe presencia de compuestos volátiles, como el agua, en el sistema solar interior.
10. Venus, Urano y Plutón tienen rotación retrógrada.
11. Todos los planetas gigantes tienen sistemas de satélites orbitando en sus planos ecuatoriales.
12. Júpiter, Saturno y Neptuno tienen uno o más satélites irregulares, es decir, satélites con rotación retrógrada o con órbitas muy excéntricas.
13. Todos los planetas gigantes tienen núcleos de hielo y roca del tamaño de 10 a 15 Tierras. Todos tienen atmósferas ricas en H y He y todos, excepto Urano, radian cantidades apreciables de calor de sus interiores.

Las ideas actuales sobre la formación del sistema solar recuperan parte de la propuesta de Laplace y toman en cuenta el descubrimiento de anillos proto-planetarios alrededor de estrellas en formación, así como el hallazgo de planetas trasladándose alrededor de otras estrellas. A la fecha se han detectado discos de gas y polvo alrededor de estrellas jóvenes, lo que parece ser la confirmación observacional de que el Sol y sus planetas pudieron haberse formado a partir de una nube parecida; más aun, la región más interna del disco que se encuentra alrededor de la estrella Beta Pictoris (véase la figura 8.1) presenta una deformación, probablemente asociada con la perturbación gravitacional de un objeto en esa región del disco y que bien podría ser un planeta. En 1995 Didier Queloz y Michel Mayor anunciaron el descubrimiento de un planeta alrededor de la estrella 51 Pegaso; después de este anuncio se han descubierto hasta la fecha centenas de estrellas con uno o más planetas girando alrededor. Debido al método empleado para descubrir estos planetas (variación periódica en la velocidad radial de la estrella), sólo es posible detectar planetas cuya masa es comparable a la masa de Júpiter. Pero lo verdaderamente interesante de esto es que la distancia entre estos

planetas y su estrella es, en la mayoría de los casos, menor a 5 UA. Esto contradice nuestra imagen de sistema solar, donde supuestamente los planetas “grandes” se formaron lejos de la estrella central.

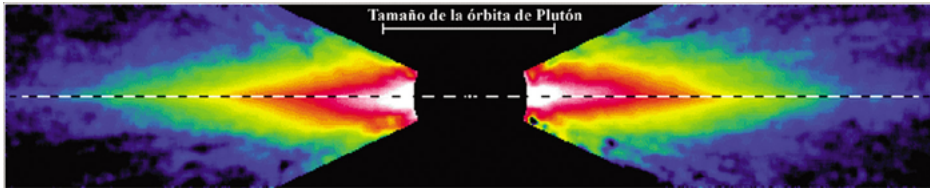


Figura 8.1. Imagen tomada por el telescopio espacial Hubble del disco de gas y polvo que rodea a la estrella Beta Pictoris. En la imagen se muestra el tamaño de la órbita de Plutón como longitud de comparación.

La teoría más aceptada a la fecha propone que los planetas y el Sol se formaron de una nube de gas y polvo. Dicha nube fue perturbada por una supernova o una Wolf-Rayet produciendo concentraciones de materia tales que se llegó a un punto en que la nube se empezó a colapsar por autogravedad. Por conservación de momento angular, la nube rotó cada vez más rápido conforme el material se aplanaba y movía alrededor de una concentración central a partir de la cual se originaría el Sol.

El Sol pasó por varios estados evolutivos: durante los primeros 5 000 años la región central de la nube se colapsó hasta adquirir un radio de 10 UA. Cuando alcanzó un radio de 6 UA se iniciaron movimientos convectivos en su interior y la región central adquirió una luminosidad de cien a mil veces la actual. Aproximadamente un millón de años después se llevaron acabo las primeras reacciones nucleares que dieron origen a una estrella; en esta etapa el Sol pasó por lo que se conoce como fase T-Tauri, la cual dura alrededor de 3×10^6 años y se caracteriza porque la estrella presenta una rotación y flujos de luz UV muy grandes, así como vientos estelares intensos. De hecho, son estos vientos estelares los posibles causantes de la pérdida de gran parte del momento angular del Sol.

Los planetas no se formaron por simple fragmentación de la nube y acumulación de material tal como lo proponía Laplace, sino más bien a partir de muchos cuerpos más pequeños, los planetésimos, formados del material del disco en aproximadamente 10^4 años y cuyos tamaños eran del orden de 10 kilómetros. Estos planetésimos se fueron acumulando mediante choques inelásticos hasta

formar a los planetas. Algunas características de los planetas se pueden explicar a partir del hecho de que se formaron durante los primeros cien millones de años; en particular, era necesario que el núcleo rocoso de Júpiter tuviera una masa de aproximadamente 10 masas terrestres para poder producir un colapso gravitacional acelerado. Para formar un núcleo con estas características, fue indispensable un aumento de densidad a 5 UA. Este aumento pudo darse por la condensación del hielo y por un posible aporte de material proveniente de regiones más cercanas al Sol. Así las cosas, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno se formaron cerca de la línea de nieve (línea imaginaria a una distancia de 5 UA alrededor del Sol a partir de la cual el vapor de agua en la nube de gas y polvo se condensó) de donde después Júpiter envió a los otros tres a su posición actual y él mismo se movió un poco más cerca del Sol. Mercurio, Venus, Tierra y Marte se formaron a partir de la acumulación de embriones planetarios, aunque existe la propuesta de que primero se formaron dos cuerpos mucho mayores que posteriormente se partieron para dar lugar, uno a Mercurio y Venus, y otro a la Tierra y Marte. El escenario anterior explica las diferencias entre los planetas; además, la formación de los planetas por planetésimos encaja muy bien con la evidencia observacional de que al inicio de la historia del sistema solar, los choques entre cuerpos eran comunes (véase el tema de craterismo).

Al parecer, la formación de los planetas gigantes requirió de mucho material, tanto que en las regiones comprendidas entre el Sol y 5 UA y de 30 UA hacia fuera los cuerpos que se formaron tienen masas muy por debajo de la masa de Júpiter.

Clasificación de los cuerpos del sistema solar

El sistema solar se compone de una estrella central, ocho planetas, satélites naturales y un gran número de asteroides y cometas. En este apartado veremos su clasificación y algunas de sus características más sobresalientes.

Planetas

Existen varias formas de clasificar a los planetas: por su composición, por su tamaño, por su posición con respecto al Sol, por su posición con respecto a la Tierra y por su historia. En este capítulo vamos a utilizar las dos más comunes:

por su composición y por su posición respecto al Sol.

Por su composición, los planetas se clasifican en terrestres o rocosos y en jovianos o gaseosos. Los planetas terrestres se caracterizan por estar compuestos de roca y metal y tener densidades relativas altas, periodos de rotación lentos, superficies sólidas, carecer de anillos y tener pocos satélites. En esta clasificación entran Mercurio, Venus, Tierra y Marte. Los planetas jovianos tienen principalmente hidrógeno y helio, densidades bajas, periodos de rotación rápidos, anillos y muchos satélites.

Por su posición con respecto al Sol, los planetas se dividen en interiores (Mercurio, Venus, Tierra y Marte) y exteriores (Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno).

La tabla 8.1 muestra sus principales parámetros físicos; aquí es necesario destacar que los planetas, a excepción de Mercurio, se trasladan alrededor del Sol prácticamente sobre el plano de la eclíptica (plano que contiene la órbita terrestre), moviéndose en trayectorias poco excéntricas.

De los ocho planetas que forman nuestro sistema estelar, sólo seis eran conocidos antes del 13 de marzo de 1781. En esa fecha William Herschel descubrió un curioso objeto nebuloso al que tomó como cometa y que más tarde se daría cuenta de que era en realidad un nuevo planeta. Para nombrarlo se hicieron varias propuestas; ganó la de Johan Elert Bode: Urano, nombre con el cual lo conocemos. Para 1820 ya se habían hecho varios intentos por calcular una órbita para Urano, pero no había sido posible ajustarle alguna, pues ninguna de las calculadas era capaz de describir todos los datos observacionales. Lo anterior llevó al reverendo Thomas John Hussey a sugerir la probable existencia de un planeta desconocido que perturbaba el movimiento de traslación de Urano.

Entre 1843 y 1846 John Couch Adams, en Inglaterra, y Urbain Jean Joseph Leverrier, en Francia, dedujeron de forma independiente la existencia de un planeta con base en las perturbaciones observadas en la órbita de Urano. Debido a la negligencia del astrónomo real inglés, la gloria del hallazgo se le escapó y quien descubrió observacionalmente al nuevo astro fue Johann Gottfried Galle por instrucciones de Leverrier, cuyos cálculos de la posición del planeta habían fallado sólo en 52”.

A pesar de las correcciones hechas debido a las perturbaciones gravitacionales de Neptuno, las posiciones predichas para Urano seguían desviándose. Este hecho sugirió la existencia de un planeta más allá de Neptuno. De existir tal

planeta, éste debería encontrarse lo suficientemente lejos o, equivalentemente, moverse tan lento como para hacer casi imposible su detección por observación directa. Percival Lowell se dio cuenta de esto e inició su búsqueda de la única forma posible: comparando placas fotográficas tomadas en diferentes temporadas. Desafortunadamente murió antes de concluir esta labor titánica, pero su trabajo lo continuó Clyde Tombaugh, quien utilizando las placas fotográficas del Observatorio Lowell descubrió Plutón en febrero de 1930.

En 1971 en el Observatorio Naval de Estados Unidos y en 1982 en el Observatorio Nacional de Brasil, se reanalizaron los movimientos de Urano y Neptuno haciendo uso de las mediciones más precisas disponibles; el resultado es que aún tienen perturbaciones. El análisis de los movimientos de las naves *Pionero* y *Viajero* han revelado que en realidad no existe ninguna atracción anómala; por tanto, el o los objetos perturbadores de las órbitas de Urano y Neptuno deben estar muy lejos y ser de poca masa.

El 24 de agosto de 2006 la Unión Astronómica Internacional, reunida en su asamblea general número 26, emitió seis resoluciones. En la resolución 5 enunciaba la definición de lo que debía entenderse por “planeta”, “planeta enano” y “cuerpos pequeños del sistema solar”. La resolución 6, consecuencia de la 5, le da a Plutón la categoría de “planeta enano” y el prototipo de una nueva clase de objetos transneptunianos. La definición de planeta quedó entonces como aquel cuerpo del sistema solar que: *a)* órbita alrededor del Sol, *b)* tiene una masa suficiente como para que el material que lo compone alcance un equilibrio hidrostático global dándole un aspecto redondeado y *c)* ha limpiado la vecindad alrededor de su órbita, es decir que debe tener la suficiente masa como para que influya gravitacionalmente en cuerpos más pequeños que se muevan en la vecindad de su órbita, ya sea atrayéndolos o cambiando sus parámetros orbitales para alejarlos de su vecindad. Las dos primeras características son claras y hasta obvias, pero la tercera tiene imprecisiones. Por otro lado, los científicos relacionados con las ciencias de la Tierra consideran la nueva definición poco adecuada por ignorar aspectos importantes de la estructura e historia geológica de los cuerpos del sistema solar, motivo por el cual la nueva definición amerita ser revisada.

Asteroides

En 1776, Johan Daniel Titius tradujo al alemán la obra *Contemplation de la Nature* de Charles Bonnet. En este libro, Titius se tomó la libertad de agregar una nota donde describe una progresión numérica que da por resultado la distancia media de los planetas al Sol. Se conoce como ley de Titius-Bode, pues fue Johann Elert Bode quien la popularizó. Dicha ley establece que la distancia del Sol a los planetas, en unidades astronómicas, puede encontrarse por medio de la expresión:

$$\text{Distancia (UA)} = 0.4 + (0.3 \times N) \quad \text{con } N = 0, 1, 2, 4, 8, \dots$$

En la tabla 8.2 se compara la distancia medida del Sol a los planetas con la distancia obtenida con la ley de Titius-Bode.

Como ya se mencionó, a mediados del siglo XVIII no se conocía la existencia de Urano, Neptuno y Plutón, por lo cual los últimos tres renglones de la tabla 8.2 no aparecían en esa época, pero había otra cosa que tampoco hubiera aparecido: Ceres en el quinto renglón de la tabla, que correspondería a un objeto que debería estar a 2.8 unidades astronómicas. El descubrimiento de Urano y el hecho de que su distancia se ajustaba a la ley de Titius-Bode, llamó la atención de los astrónomos de la época sobre el escurridizo objeto a 2.8 UA y se organizó una búsqueda para encontrarlo. El 1 de enero de 1801 Guiseppe Piazzi descubrió por casualidad un objeto a esa distancia al que bautizó con el nombre de Ceres. La búsqueda parecía finalizada, pero en marzo de 1802 Wilhelm Olbers descubrió otro objeto más o menos a la misma distancia y lo bautizó como Pallas. Este hallazgo abrió la posibilidad de la existencia no de uno, sino de muchos cuerpos alrededor de las 2.8 UA.

Efectivamente, los descubrimientos siguieron y Karl Harding descubrió Juno en 1804; Olbers, Vesta en 1807 y Karl Hencke, Astraea en 1845. Los descubrimientos aumentaron con ayuda de técnicas observacionales cada vez mejores. A los cuerpos descubiertos se les dio el nombre de asteroides. Actualmente es posible registrar de 200 a 300 asteroides en una sola placa fotográfica.

La gran mayoría de los asteroides ocupa órbitas heliocéntricas comprendidas entre 2.2 y 4 UA (entre las órbitas de Marte y Júpiter), por lo que a esta región se le conoce como cinturón principal de asteroides. Sin embargo, en 1898 Gustav

Witt descubrió un asteroide cuyo movimiento era excepcionalmente rápido y pasaba la mayor parte del tiempo dentro de la órbita de Marte. Hasta ese momento, los asteroides habían recibido nombres de mujeres; a éste se le denominó Eros para remarcar la diferencia. Después de este descubrimiento se hallaron más asteroides con órbitas anómalas: o estaban más cerca del Sol que Marte o más allá de Júpiter.

La primera ley de Kepler menciona que los planetas se trasladan alrededor del Sol en órbitas elípticas y que el Sol ocupa uno de los focos. En este contexto, es claro que la distancia del Sol a los cuerpos planetarios no es constante sino que cambia con el tiempo; en particular, la distancia más corta entre el Sol y algún cuerpo del sistema solar se conoce como perihelio, mientras que la mayor distancia posible entre nuestra estrella y alguno de sus compañeros se llama afelio. Los asteroides cuyas órbitas se encuentran más cerca del Sol que 1.5 UA se clasifican, de acuerdo con sus órbitas, en asteroides Amor (con perihelios entre 1.017 y 1.3 UA), Apolo (con una distancia promedio al Sol menor a 1.017 UA) y Atón (distancia promedio al Sol menor a una unidad astronómica y afelios mayores a 0.938 UA). Los asteroides Amor, Apolo y Atón se conocen colectivamente como Apolo o asteroides cercanos a la Tierra. En el 2013 se creó una nueva clasificación donde aparece en un nuevo grupo, además de los ya mencionados: los asteroides tipo Atira cuyas órbitas están contenidas (en proyección) dentro de la órbita de la Tierra.

En 1772 Joseph Louis Lagrange resolvió el siguiente problema: si consideramos dos cuerpos, uno en traslación alrededor de otro, ¿existirá algún punto en el espacio donde las fuerzas gravitacional y centrípeta sobre un tercer cuerpo se anulen? La respuesta fue afirmativa; de hecho, no sólo existe un punto sino cinco: tres situados en la línea que une las dos masas mayores y que son puntos de equilibrio inestable, y dos ubicados sobre la órbita del cuerpo en traslación, uno “adelante” y otro “atrás”, en los cuales el equilibrio es estable. Si en un momento dado pudiéramos trazar líneas que unieran los puntos donde se encuentran las masas mayores con alguno de los dos puntos de Lagrange estables se formaría un triángulo equilátero.

El descubrimiento de Lagrange no pasó de ser un hecho curioso, pero en 1906 Max Wolf descubrió Aquiles, el cual viaja casi en la misma órbita de Júpiter en uno de los puntos de Lagrange estables. Posteriormente se encontró todo un grupo de

asteroides cuya órbita es parecida a la de Júpiter, localizados en alguno de los dos puntos de Lagrange estables. Como Aquiles fue el primero en ser descubierto y éste es un personaje de la *Iliada*, a estos asteroides se les conoce como troyanos.

Tabla 8.1. Algunos parámetros físicos de los planetas del sistema solar

<i>Planeta</i>	<i>Momento magnético dipolar relativo al terrestre</i>	<i>Presión superficial atmosférica (bars)</i>	<i>Radio medio (km)</i>	<i>Masa $\times 10^{23}$ (kg)</i>	<i>Densidad (g/cm^3)</i>	<i>Periodo de rotación sideral (h)</i>	
Mercurio	3.8×10^{-4}	$\approx 10^{-14}$	2440	3.302	5.427	1407.509	
Venus	$< 5 \times 10^{-5}$	80	6051.84	48.685	5.204	-5832.444	
Tierra	1^b	1	6371.01	59.736	5.515	23.93419	
Marte	$< 2 \times 10^{-4}$	5×10^{-3}	3389.92	6.4185	3.9335	24.622962	
Júpiter	1.9×10^4	0.3^a	69911	18986	1.326	9.92425	
Saturno	6.0×10^2	0.5^a	58232	5684.6	0.6873	10.65622	
Urano	4.9×10^1	0.3^a	25362	868.32	1.318	-17.24	
Neptuno	2.5×10^1	0.3^a	24624	1024.3	1.638	16.11	
Plutón ^c	$< 7 \times 10^{-4}$	1.6×10^{-4}	1151	0.1314	2.	-153.28	

^a tope de las nubes; ^b momento del dipolo magnético terrestre = $7.9 \times 10^{15} \text{ Tm}^3$; ^c planeta enano.

Tabla 8.2. Distancia del Sol a los planetas según la ley de Titius-Bode (la tercera columna indica su distancia según datos actuales)

<i>Planeta</i>	<i>Ley de Titius-Bode (UA)</i>	<i>Distancia al Sol (UA)</i>
Mercurio	0.4	0.39
Venus	0.7	0.72
Tierra	1.0	1.00
Marte	1.6	1.52
Ceres	2.8	2.77
Júpiter	5.2	5.20
Saturno	10.0	9.54
Urano	19.6	19.18
Neptuno	38.8	30.11
Plutón	77.2	39.39

Los histogramas de número de asteroides, en función de sus distancias promedio al Sol, muestran una distribución que presenta los llamados huecos de Kirkwood, éstos que indican regiones donde estarían asteroides cuyos periodos de revolución serían conmensurables con el periodo de revolución de Júpiter (≈ 12 años). Se dice que dos órbitas son conmensurables si el cociente de sus periodos de revolución puede ser representado por un cociente cuyo numerador y denominador sean números enteros pequeños. Físicamente, esto significa que la máxima atracción gravitacional entre ellos se lleva a cabo periódicamente. Después de mucho tiempo, estas perturbaciones gravitacionales periódicas cambian los parámetros orbitales de los asteroides dejando los vacíos. Los huecos más notorios están en las conmensurabilidades 1:3 (periodos de cuatro años) y 2:5 (4.8 años). El borde exterior del cinturón de asteroides se encuentra en la conmensurabilidad 1:2 (seis años).

Tres de los elementos característicos de las órbitas asteroidales son el semieje, la inclinación y la excentricidad. Si se grafican estos elementos, se observa que los asteroides forman grupos conocidos como familias de Hirayama (figura 8.2). Se piensa que cada familia pudo haber sido un cuerpo de dimensiones mayores que

se fragmentó; en tal caso, el estudio de cada familia nos daría información sobre el cuerpo original: composición, diferenciación, etc. Entre las familias de Hirayama más notorias están las familias de Koronis, Eos, Themis y Flora (nombradas por sus asteroides más sobresalientes). Otras agrupaciones, como los grupos de Hungaria y Phocaea, no son familias reales sino grupos de asteroides separados del cinturón principal por “resonancias seculares”, es decir, por la acción gravitacional periódica con otros cuerpos a lo largo de miles de millones de años.

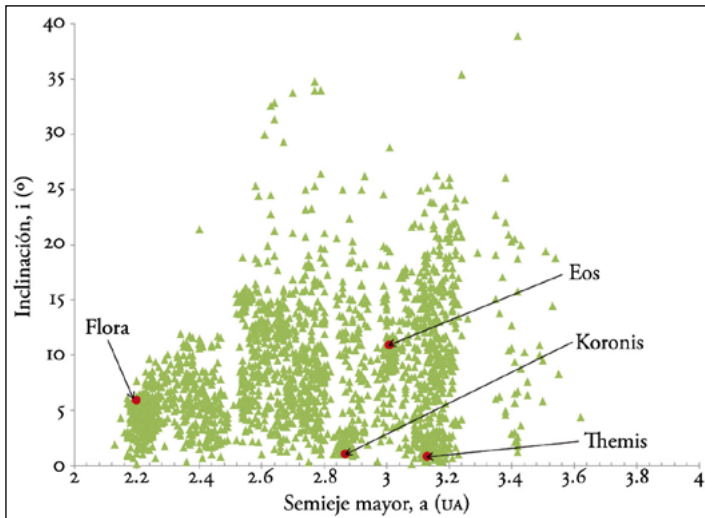


Figura 8.2. En esta gráfica se observa la distribución de 2 000 asteroides de acuerdo con el semieje mayor de su órbita y su inclinación respecto de la eclíptica. En ella se muestran algunas de las familias más importantes cuyos representantes están señalados con flechas (datos tomados de <http://www.minorplanetcenter.net/>).

Los asteroides se clasifican por su color, de acuerdo con su posición en diagramas U-B *vs.* B-V. Dependiendo de la región que ocupan en este diagrama, los asteroides se dividen en tipos C, S, E, M, R y U. Los asteroides tipo C tienen colores relativos azules y espectros planos sin características, similares a los espectros de las condritas carbonáceas. Los de tipo S presentan un color rojizo y sus espectros son similares a los meteoritos pétreo-metálicos. Estos dos tipos incluyen a la gran mayoría de los asteroides aunque existen otras clases más pequeñas: tipo M (por metálico), tipo R (por rojos), tipo E (por Enstatita) y tipo U (por *unclassified* –no clasificados–).

Aproximadamente 75% de los asteroides son de tipo C, 15 % de tipo S y el resto pertenece a otros tipos. La distribución de estos asteroides sigue la distribución de los planetas del sistema solar, es decir, los asteroides tipo S (material más refractario) se concentran en el borde interno del anillo, mientras que su población disminuye con la distancia, esto es justo el inverso de lo que pasa con los asteroides tipo C (material más volátil) que se concentran hacia el borde externo del cinturón principal. Esta distribución es un argumento en contra de que los asteroides son los fragmentos de un cuerpo más grande, pues este proceso hubiera producido una mezcla de todos los tipos y no una transición gradual de S a C aunque existen algunos argumentos que podrían explicarla.

Durante mucho tiempo se pensó que los asteroides eran rocas sólidas que no presentaban regolito en sus superficies, debido a su baja atracción gravitacional (el regolito es “el suelo” de varios planetas –excepto la Tierra– y asteroides). Hace 20 años, Don Davis y Clark Chapman propusieron un modelo en el cual los asteroides grandes sólo eran agregados de material o incluso simples montones de escombros. Las observaciones de asteroides como Eros, Matilde, Gaspra, Ida, Vesta, Castalia, Toutatis y otros más muestran que esto puede ser verdad incluso para asteroides de un poco más de un kilómetro de diámetro.

Las observaciones también muestran la existencia de regolito en la superficie de los asteroides, a pesar del bajo valor de su gravedad superficial, y de cráteres de impacto tan grandes (con diámetros mayores al radio medio del asteroide) que es difícil imaginar por qué el cuerpo no se destruyó. La densidad es tan baja en estos cuerpos (1.3 g/cm^3 a 3.3 g/cm^3) que sólo puede explicarse si existen huecos de tamaño desconocido dentro del asteroide.

Aunque se suele despreciar la fuerza de atracción gravitacional del asteroide y su resistencia, la verdad es que fuerzas tan pequeñas como las mencionadas, así como la fricción de deslizamiento, los amarres químicos, el amortiguamiento de la energía cinética, la atracción electrostática y la acción del viento solar en las partículas de regolito no pueden despreciarse *a priori*. La importancia de cada una de estas fuerzas depende del tamaño del asteroide.

Después del sobrevuelo del NEAR (Near Earth Asteroid Rendezvous) por el asteroide Matilde en 1997, Shomaker observó que los enormes cráteres de impacto sobre este satélite y su baja densidad solamente podían entenderse si Matilde fuera un montón de escombros, pues en este caso el cuerpo, en la zona de impacto,

absorbería y disiparía una fracción muy grande de la energía del impacto y en el lado opuesto al choque prácticamente no habría consecuencias.

Un indicio de la naturaleza de los asteroides está en el patrón observado de sus velocidades de rotación. Algunas colisiones inducen a un asteroide a rotar más rápido mientras que otras lo ralentizan. Si los asteroides fueran rocas monolíticas, sus colisiones normalmente azarosas darían por resultado una distribución gaussiana, es decir que la mayoría de los objetos tendrían velocidades alrededor de la velocidad promedio de la muestra y algunos tendrían velocidades de rotación alta. Por otro lado, si casi todos los asteroides fuesen montones de escombros, no habría objetos con velocidades de rotación altas, pues si giraran más rápido que una vez cada dos o tres horas, simplemente se separarían. A excepción de unos pocos, todos los asteroides observados obedecen a un estricto límite en la rotación: asteroides mayores a 200 metros de largo tienen periodos de rotación mayores a 2.4 horas, mientras que objetos de longitudes menores pueden llegar a rotar hasta varias centenas de veces por día (periodos de rotación entre ~ 2 minutos y menos de 2.4 horas). Con esto se concluye que todos los asteroides mayores de 200 metros de diámetro son estructuras multicomponentes, esto es, montones de escombros ligados gravitacionalmente.

Una colisión puede romper un asteroide grande en pedazos, que usualmente se moverán con mayor lentitud que la velocidad de escape mutua (alrededor de un metro por segundo por kilómetro de radio). En las horas siguientes al choque, la fuerza gravitacional reensamblará las piezas, excepto las más rápidas. Ya que las colisiones entre asteroides son relativamente frecuentes, los cuerpos más grandes han sufrido esta suerte. Por otro lado, los asteroides pequeños deben ser monolíticos, pues los fragmentos producidos por el impacto escapan a su escasa atracción gravitacional.

El 28 de agosto de 1993, la nave *Galileo* realizó un sobrevuelo por el asteroide Ida. Además de ser el segundo asteroide visitado por una nave espacial (el primero fue Gaspra en octubre de 1991), Ida mostró una característica muy interesante: un satélite. Ida pertenece a la familia Koronis, es un asteroide tipo S y presenta una densidad de cráteres cinco veces mayor que Gaspra; sus dimensiones son $55 \times 24 \times 20$ km. El satélite de Ida, Dactilo, es probablemente de tipo S de $1.6 \times 1.4 \times 1.2$ km. Dactilo es “demasiado” redondo para ser tan pequeño y orbita a una distancia de cien kilómetros desde el centro de Ida.

Tabla 8.3. Algunos asteroides con satélites descubiertos entre 1993 y 2001

<i>Asteroide</i>	<i>Satélite</i>	<i>Descubridor</i>	<i>Fecha</i>
Ida	Dactilo	<i>Galileo</i> (nave)	28/agosto/1993
Dionisio		S. Mottola, <i>et al.</i>	mayo-junio/1997
Eugenia	Principito	William Merline	octubre/1999
Pulcova		William Merline	22/febrero/2000
Antiope	Asteroide doble	William Merline	10/agosto/2000
Silvia	S/2001 (87)	Jean-Luc Margot y Michel Brown	18/febrero/2001
Camila		Alex Storrs <i>et al.</i>	1/marzo/2001
Caliope	S/2001 (22)	Margot, Brown, Merline	29/agosto/2001

A partir de entonces, los grupos de trabajo de William Merline y de Jean-Luc Margot y Michel Brown, entre otros, han descubierto varios asteroides con compañero. La tabla 8.3 muestra sólo algunos de ellos. Al 15 de agosto de 2014 se reportaban 93 asteroides del cinturón principal con satélites. Existen tres propuestas para explicar este tipo de sistemas binarios: la primera plantea que son fragmentos producto del rompimiento de otro cuerpo; la segunda dice que pueden ser producto del reacrecentamiento del material proveniente de un impacto catastrófico y la tercera posibilidad menciona la escisión de un cuerpo que fue obligado a rotar más rápido tras un gran impacto.

Cometas

La aparición ocasional de cometas en el cielo ha sido motivo de temor para el ser humano, al menos durante una buena parte de su historia. Desde sus primeros registros históricos, alrededor del año 1140 a. C. y hasta finales del siglo XVIII, se hicieron muchas propuestas sobre su origen y composición.

En 1577, Tycho Brahe midió la paralaje de un cometa y notó tres cosas importantes: primera, un cometa es un objeto fuera de la atmósfera de la Tierra;

segunda, el tamaño de su coma es comparable con el tamaño de nuestro planeta, y tercera, la cola del cometa siempre apunta en sentido opuesto al Sol.

La primera predicción importante del sistema mecánico newtoniano fue realizada por Edmund Halley, quien, tras darse cuenta de que los grandes cometas de 1531, 1607 y 1682 podrían ser el mismo objeto que regresaba a las cercanías del Sol cada 76 años, predijo su próxima visita para 1758. Los científicos notaron que el primer registro de la aparición del cometa Halley se encuentra en la obra china *Libro del príncipe Huai Nan* de 1057 a. C.

Clasificación de los cometas

Hasta hace poco se clasificaban en cometas de periodo corto y cometas de periodo largo, según una división arbitraria de 200 años, pero más recientemente se ha visto que la mejor forma de describirlos es mediante el parámetro de Tisserand. La integral de Jacobi representa la solución del problema restringido de tres cuerpos; su resultado, la constante C , es una constante, es de movimiento, que determina las regiones donde éste es posible. Si se aplica esta integral al problema de encontrar la trayectoria de un cuerpo de masa m bajo la influencia gravitacional de Júpiter y el Sol, se llega al parámetro de Tisserand, cuyo valor delimita bastante bien las diferentes familias cometarias. Con base en este parámetro, los cometas se dividen en cometas casi isotrópicos (con $T < 2$) y cometas de la eclíptica (con $T > 2$), los cuales se dividen a su vez en varias categorías.

Actualmente se piensa que los cometas provienen de dos regiones del sistema solar: la nube de Oort (con 10^{18} objetos aproximadamente) y el cinturón de Kuiper (también conocido como cinturón de Edgeworth-Kuiper). La nube de Oort es una región compuesta por una zona esférica que se extiende desde 5×10^4 hasta 10^5 UA y una zona anular que va desde 5×10^3 hasta 5×10^4 UA de donde se piensa provienen los cometas de periodo largo. El cinturón de Edgeworth-Kuiper, fuente de los cometas de periodo corto, es un anillo comprendido entre las 35 y las 76 UA aproximadamente. Una propuesta del origen de los cuerpos en la nube de Oort es que se formaron dentro del sistema solar, pero fueron arrojados por perturbaciones gravitacionales con Júpiter y Neptuno. El número calculado de objetos en el cinturón de Kuiper (que por cierto pertenecen a los llamados objetos transneptunianos), con diámetros entre uno y 600 km, es del

orden de 10^5 , mientras que puede haber varios millones de cuerpos de 10 km de diámetro.

Un cometa está compuesto por un núcleo y una atmósfera (véase la figura 8.3). En 1950, Fred L. Whipple propuso un modelo cometario en el cual el núcleo de un cometa es una mezcla homogénea de hielo y roca. Este modelo ha sido apoyado por observaciones posteriores. En particular, en 1986 las naves soviéticas *Vega 1* y *Vega 2* y la nave europea *Giotto* realizaron vuelos cerca del cometa Halley. De estas misiones se obtuvo información de que el núcleo de este cometa mide $16 \times 8 \times 7$ km, con una reflectividad de 3.5%. Este último dato implica necesariamente que la superficie del cometa no es de hielo puro, sino una mezcla de éste con granos de material rico en carbón. En términos generales, el núcleo del cometa está compuesto principalmente por hielo de agua, CO, CO₂, alcohol metílico y polvo de silicatos. En fotografías obtenidas por el *Giotto* se pueden observar zonas del núcleo de donde brotan chorros de material sublimado; a éstas se les conoce como regiones activas (véase la figura 8.4).

En los cometas se observan fenómenos muy interesantes, tales como rompimientos espontáneos no asociados a tirones gravitacionales y aumentos súbitos en su brillantez. Estos hechos, junto con las densidades bajas calculadas para los cometas (entre 200 y 1 200 kg/m³ para el Halley), su baja resistencia a la ruptura por atracción gravitacional (del orden de 100 N m^{-2}) y una porosidad entre 50 y 70%, sugieren que el modelo de Whipple debería ser modificado. La figura 8.5 muestra los modelos propuestos. Tanto si el núcleo cometario es un cuerpo poroso, como si es un aglomerado de cometésimos, las evidencias indican que su interior no está diferenciado y que está compuesto de polvo (silicatos) y de hielos de compuestos volátiles (principalmente de hielo de agua en estado amorfo). A pesar de que esta estructura explica tanto los rompimientos espontáneos como la baja densidad de los núcleos cometarios, las estructuras observadas en los núcleos de los cometas Halley, Borrelly y Wild 2 sugieren que el material del núcleo tiene una cohesión interna muy distinta de la pila de escombros dominada por atracción gravitacional. Quizás la forma de explicar los diversos fenómenos cometarios sea pensar en los núcleos como objetos de diferente naturaleza, algunos más parecidos al modelo de Whipple y otros a alguno de los modelos citados.

Debido a la pérdida de masa que sufren cuando se acercan al Sol, los cometas tienen un tiempo de vida del orden de 5×10^5 años. Existen varios posibles finales

para un cometa, uno de ellos es que simplemente se desintegre tras haberse sublimado todo su contenido de hielo; en un segundo escenario, las partes activas del cometa terminarían por cubrirse con polvo, lo cual evitaría un desgaste posterior del material y lo convertiría en un objeto difícil de distinguir de un asteroide. Otras posibilidades son choques con otros cuerpos del sistema solar, tal como ocurrió con el cometa Shoemaker-Levy 9, perturbaciones gravitacionales que los expulsen del sistema o simplemente su desaparición como ha ocurrido en algunas ocasiones.

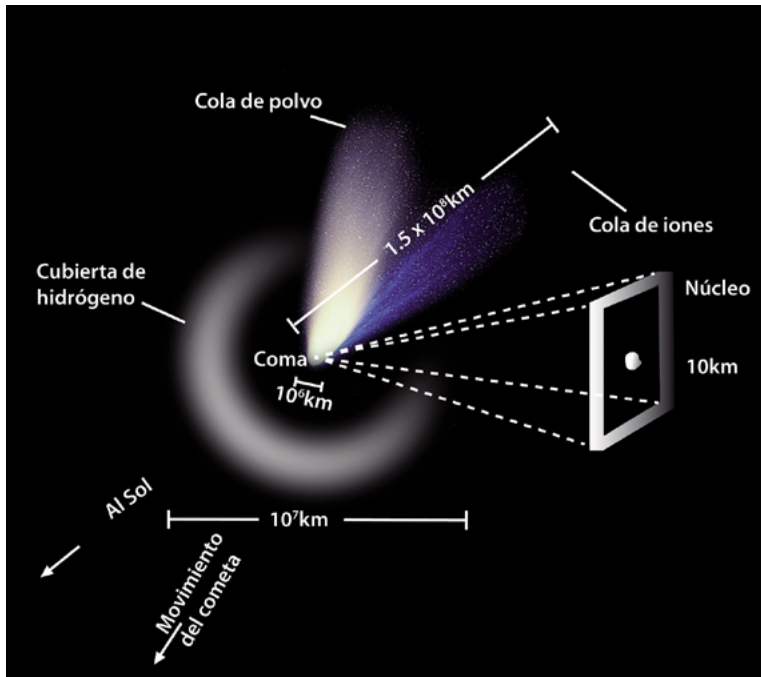


Figura 8.3. En este esquema se muestran las partes de un cometa y su disposición respecto del Sol y de su órbita. Nótese los dos tipos de cola y la longitud de éstas.

Estructura cometaria

Cuando el cometa se encuentra aproximadamente a 5 UA del Sol, sus componentes volátiles se empiezan a evaporar formando una atmósfera que da origen a la coma y a la cola. La coma interna es la parte más brillante de un cometa y está formada por gas y polvo arrojado por el núcleo. Normalmente esta estructura

tiene dimensiones de entre cien y mil kilómetros de diámetro. En el ultravioleta se puede apreciar una cubierta de hidrógeno que se extiende hasta una distancia de un millón de kilómetros del núcleo. El gas en la coma se disocia por la luz uv del Sol, formando unidades estructurales tales como OH, CH, NH, C₂ y C₃.

Un cometa no tiene la masa suficiente para retener el material (gas y polvo) que escapa de su núcleo; por esto el material se expande y se ioniza formando la cola del cometa. La cola se divide a su vez en una cola de plasma y otra de polvo.

La cola de plasma está compuesta por gas ionizado de muy baja densidad (unos cuantos cientos de moléculas por cm³). Ésta puede observarse gracias al resplandor azul emitido principalmente por el monóxido de carbono ionizado. Debido a su ionización, el material en la cola de plasma interacciona con el campo magnético y las partículas del viento solar. Dicha interacción es la responsable de la estructura lineal de la cola y de que apunte en dirección contraria al Sol (detalles de esta interacción se encuentran en la sección “Interacción tipo cometa”). Los cometas pueden desarrollar colas de hasta cientos de millones de kilómetros de longitud.

La cola de polvo está formada por granos de silicato y compuestos de carbono de unas cuantas micras de radio. Cuando se libera gas y polvo de las regiones activas, las partículas de polvo son desaceleradas por la presión de radiación del Sol y aceleradas en sentido contrario formando una cola de polvo normalmente menos extensa que la de gas (menos de 10 millones de kilómetros de largo), pero que puede ser tan brillante como ella. La cola de polvo brilla porque sus partículas reflejan la luz solar, de ahí su color amarillo-blanquecino característico. A diferencia de la cola de plasma, la cola de polvo presenta una curvatura: al ser aceleradas en dirección contraria al Sol, las partículas son obligadas a moverse en órbitas cuyos semiejes mayores aumentan. La tercera ley de Kepler expresa que el cubo del semieje mayor de la órbita de un cuerpo es proporcional al cuadrado de su periodo orbital, siendo la constante de proporcionalidad la misma para todos los cuerpos del sistema solar; en otras palabras, la tercera ley de Kepler implica que los planetas no se trasladan alrededor del Sol como si fueran partículas sobre un cuerpo rígido, sino más bien cada uno tiene una velocidad angular que disminuye con la distancia a la estrella. Esto implica que, por ejemplo, si en algún momento el Sol, la Tierra y Júpiter se encuentran alineados, un tiempo después un observador en la Tierra va a ver que Júpiter se queda rezagado. Volviendo a las partículas de polvo de los cometas, al aumentar sus semiejes, sus velocidades

angulares respecto de la velocidad angular del cometa disminuye de tal forma que mientras más alejada esté una partícula del cometa se va a retrasar más respecto de él, dejando una estela.

Además de cometas y asteroides, existen otros objetos moviéndose entre las órbitas de Saturno y Urano, cuya apariencia semeja la de un asteroide pero presentan cierta actividad cometaria. Éstos, conocidos como centauros, podrían ser objetos “fugados” del cinturón de Kuiper. Como atraviesan las órbitas de dos planetas exteriores, es muy probable que sean capturados o choquen con alguno de ellos en un tiempo aproximado de 10^5 años.

En la sección dedicada al craterismo de impacto veremos la importancia de los asteroides y cometas en la historia geológica de los cuerpos mayores del sistema solar.

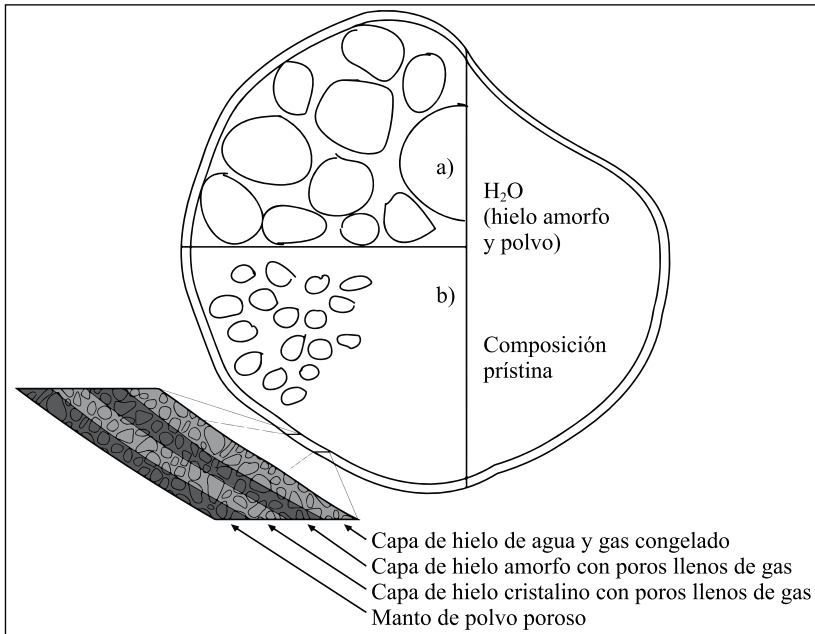


Figura 8.4. Esta imagen, tomada por el *Giotto* en marzo de 1986, muestra los chorros de gas y polvo que emanan de las regiones brillantes activas del cometa Halley.



Figura 8.5. Modelos propuestos para el núcleo cometario: *a*) aglomerado de bloques (cometésimos), *b*) estructura porosa débil. La estructura en capas mostrada en detalle es la posible composición de las capas externas de un núcleo cometario. Dicha estructura explicaría algunas propiedades de los jets, la coma y las colas del cometa, así como la forma en que el núcleo reacciona ante la cantidad de energía solar que recibe de nuestra estrella a diferentes distancias (imagen basada en McFadden *et al.*, 2007).

PROCESOS SUPERFICIALES

Fuentes de energía

La historia térmica de un planeta, es decir, la descripción de la temperatura del cuerpo como función del tiempo y de la distancia a su centro, define en gran medida la evolución de un planeta o satélite, ya que la cantidad de energía de que disponga en cierto momento, así como la competencia entre las distintas fuentes de energía, son las que van a determinar si el cuerpo planetario formará un núcleo, se diferenciará o tendrá procesos como el vulcanismo y la sismicidad.

La composición química de un planeta o satélite también es muy importante, pues fija el contenido de elementos radioactivos y establece las propiedades térmicas, mecánicas y reológicas (cómo se comportan los materiales cuando se someten a un determinado esfuerzo) que controlan los mecanismos de transferencia de calor: conducción, convección y radiación.

Las fuentes de energía conocidas en el sistema solar son cinco (véase la figura 8.6): calentamiento por acrecentamiento, diferenciación gravitacional, calentamiento por decaimiento radioactivo, energía solar y calentamiento por fuerzas de marea. Las dos primeras fuentes de energía enunciadas son cruciales durante las etapas de formación y diferenciación de los cuerpos planetarios mientras que las tres últimas siguen actuando en mayor o menor grado en planetas y satélites.

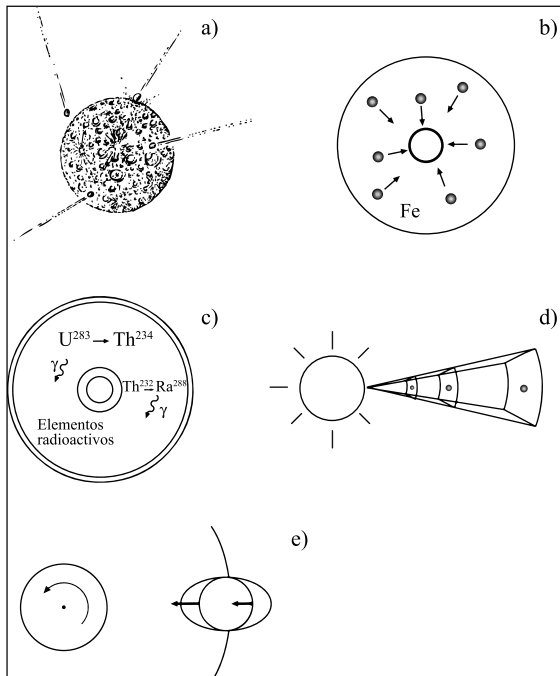


Figura 8.6. Representación esquemática de las distintas fuentes de energía en el sistema solar. La combinación de ellas determina la historia térmica de los cuerpos planetarios, es decir, dicta qué tipos de procesos pueden ocurrir y por cuánto tiempo. Calentamiento por *a)* acrecentamiento, *b)* formación del núcleo, *c)* decaimiento radioactivo, *d)* energía solar y *e)* fuerzas de marea.

Calentamiento por acrecentamiento

El acrecentamiento gravitacional del material protoplanetario puede clasificarse en colapso gravitacional y en acumulación gravitacional, dependiendo del tamaño del material involucrado. El colapso gravitacional se da cuando las partículas de gas y polvo de la nube protoplanetaria comienzan a unirse gravitacionalmente para formar un cuerpo mayor; mientras que la acumulación gravitacional ocurre cuando muchos cuerpos menores, producto del colapso gravitacional, chocan

para formar un cuerpo planetario. Recordando lo visto en la sección anterior, titulada “Origen y clasificación de los cuerpos del sistema solar”, podríamos decir que los granos y las rocas se formaron por colapso, mientras que los planetésimos embriones planetarios y los planetas se formaron por acumulación gravitacional. En el proceso de acrecentamiento, la energía potencial que las partículas o los planetésimos tienen en el campo gravitacional del planeta en formación, se transforma en energía cinética y ésta en energía calorífica. La cantidad de calor producido depende de la masa, velocidad, densidad y frecuencia de impacto de los objetos que se están acrecentando.

Diferenciación gravitacional

Los elementos presentes en un planeta de reciente formación tienen diferentes propiedades físicas (la densidad en particular) y afinidades químicas; lo anterior produce una separación de elementos y compuestos, una diferenciación, es decir, un estado en el cual los elementos más pesados se acumulan en el centro del planeta y los más ligeros en capas más superficiales. Una parte importante de este proceso de diferenciación es la formación de un núcleo, pues la pérdida de energía potencial gravitacional del hierro produce un aumento considerable de la temperatura en los planetas terrestres. Algunos cálculos indican que la cantidad de energía obtenida durante la diferenciación es un orden de magnitud mayor que la cantidad de energía obtenida por decaimiento radioactivo y por el calentamiento por fuerzas de marea juntos.

Calentamiento por decaimiento radioactivo

El calentamiento por elementos radioactivos se debe a la energía liberada durante el decaimiento del núcleo de un átomo. Los elementos radioactivos de vida larga más importantes son U^{238} , U^{235} , Th^{232} y K^{40} . Actualmente, el calentamiento por elementos radioactivos es una de las fuentes principales de calor interno de la Tierra. Los isótopos de vida media corta (10^5 - 10^7 años), tales como Al^{26} , C^{136} , Fe^{60} , Pb^{244} , Cm^{247} e I^{129} pudieron haber jugado un papel muy importante en el calentamiento del interior de planetas y satélites durante los primeros 2×10^7 años de vida del sistema solar.

Energía solar

El efecto de la energía solar se ve claramente en la Tierra donde mantiene la vida y dirige los movimientos de circulación del agua y de la atmósfera. Para los otros planetas, sobre todo los más alejados, su importancia actual es reducida, pero durante la fase T-Tauri del Sol los fenómenos producidos por el fuerte viento solar pudieron haber calentado las capas superficiales de los planetas terrestres hasta fundirlas.

En esta fase, el flujo magnético arrastrado por el viento solar se movía a través de los planetésimos ligeramente conductores e inducía diferencias de voltaje a través del cuerpo, generando corrientes eléctricas que podían calentar e incluso fundir los interiores de cuerpos pequeños como los asteroides. A este fenómeno se le conoce como calentamiento inducido por el viento solar, el cual pudo haber sido significativo para los planetas interiores y para los objetos en el cinturón de asteroides, pero no para los planetas exteriores.

Como la interacción del viento solar con los cuerpos planetarios depende en gran medida de la conductividad eléctrica, del radio del cuerpo y de su distancia heliocéntrica, el problema de cómo afectó la fase de T-Tauri del Sol a los cuerpos del sistema solar es realmente complejo.

Calentamiento por fuerzas de marea

Debido a la ley de la gravitación universal, sabemos que dos cuerpos se atraen en razón directa del producto de sus masas e inversa al cuadrado de sus distancias. Si consideramos dos cuerpos sólidos, la Luna y la Tierra por ejemplo, ésta va a ejercer una fuerza mayor sobre la parte de la Luna más cercana a ella que sobre la parte diametralmente opuesta debido a la diferencia de distancias es mayor. Esta diferencia en la atracción gravitacional produce una deformación en el satélite conocida como protuberancia de marea.

Debido al movimiento de rotación y traslación, la protuberancia de marea en la Luna cambia de posición produciendo una fricción en el material rocoso lunar la cual lo calienta. Este comportamiento, similar al calentamiento sufrido por una liga después de estirarla y encogerla varias veces, juega un papel muy importante en el calentamiento de los satélites galileanos, donde el caso de Io es el más impresionante.

Las fuerzas de marea entre dos cuerpos, además de calentarlos, afectan su dinámica, pues con el tiempo producen un alejamiento entre ellos y una disminución en su periodo de rotación.

Procesos planetarios

Como se mencionó, la evolución de un planeta o satélite depende de las fuentes de energía disponibles, que a su vez dependen de su distancia al Sol, su tamaño y su composición química. Las formas del relieve, la composición química y las relaciones estructurales y morfológicas observadas en las cortezas de los cuerpos del sistema solar son producto de una serie de procesos donde están involucradas alguna o algunas de las fuentes de energía mencionadas.

En términos generales, los procesos que se llevan a cabo en el sistema solar pueden clasificarse en internos y externos. Los procesos internos son el vulcanismo y el tectonismo. Los externos involucran procesos fluviales, eólicos, glaciales, movimientos de masa y craterismo de impacto.

Vulcanismo y tectonismo

En el sistema solar el vulcanismo es generado principalmente por dos fuentes de energía: el decaimiento radioactivo y las fuerzas de marea, aunque la diferenciación puede jugar aún un papel importante en la historia térmica de los planetas. La actividad volcánica observada en los cuerpos planetarios es muy variada: en los planetas interiores, el vulcanismo da origen a una serie de estructuras que van desde planicies hasta conos volcánicos pasando por domos, aracnoides y enormes volcanes escudos; en los satélites de los planetas exteriores se ha observado un vulcanismo cuya lava puede estar formada de silicatos y compuestos de azufre (Io), de hielo de agua o de algún otro compuesto volátil (satélites de hielo). La presencia de vulcanismo en un cuerpo nos da información sobre la cantidad de material radioactivo que aún conserva en su interior, sobre la magnitud de las fuerzas gravitacionales a las que se está sujeto y de su estructura y dinámica internas.

Los procesos tectónicos se refieren a la deformación de la corteza. Las fuerzas tectónicas capaces de lograr dicha deformación son de tres tipos: compresión,

extensión y cizalla. Entre los procesos tectónicos conocidos, el más importante es el de la tectónica de placas.

De los procesos externos, los fluviales, eólicos y glaciales se dan en muy pocos cuerpos del sistema solar, aquellos que tienen atmósfera. De los dos restantes, los movimientos de masa son considerables a nivel planetario, pero el realmente importante es el craterismo de impacto.

Craterismo de impacto

Desde el inicio de la exploración espacial, los científicos planetarios se han dado cuenta de que si hay un proceso compartido por todos los cuerpos en el sistema solar, éste es el craterismo de impacto. En lo que resta del capítulo vamos a describir este proceso en mayor detalle que los otros debido a que es el mayor modelador del paisaje planetario y nos ayuda a ver a los planetas, satélites, asteroides y cometas como piezas de un gran rompecabezas cuya solución puede darnos información acerca del origen y evolución del sistema solar.

El craterismo de impacto es un proceso en el cual un proyectil a gran velocidad choca con una superficie sólida formando una región excavada conocida como cráter.

Debido a la continua renovación de la corteza y a procesos como el intemperismo, no existen muchos cráteres de impacto fácilmente identificables en la superficie de nuestro planeta. Esto evitó por mucho tiempo que los científicos se percataran del papel tan importante del craterismo en el sistema solar. Afortunadamente la Luna nos proporcionó gran parte de la información necesaria para apreciar este fenómeno.

En la siguiente sección vamos a ver cómo es el proceso de formación de cráteres en cuerpos sin atmósfera y después haremos algunos comentarios de lo que ocurre cuando una atmósfera está presente.

Formación del cráter

Podemos ver el proceso de formación de cráteres como la conversión de la energía cinética de un objeto en otras formas de energía. Tal conversión se da en el

momento del choque de un objeto con una superficie planetaria. De la energía cinética del proyectil, $\approx 50\%$ se emplea en expulsar material proveniente del blanco (entiéndase por “blanco” la superficie de un planeta o satélite), $\approx 25\%$ en calentar el material, $\approx 20\%$ en deformar la superficie, $\approx 1\%$ en generar ondas sísmicas y menos de 8% en fragmentar la roca del blanco.

Como sabemos, la energía cinética de un objeto depende de su masa y de su velocidad. Por otro lado, la velocidad de los proyectiles depende de su movimiento orbital, de la posición del blanco con respecto al Sol y del campo gravitacional del blanco. Para dar un ejemplo, la velocidad de impacto típica con la Luna es de 16 km/s .

La formación de un cráter es un proceso continuo que empieza cuando el meteoróide, asteroide o cometa toca la superficie planetaria y termina con el emplazamiento de detritos alrededor del cráter. Por conveniencia, este proceso se divide artificialmente en tres estados: compresión, excavación y modificación, aunque no es posible definir con precisión dónde empieza y dónde termina cada uno de ellos (véase la figura 8.7).

El estado de compresión inicia cuando el proyectil toca el blanco y, a menos que el planeta tenga atmósfera, el proyectil no lo afecta hasta que lo toca físicamente. Cuando el proyectil toca el blanco, comprime y acelera el material con el que impacta. Al mismo tiempo, la resistencia de penetración del blanco desacelera el proyectil. En el punto (o puntos en el caso de superficies irregulares) donde el proyectil toca al blanco se crean ondas de choque que se propagan tanto en el proyectil como en el blanco. Las presiones involucradas en este proceso alcanzan cientos de GPa, suficientes no sólo para vencer la resistencia de los materiales tanto del blanco como del proyectil, sino también incluso para fundirlos o evaporarlos. El resultado principal de este estado es la transferencia de la energía cinética del proyectil al blanco. Este estado se caracteriza por altas presiones, temperaturas y velocidades, todas localizadas en regiones comparables al tamaño del proyectil.

La duración de este estado depende del tamaño, composición y velocidad de impacto del proyectil y va de 10^{-3} segundos para un proyectil de silicato de 10 metros de diámetro, a 10^{-1} segundos para un proyectil similar de un kilómetro de diámetro. Para grandes impactos este estado puede durar hasta un segundo.

Durante la excavación, la onda de choque producida en el estado de compresión se expande y se debilita conforme abarca una mayor cantidad de volumen y por la energía perdida en comprimir el material. El material del blanco, que está siendo comprimido y acelerado por la onda de choque, fluye siguiendo trayectorias (líneas de flujo) definidas por la dirección de la velocidad de las partículas a diferentes tiempos (véase la figura 8.7). Como ya se mencionó, conforme la onda de choque se propaga, el frente de choque tiene menos presión; por tanto, la velocidad del material disminuye con la distancia al punto de contacto del proyectil con el blanco, de tal forma que la velocidad del material del blanco a distancias mayores al punto de contacto es menor que la velocidad del material cerca de él. Cuando el material fragmentado llega a la superficie, sale lanzado siguiendo trayectorias balísticas que, en conjunto, forman la cortina de eyecta. El cráter producto de la excavación, llamado cráter transitorio, tiene un cociente profundidad/diámetro de un cuarto o un tercio. Este estado puede durar segundos o minutos dependiendo del tamaño del cráter.

El estado de modificación ocurre después de la formación y colapso del cráter transitorio, y su duración es indefinida. Durante la modificación, el cráter es alterado o borrado debido a diversos procesos entre los que se encuentran: *a)* impactos recientes capaces de destruir parcial o totalmente el antiguo cráter, *b)* el cráter puede ser cubierto por la eyecta de un cráter más joven, *c)* el cráter puede ser enterrado parcial o totalmente por flujos de lava o depósitos sedimentarios, *d)* erosión por la actividad geológica de la atmósfera e hidrosfera del planeta, *e)* modificaciones tectónicas por fallamiento o plegamiento y *f)* ajuste isostático (modificación tectónica dirigida por fuerzas gravitacionales).

La velocidad de encuentro mínima entre un meteoroide o asteroide y un cuerpo planetario es la velocidad de escape de este último. La máxima es una combinación de la velocidad de escape, la velocidad orbital heliocéntrica y la velocidad de un objeto apenas atado al Sol a una distancia igual a la órbita del planeta. Para la Tierra, la velocidad mínima es de 11.2 km/s y la máxima de 72.8 km/s.

Cuando el planeta tiene atmósfera, la velocidad del proyectil va a modificarse dependiendo de su masa, su diámetro y del grueso de la atmósfera. La atmósfera también disminuye la extensión sobre la que se deposita el material del cráter (eyecta).

Morfología de los cráteres de impacto

Los cráteres de impacto presentan diferentes características dependiendo de su tamaño (figura 8.8). La clasificación de cráteres de impacto actual está basada en los cráteres lunares y consta de cinco categorías:

- Microcráteres con diámetros menores a un centímetro.
- Cráteres “tazón”. Tienen diámetros menores a 20 km y son perfectamente circulares. La máxima profundidad medida es de 2 km del borde al piso. Usualmente tienen bordes elevados y bien definidos. El manto de eyecta se extiende desde el borde hasta una longitud equivalente al diámetro del cráter.
- Cráteres con diámetros entre 20 y 200 km. Presentan terrazas formadas por la caída de las paredes inestables del cráter. Tiene pisos planos. La mayoría de los cráteres de más de 50 km presentan picos producidos probablemente por el rebote del material comprimido.
- Cráteres con diámetros entre 200 y 300 km. Presentan terrazas pero sus picos centrales cambian a una serie de picos y finalmente a un anillo de ellos, dependiendo del tamaño del cráter.
- Cuencas multianillo. Son cráteres con diámetros mayores a 300 km. Están delimitadas por una serie de crestas concéntricas y depresiones.

Los cráteres con diámetros menores a 20 km (los de forma de tazón) también se conocen como cráteres simples, mientras que a los de diámetro mayor se les denomina complejos. El diámetro en el cual se da la transición de simple a complejo es inversamente proporcional a la aceleración gravitacional del blanco y es una consecuencia del colapso gravitacional del material del blanco cuando se excede su resistencia umbral. La tabla 8.4 muestra algunos ejemplos del valor del diámetro en que ocurre tal transición.

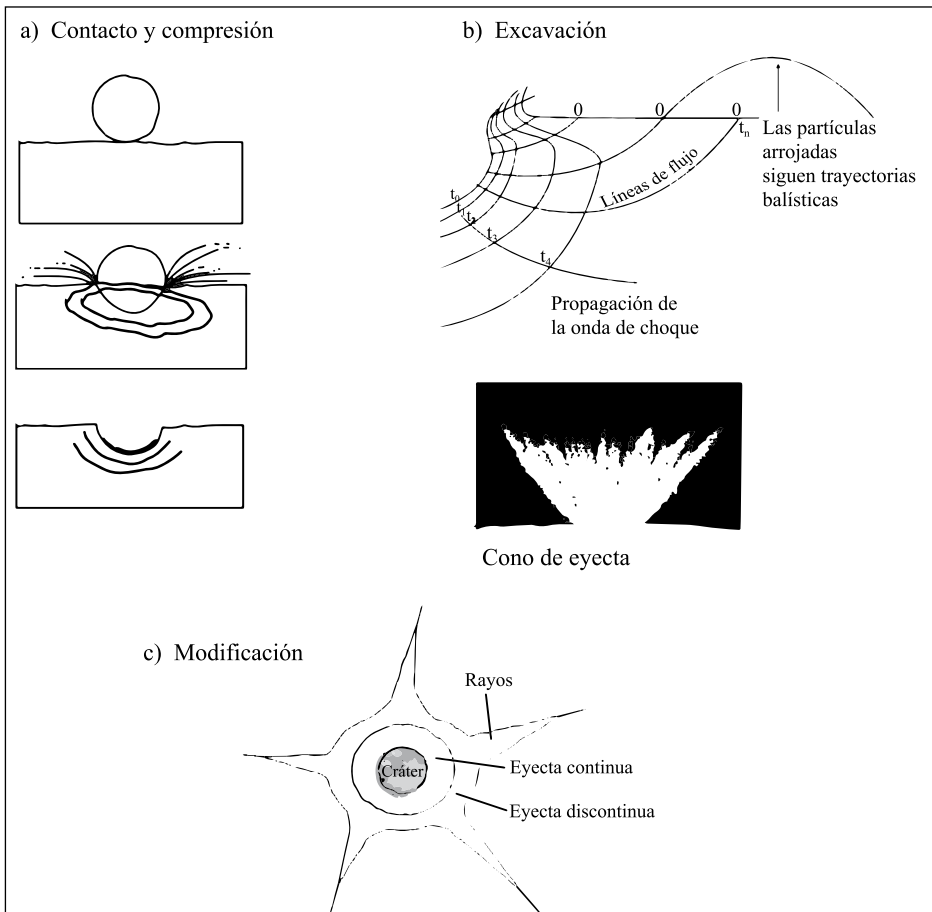


Figura 8.7: *a)* estado de compresión: el proyectil choca con el blanco cediendo toda su energía cinética; *b)* estado de excavación: formación del cráter; *c)* esquema de un cráter recién formado; a partir de este estado, la estructura va a ser modificada por diversos factores tanto externos como internos.

Depósitos

Durante el estado de excavación, los materiales del proyectil y del blanco son expulsados y depositados alrededor del cráter. Estos depósitos pueden clasificarse en bordes del cráter, mantos de eyecta, halos, rayos y cráteres secundarios.

Los bordes del cráter son elevaciones a lo largo de la circunferencia del cráter formados en parte por los detritos expulsados y en parte por un levantamiento del terreno producido por fuerzas compresivas horizontales muy intensas, las cuales fracturan la roca y la doblan hacia arriba.

Los mantos de eyecta están formados por una parte continua y otra discontinua. La parte continua es un depósito cuya anchura va disminuyendo conforme nos alejamos del borde del cráter. Más allá se extiende la parte discontinua, caracterizada por depósitos delgados y discontinuos a partir de los cuales se pueden apreciar los cráteres secundarios. La eyecta continua se extiende a una distancia igual al radio del cráter a partir de su borde, independientemente de su tamaño. Los depósitos de material expulsado se componen de un gran número de fragmentos de roca (clastos), mezclados con una cantidad variable de vidrios. El tamaño de los clastos va de micras a muchos metros de diámetro.

Alrededor de los cráteres de impacto pueden llegar a apreciarse halos oscuros o brillantes. Éstos se forman cuando el objeto que se impacta excava material diferente al de la superficie con la cual chocó. Como los cráteres excavan material a profundidades menores a 1/10 de su diámetro, es posible estimar el ancho de las capas geológicas a partir del diámetro mínimo que debe tener un cráter para que los halos aparezcan.

Los cráteres secundarios son típicamente asimétricos y tienen pendientes más pronunciadas en el lado más cercano al cráter. Pueden aparecer en cúmulos o cadenas que “apuntan” hacia el centro del cráter. Conforme aumenta el tamaño del cráter primario, los secundarios son más circulares y los cúmulos se dispersan más. El tamaño del cráter secundario más grande es proporcional al tamaño del primario (4% en la Luna).

Los rayos son la expresión más distante de la expulsión de material. Hasta hace poco se pensaba que sólo se formaban rayos en cráteres frescos de cuerpos sin atmósfera. Si bien la primera observación sigue siendo válida, recientemente se han observado rayos en cráteres en Marte, aunque su presencia sólo se hace evidente cuando se observan en imágenes en infrarrojo. En la Luna los rayos son brillantes porque el material del que están hechos son silicatos cristalinos o partículas muy fracturadas.

Tabla 8.4. Diámetro para el cual se da la transición de simple a complejo de los cráteres de impacto observados en algunos cuerpos del sistema solar interior

<i>Cuerpo planetario</i>	<i>Diámetro (km)</i>
Luna	23
Mercurio	13
Marte	6
Tierra	3

Edades relativas y absolutas

Cuando se analiza la forma del cráter y la clase de depósitos asociados se puede obtener información valiosa sobre el tipo de proyectil (esto es posible en la Tierra), las capas internas (al menos las superficiales), el tamaño del proyectil y si el cráter se formó recientemente o no. Además, la distribución y la densidad superficial de los cráteres de impacto permiten conocer la edad relativa de diferentes partes de la corteza de un cuerpo planetario.

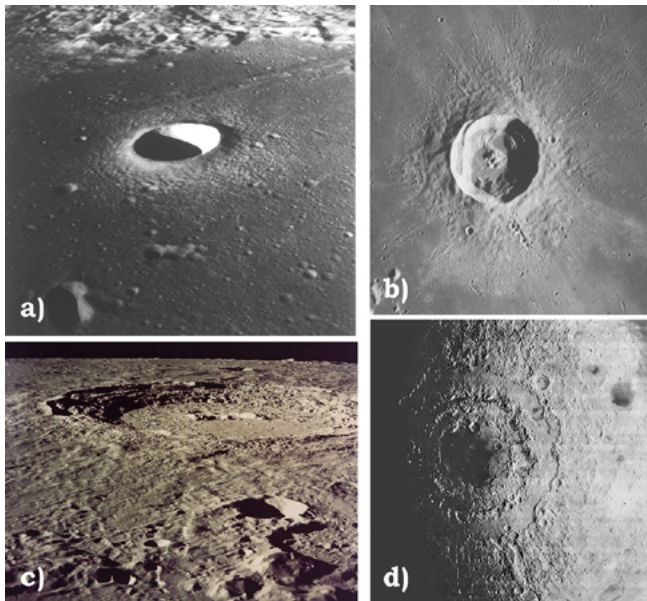


Figura 8.8. Ejemplos de los diferentes tipos de cráteres lunares: *a)* Moltke, cráter tazón de 7 km de diámetro; *b)* el Euler es un cráter complejo de 28 km de diámetro; nótese sus terrazas y su manto de eyecta; *c)* Copérnico es un cráter de 93 km de diámetro; en esta imagen se notan muy bien sus terrazas y su anillo de picos y *d)* la Cuenca Oriental es una estructura multianillo de 900 km de diámetro.

En 1962, Shoemaker y Hackman desarrollaron una cronología para la Luna con base en la interpretación de la secuencia de eventos asociados con el cráter Copérnico. Para esto utilizaron la ley de superposición y las relaciones de corte empleadas en la geología terrestre. En esencia, la ley de superposición se basa en una idea muy simple: una capa o una estructura que se encuentre arriba de otra va a ser más joven que la que está abajo, siempre y cuando no haya habido un plegamiento. Las relaciones de corte son muy útiles pues si observamos que una estructura corta a una segunda, podemos decir que la primera es más joven que la estructura a la que corta.

Otra forma de saber la edad relativa de una región lunar es mediante el conteo del número de cráteres de impacto con cierto diámetro por kilómetro cuadrado. Si el flujo de proyectiles hubiera sido homogéneo en toda la superficie lunar, entonces debería haber el mismo número de cráteres de impacto por unidad de área en cualquier región de la Luna, pero esto no es así. Lo anterior nos indica que en la Luna debieron de ocurrir uno o más procesos que borraron el registro de cráteres de impacto; por lo tanto, las zonas con menor número de impactos por unidad de área indican que ahí la corteza es más joven.

De la observación de los cráteres lunares surge un par de conclusiones más: *a)* el número de cráteres es inversamente proporcional a su tamaño y *b)* si pudiéramos retroceder el tiempo hasta el inicio de la formación de la Luna y ver “en cámara rápida” cómo se van formando los cráteres en un área dada (de 50 km x 50 km, por ejemplo), veríamos que, conforme pasa el tiempo, la región se iría llenando de cráteres de impacto de tal forma que habría más cráteres “chicos” que “grandes” (de acuerdo con la primera observación). Si, por ejemplo, nos enfocáramos en cráteres de 10 km de diámetro observaríamos que en algún momento de la película, la densidad de cráteres de ese tamaño sería tal que la formación de un nuevo cráter destruiría uno ya existente; por tanto, el número de cráteres de 10 km en esa zona sería el mismo hasta el final de la película (tiempo presente). A este estado en el cual el conteo de cráteres de impacto ya no se modifica, se le conoce como *saturación* (figura 8.9). Esta saturación depende del diámetro; en nuestro ejemplo, la saturación se dio para cráteres menores de 10 km, pero seguramente la zona no está saturada si consideramos cráteres mayores de 20 km, por decir un valor. De esta forma, conforme pasa el tiempo crece la probabilidad de que cierta región sea impactada por objetos más grandes, por lo que el diámetro de saturación se mueve hacia diámetros mayores. La de-

terminación de este diámetro da una medida de la edad de una región si se compara con superficies lunares de edades absolutas conocidas.

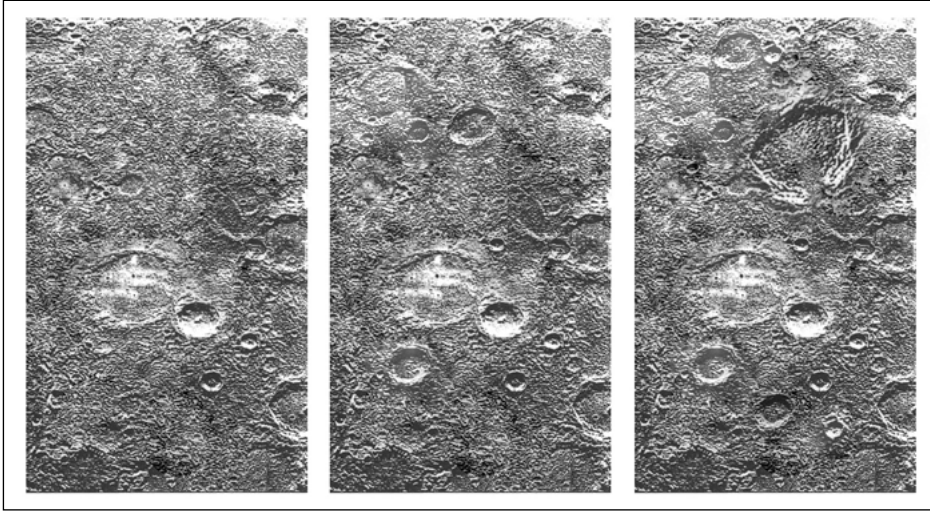


Figura 8.9. En los dibujos se muestran tres “instantáneas” de la película hipotética de la que se trata en el texto. Nótese que en el tercer retablo uno de los cráteres nuevos borró uno de los preexistentes.

Con los métodos anteriores sólo era posible decir si una región era relativamente más joven o más vieja que otra, pero no se sabía qué tanto. Una de las aportaciones más importantes de la misión *Apolo* fue traer a la Tierra muestras de rocas lunares recolectadas en los sitios de alunizaje. El análisis de estas muestras permitió conocer su composición química y su edad absoluta mediante técnicas de fechamiento radioactivo.

Asociando la edad radiométrica de las muestras de roca con la densidad de cráteres de impacto observada en la zona en que fueron colectadas, se pudo obtener una escala de tiempo absoluta para la Luna. La gráfica de la figura 8.10 muestra la tasa de craterización. En esta gráfica se pueden observar dos puntos particularmente interesantes: *a)* el número de cráteres de impacto producidos por unidad de tiempo fue cientos de veces mayor en la historia temprana lunar y *b)* hace $\sim 3.8 \times 10^9$ años la tasa de formación de cráteres disminuyó considerablemente y ha permanecido más o menos constante desde entonces. Las dos observaciones anteriores nos hablan de que durante los primeros 500 millones

de años de vida de la Luna su corteza fue intensamente modificada por la formación de cráteres de impacto. Otra forma de ver esto es que en el sistema solar temprano existía una gran cantidad de objetos en colisión con los planetas o satélites ya formados. Esto último es una evidencia observacional que apoya la teoría de formación de los cuerpos planetarios por colisión de planetésimos.

En los párrafos siguientes se mencionarán las características más sobresalientes de los cráteres de impacto en algunos cuerpos del sistema solar.

Craterismo de impacto en Mercurio

Los cráteres presentes en la superficie de Mercurio son parecidos a los de la Luna, aunque presentan ciertas diferencias. Las causas de estas diferencias son en esencia tres. La primera es la diferencia de tamaños y masas de ambos cuerpos: Mercurio es más grande y más denso que la Luna, y su aceleración gravitacional es dos veces mayor. Aunque la diferencia en la aceleración gravitacional no parece afectar la razón profundidad/diámetro, ni (apreciablemente) el diámetro para el cual ocurre la transición de simple a complejo, sí afecta la extensión del manto de eyecta y la distancia de los cráteres secundarios pues al atraer a los materiales con mayor fuerza hacia el centro del planeta, las trayectorias balísticas seguidas por el material excavado no tienen tanto alcance como en la Luna. Por esta razón los mantos de eyecta son más gruesos y menos extensos comparados con los lunares. Este hecho aumenta su habilidad para cubrir cráteres preexistentes.

La segunda diferencia importante es que incluso el terreno más densamente poblado no está saturado con cráteres de impacto debido, posiblemente, a que la cantidad de proyectiles no fue la misma. La tercera diferencia es que las antiguas cuencas son muy superficiales y están mal definidas, además de ser la mitad de las observadas en la Luna. Esto puede deberse a una diferencia en la proporción de proyectiles, a un enfriamiento más lento en Mercurio (mayor ajuste isostático) o bien a la desaparición de las grandes cuencas debido al gran bombardeo temprano.

Craterismo de impacto en Venus

Como se vio en el capítulo sobre atmósferas, Venus posee una lo suficientemente gruesa como para impedir la observación directa de sus características superfi-

ciales. El 15 de septiembre de 1990, la nave *Magallanes* empezó el mapeo de la superficie venusina mediante la única forma posible: el radar. En las imágenes obtenidas se encontraron 900 cráteres de impacto, la mayoría de los cuales no han sido modificados por erosión (figura 8.11).

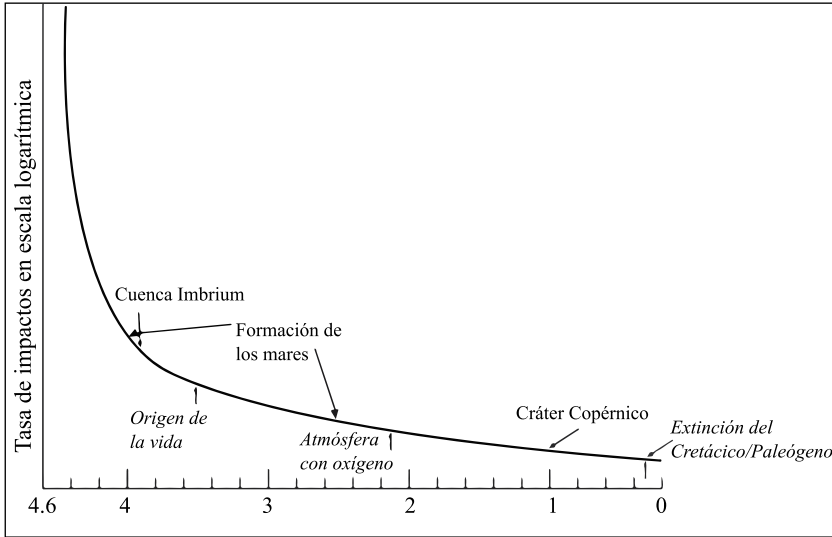


Figura 8.10. Dependencia temporal de la tasa de craterismo en la Luna. Nótese que durante los primeros 1 500 millones de años de existencia del sistema solar, la frecuencia de colisión de asteroides y cometas con la Luna fue mucho mayor que la actual. En letra cursiva se muestran algunos eventos importantes de la historia de la Tierra.

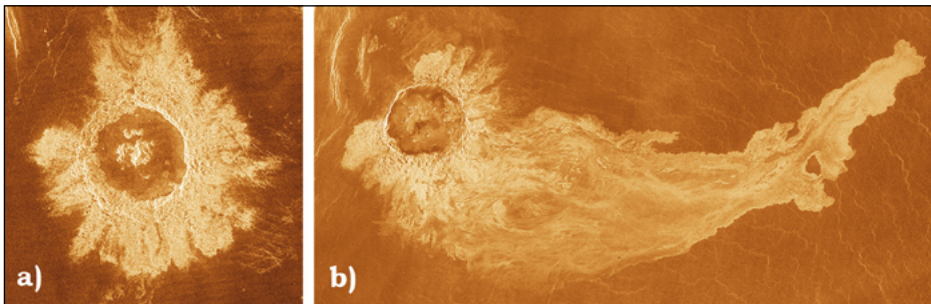


Figura 8.11. Ejemplos de cráteres de impacto en Venus: *a)* Cráter Danilova, que tiene un pico central de 49 km de diámetro; *b)* el cráter Addams tiene un diámetro de 87.1 km y un eyecta que se extiende 600 km desde el borde del cráter.

En la superficie de Venus, los cráteres de impacto están distribuidos de manera uniforme y completamente al azar; esto significa que en su corteza ¡no existe ninguna zona más vieja que otra! O, en otras palabras, que la corteza se renovó totalmente y de un “jalón” hace 500 millones de años (en la Tierra, el piso oceánico más viejo tiene una edad de 200 millones de años).

La atmósfera de Venus juega un papel importante en el proceso de craterización: hay una escasez de cráteres menores a dos kilómetros de diámetro, pues los proyectiles que producirían este tipo de estructuras se evaporan o rompen durante su paso por la atmósfera. Las excepciones son cúmulos de cráteres formados por el rompimiento del proyectil justo antes del impacto. En ocasiones, el impacto del cuerpo pequeño (asteroide, cometa) produce fuertes ondas de choque en la atmósfera creando halos brillantes u oscuros alrededor de algunos cráteres.

El cráter Addams, de 87.1 km de diámetro, es notable por los enormes flujos que parecen haber viajado una distancia de 600 km desde el borde del cráter. Estos flujos pueden ser de material fundido por el impacto.

Craterismo de impacto en la Tierra

En nuestro planeta el movimiento de placas tectónicas produce fenómenos como vulcanismo, sismicidad y formación de fondo marino; todos estos procesos renuevan la corteza terrestre continuamente. Aunado a esto, los procesos de intemperismo y erosión borran las estructuras superficiales. Ésta fue la principal razón por la cual el craterismo de impacto no fue reconocido durante mucho tiempo como un proceso planetario importante. Actualmente se han identificado poco más de 150 cráteres de impacto en la superficie terrestre (figura 8.12).

Uno de los primeros reconocidos en la Tierra fue el cráter de Arizona en la década de los cincuenta (figura 8.13). Este cráter se formó hace 50 000 años por el impacto de un asteroide férrico de un millón de toneladas y 60 metros de diámetro que generó una energía de entre 15 y 20 megatones; en comparación, la energía liberada por las bombas en Hiroshima y Nagasaki era de alrededor de 15 kilotones, ¡tres órdenes de magnitud menor! (un kg de TNT es equivalente a 4.184×10^6 joules, un megatón = 10^6 kg de TNT).



Figura 8.12. Cráteres de impacto reconocidos en la superficie de la Tierra. Nótese que todos están en la corteza continental. Esto puede deberse a varios factores tales como la dificultad para encontrar estas estructuras en el fondo oceánico, la juventud de la corteza oceánica o la presencia de la capa de agua. Datos de localización de cráteres tomados de <http://www.passc.net/EarthImpactDatabase/index.html>.

Las evidencias que permitieron reconocer al cráter de Arizona como un cráter de impacto fueron: *a)* los estratos rocosos en el borde del cráter están doblados en una secuencia invertida, *b)* la presencia de fragmentos medio fundidos de la masa de hierro original esparcidos por cientos de kilómetros cuadrados, *c)* los minerales de las rocas fragmentadas en la vecindad del cráter sólo pudieron formarse bajo presiones muy altas y *d)* granos chocados de calcita y cuarzo.

La mayoría de los cráteres de impacto terrestres no son tan evidentes como el cráter de Arizona, pues han sido modificados por una gran variedad de procesos. Un ejemplo es el lago Manicougan, en Quebec. La cuenca donde está el lago se formó por el impacto de un cuerpo pequeño (asteroide o cometa) hace un millón de años dejando un cráter de cien kilómetros de diámetro.

Craterismo de impacto en Marte

En Marte, los cráteres con diámetros menores a cinco kilómetros son como los cráteres “tazón” lunares (figura 8.14.a). Muchos de los cráteres de mayor tamaño tienen una característica muy peculiar: sus mantos de eyecta continuos alcanzan una extensión mayor en comparación con su radio que los cráteres lunares y son semejantes a flujos de lodo; como terminan en una cresta concéntrica o en un escarpe convexo, se les conoce como cráteres de muralla (rampart craters). Los cráteres de entre cinco y 15 km de diámetro tienen una sola capa de eyecta que se extiende hasta un radio del cráter a partir del borde y termina en una cresta o en un escarpe; en estos cráteres la eyecta parece ser más gruesa y más viscosa que en cráteres de mayor tamaño (figura 8.14.b). Los cráteres de más de 15 km de diámetro presentan dos tipos de eyecta fluida: lóbulos en forma de pétalos que se extienden de dos a tres radios desde el borde (por ejemplo Yuty, véase la figura 8.14.c) y depósitos de eyecta, circulares y más anchos, que terminan en escarpes convexos (por ejemplo Arandas, figura 8.14.d).



Figura 8.13. Cráter de Arizona, también conocido como Meteor Crater o cráter Barringer en honor al ingeniero que empezó a estudiarlo; tiene 1,200 metros de diámetro.

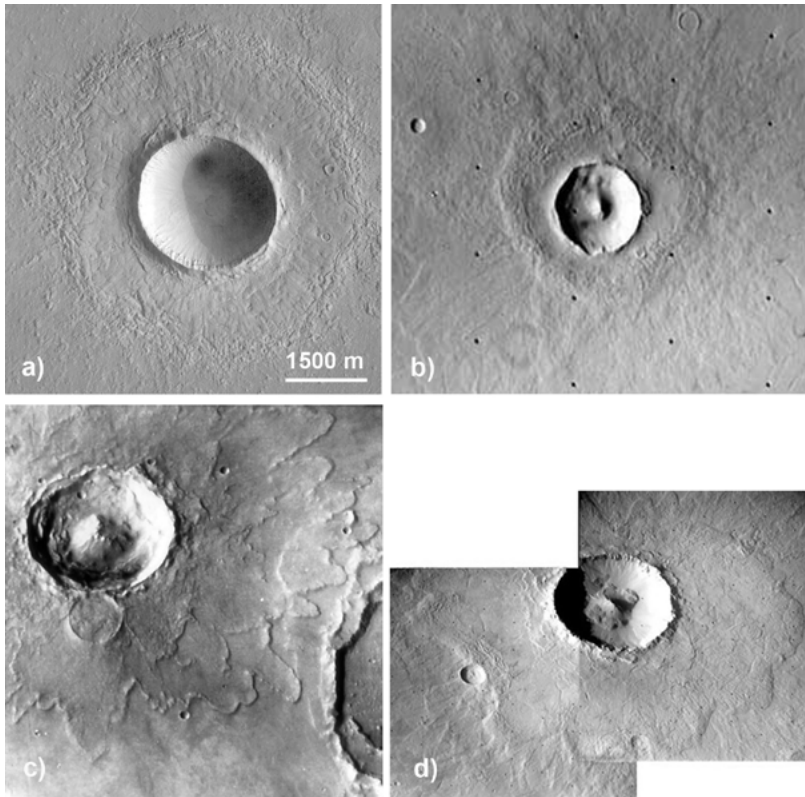


Figura 8.14. Cráteres marcianos: *a*) cráter “tazón”, *b*) ejemplo típico de cráteres entre cinco y 15 km. El cráter Yuty *c*) y el cráter Arandas *d*) son ejemplos típicos de cráteres con pico central y eyectas tipo “lodo”.

Este tipo de mantos de eyecta, semejantes a flujos de lodo, presenta un par de características particularmente interesantes: la primera de ellas es que son desviados o se encharcan debido a la topografía; la segunda es que no cubren colinas o mesetas un poco más altas que su propia anchura, hecho que sugiere que los lóbulos no viajaron como nubes del tipo *oleada* (material suspendido en gas sobrecalentado) ni fueron emplazados balísticamente pues la cortina hubiera caído sobre el obstáculo. El comportamiento anterior ha sido atribuido a la presencia de agua en el sustrato; el agua líquida en la eyecta mejora la movilidad de los detritos convirtiéndolos en flujos de detritos parecidos a los flujos de fango terrestres.

Los cráteres de menos de cinco kilómetros de diámetro arrojan material proveniente de un tercio de la profundidad de su cráter transiente y no interceptan la capa de agua; esto hace pensar que el sustrato está a profundidades mayores a mil metros.

Los cráteres de muralla comúnmente tienen grandes picos centrales u hoyos, los cuales podrían ser el resultado de la expansión explosiva del hielo de agua conforme éste se evapora durante el impacto. Si los cráteres de muralla realmente son el resultado de la incorporación del agua en la eyecta, un estudio revelaría la distribución del agua en el planeta, así como la profundidad a la que se encuentra.

Craterismo de impacto en los satélites de los planetas jovianos

Los planetas jovianos no presentan superficies sólidas, por lo que no es posible hablar de craterismo de impacto en ellos. Tampoco es posible para Plutón o alguno de los otros objetos transneptunianos, pues no se cuenta con imágenes de alta resolución de sus superficies. Por otro lado, los satélites de los planetas jovianos cuentan con historias de impactos muy interesantes. Dada la extensión de este capítulo, no es posible hablar de todos los satélites, por lo que sólo platicaremos de tres de ellos: Calixto, Io y Mimas.

Cuando se realizaron conteos de cráteres de impacto en la superficie de Calixto, los científicos planetarios se dieron cuenta de que, por la densidad de sus cráteres, Calixto tenía la corteza más vieja de todo el sistema solar. Lo anterior es un indicio de la carencia de procesos geológicos en el satélite. Las cuencas multianillo en Calixto presentan rasgos distintos de las cuencas formadas en los planetas terrestres: *a)* los anillos son más numerosos y están mucho más cerca unos de otros; *b)* las cuencas carecen de los mantos de eyecta radiales observados en otros cuerpos y *c)* los anillos se distancian regularmente, en vez de aumentar su espaciamiento conforme se alejan del cráter, tal como ocurre en las cuencas de los planetas terrestres. Las diferencias anteriores se deben probablemente a cómo se comporta el hielo cuando recibe grandes impactos. En una corteza de hielo, se espera que ésta se comporte como un fluido viscoso durante o inmediatamente después del impacto, lo cual reduciría el relieve topográfico de la cuenca y de los anillos, dejando solamente crestas poco espaciadas y un área central de alta reflectividad.

Io, uno de los hermanos de Calixto, posee la superficie más joven de todo el sistema solar. Esto se debe a que las fuerzas de marea de Júpiter sobre él le proporcionan una energía enorme, suficiente para convertirlo en el cuerpo geológicamente más activo de todo el sistema solar. Esta actividad se manifiesta en el continuo vulcanismo observado en el satélite. Probabilísticamente hablando, un cráter de 10 kilómetros de diámetro debería producirse en Io cada pocos millones de años, pero esto no ocurre porque la actividad volcánica del satélite produce cien mil millones de toneladas de material por año por centro eruptivo, lo que da un total de 10 metros de material depositado sobre todo el globo cada millón de años. En comparación, en la Tierra la erosión produce una capa de 60 metros cada millón de años.

Mimas tiene un diámetro de 392 km y una densidad de 1.4 g/cm^3 . Su cráter más prominente mide 130 km de diámetro (1/3 del diámetro del satélite) y fue producido por un cuerpo de aproximadamente 10 km de diámetro. Las paredes del cráter tienen una altura promedio de cinco km y posee un pico central de 20-30 km de diámetro y una altura de 6 km. Este cráter parece poco modificado y es más joven que el resto de la superficie. Si el impacto hubiera sido más energético habría roto a Mimas. Algunos geólogos planetarios piensan que Mimas pudo haber sido rota varias veces. Las ondas de choque producidas durante este impacto pueden ser la causa de las enormes fracturas observadas del otro lado del satélite.

Como conclusión se puede decir que el craterismo de impacto es el proceso superficial más generalizado en el sistema solar y que a partir de los cráteres de impacto observados podemos obtener información acerca de la estructura de la corteza, su composición y su edad.

Riesgo de impacto con cuerpos menores

No quisiera terminar este capítulo sin comentar un poco sobre un tema de moda desde hace algunos años: el riesgo de colisión de un asteroide o cometa con la Tierra. La visión catastrofista de los últimos años en relación con los asteroides y cometas ha hecho que al público no se le informe de cuán fascinante puede ser un objeto recién descubierto sino de qué tan cerca estuvo de chocar con nosotros. En este punto es necesario hacer algunas aclaraciones. En primer lugar, la probabilidad de impacto con un cometa es del orden de 2.2×10^{-9} por órbita y aunque la

probabilidad de impacto con un asteroide es algo mayor, es importante recordar que la mayoría de los objetos son pequeños y por tanto no todos los impactos tienen consecuencias catastróficas. La segunda aclaración es que continuamente se están descubriendo nuevos asteroides cuyas órbitas los hacen pasar muy cerca de nuestro planeta; muchos de ellos se han observado después de haber cruzado la órbita terrestre o unos días antes, por lo que, de haber chocado con nosotros, ni siquiera (o apenas) nos hubiéramos dado cuenta. Quizás lo más sano sería no preocuparnos demasiado al respecto. Lo que sí se debe hacer es ocuparse de ello, y en este sentido ya hay un proyecto internacional dedicado a identificar a los asteroides de un kilómetro o más que crucen la órbita terrestre. ¿Por qué un kilómetro? Porque un choque con un asteroide de ese tamaño tendría consecuencias globales (figura 8.15).

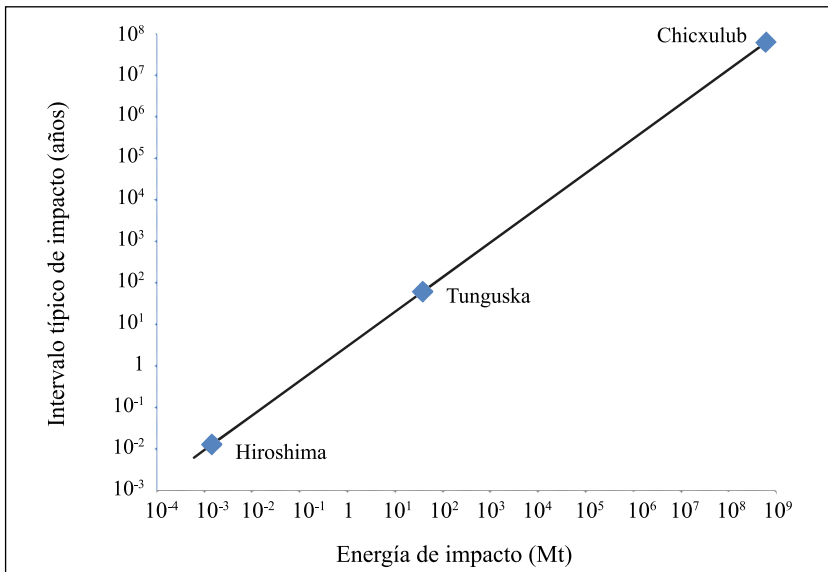


Figura 8.15. En esta gráfica se muestran los intervalos de tiempo de impacto típicos de asteroides de diferentes energías cinéticas. Los rombos señalan los eventos de Tunguska y del límite Cretácico-Paleógeno (formación del cráter de Chicxulub). El rombo en la parte inferior izquierda de la gráfica muestra la energía de la bomba que explotó sobre Hiroshima sólo para tener un punto de comparación (cálculos basados en Poveda *et al.*, 1999, considerando una velocidad de entrada de 20 km/s y una densidad del proyectil de 3 000 kg/m³).

La gráfica de la figura 8.15 muestra cada cuánto tiempo puede ocurrir una colisión con un asteroide. En particular, un asteroide de un kilómetro que tenga una velocidad de 20 km/s chocaría con la Tierra con una energía de $\sim 6 \times 10^5$ Mt. Como ya mencionamos en párrafos anteriores, la colisión con objetos más pequeños es más frecuente que con objetos de tamaño mayor. En particular, el impacto con un objeto de un kilómetro ocurriría cada $\sim 200\,000$ años y un impacto con un objeto como el que posiblemente causó la extinción de los dinosaurios, cada 63 millones de años aproximadamente. Gracias a nuestra atmósfera, la mayoría de los cuerpos que caen a la Tierra son desintegrados o fragmentados, de ahí que no causan un daño apreciable (aunque existe la teoría de que la explosión de un avión en pleno vuelo pudo deberse a la colisión con un meteorode pequeño).

Cuando se hace referencia a la extinción de los dinosaurios hace 65 millones de años, no se afirma que hubiera sido la única ni la más grande; tampoco se habla de la posible existencia de otros factores que contribuyeran a la extinción. De hecho, en los últimos 600 millones de años ha habido alrededor de 10 extinciones, cinco de ellas considerables. La más grande de todas no fue la del límite Cretácico-Paleógeno, sino la ocurrida en el límite Pérmico-Triásico, hace 250 millones de años, en la cual se perdieron 95% de las especies marinas y 70% de las terrestres. Las causas de esta extinción pudieron ser el impacto con un asteroide o cometa, vulcanismo severo o fluctuaciones en el nivel del mar o el clima.

En los últimos años se ha visto que los cometas y los meteoritos de origen asteroidal poseen compuestos orgánicos tales como aminoácidos, quinones, ácidos carboxílicos, aminas y amidas. Como estos cuerpos han tenido impactos con los planetas y satélites, no es descabellado pensar que la vida en la Tierra, o al menos los compuestos necesarios para su aparición, llegaron a nuestro planeta junto con cometas y asteroides. Parte de la atmósfera terrestre actual pudo haber sido aportada por los volátiles en los cometas. Paradójicamente, la colisión con cometas y asteroides que tanto tememos que pueda destruir la vida en la Tierra y, en particular la del *homo sapiens sapiens*, pudo haber sido la causante de las maravillas biológicas que vemos a nuestro alrededor y que, citando a Carl Sagan, produjo un ser capaz de preguntar ¿por qué?

PROBLEMAS

1. Calcula el momento angular del Sol. Después calcula el momento angular de los planetas. ¿Cómo se explica que el Sol tenga 99.9% de la masa del sistema solar, mientras que 98% del momento angular del sistema reside en el movimiento orbital de los planetas?
2. Calcula la energía cinética que adquiriría un bloque cúbico de hierro de un metro de lado si “cayera” desde la corteza terrestre hasta el borde del núcleo externo.
3. Investiga por qué los planetas tienen una forma casi esférica.
4. Haciendo uso de la tercera ley de Kepler, demuestra que la velocidad angular de un planeta disminuye según su distancia del Sol.
5. Con base en la tercera ley de Kepler, encuentra los semiejes mayores que corresponden a resonancias con Júpiter, es decir, a periodos que son $1/2$, $2/5$, $1/3$ y $1/4$ del periodo de Júpiter. La distancia de Júpiter al Sol es de 5.2 UA. ¿Qué ocurre a estas distancias?, ¿por qué?
6. Supón que en el cinturón principal hay 5 000 cuerpos capaces de destruir un blanco asteroidal de 200 km de longitud. Si el volumen del cinturón es de $\approx 10^{26} \text{ km}^3$ y la velocidad relativa entre objetos de esta zona es de $\approx 5 \text{ km/s}$, ¿cuál es el tiempo de vida de este blanco asteroidal por fragmentación por colisión?
7. ¿Cuál sería la objeción principal a la propuesta de que el agua y la vida (o al menos los compuestos orgánicos) pudieron haber sido traídos a la Tierra por los cometas?
8. Estima el radio de un asteroide que impacta la Tierra con una velocidad relativa de 10 km/s y cuya energía cinética es suficiente para evaporar todos los océanos. Un impacto de este tipo pudo haber ocurrido hace $\approx 3.8\text{-}4$ años. ¿Las primitivas formas de vida pudieron haber sobrevivido? Considera que la densidad de los asteroides es de 3 g/cm^3 .

9. Realiza un cuadro sinóptico con las características de los cráteres de impacto en los planetas del sistema solar interior, así como de las conclusiones que se pueden obtener de su estudio. ¿Ha cambiado la idea que tenías acerca de los cráteres de impacto? ¿Qué fue lo que más te impactó?

10. En la década pasada empezó una controversia, no resuelta aún, sobre la existencia de bacterias en meteoritos cuya procedencia probable es Marte. Si es posible que lleguen a la Tierra fragmentos de otros cuerpos planetarios, también es posible que fragmentos de nuestro planeta se encuentren en otros planetas. Si fueras de expedición a la Luna o a Marte, ¿sería posible distinguir rocas terrestres en la superficie?, ¿cuál sería la edad más probable de estas rocas? ¿Se encontrarían restos de microorganismos?, ¿qué información adicional nos darían?

GLOSARIO

Corteza: por su composición química, la Tierra se divide en núcleo, manto y corteza.

La corteza es la capa más externa, está compuesta por roca sólida y tiene un espesor de entre cinco y 40 km. Existen dos tipos de corteza: la continental y la oceánica. En general, es la capa de roca sólida más externa de un planeta o satélite y su espesor es de algunos kilómetros.

Diferenciación: proceso mediante el cual los planetas y satélites desarrollan capas concéntricas de composición química y mineralógica diferente.

Leyes de Kepler: primera ley: los planetas se trasladan alrededor del Sol en órbitas elípticas con el Sol en uno de los focos. Segunda ley: el radio vector que une al Sol con un planeta barre áreas iguales en tiempos iguales. Tercera ley: el cuadrado del periodo de traslación de un cuerpo alrededor del Sol es proporcional al cubo del semieje mayor de su órbita.

Onda de choque: perturbación que da origen a una discontinuidad en la temperatura y en la presión conforme se propaga a velocidad supersónica a través de sólidos, líquidos o gases. Se produce por un impacto o una explosión.

Paralaje: desviación angular de la posición aparente de un objeto debida al cambio de línea de visión. Esta técnica se emplea para medir la distancia a las estrellas o a otros objetos astronómicos.

Quinones: compuestos comunes en moléculas biológicamente relevantes. Algunos intervienen en el transporte de electrones durante procesos como la fotosíntesis.

Resonancia: cuando los periodos orbitales de dos cuerpos que interactúan gravitacio-

nalmente de forma periódica se pueden representar como el cociente de dos números enteros de una sola cifra, se dice que los cuerpos están en resonancia.

UA: siglas para unidad astronómica. Es la distancia promedio de la Tierra al Sol. Equivale a 150 millones de kilómetros.

Wolf-Rayet: estrellas sumamente luminosas y calientes (50 000 K) con vientos estelares muy rápidos ($\sim 2\,000$ km/s). Se piensa que son los núcleos de helio de estrellas que han salido de la secuencia principal.

BIBLIOGRAFÍA

- Anderson, R.Y., “Long-Term Changes in the Frequency of Occurrence of El Niño Events, en H. F. Díaz y V. Markgraf (eds.), *El Niño, Historical and Paleoclimatic Aspects of the Southern Oscillation*, Cambridge University Press, 1992, pp. 193-200.
- Backus, G., R. Parker, y C. Constable, *Foundations of Geomagnetism*, Cambridge University Press, 1996.
- Bernstein, M. P., S. A. Sandford y L. J. Allamandola, “Life’s Far-Flung Raw Materials”, *Scientific American*, 26-33, julio de 1999.
- Benestad, R. E., *Solar Activity and Earth’s Climate*, Springer and Praxis Pub., 2002.
- Bertotti, B., P. Farinella y David Vokrouhlický, *Physics of the Solar System. Dynamics and Evolution, Space Physics, and Spacetime Structure*, Países Bajos, Kluwer Academic Publishers, 2003.
- Bleeker, J. A. M., J. Geiss y M. C. E. Huber (eds.), *The Century of Space Science*, vol. II, Kluwer Academic Publishers, 2001.
- Campbell, W. C., *Introduction to Geomagnetic Fields*, Cambridge University Press, 1997.
- Campbell, W. H., *Earth Magnetism, a Guided Tour Through Magnetic Fields*, Complementary Science Series, HAP, Academic Press, 2001.
- Casoli, F., y T. Encrenaz, *The New Worlds. Extrasolar Planets*, Alemania, Springer-Praxis, 2007.
- Chen, F. F., *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, 1974.
- Cravens, T. E., *Physics of Solar System Plasmas*, Cambridge University Press, 1997.
- Eddy, J. A., “The Maunder Minimum”, *Science*, 192, 1976, pp. 1189-1192.
- Faure, G., y T. Mensing, *Introduction to Planetary Science. The Geological Perspective*, Países Bajos, Spinger, 2007.
- Fernández, J. A., *Comets. Nature, Dynamics, Origin, and their Cosmogonical Relevance*, Países Bajos, Springer, 2005.
- Freeman, J. W., *Tormentas en el espacio*, Cambridge University Press, 2002.

- Friis-Christensen, E., C. Fröhlich, J. D. Haigh, M. Schüssler y R. von Steiger (eds), *Solar Variability and Climate*, Space Science Series of ISSI, Kluwer Acad. Pub., 2000.
- Friis-Christensen, E., y K. Lassen, “Length of the Solar Cycle: and Indicator of the Solar Activity Closely Associated with Climate”, *Science*, 254, 1991, pp. 698-700.
- Gasperini, L., E. Bonatti y G.Longo, “The Tunguska Mystery”, *Scientific American*, junio de 2008, pp. 56-61.
- Glass, B. P., *Introduction to Planetary Geology*, Cambridge University Press, 1982.
- Hamblin, W. K., *Earth's Dynamic Systems*, EU, MacMillan, 1992.
- Jackson J. D., *Classical Electrodynamics*, Wiley and Sons, 1975.
- Jursa, A. S. (ed.), *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Air Force Geophysics Laboratory, 1995.
- Kenkmann, T., F. Hörz y A. Deutsch (eds.), *Large Meteorite Impacts III*, EU, The Geological Society of America, 2005.
- Klahr, H., y W. Brandner (eds.), *Planet Formation. Theory, Observations and Experiments*, Cambridge University Press, Reino Unido, 2006.
- Kowal, C. T., *Asteroids: Their Nature and Utilization*, Wiley and Sons, 1995.
- Lang, K. R., *The Cambridge Encyclopedia of the Sun*, Cambridge University Press, 2001.
- Langel, R. A., y W. J. Hinze, *The Magnetic Field on the Earth's Litosphere: the Satellite Perspective*, Cambridge University Press, Reino Unido, 1998.
- Lean, J., “Short-Term Direct Indices of Solar Variability”, *Adv. Space Res.*, 94, 2000, pp. 39-51.
- Lewis, J. S., *Physics and Chemistry of the Solar System*, 2ª. ed., Estados Unidos de América, Elsevier Academic Press, 2004.
- _____, *Physics and Chemistry of the Solar System*, Academic Press, Estados Unidos de América, 1997.
- Lin, D. N. C., “The Genesis of Planets”, *Scientific American*, mayo de 2008, pp. 28-37.
- Longair, M. S., *High Energy Astrophysics (Volume 1: Particles, Photons and their Detection)*, 2ª. ed., Cambridge University Press, 1998.
- Lyons L. R., y D. J. Williams, *Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics*, Geophysics and Astrophysics Monographs, D. Reidel Publishing Company, 1984.

- Maj, S., “Heat Sources in Evolution of the Earth and Terrestrial Planets”, en R. Teisseyre (ed.), *Evolution of the Earth and Other Planetary Bodies*, Elsevier, Polonia, 1992, pp. 414-465.
- McComas, D. J., S. J. Bame, B. L. Barraclough, W. C. Feldman, H. O. Funsten, J. T. Gosling, P. Riley, R. Skoug, A. Balogh, R. Forsyth, B. E. Goldstein y M. Neugebauer, “Ulysses’ Return to the Slow Solar Wind”, *Geophysical Research Letters*, 25, 1998, pp. 1-4.
- McCracken, K. G., J. Beer y F. B., McDonald, “A Five-Year Variability in the Modulation of the Galactic Cosmic Radiation over Epochs of Low Solar Activity”, *Geophysical Research Letters*, 29, 2002, pp. 14-1.
- McFadden, L-A., P. R. Weissman y T. V. Johnson (eds.), *Encyclopedia of the Solar System*, 2a. ed., Canadá, Academic Press, 2007, pp. 561-565.
- Mendoza, B., *Actividad solar y clima*, Monografías del Instituto de Geofísica, núm. 8, 2006.
- Merrill R.T., M. W. McElhinny y P. L. McFadden, *The Magnetic Field of the Earth*, International Geophysics Series, vol. 63, Academic Press, San Diego, California, 1998.
- Muñiz-Barreto L., *El geomagnetismo*, Cuadernos del Instituto de Geofísica, núm. 11, UNAM-Plaza y Valdés, 1997.
- Neugebauer, M., “Ulysses’ Return to the Slow Solar Wind”, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1998, pp. 1-4.
- Noyes, R. W., *The Sun Our Star*, Harvard University Press, 1982.
- Otaola, J. A., B. Mendoza y R. Pérez, *El Sol y la Tierra: una relación tormentosa*. vol. 114 de la Serie la Ciencia desde México, México, Fondo de Cultura Económica, 1993.
- Otaola, J. A., y J. F. Valdés-Galicia, *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*, vol. 108 de la Serie la Ciencia desde México, México, Fondo de Cultura Económica, 1992.
- Parks, G. K., *Physics of Space Plasmas an Introduction*, Addison Wesley, 1991.
- Poveda, A., M. A. Herrera, J. L. García, A. Hernández-Alcántara y K. Curioica, “The Expected Frequency of Collisions of Small Meteorites with Cars and Aircraft”, *Planet and Space Sci.*, vol 47, 1999, pp.715-719.
- Priest, E. R., *Solar Magnetohydrodynamics*, Geophysics and Astrophysics Monographs 21, D. Reidel Publishing Company, 1982.

- Tascione, T., *Introduction to the Space Environment*, 2a. ed., Malabar, Florida, Krieger Publ. Co., 1994.
- Taylor, S. R., *Solar System Evolution. A New Perspective*, 2a. ed., Reino Unido, Cambridge, 2001.
- Tornabene, L. L., H. Y. McSween Jr., J. E. Moersch, J. L. Piatek, K. A. Milam y P. R. Christensen, *Recognition of Rayed Craters on Mars in THEMIS Thermal Infrared Imagery: Implications for Martian Meteorite Source Regions*, LPSC XXXVI, 2005.
- Weaver, Harold, A., “Not a Rubble Pile?”, *Science*, 304, 2004.
- Weissman, P. R., L. A. McFadden y T. V. Johnson, (eds.), *Encyclopedia of the Solar System*, EU, Academic Press, 2007.
- Williams, G. E., “Sunspot Periods in the Late Precambrian Glacial Climate and Solar-Planetary Relations”, *Nature*, 291, 1981, pp. 624-628.
- Zirin, H., *Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press, 1989.

DIRECCIONES ELECTRÓNICAS

Ciencias espaciales

- <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>.
- <http://science.hq.nasa.gov/>.
- <http://lasp.colorado.edu/see/>.
- <http://lasp.colorado.edu/sorce/index.htm>.

Campo geomagnético y magnetosfera

- http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/index.html.
- http://ion.le.uk/~ets/phd/RSPP_images/Magnetosphere.gif.
- www.windows.ucar.edu/tour/link=/jupiter/upper_atmosphere.sp.html.
- http://spaceweb oulu.fi/projects/cassini/sat_ms.gif.
- http://www.biocrawler.com/w/images/1/19/Magnetosphere_simple.jpg.

Atmósfera terrestre

Misión “Terra”: <http://terra.nasa.gov/>.

Misión “Aqua”: <http://aqua.nasa.gov/>.

ftp://ftp.ssmi.com/msu/monthly_time_series/rss_monthly_msu_amsu_channel_tlt_anomalies_land_and_ocean_v03_1.txt.

<http://www.metoffice.gov.uk/corporate/pressoffice/2008/pr20081216.html>.

<http://www.cru.uea.ac.uk/cru/data/temperature/#datter>.

<http://data.giss.nasa.gov/gistemp/>.

<http://vortex.nsstc.uah.edu/>.

Planetología

<http://www.cfa.harvard.edu/iau/mpc.html>.

<http://pds.jpl.nasa.gov/>.

<http://photojournal.jpl.nasa.gov/index.html>.

<http://www.planetary.org/home/>.

<http://www.windows.ucar.edu/spanish.html>.

<http://planetquest.jpl.nasa.gov/>.

<http://www.lpi.usra.edu/>.

<http://mars.jpl.nasa.gov/mgs/index.html>.

http://messenger.jhuapl.edu/gallery/sciencePhotos/image.php?page=2&gallery_id=2&image_id=129.

<http://saturn.jpl.nasa.gov/>.

INSTITUTO DE GEOFÍSICA
Dr. Arturo Iglesias Mendoza
Director

Dr. Carles Canet Miquel
Secretario académico

M. en C. Gerardo Cifuentes Nava
Secretario técnico

Lic. Vanessa Ayala Perea
Secretaria administrativa

Dr. Gustavo Tolson Jones
Coordinador del Posgrado en Ciencias de la Tierra

SECCIÓN EDITORIAL

Editora

Mtra. Andrea Rostan

Diseñadora

Lic. Vanesa Gómez Vivas

Introducción a la física espacial,

editado por la Dirección General de Publicaciones y Fomento Editorial de la UNAM, se terminó de imprimir el 10 de septiembre de 2013 en los talleres de Litográfica Ingramex, S. A. de C. V., Cacama núm. 84, colonia Santa Isabel Industrial, delegación Iztapalapa., C. P. 09820, México, D. F. Para su composición se utilizó tipografía Adobe Garamond Pro 11.5/14.5. El tiro consta de 250 ejemplares impresos en sistema digital de baja demanda en papel bond ahuesado de 90 gramos con forros en couché blanco importado de 250 g. Formación: Inés P. Barrera. Cuidado editorial: Alejandro Soto V. Coordinación editorial: Elsa Botello L.