



INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA  
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA  
UNIVERSIDAD DE GRANADA

# Modelos energéticos, químicos y dinámicos de la alta atmósfera de Marte

Director de Tesis:

**Dr. Miguel Ángel López Valverde**  
Científico Titular del CSIC  
Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC)

Tutor:

**Dr. Lucas Alados Arboledas**  
Catedrático del Departamento de Física Aplicada  
Universidad de Granada

Memoria presentada para optar al grado de  
**DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS**  
(Doctor Europæus)

Francisco González Galindo

Granada, 2006



## AGRADECIMIENTOS

Son muchas las personas que me han ayudado de una manera u otra desde que entré por primera vez, en Septiembre de 2001, al edificio del Instituto de Astrofísica de Andalucía. Tantos, que es imposible que me acuerde de todos y, aunque mi memoria fuera menos mala, tampoco cabrían aquí todos sus nombres. Por eso, en primer lugar quiero pedir disculpas a todos aquellos que deberían estar incluidos aquí y no lo están.

Dicho esto, es de justicia que mi primer recuerdo sea para Miguel Ángel López Valverde, director de tesis y compañero, que durante estos cuatro años largos ha guiado mis pasos en esta investigación. Durante este tiempo siempre ha tenido tiempo para resolver mis dudas y mostrarme el camino a seguir cuando más difícil parecía. Gran parte de lo que he aprendido se lo debo a él y a su constancia y paciencia... aunque éstas no le sirvieran para introducirme en el apasionante mundo del tango. También he de mencionar al resto del grupo AIRE, tanto a los “permanentes” como a los “fugaces”, a todo el Departamento Sistema Solar y al personal del Centro de Cálculo, Biblioteca y portería por su paciencia.

Muchas personas han contribuido a que mi estancia en este instituto haya sido más agradable: Maya y Pedro, que me ayudaron en mis primeros pasos en el instituto, la peña futbolística, la quinielística, los comentaristas deportivos txururdines de los lunes y todos los compañeros con los que he compartido un café o una conversación.

También fueron muchas las personas que me ayudaron durante mis estancias en el extranjero: Francois Forget, Yann Wanherdrick, Martine Maherou, Sebastien Lebonnois y Karim Dassas en París (y, cómo no, José Luis Jaramillo, por sus visitas “guiadas” al Louvre y sus lecciones de historia y civilizaciones), y Steve Bougher en Michigan. Tengo que dar las gracias muy especialmente a Mónica Angelats y Sheldon Smith, y a Simon, su madre y su hermana, por toda su ayuda y por acogerme como a un amigo de toda la vida.

Quiero agradecer expresamente la labor de aquellos que luchan para que la investigación sea simplemente, desde el principio, una profesión como otra cualquiera. Sois pocos los que empleáis vuestro tiempo libre en esto, y muchos los que nos beneficiamos.

Son muchos los amigos que me han apoyado durante estos años y con los que he compartido momentos inolvidables: Juan Ramón, Álvaro, Esther, Eva, Loli, Jaime, Jose y Elena, los amigos accitanos (con teorías marcianas y “fotos” de extraterrestres incluidas), los ópticos... También, por supuesto, a mi familia granadina, por tanto gorroneo.

Tengo que hacer aquí una mención especial para las personas con las que más cosas he compartido, dentro y fuera del instituto, en los últimos años. Dani Cabrera (a pesar de la Vargas y la selección musical de las pochás), y Sergio, con quien he compartido mucho más que un despacho durante 4 años. Sin vosotros dos todo habría sido mucho más duro. Y también Judith, aunque siempre gane.

Dani, tú podrías estar en muchos de los párrafos anteriores. Son tantas las cosas que tendría que agradecerte, que no cabrían aquí. Muchas gracias por todas (y sí, también por aguantarme).

Y, por supuesto, a las personas que más quiero, por quererme pese a todo, por hacerme seguir adelante y recordarme cuáles son las cosas realmente importantes.

Todos y cada uno de vosotros habeis sido necesarios e imprescindibles. Por eso, GRACIAS.

*A mis padres, por su apoyo y cariño callados pero constantes*  
*A Ani, por su infinita paciencia y el tiempo robado*



# Índice

<b>Capítulo 1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Historia de la exploración marciana . . . . .	1
1.1.1	Primeros pasos . . . . .	1
1.1.2	La era espacial . . . . .	2
1.2	Breve descripción de la atmósfera marciana . . . . .	11
1.2.1	Características generales . . . . .	11
1.2.2	Singularidades de la atmósfera marciana: ciclo de CO <sub>2</sub> y tormentas de polvo . . . . .	13
1.2.3	Propiedades de la alta atmósfera marciana . . . . .	16
1.3	Modelo Europeo de Circulación General en Marte, EMGCM . . . . .	20
1.3.1	Introducción: modelos numéricos climáticos . . . . .	20
1.3.2	Descripción del EMGCM (European Mars General Circulation Model) . . . . .	24
1.3.3	Aplicaciones del EMGCM: resultados . . . . .	26
1.3.4	Base de datos del clima marciano, EMCD, “European Mars Climate Database” . . . . .	27
1.4	Motivación y objetivos de este trabajo . . . . .	30
1.4.1	Interés científico de los modelos de alta atmósfera en Marte . . . . .	30
1.4.2	Objetivos del trabajo . . . . .	32
<b>Capítulo 2</b>	<b>Desarrollo modelo 1-D</b>	<b>33</b>
2.1	Introducción . . . . .	33
2.2	Esquema numérico . . . . .	35
2.3	Calentamiento UV . . . . .	36
2.3.1	Introducción . . . . .	36
2.3.2	Cálculo del calentamiento UV . . . . .	38
2.3.3	Datos iniciales más importantes utilizados en el modelo . . . . .	40
2.3.4	Resultados . . . . .	45
2.3.5	Comparación con otros modelos . . . . .	49
2.4	Fotoquímica . . . . .	53
2.4.1	Introducción . . . . .	53
2.4.2	Modelo fotoquímico . . . . .	54

2.4.3	Solución numérica de las ecuaciones fotoquímicas . . . . .	55
2.4.4	Resultados . . . . .	57
2.4.5	Comparaciones con otros modelos . . . . .	73
2.5	Conducción térmica . . . . .	75
2.5.1	Resultados . . . . .	78
2.5.2	Comparación con el esquema del EMGCM . . . . .	84
2.6	Difusión molecular . . . . .	85
2.6.1	Introducción . . . . .	85
2.6.2	Implementación en el modelo 1-D . . . . .	86
2.6.3	Resultados . . . . .	90
2.6.4	Comparación con el esquema del EMGCM . . . . .	97
2.7	Difusión turbulenta . . . . .	99
2.7.1	Introducción . . . . .	99
2.7.2	Implementación . . . . .	100
2.7.3	Resultados . . . . .	102
2.8	Modelo 1-D acoplado . . . . .	107
2.8.1	Estructura y características del modelo . . . . .	108
2.8.2	Resultados . . . . .	113
<b>Capítulo 3 Rutinas rápidas para un MCG de la alta atmósfera de Marte</b>		<b>127</b>
3.1	Introducción . . . . .	127
3.2	Calentamiento UV . . . . .	128
3.2.1	Dependencia de la sección eficaz de CO <sub>2</sub> con la temperatura . . . . .	132
3.2.2	Flujo solar: Variación durante el ciclo solar . . . . .	133
3.2.3	Resultados . . . . .	135
3.3	Fotoquímica . . . . .	140
3.3.1	Resultados . . . . .	144
3.4	Implementación en un MCG . . . . .	144
<b>Capítulo 4 Resultados nominales del EMGCM</b>		<b>153</b>
4.1	Introducción . . . . .	153
4.2	Descripción de los cálculos . . . . .	154
4.3	L <sub>s</sub> =0 (equinoccio de primavera en el hemisferio Norte) . . . . .	157
4.3.1	Estructura latitudinal . . . . .	157
4.3.2	Estructura longitudinal detallada . . . . .	163
4.3.3	Promedios temporales y variabilidad intrínseca de la alta atmósfera . . . . .	178
4.3.4	Variabilidad solar . . . . .	187
4.4	L <sub>s</sub> =90, solsticio de verano en el hemisferio Norte . . . . .	191
4.4.1	Estructura latitudinal . . . . .	191
4.4.2	Estructura longitudinal . . . . .	195

4.4.3	Variabilidad solar . . . . .	202
4.5	$L_s=270$ , solsticio de invierno en el hemisferio Norte . . . . .	206
4.5.1	Estructura latitudinal . . . . .	206
4.5.2	Estructura longitudinal . . . . .	208
4.5.3	Variabilidad solar . . . . .	216
4.6	Cuadro-resumen variabilidad . . . . .	218
<b>Capítulo 5 Validación del EMGCM</b>		<b>223</b>
5.1	Estudios de sensibilidad . . . . .	223
5.1.1	Eficiencia de calentamiento UV . . . . .	225
5.1.2	Fotoquímica . . . . .	232
5.1.3	Tasa de desexcitación colisional $\text{CO}_2\text{-O}$ . . . . .	238
5.1.4	Resumen pruebas de sensibilidad . . . . .	245
5.2	Comparaciones con el MTGCM . . . . .	247
5.2.1	Filosofía y escenarios . . . . .	248
5.2.2	Resultados modelos nominales . . . . .	250
5.2.3	Esquemas para el enfriamiento en $15\ \mu\text{m}$ modificados . . . . .	258
5.2.4	Actuación sobre el flujo solar . . . . .	264
<b>Capítulo 6 Summary, conclusions and future work</b>		<b>277</b>
6.1	Modeling of physical processes and development of 1-D model . . . . .	278
6.1.1	UV solar heating . . . . .	278
6.1.2	Photochemistry . . . . .	279
6.1.3	Thermal conduction . . . . .	279
6.1.4	Molecular diffusion . . . . .	279
6.1.5	Eddy diffusion . . . . .	280
6.2	Fast schemes of calculation . . . . .	280
6.2.1	UV solar heating . . . . .	280
6.2.2	Photochemistry . . . . .	281
6.3	Thermospheric EMGCM . . . . .	281
6.3.1	Nominal results . . . . .	281
6.3.2	Validation . . . . .	282
6.4	Conclusions . . . . .	283
6.5	Future work . . . . .	284
6.5.1	1-D model . . . . .	285
6.5.2	EMGCM . . . . .	286
<b>Apéndice A Método de las diferencias finitas</b>		<b>287</b>
<b>Apéndice B Transporte radiativo</b>		<b>291</b>

<b>Apéndice C</b>	<b>Método numérico de resolución de ecuaciones fotoquímicas</b>	<b>295</b>
<b>Apéndice D</b>	<b>Producciones y pérdidas de todos los compuestos del modelo</b>	<b>299</b>
<b>Apéndice E</b>	<b>Energía de las reacciones químicas</b>	<b>303</b>
<b>Apéndice F</b>	<b>Tablas de coeficientes de fotodisociación</b>	<b>307</b>
<b>Apéndice G</b>	<b>Modelos de Circulación General de la atmósfera marciana</b>	<b>311</b>
G.1	MTGCM . . . . .	311
G.2	NASA/AMES MCG . . . . .	314
G.3	GFDL MCG . . . . .	318
G.4	CCSR/NIES MCG . . . . .	320
G.5	GM3 . . . . .	322
G.6	MarTIM . . . . .	323
	Bibliografía	325

# Capítulo 1

## Introducción

**RESUMEN** En primer lugar se resumen los hitos de la investigación científica que han marcado el conocimiento que hoy día tenemos de los procesos físicos, químicos y geológicos que tienen lugar en Marte, partiendo de las primeras exploraciones telescópicas y llegando hasta las recientes misiones espaciales. Éstas últimas, en particular, nos han permitido obtener durante la última década un conocimiento cada vez más detallado de la atmósfera marciana, como resumen en la segunda parte de esta introducción, poniendo especial énfasis en la zona de la atmósfera de Marte en que este trabajo se centra, la termosfera. En una tercera parte, se describe el European Mars General Circulation Model, principal herramienta usada en este trabajo. Por último, se exponen las motivaciones y objetivos de este trabajo.

**ABSTRACT** We summarize here, first, the keystones of the scientific research of the physics, chemistry and geology of Mars, from the first telescopic observations to the latest spacecrafts. The recent space missions in particular have given us a detailed description of the main features of the Martian atmosphere, that are summarised in a second section, paying special attention to the region of the atmosphere that this work deals with, the thermosphere. In a third part of this summary, we describe the European Mars General Circulation Model, the main tool we are going to use in this work. Finally, we expose the motivations and main objectives of our work.

### 1.1 Historia de la exploración marciana

#### 1.1.1 *Primeros pasos*

Marte. Tras este nombre no se esconde sólo un planeta objeto de estudio científico. Su mención evoca leyendas y mitos tan antiguos como la civilización. No es difícil imaginar cómo los primeros seres humanos que empezaran a mirar con curiosidad el firmamento fijaron su atención en ese astro que se diferenciaba de los demás porque no parpadeaba y por su intenso color rojizo. Aquellos que observaran el cielo con más detenimiento percibirían cómo este astro mostraba, periódicamente, un fuerte movimiento de retroceso respecto al del resto de los objetos celestes. La huella de Marte puede verse ya en el calendario asirio, allá por el 2500 a.C., que incluye siete días: 5 para los planetas conocidos, y otros dos para el Sol y la Luna (*Anguita*, 1998). Marte fue llamado *Salbatani* por los babilonios, *Huo xing* por los chinos, *Har Decher* por los egipcios, *Mirikh* por los árabes, turcos y persas, *Angaraka* en la India y *Ares* por los griegos (*Thurston*, 1994; *Kieffer y col.*, 1992). En todas estas culturas, el planeta rojo se asoció, precisamente debido a su color, con la guerra y la muerte. No en vano, su nombre actual lo debe al dios

romano de la guerra.

Dada su cercanía a la Tierra y su órbita externa a la terrestre, Marte es un planeta muy fácil de observar. La primera observación telescópica de Marte fue realizada, por supuesto, por Galileo, al comienzo del siglo XVII. Escasos 70 años después, Huygens y Cassini habían identificado ya las principales características del planeta (*Erard, 2001; Kieffer y col., 1992*). Es interesante revisar la historia de la exploración marciana y comprobar cómo, poco a poco, aquellos astrónomos pioneros iban aumentando su conocimiento acerca de este planeta, y cómo se iba gestando un proceso gradual y continuo de inventiva e imaginación basado en las ideas físicas y astronómicas de cada época, por el cual muchas de las ideas que se creían asentadas iban cayendo en favor de otras nuevas al mejorar las observaciones. Seguimos en lo que queda de párrafo el excelente y detallado resumen histórico de *Anguita (1998)*. En 1666 Cassini, a partir de la observación de manchas en su superficie, dedujo con gran precisión el período de rotación de Marte. Las observaciones que Tycho Brahe hizo del movimiento de Marte contribuyeron en gran medida (a su pesar, ya que Brahe no quería problemas con la iglesia, y cuando cedió su datos a Kepler lo hizo con la condición de que no se usaran para demostrar el sistema de Copérnico) al establecimiento del Sistema del Mundo kepleriano, ya que Marte tiene una órbita con una excentricidad mucho más alta que la terrestre. En 1837 Beer y Mädler publican el primer mapamundi marciano, en el que aparecen manchas oscuras, que se atribuyen a extensiones de agua. En 1877 Hall (o quizás su esposa) descubre los dos satélites marcianos, Fobos (miedo) y Deimos (terror). En 1882 Schiaparelli anuncia el descubrimiento de unos 100 canales que cruzan la superficie marciana, uniendo entre sí las manchas. Este anuncio excita la imaginación de la gente de finales del XIX, dando lugar a teorías según las cuales civilizaciones marcianas luchaban contra la desertización de su planeta mediante la construcción de obras de irrigación que transportaban agua desde los polos a las zonas áridas. Estas fantásticas teorías no empezaron a caer en desuso hasta bien entrado el siglo XX, lo que explica el pavor causado en los Estados Unidos por Orson Welles y su emisión radiofónica de *La guerra de los mundos* en 1938. Mientras tanto, proseguía la exploración telescópica del vecino planeta. La existencia de la atmósfera marciana quedó de manifiesto mediante observaciones de nubes y tormentas de polvo, y en los años 30/40 se empezó a estudiar mediante espectroscopía. Estos estudios condujeron, por ejemplo, al descubrimiento de CO<sub>2</sub> en la atmósfera marciana en 1947 por Kuiper. Los avances más espectaculares respecto a Marte y su atmósfera comenzaron 10 años después, en la década de los 60, con el comienzo de la era espacial, que cambió radicalmente la visión que hasta entonces se tenía de este planeta.

### 1.1.2 *La era espacial*

El interés que, durante siglos, había despertado Marte, así como su cercanía y similitud con nuestro planeta, hace lógico que Marte se convirtiera en uno de los primeros objetivos de la carrera espacial. La salida de esta carrera hacia Marte la da la agencia espacial soviética, *Glavkosmos*, que en 1960, apenas 3 años después del lanzamiento del *Sputnik*, lanza, en secreto,

dos sondas con destino Marte, aunque ambas fracasaron (*Snyder y Moroz, 1992; Anguita, 1998*). En 1962 la URSS vuelve a intentarlo con otras tres sondas, con similar resultado (*Snyder y Moroz, 1992*). En 1964 Rusia acumula un nuevo fracaso, la *Zond 2*, mientras que los Estados Unidos mandan dos naves: la *Mariner 3*, que no sale de la atmósfera terrestre, y la *Mariner 4*, que habría de pasar a la historia como la primera sonda en tomar imágenes marcianas, durante su vuelo a menos de 10000 km del planeta en Julio de 1965. Mostraron un planeta desértico y craterizado, de aspecto similar a la Luna, lo que rompió muchos de los mitos sobre posibles civilizaciones, bosques, etc. que aún quedaban en la época (*Leighton y col., 1965*). El experimento de ocultación, en el que se medían los cambios producidos sobre la señal de la sonda recibida en Tierra al pasar esta señal a través de la atmósfera, permitieron determinar una presión atmosférica mucho menor de la esperada, de entre 4.1 y 7.0 mb, así como descubrir la ionosfera marciana (*Kliore y col., 1965*).

En 1969, tras dos sondas perdidas por la URSS, la NASA envía las sondas *Mariner 6* y *Mariner 7*, versiones mejoradas de sus predecesoras, las cuales se acercan a 3500 km de la superficie de Marte, permitiendo la toma de imágenes con mayor resolución que las anteriores. Básicamente confirmaron la visión de Marte dada por la *Mariner 4*, pero se encontraron algunas sorpresas, como el hallazgo de Hellas, una enorme cuenca de impacto, y nuevos tipos de terrenos no craterizados (*Leighton y col., 1969*). Estas sondas midieron la temperatura del casquete polar Sur, obteniendo una temperatura de 148K, primera señal de que los casquetes polares estaban formados por CO<sub>2</sub>, y no H<sub>2</sub>O, como se creía anteriormente (*Neugenbauer y col., 1971*). Además, permitieron la obtención del primer espectro ultravioleta de la alta atmósfera marciana, en el que aparecían características espectrales de CO<sub>2</sub>, CO, O y H, pero no de Nitrógeno (*Barth y col., 1971a*). Estas medidas permitieron obtener la variación con la altura de la densidad de los compuestos, y a través de estas variaciones, las temperaturas en la alta atmósfera (*Barth y col., 1971b*).

1971 era un año clave en la exploración marciana, ya que Marte y la Tierra estaban en oposición (alineados) con el Sol, y además en la posición más cercana desde 1924. Este año significó el momento culminante de la carrera por la exploración de Marte entre Estados Unidos y la Unión Soviética. Ambos países diseñaron nuevas misiones, con la diferencia de que esta vez no se buscaba sobrevolar Marte, como en los casos anteriores, sino poner en órbita marciana las sondas. Las naves soviéticas también incluían módulos de aterrizaje (*Anguita, 1998*). Una de las naves soviéticas (*Cosmos 419*) y otra de las estadounidenses (*Mariner 8*) no consiguieron iniciar su viaje debido a fallos en los lanzamientos. Las tres restantes (*Mars 2* y *Mars 3*, soviéticas, y *Mariner 9*, de la NASA) iniciaron su viaje sin contratiempos (*Snyder y Moroz, 1992*). Los problemas para estas misiones comenzaron a la vez que se cernía sobre Marte la más intensa y global tormenta de polvo jamás detectada por los astrónomos, coincidiendo con la llegada de los tres orbitales. Las naves soviéticas, no programadas para reaccionar a estos inconvenientes, sólo pudieron tomar fotos de las nubes de polvo (*Anguita, 1998*). Mientras, la *Mariner 9*, preparada, al contrario que las sondas rusas, para modificar su misión preestablecida mediante órdenes desde Tierra, pudo esperar hasta que la tormenta amainara para empezar a

tomar más de 7000 imágenes. Entre ellas aparece la primera del *Olympus Mons*, la montaña más elevada del sistema solar, con unos 27 km de altura, aunque inicialmente se interpretó como un cráter (*Masursky y col.*, 1972). Estas imágenes registraron accidentes geológicos similares a algunos accidentes terrestres en cuya formación el agua tiene un papel importante (*Masursky*, 1973), lo que abrió las puertas a todo tipo de conjeturas acerca de un pasado en el que el agua fue abundante en Marte. De esta manera, una vez más, cambiaba completamente la concepción que hasta el momento se tenía de Marte. Además, la *Mariner 9* tomó imágenes detalladas de los satélites marcianos (*Masursky y col.*, 1972). Entre los resultados más destacados relacionados con la atmósfera marciana, resaltaremos aquí que los espectros UV obtenidos confirman los resultados de las misiones anteriores, mostrando características relacionadas con la interacción de la radiación solar UV con el CO<sub>2</sub>, componente mayoritario. Además, se muestra que la ionosfera está compuesta primordialmente por oxígeno molecular ionizado (*Barth y col.*, 1972). El espectrómetro UV permitió también obtener valores para la temperatura exosférica de Marte entre 270 y 445 K, con indicaciones de que el estado de la baja atmósfera puede afectar a estas temperaturas (*Stewart y col.*, 1972). También se determinó la variación diurna de la concentración de oxígeno atómico en la termosfera, encontrando que esta concentración aumentaba durante el día, siendo máxima al atardecer (*Stewart y col.*, 1992). El espectroscopio infrarrojo de la misión midió también la cantidad de vapor de agua en la atmósfera, hallando las primeras indicaciones de un ciclo estacional (*Conrath y col.*, 1973). Por su parte, al módulo de descenso de la *Mars 2* le cabe el honor de ser el primer artefacto humano en alcanzar la superficie marciana. Desafortunadamente, no portaba instrumentos científicos; consistía en un gran escudo con la hoz y el martillo y un localizador de radio.

En 1973 la URSS hace nuevos intentos de alcanzar Marte, consiguiendo colocar en órbita una nave, *Mars 5*, que toma sólo 70 imágenes del planeta debido a que la comunicación con Tierra cesó tras sólo 22 órbitas. Un módulo de aterrizaje, *Mars 6*, emitió por radio su descenso hasta que se estrelló con la superficie. Parecía que aterrizar en Marte era misión imposible. La fragilidad de las naves y lo hostil del terreno, plagado de grandes cráteres y monstruosas rocas, convertían el aterrizaje en un auténtico desafío. Una misión gemela de la *Mars 5*, la *Mars 4*, falló en su intento de entrar en órbita, aunque en su paso por Marte tomó imágenes de su superficie y detectó por primera vez la ionosfera nocturna (*Snyder y Moroz*, 1992).

La NASA afrontó el reto de poner un instrumento en la superficie marciana mediante la serie *Viking*, formada por dos sondas gemelas consistentes cada una en un orbital y un módulo de descenso. Partiendo de la cartografía realizada por la *Mariner 9*, se seleccionaron unas zonas que asegurasen una relativa seguridad para el aterrizaje. La *Viking 1* se convirtió, el 20 de Julio de 1976, en la primera sonda en posarse sobre Marte, así como la primera en mandar información meteorológica extraterrestre. El 3 de Septiembre de 1976 la *Viking 2* sigue a su gemela y aterriza en Marte. Mientras, los orbitales de ambas misiones seguían tomando imágenes de la superficie del planeta, encontrando una superficie muy heterogénea, con amplias evidencias de haber sufrido procesos volcánicos en el pasado, así como accidentes geológicos posiblemente relacionados con inundaciones no recientes (*Soffen*, 1977). Los módulos de ate-

rizaje *Viking* incluían principalmente experimentos para buscar vida en Marte (*Soffen, 1977*) cuyos resultados, aún hoy para algunos, son controvertidos. Son innumerables las aportaciones que estas dos misiones realizaron al conocimiento que hoy día tenemos del planeta rojo, en campos diversos. No es éste el lugar para extenderse en ellas, aunque citaremos aquí las más destacadas de las relacionadas con la física atmosférica: determinación, durante las fases de descenso, de la composición, estructura térmica y densidad atmosféricas por debajo de 200 km, encontrando una estructura térmica compleja y variable, con temperaturas promedio por debajo de 200 K (*Nier y McElroy, 1977; Seiff y Kirk, 1977*); primera medida in-situ de la ionosfera de otro planeta, confirmando que está compuesta mayoritariamente por oxígeno molecular ionizado (*Hanson y col., 1977*); medidas de composición atmosférica, incluyendo compuestos minoritarios, como ozono o neon (*Owen y col., 1977*), así como medidas del ciclo de vapor de agua (*Farmer y Doms, 1979*), y la variación de las abundancias químicas con la altura en la alta atmósfera (*Nier y McElroy, 1977*); medidas de presión atmosférica (mostrando variaciones anuales globales de aproximadamente un 30%, y los efectos de tormentas globales de polvo), temperatura y dirección y velocidad del viento en superficie durante más de 3 años marcianos (*Snyder, 1979; Tillman, 1988*). El éxito de esta misión estimuló durante más de una década el desarrollo de modelos teóricos diversos que permitieran explicar sus resultados, incluyendo modelos climáticos (*Pollack y col., 1987*).

De hecho, probablemente fue el hecho de que tanto NASA como Glavkosmos eran conscientes de que no tenía sentido volver a Marte hasta que no se pudiera superar el éxito de las *Viking* lo que provocó que hasta 1989 no volvieran a acercarse naves a Marte. En esta ocasión fue Glavkosmos la que tomó la iniciativa, con dos misiones gemelas, *Phobos 1* y *Phobos 2*, cuyo principal objetivo no era el estudio de Marte, sino de sus satélites, planeando incluso enviar a ellos pequeños módulos de aterrizaje. *Phobos 1* se perdió dos meses después de su lanzamiento; por su parte, *Phobos 2* fue puesto en una órbita marciana similar a la de Phobos, a unos 200 km de distancia del satélite. Pero justo cuando la misión entraba en su fase culminante, las comunicaciones se perdieron repentinamente, añadiendo de esta manera esta ambiciosa misión a la ya larga lista de misiones marcianas fracasadas. Antes de su pérdida, la *Phobos 2* tuvo tiempo de realizar una serie de estudios relacionados principalmente con la magnetosfera (*Axford, 1991*) y la interacción con el viento solar (*Riedler y col., 1991*); también realizó un estudio de las abundancias, en las capas atmosféricas inferiores, de CO y H<sub>2</sub>O, prestando atención a su variabilidad espacial (*Combes y col., 1991*), así como de la abundancia de ozono y polvo mediante el método de ocultación solar (*Blamont y col., 1991*).

En 1992 la NASA volvió a intentar el desembarco en Marte. La *Mars Observer* debía ser el primer paso de un ambicioso programa de exploración del Planeta Rojo. Esta vez el planteamiento no era una carrera Estados Unidos-Rusia, sino que se planteaba una colaboración estrecha entre las antiguas rivales, por lo que la sonda norteamericana serviría como enlace para las transmisiones de las futuras sondas soviéticas *Mars 94* y *Mars 96*. Pero sólo tres días antes de entrar en órbita marciana, los transmisores de la *Mars Observer* dejaron de funcionar, inutilizando así una nueva nave con destino Marte. No terminó aquí la “maldición”

marciana: la *Mars 94* se canceló, uniendo su programa científico a la *Mars 96*; esta misión, dejados atrás los años de la guerra fría, contaba con una importante participación de otras agencias espaciales, como NASA y ESA. Este hecho, junto a la incorporación a esta misión de instrumentos de la malograda *Mars 94*, convirtió a la *Mars 96* en la misión que mayor cantidad de instrumentación científica llevaba consigo a Marte. Desafortunadamente, su lanzamiento resultó fallido, frustrando así las esperanzas de la comunidad científica marciana, y hundiendo simultáneamente los restos de la sonda en el océano y el programa espacial ruso en los problemas presupuestarios fruto de la descomposición de la URSS.

Estos fracasos obligaron a la NASA a adoptar una política de austeridad, según la cual las futuras misiones debían ser más baratas y cortas. Este programa, llamado *Discovery*, se inauguró con la *Mars Pathfinder*, que introducía varias novedades tecnológicas, como un aterrizaje sin entrar en órbita, lo cual reducía enormemente la cantidad de combustible que la nave debía cargar, y un vehículo teledirigido con capacidad para moverse sobre la superficie marciana. Esta vez nada falló, y la *Pathfinder* tomó tierra el 4 de Julio de 1997. Esta misión resultó un éxito, no sólo científico, sino también mediático, de forma que volvió a atraer la atención de la opinión pública a la exploración de Marte. Aparte de realizar análisis químicos de la composición de las rocas marcianas, la *Pathfinder* realizó una serie de medidas atmosféricas. Así, durante la fase de descenso se realizó la primera medida in-situ de la atmósfera de Marte durante la noche. Las temperaturas obtenidas por encima de unos 60 km son unos 20 K inferiores a las medidas por la *Viking 1*, mientras que en la baja atmósfera las temperaturas dadas por ambas sondas son similares. Además, en algunas capas las temperaturas medidas eran inferiores a la temperatura de condensación del CO<sub>2</sub> (Schofield y col., 1997; Magalhaes y col., 1999). También se midió con gran precisión el ciclo diario de la presión y la temperatura atmosféricas en superficie (Schofield y col., 1997; Golombek y col., 1999), así como la cantidad de vapor de agua contenida en la atmósfera, obteniendo que éste no está uniformemente mezclado en la atmósfera, sino confinado en los primeros 1-3 km (Titov y col., 1999).

La siguiente misión marciana del Programa *Discovery* era la *Mars Global Surveyor*, que en algunos aspectos era un duplicado de la fallida *Mars Observer*. Una importante novedad frente a orbitales anteriores consistía en el método de inserción en órbita. En lugar de frenar la nave mediante retrocohetes para colocarla en la órbita adecuada, este objetivo se conseguiría frenando la nave con la atmósfera, técnica conocida como aerofrenado, y que sólo había sido probada anteriormente en las sondas *Pioneer Venus* y *Magellan* enviadas a Venus (Withers y col., 2003). El comienzo del aerofrenado no presentó problemas, pero a los 5 días un aumento inesperado de la densidad en las capas altas de la atmósfera hizo que aumentara la fricción con el gas y uno de los paneles solares se dañara y empezara a oscilar, poniendo en peligro la misión. La solución que se adoptó fue situar la nave en una órbita más alta, lo que haría el frenado más lento, pero más seguro (Albee y col., 1998). Esto consiguió salvar la misión de un nuevo fracaso, y permitió la toma de valiosos datos acerca de campos tan diversos como el campo magnético (detectando por primera vez campos magnéticos localizados con un tamaño de unos 50 km, que se pueden interpretar como los restos fosilizados de un primitivo campo magnético global),

la mineralogía y la topografía marcianas, medida con una precisión sin precedentes gracias al instrumento MOLA (*Smith y col.*, 2001a). Resultados del instrumento TES han permitido obtener conclusiones acerca del comportamiento de la atmósfera marciana. Ha encontrado que el clima marciano tiene una variabilidad anual repetible: durante el perihelio el clima es caliente, con bastante abundancia de polvo en el hemisferio de verano (hemisferio Sur en esa fecha) y escasez de nubes de hielo de agua, mientras que en afelio es relativamente más frío, con poco polvo y bastantes más nubes. La variabilidad interanual es mayor en el perihelio, debido sobre todo, parece ser, a la variabilidad en la emergencia y duración de las tormentas de polvo. El ciclo de vapor de agua ha sido también estudiado con los datos de TES, y muestra también variabilidad interanual moderada en todas las estaciones, correlacionada con la variabilidad del polvo (*Smith*, 2004; *Smith*, 2006). Este instrumento también estudió los efectos de una gran tormenta global de polvo que ocurrió en el año 2001 sobre la estructura atmosférica, encontrando un calentamiento troposférico incluso mayor de 40 K en gran parte del planeta (*Smith y col.*, 2001c). Otro experimento a bordo de MGS, llamado MAG/ER, ha permitido obtener la población de electrones en la alta ionosfera marciana, durante los ya casi tres años marcianos en órbita de MGS, y mediante el uso de modelos ionosféricos, está suministrando información sobre las densidades neutras a alturas entre 160-220 km (*Lillis y col.*, 2005), aunque sujetas a incertidumbres tales como el impacto de los intensos campos remanentes, como en Terra Sirenum (*Cain y col.*, 2003). Hoy en día esta misión sigue adquiriendo valiosos datos, además de servir como puente de comunicación entre la Tierra y los vehículos enviados posteriormente a la superficie marciana. Pese a todos estos resultados atmosféricos, y dado el grave riesgo de pérdida que sufrió la misión durante la fase de aerofrenado, probablemente entre las mayores enseñanzas de esta misión está la necesidad de conocer con mayor precisión las propiedades de las capas más altas de la atmósfera, para evitar situaciones similares en futuros aerofrenados.

El más sonoro fracaso de la NASA en los últimos tiempos seguiría a estas dos exitosas misiones: la pérdida durante la fase de inserción en órbita de la *Mars Climate Orbiter*, debido a una confusión con las unidades inglesas de medida. A esta pérdida se unieron las de la *Deep Space 2*, misión que consistía en dos instrumentos que penetrarían en la superficie de Marte buscando la presencia de hielo de agua; y la de la *Mars Polar Lander*, diseñada para el estudio del clima y los ciclos de agua y dióxido de carbono, convirtiendo de esta forma 1999 en un año negro para la exploración marciana.

A pesar de estos fracasos, la NASA continuó su programa de exploración de Marte, y el 7 de Abril de 2001 lanzó la *Mars Odyssey*, que llegó a Marte el 24 de Octubre de ese mismo año. Sus objetivos científicos eran y son: 1. estudio global de la composición superficial; 2. determinar la abundancia de hidrógeno en la subsuperficie marciana; 3. adquisición con alta resolución espacial y espectral de la mineralogía superficial; 4. dar información acerca de la morfología superficial; y 5. caracterizar el entorno de radiación relacionado con los riesgos de exposición a la radiación de eventuales exploradores humanos (*Saunders y col.*, 2004). La mayor parte de esta misión está relacionada con la búsqueda de agua o evidencias de presencia pasada de agua; por ejemplo, se han encontrado restos de canales presumiblemente formados por precipitaciones

hace unos 3000 millones de años (*Mangold y col.*, 2004), o se ha confirmado la presencia de hielo de agua en el polo Sur (*Titus y col.*, 2003). Sin embargo, también se han obtenido interesantes resultados relacionados más directamente con la atmósfera. Así, durante la fase de aerofrenado, los acelerómetros de la misión permitieron medir la densidad y temperatura de la baja termosfera (100-160 km), obteniendo como resultado más notable un fuerte calentamiento en la noche polar del hemisferio Norte a alturas entre 100 y 120 km (*Keating y col.*, 2003 ; *Bougher y col.*, 2006). Este calentamiento, como comentaremos posteriormente, se piensa que se debe al flujo meridional que se produce desde el hemisferio de verano al de invierno seguido de un descenso de aire sobre el polo de invierno que daría lugar a ese calentamiento por compresión adiabática (*Saunders y col.*, 2001; *Bougher y col.*, 2006). Esta circulación se vería especialmente favorecida durante el perihelio (invierno en el hemisferio Norte) debido al efecto del mayor calentamiento por aerosoles en la baja atmósfera (*Keating y col.*, 2003 ; *Bougher y col.*, 2006). Esta misión también ha permitido medir el incremento en la razón de mezcla de gases no condensables en el invierno, cuando parte del CO<sub>2</sub> atmosférico condensa y se deposita en los polos, permitiendo derivar una distribución meridional de algunos constituyentes atmosféricos minoritarios (*Sprague y col.*, 2004).

Las condiciones favorables de la oposición de 2003, durante la cual la distancia entre la Tierra y Marte fue la menor en mucho tiempo, coincidieron con una flotilla de cuatro naves dirigiéndose a Marte. Dos de ellas suponen la primera misión a este planeta de dos agencias espaciales. La primera de ellas, la agencia espacial de Japón, entró en la historia de la exploración marciana con la sonda *Nozomi*, cuyos objetivos eran el estudio de la alta atmósfera y su interacción con el viento solar. Tras correcciones de la trayectoria, que pasó por asistencia gravitacional de la Tierra, alargando un par de años el viaje, como resultado de una intensa tormenta solar, los instrumentos de la sonda resultaron irreversiblemente dañados, y se perdió contacto con la sonda.

Otra agencia espacial que en 2003 emprendió su primera aventura marciana es la Agencia Espacial Europea (ESA). El 2 de Junio de 2003 se lanzó la *Mars Express*, que llegó a órbita marciana alrededor del día de Navidad de ese año. Llevaba una sonda de aterrizaje, la *Beagle 2*, con la que no se pudo restablecer contacto tras ser enviada hacia la superficie del planeta, y un orbital que aún continúa activo hoy día. Los objetivos prioritarios de esta misión comprendían: toma de imágenes de toda la superficie del planeta con alta resolución (10 metros/pixel) y de áreas seleccionadas con muy alta resolución (2 metros/pixel); producción de un mapa de la composición mineral de la superficie con una resolución de 100 metros; sondeo de la composición atmosférica y determinación de la circulación global; exploración de la estructura de la sub-superficie hasta una profundidad de unos pocos kilómetros; estudio de los efectos de la atmósfera sobre la superficie y de la interacción de la atmósfera con el viento solar. Para la consecución de estos objetivos, Mars Express cuenta con los siguientes instrumentos: HRSC, cámara estéreo de alta resolución; OMEGA, un espectrómetro visible e infrarrojo (ver número especial de Science de 11 de Marzo de 2005 dedicado a este instrumento); SPICAM, espectrómetro ultravioleta e infrarrojo (*Bertaux y col.*, 2005a); PFS, espectrómetro de Fourier (*Formisano y col.*, 2005 y

demás artículos en este número especial (num. 10 vol. 53) de la revista *Planetary and Space Science*); ASPERA, analizador energético de átomos neutros (*Lundin y col.*, 2004); MARSIS, un radar para el sondeo de la sub-superficie (*Picardi y col.*, 2005); y MaRS, experimento de radio ciencia. Tres de estos instrumentos, PFS, OMEGA y SPICAM están específicamente diseñados para estudios atmosféricos, lo que convierte a Mars Express en una misión especialmente interesante en este campo. Son ya numerosas las contribuciones importantes, y varias sin precedentes, de esta misión al conocimiento de la atmósfera marciana, por lo que sólo menciono algunas a modo ilustrativo. Por ejemplo, los estudios del instrumento ASPERA han permitido descubrir que el viento solar penetra en la atmósfera marciana, a través de la alta ionosfera, hasta unos 270 km de la superficie, provocando una pérdida importante de material atmosférico a esas alturas. Este proceso puede explicar en parte la gran pérdida de agua que se cree sufrió Marte en el pasado (*Lundin y col.*, 2004). Se ha descubierto, usando el instrumento PFS, la presencia de metano, con una razón de mezcla media de  $10^{-8}$  (*Formisano y col.*, 2004), dando lugar a una serie de especulaciones sobre su posible origen, que aún continúan (*Atreya y col.*, 2006). SPICAM ha permitido detectar por primera vez emisiones atómicas y moleculares nocturnas, en concreto procedentes de la recombinación de los átomos de N y O, probablemente producidos por fotólisis en el hemisferio diurno y transportados al nocturno, donde forman NO. Esta emisión UV del NO excitado tiene un pico a 70 km, y permite hacer una estimación del transporte de materia del hemisferio diurno al nocturno (*Bertaux y col.*, 2005a); de hecho, estas emisiones son más intensas en la noche polar del hemisferio de invierno, y parece que los vientos de solsticio responsables del transporte de N y O serían también responsables del calentamiento polar mencionado anteriormente (*Bougher y col.*, 2006). Este mismo instrumento ha detectado también por primera vez auroras en Marte. A diferencias de las auroras de la Tierra y planetas gigantes, relacionadas con el campo magnético intrínseco de estos planetas, las auroras marcianas son muy localizadas, y relacionadas con las anomalías magnéticas previamente localizadas por MGS en la corteza marciana (*Bertaux y col.*, 2005b). Por su parte, MARSIS ha confirmado que la estructura ionosférica está en buen acuerdo con la teoría fotoquímica para el origen de las ionosferas (*Gurnett y col.*, 2005), y ha detectado efectos importantes de las anomalías magnéticas de la corteza sobre la ionosfera (*Lundin y col.*, 2006). Otro resultado, largamente esperado, ha sido la detección directa de grandes cantidades de hielo de agua en la capa polar sur por parte de OMEGA, lo que confirma algunas evidencias anteriores por parte de Mars Odyssey, y elimina una asimetría entre las dos capas polares que escapaba de explicación convincente (*Bibring y col.*, 2004). Recientemente, en Diciembre de 2005, el consejo de ministros de la Unión Europea aprobó y apoyó el plan de ESA y se extendió la misión de esta sonda durante un año marciano más, por lo que la comunidad científica sigue trabajando activamente en la explotación de los nuevos datos que esta misión sigue tomando, con las expectativas de seguir ofreciendo respuestas y abriendo nuevos interrogantes próximamente.

También en 2003 se lanzaron dos nuevas misiones gemelas de la NASA. Se trata de *Spirit* y *Opportunity*, dos “rovers”, es decir, vehículos o módulos de aterrizaje con capacidad para desplazarse por la superficie marciana. Fueron lanzados en Junio y Julio de 2003, y aterrizaron en

Marte en Enero de 2004. Sus objetivos principales están relacionados con la geología marciana, y en especial con la búsqueda de trazas de agua en los minerales marcianos. Hasta la fecha, ambos han detectado diversos indicios geoquímicos de un pasado remoto húmedo de Marte (*Squyres y col.*, 2004; *Klingelhöfer y col.*, 2004; *Herkenhoff y col.*, 2004). Pese a ser misiones esencialmente dedicadas a la geología, el instrumento Mini-TES que llevan a bordo ha realizado algunas observaciones atmosféricas. En particular, ha medido perfiles de temperatura en los dos kilómetros inferiores de la atmósfera, hallando un ciclo diurno repetitivo, en el cual aparece una inversión térmica superadiabática en los primeros 100 metros que persiste desde la mañana hasta aproximadamente las 16:00 hora local y que da lugar a condiciones inestables (*Smith y col.*, 2004). Las extensiones de la misión científica de los *rovers* han permitido también estudiar la variación estacional de las temperaturas, encontrando valores mínimos para  $L_s=80^*$  y máximos alrededor de  $L_s=220$  (*Smith y col.*, 2006). También se ha estudiado la variación estacional del espesor óptico del polvo; ambos vehículos llegaron al planeta durante la disipación de una tormenta regional de polvo. En las regiones donde se encuentran (lat=1.94S, long=354.47E para Opportunity, y lat=14.57S, long=175.48E para Spirit) la cantidad de polvo es baja durante las condiciones de afelio, aumentando de forma importante alrededor de  $L_s=140$ . Hasta  $L_s=330$  observaron numerosos episodios de tormentas de polvo locales y regionales, aunque ninguna global (*Lemmon y col.*, 2004; *Smith y col.*, 2006).

En la actualidad (marzo de 2006), una nueva sonda de la NASA, enviada a Marte en la última oposición, en 2005, la Mars Reconnaissance Orbiter, está a punto de iniciar su fase de aerofrenado. Sus principales objetivos son: 1. Caracterizar el clima actual y los mecanismos físicos de cambio climático estacional e interanual. 2. Determinar la naturaleza del terreno aterrazado marciano e identificar paisajes relacionados con el agua líquida. 3. Búsqueda de lugares con evidencia de actividad acuosa y/o hidrotermal. 4. Identificar y caracterizar los lugares con un mayor potencial para sondas de aterrizaje de futuras misiones. Esta misión se inscribe en un ambicioso programa de la NASA, del que fueron avanzadillas la Mars Global Surveyor, Odyssey y los Mars Exploration Rovers, y que incluye futuras misiones. En 2007 está previsto el lanzamiento de *Phoenix*, un módulo de aterrizaje que estudiará la región circumpolar. Y en 2009 llegará el turno del *Mars Science Laboratory*, un vehículo que analizará el terreno y las rocas en busca de compuestos orgánicos. También la ESA tiene previstas nuevas misiones a Marte en el futuro a medio plazo, de la que las más inmediatas son *ExoMars* y *Mars Sample Return*, que prevé traer por primera vez material marciano a la Tierra. Por tanto, la excitante carrera marciana no ha hecho más que comenzar.

\* $L_s$ , o longitud aerocéntrica del Sol, es usada como una medida angular del año marciano.  $L_s=0,90,180$  y  $270$  corresponde al comienzo en el hemisferio Norte del Invierno, Primavera, Otoño e Invierno, respectivamente (*Keating y col.*, 1998)

## 1.2 Breve descripción de la atmósfera marciana

### 1.2.1 Características generales

Llamamos atmósfera al gas ligado gravitacionalmente al núcleo sólido de un planeta o satélite (*Strobel, 2002*). Los cuerpos del Sistema Solar muestran una gran diversidad de atmósferas, desde las de los planetas gigantes, que constituyen la mayor parte del planeta, hasta atmósferas tenues como la de Ganimedes, con una presión superficial de  $10^{-12}$  bar. Las similares características (tamaño, superficie sólida, composición) de Venus, la Tierra, y Marte, y también Titán, permite agrupar sus atmósferas en las llamadas “atmósferas de los planetas terrestres”. Estas cuatro atmósferas son lo suficientemente similares como para que gran parte de la teoría y metodología desarrollada originalmente para el estudio de los procesos radiativos, químicos y dinámicos terrestres pueda aplicarse a las demás (*Zurek, 1992*). Por tanto, necesariamente la descripción de la atmósfera marciana se ha venido haciendo, y habrá de hacerse, en el marco de la planetología comparada con la más familiar atmósfera terrestre.

Parte de las propiedades atmosféricas de estos cuerpos vienen determinadas por sus propiedades geofísicas y orbitales. Es por ello importante comparar estas propiedades para los distintos planetas terrestres. En la tabla 1.1 se resumen las más importantes, excluyendo a Titán. Vemos que la masa de Marte es bastante menor que la de Venus y la Tierra, y su gravedad, por tanto, también lo es. Esto implica que la capacidad de Marte para retener una atmósfera es menor que la de los demás, pero no está claro aún hasta qué medida esto puede ser responsable de que en la actualidad la presión superficial media sea menor en Marte, unos 6 mbar, como ya determinó la Mariner 4 (*Kliore y col., 1965*), en comparación con 1 bar para la Tierra y unos 95 bar para Venus. El hecho de tener una atmósfera tan tenue, junto a la ausencia de océanos marcianos que puedan redistribuir globalmente la energía solar recibida en la superficie, como ocurre en la Tierra, hace que haya importantes diferencias día-noche en la temperatura superficial en Marte. Además, la mayor distancia al Sol de Marte hace que la cantidad de radiación solar que le llega sea menor, por lo cual es esperable una temperatura superficial menor. En efecto, las Viking determinaron un intervalo de variación de la temperatura superficial a lo largo del planeta de entre 140 y 300 K (*Kieffer y col., 1977*), mientras que la temperatura superficial media terrestre es de unos 288 K y para Venus, debido a su fuerte efecto invernadero, 737 K. Y junto con Pathfinder, una variación diurna en un mismo punto de hasta 60 K (*Magalhaes y col., 1999*). También es notable la mayor excentricidad de la órbita marciana, que provoca, como comentaremos posteriormente, un ciclo estacional más marcado que el terrestre (la baja excentricidad de Venus, junto a la pequeña inclinación de su eje de rotación, elimina la importancia de tal ciclo). La duración de un día marciano es similar al terrestre, mientras que la velocidad de rotación de Venus es mucho más lenta. Esto tiene importantes implicaciones en la variación día-noche de las temperaturas termosféricas, mucho más importante en Venus que en Marte o en la Tierra (*Bougher, 1995*).

Las principales características de la atmósfera marciana, en comparación con las de la Tierra y Venus, pueden encontrarse en la tabla 1.2. Otra de las diferencias fundamentales, aparte de la

Planeta	$M/M_{ter}$	$R_{ec}$	$D_{Sol}$	$e$	Año	Día	Ob	$g$
Venus	0.815	6052	0.723	0.007	224.7d	116.7d	-177.3	8.87
La Tierra	1	6378	1	0.017	365.26d	24h	23°27'	9.78
Marte	0.1075	3393	1.524	0.093	1.881a	24h39m35s	23°59'	3.69

Tabla 1.1 Propiedades geofísicas y orbitales de los planetas terrestres. Adaptada de *Yung*, 1999.  $M/M_{ter}$  es la masa, relativa a la de la Tierra,  $R_{ec}$  el radio ecuatorial en km,  $D_{sol}$  la distancia al Sol en UA,  $e$  la excentricidad de la órbita, Ob la oblicuidad (inclinación del eje de rotación) y  $g$  la gravedad en  $m\ s^{-2}$

Planeta	$P_{sup}$	$T_{sup}$	Cons. may.	H
Venus	90	737	CO <sub>2</sub> ( $\approx 95\%$ )	15.9
La Tierra	1	288	N <sub>2</sub> ( $\approx 80\%$ )	8.4
Marte	0.006	210	CO <sub>2</sub> ( $\approx 96\%$ )	11.1

Tabla 1.2 Propiedades de las atmósferas de los planetas terrestres, adaptada de *Yung*, 1999.  $P_{sup}$  es la presión superficial, en bar;  $T_{sup}$  la temperatura superficial media (K); Cons. may. el constituyente mayoritario y su concentración relativa aproximada; H es la escala de altura, en km

menor presión superficial y temperatura, es la composición. Mientras que la atmósfera terrestre está compuesta, mayoritariamente, por N<sub>2</sub> y O<sub>2</sub>, las atmósferas de Venus y Marte tienen como componente mayoritario el CO<sub>2</sub>. Éste es el resultado final de un origen y una historia evolutiva compleja del planeta que sólo alcanzamos a vislumbrar con los últimos modelos de evolución planetaria (*Pepin*, 1994).

La estructura térmica de Marte, comparada con la de la Tierra, se resume en la figura 1.1, en la que se representan perfiles de temperatura medios. Las variaciones de la temperatura con la presión (o altura) en la atmósfera terrestre permiten la división en capas más usual de esta atmósfera: troposfera, capa inferior donde la temperatura disminuye con la altura siguiendo un perfil convectivo; estratosfera, donde la temperatura ya viene dictada por procesos radiativos y aumenta con la altura debido a la absorción de radiación UV por el ozono; mesosfera, donde la temperatura vuelve a disminuir con la altura por la menor abundancia de ozono y por las emisiones de varios compuestos; y termosfera, región superior de la atmósfera en que la absorción de radiación UV por oxígeno molecular principalmente produce un nuevo aumento de la temperatura con la altura. Podemos comprobar, a la luz de la figura 1.1, que hay importantes diferencias en los perfiles térmicos terrestre y marciano. En la Tierra, la velocidad con que la temperatura disminuye con la altura a lo largo de la troposfera viene determinada por una combinación de procesos secos y húmedos. Es decir, el gradiente vertical de temperatura que se produciría por convección a partir de la superficie del planeta calentada, se ve modificada por la liberación de calor latente de parcelas de aire saturadas de vapor de agua. Esto no ocurre en Marte, pese a que su atmósfera en las capas más bajas está próxima a la saturación. La pequeña cantidad de agua que una atmósfera tan enrarecida como la marciana puede contener convierte en despreciable la liberación de calor latente, y la variación de temperatura con la altura en

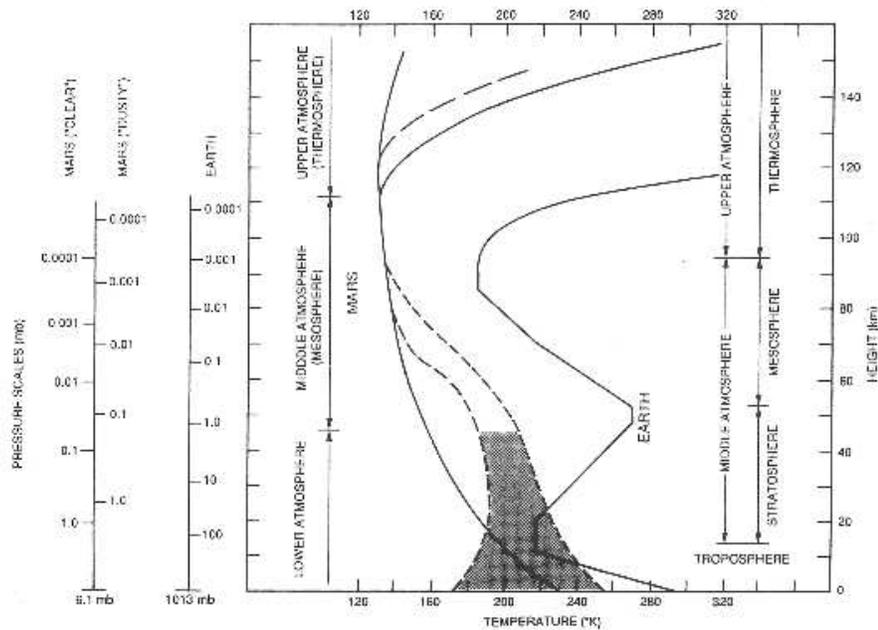


Fig. 1.1 Perfiles térmicos promedio terrestre y marciano, tanto para una atmósfera libre de polvo como para una atmósfera con una cantidad variable de polvo (líneas de trazos). De Zurek y col., en "Mars", Arizona University Press, 1992

la troposfera marciana está cercana al valor de la adiabática seca, unos 4.5 K/km (Zurek y col., 1992). Otra de las diferencias entre ambos perfiles es la ausencia de estratosfera en Marte (y también en Venus). En efecto, ni la cantidad de ozono ni la cantidad de aerosoles (agente responsable de la estratosfera en Titán) son suficientes como para producir calentamientos apreciables. Sin embargo, cuando la atmósfera marciana contiene una cantidad suficiente de polvo (lo que, como veremos posteriormente, ocurre con relativa frecuencia), éste absorbe la radiación solar visible e infrarroja, provocando un calentamiento de la troposfera que puede convertirla en una región isoterma (situación que se muestra en la figura 1.1 por las líneas de trazos, Zurek y col., 1992) o incluso producir pequeñas inversiones térmicas cerca de la superficie durante la noche.

### 1.2.2 Singularidades de la atmósfera marciana: ciclo de $CO_2$ y tormentas de polvo

La atmósfera marciana tiene además una serie de peculiaridades sin parangón en la atmósfera terrestre o la de cualquier otro planeta. Entre éstas cabe destacar el ciclo estacional de  $CO_2$  y la existencia de frecuentes y extensas tormentas de polvo.

Los casquetes polares de Marte, conocidos desde el siglo XVII, se pensaron en un principio constituidos por hielo de agua. Esta visión no cambió hasta que la Mariner 7, como señalamos anteriormente, midió la temperatura de el casquete polar sur y halló que su temperatura era

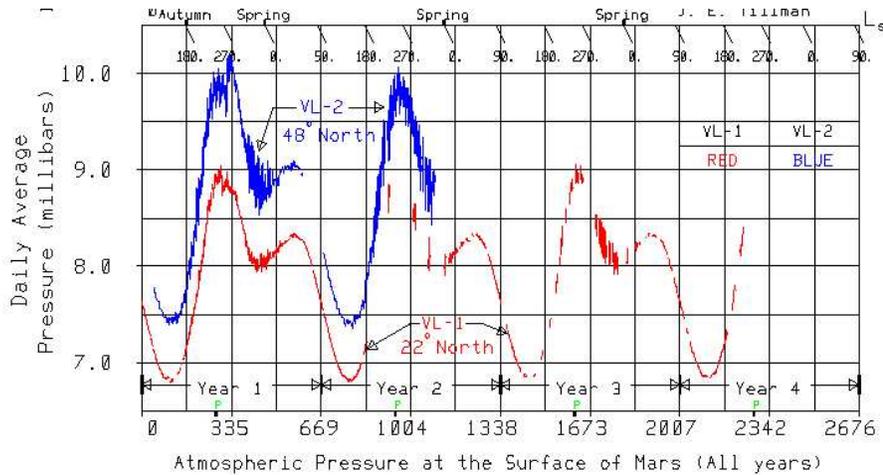


Fig. 1.2 Presión media diaria medida por la Viking 1 (línea roja) y la Viking 2 (línea azul), tomada de *Tillman, Journal of Geophysical Research*, 1988

compatible con hielo seco de  $\text{CO}_2$  (*Neugenbauer y col.*, 1971). Por tanto, el ciclo estacional de  $\text{CO}_2$  consiste básicamente en su intercambio entre la atmósfera y los casquetes polares en respuesta a los cambios anuales en la insolación que se derivan de la órbita de Marte (*James y col.*, 1992): en el invierno polar, las temperaturas atmosféricas son tan bajas que permiten la condensación del  $\text{CO}_2$  atmosférico en el casquete polar. Con la llegada de la primavera, el  $\text{CO}_2$  empieza a sublimar, volviendo de nuevo a la atmósfera. La importante excentricidad de la órbita marciana provoca diferencias interhemisféricas en la duración del invierno y por tanto en la cantidad de  $\text{CO}_2$  que se condensa en los dos casquetes, siendo la condensación más importante en el hemisferio Sur. En este ciclo interviene una cantidad importante del almacén global atmosférico de  $\text{CO}_2$ , lo que provoca variaciones estacionales importantes en la presión superficial en todo el planeta. Estas variaciones de presión superficial fueron medidas en detalle por las Viking. Como puede verse en la figura 1.2, tanto la Viking 1 (línea roja, latitud 22N) como la Viking 2 (línea azul, latitud 48N) observaron ciclos similares, con presión atmosférica máxima cerca del perihelio ( $L_s \approx 270$ ), cuando el verano en el hemisferio Sur provoca la sublimación de gran parte del gran casquete polar Sur, y con presión mínima poco después del afelio, cuando es invierno en el hemisferio Sur y la extensión del casquete polar Sur es máxima. La diferencia de presión entre ambas curvas se debe a la diferencia en la elevación entre los dos módulos de aterrizaje. Se observan también variaciones interanuales (por ejemplo cerca del pico en el perihelio del primer año para la Viking 2, que no aparece el segundo año), debidas seguramente a la variabilidad del contenido de polvo.

Precisamente esta variabilidad del contenido de polvo de la atmósfera es otra de las peculiaridades marcianas. Ya en el siglo XVIII algunos astrónomos observaron nubes amarillas en Marte, que atribuyeron al polvo. Sin embargo, fue la tormenta global de polvo de 1971, que como ya comentamos anteriormente supuso la pérdida de las misiones Mars 2 y Mars 3 y de

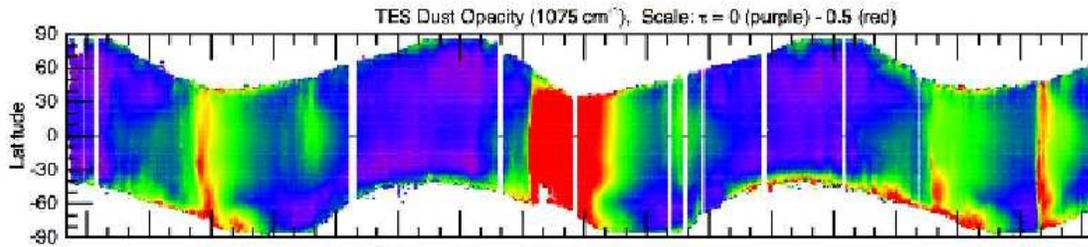


Fig. 1.3 Opacidad del polvo medida durante 3 años marcianos por el instrumento TES en la Mars Global Surveyor, tomada de *Smith, 2006*.

parte de la Mariner 9, la que puso de manifiesto la importancia de este fenómeno. Sabemos actualmente que la cantidad de polvo en suspensión en la atmósfera es mayor durante el verano en el hemisferio Sur, mostrando un ciclo anual aproximadamente repetitivo (ver, por ejemplo, *Smith, 2006*, de donde se ha tomado la figura 1.3), con una cantidad de polvo que normalmente va aumentando a partir de  $L_s=140$  y disminuyendo a partir de  $L_s=300$ . Sin embargo, se observan importantes diferencias interanuales, tanto en la época de inicio y fin de la “temporada de polvo”, como en la cantidad de éste en suspensión. En general, la sesión de perihelio está marcada por la aparición de varias tormentas locales de polvo, que sólo en algunos años evolucionan hasta convertirse en tormentas globales, es decir, que afectan a todo un hemisferio y, en ocasiones, a todo el planeta. En las ocasiones extremas, cuando el polvo levantado por estas tormentas se distribuye por todo el planeta y cae eventualmente a la superficie, puede causar cambios en el albedo que duran desde varias semanas hasta años (*Kahn y col., 1992*). Parece que el mecanismo básico de formación de las tormentas comienza con el aumento de insolación en latitudes medias y altas, que provoca un aumento en la intensidad de los vientos zonales, que adquieren localmente la fuerza suficiente como para inyectar polvo a la atmósfera. Éste a su vez provoca un mayor calentamiento de la atmósfera que da lugar a una retroalimentación del fenómeno (*Snyder, 1979*). Sin embargo, no está claro el por qué unos años las tormentas locales evolucionan hasta dar lugar a una tormenta global y otros no. El polvo en suspensión absorbe muy efectivamente la radiación solar incidente, y también absorbe y emite radiación térmica IR (*Zurek y col., 1992*). Esto hace que el polvo tenga importantes efectos en la estructura térmica y la dinámica atmosféricas. Por ejemplo, las Viking detectaron que, en presencia de una tormenta de polvo en la baja atmósfera, la alta atmósfera aumentaba notablemente su temperatura (*Snyder, 1979*); y las anomalías en densidad en la alta mesosfera durante el perihelio, experimentadas por el aerofrenado de la misión MGS, parece que también estuvieron relacionados con una tormenta de polvo (*Keating y col., 1998*).

Esto nos indica otra de las propiedades de cualquier atmósfera en general, y de la marciana en particular, como es el acoplo entre las distintas capas atmosféricas, por el cual fenómenos que tienen lugar en una región atmosférica (por ejemplo, las tormentas de polvo en la baja atmósfera) tienen efectos sobre otras diferentes (en este caso, aumentos de temperatura y densidad en la alta atmósfera). Este hecho hace especialmente importante el estudio de todas

las capas atmosféricas simultánea y coherentemente; hasta ahora, gran parte de los estudios de la atmósfera marciana se han hecho con modelos que estudiaban sólo una porción de ella, típicamente la baja atmósfera. Como mostraremos después, uno de los objetivos de este trabajo es la construcción del primer Modelo de Circulación General marciano que cubra consistentemente todas las capas atmosféricas, desde la superficie hasta la alta termosfera.

### 1.2.3 *Propiedades de la alta atmósfera marciana*

Las termosferas de los planetas se caracterizan por un fuerte incremento de la temperatura con la altura, convirtiéndose en prácticamente isotermas en la alta termosfera, tendiendo asintóticamente a un valor máximo en la exosfera (*Bougher y col., 2002*). Las termosferas de los planetas terrestres están en gran medida controladas por la radiación solar UV, altamente variable con el tiempo. Es la absorción de radiación solar UV la que proporciona la energía que da lugar al importante gradiente de temperatura en esta capa, y además desencadena directa o indirectamente los principales procesos fotoquímicos característicos de esta región (*Banks y Kockarts, 1973*). Otra característica de las altas atmósferas de los planetas terrestres es la presencia de una región de transición cerca de su límite inferior, llamada *homopausa*, debajo de la cual (*homosfera*) los distintos constituyentes atmosféricos están bien mezclados por los vientos y la turbulencia. Por encima (*heterosfera*) las distintas especies muestran perfiles de abundancia diferentes, con gradientes relacionados con sus respectivas masas atómicas o moleculares. Esto es debido a la difusión molecular, y decimos que en la homopausa comienza la “separación difusiva” de la atmósfera. Por tanto, los compuestos más pesados serán más abundantes en la baja termosfera, mientras que los más ligeros irán ganando importancia relativa al aumentar la altura (*Brasseur y Solomon, 1986*). Otra característica importante de las termosferas de estos planetas es que están sometidas a vientos de gran escala producidos, como es usual, por diferencias de temperatura y presión, que podrán ser debidas a diversas variaciones de la insolación, ya sean diarias o estacionales. Por ejemplo, el calentamiento durante el día hace en general que la atmósfera se expanda, contrayéndose durante la noche. En el caso de Marte y de la Tierra, esto provoca diferencias de presión que dan lugar a una importante circulación global termosférica que transporta calor desde el lado diurno al nocturno (*Bougher y col., 2002*).

La termosfera es la región más inexplorada de la atmósfera marciana. La escasez de datos hace que la mayor parte del conocimiento que tenemos de esta región venga dado por modelos teóricos. La mayor parte de las medidas de la temperatura de esta capa son puntuales y en el hemisferio diurno, por lo que carecen de una cobertura temporal y espacial adecuada para un estudio completo de las variaciones de la temperatura. Por ejemplo, se dispone de los perfiles individuales de descenso de las Viking (perfiles diurnos) y la Pathfinder (perfil nocturno), mostrados en la figura 1.4, además de los recientes perfiles de descenso de los MER. Además, ni los sondeos en el limbo (TES, MCS/MRO) ni la radio-ocultación (MGS, Mars Express) permiten sondear a alturas termosféricas hasta la fecha. Es obvio, a la luz de los perfiles de la figura 1.4, que la atmósfera marciana está afectada por la propagación de ondas,

Misión	Fecha	F <sub>10.7</sub>	L <sub>s</sub>	D	AZS	T <sub>exo</sub>
Mariner 4	15-07-1965	77.0	139.0	1.553	67.0	212.0
Mariner 6-7	31-7/05-08-1969	167.0/188.0	200.0	1.425	0/44.	315-350
Mariner 9N	otoño 1971	103.0	306.0	1.44	50-60	325.0
Mariner 9E	primavera 1972	100.0	38.0	1.630	70-90	268.0
Viking 1	20-07-1976	69.0	96.0	1.647	44.0	186.0
Viking 2	3-09-1976	76.0	117.0	1.612	44.0	145.0
Pathfinder	4-07-1997	70.0	143.0	1.557	135.0	153.0
MGS 1	16-01-1998	93.0	256.0	1.382	73.5	220.0
MGS 2	27-10-1998	127.0	48.5	1.653	57.0	230.0

Tabla 1.3 Resumen de las diversas observaciones de temperatura en la alta atmósfera marciana, adaptada de *Bougher y col.*, 2002. El índice F<sub>10.7</sub> es una medida de la actividad solar que se discutirá más adelante. D es la distancia al Sol en UA, AZS el ángulo cenital solar y T<sub>exo</sub> la temperatura exosférica determinada por cada misión. Mariner 9N es la misión Mariner 9 nominal, mientras que Mariner 9E corresponde a la misión extendida. MGS 1 es la fase 1 del aerofrenado de la Mars Global Surveyor, MGS 2 es la fase 2 del aerofrenado.

lo cual convierte los perfiles térmicos reales en mucho más complicados que el perfil idealizado mostrado en la figura 1.1. Entre  $10^{-2}$  y  $10^{-4}$  mbar (aproximadamente 50 y 95 km de altura) la temperatura medida por la Pathfinder muestra los efectos de ondas de gran amplitud (10-20 K) y gran longitud de onda vertical (20-40 km), también evidentes en el perfil de la Viking 1. En algunos puntos la temperatura medida por la Pathfinder está por debajo del punto de saturación del CO<sub>2</sub>; esto no ocurre para el perfil de la Viking 1. Por encima de esa capa, y antes de alcanzarse la termosfera a unos  $10^{-6}$  Pa (120-130 km), ambos perfiles muestran una región aproximadamente isoterma, con temperatura de unos 125 K para Pathfinder y 150 K para Viking 1. La parte inferior del perfil de la Pathfinder muestra una fuerte inversión térmica que no aparece en el de la Viking 1. En general, las temperaturas obtenidas por la Pathfinder en la alta atmósfera son unos 20-30 K menores que las medidas por la Viking 1 (*Magalhaes y col.*, 1999). Estas diferencias pueden deberse, parcialmente, al tiempo local (día-noche; *López-Valverde y col.*, 2000) o a un estado general más frío de la baja atmósfera por la menor cantidad de polvo en las últimas décadas (*Clancy y col.*, 2000).

Resumimos las temperaturas termosféricas obtenidas por las distintas misiones en la tabla 1.3, adaptada de *Bougher y col.* (2002). Gráficamente, la figura 1.5 representa estos datos, incluyendo la variabilidad estacional y con el ciclo solar. Vemos que la escasez de datos nos impide obtener conclusiones relevantes, aunque estos datos puedan ser útiles para comprobar la capacidad para reproducirlos de los modelos de la alta atmósfera marciana.

Recientemente, las fases de aerofrenado de las sondas Mars Global Surveyor y Mars Odyssey han proporcionado valiosos datos de densidad y temperatura, por primera vez con buena cobertura longitudinal (aunque limitada en tiempo local y latitud), acerca de la baja termosfera marciana (100-160 km). También se han deducido velocidades de vientos que cruzan la trayectoria (o sea, vientos zonales) entre 100 y 130 km, dando valores tan altos como 300-400 m/s.

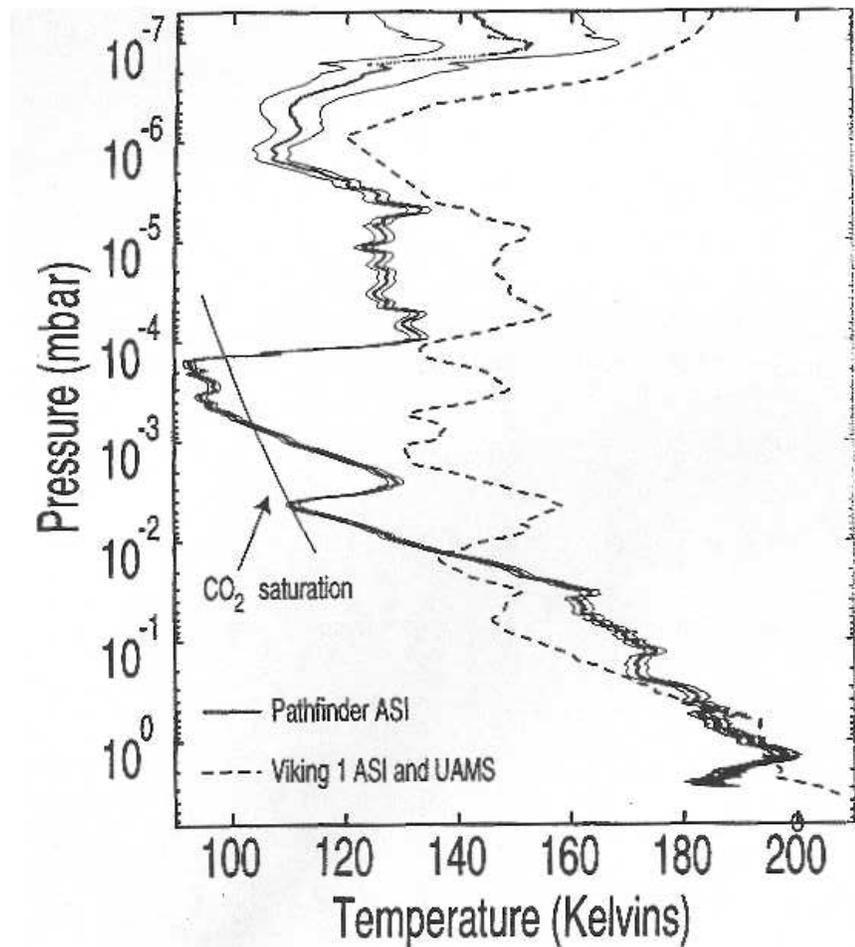


Fig. 1.4 Perfiles de temperatura obtenidos por la Pathfinder (líneas sólidas) y la Viking 1 durante su entrada en la atmósfera; tomada de *Magalhaes y col.*, *Journal of Geophysical Research*, 1999

Los datos obtenidos del aerofrenado de la Mars Global Surveyor muestran una variabilidad interorbital debida a una variación geoestacionaria de escala planetaria (*Keating y col.*, 1998), principalmente en forma de una onda semidiurna. Varios estudios han mostrado que esta estructura ondulatoria se debe a la interacción de la marea diurna con la topografía (*Forbes y Hagan*, 2000; *Withers y col.*, 2003; *Angelats i Coll y col.*, 2004). Esta estructura se suaviza al aumentar la altura, pero mantiene los picos y valles a las mismas longitudes geográficas a todas las alturas estudiadas, entre 120 y 160 km, lo cual sugiere que es un fenómeno de escala planetaria. Una conclusión que podemos obtener de estos estudios es la sensibilidad de la termosfera marciana a perturbaciones que se propagan desde la baja atmósfera, afectando a la termosfera, lo que muestra, como comentábamos anteriormente, la importancia de estudiar estos efectos de forma coherente con un modelo dinámico que se extienda desde la superficie

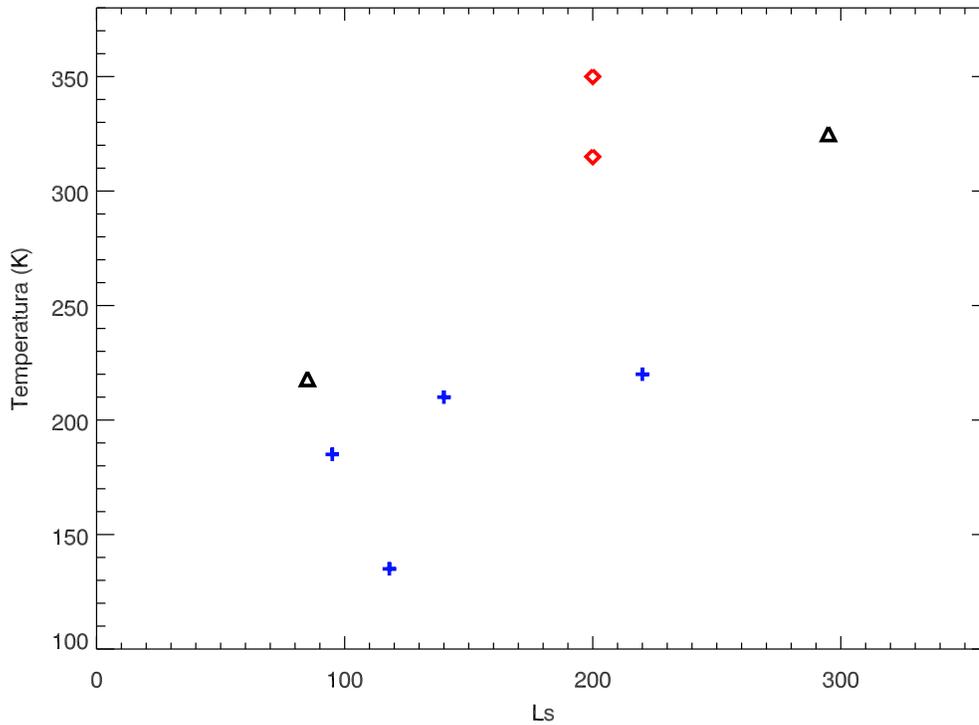


Fig. 1.5 Temperatura exosférica medida por las diversas misiones a Marte; rombos rojos, condiciones de actividad solar máxima; triángulos negros: condiciones medias; cruces azules: condiciones mínimas

hasta la alta termosfera.

El aerofrenado de la Mars Odyssey ha mostrado además la existencia a una altura de unos 110 km de un incremento de la temperatura con la latitud hacia la noche polar del hemisferio Norte ( $L_s=265-310$ ), con temperaturas máximas cerca del Polo Norte (*Keating y col.*, 2003; *Bougher y col.*, 2006). Estas medidas son la primera evidencia de un calentamiento polar en Marte a estas alturas. Un efecto similar se había encontrado anteriormente en alturas inferiores (*Deming y col.*, 1986). En este caso, el calentamiento en la baja termosfera no viene acompañado de un calentamiento similar en capas inferiores. La causa de esta mayor temperatura en el polo es un fuerte calentamiento adiabático debido a la rama descendente de la circulación meridional (célula de Hadley) que transporta calor del hemisferio de verano (hemisferio Sur en este caso) al de invierno (Norte) (*Keating y col.*, 2003; *Bougher y col.*, 2006). Este calentamiento no se había encontrado en las temperaturas medidas por la Mars Global Surveyor durante su aerofrenado, que en su segunda fase tuvo lugar sobre el invierno polar del hemisferio Sur ( $L_s=70-90$ ) (*Keating y col.*, 2003). La razón de esta asimetría entre los dos hemisferios parece ser, en última instancia, la variabilidad orbital de Marte, que hace que el transporte interhemisférico sea más importante cerca del perihelio, debido probablemente a la mayor carga de polvo y al mayor calentamiento en capas inferiores (*Keating y col.*, 2003). El calentamiento adiabático producido por este transporte más intenso es mayor, por tanto, en el invierno polar del hemisferio Norte que en el

del hemisferio Sur (*Bougher y col.*, 2006). Volveremos posteriormente sobre este punto.

Como resumen, podemos decir que las escasas y dispersas medidas disponibles de la alta atmósfera marciana revelan una serie de fenómenos interesantes, todas ellas relacionadas con la baja atmósfera, que precisan para su comprensión de un mayor esfuerzo tanto observacional, con misiones diseñadas para estudiar estas capas, como teórico, con un especial énfasis en modelos globales desde la superficie hasta las capas superiores.

### 1.3 Modelo Europeo de Circulación General en Marte, EMGCM

#### 1.3.1 *Introducción: modelos numéricos climáticos*

Con el espectacular desarrollo de la capacidad de cálculo computacional, los modelos numéricos suponen hoy día una herramienta fundamental para el estudio de cualquier atmósfera planetaria, y la marciana no es una excepción. Estos modelos resuelven mediante métodos numéricos las ecuaciones que rigen el comportamiento de la atmósfera para, conocido su estado inicial y utilizando una serie de condiciones de contorno, predecir su evolución futura. Ya *Bjerkness* (1904), el padre de la meteorología moderna, indicó que para predecir el estado futuro de la atmósfera basta con conocer con precisión suficiente su estado actual y las leyes físicas que la gobiernan. Esta idea, matizada por las teorías del caos posteriores, es la base que sustenta las simulaciones numéricas de toda atmósfera. En un principio, los modelos numéricos nacieron para la predicción meteorológica terrestre. Así, en 1922, Lewis Fry Richardson (*Richardson*, 1922) desarrolla el primer modelo numérico de predicción meteorológica, aunque la ausencia de métodos automáticos de cálculo lo hicieron inviable hasta los años 40. En un principio estos modelos eran regionales, y sólo en 1955 *Phillips* (1956) comenzó el desarrollo de modelos que cubrían todo el planeta. Éste puede considerarse el comienzo de los Modelos de Circulación General (MCG). Las siguientes décadas vieron un desarrollo y mejora progresivos de numerosos de estos modelos, siendo el grupo de la Universidad de California-Los Ángeles (UCLA), fundado por Bjerkness, uno de los más activos. Precisamente este grupo fue el primero que adaptó un MCG pensado originalmente para el estudio de la atmósfera terrestre a las condiciones especiales de la atmósfera marciana (*Leovy y Mintz*, 1969). Desde entonces, estos modelos se han convertido en una herramienta esencial para el estudio de la atmósfera de Marte.

A pesar de que los modelos numéricos globales de la atmósfera son probablemente las herramientas más poderosas de que se dispone para un cierto número de estudios, como son las simulaciones climáticas, no están exentos de limitaciones. No es la menor de ellas el hecho de que la impredecibilidad sea una de las características fundamentales de la atmósfera (*James*, 1994). Así, aparecen fluctuaciones aperiódicas que se deben al carácter caótico y cuasi-turbulento del flujo atmosférico. Este hecho, que tiene su origen en la no-linealidad de las ecuaciones que describen la física atmosférica, y al que tan acostumbrado están los meteorólogos predictores, da lugar a una variabilidad diaria, que aparece en los modelos, pero difícil de predecir de modo realista en un caso concreto, del estado atmosférico. Esta variabilidad puede enmascarar

características de la circulación general que sólo aparecerán si se estudia este fenómeno con una visión más amplia, más allá de estas fluctuaciones. Es por ello que, para eliminar el efecto de esta variabilidad, generalmente se realizan promedios temporales de los resultados de los MCG. Ésta es una estrategia que seguiremos en este estudio. Pero, además de estas limitaciones impuestas por las peculiares características del sistema físico objeto de estudio, todos los modelos numéricos tienen una serie de deficiencias inherentes. La más importante de ellas es la parametrización de los fenómenos de subescala (*Houghton, 1979*), es decir, la imposibilidad de representar fielmente fenómenos de escala espacial menor que el espaciado de la rejilla de los modelos. Dado que estos fenómenos pueden afectar de manera notable el comportamiento general de la atmósfera, parece cuestionable, en principio, la predicibilidad precisa de la circulación general atmosférica sin una cierta experimentación numérica y una delicada investigación con comparaciones con medidas relevantes (*Houghton, 1979*). Es por ello que habremos de conformarnos con estudiar aquellas características más generales de la circulación general, huyendo de entrar en un excesivo grado de detalle, en el que la validez de estos modelos es especialmente dudosa. De nuevo el recurso al promedio temporal nos será de ayuda en este terreno pantanoso.

En el caso de los MCG de la atmósfera de Marte, existe una dificultad adicional que sólo en los últimos años viene combatiéndose más eficazmente, y es la escasez de datos suficientes para contrastar o validar las predicciones de estos modelos. Esto hace que algunas de las características de la atmósfera marciana predichas por los modelos, o algunas de las asunciones que en estos se hacen, no hayan sido todavía corroboradas por observaciones, convirtiéndose en puntos abiertos que sólo con la llegada de las últimas misiones y sus observaciones continuas y globales están empezando a cerrarse. Robert Haberle, experto del NASA-AMES en modelos dinámicos de Marte y jefe del grupo que desarrolla el NASA-AMES GCM, nombra entre estos puntos abiertos la naturaleza de la célula de Hadley marciana, para la que los modelos predicen características como variaciones estacionales mucho más acusadas que en la Tierra, una extensión de polo a polo durante los solsticios o un fuerte efecto de la topografía sobre ella; o la naturaleza de alguno de los ciclos estacionales, como el de polvo y la razón de su variabilidad interanual y de la emergencia de tormentas de polvo globales (*Haberle, 1999*). Esta falta de datos de referencia con los que contrastar y validar los resultados de los modelos es especialmente grave en el caso de la alta atmósfera de Marte, como hemos dicho anteriormente.

A continuación describimos las características y aplicaciones más importantes del MCG que vamos a usar en este trabajo, el EMGCM. Las principales características de otros MCG marcianos, así como sus principales logros y deficiencias, se comentan en el apéndice G. Hay que tener en cuenta que estos modelos están constantemente en evolución y desarrollo, y en muchas ocasiones coexisten varias versiones diferentes de un mismo modelo. En este momento, primavera de 2006, dichas características principales se resumen de forma esquemática en las tablas 1.4 y 1.5, en las que también se incluyen MCGs de la atmósfera terrestre y la de Titán.

	EMGCM	MTGCM	NASA/AMES MCG	GFDL MCG	MarTIM
Planeta	Marte	Marte	Marte	Marte	Marte
Ext. vertical	sup-120 km	70-300 km	sup-100 km	sup-88 km	80-300 km
Coor. vertical	$\sigma = p/p_0$	$\log(p)$	$\sigma = (p - p_T)/(p_s - p_T)$	Híbridas	Presión
Rejilla (lon-lat)	5.625x7.5	5x5	9x7.5	6x5	Var
Tr. radiativo	CO <sub>2</sub> 15 $\mu\text{m}$ , banda ancha (No-ETL, param); CO <sub>2</sub> NIR, param. (No-ETL); Polvo, 2 bandas	CO <sub>2</sub> 15 $\mu\text{m}$ (No-ETL, param); CO <sub>2</sub> NIR (No-ETL, param)	CO <sub>2</sub> 15 $\mu\text{m}$ , tab. (No-ETL, param); CO <sub>2</sub> NIR, tab. (No-ETL, param.); Polvo, tab.	CO <sub>2</sub> 15 $\mu\text{m}$ , banda ancha (No-ETL, param); CO <sub>2</sub> NIR, banda ancha (No-ETL, param).	CO <sub>2</sub> 15 $\mu\text{m}$ , (No-ETL, param); CO <sub>2</sub> 4.3 y 2.7 $\mu\text{m}$ (No-ETL, param); CO 4.7 $\mu$
Capa inferior. Interacción con superficie	Turbulencia, convección, fricción	-	Convección; Turbulencia; Fricción	Polvo, banda ancha Fricción	-
Subescala	Excitación y ruptura ondas grav.; Convección	Turbulencia	Excitación y ruptura ondas grav. y mareas	Difusión momento y calor; convección	-
Ciclo estacional CO <sub>2</sub>	Sí	No	Sí	Sí	No
Ciclo estacional H <sub>2</sub> O	Sí	No	No	Sí	No
Rupt. ondas grav.	Sí	No	Sí	No	No
Calentamiento UV	No [Sí]	Sí	No	No	Sí
Fotoquímica	Sí	Sí	No	No	No
Cond. calor	No [Sí]	Sí	No	No	Sí
Dif. molec.	No [Sí]	Sí	No	No	Sí
Dif. turb.	Sí	Sí	No	No	Sí
Ionosfera	No	Sí	No	No	Sí

Tabla 1.4 **Características de los distintos modelos.** Los corchetes en la columna del EMGCM se aplican a la extensión termosférica del mismo.

	CCSR/NIES MCG	GM3	TIME MCG	UCL-T MCG	LMD-T MCG
Planeta	Marte	Marte	La Tierra	Titán	Titán
Ext. vertical	superficie-80 km	superficie-170 km	30-500 km	600-1400 km	sup-250 km
Coor. vertical	$\sigma = p/p_0$	Híbridadas	$\log(p/p_0)$	$\log(p/p_0)$	$\sigma = p/p_0$
Rejilla (lon-lat)	5.625x5.625	9x9	5x5	18x6	5.625x7.5
Tr. radiativo	CO <sub>2</sub> 15 $\mu$ m, banda ancha; CO <sub>2</sub> NIR, param; Polvo, banda ancha	CO <sub>2</sub> 15 $\mu$ m, banda ancha (No-ETL); Polvo, banda ancha	CO <sub>2</sub> 15 $\mu$ m, param. (No-ETL); O <sub>3</sub> 9.6 $\mu$ m, param.; NO 5.3 $\mu$ m, param. (No-ETL); O 63 $\mu$ m, param.	Enfriamiento por HCN, línea a línea	Absorción CH <sub>4</sub> , N <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> y ceniza, línea a línea
Capa límite		Fricción	-	-	Fricción
Subescala		Turbulencia	Turbulencia		Convección
Ciclo CO <sub>2</sub>	Sí	No	No	-	-
Ciclo H <sub>2</sub> O	No	No	No	-	-
Rupt. ondas grav.	No	No	Sí	No	No
Cal. UV	No	Sí	Sí: O <sub>2</sub> , O <sub>3</sub> , N <sub>2</sub>	Sí: N <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub>	No
Fotoquímica	No	No	Sí	No	Sí: 40 comp., 284 reac.
Cond. calor	No	Sí	Sí	Sí	No
Dif. molec.	No	No	Sí	Sí	No
Dif. turb.	No	Sí	Sí	Sí	Sí
Ionosfera	No	No	Sí	No	No

Tabla 1.5 Características de los distintos modelos

### 1.3.2 Descripción del EMGCM (*European Mars General Circulation Model*)

Describimos a continuación el modelo EMGCM antes de ser extendido en altura. La versión LMD del EMGCM tiene su origen en el modelo climático terrestre del Laboratoire de Météorologie Dynamique de la Universidad de París. Para adaptarlo a Marte hubo que desarrollar un nuevo código de transporte radiativo (*Hourdin, 1992*) y una parametrización para la condensación y sublimación de CO<sub>2</sub> (*Hourdin y col., 1993*). El núcleo numérico de este modelo, su código hidrodinámico está basado en una formulación general de las ecuaciones primitivas de la meteorología dinámica en una esfera. La formulación y solución de las ecuaciones sigue un método de diferencias finitas, basado en el modelo climático terrestre del LMD (*Sadourny y Laval, 1984*), utilizando una rejilla latitud-longitud. Por su parte, la versión de la Universidad de Oxford sigue una formulación espectral, con su núcleo numérico tomado del modelo meteorológico del European Center for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF), originalmente desarrollado en la Universidad de Reading (*Hoskins y Simmons, 1975*). Según este método espectral, los campos horizontales se representan mediante una serie truncada de armónicos esféricos. En 1995, por iniciativa de la Agencia Espacial Europea, un equipo formado por el LMD y el Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics (AOPP) Department de la Universidad de Oxford, al que posteriormente se unió el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) empezó a trabajar en el desarrollo de este modelo y de la base de datos basada en él (*Lewis y col., 1999*), que describiremos más adelante en este capítulo. El EMGCM, en sus dos versiones, utiliza en la vertical un sistema de coordenadas sigma con 30 niveles extendiéndose hasta unos 120 km de altura.

La interacción de los procesos de sub-escala (es decir, aquellos como ondas de gravedad de alta frecuencia o turbulencia cuya escala es menor que la máxima resolución de la rejilla) se parametriza mediante la aplicación de un operador de disipación horizontal que se aplica a las temperaturas potenciales, la divergencia del flujo y la vorticidad. En las capas superiores se aplica además una “capa-esponja” que evita reflexiones espurias de las ondas que se propagan hacia arriba (*Forget y col., 1999*).

El transporte radiativo incluido considera los efectos del CO<sub>2</sub> y el polvo. Los efectos radiativos del vapor de agua no se consideran ya que son pequeños; debido a su baja temperatura, la atmósfera marciana puede contener una cantidad muy pequeña de vapor de agua.

El tratamiento de la absorción y la emisión en la banda de 15  $\mu\text{m}$  de CO<sub>2</sub> sigue la formulación de *Hourdin* (1992). La ecuación de transporte radiativo se integra usando el método de banda ancha desarrollado por *Morcrette y col.* (1986), teniendo en cuenta el ensanchamiento Doppler de las líneas moleculares a baja presión. Por encima de unos 80 km, los efectos de No Equilibrio Termodinámico Local (No-ETL) son importantes. Se han implementado siguiendo la parametrización desarrollada para este modelo por *López-Valverde y López-Puertas* (2001).

La absorción de radiación solar en las bandas del infrarrojo cercano del CO<sub>2</sub>, que en la alta atmósfera debe incluir efectos de No-ETL, se tiene en cuenta mediante una parametrización muy rápida (*López-Valverde y col., 2000*) basada en el trabajo de *López-Puertas y López-Valverde*

(1995). Esta parametrización no es completa, porque sólo calcula el calentamiento, sin tener en cuenta la reducción de flujo que provoca. Sin embargo, este error es pequeño, porque la reducción de flujo incidente es siempre menor que un 1.5%.

La ecuación de transporte radiativo utilizada tiene también en cuenta la absorción de radiación solar por el polvo en suspensión, basándose en el esquema numérico de *Fouquart y Bonel* (1980), en el que los flujos verticales, hacia arriba y hacia abajo, se obtienen usando la aproximación Delta-Eddington. Las propiedades ópticas de scattering del polvo (coeficiente de extinción, albedo de scattering simple y parámetro de asimetría), muy importantes debido a que tienen un importante efecto sobre el calentamiento, se calculan usando dos bandas (0.1-0.5  $\mu\text{m}$  y 0.5-5  $\mu\text{m}$ ), en las cuales se promedian sus propiedades espectrales, tomadas de *Clancy y Lee* (1991).

También se considera la dispersión por polvo de la radiación IR reflejada por la superficie del planeta, que en Marte es importante fuera de la banda de 15  $\mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$ . Su inclusión se hace mediante el método descrito en *Toon y col.* (1989): se divide el espectro fuera de la banda de 15  $\mu\text{m}$  en dos bandas, una entre 5 y 11.5  $\mu\text{m}$  y otra para el resto del espectro (20-200  $\mu\text{m}$ ), usando propiedades espectrales sintéticas del polvo especialmente creadas para este MCG (*Forget*, 1998). La opacidad del polvo en el IR se relaciona en este modelo con la opacidad en el visible mediante la relación  $\tau_{9\mu\text{m}}/\tau_{0.67\mu\text{m}} = 2$ .

El modelo contiene varios escenarios para la distribución de polvo en la atmósfera, válidos para distintas condiciones, desde una atmósfera clara hasta condiciones reinantes durante tormentas globales de polvo.

La temperatura superficial se calcula mediante un balance entre la radiación que llega y la conducción térmica en el suelo, que se calcula con un modelo de 11 capas, descrito en *Hourdin y col.* (1993). El suelo se supone verticalmente homogéneo y la distribución horizontal de inercia térmica y albedo se toman de los datos del instrumento IRTM de Viking. Para la topografía se usan los datos de MOLA (*Smith y col.*, 1999).

Para un MCG es importante tener una buena descripción de los procesos que se producen en la capa de la atmósfera en contacto o muy cercana a la superficie, conocida como capa límite planetaria. La dinámica de esta capa se tiene en cuenta mediante un modelo específico de turbulencia, junto con un ajuste convectivo para perfiles de temperatura inestables, siguiendo el esquema de *Mellor y Yamada* (1982).

En cuanto a la convección, se utiliza un ajuste convectivo que conserva la energía y que rápidamente mezcla calor y momento en las capas inestables. La intensidad de la mezcla de momento es función de la inestabilidad inicial (*Forget y col.*, 1999)

Los efectos de variaciones de la orografía a escalas menores que la resolución del modelo, que no pueden ser tenidos en cuenta directamente, son importantes, por lo que es necesario parametrizarlos de alguna manera. Estos efectos son, por un lado, el frenado del flujo dinámico (vientos) en niveles bajos, parametrizado según el esquema de *Lott y Miller* (1997), y por otro la excitación de ondas de gravedad que pueden propagarse verticalmente, romperse y frenar el flujo medio en capas alejadas de la montaña, para lo que se usa el esquema descrito en *Miller*

y col. (1989) y en *Baines y Palmer* (1990).

El tratamiento de la condensación y sublimación de  $\text{CO}_2$  en las regiones polares es especialmente importante en un modelo marciano realista. El esquema utilizado, desarrollado específicamente para este modelo, es descrito en detalle por *Forget y col.* (1998). En resumen, el  $\text{CO}_2$  se condensa cuando la temperatura local es menor que la temperatura de condensación, liberando calor latente. De igual manera, cuando el hielo de  $\text{CO}_2$  se calienta, se sublima parcialmente para mantener su temperatura en la del punto de fusión. El modelo además permite que las partículas de  $\text{CO}_2$  sólido creadas en la atmósfera puedan sublimarse o sedimentarse al pasar por capas atmosféricas inferiores de mayor temperatura. Se incluyen también otros componentes, en principio menores, del balance energético, como la liberación de energía potencial al caer las partículas sólidas de  $\text{CO}_2$ , y el consumo de calor necesario para calentar las partículas cuando la temperatura de condensación del  $\text{CO}_2$  aumenta con la presión local. De igual modo el tratamiento de la capa límite planetaria tiene en cuenta el hecho de que la atmósfera no puede ser más fría que el punto de fusión del  $\text{CO}_2$ . El  $\text{CO}_2$  sólido puede presentarse en dos estados: partículas ya sedimentadas, y nieve fresca de  $\text{CO}_2$ . En la mayoría de los modelos sólo se tienen en cuenta las partículas sedimentadas, en cambio, este modelo incluye una parametrización de los efectos de las nubes y la nieve fresca de  $\text{CO}_2$ .

*Montmessin y col.* (2004) describen las características del ciclo de agua implementado en este MCG. La cantidad de hielo de agua que se sublima en la superficie depende tanto del gradiente de humedad entre la superficie y la atmósfera como de la intensidad de los procesos de mezcla por turbulencia cerca de la superficie. En lugar de fijar el radio de las partículas que forman las nubes, este esquema permite el cálculo de su tamaño. La velocidad de caída de las partículas de hielo de agua tiene en cuenta la gravedad y la viscosidad del aire. No se tienen en cuenta los efectos del regolito.

Este MCG cuenta con un módulo que permite calcular las variaciones de las concentraciones de los compuestos debidos a los procesos fotoquímicos. Este modelo fotoquímico calcula los efectos de 42 reacciones, incluyendo las fotodisociaciones de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{HO}_2$  y  $\text{NO}_2$ , sobre 12 compuestos. La descripción detallada de este modelo químico puede verse en *Lefèvre y col.* (2004).

### 1.3.3 Aplicaciones del EMGCM: resultados

Este modelo se ha utilizado en varios estudios de diversos aspectos de la atmósfera marciana. Así, fue el primer MCG marciano que simuló un año marciano completo sin otro motor que la radiación solar. Esto permitió estudiar la variación anual de la presión superficial, comparando con la obtenida por las Viking, y hallando que, adicionalmente a la condensación en las capas polares, hay otros dos procesos que influyen y dan lugar a importantes variaciones latitudinales en este ciclo: un efecto orográfico, debido a las importantes variaciones latitudinales de la altura de la superficie marciana y un efecto dinámico debido al balance geostrófico de los vientos dominantes (*Hourdin y col.*, 1993).

También se ha simulado con éxito el ciclo estacional de  $\text{CO}_2$ , como hemos descrito anteriormente. El instrumento IRTM de los orbitales Viking observó zonas en las capas polares con una emisión de radiación muy baja (*Kieffer y col.*, 1976), lo cual no era explicable con los modelos. Además, encontraron que la cantidad de  $\text{CO}_2$  que se condensaba en las capas polares era un 30% menor que la prevista. *Forget y col.* (1998) usaron este MCG, con su esquema de condensación-sublimación de  $\text{CO}_2$  y la modificación de la emisividad por la caída de nieve fresca de  $\text{CO}_2$  para estudiar estos problemas. Consiguieron reproducir de forma cualitativamente correcta la distribución de zonas de baja emisión obtenidas por Viking, manteniendo un buen ajuste al ciclo estacional de presión superficial.

Este modelo está en permanente evolución, siendo una de las principales mejoras la reciente extensión en altura del mismo (*Angelats i Coll y col.*, 2005; *González-Galindo y col.*, 2005), y en la que centramos este trabajo de investigación. Las misiones espaciales actualmente en plena actividad en Marte continúan suministrando una valiosa y copiosa fuente de datos que ponen a prueba los modelos, y que a su vez necesita de los mismos para su correcta interpretación, lo que supone un desafío y un estímulo continuo para esta línea de trabajo. De modo general, del análisis de los resultados obtenidos durante más de una década, y de su comparación con los datos disponibles de las recientes misiones espaciales, se desprende que el modelo es bastante fiable en la mayor parte de sus predicciones. Atenderemos a este punto en los últimos capítulos de esta tesis. También se han identificado áreas que necesitan mejoras, como la descripción de la estructura térmica en regiones polares, donde los perfiles de ocultación por radio indican temperaturas troposféricas más frías que las del modelo; de modo sistemático éste tiende a producir inversiones de temperatura cerca de la superficie. La investigación de esta deficiencia, no exclusiva de este modelo marciano por cierto, es uno de los objetivos prioritarios en la lista de mejoras que se espera conseguir en los próximos años, dentro de la nueva fase del proyecto “Mars Climate Database and Physical Models”, cuya financiación ha sido recientemente extendida por ESA (*Huot*, 2005). Otras extensiones y mejoras previstas a corto plazo incluyen la validación completa del modelo termosférico, sobre la que volveremos en el capítulo 5 de esta memoria.

#### 1.3.4 *Base de datos del clima marciano, EMCD, “European Mars Climate Database”*

Una de las aplicaciones más importantes de este modelo es la creación y mantenimiento de una base de datos de referencia de la atmósfera y el clima marciano, labor que se viene realizando dentro del proyecto “Mars Climate Database and Physical Models” antes mencionado, y financiado por la Agencia Espacial Europea. El objetivo es que esta base de datos, obtenida a partir de estadísticas de los resultados del EMGCM y que se denomina “European Mars Climate Database” (EMCD), sea de utilidad tanto para los científicos que desean estudiar problemas específicos del clima marciano y necesitan datos de entrada realistas, como para los ingenieros implicados en el diseño y desarrollo de instrumentación científica para misiones espaciales a Marte, así como en el estudio de los parámetros orbitales y la estabilidad y explotación de orbitales y sondas de descenso. Una descripción detallada de la filosofía, estructura y objetivos

de dicha base de datos en su primera versión, así como comparaciones de sus resultados con los de diversas misiones espaciales anteriores, puede encontrarse en *Lewis y col.* (1999). Para una descripción de la última versión (V4.1, incluyendo simulaciones con el EMGCM extendido a la termosfera y que describimos en esta memoria) véase *Forget y col.* (2006), o directamente puede consultarse el Manual de Usuario que se encuentra en el portal de la EMCD en internet y que está completamente abierto al público: <http://www-mars.lmd.jussieu.fr>. Asimismo, puede conseguirse gratuitamente en formato DVD contactando con ESA o los equipos científicos que la confeccionamos.

Para construir la base de datos, se realizan simulaciones multianuales con el EMGCM para diferentes condiciones típicas de la atmósfera marciana, y los resultados obtenidos se promedian y almacenan, 12 veces al día (es decir, aproximadamente cada 120 minutos), para 12 “meses marcianos” (concepto derivado de dividir el año marciano en 12 periodos de igual duración, aproximadamente de unos 60 días cada uno) para obtener una buena representación de los ciclos diurno y estacional. En otras palabras, la base de datos contiene 12 “días típicos”, uno para cada mes, resultado del promedio de todos los días de cada mes. También se proporciona información sobre la variabilidad temporal total de los datos en cada estación y la variabilidad día-día (subconjunto de la anterior variación). Herramientas estadísticas incluidas en la base de datos permiten obtener perfiles individuales a los que se les aplican diversas perturbaciones para simular la variabilidad y así poder comparar con datos concretos y puntuales de distintos experimentos de las últimas misiones.

En su versión actual V.4.1 (abril 2006), la EMCD contiene estadísticas de datos simulados en una rejilla con resolución  $5.675^\circ \times 3.75^\circ$  longitud-latitud y desde la superficie hasta una altura aproximada de 250 km. Permite utilizar tres diferentes coordenadas verticales: altitud sobre el geode, altitud sobre la superficie local y presión. Esta versión intenta reproducir la respuesta de la atmósfera a dos de las más importantes fuentes de variabilidad anual e interanual de la atmósfera marciana: el flujo solar UV y EUV, y la distribución de polvo en la baja atmósfera. Para ello, se utilizan 8 combinaciones de condiciones o valores para estos dos factores (que llamamos “escenarios” en la EMCD), y que podemos clasificar de la siguiente manera:

- (1) Año Marciano #24. Escenario diseñado a partir de las observaciones de la cantidad y distribución de polvo que se derivan “asimilando” las observaciones del instrumento TES de la sonda Mars Global Surveyor entre 1999 y 2001 (año marciano #24 según el calendario propuesto por *Clancy y col.*, 2000), año considerado como típico, con valores del espesor óptico del polvo entre 0 y 0.5 (véase figura 1.3). Este escenario a su vez se subdivide en tres, dependiendo de las condiciones de actividad solar mínima, media o máxima, para reflejar el estado de la alta atmósfera durante un escenario así.
- (2) Escenario frío. Atmósfera inferior (troposfera, típicamente  $z < 50$  km) con una cantidad muy pequeña de polvo (espesor óptico  $\tau = 0.1$ ), con condiciones solares mínimas.
- (3) Escenario caliente. Corresponde a una atmósfera inferior con bastante polvo, pero sin llegar a las condiciones de una tormenta global, y con condiciones solares máximas.
- (4) Escenario de tormenta de polvo. Intenta representar las condiciones extremas existentes

Variable	Unidades	Rejilla
Temperatura superficial	K	2-D
Presión atmosférica en superficie	Pa	2-D
Flujo IR térmico en la superficie	W m <sup>-2</sup>	2-D
Flujo IR solar en la superficie	W m <sup>-2</sup>	2-D
Flujo IR térmico al espacio	W m <sup>-2</sup>	2-D
Flujo IR solar al espacio	W m <sup>-2</sup>	2-D
Hielo CO <sub>2</sub>	kg m <sup>-2</sup>	2-D
Columna vapor agua	kg m <sup>-2</sup>	2-D
Columna hielo agua	kg m <sup>-2</sup>	2-D
Espesor óptico visible polvo		2-D
Densidad atmosférica	kg m <sup>-3</sup>	3-D
Temperatura atmosférica	K	3-D
Viento zonal	m/s	3-D
Viento meridional	m/s	3-D
Viento vertical	m/s	3-D
Energía cinética capa frontera	m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>	3-D
Razón mezcla vapor agua	mol/mol	3-D
Razón mezcla hielo agua	mol/mol	3-D
Razón mezcla CO <sub>2</sub>	mol/mol	3-D
Razón mezcla oxígeno atómico	mol/mol	3-D
Razón mezcla CO	mol/mol	3-D
Razón mezcla H <sub>2</sub>	mol/mol	3-D
Razón mezcla N <sub>2</sub>	mol/mol	3-D
Razón mezcla O <sub>3</sub>	mol/mol	3-D

Tabla 1.6 Variables contenidas en la versión 4.1 de la EMCD, reflejando los resultados del EMGCM para los 8 escenarios utilizados. Ver texto para más detalles.

durante una tormenta global de polvo (espesor óptico  $\tau = 4$ ), sólo disponible cuando estas condiciones se dan ocasionalmente en Marte, es decir, en otoño e invierno en el hemisferio Norte ( $L_s=180-360$ ). Se subdivide en tres, de nuevo, para condiciones de actividad solar mínima, media o máxima.

Las variables atmosféricas disponibles en esta última versión de la EMCD pueden verse en la tabla 1.6.

Hay varias posibilidades de acceso a la base de datos. La más sencilla es utilizar la versión on-line de esta herramienta, a partir de la página mencionada anteriormente, <http://www-mars.lmd.jussieu.fr/>. Para lograr la extracción de los datos que se deseen, tendremos que seleccionar sucesivamente un escenario de los 8 expuestos anteriormente, un mes marciano, el tipo de coordenada vertical, los valores medios de las variables o su desviación estándar y varia-

bilidad diaria, una variable de la lista de la tabla 1.6 y el tipo de visualización deseado. En la versión on-line actual se permiten varios formatos de salida, desde un gráfico en formato “GIF”, hasta los datos en fichero externo con formatos diversos, entre otros texto plano o “NetCDF”. Esta versión on-line no está diseñada para un uso intensivo. Para ingenieros y científicos que quieran usar estos datos de forma intensiva es más recomendable usar la versión en DVD antes mencionada de la base de datos. Esta versión contiene todos los datos en versión NetCDF, así como un software de acceso e instrucciones para su utilización.

## 1.4 Motivación y objetivos de este trabajo

### 1.4.1 *Interés científico de los modelos de alta atmósfera en Marte*

Desde el desarrollo de los primeros MCG para el planeta Marte, centrados en las capas atmosféricas más bajas, hubo una necesidad por considerar unas buenas condiciones de contorno, tanto en la superficie del planeta como en lo alto de la atmósfera. Para esto último, idealmente se debe extender el modelo en altura, del modo más realista posible, y comprobar el impacto que dicha extensión tiene sobre la región de interés. Sin embargo, la falta de datos sobre la estructura térmica en alturas superiores a 40 km (límite del sondeo de la misión Mariner 9) ha dificultado durante décadas la extensión de los modelos al estudio de la mesosfera y de la termosfera marcianas.

Por otra parte, ya las medidas de los módulos Viking mostraron una variabilidad diurna considerable en presiones y temperaturas atmosféricas, correlacionadas o no con el ciclo diurno de calentamiento solar (mareas térmicas atmosféricas) (*Snyder, 1979*). Los primeros MCG que reproducían con éxito las mareas atmosféricas generaban también un conjunto de ondas atmosféricas, causantes en parte de esta variabilidad, que se propagaban hacia la alta atmósfera. Es bien conocido en el caso de la atmósfera terrestre el importante papel que tienen algunas de estas ondas en el balance energético global de la atmósfera media (estratosfera y mesosfera) y alta (termosfera). El transporte de energía y momento desde la baja atmósfera, y la posterior disipación o ruptura de las ondas a alturas de la mesosfera y baja termosfera, tiene un impacto enorme sobre los procesos de mezcla y sobre los vientos dominantes a dichas alturas (*Andrews y col., 1987*). Por tanto, era de esperar que en Marte, la generación y propagación de ondas de gravedad internas atmosféricas hacia capas altas fuese aún más importante que en la Tierra, dada la extrema topografía marciana y los fuertes vientos superficiales que, según se conoce con cierto detalle como hemos mencionado a lo largo del capítulo, pueden incluso levantar tormentas de polvo. Recientes medidas de la Mars Global Surveyor muestran que la densidad a altura, latitud, tiempo local y estación fijas varían hasta en un factor 2 en función de la longitud, variación un orden de magnitud mayor que la terrestre (*Withers y col., 2003*). Evaluar cuantitativamente este acoplo dinámico entre baja y alta atmósfera de Marte, de nuevo, requiere extender las simulaciones y los modelos teóricos hacia la alta atmósfera de un modo realista.

A estas motivaciones por extender la descripción de la atmósfera marciana hacia alturas superiores, hay que añadir el interés intrínseco de la alta atmósfera de Marte. Por similitud con

el caso terrestre, una multitud de procesos físicos no bien representados en los modelos puede estar actuando y produciendo alteraciones al estado medio y variabilidad del estado térmico y dinámico de la alta atmósfera, que por otra parte eran completamente desconocidos hasta hace muy poco (sólo la llegada de la Mars Global Surveyor, Mars Odyssey y Mars Express está empezando a aportar datos nuevos sobre la alta atmósfera que están empezando a analizarse con detenimiento). Describir la alta atmósfera marciana puede darnos además, por planetología comparada, claves para mejorar nuestro conocimiento de la alta atmósfera de la Tierra y de las de los demás planetas, su interacción con el flujo solar (clave para la comprensión del cambio climático), conocer mejor los procesos de escape y sus implicaciones evolutivas, y en conjunto, generar una visión global más precisa de las atmósferas planetarias del Sistema Solar.

Por otra parte, un modelo que represente coherentemente las diversas capas de la atmósfera marciana es una herramienta ideal para el análisis y mejor aprovechamiento de los datos tomados por las misiones que en la actualidad observan el planeta rojo, tales como la Mars Global Surveyor, Mars Odyssey, Mars Exploration Rovers, Mars Express, y los que se espera obtengan las futuras misiones, como la Mars Reconnaissance Orbiter. Este modelo permitiría desentrañar las interacciones entre diversas capas presentes en los datos, y extender estudios realizados anteriormente a nuevas regiones atmosféricas.

Existe además una motivación de carácter más práctico, en cuanto al diseño y planificación de misiones espaciales, que bien utilizan las altas capas de la atmósfera de Marte para su inserción en órbita mediante la técnica de "frenado atmosférico", o bien liberan módulos de descenso pasivo a través de la atmósfera. Ambas estrategias representan métodos de reducción del peso y del costo de estas misiones, aumentando la posibilidad de desarrollar nuevas misiones espaciales. Y en ambos casos es de capital importancia disponer de una caracterización fiel del estado medio y variabilidad de la alta atmósfera en los parámetros clave atmosféricos: temperatura, densidad y composición. Un ejemplo ilustrativo es el conocido problema con la fase de frenado atmosférico de la misión Mars Global Surveyor, expuesto anteriormente. Parece ser que este problema estuvo relacionado con el crecimiento de una tormenta de polvo de tamaño considerable: el calentamiento solar asociado produjo un aumento de densidad que se expandió hidrostáticamente a toda la atmósfera. Éste es un fenómeno de acoplo baja-alta atmósfera especialmente intenso y exclusivo de la tenue atmósfera de Marte.

Las agencias espaciales NASA y ESA están impulsando el desarrollo de modelos atmosféricos capaces de explicar este tipo de interacciones, y en general, de describir el estado de la atmósfera de Marte desde la superficie hasta la termosfera. En el caso estadounidense este objetivo se pretende conseguir mediante el acoplo de dos modelos atmosféricos pioneros hasta hace poco, el MTGCM y el Ames-GCM, cuyas características y logros se resumen en el apéndice G. En el caso europeo, ESA ha adoptado una estrategia que pensamos es más adecuada, y es impulsar la extensión hacia alturas superiores de modelos ya existentes o en fase de desarrollo en laboratorios europeos. Mediante esta extensión, la base de datos del clima de Marte, EMCD, antes descrita, se extendería también hasta la termosfera, propiciando su utilización para el diseño de las fases de aerofrenado de futuras misiones. Éste es el marco del presente trabajo de tesis, que

forma parte de un proyecto científico encaminado a estudiar la alta atmósfera de Marte, en colaboración con el Laboratoire de Météorologie Dynamique de París y el Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics Department de la Universidad de Oxford, en Inglaterra, mediante la extensión del modelo EMGCM antes mencionado hasta la termosfera. Como hemos mencionado anteriormente, este proyecto de colaboración se acaba de extender este año, financiado dentro del Programa Aurora de la ESA.

#### 1.4.2 *Objetivos del trabajo*

El objetivo global que nos proponemos es la descripción de la alta atmósfera de Marte mediante modelos de su energética, química y dinámica. Para ello, se ha partido de un MCG existente para la baja atmósfera, y se han implementado una serie de procesos físicos parametrizados, previamente desarrollados en detalle en un modelo 1-D. La investigación, por tanto, ha consistido en una serie de etapas u objetivos parciales que describo brevemente a continuación

- Desarrollo de un modelo 1-D que incluya, de forma detallada, los principales procesos físicos que afectan a la alta atmósfera marciana. En particular, la absorción de radiación solar Ultravioleta (UV) y el calentamiento por ella producido, muy importante para el balance energético de la termosfera, ya que es la principal fuente de calentamiento de la alta atmósfera; los procesos fotoquímicos originados por los efectos de la radiación UV en las moléculas atmosféricas, que condicionan la abundancia relativa de los distintos compuestos; y los procesos de transporte vertical tanto de materia (difusión molecular y difusión turbulenta, ésta también importante en la media y baja atmósfera) como de energía (conducción molecular).
- Basándonos en los modelos detallados para el calentamiento UV y la fotoquímica, se pretende desarrollar esquemas rápidos de cálculo que permitan introducir estos procesos en el EMGCM, con una precisión adecuada y sin que supongan un consumo excesivo de tiempo de computación, factor clave en estos sofisticados modelos. Esto permitirá extender este modelo hasta la termosfera, convirtiéndose en el primer MGC de la atmósfera marciana que estudie coherentemente todas las capas atmosféricas, desde la superficie hasta la termosfera superior. De esta manera, se convertirá en un instrumento valioso para el estudio del acoplo entre diversas capas atmosféricas.
- Una vez extendido el EMGCM, centraremos nuestra atención en la validación e interpretación de los resultados obtenidos. Para ello se pretende realizar diversas pruebas de sensibilidad, que permitan estudiar la respuesta del modelo a diferentes modificaciones en parámetros de entrada. Se prestará atención al análisis de los resultados nominales, especialmente la estructura térmica obtenida y su relación con los distintos términos de calentamiento, y su variación estacional y con el ciclo solar. También se pretende realizar comparaciones con resultados de otros modelos termosféricos anteriores ya validados, especialmente el MTGCM, así como con resultados de algunas misiones que han explorado la atmósfera del Planeta Rojo.

## Capítulo 2

# Desarrollo modelo 1-D

**RESUMEN** Se describe el proceso de desarrollo de un modelo 1-D no-estacionario de la energética, química y dinámica de la alta atmósfera de Marte. Los principales procesos físicos que regulan el estado de la alta atmósfera marciana son analizados individualmente en detalle, desde su planteamiento teórico y su simulación numérica, hasta los resultados de cada mecanismo por separado, incluyendo análisis de su comportamiento y métodos de validación. Presentamos algunos resultados del acoplamiento entre todos ellos y finalmente mencionamos las mejoras y la extensión hacia la baja atmósfera que deben implementarse en etapas futuras para conseguir un modelo más realista de la alta atmósfera marciana.

**ABSTRACT** We describe the development of a non-stationary 1-D model of the energetics, chemistry and dynamics of the Martian upper atmosphere. The main physical processes that govern the behaviour of this region are analysed in detail, from its theory and numerical simulation to their results, including analysis of their behaviour, validation, and coupling between them. The extensions and improvements foreseen for the near future are listed and commented.

### 2.1 Introducción

En este capítulo se describe el trabajo de investigación realizado, encaminado al desarrollo de un modelo 1-D no-estacionario de la energética, química y dinámica de la alta atmósfera de Marte en el Departamento Sistema Solar del IAA. El desarrollo de este modelo, como se menciona anteriormente, está motivado inicialmente por la extensión de un modelo de circulación general de la atmósfera de Marte hacia alturas termosféricas. Dicha extensión requiere introducir aproximaciones para los procesos físicos relevantes a dichas alturas, como la absorción de la radiación UV solar, la conducción térmica, las emisiones infrarrojas, la ruptura del equilibrio termodinámico local, los procesos de difusión, turbulencia, etc. Ello implica desarrollar e implementar rutinas rápidas pero a la vez suficientemente precisas de cada uno de dichos procesos. Una idea fundamental en este proyecto es que este desarrollo puede realizarse de un modo más fiable, y de camino instructivo, si se dispone previamente de rutinas lo más precisas posibles para dichos procesos, sin concesiones de ahorro de tiempo de cálculo, y si eso se realiza, además, en el marco teórico de un modelo físico lo más completo posible de la alta atmósfera marciana. Se decidió, en consecuencia, desarrollar un modelo uni-dimensional no-estacionario que describiese de modo preciso los acoplamientos principales entre radiación, química y dinámica. Ello permitiría comparar simulaciones detalladas y precisas de la alta atmósfera de Marte con otras

que utilizasen las parametrizaciones y esquemas rápidos de cálculo.

El desarrollo de un modelo 1-D de la atmósfera de Marte no es una actividad nueva en el Departamento Sistema Solar, donde ya se dispone de extensa experiencia en esta línea de investigación. Concretamente, y basados en una experiencia aún más extendida en estudios similares de la atmósfera terrestre, se desarrollaron modelos 1-D tanto de la composición química de la atmósfera marciana (*Rodrigo y col.*, 1990a; *García-Álvarez*, 1990; *Rodrigo y col.*, 1990b) como del balance energético de la mesosfera y termosfera de Marte (*López-Puertas y López-Valverde*, 1995). Este último trabajo incluía un modelo bastante completo de los mecanismos de emisión del CO<sub>2</sub> en condiciones fuera del equilibrio termodinámico local (*López-Valverde y López-Puertas*, 1994a,b), y fue posteriormente aplicado al estudio de la variación diurna de la estructura térmica de la mesosfera marciana y su comparación con los perfiles de las sondas Viking y Mars Pathfinder (*López-Valverde y col.*, 2000). El objetivo del presente trabajo es avanzar en la construcción de un modelo 1-D que englobe ambas disciplinas, la energética o balance radiativo de la atmósfera marciana, por un lado, y su química y dinámica por otro, y cuya estructura permita extensiones futuras.

Como hemos mencionado en el capítulo anterior, existe un fuerte interés en la actualidad por desarrollar modelos tri-dimensionales de la circulación de la atmósfera marciana, que permitan describir la variabilidad latitudinal y longitudinal en detalle, e interpretar la ola de datos que las recientes misiones espaciales están obteniendo de la atmósfera global del planeta por primera vez. Dicha descripción tri-dimensional está fuera del alcance de un modelo 1-D. Sin embargo, estos modelos de dimensión menor, tradicionalmente desarrollados para estudiar las máximas variaciones que ocurren en una atmósfera (en la vertical), aún resultan ser herramientas muy útiles en la investigación actual de la atmósfera de Marte.

En primer lugar, son herramientas esenciales para describir medias globales y comportamientos de la atmósfera en periodos de tiempo considerables, es decir, todas las cuestiones en las que la variabilidad atmosférica oscurece el análisis y es por tanto deseable eliminarla. Esto permite abordar cuestiones como la estabilidad fotoquímica de la atmósfera (*Atreya y Gu*, 1994), los fenómenos de escape (*Fox y Bakalian*, 2001; *Chassefiere*, 1996), el balance energético global del sistema atmosférico (*Bittner y Fricke*, 1987; *Bougher y Dickinson*, 1988) y su respuesta frente al ciclo solar y el viento solar (*Kim y col.*, 1998; *Fox*, 2004). Además, permiten estudiar problemas específicos o difíciles para los cuales herramientas tri-dimensionales son excesivamente complejas, tanto en su aplicación como en su interpretación. Ejemplos de estos problemas pueden ir desde explicar la existencia de metano atmosférico (*Krasnopolsky y col.*, 2004; *Atreya y col.*, 2006), entender las emisiones láser en 10 micras de la mesosfera marciana (*Deming y Mumma*, 1983; *López-Valverde y López-Puertas*, 1994b), o estudiar los detalles y las implicaciones de la química heterogénea en la troposfera marciana (*Atreya y Blamont*, 1990; *Lefèvre y col.*, 2006).

En el caso de la atmósfera marciana, es necesario recordar un inconveniente serio de los MCGs tridimensionales, como es su necesidad de grandes cantidades de datos y observaciones, tanto para su inicialización como para su validación. Aunque en los últimos años (como se describe en el capítulo anterior) el sondeo remoto desde orbitales como Mars Global Surveyor, Mars

Odyssey o Mars Express está aumentando enormemente la cantidad de datos básicos disponibles sobre la baja atmósfera marciana (como la distribución de temperatura y de abundancias de compuestos como vapor de agua u ozono, y la columna de polvo), todavía la atmósfera alta de Marte presenta el estatus de región muy inexplorada. Especialmente para ella, la utilización de modelos 1-D para la descripción de su estado global es de utilidad.

El desarrollo de un modelo 1-D como el que presentamos permitirá además disponer de una jerarquía de modelos de la atmósfera marciana de diversa dimensionalidad, lo que deberá permitir, mediante comparaciones entre ellos (tal como ocurrió durante la década de los 80 mediante el desarrollo de modelos multidimensionales terrestres, *Andrews y col.*, 1987), ahondar en la comprensión de los procesos fundamentales que determinan el estado general de la alta atmósfera (*López-Valverde y col.*, 2006)

Nuestro objeto de estudio es la alta atmósfera de Marte, es decir, su mesosfera (aproximadamente entre 50 y 120 km) y termosfera (por encima de los 120 km de altura aproximadamente). Como base numérica sobre la que construir el modelo, partimos de un código radiativo-convectivo que incluye un tratamiento preciso del balance radiativo debido al CO<sub>2</sub> incluyendo condiciones de ruptura del ETL (*López-Valverde y col.*, 2000). Esto es especialmente importante en altas capas atmosféricas para calcular del modo más preciso el enfriamiento térmico por emisión en el infrarrojo (15  $\mu\text{m}$ ) y el calentamiento por absorción del flujo solar en el cercano infrarrojo (1-5  $\mu\text{m}$ ). Sobre esta base se han añadido sucesivamente un conjunto de procesos que vamos a describir, uno a uno, en las siguientes secciones dentro de este capítulo: calentamiento por absorción de radiación solar UV, conducción térmica, difusión molecular y turbulenta, y fotoquímica (*López-Valverde y col.*, 2003).

Al final del capítulo presentamos los primeros resultados del modelo 1-D completo, tras acoplar todos los módulos descritos. Asimismo, presentaremos algunas comparaciones con resultados anteriores, que ilustran el comportamiento de cada uno de los procesos físicos introducidos, y del modelo completo. Algunos de estos resultados se utilizarán en secciones posteriores para comparar con los resultados del MCG que describimos mas adelante.

## 2.2 Esquema numérico

Las ecuaciones diferenciales que gobiernan los diferentes procesos físicos que vamos a tratar en nuestro modelo generalmente no tienen soluciones analíticas. Por ello, es usual acudir a soluciones computacionales introduciendo un método numérico de discretización que permita resolverlas de forma aproximada. En este trabajo todas las resoluciones de ecuaciones diferenciales se realizan con el llamado “método de las diferencias finitas” (numerosos textos clásicos de referencia en métodos numéricos dedican parte de su extensión a este método; a modo de ejemplo, citamos aquí *Richtmyer y Morton*, 1994, *Tijonov y Samarsky*, 1972, o *Sod*, 1985). En el marco de las atmósferas planetarias, este método es muy utilizado en modelos de circulación general y de predicción meteorológica. Así, veremos en el apéndice G que los diferentes MCGs marcianos utilizan este método para resolver las ecuaciones primitivas de la meteorología

dinámica: EMGCM (*Forget y col.*, 1999); NASA/AMES MCG (*Haberle y col.*, 1993); MTGCM (*Bougher y col.*, 1999); GFDL MCG (*Wilson y Hamilton*, 1996); GM3 (*Moudden y McConnel*, 2005). Esto es así no sólo para los modelos marcianos, claro está, sino que el modelo más utilizado en la alta atmósfera terrestre, el TIME-GCM, también lo utiliza (*Dickinson y col.*, 1981). La aplicación de este método en ciencias atmosféricas no se limita sólo a la resolución de las ecuaciones primitivas, sino que es ampliamente usado siempre que hay que resolver ecuaciones diferenciales de forma numérica. Así, se usa también en modelos fotoquímicos para la resolución de la ecuación de continuidad (*Lefèvre y col.*, 2004; *Atreya y Gu*, 1994; *Krasnopolsky*, 1995; *Rodrigo y col.*, 1990a, por mencionar unos pocos de la atmósfera de Marte), en modelos de difusión (*Dickinson y col.*, 1984; *Angelats i Coll y col.*, 2005), etc. Los rudimentos de este método, que utilizaremos en todo lo que queda de capítulo, se describen en el apéndice A.

## 2.3 Calentamiento UV

### 2.3.1 Introducción

El Sol es la fuente de energía que desencadena la mayor parte de los procesos que ocurren en las atmósferas de los planetas terrestres (*Yung y DeMore*, 1999). Mientras que la radiación solar con longitud de onda en el visible o en el infrarrojo lejano es capaz de llegar a la superficie marciana, la radiación ultravioleta (UV) más energética es absorbida en su mayor parte en las capas altas de la atmósfera marciana. El campo UV en la superficie de Marte ha sido estudiado por numerosos grupos (*Khun y Atreya*, 1979; *Molina-Cuberos y col.*, 2001; *Cockell y col.*, 2000; *Patel y col.*, 2003), revelando que está expuesto a irradiación en el UV incluso hasta unos 200 nm, en claro contraste con el caso terrestre. La absorción de radiación UV es la principal fuente de calentamiento de las altas atmósferas de los planetas terrestres (*Houghton*, 1979; *Brasseur y Solomon*, 1986; *Rees*, 1989). En nuestra atmósfera el principal compuesto encargado de absorber la radiación UV es el ozono (*Brasseur y Solomon*, 1986), junto al oxígeno molecular; sin embargo estos compuestos son mucho menos abundantes en Marte (*Zurek y col.*, 1992), por lo que apenas contribuyen al apantallamiento de la radiación UV. Otros compuestos, especialmente CO<sub>2</sub> y oxígeno atómico, son los que representan este papel en Marte.

Nuestro cálculo del calentamiento UV se basa en la ley de Lambert (que deducimos en el apéndice B), y según la cual la reducción del flujo solar al atravesar un medio material que la absorbe viene dada por una exponencial:

$$F_{\lambda}(z) = F_{TOA,\lambda} \exp[-\tau_{\lambda}(z)] \quad (2.1)$$

donde el espesor óptico se define mediante B.7:

$$\tau_{\lambda}(z) = \sum_{i=1}^{N_{abs}} \int_z^{z_{TOA}} \sigma_{i,\lambda}(z') n_i(z') \frac{dz'}{\mu(z')} \quad (2.2)$$

donde el significado de cada símbolo se describe en el apéndice B. En una atmósfera planoparalela  $\mu = \cos(\text{AZS})$  en todas las alturas  $z'$  (véase la siguiente subsección).

La expresión anterior nos permite conocer el flujo solar que llega a cada capa de la atmósfera, una magnitud fundamental tanto para los cálculos de calentamiento UV como para la fotoquímica.

Un parámetro útil en la teoría fotoquímica es el denominado coeficiente de fotoabsorción monocromático del compuesto  $i$ , que se suele definir como:

$$j_{i,\lambda}(z) = F_{\lambda}(z) \sigma_{i,\lambda}(z) = F_{TOA,\lambda} \exp[-\tau_{\lambda}(z)] \sigma_{i,\lambda}(z) \quad (2.3)$$

donde el flujo solar se ha dividido por la energía de un fotón a cada frecuencia, es decir, se expresa en [fotones  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{nm}^{-1}$ ]; entonces, las unidades de  $j_{i,\lambda}$  son [ $\text{s}^{-1}$ ], y nos describe el número de fotones solares con longitud de onda  $\lambda$  absorbidos por cada molécula por unidad de tiempo. Integrando en frecuencia en algún intervalo espectral de interés, como puede ser aquel con absorción importante de cada especie, se obtienen los coeficientes de fotoabsorción totales, dados por:

$$j_i(z) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} j_{i,\lambda}(z) d\lambda \quad (2.4)$$

y que es una magnitud muy utilizada para los cálculos fotoquímicos, como veremos más adelante. Además, estos coeficientes pueden relacionarse directamente con la tasa de calentamiento atmosférica,  $Q_{UV}$ , en [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ]:

$$Q_{UV}(z) = \eta(z) \sum_{i=1}^{N_{abs}} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{hc}{\lambda} j_{i,\lambda}(z) \cdot n_i(z) d\lambda \quad (2.5)$$

donde hemos introducido el factor  $\eta(z)$ , que es la eficiencia de calentamiento UV, es decir, la fracción de la energía solar absorbida que es finalmente termalizada, o sea, empleada realmente en calentar la atmósfera. Esto es necesario pues existen procesos que transfieren la energía inicialmente absorbida a otras formas de energía interna distintas a la térmica, por ejemplo de excitación vibracional o electrónica, así como puede ser empleada en romper los enlaces químicos (fotólisis), etc. Estas formas de energía pueden ser transportadas a otras regiones donde se liberan (caso de la energía química liberada en procesos de recombinación) o bien puede ser re-emitada al espacio o hacia otras capas atmosféricas que pueden re-absorber los fotones (fluorescencia) antes de que las colisiones desactiven los niveles excitados y termalicen dicha energía (Rees, 1989; Fox y Bougher, 1991). El cálculo detallado de  $\eta(z)$  requiere un análisis exhaustivo de todos estos procesos de la interacción radiación-materia, no todos bien conocidos. Los trabajos de Fox y Dalgarno, (1979, 1981) y Fox, (1988) sugieren como valor más probable una eficiencia UV entre un 16 y un 25%, con una ligera variación con la altura. Usaremos el valor de 22% (Fox, 1988) y este intervalo de incertidumbre a lo largo de este trabajo.

### 2.3.2 Cálculo del calentamiento UV

El módulo de calentamiento UV incluido en el modelo 1-D evalúa la tasa de calentamiento atmosférico mediante las ecuaciones 2.1-2.5 descritas anteriormente. El cálculo se extiende a la absorción de radiación UV entre 0.1 nm y 800.0 nm, por los compuestos  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}({}^3P)$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  y  $\text{O}_3$ . Como parte del cálculo se obtienen también los coeficientes de fotoabsorción, que se utilizarán en otro módulo del modelo para el cálculo de los procesos fotoquímicos (sección 2.4).

Para el cálculo se utiliza una discretización usual en altura en capas de espesor constante  $\Delta z$  y una discretización espectral con una resolución lo suficientemente alta. Esta resolución espectral es uniforme (igual en todas las regiones del espectro) pero variable, es decir, se puede elegir el espaciado de la rejilla. En el caso nominal, esta resolución espectral es de 1 nm (ver sección 2.3.3); esta resolución coincide con la utilizada en los recientes modelos de irradiación UV en la superficie marciana (*Patel y col.*, 2003).

El modelo procede, en primer lugar, calculando el espesor óptico mediante la ecuación 2.2. Para ello se utilizan valores conocidos de las concentraciones de los diversos compuestos y de sus secciones eficaces. También es necesario contar con un modelo geométrico que calcule el camino recorrido por los rayos solares en cada trazado atmosférico. En nuestro modelo se consideran tres posibilidades en función del ángulo cenital solar (AZS). Si éste es menor que 60 grados utilizamos la aproximación de atmósfera plano-paralela, según la cual el camino recorrido por un rayo entre las capas de altura  $z$  y  $z'$  viene dado por:

$$S(z, z') = \frac{z' - z}{\cos(\text{AZS})}$$

El error cometido al adoptar esta aproximación para AZS menores que  $60^\circ$  es muy pequeño; para las capas típicas en el modelo, de 1 km de espesor, es del orden de unas pocas partes entre 10000.

Para valores de AZS entre  $60^\circ$  y  $90^\circ$  incluimos la esfericidad de la atmósfera calculando la altura  $z_{min}$  a la que el rayo del Sol es tangente a una circunferencia centrada en el centro del planeta, que viene dada por:

$$z_{min} = (R + z) \cdot \text{sen}(\text{AZS}) - R$$

donde  $R$  es el radio del planeta, y así el camino recorrido por el rayo entre dos capas de altura  $z$  y  $z'$  sobre la superficie será:

$$S(z, z') = \sqrt{(R + z')^2 - (R + z_{min})^2} - \sqrt{(R + z)^2 - (R + z_{min})^2} \quad (2.6)$$

Para ángulos mayores de  $90^\circ$  en un punto de la superficie marciana, aún es posible que exista iluminación solar en capas altas sobre la vertical de dicho punto. En nuestro modelo el procedimiento que se sigue es dividir el trayecto en tramos, como se ilustra en la figura 2.1. Sea  $z$  la capa a que se quiere calcular el calentamiento. Se calcula, de forma completamente similar a como se hacía en el caso anterior, la altura  $z_{min}$  a que el rayo solar es tangente a una

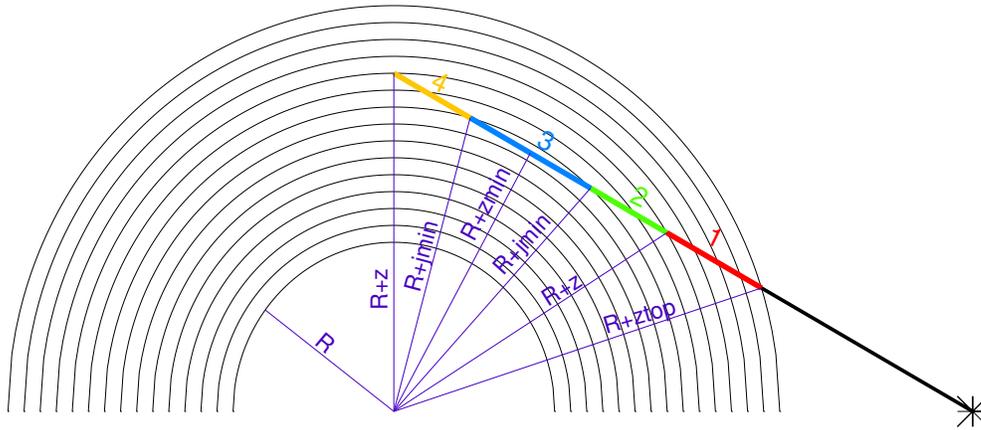


Fig. 2.1 Esquema del trazado de rayos utilizado en el modelo

circunferencia concéntrica al planeta. En el caso general, esta altura no coincidirá exactamente con la altura de una capa del modelo. Sea  $j_{min}$  la capa del modelo inmediatamente superior a  $z_{min}$ . En este caso de  $AZS > 90$ , el rayo solar intersecta 2 veces la circunferencia con radio  $R + z$ . En el modelo se divide el camino recorrido por el rayo solar en 4 partes (ver figura 2.1, en la que obviamente la curvatura atmosférica y el espesor de la atmósfera con respecto al radio del planeta están exagerados). La primera parte (tramo 1, en rojo en la figura) está formada por las capas atmosféricas entre la capa superior  $z_{top}$  y la capa de altura  $z$ , la segunda (verde en la figura) por las capas entre  $z$  y  $j_{min}$ , la tercera (azul) por la capa inferior (entre  $j_{min}$  y  $z_{min}$ ) y la cuarta (naranja) por las capas entre la capa  $j_{min}$  y el punto donde se quiere conocer el calentamiento,  $z$ . En cada uno de estos tramos, con la excepción del 3, el camino recorrido entre dos capas se calcula mediante la expresión 2.6. En el tramo 3 el camino recorrido viene dado por:

$$S(j_{min}, z_{min}) = \sqrt{(R + j_{min})^2 - (R + z_{min})^2}$$

En todo este cálculo ignoramos los efectos de la refracción.

Una vez conocidos los caminos de cada trazado de rayos, es decir, el término  $dz'/\mu(z')$  de la expresión 2.2, aplicamos directamente esta ecuación para conocer el espesor óptico en cada longitud de onda, y la expresión 2.1 para obtener el flujo solar monocromático a cada altura. Asimismo, es directo aplicar 2.3 para los coeficientes de fotoabsorción monocromáticos. La obtención de los coeficientes integrados en frecuencia, según la expresión 2.4, o bien el calentamiento UV según 2.5, requieren una discretización espectral:

$$j_i(z) = \sum_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} j_{i,\lambda}(z) \cdot \Delta\lambda$$

donde  $\Delta\lambda$  es la resolución elegida para el cálculo.

Este modelo tiene en cuenta el scattering Rayleigh de un modo simplificado. Éste es un

proceso por el que la luz interacciona con partículas mucho menores que su longitud de onda, resultando que los fotones no son absorbidos, sino inmediatamente reemitidos. Para la inclusión de este fenómeno seguimos la propuesta de *Atreya y Gu* (1994) para la expresión de la sección eficaz de scattering Rayleigh,

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{128\pi^5}{3}\alpha^2 \frac{d}{\lambda^4} \quad (2.7)$$

donde  $\alpha$  es la polarizabilidad dieléctrica ( $\alpha = 2.911 \cdot 10^{-24} \text{cm}^3$  para el  $\text{CO}_2$ , según *Lide*, 1995) y  $d = 1.14$  es el factor de depolarización, adimensional, para  $\text{CO}_2$ , (*Shemansky*, 1972). Además, adoptamos la aproximación de scattering simple, es decir, los fotones que interaccionan con las partículas de la atmósfera mediante dispersión Rayleigh son todos reemitidos al espacio. Esta aproximación es razonable si el efecto de la dispersión Rayleigh es pequeño, lo cual parece justificado si comparamos la sección eficaz para scattering Rayleigh con la sección eficaz de absorción del  $\text{CO}_2$  (ver figura 2.2). Esta aproximación es equivalente a sumarle a la sección eficaz de absorción del  $\text{CO}_2$  la de scattering Rayleigh, y es sólo válida en la mesosfera y termosfera de Marte, pues en la baja atmósfera el efecto del polvo sobre la radiación UV puede ser muy notable, sobre todo por debajo de 20 km, y un cálculo de la radiación difusa por scattering múltiple sería necesario. Por ejemplo, *Patel y col.* (2003) estiman que el flujo UV cercano incidente en la superficie puede verse aumentado en un 50% en presencia de polvo.

### 2.3.3 Datos iniciales más importantes utilizados en el modelo

Los datos de entrada que el modelo de calentamiento UV necesita son, por tanto, las secciones eficaces de absorción UV de las distintas especies, el flujo solar en lo alto de la atmósfera y un perfil de temperaturas, concentraciones y presiones atmosféricas, lo que se denomina una “atmósfera de referencia”.

En la figura 2.2 pueden verse las distintas secciones eficaces de absorción UV (líneas continuas de colores) y la sección eficaz de scattering Rayleigh por  $\text{CO}_2$  (ecuación 2.7; línea negra de trazos) que se utilizan en este modelo, procedentes de distintas fuentes: *Brasseur y Solomon*, (1986), *Atreya y Gu*, (1994), *Torr y col.*, (1979), *Yoshino y col.*, (1988, 1992, 1996), *Roble y Emery*, (1983), *Yung y DeMore*, (1999), *Banks y Kockarts*, (1973), *Parkinson y col.*, (2003), *Parkinson y Yoshino*, (2003). Se han buscado los últimos valores disponibles para estas secciones eficaces, normalmente medidos con una alta resolución espectral. Sin embargo, hay regiones en que no tenemos constancia de que las secciones eficaces de algunos gases hayan sido determinadas experimentalmente recientemente (por ejemplo,  $\text{CO}_2$  entre 5 y 100 nm); en estos casos se utilizan valores antiguos generalmente con baja resolución espectral. En general, las secciones eficaces utilizadas en este modelo (al menos para los gases que contribuyen en mayor medida al apantallamiento de la radiación solar) coinciden bien con las utilizadas en otros modelos recientes, como el descrito en *Lefèvre y col.* (2004). La sección eficaz del  $\text{CO}_2$  que aparece en la figura es la correspondiente a una temperatura de 295 K. La dependencia de la sección eficaz de absorción del  $\text{CO}_2$  con la temperatura es importante para el cálculo

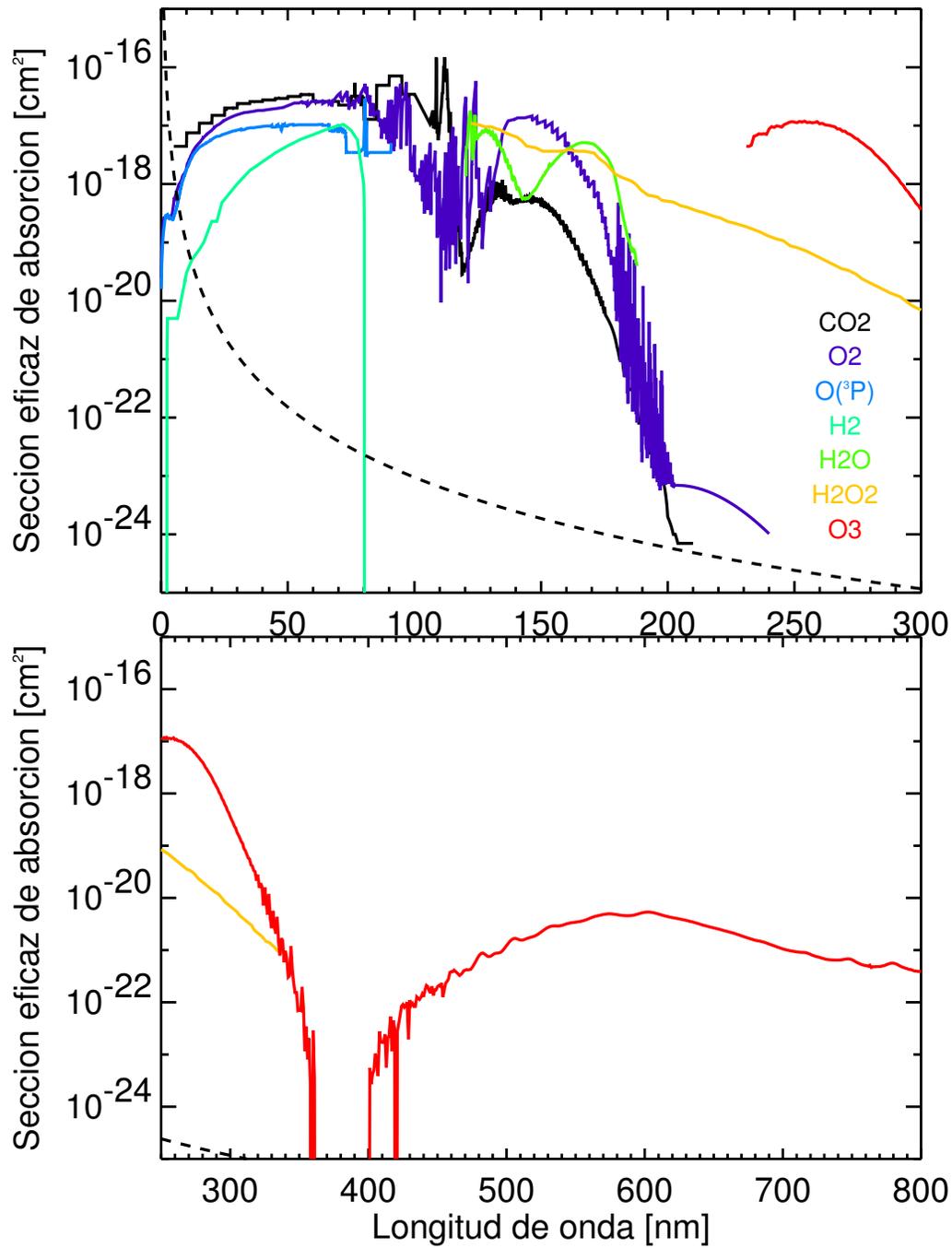


Fig. 2.2 Secciones eficaces de absorción usadas en el modelo. Línea de trazos: sección eficaz de scattering Rayleigh por CO<sub>2</sub>

de su coeficiente de fotoabsorción, así como para los de otros compuestos, especialmente en capas bajas de la atmósfera (*Anbar y col.*, 1993). Para la implementación de esta dependencia se utiliza una variación lineal con la temperatura entre los valores a 195 K y 295 K, y no se considera variación con la temperatura fuera de ese intervalo.

El flujo solar utilizado en el modelo se ha extraído de la base de datos para la atmósfera terrestre “SOLAR2000” (*Tobiska y col.*, 2000). Se han extraído tres espectros de esta base de datos apropiados para las tres condiciones de actividad solar: máximo solar, medio solar y mínimo solar, y se ha adaptado a la distancia Sol-Marte. Ello se ha hecho utilizando el índice  $F_{10.7}$ , indicador usual del nivel global de actividad solar son 73.8 para condiciones mínimas, 118.3 para medias y 224.1 para máximas. En la figura 2.3 puede verse la forma del flujo solar para condiciones de actividad solar media. Es notable que el flujo presenta muchos picos e irregularidades por debajo de 120 nm. Esta variabilidad espectral se une a su variabilidad temporal en esta región por debajo de unos 120 nm., relacionada con el ciclo solar de 11 años.

Este trabajo se ha realizado utilizando tres atmósferas de referencia diferentes, cuyos parámetros se presentan en la figura 2.4. La atmósfera 1 es típica de condiciones solares medias, la 2 de condiciones solares máximas y la 3 de condiciones mínimas. Sus perfiles de temperatura en la zona baja de la atmósfera vienen dados por la climatología media de COSPAR (1988) en las dos primeras, y para la tercera por otro perfil con un gradiente troposférico mayor (COSPAR, 1982). En todos los casos se ha fijado una temperatura exosférica adecuada a las condiciones solares de cada atmósfera (230 K para la atmósfera 1, 320 K para la 2 y 170 K para la 3) y se ha interpolado por “splines” entre ella y el valor de la temperatura en 120 km. La presión atmosférica es 6 mbar para la primera y la tercera atmósfera, y 8 mbar para la segunda.

En cuanto a las concentraciones de los distintos constituyentes, se han tomado abundancias relativas constantes hasta 120 km, con valores de abundancia similares a los datos de la misión *Pathfinder* (*Schofield y col.*, 1997), para los compuestos  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}(^3P)$  y  $\text{H}_2$ , mientras que para los minoritarios  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{O}(^1D)$  y  $\text{O}_3$ , las abundancias por debajo de 120 km se han tomado de *Nair y col.* (1994). A partir de esta altura el perfil de concentración de cada compuesto,  $i$ , se ha hecho variar según su escala de altura particular:

$$n_i(z) = n_i(z_0) \exp \left[ \left( -\frac{M_i g}{kT} \right) \Delta z \right] \equiv n_i(z_0) \exp \left( -\frac{\Delta z}{H_i^*} \right) \quad (2.8)$$

donde  $k$  es la constante de los gases,  $M_i$  la masa molecular del compuesto en cuestión,  $g$  la aceleración de la gravedad en Marte y  $T$  la temperatura. A  $H_i^*$  se le llama la escala de altura en densidad para el compuesto  $i$ . Esta distribución de abundancias sigue la simplificación de considerar una homopausa a 120 km, común para todas las especies e igual en cualquier punto del ciclo solar. Es decir, atmósferas de partida divididas en una homosfera bajo 120 km dominada por procesos de mezcla y por tanto con abundancias constantes con la altura, y con una heterosfera por encima de 120 km en equilibrio difusivo (*Strobel*, 2002).

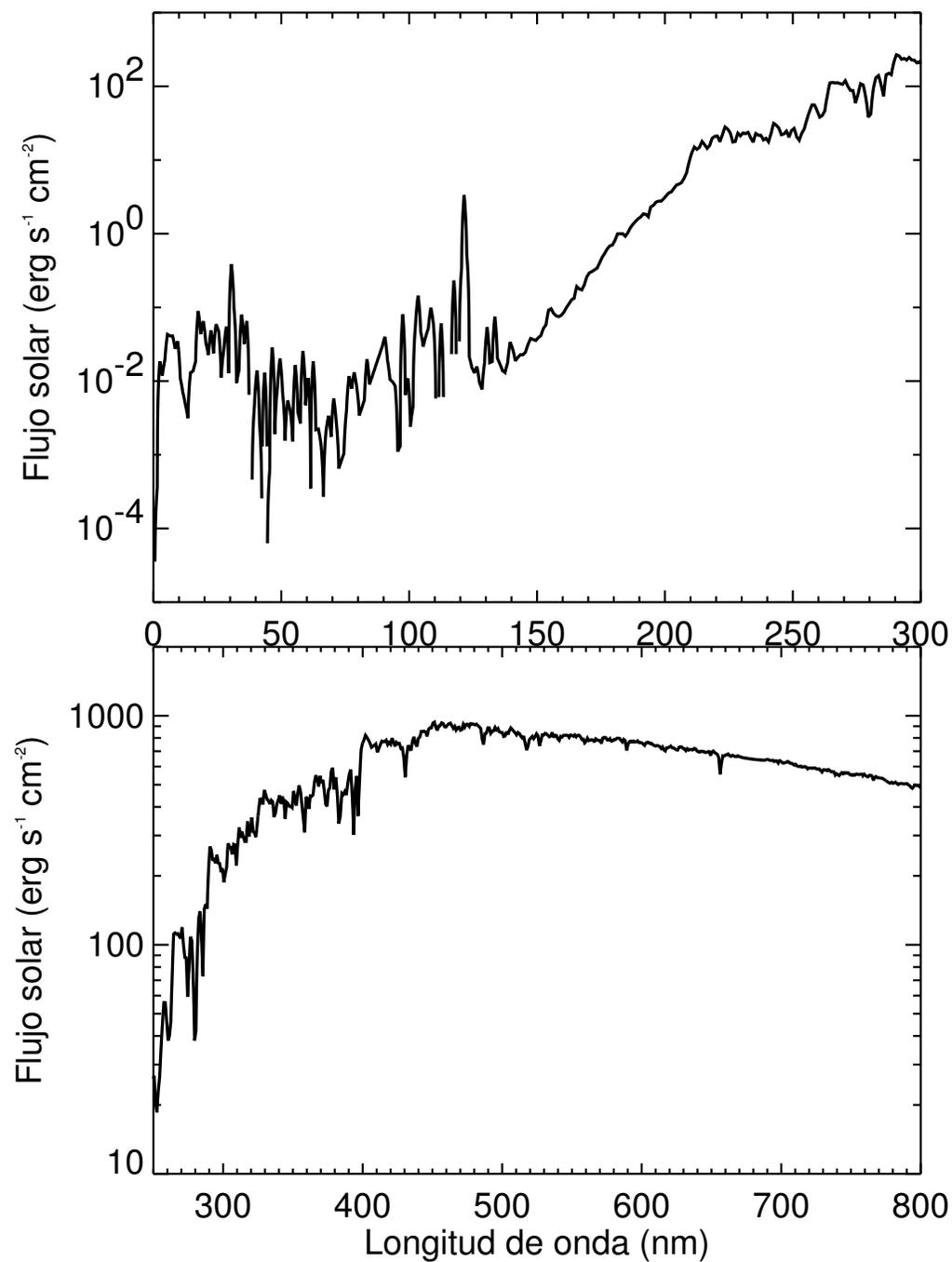


Fig. 2.3 Flujo solar para condiciones medias de actividad solar, de SOLAR2000 (*Tobiska y col.*, 2000, entre 0 y 300 nm (panel superior) y entre 250 y 800 nm (panel inferior). Nótese la distinta escala vertical en ambos paneles.

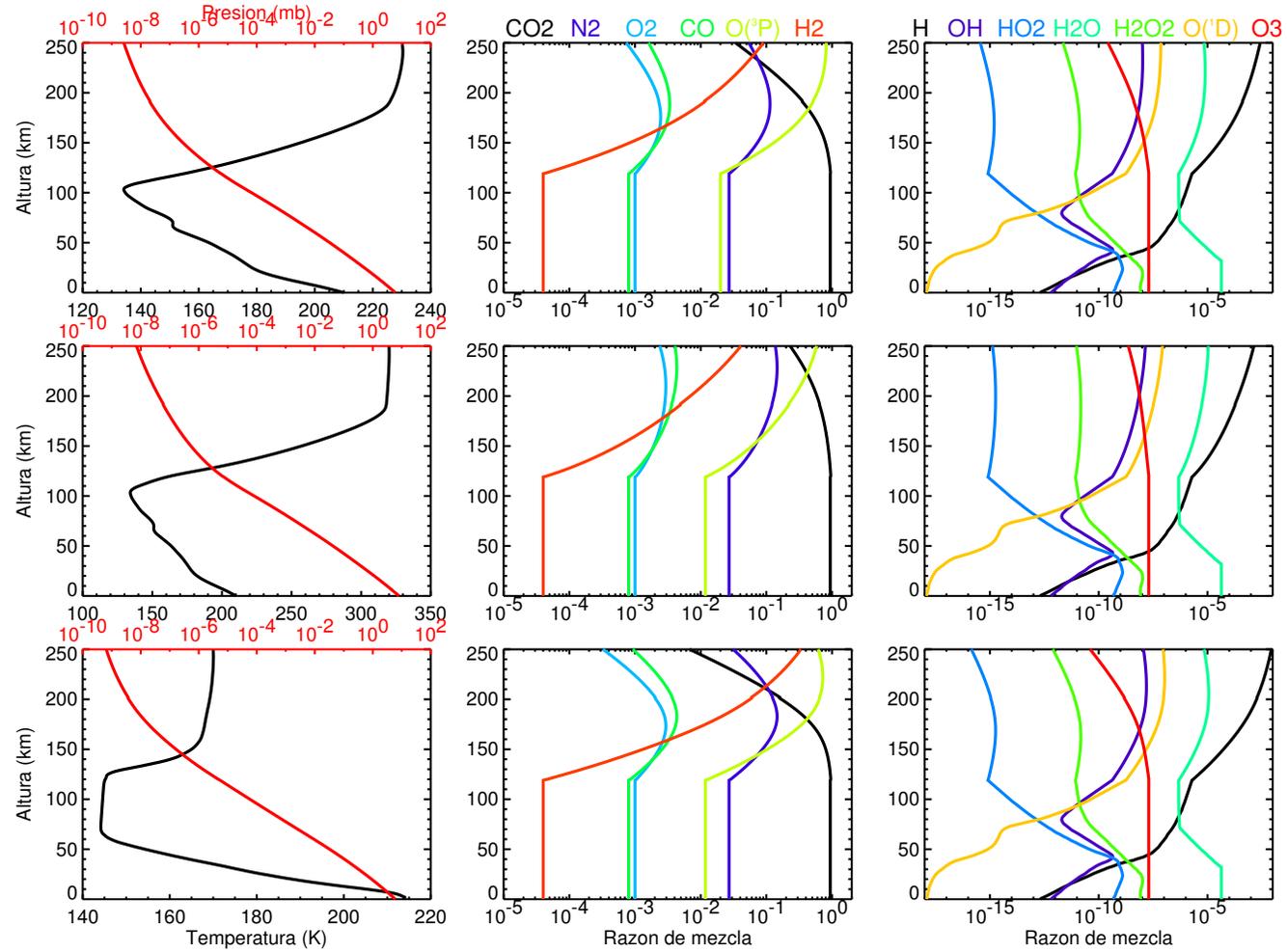


Fig. 2.4 Temperatura y presión (en negro y rojo, respectivamente, en los paneles a la izquierda), y abundancias relativas para las 13 especies indicadas (paneles centrales y a la derecha) para las atmósferas 1 (panel superior), 2 (panel central) y 3 (panel inferior). Véase el texto para más detalles.

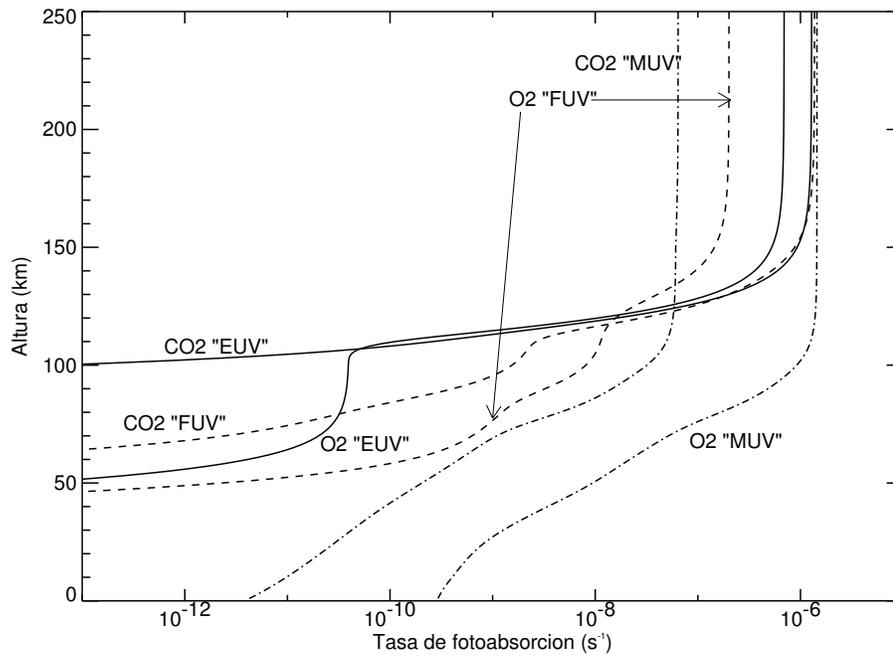


Fig. 2.5 Coeficientes de fotoabsorción para  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$ , integrados en regiones espectrales definidas en el texto como UV medio, lejano y extremo, para la atmósfera 1

### 2.3.4 Resultados

Los resultados típicos que se obtienen con el modelo de absorción de radiación UV descrito anteriormente son los coeficientes de fotoabsorción y los calentamientos UV. La figura 2.5 muestra los coeficientes de fotoabsorción de  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$  integrados en tres regiones espectrales que definimos en este trabajo como: extremo ultravioleta (EUV, 0-90 nm), medio ultravioleta (MUV, 90-120 nm) y lejano ultravioleta (FUV, 120-300 nm), para la atmósfera 1. Los coeficientes obtenidos presentan un perfil típico: son constantes en la alta atmósfera, donde la atmósfera es ópticamente delgada a la radiación de esa longitud de onda, y al aumentar la profundidad óptica de la atmósfera, sufren un fuerte descenso en alturas inferiores. Puede verse también que la absorción por  $\text{CO}_2$  está dominada por las regiones FUV y EUV en la alta atmósfera y por la MUV en las capas por debajo de unos 100 km, mientras que la región MUV es la dominante a todas las alturas para el caso del  $\text{O}_2$ . Es interesante notar que existe una absorción residual por  $\text{O}_2$  entre 100 y 50 km debido a la absorción de fotones con longitudes de onda entre 0.1 y 5 nm.

Los coeficientes de fotoabsorción de algunos compuestos minoritarios integrados en todo el intervalo espectral, pueden verse en la figura 2.6, también para la atmósfera 1. Los coeficientes de fotoabsorción de  $\text{O}_3$  y  $\text{H}_2\text{O}_2$  son constantes a todas las alturas, pues las concentraciones de  $\text{O}_3$  y  $\text{H}_2\text{O}_2$  son demasiado pequeñas para provocar una reducción apreciable de la radiación solar incidente, y no hay otros compuestos que absorban de forma importante en las longitudes

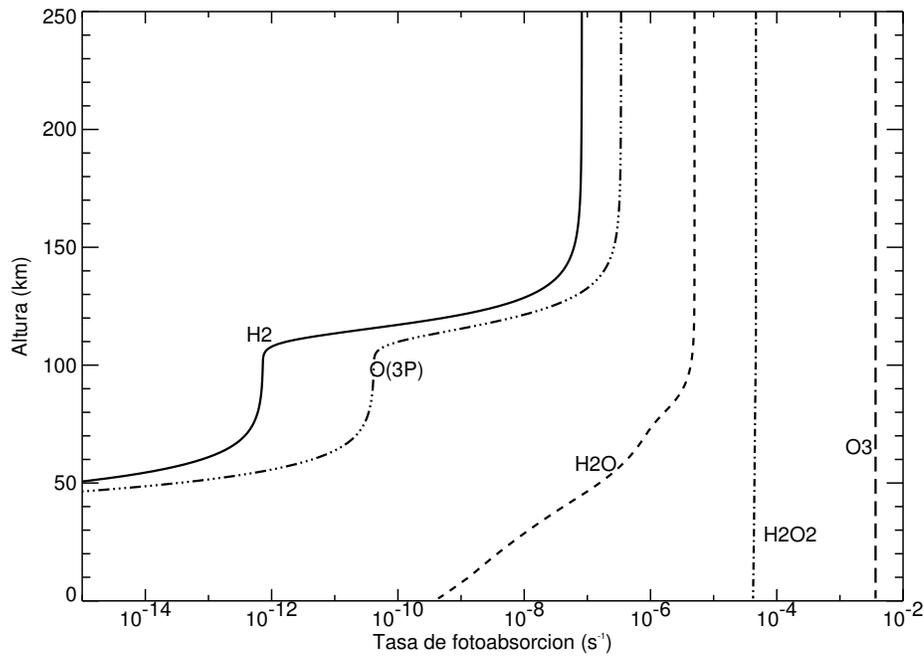


Fig. 2.6 Coeficientes de fotoabsorción integrados para otros compuestos para la atmósfera 1

de onda en que estos compuestos presentan la principal absorción ( $\lambda > 240$  nm).

Las figuras 2.7, 2.8 y 2.9 muestran el calentamiento producido por los diferentes absorbentes para la atmósfera 1 y condiciones solares medias, la atmósfera 2 y condiciones solares máximas y la atmósfera 3 y condiciones solares mínimas, respectivamente. No es sorprendente que el compuesto que más contribuye al calentamiento de la atmósfera en casi todas las alturas es el  $\text{CO}_2$ , el compuesto mayoritario de la atmósfera marciana. A partir de unos 180 km el oxígeno atómico empieza a ser más abundante que el  $\text{CO}_2$  para la atmósfera 1; sin embargo, el calentamiento UV no está dominado por el oxígeno atómico hasta por encima de los 220 km, cuando la abundancia de oxígeno atómico es aproximadamente un orden de magnitud mayor que la de  $\text{CO}_2$  (ver figura 2.4). Esto mismo puede comprobarse para las otras dos atmósferas. La razón básica de esta mayor capacidad de calentamiento del  $\text{CO}_2$  es que, según la figura 2.2, este gas absorbe fotones en un mayor intervalo de longitud de onda (5-210 nm frente a 0.1-90 nm para oxígeno atómico), y en el intervalo de longitud de onda en que ambos presentan absorción (5-90 nm) la sección eficaz de  $\text{CO}_2$  es prácticamente un orden de magnitud mayor que la de oxígeno atómico. También podemos comprobar que el efecto de los demás gases sobre el calentamiento es prácticamente despreciable, con la excepción del ozono en la baja atmósfera. Sin embargo, el calentamiento UV allí es un término de calentamiento residual, por lo que no puede afirmarse que el ozono tenga un papel importante en la estructura térmica de la atmósfera de Marte, al revés de lo que ocurre en la Tierra.

En las figuras 2.10, 2.11 y 2.12 se puede ver la variación del calentamiento total con el AZS,

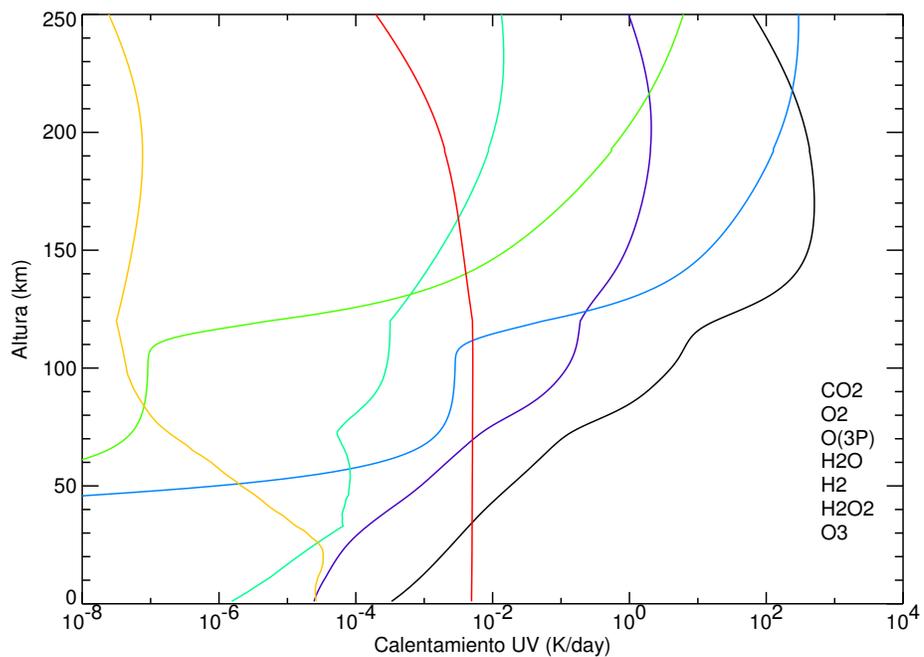


Fig. 2.7 Calentamiento por absorción de radiación UV para los diversos absorbentes, para atmósfera 1

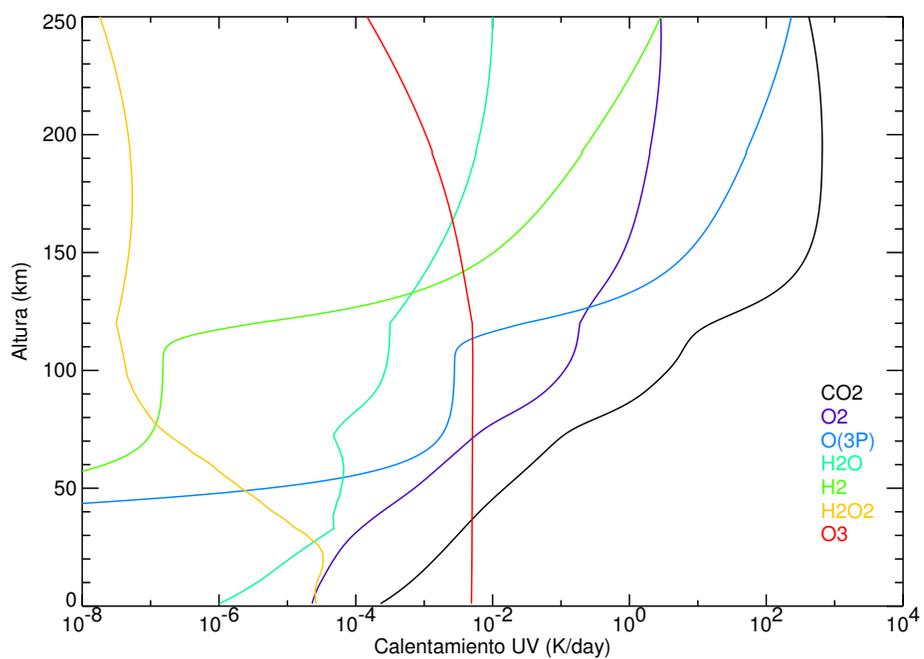


Fig. 2.8 Calentamiento por absorción de radiación UV para los diversos absorbentes, para atmósfera 2

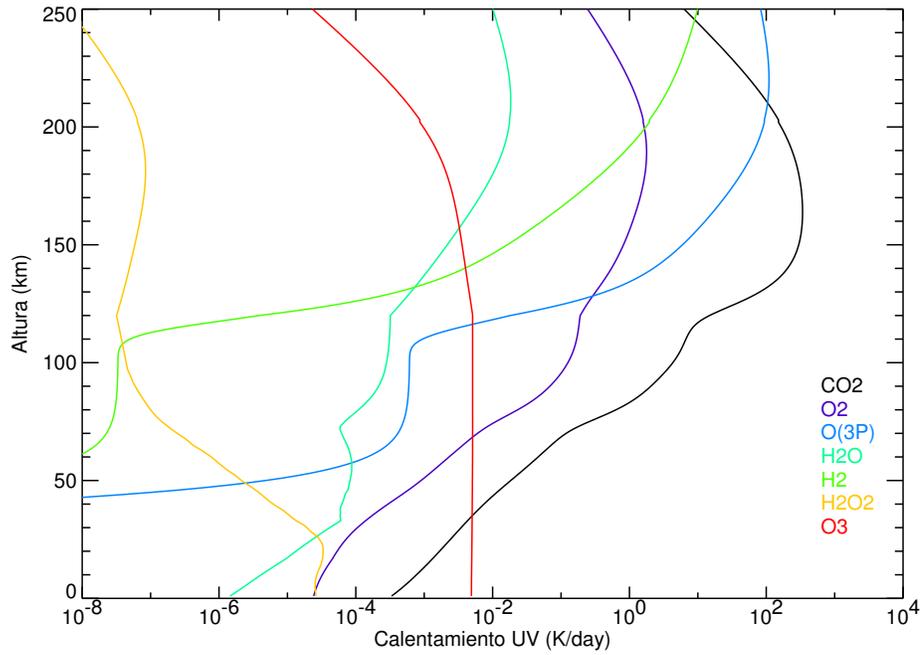


Fig. 2.9 Calentamiento por absorción de radiación UV para los diversos absorbentes, para atmósfera 3

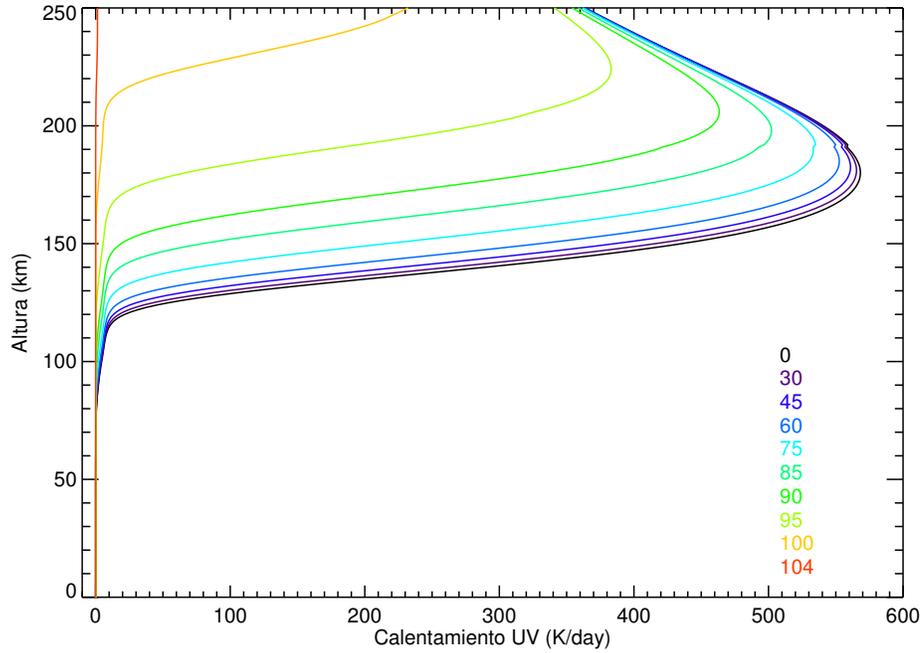


Fig. 2.10 Calentamiento por absorción de radiación UV para diversos valores del AZS, para atmósfera 1 y condiciones solares medias

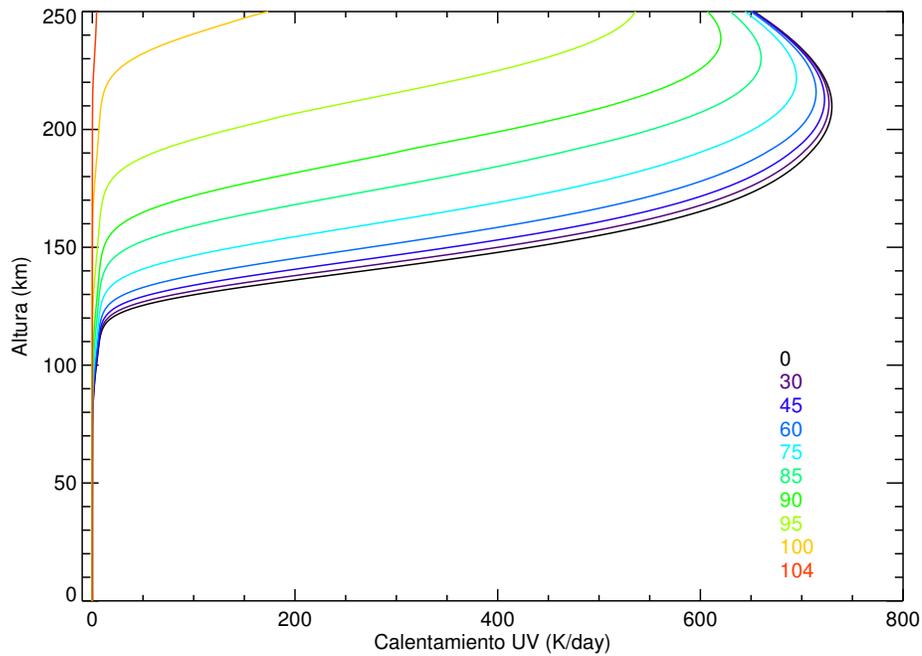


Fig. 2.11 Calentamiento por absorción de radiación UV para diversos valores del AZS, para atmósfera 2 y condiciones solares máximas

para las atmósfera 1 y condiciones solares medias, la atmósfera 2 y condiciones de actividad solar máxima y la atmósfera 3 y condiciones solares mínimas, respectivamente. Puede comprobarse que, en todos los casos, la variación del calentamiento es pequeña para AZS menores que 60 grados. En las capas altas hay calentamiento incluso para valores de AZS mayores de 90 grados, debido a que en esas capas el planeta no llega a apantallar la luz solar. Para valores de  $AZS > 104^\circ$  podemos suponer que comienza la noche en todo el perfil sobre un punto determinado en la superficie de Marte. Estas figuras nos permiten comprobar también que la altura del pico de calentamiento UV y su valor dependen de la estructura atmosférica y la actividad solar. Para la atmósfera 1, el pico se sitúa a unos 180 km y su valor es de unos 570 K/día; para la atmósfera de referencia 2 y condiciones solares máximas, el pico es mucho más suave, con un máximo de unos 720 K/día a aproximadamente 210 km de altura; y para la atmósfera 3 y condiciones solares mínimas, el máximo calentamiento UV, unos 360 K/día, se produce a unos 170 km.

### 2.3.5 Comparación con otros modelos

En el contexto del Congreso Internacional “Mars Atmosphere: Modelling and Observations” desarrollado en Granada en Enero de 2003, se realizaron una serie de campañas de intercomparación entre diversos modelos desarrollados en diferentes laboratorios. Una de ellas se dedicó al cálculo de la absorción de radiación solar UV en la alta atmósfera marciana (López-Valverde y col., 2003). Semejante iniciativa, pionera en el caso de la atmósfera de Marte, no fue fácil:

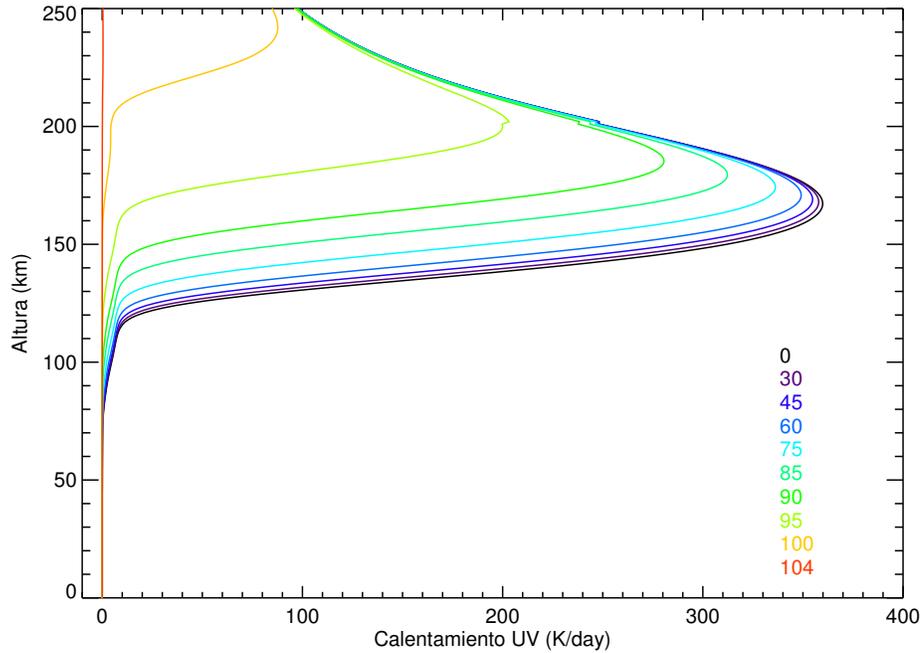


Fig. 2.12 Calentamiento por absorción de radiación UV para diversos valores del AZS, para atmósfera 3 y condiciones solares mínimas

son diversas las formas de tratar este fenómeno en los distintos modelos, como lo son las aplicaciones de los mismos, desde cálculos de alta resolución para la calibración de instrumentación espacial hasta esquemas rápidos para incluir en MCGs. Por ello los métodos numéricos y aproximaciones físicas utilizadas eran diferentes. La idea detrás de esta campaña era comparar los modelos tal y como se usan en sus ámbitos de aplicación, en otras palabras, no se introdujeron modificaciones ni adaptaciones especiales para la intercomparación.

Cuatro modelos participaron en la misma. El primero es el módulo de absorción UV implementado en el modelo 1-D del IAA, que acabamos de describir. El segundo modelo, desarrollado en el Service d'Aéronomie de la Universidad de París, es una versión marciana de un modelo fotoquímico detallado aplicado a la baja y media atmósfera terrestre, que calcula la absorción de fotones de longitudes de onda mayores que 115 nm por  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  y otras especies. Una descripción de este modelo puede verse en *Lefèvre y col. (2004)*. El tercero, del University College (Londres), es un módulo incluido en un modelo termosférico muy reciente de la atmósfera marciana, aún en fases iniciales de desarrollo (*Moffat, 2005*). Tiene en cuenta la absorción por  $\text{CO}_2$  y  $\text{N}_2$  hasta 180 nm. El último modelo, originario del NCAR y mantenido actualmente por el grupo del Dr. Stephen Bougher en la Universidad de Michigan, es un esquema especialmente diseñado para su implementación en el conocido modelo termosférico marciano MTGCM (modelo descrito en el apéndice G) y que cubre la región espectral entre 2.4 y 225 nm. En adelante en esta sección, para referirnos a estos modelos, los llamaremos IAA, SdA, UCL y MTGCM,

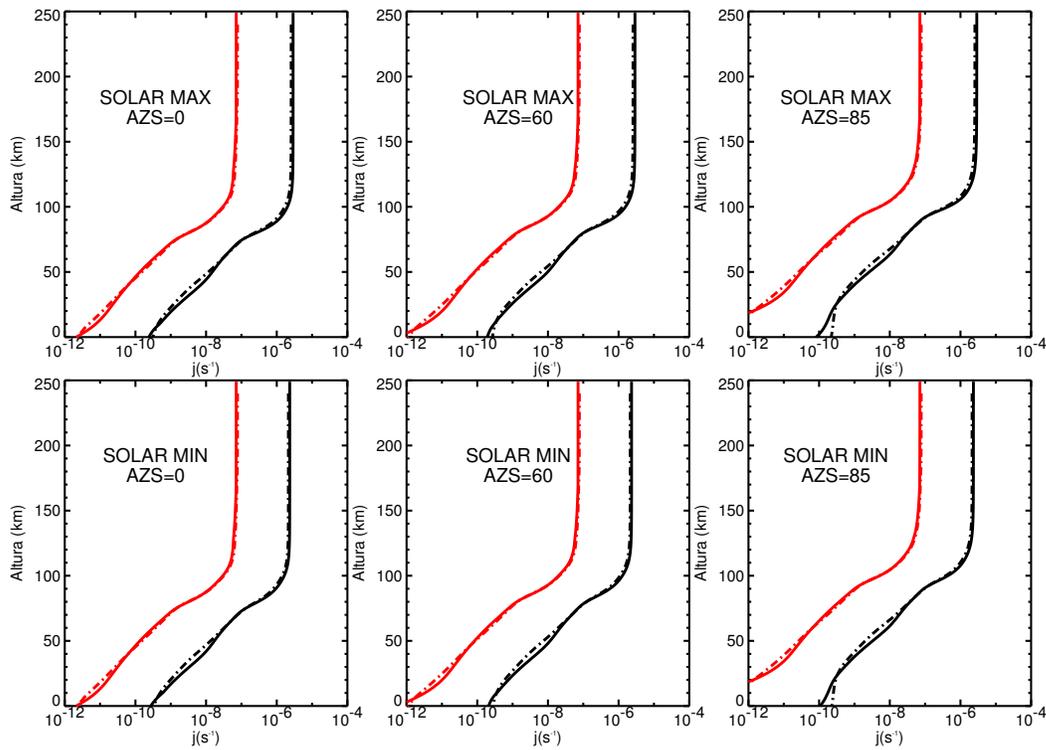


Fig. 2.13 Coeficientes de fotoabsorción para  $\text{CO}_2$  (líneas rojas) y  $\text{O}_2$  (líneas negras) obtenidas con el modelo IAA (líneas sólidas) y por el modelo SdA (líneas de rayas y puntos) para condiciones de actividad solar máxima (paneles superiores) y mínima (paneles inferiores) y tres ángulos cenitales solares distintos

respectivamente.

Para realizar con éxito esta campaña de intercomparación, fue necesario establecer unos escenarios comunes para todos los modelos, de manera que las diferencias obtenidas en los resultados no puedan atribuirse a diferencias entre los distintos datos de entrada, sino a diferencias intrínsecas a los modelos. Así, se especificó el flujo solar en lo alto de la atmósfera para condiciones solares mínimas y máximas, tomado de la base de datos SOLAR2000 (*Tobiska y col., 2000*). Las distintas simulaciones partieron también de un perfil de temperatura y composición común. Del mismo modo, todos los modelos utilizaron una eficiencia de calentamiento de un 15%, constante a todas las alturas, para calcular las tasas de calentamiento a partir de los coeficientes de fotoabsorción, o lo que es lo mismo, a partir de la absorción solar a cada altura. Todos los demás parámetros, tales como las secciones eficaces, el trazado de rayos, o la forma de interpolar los resultados, no se especificaron, de modo que cada modelo los tratara de forma diferente de acuerdo con su esquema usual particular.

La figura 2.13 muestra la comparación entre las tasas de fotodisociación de  $\text{O}_2$  (líneas negras) y  $\text{CO}_2$  (líneas rojas) obtenidas con los modelos IAA (líneas sólidas) y SdA (líneas de rayas y puntos). Como podemos comprobar, el acuerdo es muy bueno. La altura a que el espesor óptico aumenta, caracterizada por una fuerte disminución en los coeficientes de fotodisociación, es la

misma en ambos modelos; además, el comportamiento en las capas más bajas también es similar. Hay pequeñas diferencias en los valores absolutos de los coeficientes, como era esperable ya que los valores de las secciones eficaces utilizados en ambos modelos son ligeramente diferentes, así como el método utilizado para hacer la integración espectral. Este resultado es de gran importancia para este trabajo, ya que el modelo del SdA es el utilizado en el EMGCM en la baja atmósfera, y el esquema rápido que desarrollamos a partir de nuestro modelo (capítulo 3.2) es el que se utiliza en la alta atmósfera ( $z > 100$  km) en dicho EMGCM; es esencial un buen acuerdo entre ambos en la región de transición.

La comparación de los coeficientes de fotoabsorción no es tan buena, en cambio, entre los modelos IAA y MTGCM. Los valores de los coeficientes presentan diferencias importantes (figura no mostrada aquí), especialmente en el caso del  $O_2$ , siendo generalmente los valores dados por el modelo IAA mayores, con diferencias de hasta casi un orden de magnitud. Una probable explicación de estas diferencias viene de la distinta manera en que ambos modelos tratan internamente la absorción molecular, así como de las diferencias en las secciones eficaces. El modelo MTGCM tiene explícitamente en cuenta las fuertes líneas solares en el UV, por lo que sus secciones eficaces consisten en un continuo al que se superponen estas líneas. Para esta campaña de intercomparación, estas líneas se eliminaron explícitamente, a pesar de que algunas de ellas pueden ser muy importantes en la alta atmósfera, y quizás esto explicaría, en parte, la menor absorción en el MTGCM. Además existen importantes diferencias entre las secciones eficaces de  $O_2$  incluidas en ambos modelos. Los valores utilizados en el modelo IAA son entre un 10 y 30% superiores por debajo de 100 nm y en la banda Schumann-Runge (aproximadamente entre 137 y 180 nm). Pero en la región Lyman- $\alpha$  las secciones eficaces utilizadas en el modelo IAA son hasta un orden de magnitud mayores que las usadas en el MTGCM, y por encima de 190 nm la diferencia es de un factor entre 2 y 4. Estas diferencias pueden ser responsables, en una gran parte, de las discrepancias entre los coeficientes de fotoabsorción. Esto nos indica la necesidad de una buena determinación experimental de estos parámetros para minimizar las incertidumbres en la estructura térmica obtenida por los distintos modelos. Recientemente el MTGCM está siendo revisado en su esquema de calentamiento UV, concretamente aumentando la resolución espectral (número de intervalos) (comunicación personal, S.W. Bougher, 2006).

Las comparaciones con el modelo UCL (no mostradas aquí) son más complejas, debido a que este modelo no permite obtener directamente los coeficientes de fotoabsorción, sino que su salida principal es la tasa de calentamiento. Las tasas de calentamiento obtenidas muestran una variación con la altura similar, con dos picos situados a aproximadamente las mismas alturas (ligeramente superiores en el modelo IAA), pero la tasa de calentamiento obtenida es mayor en el modelo IAA. Las diferencias pueden deberse a diferencias locales en las abundancias, en la capacidad calorífica de la atmósfera, o a diferentes promediados.

## 2.4 Fotoquímica

### 2.4.1 Introducción

Los procesos fotoquímicos son el conjunto de reacciones químicas que se desencadenan directa o indirectamente por la acción de la radiación solar, es decir, tras la ruptura de las moléculas atmosféricas por la radiación UV. Esto, junto con la difusión molecular y el transporte por la circulación termosférica, puede producir variaciones importantes en las abundancias de los compuestos en la alta atmósfera, por lo que es importante para un balance energético realista de dicha región (*González-Galindo y col.*, 2005), así como para estudiar el escape atmosférico, éste último de vital importancia para investigar la posible evolución de toda la atmósfera en tiempos remotos (paleoclimatología).

Los procesos fotoquímicos son esencialmente “locales”, ya que la absorción UV y la subsecuente fotólisis molecular ocurren de modo diferente a cada altura y sólo a dicha altura la fotoquímica modifica de modo directo la composición atmosférica. Sin embargo, la fotoquímica se ve modificada por los cambios que ocurren en otras regiones mediante los procesos de transporte, a los cuales afecta a su vez. Esta interacción entre fotoquímica y dinámica se puede ilustrar con el clásico problema de la estabilidad del CO<sub>2</sub> en la atmósfera marciana. La fotólisis de este compuesto produce CO y oxígeno atómico. Dado que la reacción de recombinación de CO y oxígeno atómico es muy lenta comparada con la combinación de átomos de oxígeno para dar oxígeno molecular, sería razonable esperar que en cuestión de unos centenares de años la atmósfera de Marte contuviera cantidades importantes de CO y O<sub>2</sub>, en proporción 2:1, y que el CO<sub>2</sub> fuera residual. Esto contradice las medidas de composición de la atmósfera marciana (*Kaplan y col.*, 1969; *Clancy y col.*, 1990; *Lellouch y col.*, 1991b). En los primeros años 70, mediante modelos teóricos, se consiguió demostrar que la presencia de compuestos de Hidrógeno impar (H, OH y HO<sub>2</sub>, formados mayoritariamente por fotólisis del vapor de agua) catalizaban la recombinación de CO y O (*McElroy y Donahue*, 1972; *Parkinson y Hunten*, 1972). Esta recombinación se produce en la baja atmósfera, y parte del CO<sub>2</sub> producido debe ser transportado a capas superiores para compensar su pérdida fotoquímica. En los primeros modelos, esto exigía una difusión turbulenta extremadamente efectiva, con un valor del coeficiente que la caracteriza demasiado alto. En la pasada década, revisiones de valores de algunas tasas de reacción y la incorporación en los modelos de la dependencia de la sección eficaz del CO<sub>2</sub> con la temperatura parecen haber resuelto, o al menos minimizado, el problema de la estabilidad del CO<sub>2</sub> (*Atreya y Gu*, 1994; *Nair*, 1994).

Este problema nos muestra algunas características de la naturaleza de los procesos fotoquímicos, como es su fuerte interacción con la dinámica y la energética atmosféricas, la importancia de una descripción precisa de las distintas reacciones y ciclos químicos posibles, así como el uso de valores de velocidades de reacción y dependencias con la temperatura lo mejor conocidos posible.

### 2.4.2 Modelo fotoquímico

El módulo fotoquímico incluido en el modelo 1-D de la atmósfera marciana desarrollado en el IAA resuelve la ecuación de continuidad química monodimensional a cada altura:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - l_i \cdot n_i \quad (2.9)$$

donde  $n_i$  es la concentración en  $[\text{cm}^{-3}]$  de la especie  $i$ ,  $P_i$  son las producciones totales en  $[\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}]$  y  $l_i$  las pérdidas específicas en  $\text{s}^{-1}$ . El modelo incluye 12 especies de la atmósfera marciana:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ , oxígeno atómico en el estado electrónico base  $\text{O}(^3P)$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$  y oxígeno atómico en el estado electrónico ( $^1D$ ),  $\text{O}(^1D)$ . Se tienen en cuenta un total de 27 reacciones, que pueden verse en la tabla 2.1. Estas reacciones, extraídas del conjunto más amplio utilizado en nuestro grupo con anterioridad (*Rodrigo y col.*, 1990a) incluyen las más importantes para los procesos químicos a alturas termosféricas. Por ejemplo, las reacciones R8 y R9 son las que, a partir de vapor de agua, permiten obtener los compuestos de Hidrógeno impar ( $\text{H}$ ,  $\text{OH}$  y  $\text{HO}_2$ ). Estos compuestos se utilizan en las reacciones R2, R3 y R4, que forman el ciclo catalítico que permite recuperar el  $\text{CO}_2$  perdido por fotólisis (R1 y R1b) en la alta atmósfera. El agua no se pierde por completo al formar compuestos de hidrógeno impar, ya que las reacciones R7, R15 y R18 permiten recuperarla a partir de dichos compuestos. Parte de los compuestos de hidrógeno impar se emplean también para formar hidrógeno molecular y oxígeno molecular vía R13. Por tanto, nuestro modelo incluye los ciclos químicos de  $\text{CO}_2$  y de  $\text{H}_2\text{O}$ , claves en la comprensión de los procesos químicos más importantes de la alta atmósfera marciana. Dado que la baja atmósfera marciana no es el objeto de este trabajo de investigación, no hemos puesto énfasis en simular muy detalladamente la química de dicha región, lo cual sí es el objetivo de otros modelos previos (*Moureau y col.*, 1991; *Atreya y Gu*, 1994; *Nair y col.*, 1994; *Krasnopolsky*, 1995; *Clancy y Nair*, 1996; *García-Muñoz y col.*, 2005), que incluyen una complejidad fotoquímica excesiva e innecesaria para el estudio de la alta atmósfera. Sólo las más importantes reacciones de los compuestos de hidrógeno impar ( $\text{H}$ ,  $\text{OH}$  y  $\text{HO}_2$ ) utilizadas en estos modelos químicos anteriores se han incluido en el modelo.

El modelo utiliza las tasas de fotodisociación calculadas por el módulo de calentamiento UV descrito anteriormente, junto con las tasas de ramificación fotodisociación-fotoionización que proponen *Torr y col.* (1979) para  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$ . Las demás tasas de reacción están tomadas, en su mayoría, de la recopilación del JPL del año 2003 (*Sander y col.*, 2003), incluyendo algunas modificaciones ya sugeridas por *Nair y col.* (1994), en particular para las reacciones R4 y R7, que permitan reproducir el valor cociente  $\text{CO}:\text{O}_2$  de la atmósfera marciana.

El esquema fotoquímico es autosuficiente, en el sentido que las abundancias de todos los compuestos se calculan internamente. Sin embargo, durante el cálculo es posible fijar algunas de ellas a ciertos valores constantes, bien tomados a partir de observaciones o bien de otros modelos. Además de facilitar los diagnósticos internos, esto proporciona flexibilidad al modelo, permitiendo acoplarlo a otros modelos más sofisticados (de la baja atmósfera marciana, en concreto).

#	Reacción	Tasa de reacción	Referencia
R1a	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	Cálculo	
R1b	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}(^1\text{D})$	Cálculo	
R2	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{CO}_2$	$1.425 \cdot 10^{-31} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-1.6}$	1
R3	$\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$3.0 \cdot 10^{-11} \cdot e^{200/T}$	1
R4	$\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$3.2 \cdot 10^{-13} \cdot e^{-300/T}$	2
R5	$2\text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$2.3 \cdot 10^{-13} \cdot e^{600/T}$	1
R6	$\text{H}_2\text{O}_2 + h\nu \rightarrow 2\text{OH}$	Cálculo	
R7	$\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$4.8 \cdot 10^{-11} \cdot e^{250/T}$	1
R8	$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{OH}$	Cálculo	
R9	$\text{O}(^1\text{D}) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{OH}$	$2.2 \cdot 10^{-10}$	1
R10	$\text{O} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2$	$1.1 \cdot 10^{-27} \cdot T^{-2.0}$	2
R11	$\text{O} + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	$2.2 \cdot 10^{-11} \cdot e^{120/T}$	1
R12a	$\text{O}_2 + h\nu \rightarrow 2\text{O}$	Cálculo	
R12b	$\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}(^1\text{D})$	Cálculo	
R13	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	$6.5 \cdot 10^{-12}$	2
R14	$\text{O}(^1\text{D}) + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{OH}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	1
R15	$\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	$5.5 \cdot 10^{-12} e^{-2000/T}$	1
R18	$\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	$2.9 \cdot 10^{-12} e^{-160/T}$	1
R19	$\text{O}(^1\text{D}) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O} + \text{CO}_2$	$7.4 \cdot 10^{-11} e^{120/T}$	1
R20	$\text{O}(^1\text{D}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2$	$3.2 \cdot 10^{-11} e^{70/T}$	1
R21	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_3 + \text{CO}_2$	$1.5 \cdot 10^{-33} T/300^{-2.4}$	1
R22	$\text{O}_3 + \text{H} \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$1.4 \cdot 10^{-10} e^{-470/T}$	1
R23	$\text{O}_3 + \text{OH} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{O}_2$	$1.7 \cdot 10^{-12} e^{-940/T}$	1
R24	$\text{O}_3 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + 2\text{O}_2$	$1.0 \cdot 10^{-14} e^{-490/T}$	1
R25a	$\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$	Cálculo	
R25b	$\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}(^1\text{D})$	Cálculo	
R27	$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow 2\text{H}$	Cálculo	

Tabla 2.1 Reacciones incluidas en el modelo fotoquímico. Referencias: 1: [Sander y col., 2003]; 2: [Nair y col., 1994]

El objetivo básico de este modelo es evaluar los cambios de concentración de los compuestos atmosféricos, durante cualquier intervalo temporal deseado. También, obtener otros parámetros de importancia fotoquímica como son los tiempos de vida y las producciones y pérdidas de todos los compuestos y en todas las reacciones consideradas.

#### 2.4.3 Solución numérica de las ecuaciones fotoquímicas

El método numérico de resolución de las ecuaciones fotoquímicas tipo 2.9 sigue un método de discretización de la ecuación diferencial a una de diferencias finitas, y soluciona ésta con un

método implícito para garantizar la estabilidad. El método se describe en detalle en el apéndice C, y lo ilustramos aquí considerando un par de casos particulares. Empecemos con el  $\text{CO}_2$ . En nuestro modelo, este compuesto se pierde como consecuencia de las reacciones R1a y R1b, es decir, su fotólisis, y se produce a partir de la reacción R4. Nótese que el  $\text{CO}_2$  interviene también en otras reacciones como catalizador: es el caso de las reacciones R2, R10 R19 y R21. Por tanto, en este caso la producción de  $\text{CO}_2$  será:

$$P_{\text{CO}_2} = k_4[\text{CO}][\text{OH}]$$

y sus pérdidas específicas:

$$l_{\text{CO}_2} = J_{1a} + J_{1b}$$

con lo cual su concentración en el paso  $t+1$  será, según la solución implícita del tipo C.13:

$$\begin{aligned} [\text{CO}_2]^{t+1} &= \frac{[\text{CO}_2]^t + P_{\text{CO}_2}\Delta t}{1 + l_{\text{CO}_2}\Delta t} \\ &= \frac{[\text{CO}_2]^t + k_4[\text{CO}][\text{OH}]\Delta t}{1 + (J_{1a} + J_{1b})\Delta t} \end{aligned}$$

Las concentraciones de CO y OH también corresponden al instante temporal  $t$ .

Hagamos un ejercicio similar para  $\text{O}_2$ . Analizando la tabla 2.1, vemos que este compuesto se pierde a través de las reacciones R2, R12a, R12b y R21, mientras que se produce en R3, R5, R7, R10, R11, R13, R22, R23, R24, R25a y R25b. Por tanto, sus producciones son:

$$\begin{aligned} P_{\text{O}_2} &= k_3[\text{O}][\text{HO}_2] + k_5[\text{HO}_2][\text{HO}_2] + k_7[\text{OH}][\text{HO}_2] + k_{10}[\text{O}][\text{O}][\text{CO}_2] + k_{11}[\text{O}][\text{OH}] \\ &\quad + k_{13}[\text{H}][\text{HO}_2] + k_{22}[\text{O}_3][\text{H}] + k_{23}[\text{O}_3][\text{OH}] + k_{24}[\text{O}_3][\text{HO}_2] + J_{25a}[\text{O}_3] + J_{25b}[\text{O}_3] \end{aligned}$$

mientras que sus pérdidas específicas son:

$$l_{\text{O}_2} = k_2[\text{H}][\text{CO}_2] + J_{12a} + J_{12b} + k_{21}[\text{O}][\text{CO}_2]$$

por lo cual la evolución de su concentración vendrá dada por:

$$\begin{aligned} [\text{O}_2]^{t+1} &= \frac{[\text{O}_2]^t + P_{\text{O}_2}\Delta t}{1 + l_{\text{O}_2}\Delta t} \\ &= \left( [\text{O}_2]^t + (k_3[\text{O}][\text{HO}_2] + k_5[\text{HO}_2][\text{HO}_2] + k_7[\text{OH}][\text{HO}_2] + k_{10}[\text{O}][\text{O}][\text{CO}_2] \right. \\ &\quad \left. + k_{11}[\text{O}][\text{OH}] + k_{13}[\text{H}][\text{HO}_2] + k_{22}[\text{O}_3][\text{H}] + k_{23}[\text{O}_3][\text{OH}] + k_{24}[\text{O}_3][\text{HO}_2] \right. \\ &\quad \left. + J_{25a}[\text{O}_3] + J_{25b}[\text{O}_3])\Delta t \right) \\ &\quad / (1 + (k_2[\text{H}][\text{CO}_2] + J_{12a} + J_{12b} + k_{21}[\text{O}][\text{CO}_2])\Delta t) \end{aligned}$$

En el apéndice D se escriben expresiones similares para todos los compuestos considerados.

Dado que en dichas expresiones todas las concentraciones son conocidas tras el paso temporal anterior, el cálculo es directo. Por tanto, el esquema de flujo computacional que el modelo sigue para calcular las variaciones de las concentraciones de los compuestos debidas a la fotoquímica es el siguiente:

- En primer lugar, se calculan las tasas de reacción, dependientes de la temperatura y que por tanto presentan variaciones con la altura, y las tasas de fotólisis, mediante las tasas de fotoabsorción calculadas previamente por el módulo de calentamiento UV y las tasas de ramificación disociación-ionización, tomadas de *Torr y col.*, (1979).
- El modelo calcula los tiempos de vida de cada compuesto en cada reacción a cada altura (es decir, el inverso de la pérdida específica, ecuación C.3), y halla el mínimo de todos ellos.
- El paso temporal fijado externamente por el usuario para examinar la evolución fotoquímica se subdivide, en caso necesario, para definir un paso temporal interno del sistema que sea algo menor que el mínimo tiempo de vida fotoquímico a cada altura.
- Utilizando este paso interno y las concentraciones existentes previamente, se calculan las producciones y pérdidas de cada compuesto en cada reacción, que se suman después para obtener las producciones y pérdidas totales de cada compuesto.
- Con ellas, y utilizando un esquema implícito, se obtienen las concentraciones de cada especie en el siguiente paso temporal. Este proceso se repite hasta completar el paso temporal fijado externamente; y esto, a cada altura.

Otro aspecto potencialmente importante de la fotoquímica es el balance energético asociado (*Wayne*, 1991). Aparte de las reacciones de fotodisociación o fotoionización, cuyo efecto energético se trató en la sección 2.3, las distintas reacciones químicas producen intercambios de energía con el medio según su exotermicidad, y por tanto pueden afectar la temperatura local de cada capa. Como las reacciones químicas en la atmósfera se realizan a presión constante, la variación de energía que conllevan está relacionada con la variación de entalpía que en ellas se produce (*Atkins*, 1996). Conociendo las entalpías de formación de los compuestos, y dado que la entalpía es una función de estado, podemos fácilmente conocer la entalpía de reacción de todos los procesos fotoquímicos contenidos en la tabla 2.1, y a través de ella, estimar el efecto de las reacciones químicas sobre la temperatura atmosférica en Marte. Un cálculo detallado (puede verse en el apéndice E) muestra que este efecto es pequeño, normalmente por debajo de 0.1 K/día, excepto a unos 50 km, donde el efecto es de alrededor de 1 K/día. Este término de calentamiento es despreciable comparado con otros más importantes, como el calentamiento por absorción de radiación en el IR cercano en la baja atmósfera, o el calentamiento UV en la termosfera, por lo que no se incluye en el modelo.

#### 2.4.4 *Resultados*

Como se comentó anteriormente, el modelo fotoquímico proporciona, como producto principal, los cambios de concentración con el tiempo de cada compuesto; pero también es posible obtener magnitudes auxiliares que serán útiles para el diagnóstico: en particular las producciones y pérdidas de todos los compuestos en todas las reacciones y los tiempos de vida de cada compuesto.

#### 2.4.4.1 Producciones y pérdidas

El conocimiento de las producciones y pérdidas de cada compuesto en cada reacción permite realizar algunos análisis de interés, como qué reacciones son las más importantes en la evolución química de cada compuesto, a qué alturas hay producciones netas y a cuáles desaparición neta, etc. Veamos a modo de ejemplo el comportamiento de las producciones y pérdidas de algunos de los compuestos más importantes. En las figuras 2.14, 2.15, 2.16 y 2.17 pueden verse las producciones y las pérdidas específicas obtenidas para todos los compuestos partiendo de unas condiciones iniciales similares a las de la atmósfera de referencia 1, a la que se le introducen artificialmente unas perturbaciones oscilatorias en las concentraciones. Las líneas sólidas representan las producciones y pérdidas al final de una simulación de una hora empezando a mediodía, y las líneas de trazos los resultados al final de una simulación de una hora con comienzo a medianoche. Las concentraciones relativas finales de cada una de estas simulaciones pueden verse en la figura 2.18, tanto para la simulación diurna (líneas sólidas) como para las nocturnas (líneas de trazos), expresadas en términos de la razón de mezcla (cociente entre la concentración de cada compuesto y la concentración total). Vemos que de noche desaparece el  $O(^1D)$ , debido a que sus producciones son a través de procesos de fotólisis exclusivamente, y sus pérdidas son muy efectivas. Éste es un resultado común y bien conocido en la atmósfera terrestre (*Brasseur y Solomon, 1986*). Las concentraciones de  $O(^3P)$ , OH,  $HO_2$  y H sufren una fuerte disminución nocturna por debajo de unos 50 km. La razón última es la desaparición de oxígeno atómico de noche por debajo de una cierta altura, como veremos a continuación. También disminuyen sensiblemente la concentración de OH en la alta atmósfera. La razón es que sus principales reacciones de producción a esas alturas son reacciones de fotodisociación o reacciones en que interviene  $O(^1D)$ . El único compuesto que aumenta su concentración notablemente durante la noche es el  $O_3$ , debido a que su principal mecanismo de pérdida es su fotólisis. Resultados similares de producciones y pérdidas, de variaciones día-noche y de perfiles verticales de estos compuestos han sido obtenidos previamente, y compararemos los resultados que acabamos de mostrar con ellos en la sección 2.4.5. Hay que destacar que, con la excepción del hidrógeno atómico y el oxígeno atómico, estos gases son muy minoritarios en la alta atmósfera marciana, por lo que estos resultados son en sí mismos irrelevantes puesto que seguramente la difusión molecular y el escape son más importantes para estas especies a dichas alturas.

En líneas generales, podemos ver que las producciones y pérdidas de algunos compuestos sufren importantes variaciones día-noche, debidas directa o indirectamente al ciclo diurno de iluminación solar. También podemos comprobar cómo, excepto para las fotólisis, las producciones y pérdidas disminuyen con la altura debido a las menores densidades en la alta atmósfera. A modo de ilustración, analicemos cuáles son las reacciones más importantes de producción y pérdida para algunos de los compuestos más abundantes ( $CO_2$  y  $O(^3P)$ ).

El  $CO_2$  (figura 2.14, producciones en el panel superior izquierdo y pérdidas específicas en el panel superior derecho), como vimos anteriormente, sólo tiene una reacción de producción en este modelo y su única pérdida es por fotólisis, a través de dos canales diferentes (reacciones

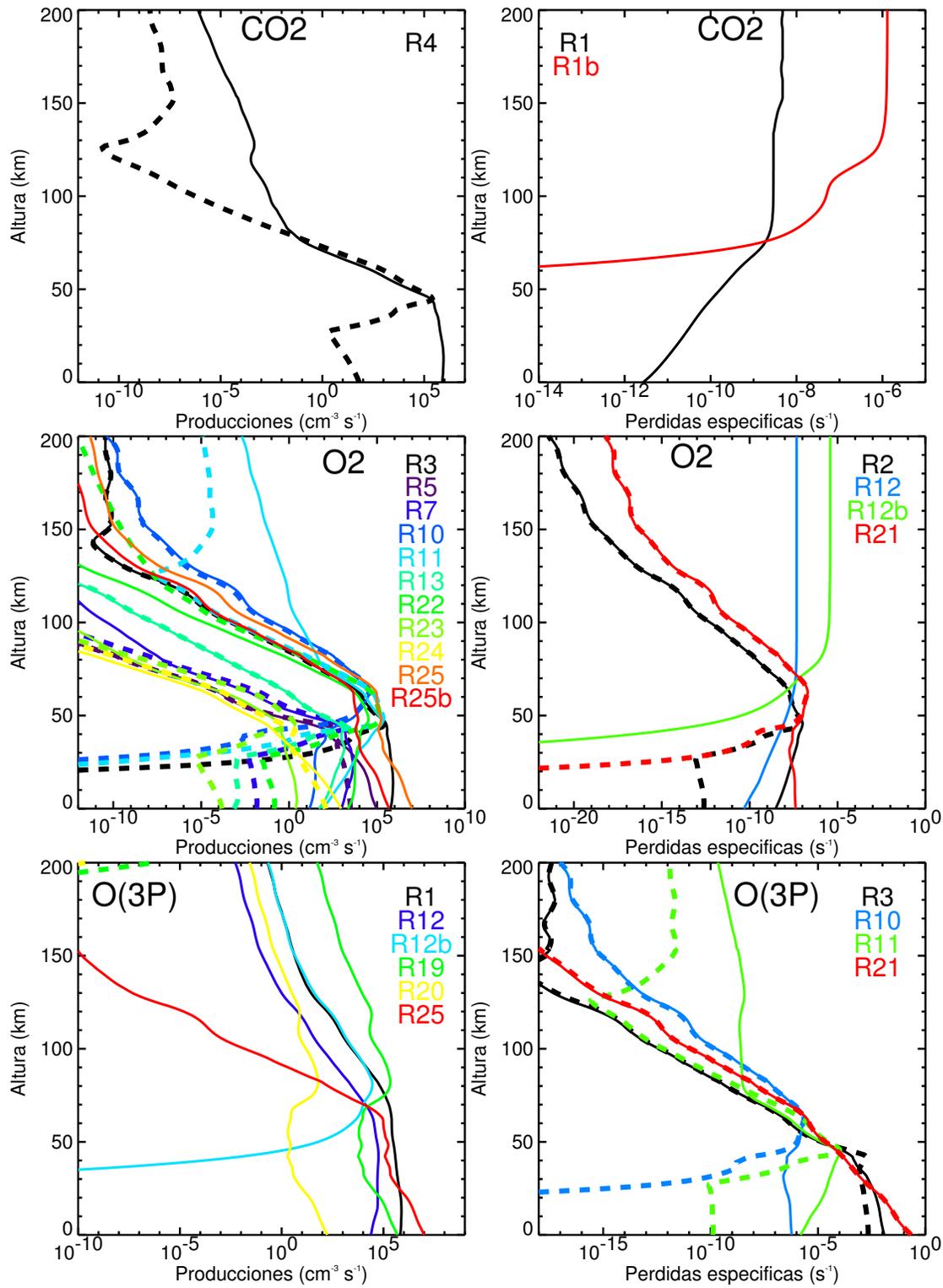


Fig. 2.14 Producciones (panel izquierdo) y pérdidas específicas (panel derecho) para CO<sub>2</sub> (panel superior), O<sub>2</sub> (panel central) y O(<sup>3</sup>P) (panel inferior) por cada una de las reacciones en que intervienen

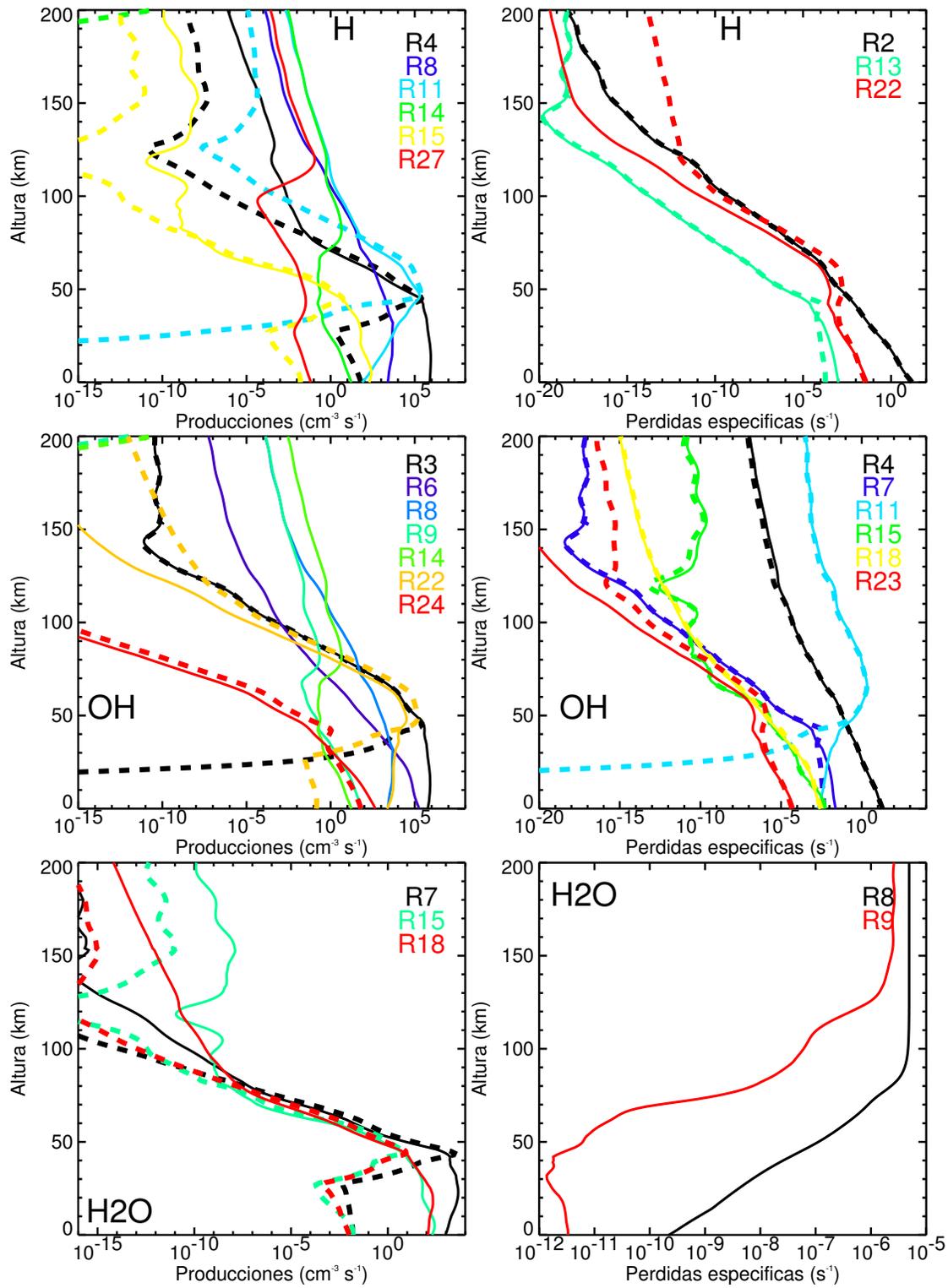


Fig. 2.15 Igual que la figura 2.14, pero para H (paneles superiores), OH (paneles centrales) y H<sub>2</sub>O (paneles inferiores)

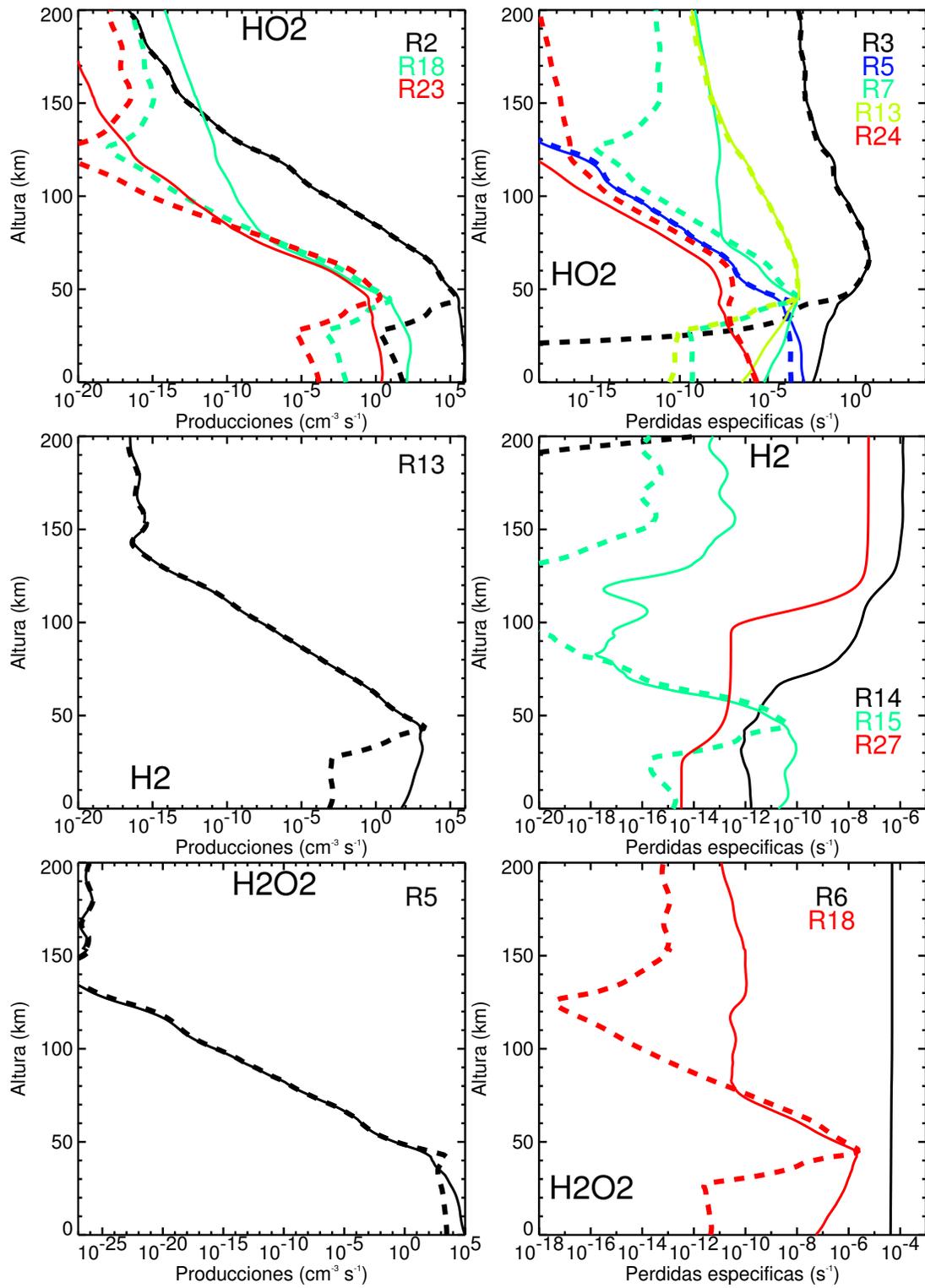


Fig. 2.16 Igual que la figura 2.14, pero para HO<sub>2</sub> (paneles superiores), H<sub>2</sub>(paneles centrales) y H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (paneles inferiores)

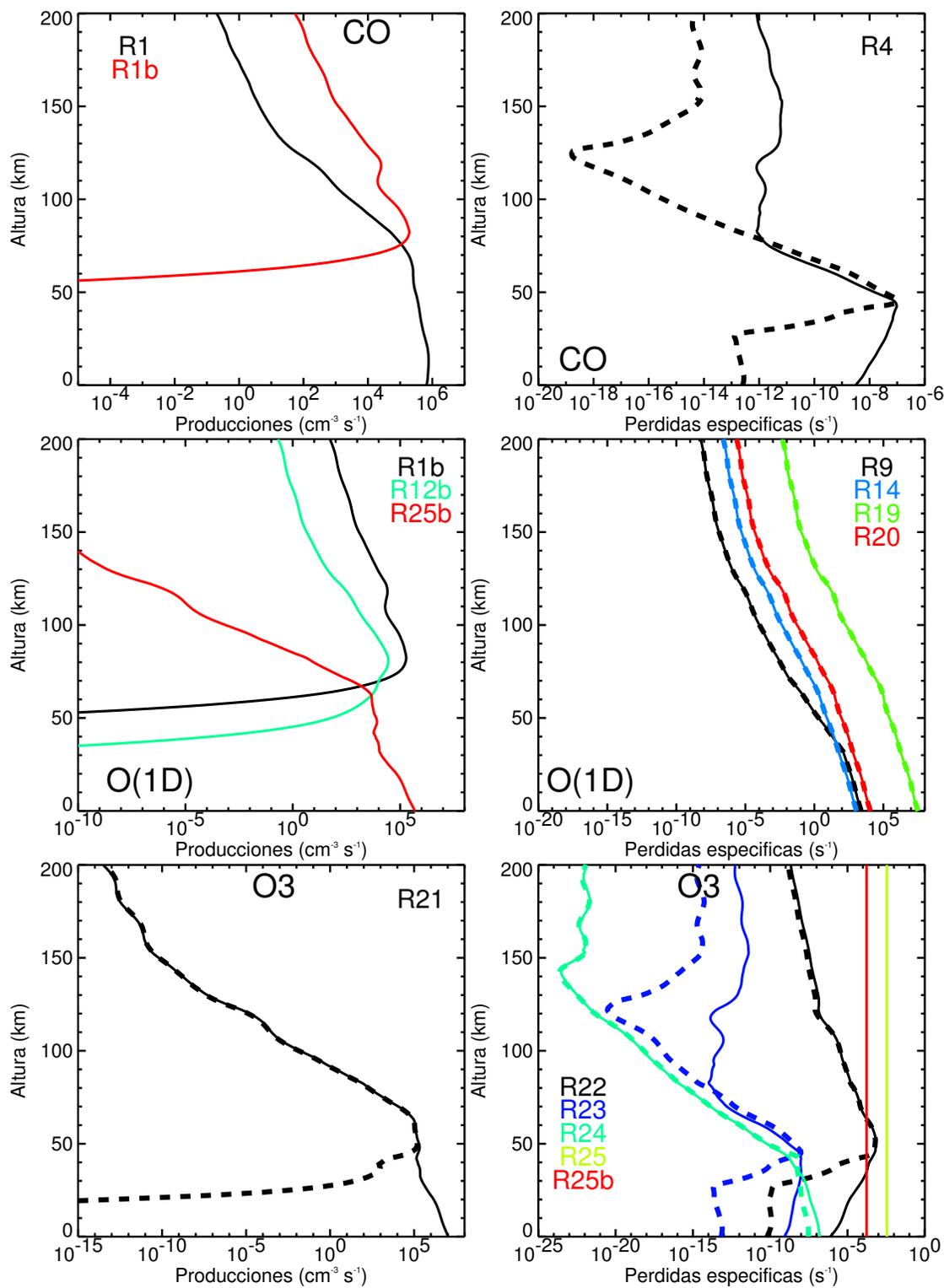


Fig. 2.17 Igual que la figura 2.14, pero para CO (paneles superiores), O(<sup>1</sup>D) (paneles centrales) y O<sub>3</sub> (paneles inferiores)

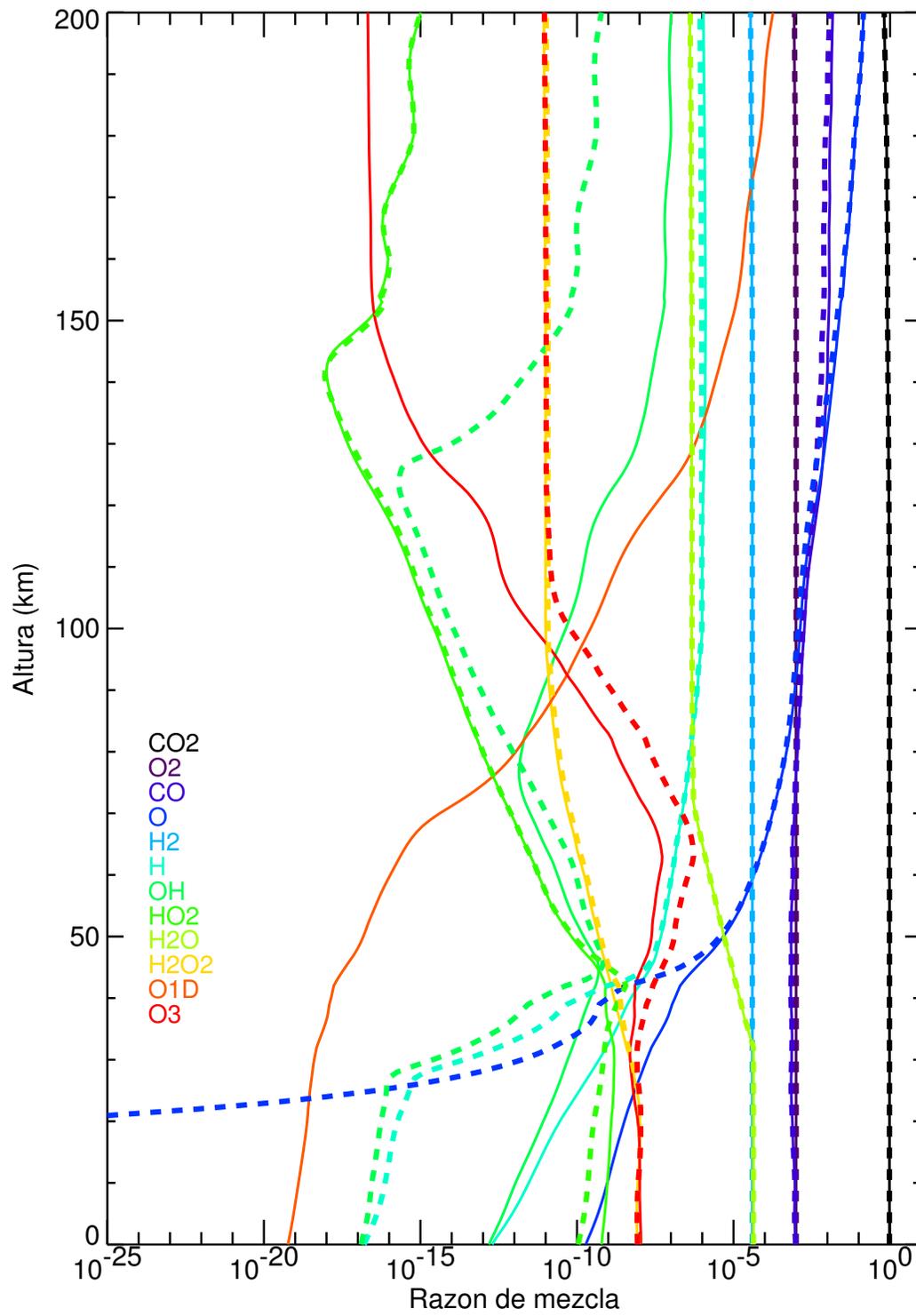


Fig. 2.18 Concentración final de todos los compuestos, partiendo de la atmósfera 1, después de una hora de evolución tanto para una simulación en condiciones diurnas (líneas sólidas) como para una en condiciones nocturnas (líneas de trazos)

R1 y R1b); el segundo canal de pérdida domina en la alta atmósfera, mientras que el primero es predominante en las capas más bajas. Por supuesto, durante la noche estas pérdidas por fotólisis desaparecen. Además, las producciones nocturnas de  $\text{CO}_2$  son menores que las diurnas por encima de 80 km y por debajo de 50 km, debido a la menor abundancia de OH que puede observarse en la figura 2.18. El impacto sobre el  $\text{CO}_2$ , tras una hora de integración, es pequeño, imperceptible en la figura 2.18

Para el  $\text{O}(^3\text{P})$  (figura 2.14, paneles inferiores), las producciones diurnas están dominadas por la desactivación del  $\text{O}(^1\text{D})$  (R19) por encima de unos 80 km, y por las reacciones de fotólisis (R1 y R25) por debajo. Las pérdidas están dominadas por la reacción con OH (R11) en la termosfera y por recombinación a tres cuerpos por debajo (R10 y R21); y éstas últimas dominan en todas las alturas durante la noche. De noche, el oxígeno atómico no tiene producciones, debido a que éstas son reacciones de fotólisis (R1, R12, R12b, R25) o reacciones en las que interviene  $\text{O}(^1\text{D})$  (R19 y R20), que desaparece de noche. Esto hace que este compuesto vaya consumiéndose a un ritmo marcado por sus pérdidas; como éstas, por debajo de 50 km, son muy apreciables, y disminuyen con la altura, se llega a una situación en que, con el transcurso del tiempo, por debajo de una cierta altura se ha agotado todo el  $\text{O}(^3\text{P})$ . Esto afecta a todas las reacciones en las cuales interviene este compuesto, provocando consecuencias en las concentraciones de otros muchos compuestos.

#### 2.4.4.2 *Tiempos de vida*

El tiempo de vida químico de una especie lo definimos como la inversa de las pérdidas específicas totales, tras sumar las de todas las reacciones en las que participa (ecuación C.3). En la gráfica 2.19 pueden verse los tiempos de vida de cada compuesto obtenidos al final de las simulaciones diurna (líneas sólidas) y nocturna (líneas de trazos) descritas anteriormente. Salvo para las fotólisis, los tiempos de vida son mayores en la alta atmósfera, debido a que allí las densidades son menores. Cuando la pérdida predominante de un compuesto es la fotólisis, el tiempo de vida de dicho compuesto viene dictado por el perfil de su coeficiente de fotodisociación (por ejemplo,  $\text{H}_2\text{O}_2$  y  $\text{O}_3$ ). Vemos también que la mayor parte de los compuestos presenta un tiempo de vida mayor durante la noche, y no sólo en aquellos compuestos que sufren fotólisis, como  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  y  $\text{O}_3$ . Esto se debe a que, como vimos antes, muchas reacciones de pérdida disminuyen su eficacia durante la noche debido a que los compuestos procedentes de fotólisis que intervienen en muchos de estos procesos no están presentes de noche. Éste es el caso, por ejemplo, del CO, cuya principal pérdida, como se puede ver en la figura 2.17, se debe a la recombinación con OH. Excepción a este comportamiento general es el hidrógeno atómico, cuyo tiempo de vida en la alta atmósfera disminuye de noche, debido a que su principal pérdida nocturna es con  $\text{O}_3$  (R22), cuya concentración, como vimos, aumenta de noche (figura 2.18). Otras excepciones son algunos de los compuestos con tiempo de vida muy corto:  $\text{O}(^1\text{D})$ , OH y  $\text{HO}_2$ , debido a que sus principales mecanismos de pérdida son a través de reacciones con  $\text{CO}_2$  u oxígeno atómico, que no presentan variaciones importantes de concentración día-noche en las capas altas.

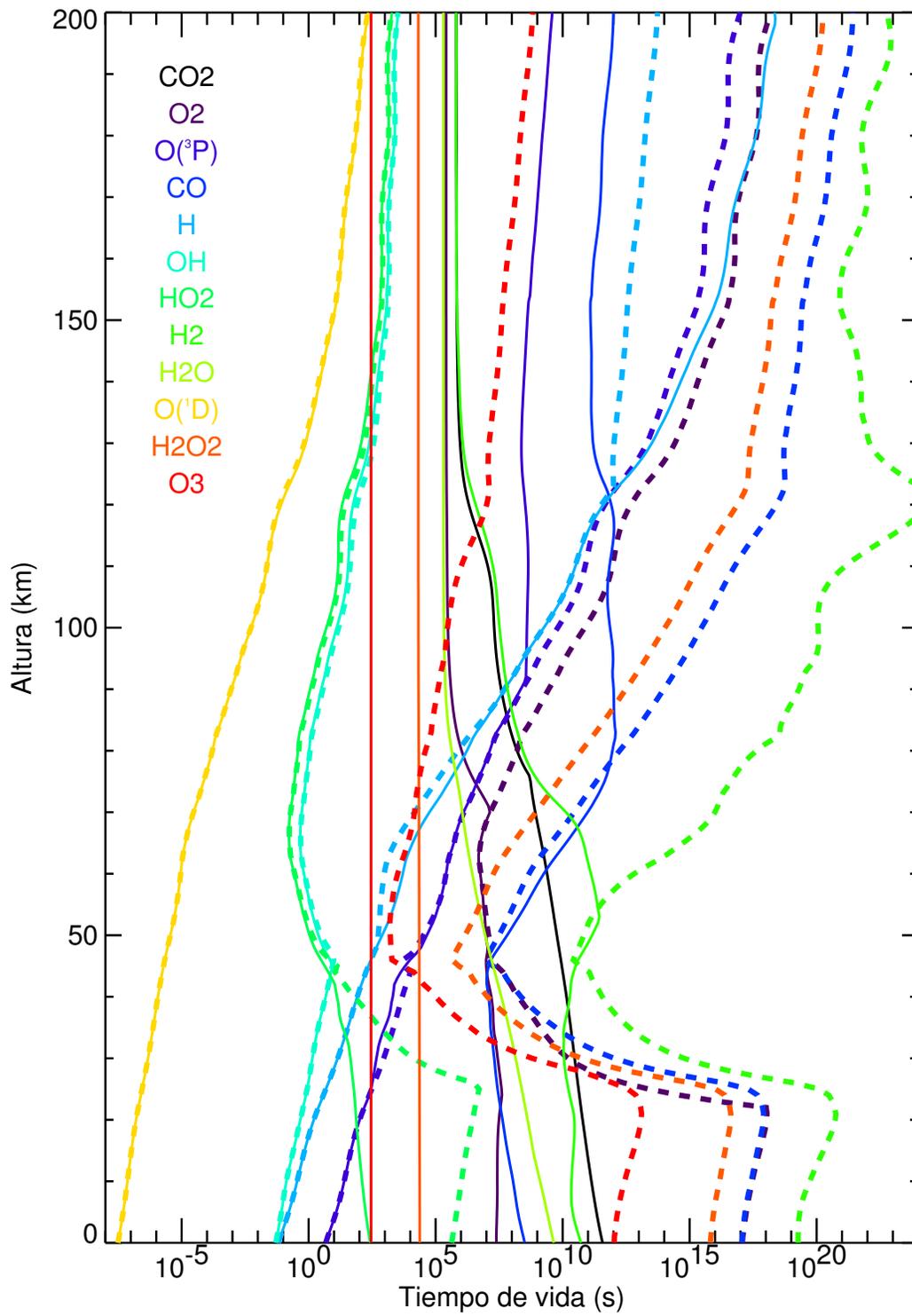


Fig. 2.19 Tiempos de vida de los distintos compuestos

Los compuestos con un menor tiempo de vida son  $O(^1D)$ , OH y  $HO_2$ , debido a su gran reactividad. El tiempo de vida del  $O_3$  en la alta atmósfera durante el día es corto debido a su fotólisis, y es comparable al de  $O(^1D)$ . También el del hidrógeno atómico es corto en las capas más bajas por su recombinación con  $O_2$  y  $CO_2$ , comparable al tiempo de vida del OH. Salvo estas dos excepciones, puede verse que en casi todas las capas los tiempos de vida de estos compuestos son mucho menores que los de los todos los demás. Esto es importante, como veremos posteriormente, para la utilización de la aproximación de equilibrio fotoquímico en el esquema rápido de cálculo. Como comentamos anteriormente, el paso temporal interno que se puede usar en el modelo está directamente relacionado con el menor tiempo de vida. Así, vemos que en las capas más bajas, debido al tiempo de vida tan pequeño que tiene el  $O(^1D)$ , este paso temporal debería ser menor de  $10^{-8}$  s, y se mantiene por debajo de 1 s hasta alturas superiores a 150 km. Esto hace que sea irrealizable realizar con este modelo simulaciones de varios días, y menos semanas, meses y años, como las típicas de un MCG, ya que el tiempo de CPU consumido sería enorme. Vemos, por tanto, que hace falta un mecanismo que permita acelerar el modelo. Este mecanismo se presentará en la sección 3.3.

#### 2.4.4.3 Variación diurna

Aquí analizamos la evolución temporal de las concentraciones de los compuestos. Antes hay que resaltar que esta evolución temporal se refiere a las variaciones producidas por la fotoquímica exclusivamente. Es decir, otros procesos capaces de modificar estas concentraciones son explícitamente excluidos de la simulación en este momento.

##### **Troposfera**

En la figura 2.20 se puede ver la evolución temporal de los distintos compuestos a 20 km durante varios días. Las regiones sombreadas en amarillo son el periodo diurno y las no sombreadas corresponden a la noche. Vemos que hay algunos compuestos cuya concentración apenas se ve alterada durante esta simulación. Son los compuestos mayoritarios a esta altura (ver figura 2.18) y de tiempos de vida mayores (figura 2.19):  $CO_2$ ,  $O_2$ , CO,  $H_2O$  y  $H_2$ . Los demás compuestos, con tiempos de vida más cortos, sí presentan un ciclo día-noche acusado. Casi todos ellos presentan una concentración mayor durante el día que durante la noche, pues las fotólisis suministran procesos de producción no despreciables.  $O(^3P)$  y  $O(^1D)$  desaparecen durante la noche como comentamos anteriormente. En otros casos (H y OH) el compuesto no desaparece, pero disminuye notablemente su concentración durante la noche, por la desaparición del oxígeno atómico y su impacto en sus producciones.

##### **Mesosfera**

La figura 2.21 es similar a la anterior, pero muestra la evolución de las concentraciones a 100 km de altura. Lo más notorio es que el oxígeno atómico ya no desaparece durante la noche, pues su pérdida por recombinación depende fuertemente de la densidad, y a esta alturas es ya lenta. Puede verse que, debido a las fotólisis de  $CO_2$  y  $O_2$ , las concentraciones de CO y oxígeno atómico aumentan paulatinamente durante el día, manteniéndose prácticamente constantes durante la noche debido a la menor eficacia de sus pérdidas a estas alturas (figuras 2.14 y 2.17).

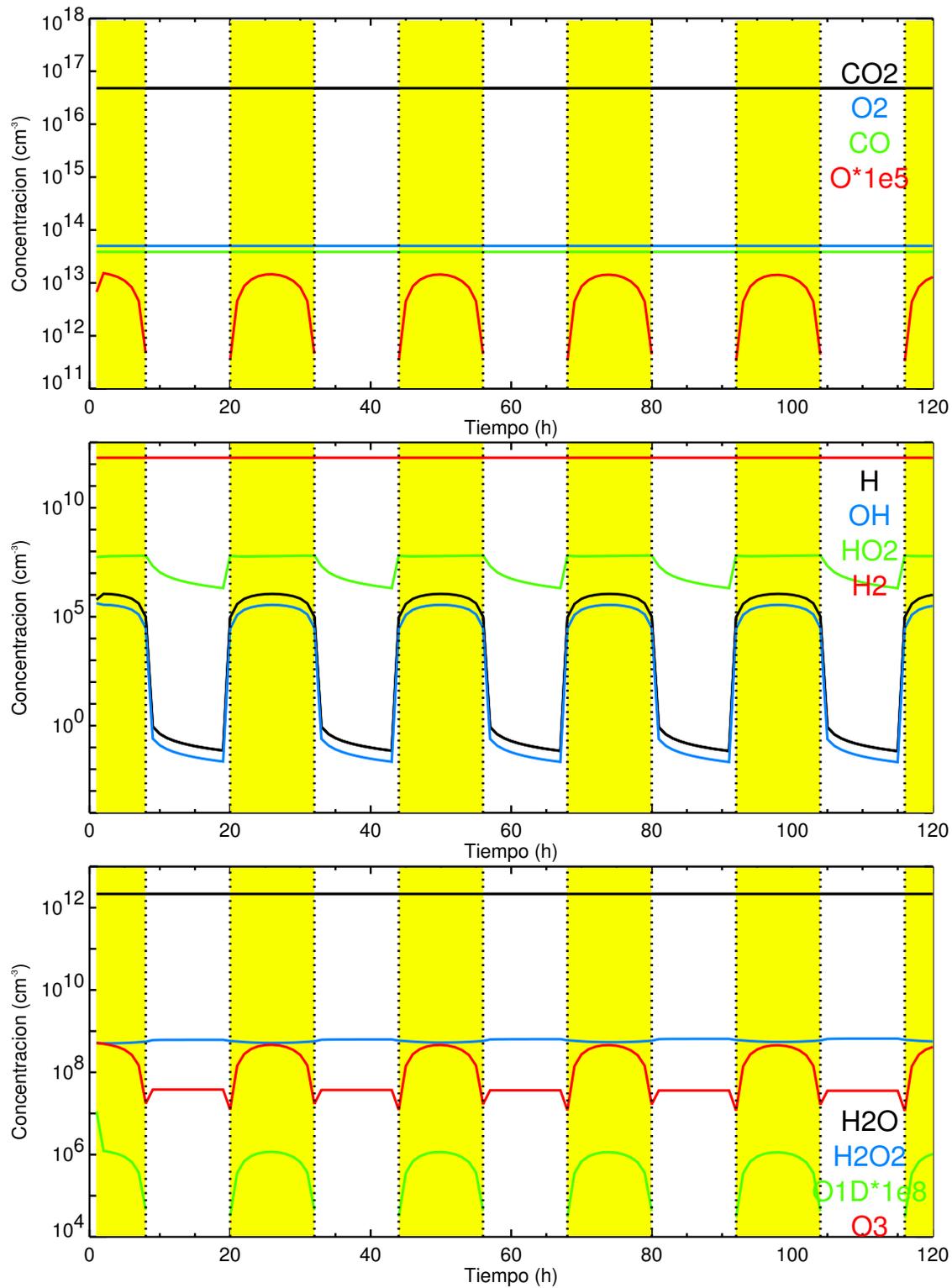


Fig. 2.20 Evolución de las concentraciones de los distintos compuestos por la acción de la fotoquímica a 20 km. Panel superior: CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O(<sup>3</sup>P) y CO. Panel central: H, OH, HO<sub>2</sub> y H<sub>2</sub>O. Panel inferior: H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> y O(<sup>1</sup>D). Día: sombreado en amarillo; noche: en blanco.

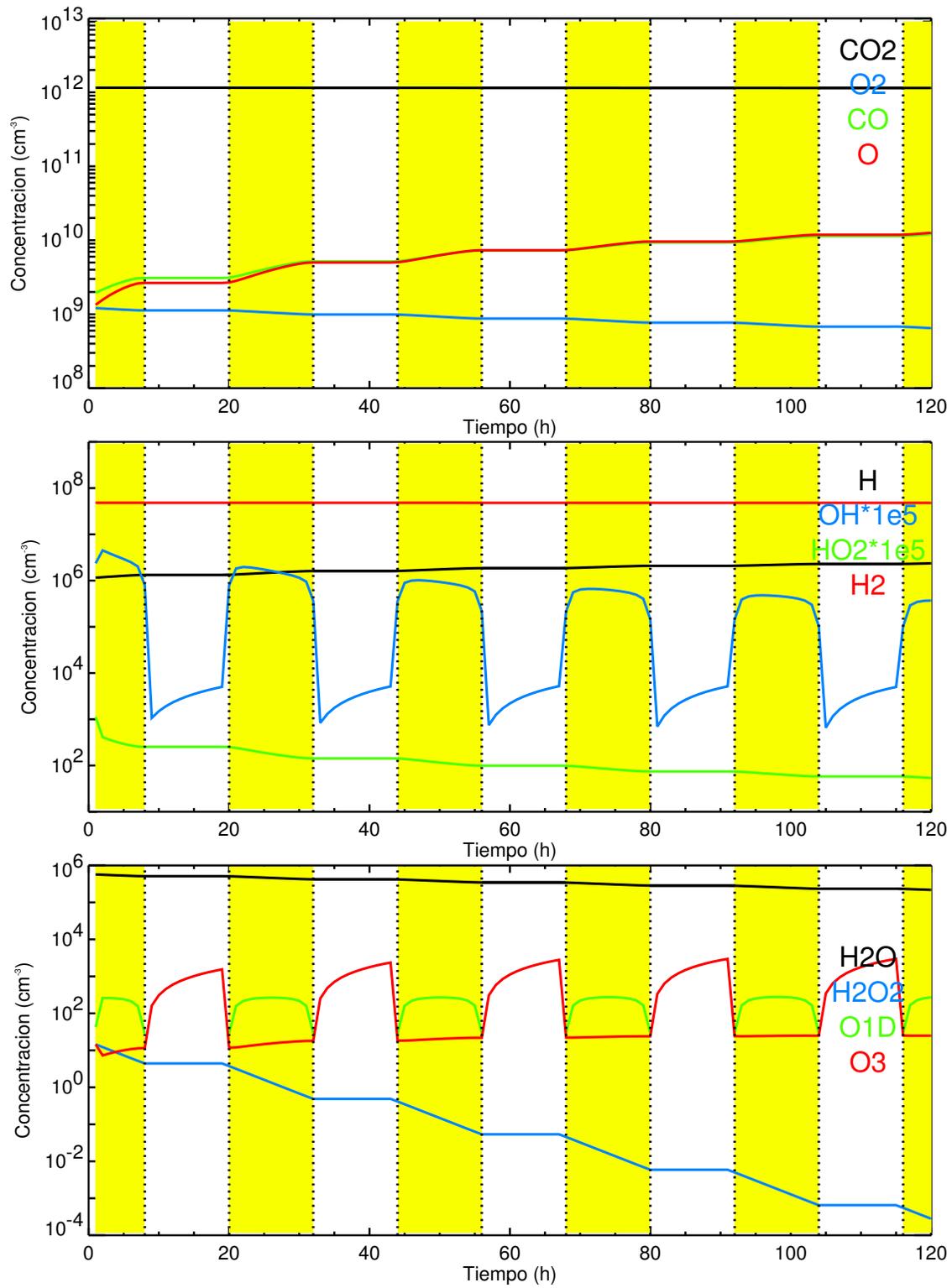


Fig. 2.21 Similar a la figura 2.20, pero a 100 km

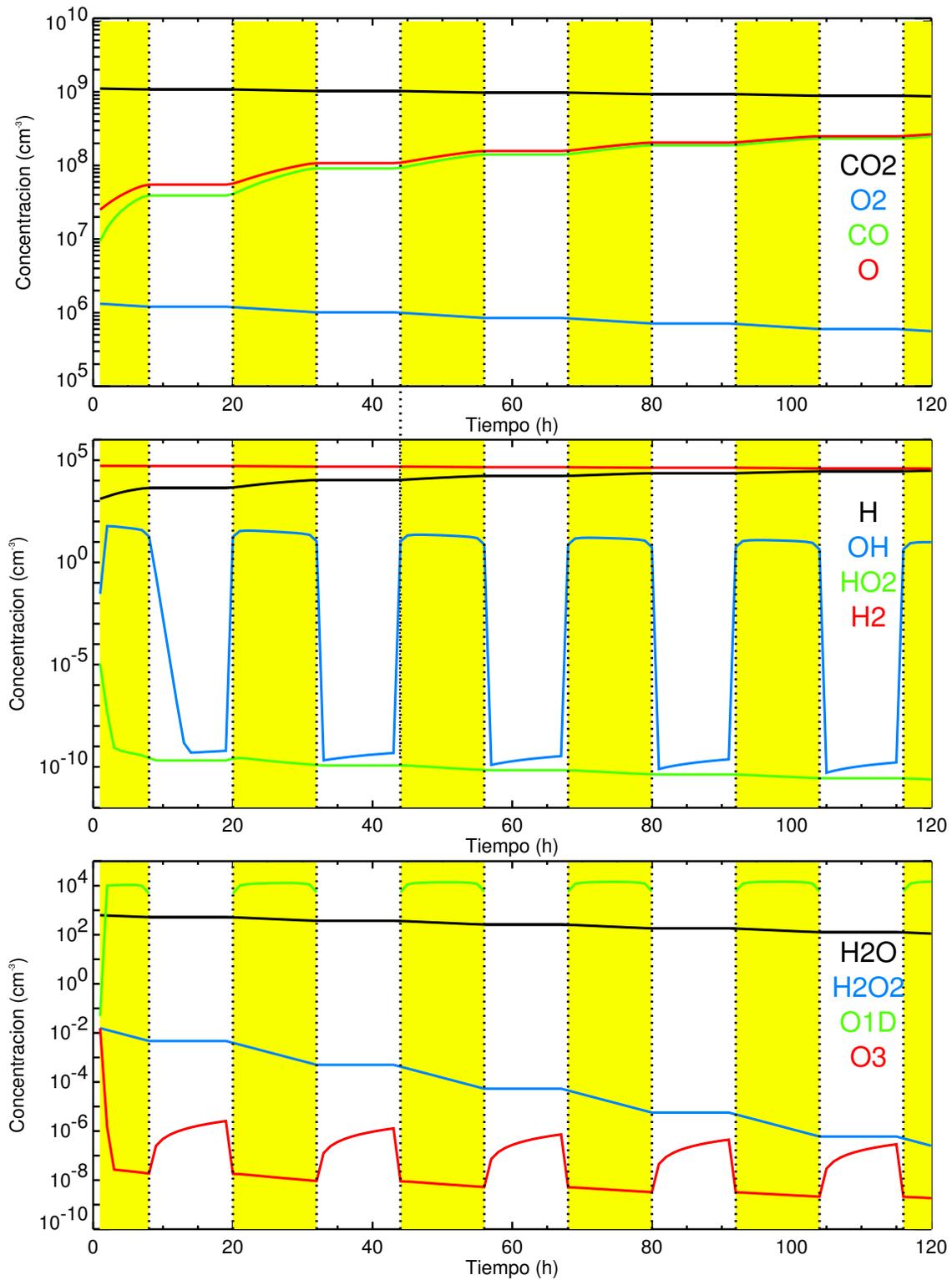


Fig. 2.22 Similar a la figura 2.20, pero a 150 km

También puede verse claramente cómo disminuye durante el día la concentración de  $O_2$  debido a su fotólisis, siendo este efecto menos notorio para el  $CO_2$ , debido a su mayor concentración. Igual ocurre con  $H$  y  $H_2$ : la fotodisociación del segundo hace que la concentración del primero aumente durante el día, pero el efecto sobre la concentración de  $H_2$  es pequeño. Igualmente, las concentraciones de  $H_2O$  y  $H_2O_2$  disminuyen durante el día, debido a su fotólisis, y no se recuperan durante la noche debido a que sus producciones químicas a estas alturas son muy pequeñas (figuras 2.15 y 2.16). Algunos compuestos siguen presentando un marcado ciclo día-noche: es el caso de  $OH$ ,  $O(^1D)$  y  $O_3$ . El  $O(^1D)$  desaparece durante la noche por la misma razón que lo hacía a 20 km: su producción por fotólisis desaparece y su desactivación con  $CO_2$  y  $O_2$  es muy efectiva. El  $O_3$  aumenta su concentración durante la noche, debido a la ausencia de sus pérdidas por fotólisis (y su producción por recombinación de oxígeno atómico y  $O_2$  apenas presenta variaciones a estas alturas). Para el  $OH$  la concentración es prácticamente estable durante el día, disminuyendo mucho al principio de la noche debido a que su producción principal es la reacción R14 entre  $H_2$  y  $O(^1D)$ . Durante la noche, una de las producciones dominantes es R22, a partir de  $O_3$ , de modo que según aumenta la concentración de este último compuesto durante la noche, aumenta la producción, y por tanto la concentración, de  $OH$ . Al amanecer, de nuevo la reacción R14 empieza a actuar, dando lugar a un importante aumento en la concentración de  $OH$ .

### **Termosfera**

A 150 km (figura 2.22) la situación en la mayor parte de los casos es similar a la que hay a 100 km, aunque los efectos de las distintas fotólisis sobre las concentraciones de  $CO_2$ ,  $O_2$ ,  $O$ ,  $CO$ ,  $H_2$ ,  $H_2O$  y  $H$  es más marcado.

En las tres figuras anteriores se puede notar que casi desde el primer día de evolución se alcanza una situación cíclica día-noche pero estacionaria de la atmósfera, superpuesta sobre una tendencia (aumento o disminución) constante durante toda la simulación. Esto es consecuencia de considerar la fotoquímica como proceso aislado en estas simulaciones. Alcanzar una situación realmente estacionaria requiere introducir procesos de recuperación de naturaleza no-química, es decir, mecanismos dinámicos, de transporte.

### **Dependencia de las condiciones iniciales**

Los detalles de estas evoluciones temporales de las concentraciones van a depender en cierta medida de las condiciones iniciales. Sin embargo, es esperable que para variaciones moderadas de las concentraciones iniciales, las principales características de la evolución temporal de los distintos compuestos no se vean profundamente alteradas. Esto se ha comprobado con diversas simulaciones. Presentamos aquí una de ellas, completamente similar a la anterior, pero en la cual multiplicamos la concentración inicial de  $O_2$  por 5 y estudiamos la evolución durante 2 días. El tiempo de vida del  $O_2$  es mayor que este periodo por lo que el impacto debe perdurar durante todo este tiempo. Efectivamente, la evolución temporal de las concentraciones de los diversos compuestos a 20 y 100 km obtenida en este caso puede verse en las figuras 2.23 y 2.24, respectivamente. También se representan en estas figuras, en líneas discontinuas, los resultados obtenidos en la simulación anterior, para su comparación. Podemos ver cómo a 20

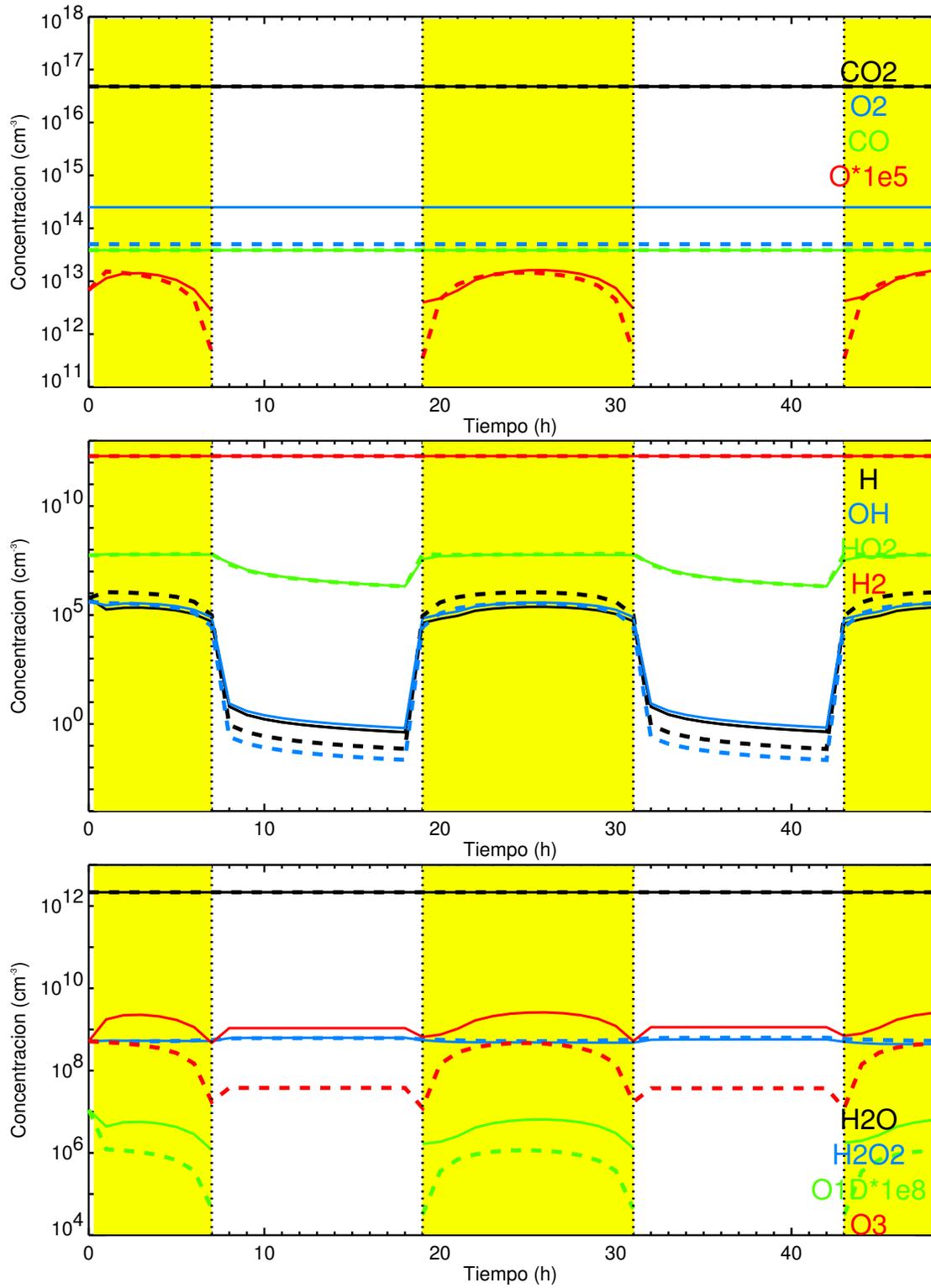


Fig. 2.23 Evolución temporal de las concentraciones de las distintas especies a 20 km, obtenidas multiplicando la concentración inicial de O<sub>2</sub> por 5, en líneas continuas; líneas discontinuas: resultado no perturbado. Sombreado amarillo: día; blanco: noche.

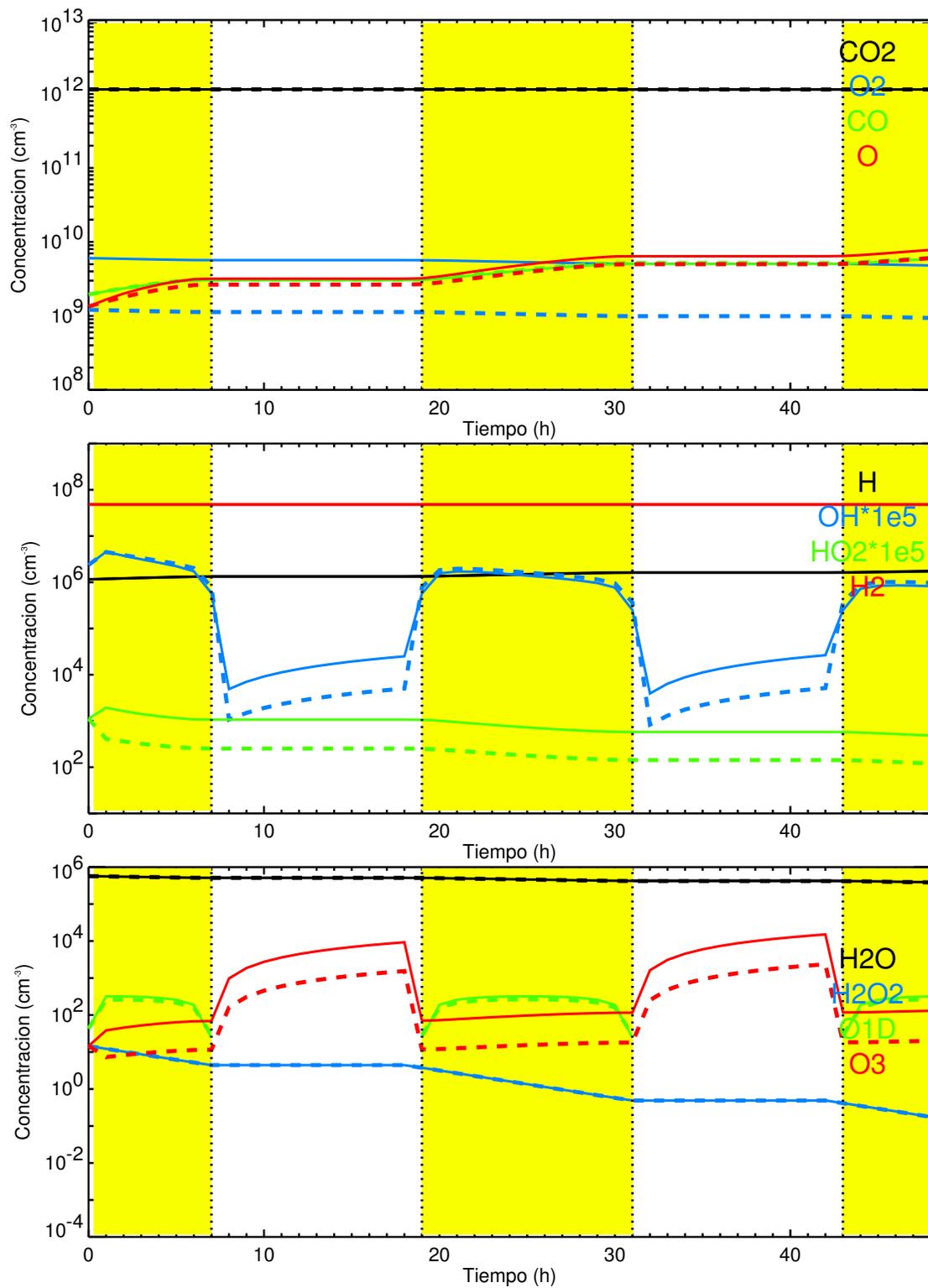


Fig. 2.24 Evolución temporal de las concentraciones de las distintas especies a 100 km, obtenidas multiplicando la concentración inicial de O<sub>2</sub> por 5, en líneas continuas; resultado no perturbado en líneas discontinuas.

kilómetros se producen variaciones en las evoluciones de las concentraciones de  $O(^3P)$ , H, OH,  $O_3$  y  $O(^1D)$ , aparte de la de  $O_2$ . Intentemos comprender estas variaciones: el aumento en la concentración de  $O_2$  provoca, a través de la reacción R21 (única capaz de producir  $O_3$ , véase figura 2.17), un aumento importante en la concentración de  $O_3$ . Esto aumenta la producción de  $O(^1D)$  a través de la reacción R25b, que a esta altura es el principal mecanismo de producción de este compuesto (ver figura 2.17). También interviene el  $O_3$  en la reacción R25, principal mecanismo de producción de  $O(^3P)$  a esta altura (ver figura 2.14), lo cual explica el aumento en la concentración de esta especie. Por su parte, el OH tiene su producción más importante durante la noche en R24 (ver figura 2.15), en la que de nuevo interviene  $O_3$ , lo cual explica el aumento en la concentración nocturna de OH. Durante el día, esta reacción supone una aportación muy pequeña a la producción total de OH, por lo que la concentración diurna de este compuesto apenas varía. En cuanto al hidrógeno atómico, su máxima producción durante la noche es la reacción R4, en la cual uno de los reactivos es OH, explicando la mayor concentración nocturna de H. Sin embargo, durante el día la concentración de H es menor que en el caso anterior. Esto se debe a que su principal pérdida es la reacción R2, en la cual interviene  $O_2$ .

En cuanto a la evolución a 100 km, la variación en la concentración inicial de  $O_2$  da lugar a diferencias en las evoluciones de  $O(^3P)$ , OH,  $HO_2$  y  $O_3$ . El  $HO_2$  tiene su principal mecanismo de producción a esta altura en la reacción R2 (ver figura 2.16), en la cual interviene  $O_2$ , lo cual explica el aumento de su concentración. De nuevo, el aumento en la concentración de  $O_3$  se debe a que su única producción es la reacción R21 (figura 2.17), a partir de  $O_2$ . Y el aumento en las concentraciones nocturnas de OH se debe a que a esta altura sus principales producciones durante la noche son R3, en la que interviene  $HO_2$ , y R22, en la que participa  $O_3$  (ver figura 2.15). Por último, el aumento en la concentración de  $O(^3P)$  se debe a la mayor producción de este compuesto a través de la fotólisis de  $O_2$ . A 150 km, los efectos de la modificación de las condiciones iniciales son similares, pero de menor importancia, a los que se producen a 100 km, por lo que no mostramos aquí la figura.

Ejercicios de este tipo son útiles, pues nos demuestran el comportamiento razonable y estable del código numérico, además de mostrar el impacto de los cambios propiamente dichos.

#### 2.4.5 Comparaciones con otros modelos

Varios son los modelos fotoquímicos de la atmósfera de Marte con cuyos resultados podemos comparar los expuestos en secciones anteriores. En esta sección compararemos dichos resultados, en particular la concentración final nocturna y diurna mostrada en la figura 2.18 y la evolución temporal de los compuestos a diversas alturas (figuras 2.20, 2.21 y 2.22), con resultados similares de los modelos no-estacionarios descritos en *Rodrigo y col.* (1990a), *Nair y col.* (1994) y *García-Muñoz y col.* (2005). Estos modelos incluyen difusión molecular y turbulenta, mientras que los resultados que mostramos en esta sección no. Esto impedirá una comparación directa de los valores absolutos de aquellos compuestos con un tiempo de vida químico muy

largo, ya que previsiblemente su perfil estará en gran medida determinado por la difusión turbulenta. Sin embargo, aquellos compuestos con un tiempo de vida corto, como H, OH, HO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> y oxígeno atómico en la baja atmósfera, estarán gobernados básicamente por la fotoquímica, y son por tanto los de mayor interés en esta comparación.

**Concentraciones finales** La figura 15b de *Nair y col.* (1994) muestra las concentraciones diurnas de compuestos de las familias O<sub>x</sub> y HO<sub>x</sub> dadas por ese modelo por debajo de 100 km. Hay bastantes similitudes con nuestra figura 2.18, entre las que podemos citar el comportamiento de la razón de mezcla de H, que crece continuamente con la altura mostrando un punto de inflexión alrededor de 40 km. También el perfil de razón de mezcla de OH es cualitativamente similar, con un máximo a unos 40 km y un mínimo a 80 km, seguido de un aumento en las capas superiores. En cuanto al O<sub>3</sub>, en ambos casos su razón de mezcla es prácticamente constante, en las capas inferiores, muestra un máximo a unos 40 km en el modelo de Nair, y unos 55 km en nuestro resultado, para decrecer al seguir aumentando la altura. Por último, el HO<sub>2</sub> en ambos modelos es prácticamente constante hasta 40 km, disminuyendo su importancia en capas superiores.

Por su parte, la figura 1 de *García-Muñoz y col.* (2005) muestra los perfiles de concentración predichos por este modelo a mediodía y medianoche, lo cual permite comparar con los perfiles diurnos y nocturnos que mostramos en la figura 2.18. Los comportamientos son similares para el oxígeno atómico, que muestra un máximo a unos 60 km, y su concentración disminuye de noche rápidamente por debajo de unos 50 km (altura algo inferior en nuestro modelo); para el O<sub>3</sub>, que presenta un máximo a unos 50 km (unos 60 km en nuestro modelo), y que es más abundante por encima de 50 km durante la noche que durante el día; para el hidrógeno atómico, con un máximo de concentración en torno a unos 50 km en ambos modelos, y una fuerte disminución de la concentración al disminuir la altura en capas inferiores a 50 km (40 en nuestro modelo); para OH, con un máximo entre 40 y 50 km, y durante la noche una importante disminución de concentración por debajo de 45-50 km, y una mayor concentración de noche que de día por encima de 50 km.

**Evoluciones** La figura 13 de *Rodrigo y col.* (1990a) muestra la variación durante un día de las concentraciones de OH, H, O(<sup>3</sup>P) y O<sub>3</sub> a varias alturas. Podemos comparar la evolución predicha por este modelo a 30 km con la dada por nuestro modelo a 20 km, representada en la figura 2.20. La variación durante 24 horas predicha por ambos modelos para OH, H y O(<sup>3</sup>P) es similar, con concentraciones mucho menores durante el día que durante la noche, aunque el comportamiento al atardecer y al amanecer es más abrupto en el modelo de Rodrigo. Hay, en cambio, diferencias en la evolución de O<sub>3</sub>, ya que en *Rodrigo y col.* (1990a) la concentración de O<sub>3</sub> es menor durante el día que durante la noche, y en nuestro modelo la situación es la opuesta.

El trabajo de *García-Muñoz* (2005) también recoge la variación de las concentraciones de estos mismos compuestos durante un día, a varias alturas, entre ellas 20 km, lo cual facilita la comparación con nuestra figura 2.20. En este caso hay un buen acuerdo tanto en la forma de la evolución como, dentro de unas diferencias lógicas, en los valores de las concentraciones

para OH y H. En este caso el comportamiento de la concentración de  $O_3$  es similar al dado por nuestro modelo, aunque nuestro modelo predice una concentración mayor para este gas a esta altura. La principal diferencia con nuestro modelo es que en nuestro caso la concentración de  $O(^3P)$  a estas alturas se hace nula de noche, y en el modelo de García-Muñoz no.

Estos resultados nos permiten comprobar cómo, a pesar de que nuestro modelo no está diseñado para el estudio de la baja atmósfera, permite reproducir razonablemente bien resultados de otros modelos más sofisticados, que incluyen más compuestos y más reacciones. Esto nos da bastante confianza en que la selección de reacciones químicas realizada en nuestro modelo fotoquímico captura las principales características de los compuestos de interés para nosotros.

## 2.5 Conducción térmica

Las tres formas de transporte de calor, convección, radiación y conducción, están presentes en la atmósfera de Marte, como en la de cualquier planeta (*Banks y Kockarts, 1973*). Así, ya hemos visto que la radiación solar es la principal fuente de calentamiento de la alta atmósfera, y en la mesosfera de Marte la emisión de radiación por  $CO_2$  es uno de los procesos más importantes de enfriamiento (*Bougher y col., 1994*). La convección actúa principalmente en la troposfera cuando el perfil de temperatura se hace superadiabático (*Houghton, 1979*). Esta situación se presenta con frecuencia en las capas más bajas de la atmósfera de Marte en las primeras horas de la mañana, cuando la radiación solar calienta rápidamente la superficie del planeta (*Schofield y col., 1997*). Por su parte, la conducción térmica aparece siempre que existen gradientes de temperatura y los otros mecanismos son insuficientes para contrarrestarlos. Éste es el mecanismo principal de enfriamiento que compensa el calentamiento producido por la absorción de radiación UV en la termosfera de Marte (*Bougher y col., 1994*), por lo que es importante describirlo de manera precisa.

Este proceso físico está gobernado por la ley de Fourier, según la cual el flujo térmico debido a un gradiente vertical de temperatura en un medio viene dado por (ver, por ejemplo, *Chamberlain y Hunten, 1987*):

$$q_{con} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}$$

donde  $\lambda$  es el coeficiente de conducción térmica o molecular, en [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1}$ ], cuyo valor depende del material a través del cual se conduce el calor. Para una atmósfera compuesta principalmente por  $CO_2$ , como es la de Marte, adoptamos en nuestro modelo el valor  $\lambda = 29.3 \cdot T^{0.69}$  (*Lide, 1995; Angelats i Coll y col., 2005*). Nótese que  $\lambda$  varía débilmente a lo largo del medio, en nuestro caso con la altura, a través de su dependencia con la temperatura cinética. Por la misma razón, se pueden producir variaciones con el tiempo en el valor del coeficiente.

El calentamiento producido por este proceso viene dado por el gradiente del flujo asociado:

$$Q_{con} = -\frac{\partial q_{con}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

con lo que podemos encontrar la variación temporal de la temperatura con el tiempo debido a la conducción a partir de:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} Q_{con} = \frac{1}{\rho c_p} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z}$$

que se puede poner en la forma:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = A \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + B \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.10)$$

con:

$$A = \frac{\lambda}{\rho c_p}$$

$$B = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \lambda}{\partial z}$$

Estas expresiones nos permiten comprobar que la conducción térmica será importante para la estructura térmica de la atmósfera en capas en las que haya un gradiente de temperatura y la densidad sea lo suficientemente baja para que los coeficientes  $A$  y  $B$ , inversamente proporcionales a ella, sean lo suficientemente elevados. Para nuestra atmósfera de referencia 1, en la capa superior, a 250 km, los valores de estos coeficientes son  $A \approx 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  y para  $B \approx -100 \text{ cm s}^{-1}$ , mientras que a 80 km los valores son aproximadamente 6 órdenes de magnitud menores. Esto muestra que la importancia de la conducción va a ser mucho mayor en las enrarecidas capas altas de la termosfera. En estas capas el camino libre medio  $l$  de una partícula, definido por  $l = 1/(n\sigma)$ , y que nos indica el camino que una partícula puede recorrer sin chocar con otra, es muy elevado. Su valor es de unos 50 km para  $z > 200$  km, 10 km para  $z \approx 180$  km y 1 km para  $z \approx 150$  km. Este camino libre medio es directamente proporcional al coeficiente  $A$  de nuestra ecuación, lo que nos indica una relación entre esta magnitud y la eficiencia de la conducción térmica: a mayor camino libre medio, las partículas podrán desplazarse con más facilidad de unas alturas a otras, contribuyendo a la homogeneización de temperatura, y por tanto la conducción molecular será más eficiente.

Resolveremos esta ecuación utilizando el método de las diferencias finitas, descrito en el apéndice A. Vemos que la ecuación 2.10 se ajusta a la forma general (A.7), con los coeficientes  $A = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ ,  $B = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \lambda}{\partial z}$  y  $C = 0$ . Por tanto, utilizando un esquema explícito, tendríamos una ecuación en diferencias finitas de la forma dada por (A.8) con coeficientes:

$$c_{z,t}^1 = \frac{\lambda_{z,t}}{\rho_{z,t} c_p} \frac{k}{h^2} + \frac{1}{\rho_{z,t} c_p} \frac{\lambda_{z+1,t} - \lambda_{z,t}}{h} \frac{k}{2h}$$

$$c_{z,t}^0 = 1 - \frac{2\lambda_{z,t}}{\rho_{z,t} c_p} \frac{k}{h^2}$$

$$c_{z,t}^{-1} = \frac{\lambda_{z,t}}{\rho_{z,t} c_p} \frac{k}{h^2} - \frac{1}{\rho_{z,t} c_p} \frac{\lambda_{z+1,t} - \lambda_{z,t}}{h} \frac{k}{2h}$$

donde hemos sustituido  $\partial \lambda / \partial z$  por su equivalente en diferencias finitas. Recordemos que  $h$  y  $k$  son los intervalos regulares de altura y tiempo que utilizamos en el modelo discretizado. Las

dos condiciones para que haya estabilidad son  $\frac{\lambda}{\rho c_p} > 0$  y  $k/h^2 < \rho c_p/2\lambda$ . La primera condición siempre se cumple, pero la segunda impone una restricción sobre el paso temporal que se puede utilizar en la resolución de la ecuación:

$$\Delta t < \frac{\rho c_p}{2\lambda} (\Delta x)^2 = \frac{(\Delta x)^2}{2A}$$

Considerando como característico el valor aproximado de  $A$  en la capa superior de la atmósfera de referencia 1 expuesto anteriormente, y que el espesor típico de las capas en el modelo es 1 km, el mayor paso temporal permitido es del orden de 1 s, lo cual es insuficiente cuando se quieren hacer simulaciones de más de unas pocas horas. Por tanto, un método explícito, a pesar de dar resultados estables, no es práctico para su implementación debido a su excesivo consumo de tiempo de CPU.

Por esta razón se decidió implementar una resolución de la ecuación diferencial basado en un esquema implícito de diferencias finitas. Con este método, la ecuación en diferencias finitas tomaría la forma dada por (A.10), es decir,

$$\alpha T_{z+1,t+1} + \beta T_{z,t+1} + \gamma T_{z-1,t+1} = \delta \quad (2.11)$$

con coeficientes:

$$\begin{aligned} \alpha_{z,t} &= -\frac{\lambda_{z,t}}{\rho_{z,t} c_p} \frac{k}{h^2} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\lambda_{z+1,t} - \lambda_{z,t}}{h} \frac{k}{2h} \\ \beta_{z,t} &= 1 + 2 \frac{\lambda_{z,t}}{\rho_{z,t} c_p} \frac{k}{h^2} \\ \gamma_{z,t} &= \frac{1}{\rho_{z,t} c_p} \frac{\lambda_{z+1,t} - \lambda_{z,t}}{h} \frac{k}{2h} - \frac{\lambda_{z,t}}{\rho_{z,t} c_p} \frac{k}{h^2} \\ \delta_{z,t} &= T_{z,t} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Y en este caso la estabilidad está asegurada, sea cual sea el paso temporal elegido.

Las condiciones de contorno más usuales para resolver el problema son imponer que la temperatura sea constante (variación temporal nula) en la capa inferior del modelo, es decir, la conducción térmica no altera la temperatura de la atmósfera a nivel de superficie, y que el gradiente de temperatura sea nulo en la capa superior (es decir, conducción muy efectiva). Veamos cómo se traducen estas condiciones a nuestra ecuación implícita en diferencias finitas.

Suponiendo la atmósfera de Marte dividida en  $N$  capas, cuyos índices van desde 1 para la capa adyacente a la superficie hasta  $N$  para la capa en  $z_{TOA}$ , la primera condición de contorno puede escribirse  $T_{1,t+1} = T_{1,t}$ , de donde, a partir de la ecuación (2.11), se deduce la condición sobre los coeficientes:  $\alpha_{1,t} = 0, \beta_{1,t} = 1, \gamma_{1,t} = 0, \delta_{1,t} = T_{1,t}$ . Y la condición de contorno superior se traduce en  $T_{N,t+1} = T_{N,t}$ , lo cual implica  $\alpha_{N,t} = 0, \beta_{N,t} = -1, \gamma_{N,t} = 1, \delta_{N,t} = 0$ .

Por tanto, tenemos un sistema de ecuaciones tridiagonales con condiciones de contorno. Este sistema puede resolverse mediante algoritmos estándar (*Press y col.*, 1992).

Éste es el método elegido para implementar la conducción térmica en el modelo 1-D, en el cual seguimos los siguientes pasos:

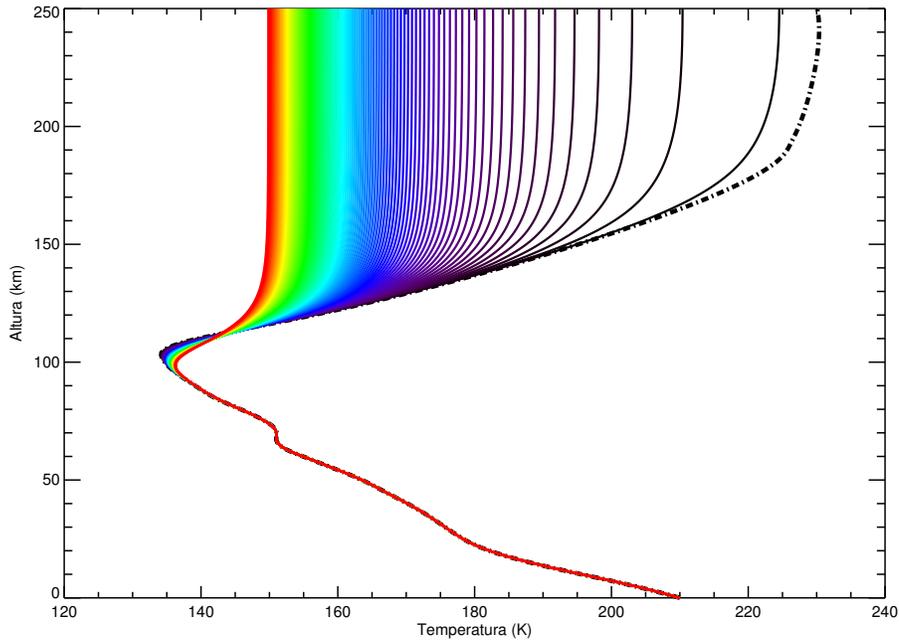


Fig. 2.25 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica partiendo de la atmósfera 1. Cada línea se dibuja tras 2 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 10 días de evolución

- (1) En primer lugar se calcula el coeficiente de conducción térmica,  $\lambda$ , y a partir de él los coeficientes  $A$  y  $B$  de la ecuación 2.10.
- (2) Se implementan a continuación las condiciones de contorno expuestas arriba, y se calculan los coeficientes  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  y  $\delta$  para todas las capas del modelo, excepto la primera y la última.
- (3) El sistema tridiagonal de ecuaciones se resuelve mediante el algoritmo numérico descrito en *Press y col.* (1992).

### 2.5.1 Resultados

Presentamos en esta sección una selección de resultados que ilustran el comportamiento de este proceso de transferencia de calor y permiten además comprobar el comportamiento numérico y la estabilidad de la rutina implementada. En las simulaciones que siguen, solamente actúa la conducción térmica en el modelo 1-D

En la figura 2.25 puede verse la evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica, partiendo del perfil térmico de la atmósfera 1 (línea de puntos y trazos). Se dibuja el perfil de temperatura cada 2 horas (líneas sólidas de color desde el negro hasta el rojo, pasando por violetas, azules, verdes, amarillos y naranjas), durante un periodo de 10 días. La conducción térmica tiende a hacer la atmósfera isoterma. Este comportamiento es especialmente efectivo

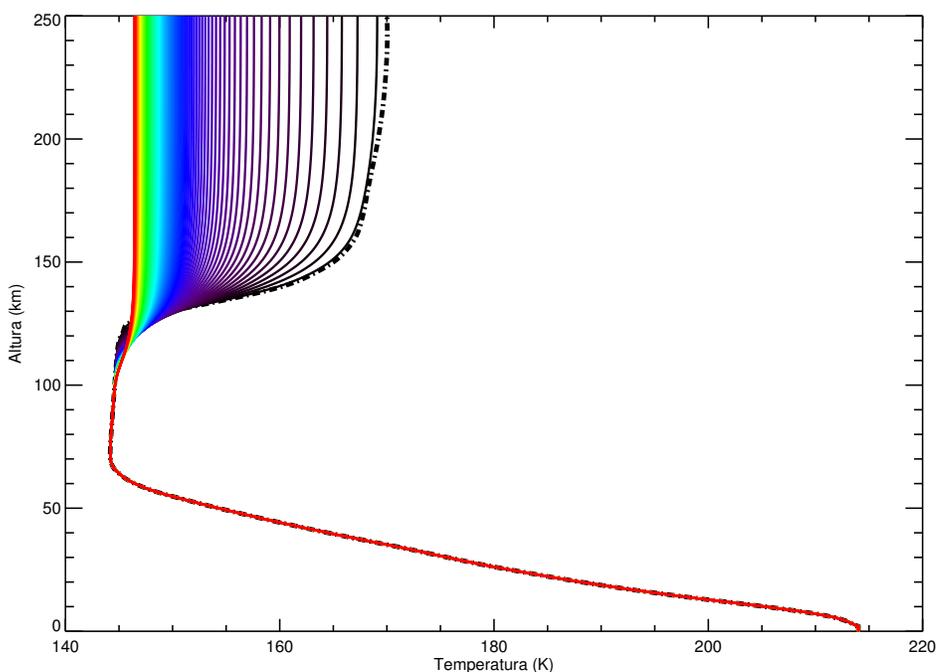


Fig. 2.26 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica partiendo de una atmósfera con densidad y composición iguales que las de la atmósfera 1, pero perfil térmico de la atmósfera 3. Cada línea se dibuja tras 2.5 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 10 días de evolución

y claramente visible en la figura 2.25 en las capas altas de la atmósfera. La conducción elimina los gradientes de temperatura en capas progresivamente más bajas, de modo que si tras unas 15 horas la atmósfera es prácticamente isoterma por encima de unos 180 km, tras los 10 días de evolución este comportamiento se extiende a todas las capas por encima de unos 120 km. Sin embargo, es evidente que la conducción no es capaz de modificar la temperatura significativamente en capas de altura inferior a unos 100 km dentro de periodos de tiempo del orden de una semana. Esto puede también comprobarse si repetimos el cálculo con una atmósfera con igual densidad y composición que la atmósfera 1, pero con un perfil de temperatura totalmente distinto. Esto es lo que se muestra en la figura 2.26, similar a la anterior, con la diferencia de que el perfil térmico inicial es el correspondiente a la atmósfera 3. Vemos que la altura a que la conducción térmica empieza a modificar la temperatura es similar a la que había en el caso anterior, incluso cuando ahora el gradiente térmico en la termosfera es mucho menor. Esto muestra que la altura a que la conducción térmica empieza a modificar la temperatura depende primordialmente de la densidad, y no de la temperatura o su gradiente, siguiendo la dependencia dominante de los coeficientes  $A$  y  $B$  en la ecuación 2.10.

Esto puede comprobarse también con la figura 2.27, similar a la 2.25 pero en la cual la densidad de la atmósfera inicial se ha dividido por 10. Puede verse que, en este caso, la conducción es efectiva desde capas inferiores, de modo que incluso desaparece el mínimo de temperaturas de la mesopausa, a unos 100 km de altura, sustituyéndose por un perfil isoterma

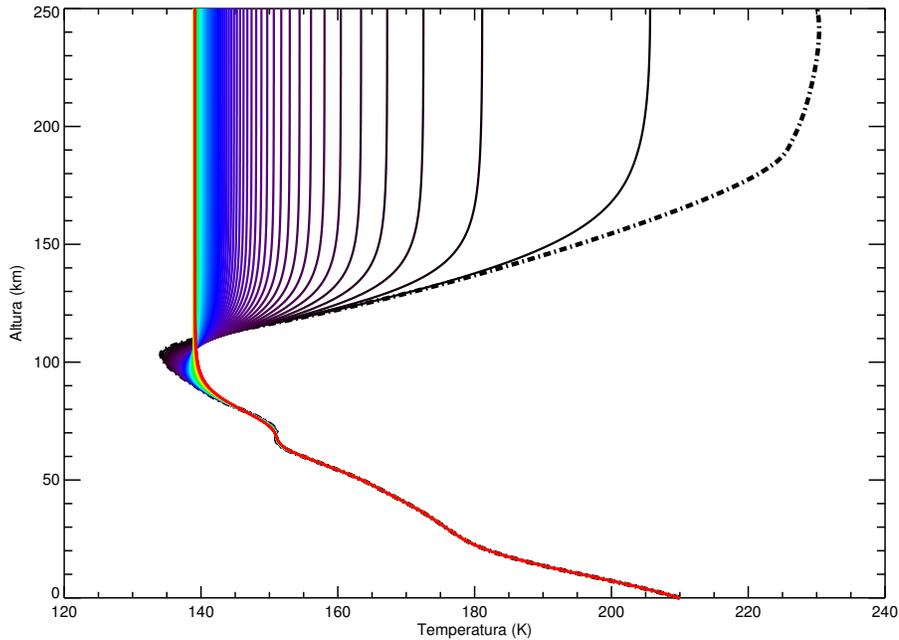


Fig. 2.27 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica sobre la atmósfera 1, pero con una densidad 10 veces menor. Cada línea se dibuja tras 2.5 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 10 días de evolución

desde aproximadamente 90 km.

Otra conclusión que se puede obtener a la vista de estas tres figuras es que la temperatura exosférica en estas simulaciones viene determinada básicamente por la temperatura a la altura en que la conducción térmica empieza a ser eficiente. Esto se ha obtenido para simulaciones en las que sólo se tiene en cuenta la conducción térmica, mientras que en una situación real habrá otros procesos que afecten también a la temperatura exosférica. Sin embargo, como veremos posteriormente cuando analicemos los resultados del modelo 1-D completo y del MCG, la alta eficacia de la conducción molecular a alturas termosféricas mantiene válido este razonamiento, y hace que los procesos que actúan en capas más bajas, a nivel de la mesopausa y baja termosfera, sean de modo indirecto los que determinan la temperatura exosférica.

Resumiendo, la eficacia de la conducción molecular depende de dos factores: el gradiente de temperatura y sobre todo, a través de los coeficientes de la ecuación en diferencias finitas, de la densidad atmosférica. Estos dos factores determinarán el tiempo característico de la conducción molecular. Éste puede estimarse introduciendo perturbaciones a una atmósfera isoterma a determinadas alturas y comprobando cuánto tiempo tarda en restablecerse la situación isoterma inicial. Esto es lo que se analiza a continuación.

La figura 2.28 muestra los perfiles de temperatura obtenidos cada 5 minutos (líneas sólidas de color) al actuar la conducción térmica partiendo de una atmósfera isoterma a temperatura 250 K, excepto entre 220 y 230 km, donde se introduce arbitrariamente una temperatura de

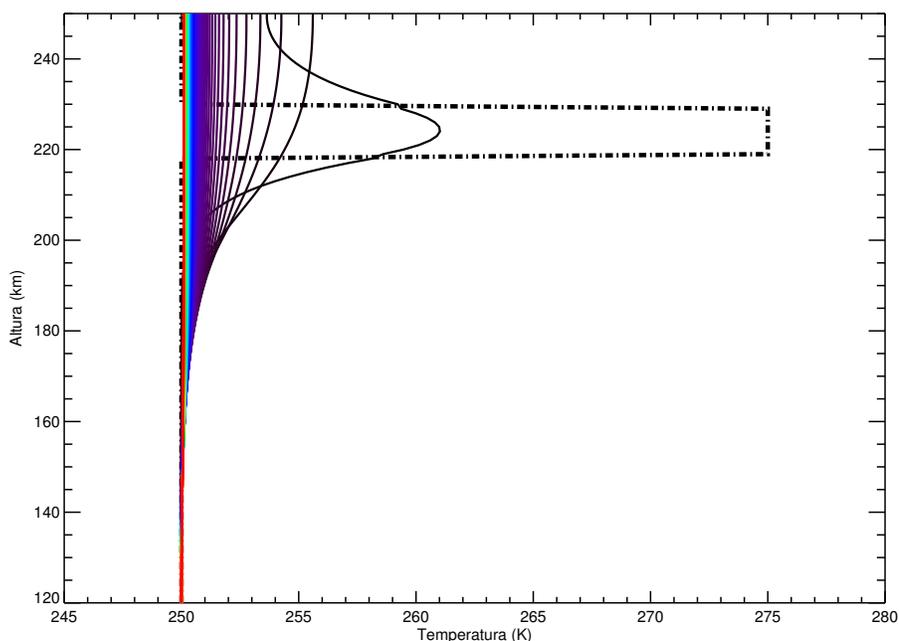


Fig. 2.28 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica. Cada línea se dibuja tras 5 minutos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 8 horas de evolución

275 K (línea negra de trazos y puntos). Puede verse que la conducción molecular transmite la perturbación a las capas adyacentes, suavizándola, de modo que tras apenas 10 minutos el pico ha desaparecido y la atmósfera al final de las 8 horas de evolución es prácticamente isoterma, apenas 0.2 K más cálida que el perfil inicial.

Si esta misma perturbación la realizamos a alturas inferiores, entre 140 y 150 km, (figura 2.29) vemos que el tiempo de recuperación es mayor, debido, como se comentó anteriormente, a la dependencia  $1/\rho$  de los coeficientes. En este caso, el pico en la temperatura no se elimina hasta después de unas 6 horas de evolución, y que tras las 8 horas de evolución se obtiene un gradiente fuerte de temperatura entre 120 y 160 km, y sólo por encima una atmósfera isoterma. Sería necesario mucho más tiempo de evolución para tener una atmósfera completamente isoterma. La energía interna añadida arbitrariamente en una delgada capa a 140 km acaba distribuida en una región mucho mayor y que se extiende sobre todo hacia arriba, hasta la exosfera. Esta simulación permite comprobar cómo para crear una termosfera como la que se observa en Marte, puede ser más efectivo calentar las zonas bajas de la termosfera que las regiones más elevadas. El hecho de que la temperatura exosférica aumente simplemente como reacción, a través de la conducción térmica, a una perturbación en capas inferiores muestra de nuevo lo expuesto anteriormente, que la temperatura exosférica, en estas condiciones ideales, vendrá determinada por aquellos procesos energéticos que ocurren en dichas alturas inferiores.

En la figura 2.30 puede observarse la evolución de las temperaturas atmosféricas cada 5

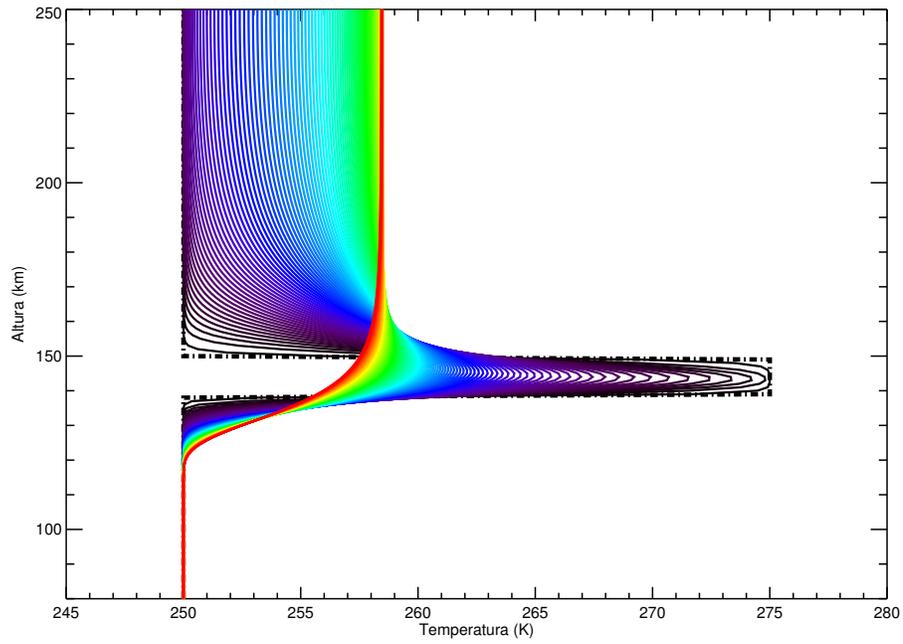


Fig. 2.29 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica. Cada línea se dibuja tras 5 minutos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 8 horas de evolución

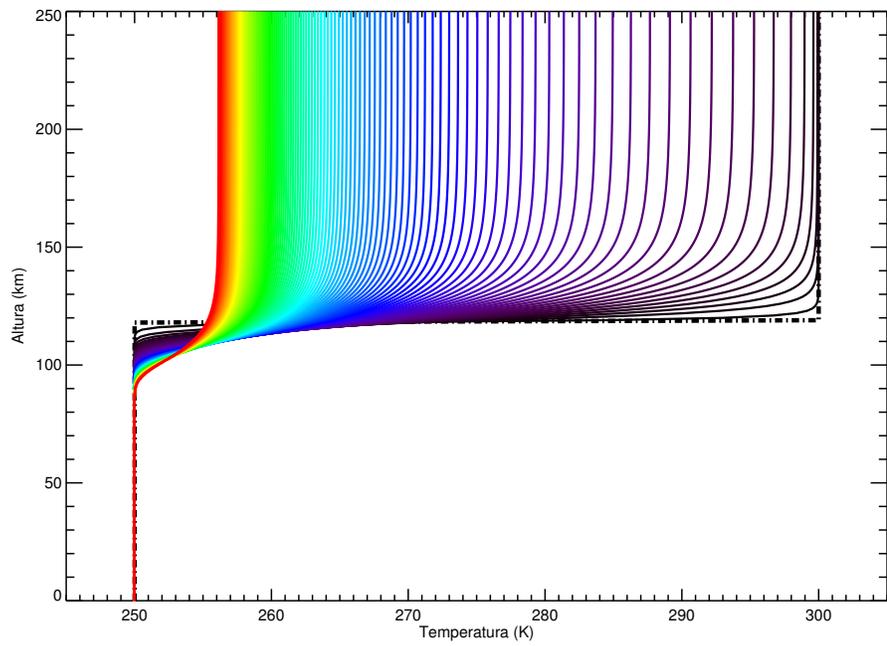


Fig. 2.30 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica. Cada línea se dibuja tras 5 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 20 días de evolución

horas (líneas sólidas de color) a partir de un perfil en que la temperatura es 250 K para alturas por debajo de 120 km y de 300 K para alturas superiores. En este caso, la perturbación se introduce a alturas inferiores a las de las pruebas anteriores, aunque no en forma de una modificación en una capa delgada de unos pocos kilómetros sino que se extiende a toda la termosfera. De este modo, la situación es conceptualmente similar (aunque, por supuesto, muy simplificada) a la que se puede tener en la atmósfera al atardecer: durante el día la atmósfera ha sido calentada por encima de una altura determinada por la absorción de radiación UV. Al anochecer, el calentamiento UV desaparece y la conducción tiende a compensar el gradiente de temperatura creado (en la atmósfera real, el enfriamiento por emisiones del CO<sub>2</sub> en el IR también colabora, lo cual para este caso muy simplificado no está considerado). La pregunta que pretendemos responder es, de nuevo, cuánto tiempo tarda la conducción en establecer una isotermicidad a todos los niveles si dicha perturbación ocurre en capas más bajas (alta mesosfera). Los resultados muestran que este tiempo sería muy elevado, ya que incluso tras 20 días de evolución (línea sólida roja) la conducción no logra restablecer un perfil isoterma. En el transcurso de la noche (unas 12 horas), la conducción es apenas capaz de suavizar el gradiente de temperatura a 120 km, y por tanto apenas modifica las temperaturas exosféricas. Por tanto, las perturbaciones en la estructura térmica que ocurran en la alta mesosfera, a alturas inferiores a 125 km típicamente, son bastante persistentes frente a la conducción térmica, dado que a las densidades que presentan estas capas la eficacia de dicho mecanismo de transporte de calor es mucho menor. La existencia de una termosfera durante la noche se debe, entre otros motivos, a la lentitud de la conducción térmica en redistribuir el calentamiento (UV e IR) de la alta mesosfera/baja termosfera.

También es interesante estudiar cómo reacciona la conducción molecular a un perfil térmico ondulatorio, simulando situaciones observadas con frecuencia en Marte como muestran por ejemplo las medidas de los módulos de descenso Viking (*Seiff y Kirk, 1977*). Esto se muestra en la figura 2.31, partiendo de un perfil isoterma a 250 K en el que se han introducido variaciones ondulatorias de la temperatura cuya amplitud crece exponencialmente con la altura. Vemos que en las capas altas el perfil se suaviza muy rápidamente, como ya sabemos, y en apenas 15 minutos han desaparecido las oscilaciones por encima de unos 180 km, y en 2 horas por encima de 150 km. En alturas inferiores, como en todos los casos anteriores, la respuesta es más lenta, permaneciendo el perfil oscilatorio al final de la simulación por debajo de unos 130 km. Esto muestra que si se encuentran oscilaciones térmicas en las capas altas de la termosfera, los procesos que las causan deben tener tiempos de vida característicos del orden de unos pocos minutos, ya que si no la conducción térmica anularía las oscilaciones.

A modo de resumen de esta sección, podemos concluir que el conjunto de experimentos numéricos realizados ilustran la naturaleza de este mecanismo de conducción térmica, y muestran de modo cuantitativo su eficacia a distintas alturas de la atmósfera marciana y su impacto sobre la estructura térmica de la termosfera. Asimismo, la estabilidad y comportamiento de las soluciones numéricas observadas nos confieren confianza sobre la implementación realizada en el modelo 1-D.

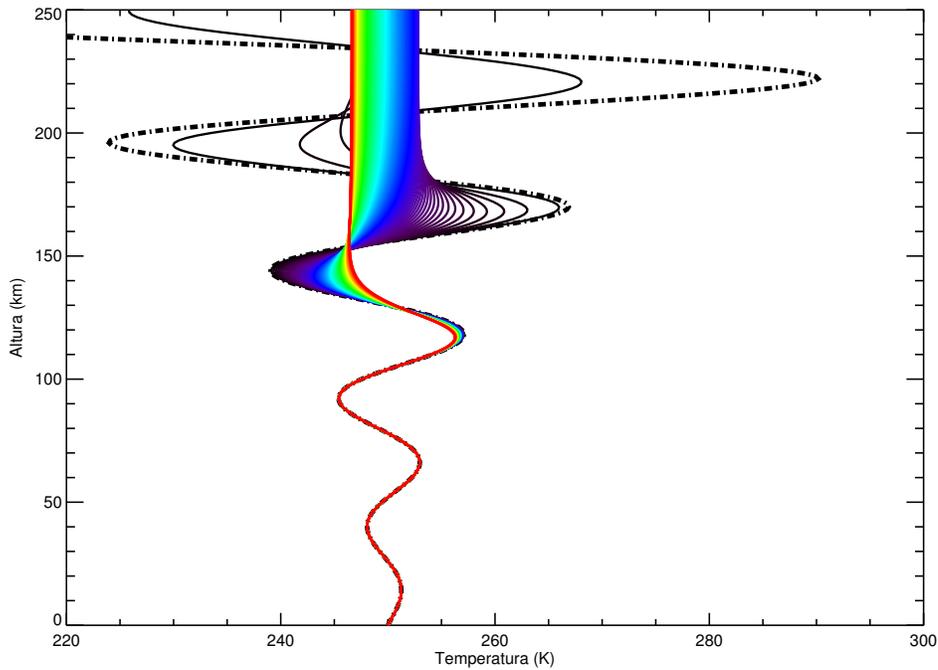


Fig. 2.31 Evolución de la temperatura al actuar la conducción térmica partiendo de un perfil térmico ondulatorio. Cada línea se dibuja tras 5 minutos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la temperatura tras 8 horas de evolución

### 2.5.2 Comparación con el esquema del EMGCM

En paralelo al trabajo que acabamos de describir, en el LMD se desarrolló un código de conducción diferente. Básicamente, se resuelve la misma ecuación que en el modelo 1-D, es decir, la ecuación 2.10, y se implementó sobre la versión 1-D del LMD-GCM. Una descripción breve puede verse en *Angelats i Coll y col.* (2005). Para la validación del correcto comportamiento de ambos módulos, se compararon sus resultados. No es directo comparar un esquema 1-D con un MCG (aún en su versión 1-D). La mayor dificultad fue introducir simplificaciones en el modelo tridimensional para asegurarse de que ambos modelos tratan de la misma forma algunos aspectos, especialmente la rejilla vertical. En particular, hubo que cambiar la descripción que el EMGCM hace de la variación con la altura de las diversas magnitudes, haciendo que utilizara capas con altura constante en lugar de las usuales capas de presión constante. De esta manera se impedía que la variación de la altura de las capas de presión constante al cambiar la temperatura y, por tanto, la densidad, afectara a los resultados. Además, claro, fijamos para ambos modelos los mismos valores para el coeficiente de conducción térmica y la capacidad calorífica  $c_p$ .

Una vez realizadas estas modificaciones, se consiguió un excelente acuerdo entre ambos modelos, como puede comprobarse en la figura 2.32, en la cual se representa la evolución temporal de la temperatura dada por el modelo 1-D (líneas de trazos) y la versión 1-D del EMGCM (líneas sólidas) a partir de un cierto perfil inicial (línea negra de trazos y puntos).

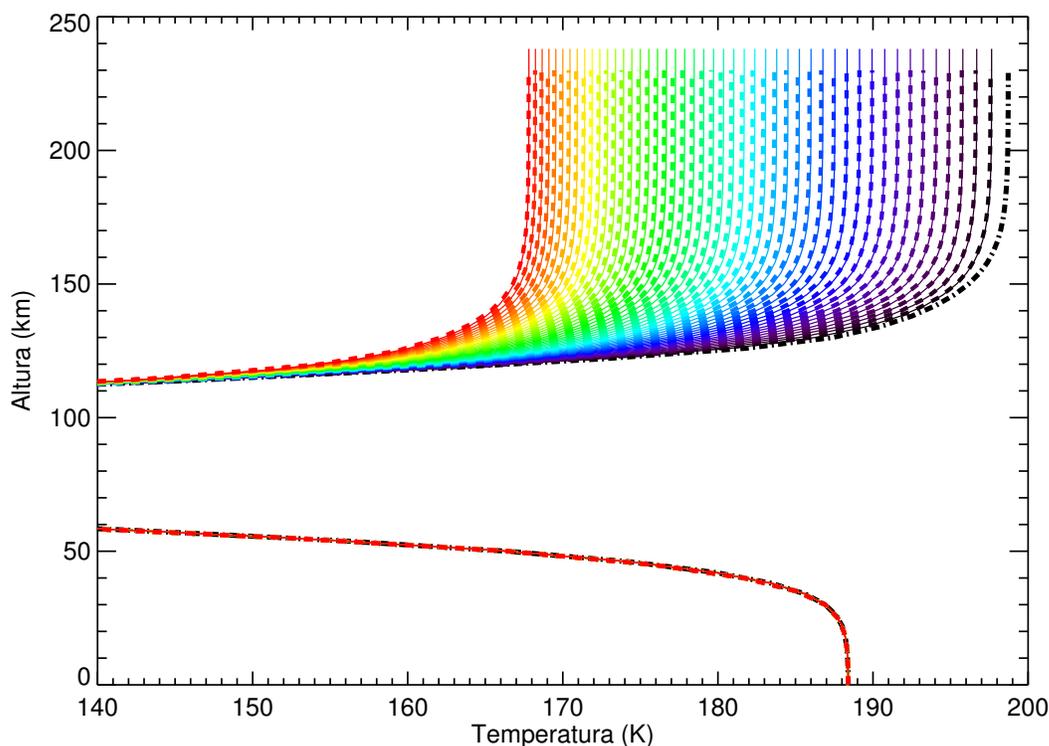


Fig. 2.32 Evolución cada 30 minutos de la temperatura, a partir del perfil térmico inicial (línea negra de trazos y puntos) dada por el modelo 1-D (líneas discontinuas) y por la versión 1-D del EMGCM (líneas sólidas)

Cada línea representa la temperatura tras media hora de evolución, de forma que la línea roja es la temperatura obtenida tras 24 horas. Podemos comprobar que el acuerdo en cada paso temporal es muy bueno, y tras 24 horas el perfil de temperatura predicho por ambos es exactamente el mismo. Este resultado confirma y valida el buen comportamiento del módulo para la conducción térmica implementado en el modelo 1-D y en el EMGCM.

## 2.6 Difusión molecular

### 2.6.1 Introducción

Una atmósfera tiene dos mecanismos básicos para transporte de especies químicas: los vientos y la difusión (*Brasseur y Solomon, 1986*). En un modelo 1-D como es el que estamos tratando en esta sección, el único transporte de materia que se puede tener en cuenta es el que se realiza en la dirección vertical. Al no poder tener en cuenta los vientos verticales producidos por la circulación atmosférica, el único mecanismo que en un modelo 1-D se puede considerar para el transporte de compuestos es la difusión. La difusión que se produce en una atmósfera tiene su origen en los movimientos individuales y caóticos de átomos y moléculas (*Brasseur y Solomon, 1986*), y tiende a transportar las partículas de las regiones de mayor densidad (donde hay más

colisiones) a las de menor densidad. También puede producirse difusión por gradientes de temperatura, es la difusión molecular térmica, que en este trabajo ignoramos. Suele ser considerado en modelos termosféricos terrestres, donde pueden alcanzarse gradientes de temperatura muy elevados, pero en el caso de Marte las temperaturas exosféricas nunca son tan elevadas y la mayoría de los modelos anteriores no lo consideran (*Nair y col.*, 1994). La difusión aumenta su importancia en la alta atmósfera, al decrecer la densidad y por tanto la posibilidad de colisiones con otras partículas, que frenan este movimiento caótico. El resultado final de una atmósfera dominada completamente por la difusión molecular sería que cada compuesto, partiendo de su razón de mezcla en la capa más cercana a la superficie, disminuiría su concentración con la altura siguiendo su escala de altura particular. A esta situación se le llama de equilibrio difusivo (*Houghton*, 1979).

### 2.6.2 Implementación en el modelo 1-D

Supongamos un gas que se difunde a través de un gas de fondo mayoritario y estático. La ecuación diferencial que gobierna este proceso físico puede deducirse a través de la mecánica estadística y es (ver *Chapman y Cowling*, 1970 y *Battaner*, 1996):

$$\frac{\partial n^i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D^i \frac{\partial n^i}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \frac{D^i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{D^i}{H^i} \right) n^i \right] \quad (2.13)$$

donde  $n^i$  es la concentración del compuesto  $i$ , en  $[\text{cm}^{-3}]$ , en un punto dado a altura  $z$ ,  $D^i$  es el coeficiente de difusión molecular del compuesto  $i$  a través del gas mayoritario de fondo, en  $[\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}]$  y  $H^i$  es su escala de altura, que viene dada por  $H^i = kT/m_i g$ , con  $k$  la constante de los gases,  $m_i$  la masa molecular del compuesto en cuestión y  $g$  la aceleración de la gravedad a la altura de interés. A veces la expresión 2.13 se relaciona con un flujo difusivo  $\phi_i$ ,  $\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial z}$ , lo que sirve para definir éste:

$$\phi_i = -D_i n_i \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) \quad (2.14)$$

y definiendo la escala de altura de densidad,  $\frac{1}{H_i^*} = \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z}$ , cuyo valor en la situación de equilibrio viene dado por  $\frac{1}{H_i^*_{EH}} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i}$ , podemos expresar:

$$\phi_i = -D_i n_i \left( \frac{1}{H_i^*_{EH}} - \frac{1}{H_i^*} \right) \quad (2.15)$$

Esta expresión nos permite visualizar que la difusión produce un flujo que sólo será nulo en equilibrio difusivo y es mayor cuanto más alejada del equilibrio esté la escala de altura de densidad. Utilizaremos este parámetro más adelante. Asimismo, se puede definir un tiempo característico de la densidad:

$$\frac{1}{\tau_{DM,i}} = \frac{D_i}{H_i^*} \left| \frac{1}{H_i^*_{EH}} - \frac{1}{H_i^*} \right| \quad (2.16)$$

Utilizaremos ambos parámetros, flujo y tiempo difusivo, más adelante.

Este esquema es válido sólo, como hemos dicho anteriormente, cuando el compuesto  $i$  es un compuesto minoritario que se difunde a través de un gas de fondo (difusión monocomponente). Ésta es una buena aproximación para una atmósfera dominada completamente por un compuesto, con contribuciones muy pequeñas de los demás. Pero en el caso más realista en el que varias especies tienen una contribución apreciable a la composición atmosférica (como ocurre en la alta atmósfera de Marte, donde  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}$ , y en las capas más altas especies más ligeras como  $\text{H}$  y  $\text{H}_2$ , tienen una importancia similar) hay que considerar difusión multicomponente (para una descripción exacta de este proceso, ver *Dickinson y Ridley, 1972; Dickinson y col., 1984*; o *Vlasov y Davydov, 1982*). En nuestro modelo, seguiremos el tratamiento aproximado expuesto en *Wilson y Atreya, (2004)*, basado en el trabajo de *Wilke, (1950)*, según el cual la difusión de un gas a través de la mezcla multicomponente de los  $N - 1$  gases restantes puede describirse mediante una ecuación como la anterior, pero con un coeficiente de difusión dado por:

$$D_i = \frac{1 - \chi_i}{\sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{\chi_j}{D_{ij}}} \quad (2.17)$$

donde  $\chi_i$  es la razón de mezcla del gas  $i$  en cuestión y  $D_{ij}$  el coeficiente de difusión binario del compuesto  $i$  a través del  $j$ . Estos coeficientes no se conocen experimentalmente para todos los pares  $i, j$  necesarios en el modelo, pero suelen ser de la forma funcional  $D_{ij} = AT^s/n$ , donde  $A$  y  $s$  son coeficientes numéricos,  $T$  es la temperatura y  $n$  es la densidad numérica. El valor de  $A \cdot T^s$  suele aproximarse, en la teoría cinética de los gases, y para difusión monocomponente de una especie minoritaria, por unas expresiones bajo la aproximación de "colisión entre esferas duras", en las que la difusión es inversamente proporcional a las secciones eficaces de colisión de las moléculas participantes (es decir, mayor para gases ligeros), proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura, y proporcional también a la raíz cuadrada de la masa reducida de la mezcla, por lo que también es mayor para gases ligeros (*Chapman y Cowling, 1970*). Otra aproximación es utilizar valores de difusión del hidrógeno en diversos gases, un caso suficientemente documentado experimentalmente, y aprovechar la relación usual  $D_{ij} = D_{ji}$ . En esto se basa el método descrito en *Nair y col. (1994)*, que consiste en multiplicar el coeficiente de difusión de la especie en cuestión en hidrógeno molecular por la raíz cuadrada del cociente de masas moleculares del gas de fondo y el hidrógeno:  $D_{ij} = \sqrt{m_{\text{H}_2}/m_j} \cdot D_{i\text{H}_2}$ . Los valores de  $D_{i\text{H}_2}$  los toman de *Mason y Marrero (1970)*. Nosotros seguimos también esta aproximación. Los valores del coeficiente  $A$  para los coeficientes de difusión de las distintas especies con  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}({}^3P)$  pueden verse en la tabla 2.2. Los coeficientes de difusión en otros compuestos que no sean  $\text{H}_2$ , oxígeno atómico o  $\text{CO}_2$  van a ser de escasa importancia, al estar pesados en la ecuación 2.17 por sus abundancias relativas. Podemos comprobar que los compuestos más ligeros son efectivamente los que más rápido se difunden, como predice la teoría antes mencionada. Para todos los coeficientes de difusión usados en este modelo  $s = 0.75$ .

	CO <sub>2</sub>	O( <sup>3</sup> P)	O <sub>2</sub>	CO	H	OH	HO <sub>2</sub>
CO <sub>2</sub>	-	7.70·10 <sup>16</sup>	5.87·10 <sup>16</sup>	5.48·10 <sup>16</sup>	3.07·10 <sup>17</sup>	7.45·10 <sup>16</sup>	5.34·10 <sup>16</sup>
O( <sup>3</sup> P)	7.70·10 <sup>16</sup>	-	9.73·10 <sup>16</sup>	9.09·10 <sup>16</sup>	4.5·10 <sup>17</sup>	1.09·10 <sup>17</sup>	7.84·10 <sup>16</sup>
	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>	O(1D)	
CO <sub>2</sub>	2.17·10 <sup>17</sup>	7.24·10 <sup>16</sup>	5.27·10 <sup>16</sup>	5.67·10 <sup>16</sup>	4.43·10 <sup>16</sup>	7.70·10 <sup>16</sup>	
O( <sup>3</sup> P)	3.18·10 <sup>17</sup>	1.06·10 <sup>17</sup>	7.72·10 <sup>16</sup>	9.41·10 <sup>16</sup>	6.5·10 <sup>16</sup>	1.13·10 <sup>17</sup>	

Tabla 2.2 Valores utilizados en el modelo para el coeficiente numérico  $A$  del coeficiente de difusión (ver texto) de los distintos compuestos con CO<sub>2</sub> y oxígeno atómico O(<sup>3</sup>P)

Desarrollando y reagrupando términos:

$$\frac{\partial n^i}{\partial t} = D^i \frac{\partial^2 n^i}{\partial z^2} + \left( \frac{\partial D^i}{\partial z} + \frac{D^i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{D^i}{H^i} \right) \frac{\partial n^i}{\partial z} + \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{D^i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{D^i}{H^i} \right) \right] n^i \quad (2.18)$$

que es una ecuación de la forma A.7 con coeficientes:

$$\begin{aligned} A &= D^i \\ B &= \frac{\partial D^i}{\partial z} + \frac{D^i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{D^i}{H^i} \\ C &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{D^i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{D^i}{H^i} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Vemos que la eficacia de este proceso depende de la concentración y su gradiente, de los gradientes de temperatura, del valor del coeficiente de difusión  $D_i$  y su gradiente vertical, y de la escala de altura de equilibrio  $H_i$ .

Para evitar problemas de estabilidad que limiten excesivamente el paso temporal que se puede usar para la simulación, discretizamos siguiendo un método implícito de diferencias finitas (ver apéndice A), con lo cual la ecuación diferencial se transforma en una ecuación en diferencias finitas de la forma A.10 con coeficientes:

$$\begin{aligned} \alpha &= -A \frac{k}{h^2} - B \frac{k}{2h} \\ \beta &= 1 + 2A \frac{k}{h^2} + Ck \\ \gamma &= B \frac{k}{2h} - A \frac{k}{h^2} \\ \delta &= n_{z,t} \end{aligned} \quad (2.20)$$

que de nuevo es un sistema tridiagonal de ecuaciones.

El esquema de flujo computacional que se sigue en el modelo es, por tanto, similar al de la conducción térmica:

- (1) En primer lugar se calculan, a cada altura, los coeficientes de difusión molecular de cada uno de los compuestos, siguiendo la expresión 2.17. Estos coeficientes son función de la temperatura y la densidad, por lo que deben ser calculados para cada altura y actualizados en cada paso del modelo.

- (2) A continuación se calculan los coeficientes  $A, B$  y  $C$  dados por 2.19. Para ello, debemos obviamente utilizar de nuevo el método de diferencias finitas para discretizar las derivadas.
- (3) Y entonces calculamos los coeficientes  $\alpha, \beta, \delta$  y  $\gamma$  de la ecuación tridiagonal en diferencias finitas (2.20).

Para poder resolver el sistema tridiagonal es necesario previamente imponer condiciones de contorno. En el límite inferior la condición de contorno usual (*Dickinson y col.*, 1984) es que las concentraciones no cambien con el tiempo por difusión molecular, es decir:

$$n_{1,t+1} = n_{1,t}$$

Llevando esta condición a la ecuación es fácil ver que la condición de contorno inferior se traduce sobre los coeficientes de la ecuación en diferencias finitas en:

$$\begin{aligned}\alpha &= 0 \\ \beta &= 1 \\ \gamma &= 0 \\ \delta &= n_{i,t-1}\end{aligned}$$

Para el límite superior, la condición de contorno estándar (*Dickinson y col.*, 1984) es imponer equilibrio difusivo en la última capa,  $N$ , es decir, flujo difusivo neto nulo. Es interesante notar en este momento el sentido físico de esta condición de contorno. La expresión 2.14 nos dice que en situación estacionaria, el flujo difusivo será constante, es decir, la eliminación de los gradientes de densidad impondrá un cierto valor de éste, o si se desea, un cierto valor de la escala de altura  $H_i^*$  para el gas que se trate. El valor preciso de este gradiente es el que se determina con la condición de contorno, y la que aquí proponemos, flujo nulo, es la que fuerza que la solución sea precisamente la solución hidrostática. La concentración en la última capa, y ya que la atmósfera es normalmente isoterma esas alturas, vendrá dada simplemente por:

$$n_{N,t+1} = n_{N-1,t+1} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta z}{H_i}\right)$$

lo cual se traduce, en la ecuación en diferencias finitas, en:

$$\begin{aligned}\alpha &= 0 \\ \beta &= -1 \\ \gamma &= \exp\left(\frac{-\Delta z}{H_i}\right) \\ \delta &= 0\end{aligned}$$

Una vez fijadas las concentraciones en las capas inferior y superior, el modelo utiliza el método de resolución de ecuaciones tridiagonales de *Press y col.* (1992) para obtener las concentraciones en las demás capas.

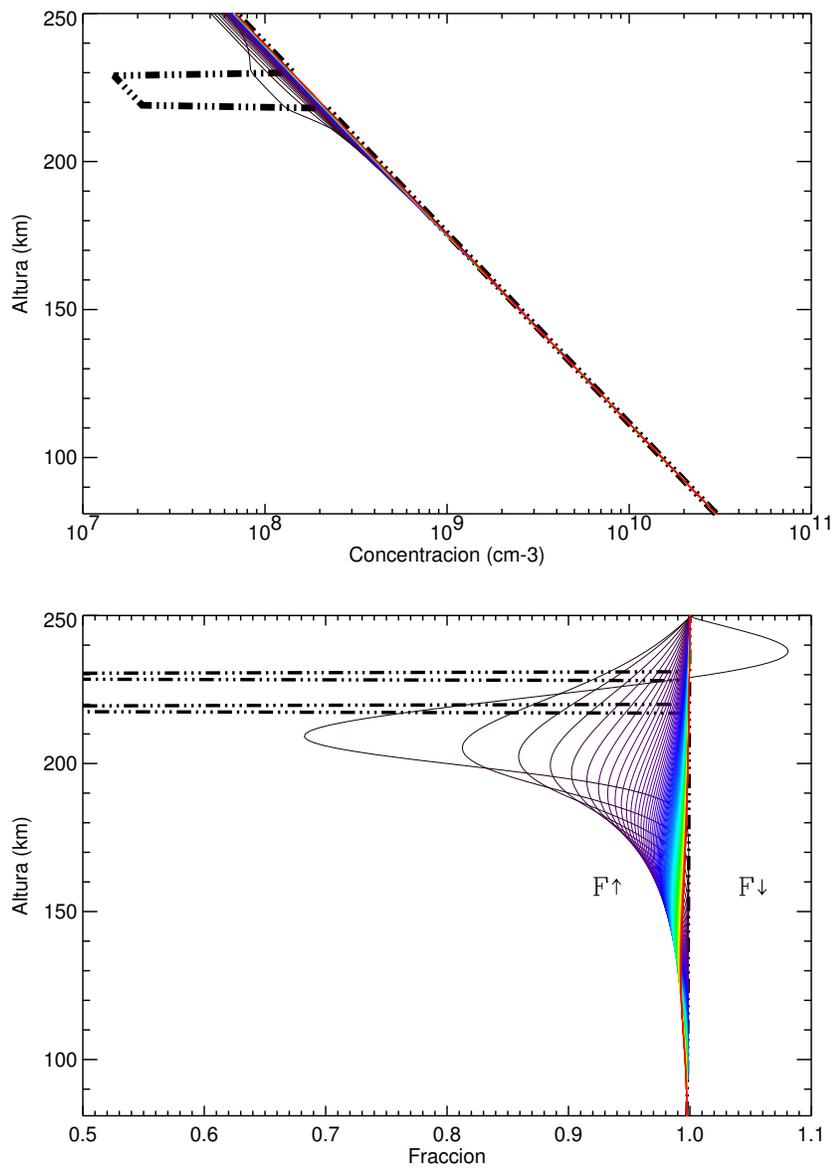


Fig. 2.33 Panel superior: evolución de la concentración de oxígeno atómico al actuar la difusión molecular partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación a 220 km. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión molecular. Cada línea se dibuja tras 72 segundos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la concentración de oxígeno atómico tras 2 horas y 24 minutos de evolución

### 2.6.3 Resultados

Se muestra a continuación una serie de resultados que pretenden ilustrar el comportamiento del modelo implementado para simular la difusión molecular. En todos los cálculos de esta sección, la difusión molecular es el único proceso considerado en el modelo 1-D.

En la figura 2.33 se muestra cómo actúa la difusión molecular cuando se introduce una

perturbación en una atmósfera inicial en equilibrio difusivo. En este caso, la densidad total se divide por 10 entre 220 y 230 km y se muestran los efectos sobre la concentración de oxígeno atómico. Las líneas negras de puntos y trazos representan la concentración inicial de oxígeno atómico (panel superior) y el cociente entre las escalas de altura real y de equilibrio tras el primer paso (panel inferior), mientras que las líneas sólidas de color representan la evolución temporal de estas cantidades; los colores violetas representan la situación en los primeros pasos y los rojos la situación final. El cociente entre la escala de altura real y la de equilibrio nos indicará, como explicamos anteriormente, la magnitud del alejamiento del equilibrio difusivo y su evolución temporal. Al actuar la difusión molecular la perturbación introducida inicialmente se reparte progresivamente entre las capas adyacentes, suavizándose el pico de la perturbación con el tiempo. La propagación de la perturbación es ligeramente asimétrica, favoreciéndose la propagación hacia las capas inferiores, debido a que los coeficientes de difusión son mayores en las capas más bajas. Es decir, el equilibrio difusivo es restituido por flujos provenientes de las capas adyacentes, principalmente de las capas inferiores. Toda una región amplia se ve finalmente afectada. El panel inferior, en el que se muestra el cociente entre la escala de altura real y la de equilibrio, permite comprobar cómo la perturbación, introducida inicialmente en las capas más altas, llega a afectar a la escala de altura de capas situadas en alturas muy inferiores, hasta unos 100 km sobre la superficie. Como vemos, la escala de altura del oxígeno atómico es mayor que la de equilibrio por encima de la región perturbada, y es menor por debajo. Según la definición del flujo difusivo, eso indica un flujo negativo (hacia abajo) por encima de 220 km y positivo (hacia arriba) por debajo en el primer paso temporal; ambos en la dirección de restituir el déficit de densidad introducido. Nótese que la perturbación introducida a 220 km supone una variación de densidad muy pequeña comparada con la densidad ambiente que hay a unos 100 km, por lo que el efecto sobre la concentración a estas alturas es muy pequeño. La disipación de la perturbación es muy rápida, de modo que tras los primeros minutos la escala de altura en las capas superiores vuelve a ser la de equilibrio; casi todo el flujo generado proviene de las capas inferiores. Al final de la simulación, tras casi dos horas y media de evolución, la perturbación ha desaparecido casi totalmente, dejándose notar solamente en una ligera desviación de la escala de altura de equilibrio alrededor de 120 km. Es decir, la materia necesaria se ha extraído finalmente de capas mucho más bajas, donde la perturbación es de muy escasa relevancia. Los resultados para otros compuestos son similares, variando solamente la velocidad a que la propagación se suaviza, debido a los diferentes valores de los coeficientes de difusión.

Debido a la dependencia inversa con la densidad de los coeficientes de difusión molecular, es predecible que las perturbaciones introducidas en capas a menores alturas tarden más en disiparse. Esto se puede comprobar en la figura 2.34, donde se muestra la evolución de la concentración de oxígeno atómico al dividir entre 10 la densidad de una atmósfera inicial en equilibrio difusivo, en la capa 150-160 km. Vemos que el comportamiento es completamente similar al del caso anterior, con la perturbación propagándose y afectando a las capas adyacentes, a la vez que se disipa a la altura en la que se introdujo inicialmente. Sólo que en este

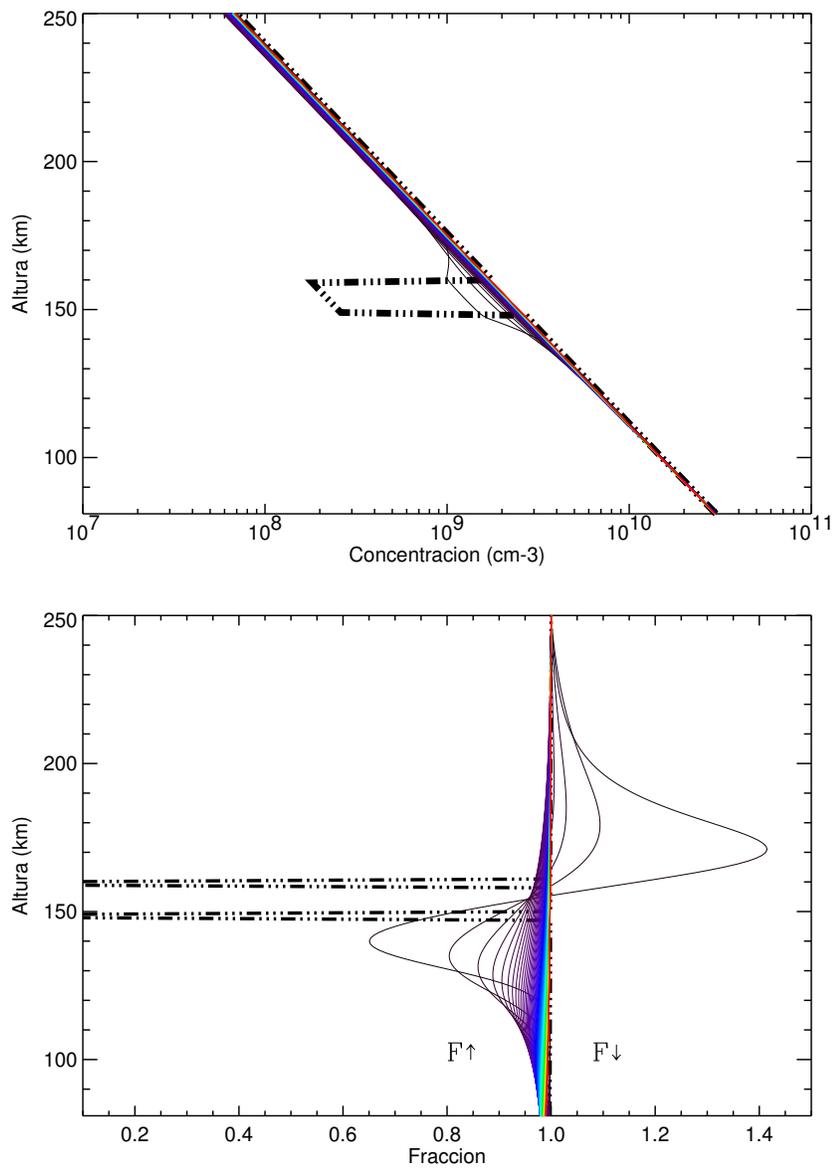


Fig. 2.34 Panel superior: evolución de la concentración de oxígeno atómico al actuar la difusión molecular partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación a 150 km. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión molecular. Cada línea se dibuja tras 12 minutos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la concentración de oxígeno atómico tras 24 horas de evolución

caso es necesario que el modelo evolucione durante un tiempo 10 veces superior para restaurar la situación de equilibrio. En este caso se necesitan casi 24 horas, frente a las 2 horas necesarias a 220 km. Si consideramos como tiempo de vida característico de la difusión turbulenta al tiempo en que la perturbación se reduce aproximadamente en un factor 2, vemos que es de unos pocos segundos cuando la perturbación se introduce entre 220 y 230 km y de unos cientos

de segundos al introducirla entre 150 y 160 km. Este tiempo de vida coincide aproximadamente con el obtenido a partir de la expresión 2.16. Nótese también los flujos ascendentes y descendentes que se generan durante los primeros instantes, y los flujos positivos a todas las alturas que se producen posteriormente.

Esto último muestra un aspecto interesante de la difusión como mecanismo de transporte de masa. Tras introducir una perturbación, que varía la columna total del compuesto, se está recuperando la situación inicial de equilibrio, eliminándose la perturbación. Como por la condición de contorno inicial la concentración en la capa inferior de la atmósfera, en la superficie del planeta, es fija, si se deja actuar la difusión molecular un tiempo suficientemente largo se va a alcanzar una situación de equilibrio que sólo dependerá de las concentraciones fijadas en esa primera capa (si la estructura térmica no se modifica). Cualquiera que fuese la situación inicial, la columna total del compuesto a la que se tiende sólo viene dictada por la ecuación hidrostática o de equilibrio difusivo a partir de la superficie y acorde al perfil térmico que se haya considerado. La capa inferior actúa como fuente (o sumidero) inagotable de materia. En la práctica, dada la fuerte dependencia de los coeficientes de difusión con la densidad, y la fuerte variación de ésta con la altura, el efecto de procesos de difusión molecular en capas inferiores es muy pequeño. El suministro de masa provendrá de una región inferior suficientemente amplia, y tendrá un escaso impacto sobre el valor de la masa de dicha región fuente. Este fuerte gradiente de densidades de una atmósfera justifica la idoneidad de la condición de contorno inferior utilizada, por un lado, y por otro, hace que el impacto real de los procesos de difusión en la alta atmósfera sea normalmente muy pequeño sobre la columna total del compuesto. Respecto a la condición de contorno superior, el gradiente constante e igual al de equilibrio difusivo, implica un flujo neto de materia nulo. Las perturbaciones introducidas en los ejemplos anteriores a ciertas alturas, y que se propagan hacia las capas más altas del modelo, implican por tanto un flujo neto de material que escapa del modelo. Este flujo puede tener importancia para procesos de escape y podría evaluarse en cada paso temporal con este modelo, aunque éste no es el objeto de este estudio en este momento. Pero hagamos notar que ambas condiciones de contorno combinadas implican un ajuste de la atmósfera baja a las variaciones de densidad de la alta atmósfera y el escape de materia que dichas perturbaciones implican. En el caso de un compuesto mayoritario en la atmósfera marciana, como el dióxido de carbono, que además posee una masa molecular considerable, el escape posible es pequeño y el almacén es muy elevado para que esto represente pérdidas notorias en el modelo. Pero en el caso de compuestos minoritarios, con posibles fuentes importantes en la alta atmósfera, la implementación de la difusión molecular inmediatamente supone un mecanismo de escape de materia hacia el espacio exterior, que provendrá en última instancia de la atmósfera baja, mas concretamente de una región amplia en el intervalo de alturas donde la difusión deja de ser efectiva. No siendo el objeto de este trabajo, la presente implementación de la difusión molecular permitirá abordar en el futuro los mecanismos de escape de tales compuestos minoritarios.

Las perturbaciones introducidas hasta ahora se limitaban a regiones de un espesor de 10 km. Las figuras 2.35 y 2.36 muestran lo que ocurre cuando se introduce una perturbación que

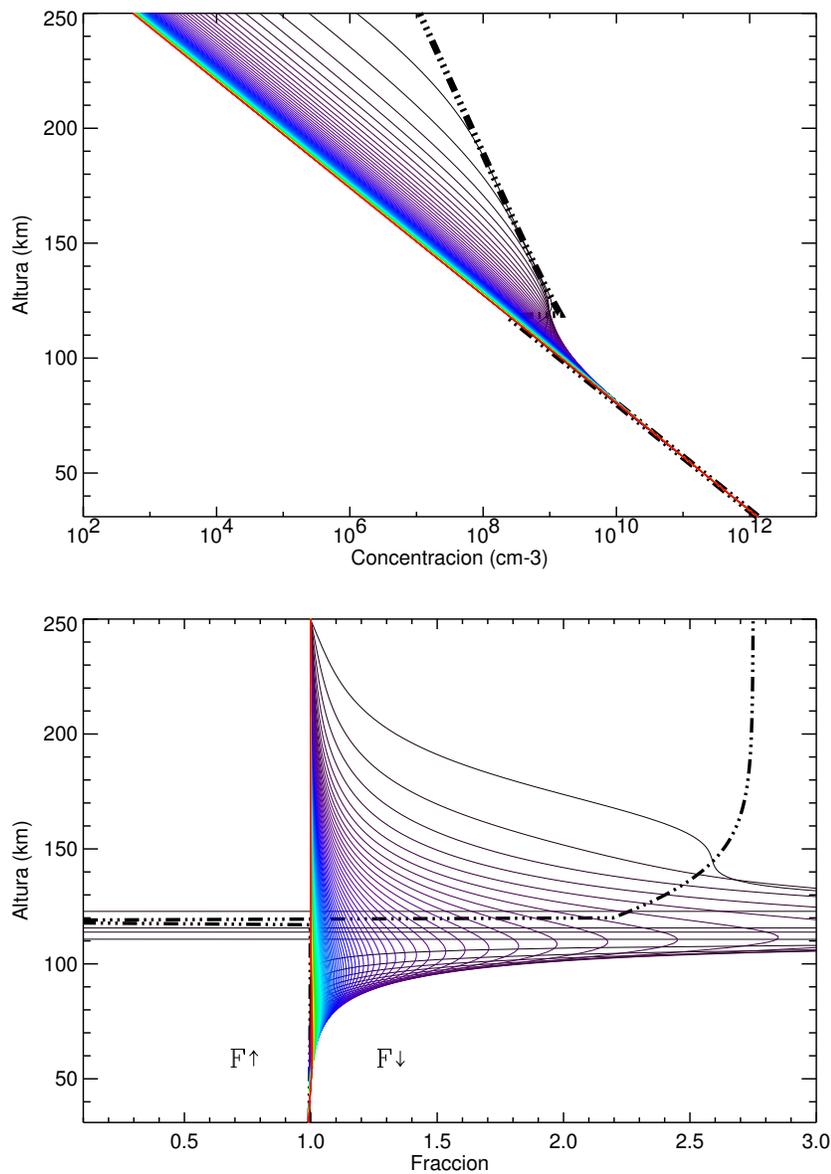


Fig. 2.35 Panel superior: evolución de la concentración de CO<sub>2</sub> al actuar la difusión molecular partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación por encima de 120 km. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión molecular. Un valor de este cociente mayor que 1 implica flujo negativo. Cada línea se dibuja tras 12 minutos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la concentración de CO<sub>2</sub> tras 24 horas de evolución.. Ver texto para más detalles

afecta a gran parte de la alta atmósfera. En este caso, a la densidad de oxígeno atómico por encima de 120 km se le resta un 20% que se le da a la concentración de CO<sub>2</sub>. Esta perturbación es más realista que las anteriores, ya que casos como éste pueden darse debido a la fotoquímica: un compuesto se fotodisocia por encima de una cierta altura, produciendo otros compuestos nuevos. Para el caso del CO<sub>2</sub> (figura 2.35) la escala de altura inicial presenta un escalón en 120

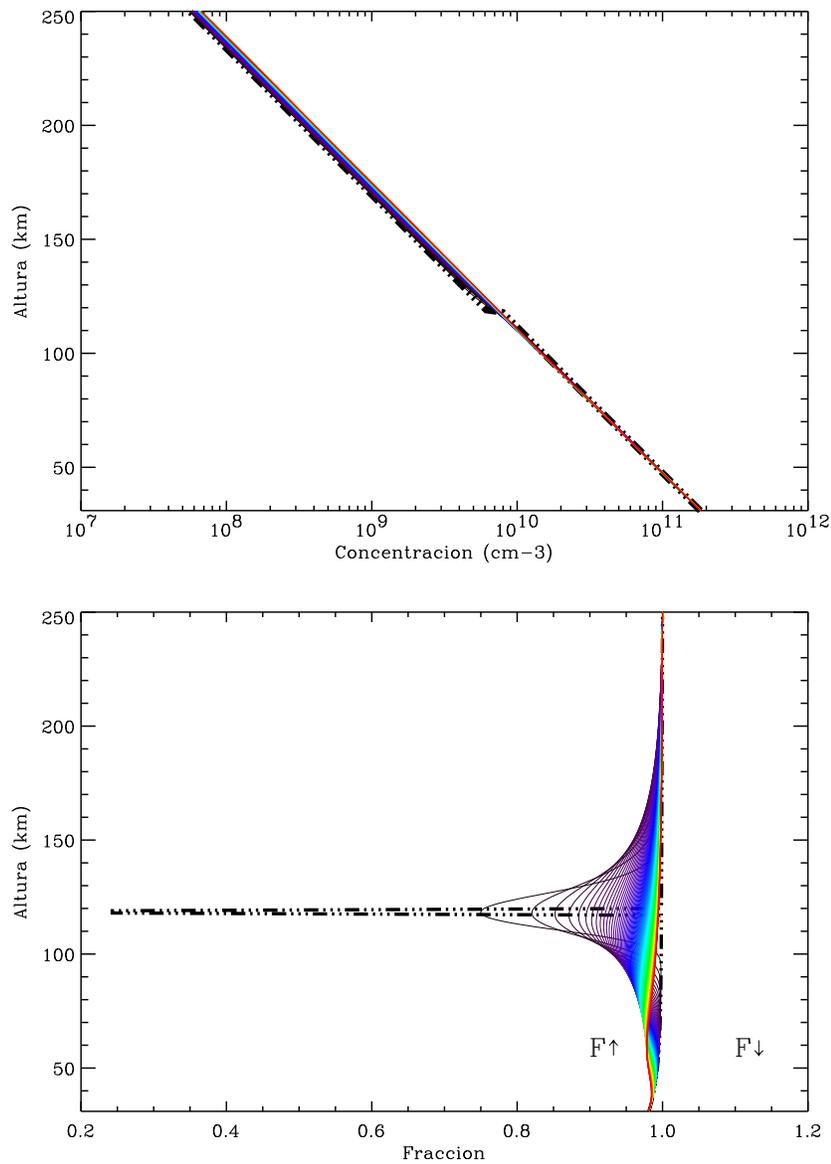


Fig. 2.36 Similar a la figura 2.35, pero para oxígeno atómico. Ver texto para más detalles

km, estando por encima bastante alejada de la escala de altura de equilibrio. Al dejar actuar la difusión, el escalón se suaviza, extendiéndose la perturbación hacia capas inferiores. Los flujos son negativos (hacia abajo) en todas las alturas. Poco a poco se recupera la escala de altura de equilibrio en todas las capas, y tras 24 horas la recuperación es casi completa. Para el oxígeno atómico, la perturbación introducida no supone un alejamiento tan importante de la escala de altura de equilibrio. La perturbación se suaviza pronto, extendiéndose a las capas adyacentes. A todas las alturas el flujo es positivo (hacia arriba). Al final de la simulación, la perturbación, muy suavizada, persiste sólo en capas inferiores, alrededor de unos 50 km de altura, donde la

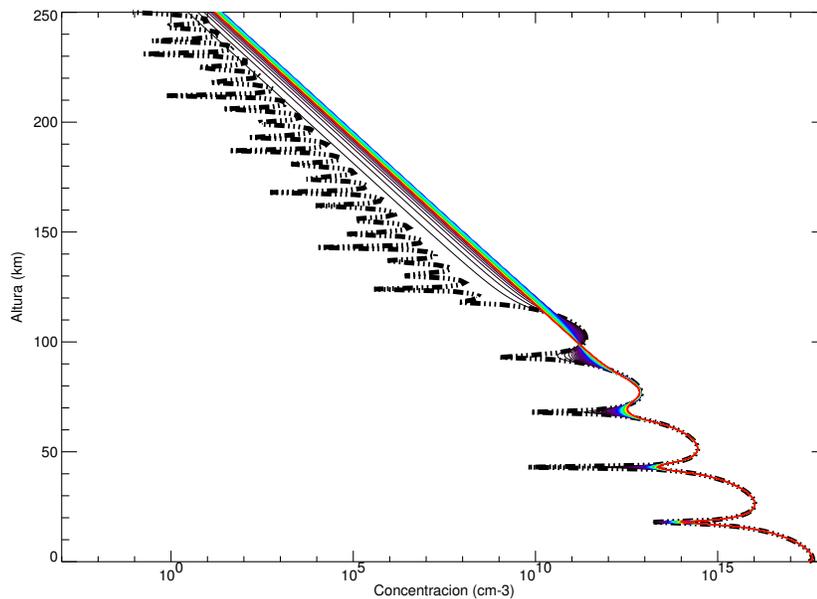


Fig. 2.37 Panel superior: evolución de la concentración de  $\text{CO}_2$  al actuar la difusión molecular partiendo de un perfil ondulatorio. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión molecular. Cada línea se dibuja tras 12 minutos de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la concentración de  $\text{CO}_2$  tras 24 horas de evolución

difusión molecular es menos eficiente. Este resultado indica que la difusión molecular a alturas de 150 km es suficientemente eficaz como para compensar durante el transcurso de una noche gradientes de concentración como los producidos por fotólisis durante el día.

Los ejemplos anteriores muestran cómo actúa la difusión molecular a distintas alturas cuando se introducen perturbaciones a una atmósfera inicialmente en equilibrio. Sin embargo, raras veces una atmósfera real va a presentar una situación similar. El impacto de otros procesos, como la fotoquímica o la propagación de ondas desde la baja atmósfera pueden hacer que la situación esté bastante alejada de la de equilibrio difusivo para algunos compuestos. En la figura 2.37 se muestra un caso extremo, en que toda la atmósfera inicial está afectada por unas ondulaciones arbitrarias. Éste no pretende ser un caso realista, pero permitirá ver cómo se comporta la difusión molecular en casos extremos. Y el resultado permite comprobar una vez más que la difusión molecular es muy eficiente en las capas altas, eliminando las ondulaciones incluso en el primer paso temporal de este ejemplo, tras unos pocos minutos de evolución. Esto indica que las perturbaciones en densidad que se propaguen desde la baja atmósfera, al llegar a la alta mesosfera y baja termosfera de Marte se verán rápidamente amortiguadas por el efecto de la difusión molecular. Efecto adicional al ya encontrado anteriormente sobre las perturbaciones de temperatura, fuertemente eliminadas por la conducción molecular en la termosfera marciana. Al ir descendiendo, la eficacia de la difusión disminuye, como se comentó anteriormente, y la difusión requiere más tiempo para suavizar las ondulaciones. Así, por debajo de unos 100 km la concentración de  $\text{CO}_2$  apenas se ve afectada por la difusión, permaneciendo las ondas

atmosféricas incluso después de 24 horas de evolución.

Podemos concluir que los experimentos numéricos realizados nos han permitido confirmar que la resolución numérica es estable, todo lo cual nos da confianza en la solidez de la implementación de este proceso de transporte en el modelo 1-D. Asimismo nos dan una visión detallada del comportamiento de la difusión molecular en la atmósfera de Marte a distintas alturas, y para distintos compuestos. Dicho comportamiento es consistente con la física del proceso y con las condiciones de contorno y aproximaciones introducidas.

#### 2.6.4 Comparación con el esquema del EMGCM

En paralelo al desarrollo del modelo de difusión que acabamos de describir, también en el LMD se ha aplicado de manera independiente un método para incorporar este proceso en el MTGCM. La descripción de esta rutina puede encontrarse en *Angelats i Coll y col.* (2005). Básicamente, se difunden todas las especies simultáneamente haciendo uso de una teoría exacta de la difusión molecular multicomponente (*Dickinson y Ridley, 1972; Dickinson y col., 1984; Vlasov y Davydov, 1982*). Ésta es una diferencia clara con nuestro esquema, que es esencialmente monocomponente, con una corrección para la mezcla de varios gases.

De modo similar al caso de la conducción térmica, hemos realizado un estudio comparativo de ambos métodos. Hay que destacar en primer lugar la dificultad inherente a la comparación de un esquema incluido en un modelo 1-D y otro que forma parte de un MCG. Aunque para esta comparación se utilizó una versión 1-D del EMGCM, en la que no se tienen en cuenta los intercambios horizontales de materia entre puntos adyacentes. Como en el caso de la conducción térmica, el diferente tratamiento de la variación vertical de los distintos parámetros, descrita por capas de altura constante en el modelo 1-D y por capas de presión constante en el EMGCM, supuso un desafío a la hora de comparar los resultados dados por ambos modelos.

Para simplificar el proceso, las comparaciones se hicieron sólo para dos compuestos: CO<sub>2</sub> y oxígeno atómico; es decir, se partió de atmósferas iniciales de referencia simplificadas en las que sólo estaban presentes estos compuestos, y sólo se consideraron las variaciones de densidad producidas por la difusión molecular a estos dos compuestos. Por supuesto, para estas pruebas el único proceso físico que se tiene en cuenta en ambos códigos es la difusión molecular; los efectos de todos los demás procesos sobre las concentraciones o las temperaturas no se tienen en cuenta. Los coeficientes  $D_{ij}$  utilizados en el esquema multicomponente del EMGCM se utilizaron en la expresión 2.17 para calcular las  $D_i$  del modelo monocomponente del 1-D.

La figura 2.38 muestra la evolución durante 15 días de la concentración de O(<sup>3</sup>P) (panel superior) y CO<sub>2</sub> (panel inferior), dada por el modelo 1-D (líneas de trazos) y por el EMGCM (líneas continuas), a partir de las concentraciones iniciales (línea negra). Podemos ver que ambos modelos predicen una evolución similar para las concentraciones de oxígeno atómico: la escala de altura que se alcanza en las alturas en que la difusión molecular es importante es idéntica, y la altura a que la difusión comienza a dominar también, de modo que la comparación es buena. Para el CO<sub>2</sub>, también la escala de altura a que se llega en la alta termosfera es similar, pero no

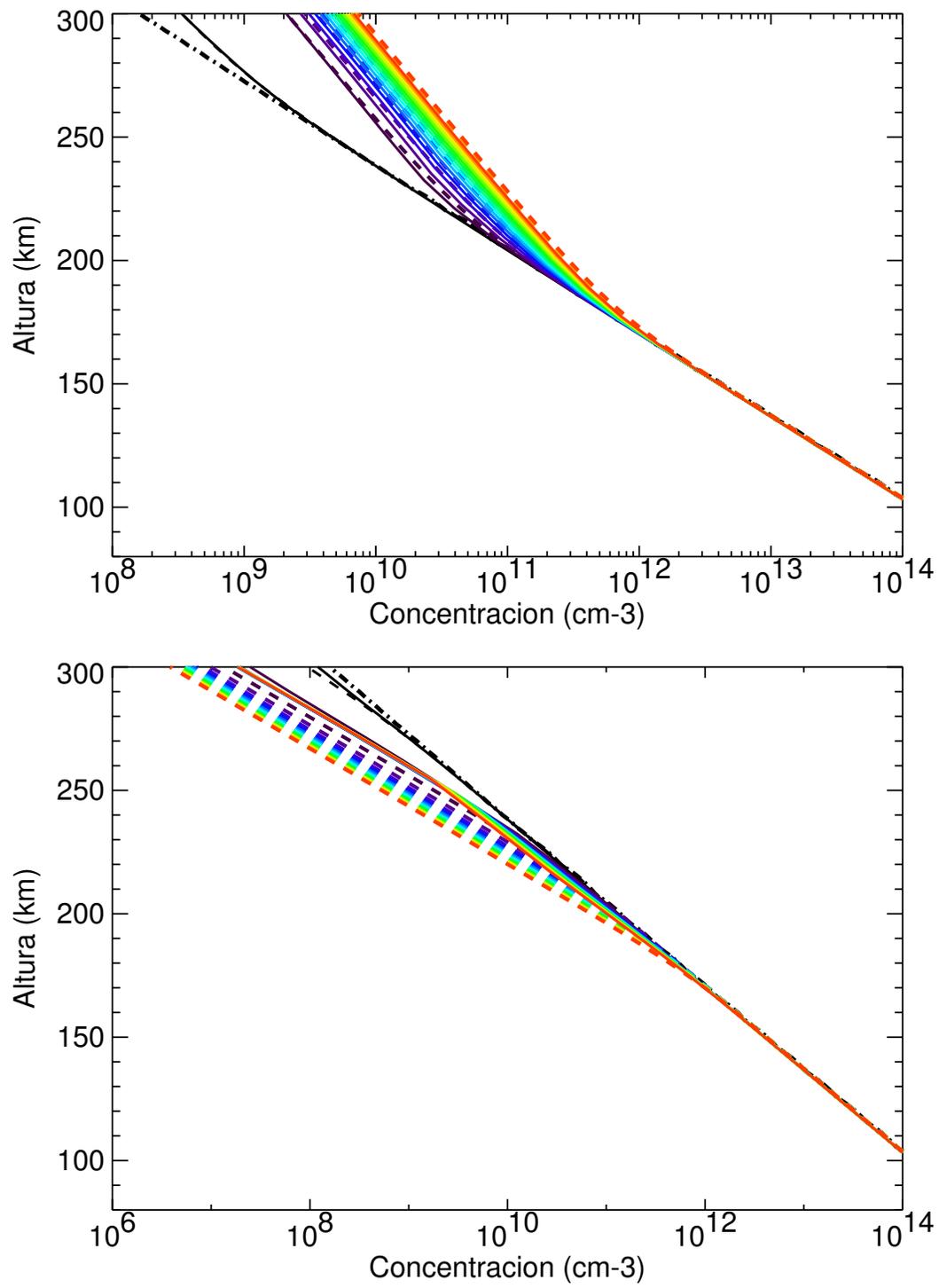


Fig. 2.38 Evolución durante 15 días de la concentración de O (panel superior) y  $\text{CO}_2$  (panel inferior) a partir de la concentración inicial (línea sólida) dada por el modelo 1-D (líneas de trazos) y por el EMGCM (líneas sólidas)

así en alturas inferiores; el esquema multicomponente del EMGCM parece producir una zona de transición entre la baja termosfera, no difundida, y la alta termosfera, que no está presente en el modelo monocomponente del 1-D.

Estas diferencias deben tener su origen en el distinto esquema utilizado en los dos modelos. En este momento se ha optado por implementar el método multicomponente en el modelo EMGCM. Las diferencias de concentración no son grandes a 200 km, límite usual de ambos modelos, pero deseamos revisar en el futuro el método implementado en el modelo 1-D.

## 2.7 Difusión turbulenta

### 2.7.1 Introducción

Como mencionamos anteriormente (sección 2.6), la difusión molecular tiene su origen en el movimiento caótico de las partículas individuales. En la baja atmósfera, sin embargo, los movimientos atmosféricos los realizan mayoritariamente no las partículas individuales sino las parcelas de aire (*Brasseur y Solomon, 1986*). Este movimiento, que puede ocurrir en multitud de escalas, tiende a producir un proceso de mezcla uniforme que se opone a la separación difusiva (*Rees, 1989*). Este efecto se suele representar formalmente como una mezcla turbulenta y se describe siguiendo un formalismo similar a la difusión molecular (*Brasseur y Solomon, 1986*):

$$\frac{\partial n^i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial n^i}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \frac{K}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{K}{H} \right) n^i \right] \quad (2.21)$$

donde  $n^i$  es la concentración del compuesto  $i$  y  $H = kT/Mg$  la escala de altura de toda la atmósfera mezclada, donde  $k$  es la constante de los gases,  $M$  la masa molecular atmosférica media y  $g$  la aceleración de la gravedad, y  $K$  es el coeficiente de difusión turbulenta, conceptualmente similar al de difusión molecular, y en unidades similares, [ $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ]. En los cálculos presentados aquí, utilizamos el valor  $K = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Hay que resaltar, en primer lugar, que este coeficiente no tiene un sentido físico claro, pues engloba diversos procesos que contribuyen de modos diferentes a la mezcla uniforme de los compuestos en una atmósfera (*McIntyre, 1989*). Estos, de los que un ejemplo típico son los vientos horizontales, no pueden incluirse en un modelo 1-D, y se parametrizan por tanto mediante este proceso. Por esta razón, en los modelos GCM el valor que se utiliza para el coeficiente de difusión turbulenta es bastante menor al que se usa en modelos 1-D, ya que los modelos GCM ya incluyen de forma explícita algunos de los procesos que contribuyen al mezclado, quedando relegado este mecanismo al conjunto formado por todos los “fenómenos de subescala”.

Determinar el valor más adecuado para este parámetro en una cierta atmósfera ha sido objeto de numerosos estudios, tanto teóricos como observacionales, entre ellos algunos realizados en el Departamento Sistema Solar del IAA. Entre los dedicados específicamente a la atmósfera de Marte podemos citar *Rodrigo y col. (1990b)* y *Bougher (1995)*. Estos estudios parecen arrojar un coeficiente en torno a  $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  en las capas bajas de la atmósfera y que varía (aumenta) con la altura en las capas superiores. Sin embargo, esta variación no está consensuada (*Nair y*

col., 1994). Por simplicidad, para las pruebas que presentamos aquí esta variación con la altura no ha sido considerada y utilizamos un valor constante de  $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . *Atreya y Gu* (1994) en cambio proponen un valor de  $1.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  para resolver el problema de la estabilidad, aunque sujeto a incertidumbres según el contenido de vapor de agua en la baja atmósfera. Es interesante mencionar que las recientes observaciones de un enriquecimiento de Argon en la atmósfera polar por parte del espectrómetro gamma GRS del Mars Odyssey están estimulando estimaciones de la mezcla horizontal y vertical en dichas regiones (*Sprague y col.*, 2006) que sugieren valores del coeficiente de mezcla algo inferiores en tales latitudes (*Hunten y col.*, 2006), pero están basadas en argumentos de escala muy generales, y deben considerarse con cautela.

### 2.7.2 Implementación

Reagrupando términos, la ecuación anterior puede escribirse:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = K \cdot \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + \left( \frac{\partial K}{\partial z} + \frac{K}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{K}{H} \right) \cdot \frac{\partial n_i}{\partial z} + \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{K}{H} \right) \right] \cdot n_i$$

que de nuevo es una ecuación de difusión de la forma (A.7), con coeficientes:

$$\begin{aligned} A &= K \\ B &= \frac{\partial K}{\partial z} + \frac{K}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{K}{H} \\ C &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{K}{H} \right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Al igual que en el caso anterior, discretizamos utilizando un método implícito, para evitar problemas de estabilidad. En este caso, la ecuación discretizada, de la forma dada por (A.10), tiene coeficientes dados por (A.11):

$$\begin{aligned} \alpha &= -A \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} - B \frac{\Delta t}{2\Delta z} \\ \beta &= 1 - C\Delta t + 2A \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \\ \gamma &= B \frac{\Delta t}{2\Delta z} - A \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \\ \delta &= n_{z,t} \end{aligned} \quad (2.23)$$

El esquema de flujo computacional es totalmente equivalente al de la difusión molecular. En primer lugar se calcula el coeficiente de difusión turbulenta, que en este caso es el mismo para todos los compuestos. A continuación, utilizando el método de las diferencias finitas para el cálculo de derivadas, se calculan los coeficientes  $A$ ,  $B$  y  $C$  de la ecuación de difusión turbulenta dados por (2.22). Esto permite el cálculo de los coeficientes  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  y  $\delta$  de la ecuación discretizada a partir de (2.23). De modo enteramente similar a la difusión molecular, podemos definir el flujo por difusión turbulenta de la especie  $i$ :

$$\phi_i = -Kn_i \left( \frac{1}{H^*_{EQ}} - \frac{1}{H^*_i} \right) \quad (2.24)$$

y un tiempo característico de la difusión:

$$\frac{1}{\tau_{DT,i}} = \frac{K}{H_i^*} \left| \frac{1}{H_i^*} - \frac{1}{H^*_{EQ}} \right| \quad (2.25)$$

Las condiciones de contorno que se imponen usualmente son las mismas que para la difusión molecular: equilibrio difusivo global (para la mezcla de compuestos) en la capa superior y cambios temporales nulos de concentración debidos a difusión turbulenta en la capa inferior del modelo. Estas condiciones imponen unos valores para los valores de los coeficientes de la ecuación discretizada en las capas extremas que son:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \beta &= 1 \\ \gamma &= 0 \\ \delta &= n_{i,t-1} \end{aligned}$$

para la capa inferior, y

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \beta &= -1 \\ \gamma &= \exp\left(\frac{-\Delta z}{H_i}\right) \\ \delta &= 0 \end{aligned}$$

para la superior.

Esta condición de contorno para la capa inferior parece adecuada para compuestos cuyo perfil de concentraciones esté dominado por la difusión turbulenta, por ejemplo, aquellos con un tiempo de vida fotoquímico grande cerca de la superficie ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,...), ya que no sufrirán alejamientos significativos del equilibrio por difusión turbulenta, y por tanto no es esperable que se produzcan cambios de concentración por este proceso en estas capas. Sin embargo, los compuestos con un tiempo de vida químico muy pequeño (por ejemplo  $\text{O}(^1D)$ ,  $\text{OH}$  y  $\text{HO}_2$ ) tendrán perfiles usualmente alejados del equilibrio, es decir, presentarán gradientes verticales distintos a los dictados por la difusión turbulenta, por lo que este proceso tenderá a cambiar su gradiente en estas capas inferiores. Esta condición de contorno inferior (a la cual llamaremos a partir de ahora condición de contorno inferior estándar, CCIE), parece adecuada cuando este proceso de difusión no modifica las concentraciones en las capas bajas de la atmósfera. Por ello, pensando en los compuestos minoritarios de rápida evolución química, se decidió implementar una condición de contorno inferior diferente, similar a la condición de contorno superior. Es decir, se impone que la escala de altura de cada compuesto en la primera capa venga dada por equilibrio difusivo. Esto supone, como comentábamos para la difusión molecular, un flujo neto nulo en esta capa. A esta condición la llamaremos a partir de ahora condición de contorno inferior modificada (CCIM). En este caso, los coeficientes de la ecuación discretizada para la

capa inferior vendrán dados por:

$$\begin{aligned}\alpha &= 0 \\ \beta &= 1 \\ \gamma &= 0 \\ \delta &= n_{2,t-1} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta z}{H_i}\right)\end{aligned}$$

Como para el caso de la difusión molecular, estos coeficientes se utilizan para resolver el sistema tridiagonal de ecuaciones mediante el algoritmo estándar adoptado en este trabajo.

### 2.7.3 Resultados

Ilustramos aquí el comportamiento del método implementado para la difusión turbulenta mediante una pequeña selección de resultados para condiciones ideales. Las pruebas realizadas son similares a las realizadas para difusión molecular: partiendo de una atmósfera de referencia inicialmente en equilibrio por difusión turbulenta se introducen diversas perturbaciones para comprobar que el modelo implementado funciona según lo esperado y para estudiar el tiempo de reacción a diversas alturas. Otra prueba será la de utilizar una atmósfera de referencia que presente oscilaciones en la densidad.

En la figura 2.39 se muestra la evolución que produce la difusión turbulenta actuando sólo ella sobre un perfil, inicialmente en equilibrio (es decir, la variación vertical de la concentración del compuesto viene dictada por la escala de altura de la atmósfera mezclada), al que se introduce una perturbación. En este caso la concentración de CO<sub>2</sub> entre 20 y 30 km se multiplica por 100. Cada línea representa la concentración tras 4 horas de evolución, de modo que la línea negra gruesa de trazos y puntos corresponde a la situación inicial y la línea roja continua a la situación final tras 480 horas de integración. Comprobamos cómo desde los primeros pasos la perturbación se difunde hacia las capas adyacentes, y progresivamente llega a afectar a toda la atmósfera. El detalle de cómo ocurre puede también vislumbrarse. El panel inferior nos dice que en los primeros momentos existen 2 flujos elevados cerca de la capa perturbada, uno positivo justo por encima, y uno negativo justo por debajo, que indican respectivamente, transporte de materia hacia arriba y hacia abajo, es decir, distribuyendo el exceso de concentración hacia las regiones adyacentes, como era de esperar. El panel superior muestra que la situación inicial se repite en cada instante de tiempo pero de un modo cada vez más suavizado, con un exceso de abundancia que en vez de corresponder a una altura localizada, representa una distribución en torno a unas ciertas alturas. En cada momento, por tanto, hay un flujo hacia arriba y otro hacia abajo, de menor intensidad cada vez, que siguen distribuyendo el CO<sub>2</sub> hacia regiones cada vez más amplias y alejadas del punto de la perturbación original. Nótese que la situación finalmente alcanzada es diferente de la inicial.

El resultado anterior se obtuvo utilizando la CCIM, es decir, imponiendo que la concentración en la primera capa del modelo (junto a la superficie) venga dada por la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. La figura 2.40 muestra qué ocurre si se repite la misma

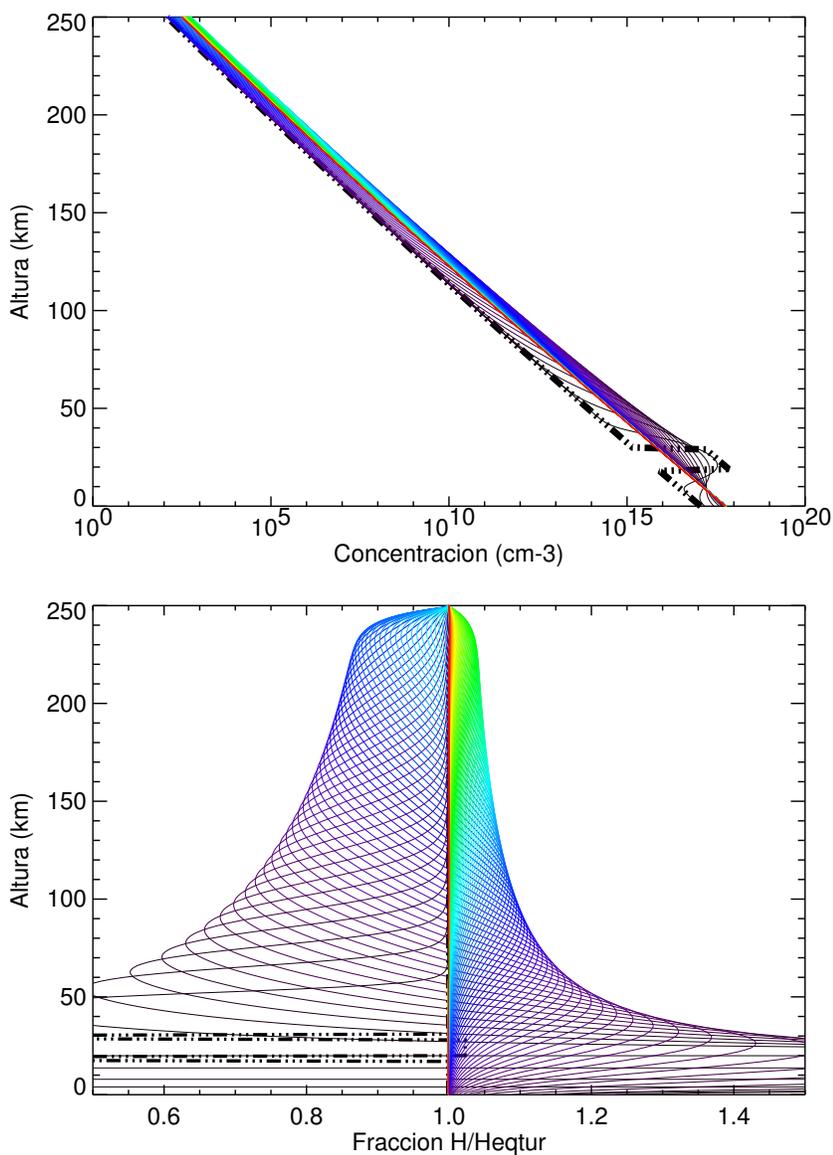


Fig. 2.39 Panel superior: evolución de la concentración de  $\text{CO}_2$  al actuar la difusión turbulenta partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. Cada línea se dibuja tras 4 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde a la concentración de  $\text{CO}_2$  tras 480 horas de evolución

simulación, modificando la condición de contorno inferior, imponiendo ahora que la concentración en la capa inferior del modelo sea constante con el tiempo (CCIE). Como en el caso anterior, se restablece una situación en la que la escala de altura viene dada por la escala de altura de equilibrio. Sin embargo, en este caso al final de la simulación se vuelve exactamente a la situación inicial antes de introducir la perturbación. Cuando se utiliza esta condición CCIE, la situación final sólo dependerá de la concentración fijada, y constante con el tiempo, en la

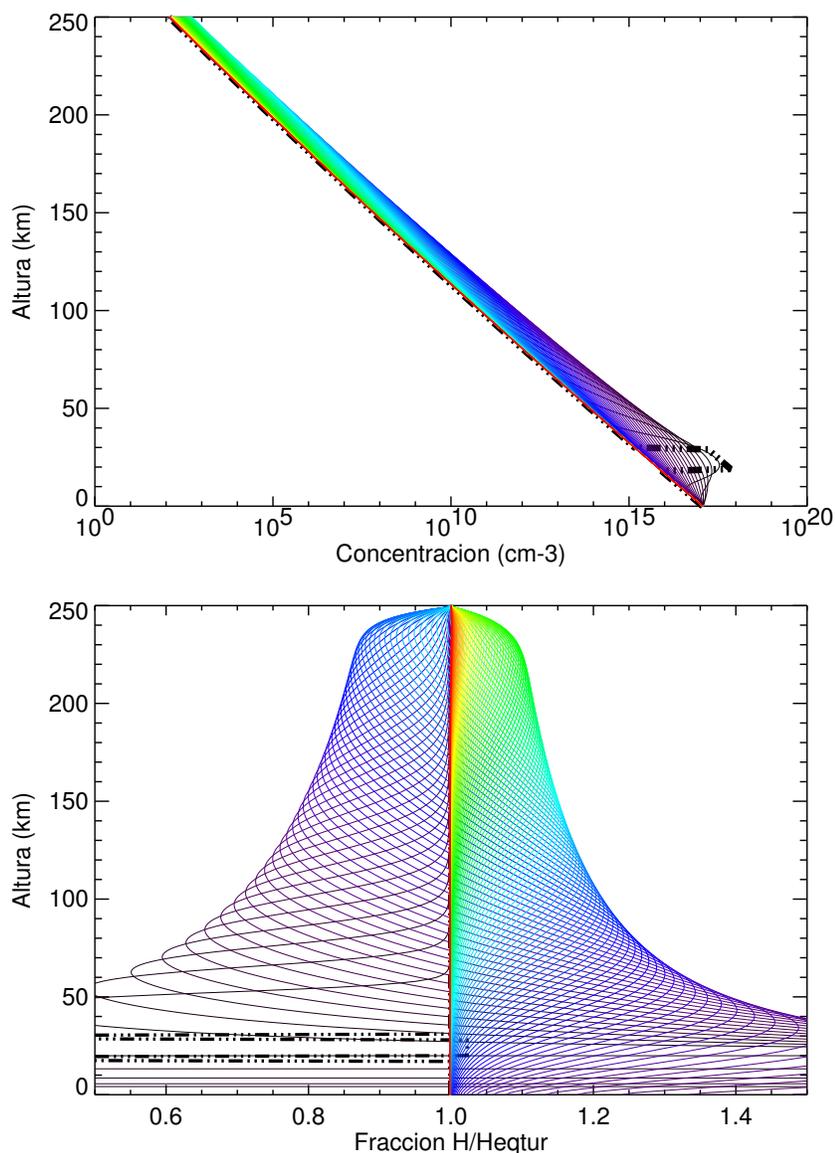


Fig. 2.40 Panel superior: evolución de la concentración de CO<sub>2</sub> al actuar la difusión turbulenta partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación. Concentración en la capa inferior constante. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. Cada línea se dibuja tras 4 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde al resultado tras 480 horas de evolución

primera capa del modelo. A partir de ella, las concentraciones en las demás capas vendrán fijadas por la escala de altura de equilibrio. Esta capa actúa como fuente o sumidero inagotable de masa, como ya comentamos en el caso de la difusión molecular. Si utilizamos la CCIM, la masa introducida por la perturbación se reparte entre todas las capas de la atmósfera. En nuestro modelo preferimos utilizar la CCIM para compuestos con tiempos de vida química inferior

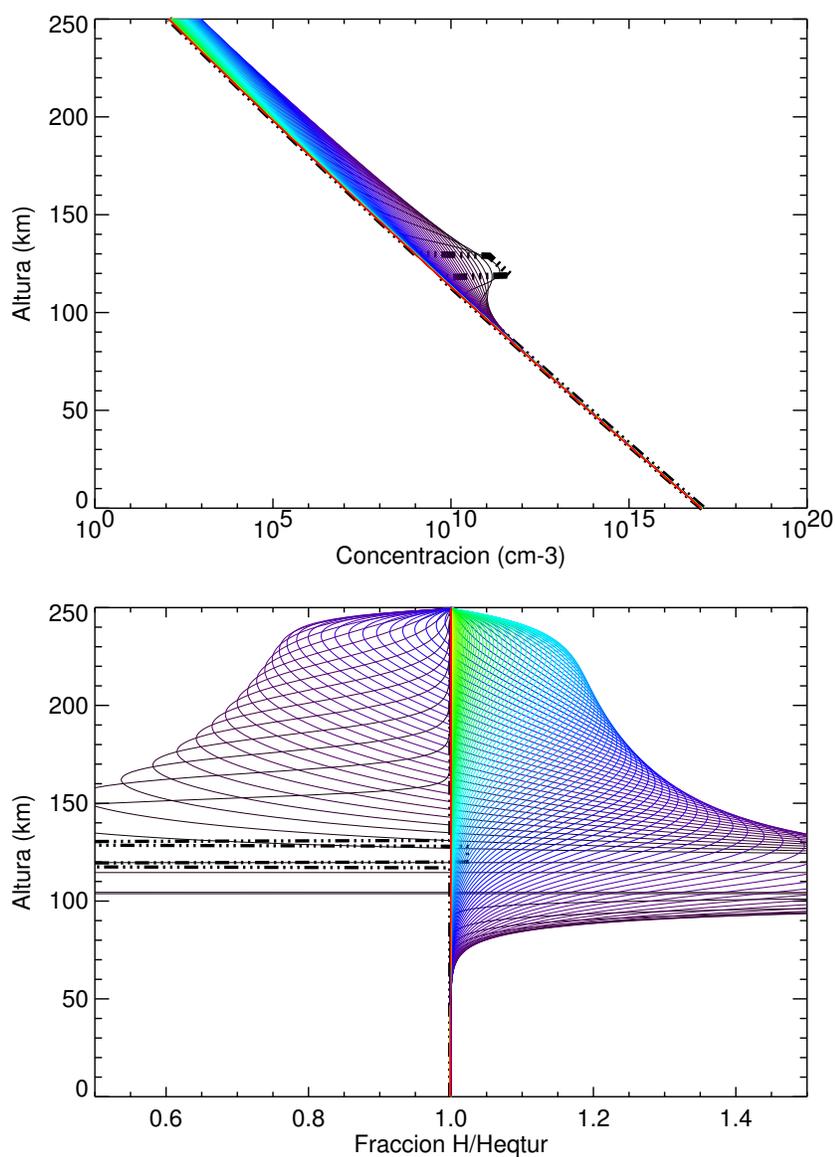


Fig. 2.41 Panel superior: evolución de la concentración de CO<sub>2</sub> al actuar la difusión turbulenta partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación. Concentración en la capa inferior constante. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. Cada línea se dibuja tras 4 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde al resultado tras 480 horas de evolución

al tiempo de vida difusivo. Para los compuestos de larga vida, utilizamos la CCIE.

La figura 2.41 representa una prueba similar a la presentada anteriormente (fig 2.39), pero en este caso la perturbación se introduce entre 120 y 130 km, donde la concentración de CO<sub>2</sub> se multiplica por 100. Podemos comprobar cómo, al igual que en el caso anterior, la perturbación se propaga, afectando en un principio a las capas adyacentes, para posteriormente propagarse

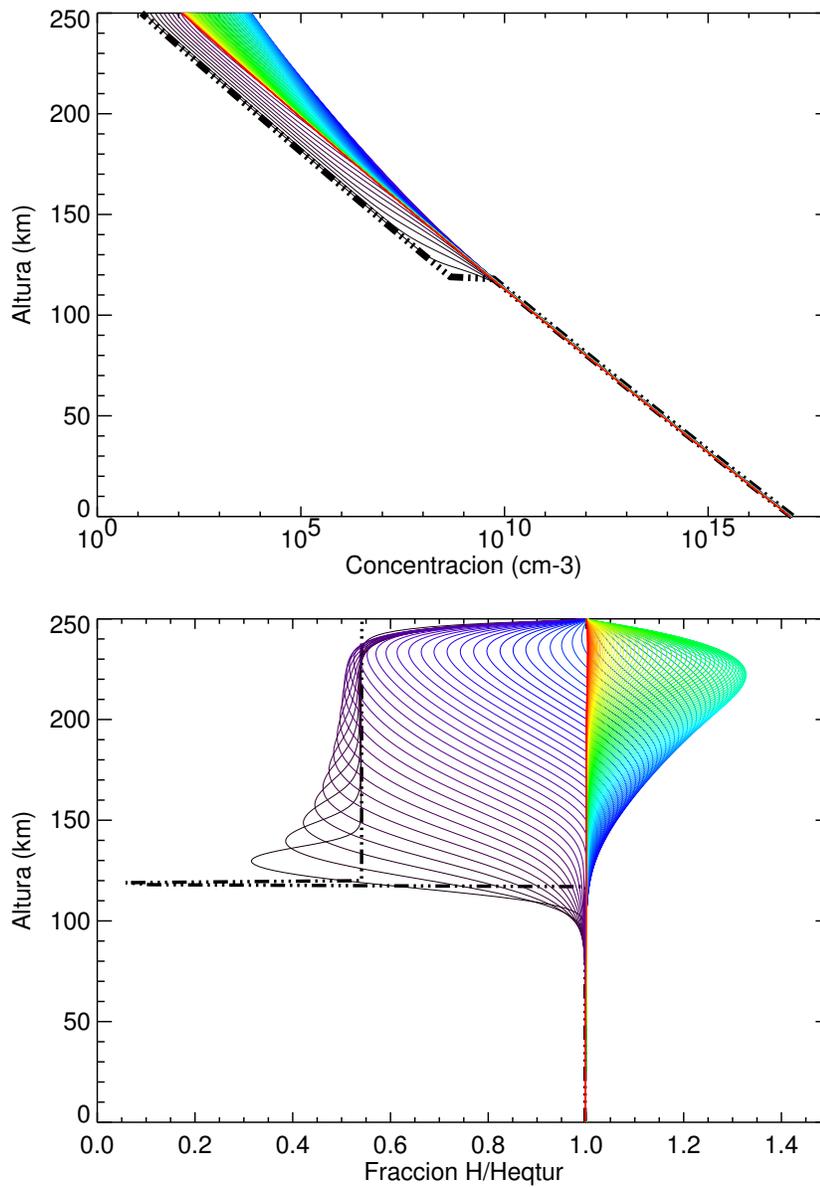


Fig. 2.42 Panel superior: evolución de la concentración de CO<sub>2</sub> al actuar la difusión turbulenta partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. Cada línea se dibuja tras 4 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde al resultado tras 480 horas de evolución

por gran parte de la atmósfera. Vemos que el tiempo que tarda la atmósfera en recuperar una situación de equilibrio por difusión turbulenta es similar al que se tardaba cuando la perturbación se introducía entre 20 y 30 km, confirmando la hipótesis anterior. En ambos casos el tiempo característico (que, como para el caso de la difusión molecular, definimos como aquel en que la perturbación se ha reducido aproximadamente a la mitad) es de una veintena de

horas, aproximadamente, en buen acuerdo con la estimación dada por 2.25. En este caso las concentraciones finales son muy similares a las iniciales, a pesar de estar usando la CCIM. Esto se debe a que, debido a la variación exponencial de la densidad atmosférica con la altura, la cantidad total de materia introducida en la perturbación es mucho menor que la columna total del compuesto. Esto explica además que la propagación de la perturbación observada en la figura 2.41 parezca no afectar a las capas inferiores, mucho más densas, de la atmósfera.

Las figuras 2.42, 2.43 y 2.44 muestran la reacción de la difusión turbulenta cuando se introduce una perturbación conceptualmente similar a la que ocurre en una atmósfera real por fotodisociación: en la alta atmósfera el  $\text{CO}_2$  se fotodisocia, produciendo CO y oxígeno atómico. En estos ejemplos, hemos dividido la concentración de  $\text{CO}_2$  por encima de 120 km entre 10, sumando a las concentraciones de O y CO la cantidad de  $\text{CO}_2$  perdida. Comprobamos que en todos los casos la difusión turbulenta tarda varios días en restaurar una situación de equilibrio. El CO tarda más tiempo en reaccionar a la perturbación, e incluso al final de la simulación persiste un alejamiento de la situación de equilibrio en las capas altas. Esto, que parece contradecir la idea de un comportamiento promedio de la atmósfera y similar para cualquier compuesto, se debe a que la perturbación introducida para los 3 compuestos, aun siendo igual para los tres en cantidades absolutas, es más importante proporcionalmente para el CO, cuya concentración inicial es menor.

Podemos concluir, de modo similar a la difusión molecular y a la conducción térmica, que también los experimentos numéricos realizados en casos ideales con la difusión turbulenta nos permiten ahondar en el comportamiento de este proceso de transporte vertical, y estimar su tiempo de respuesta característico, así como ganar confianza en la implementación realizada en el modelo 1-D.

## 2.8 Modelo 1-D acoplado

El modelo 1-D completo que venimos desarrollando persigue un doble objetivo. En primer lugar, convertirse en un modelo computacional que represente de un modo realista la respuesta de la atmósfera de Marte a los principales procesos físicos que determinan su comportamiento y su variabilidad en la dimensión vertical. Y en segundo lugar, ser un banco numérico de pruebas apropiado para desarrollar modelos parciales de procesos atmosféricos específicos y/o parametrizaciones de los mismos que puedan luego exportarse a otros modelos, en particular a complejos MCG de la atmósfera marciana.

En esta sección describimos la estructura del modelo, sus aproximaciones y limitaciones, y mostraremos algunos resultados que consideramos interesantes, y que permitirán, en primer lugar, ilustrar de modo adicional a los estudios presentados en las secciones anteriores, algunas de las interacciones entre los distintos procesos incluidos, y en segundo lugar, describir el comportamiento de las altas capas de la atmósfera de Marte, su variabilidad y su estado medio. Algunas de estas simulaciones podrán contrastarse con los resultados más realistas de MCGs que presentaremos en capítulos posteriores.

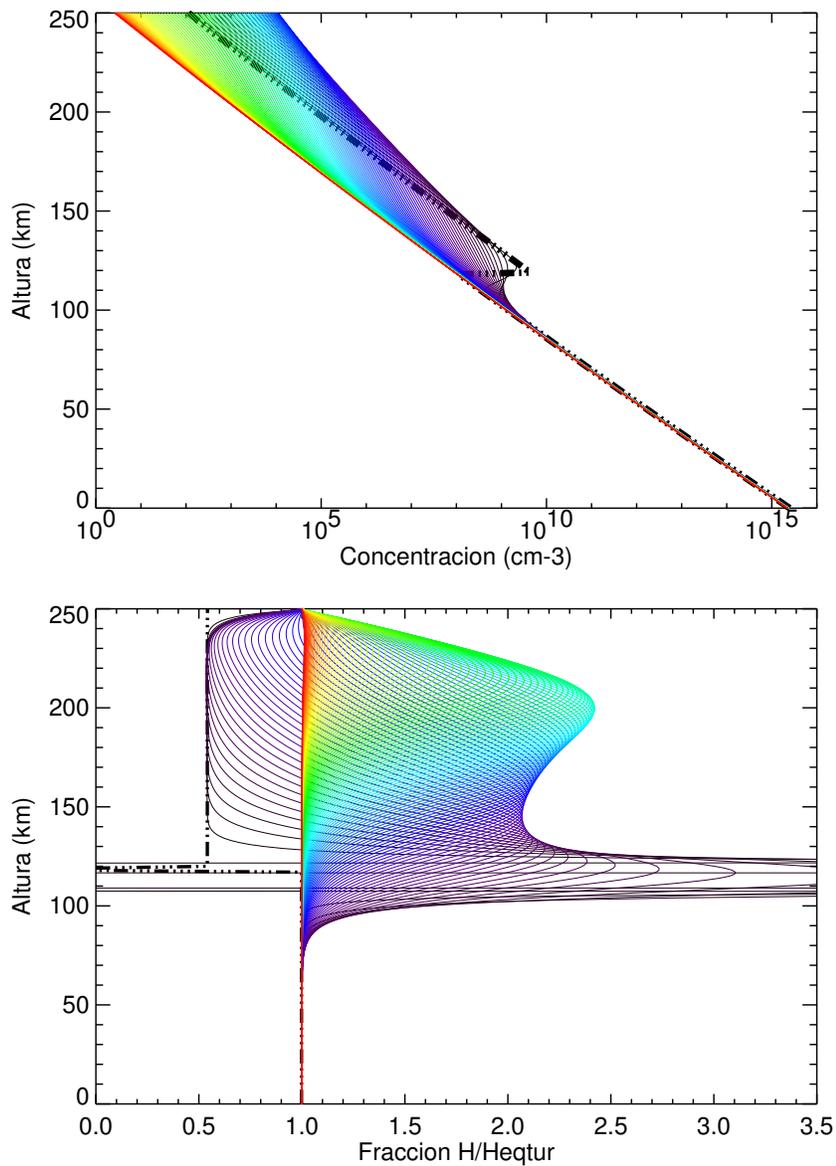


Fig. 2.43 Panel superior: evolución de la concentración de O al actuar la difusión turbulenta partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. Cada línea se dibuja tras 4 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde al resultado tras 480 horas de evolución

### 2.8.1 Estructura y características del modelo

La elaboración del modelo que nos ocupa consiste en la consideración simultánea de todos los procesos físicos individuales que hemos descrito en las secciones anteriores en un código numérico común. Este modelo engloba los procesos antes mencionados en un esquema modular según mostramos en la figura 2.45, y los resuelve acoplada e iterativamente. El núcleo del

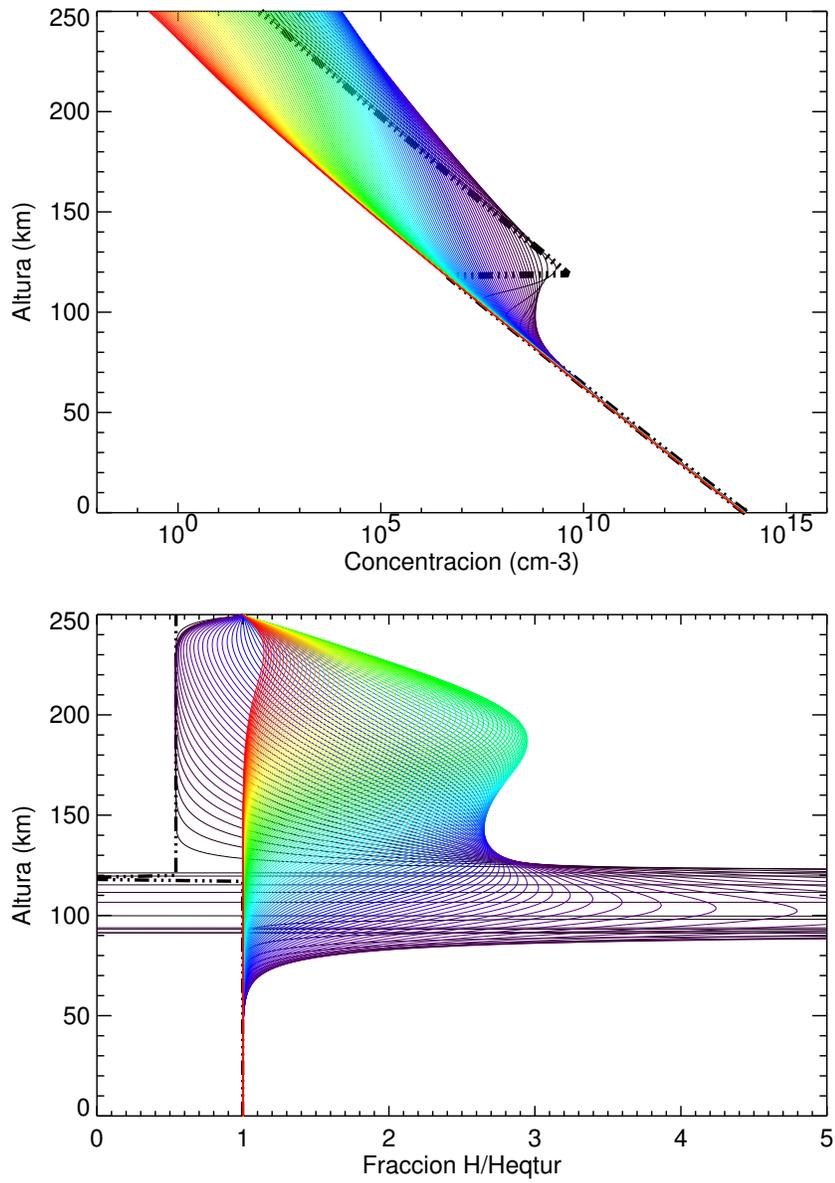


Fig. 2.44 Panel superior: evolución de la concentración de CO al actuar la difusión turbulenta partiendo de un perfil en equilibrio al que se introduce una perturbación. Panel inferior: cociente entre la escala de altura real y la escala de altura de equilibrio de difusión turbulenta. Cada línea se dibuja tras 4 horas de evolución, de modo que la línea roja corresponde al resultado tras 480 horas de evolución

modelo, como mencionamos anteriormente, está basado en el modelo radiativo-convectivo no-estacionario utilizado por *López-Valverde y col.* (2000) para el estudio de la variación diurna de la temperatura en la mesosfera marciana y el análisis del perfil obtenido por la sonda Pathfinder. Una vez añadidos los procesos que venimos estudiando en este capítulo, la lista total de procesos implementados incluye:

- (1) Calentamiento atmosférico por absorción de radiación solar por parte del CO<sub>2</sub> en el cercano infrarrojo, incluyendo tratamiento preciso de la separación del ETL. También se incluye la parametrización de dicho calentamiento propuesta por *López-Valverde y col.* (2000) para la atmósfera de Marte.
- (2) Enfriamiento atmosférico por emisión de radiación por CO<sub>2</sub> en la región de 15  $\mu\text{m}$ , incluyendo asimismo un tratamiento preciso del ETL. También se incluye la parametrización de este proceso desarrollada por *López-Valverde y López-Puertas* (2001) para la alta atmósfera marciana.
- (3) Módulo de convección por ajuste instantáneo de inestabilidades estáticas al gradiente adiabático seco de Marte, a todas las alturas, conservando el flujo radiativo neto de la región convectiva sustituida (*Goody y Yung*, 1987).
- (4) Calentamiento atmosférico por absorción solar en el UV (sección 2.3)
- (5) Enfriamiento/calentamiento atmosférico por conducción térmica (sección 2.5)
- (6) Modelo fotoquímico de la alta atmósfera de Marte (sección 2.4)
- (7) Transporte por difusión molecular (sección 2.6)
- (8) Transporte por difusión turbulenta (sección 2.7)

Como hemos repetido anteriormente, este modelo está especialmente diseñado para el estudio de la alta atmósfera de Marte. De hecho, la implementación del módulo convectivo aún está en una fase simple que requiere ser revisada oportunamente, cuando el modelo 1-D se extienda hacia alturas inferiores, y consistentemente con el cálculo o parametrización particular de los flujos radiativos que se implemente en tal momento. Como explican *López-Valverde y col.* (2003), en la descripción de la primera versión del presente modelo, éste es un modelo de la atmósfera neutra marciana, donde no se incorporan procesos aurorales, ionosféricos ni magnetosféricos. En la fase actual, el balance radiativo es inadecuado por debajo de 60 km aproximadamente. Y la implementación de las reacciones fotoquímicas requiere una aceleración adecuada para las más densas capas atmosféricas, sin la cual el esquema fotoquímico actual es computacionalmente casi prohibitivo en alturas inferiores a 50 km. Además, como hemos explicado anteriormente, el modelo fotoquímico desarrollado en este trabajo está especialmente diseñado para describir los procesos principales en las capas altas de la atmósfera marciana, y para su eventual extensión hacia la baja atmósfera requerirá una extensión considerable en el número de reacciones químicas .

El modelo resuelve numéricamente las ecuaciones termodinámica (o de balance energético), de continuidad (o conservación de la masa), de conservación del momento vertical, y de gas ideal, que podemos expresar para un modelo unidimensional, del siguiente modo (*Rees*, 1989;

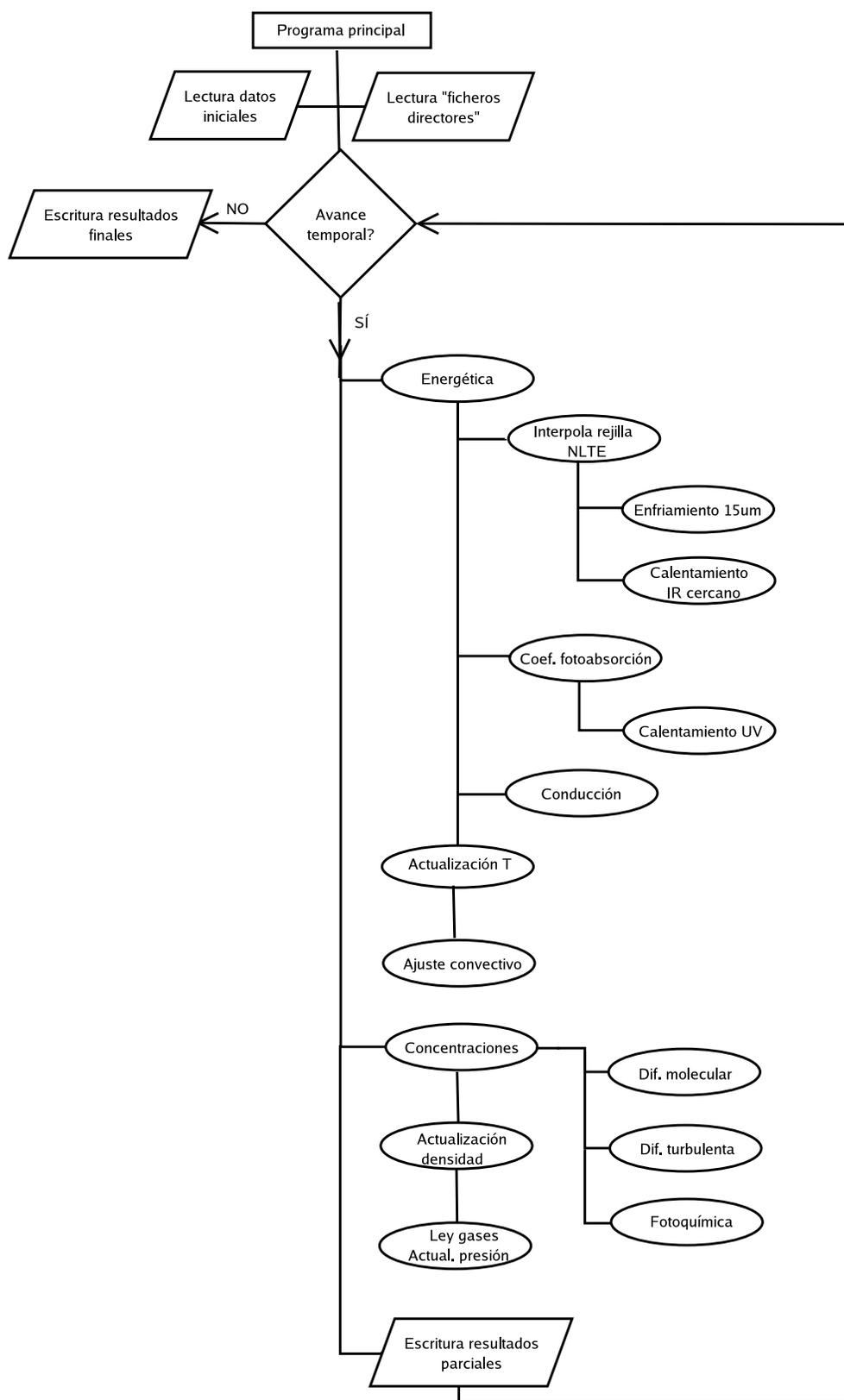


Fig. 2.45 Esquema de funcionamiento del modelo 1-D

Strobel, 2002):

$$\frac{dT}{dt} + w \frac{dT}{dz} = Q \quad (2.26)$$

$$\frac{dn_i}{dt} + \frac{d(n_i w_i)}{dz} = P_i - l_i n_i \quad (2.27)$$

$$\frac{dw_i}{dt} + w_i \frac{dw_i}{dz} = -\frac{1}{\rho_i} \frac{dp_i}{dz} - g \quad (2.28)$$

$$p_i = n_i K T \quad (2.29)$$

donde  $T$  es la temperatura, en [K],  $w$  la velocidad neta vertical de la atmósfera en [cm/s],  $Q$  el calentamiento en [K/s],  $n_i$  la concentración numérica del compuesto  $i$ , en [cm<sup>-3</sup>],  $w_i$  su velocidad vertical, en [cm/s],  $P_i$  la producción total fotoquímica del compuesto, en [cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>],  $l_i$  su pérdida específica fotoquímica, en [s<sup>-1</sup>],  $\rho_i$  su densidad másica, en [kg cm<sup>-3</sup>],  $p_i$  su presión, en [dinas cm<sup>-2</sup>] y  $g$  la aceleración de la gravedad, en [cm s<sup>-1</sup>].

El primer término del primer miembro de la ecuación 2.27 contiene un flujo vertical dado por la difusión molecular y turbulenta, y el segundo miembro las producciones y pérdidas por las reacciones fotoquímicas del modelo. El término  $Q$  de la ecuación termodinámica contiene los calentamientos y enfriamientos radiativos, tanto en el IR como en el UV, así como el efecto de la conducción térmica. En este trabajo despreciamos la velocidad neta vertical en la ecuación termodinámica,  $w$ , es decir, los vientos verticales que afectan a todas las especies. En el modelo utilizamos la ley de los gases ideales para sustituir la presión por la densidad en el resto de ecuaciones, de modo que sólo las concentraciones individuales y la temperatura (o sus variaciones con el tiempo), son nuestras incógnitas. A éstas hay que añadir las velocidades  $w_i$  que calculamos con el modelo de difusión, que de modo efectivo resuelve la ecuación de momento una vez conocidos los gradientes de abundancias o sus escalas de altura de densidad  $H_i^*$ , como vimos en la sección 2.6. La aproximación de equilibrio hidrostático ( $w_i = 0$  en la ecuación 2.28) no la utilizamos en el modelo, sino como condición de frontera en el modelo difusivo, es decir, como una solución particular a la que tiende la solución cuando existe equilibrio difusivo.

El modelo es versátil en cuanto a las simulaciones que se pueden hacer con él, pudiendo definirse fácilmente en los ficheros directores del mismo los parámetros iniciales, incluyendo la rejilla vertical y el paso temporal que se desee. Este paso temporal no será el que se utilice internamente, sino que el paso interno viene determinado por las necesidades numéricas de cada proceso físico, o módulo, tal como se explicó en secciones anteriores. La elección de un paso temporal afecta al consumo de tiempo de cálculo lógicamente, así como la rejilla impuesta, y las aproximaciones, o no, que se deseen para los distintos procesos. Así, un cálculo muy detallado puede ser prohibitivo computacionalmente, en especial, si se desea resolver con extremada sensibilidad espectral la absorción UV y si se desea describir la fotoquímica en la baja atmósfera sin aproximaciones. En el siguiente capítulo se describen algunos métodos rápidos de cálculo de la fotoquímica y la absorción UV. Éstos, junto con las parametrizaciones de los

procesos radiativos en el IR, están incorporadas en el modelo y son obviamente las recomendadas para los cálculos más usuales. El acoplo de los distintos procesos también ralentiza el modelo completo. En particular, las reacciones químicas producen a veces fuertes gradientes verticales en las abundancias de compuestos minoritarios, que aumentan el tiempo de cálculo de la difusión molecular y turbulenta. En general, es recomendable utilizar una rejilla vertical suficientemente pequeña para evitar tales gradientes, y estabilizar así la solución del modelo.

### 2.8.2 *Resultados*

Se han realizado un conjunto de estudios dedicados a analizar el comportamiento de las simulaciones, en cuanto a su carácter realista (consistente con la física subyacente), a su estabilidad numérica, y a la unicidad de las soluciones encontradas (dependencia de los perfiles iniciales). Esto se ha realizado por etapas, conforme se incorporaban al modelo, sucesivamente, los distintos procesos que engloba el mismo. Durante estas etapas de validación interna se han obtenido resultados de interés que muestran la importancia relativa de los distintos procesos, el papel del acoplo entre ellos, y de modo general, resultados que nos indican un comportamiento de la atmósfera marciana que pensamos es, al menos, coherente. Algunos de los resultados de estas simulaciones idealizadas y aproximadas indican respuestas bastante sólidas y probablemente realistas, ya que se mantienen después con el modelo 1-D completo, así como se observan también en el EMGCM.

Seleccionamos en esta sección algunos de dichos resultados, mostrando de camino los distintos pasos del proceso de construcción del modelo 1-D, según se añadían nuevos procesos al cálculo.

#### 2.8.2.1 *Ciclo diurno de la alta atmósfera marciana*

Mostramos en la figura 2.46 la evolución de la estructura térmica de la termosfera cuando se incluyen la absorción UV y la conducción térmica, los dos procesos dominantes en la alta termosfera. No se incluye ninguna difusión, fotoquímica, convección, ni los términos del balance IR. La simulación, destinada a ilustrar la eficacia de la conducción térmica frente al calentamiento UV, vuelve a mostrar un resultado explicado en secciones anteriores: la conducción es muy eficaz como transporte de calor en la alta atmósfera marciana. En esta figura se muestra la evolución de la temperatura cada hora durante un día marciano, a partir de un perfil térmico inicial caprichosamente oscilante. El calentamiento UV calienta durante el día la termosfera marciana, dando lugar a un fuerte gradiente de temperatura a partir de unos 100 km ya desde poco después del amanecer. La conducción, que ya en el primer paso había eliminado las ondas presentes en el perfil inicial, transporta parte de este calor hacia abajo, a la altura de la mesopausa. Este calor es usualmente compensado en esta zona por el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ . Como en esta simulación no está incluido este término, el resultado es un calentamiento continuo de esta región. Esto muestra la necesidad de incluir todos los términos de calentamiento en la simulación. Estos términos sí se incluyen en la simulación cuyos resultados mostramos

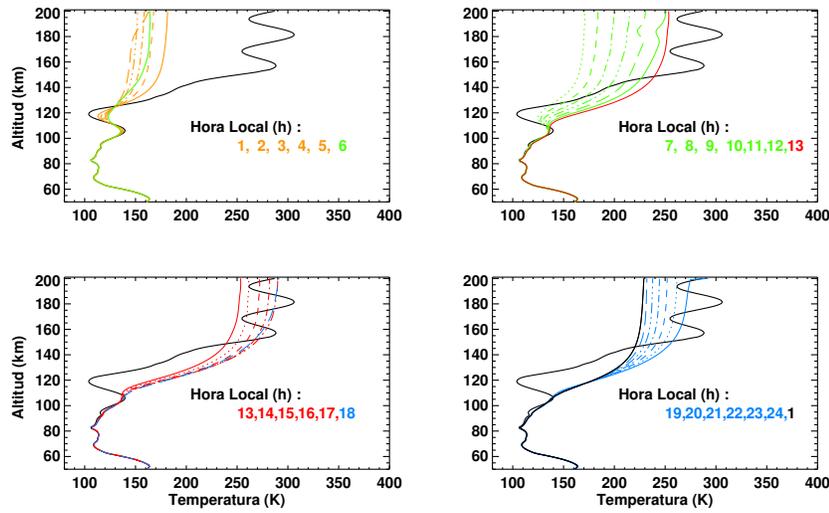


Fig. 2.46 Evolución de la temperatura cada hora durante 1 día, partiendo a medianoche del perfil ondulatorio mostrado en negro.

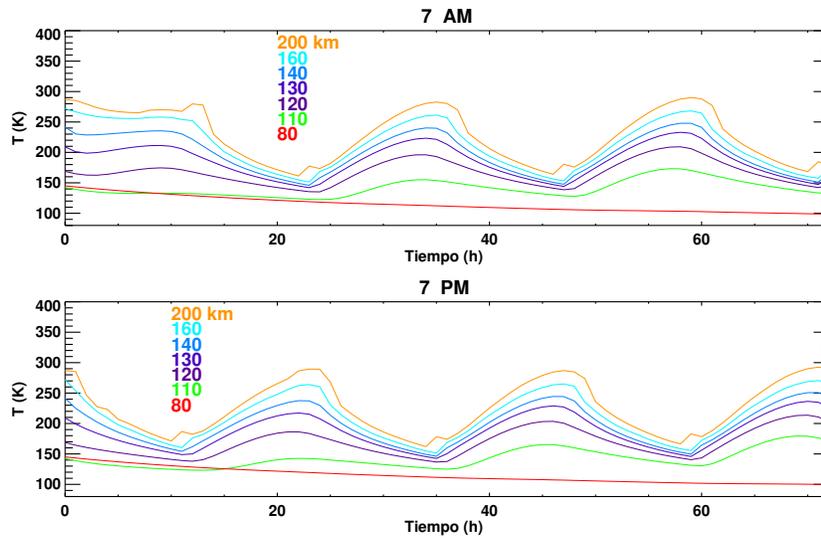


Fig. 2.47 Evolución de la temperatura durante 3 días a diferentes alturas. Panel superior: simulación comenzando a 7 am; panel inferior: simulación comenzando a 7 pm.

en la figura 2.47. En ella podemos ver la evolución de la temperatura con el tiempo a varias alturas, durante 3 días. Al incluir todos los términos de calentamiento, se alcanza un ciclo día-noche repetitivo a todas las alturas por encima de 110 km. Esto ocurre independientemente de las condiciones iniciales, como mostramos al iniciar la simulación a dos horas diferentes. En ambos casos los resultados son similares. Hemos observado que éste es un comportamiento regular del modelo, la unicidad de sus soluciones con independencia de los perfiles particulares

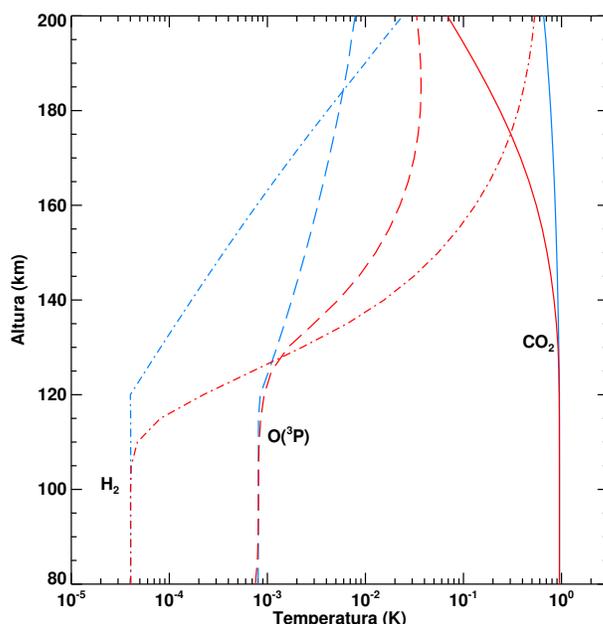


Fig. 2.48 Perfiles de concentración de CO<sub>2</sub> (líneas sólidas), oxígeno atómico (líneas de trazos) e hidrógeno molecular (líneas de trazos y puntos) obtenidos sólo con fotoquímica (líneas azules) y con fotoquímica, difusión molecular y difusión turbulenta (líneas rojas)

de partida. El contraste día-noche de temperaturas en la alta termosfera en la figura 2.47 es de unos 130 K, similar al valor obtenido por el MTGCM (*Bougher y Dickinson, 1988*). Esta figura muestra también la importancia de describir de una manera apropiada la baja termosfera y alta mesosfera para obtener un balance térmico correcto también en la alta termosfera, debido a la propagación hidrostática de efectos de capas inferiores y a la eficiencia de la conducción térmica, que hace que la temperatura de la alta termosfera venga determinada por la estructura térmica de la baja termosfera. Éste es un resultado que obtendremos también cuando analicemos los resultados del EMGCM, en el capítulo 4.

### 2.8.2.2 Importancia de la difusión

Una vez incorporados los más importantes términos del balance energético en nuestro modelo, el siguiente paso había de ser la incorporación de los procesos que modifican la concentración de las distintas especies, es decir, difusión turbulenta, difusión molecular y fotoquímica.

En otra simulación simplificada del modelo, comprobamos la interacción entre estos tres procesos exclusivamente. La figura 2.48 representa perfiles de concentración para CO<sub>2</sub>, oxígeno atómico e hidrógeno molecular obtenidos tras 5 horas de evolución a partir de un cierto perfil inicial de abundancias, cuando en el modelo sólo se considera fotoquímica (líneas azules) y cuando además se tienen en cuenta la difusión molecular y turbulenta (líneas rojas). Los perfiles con sólo fotoquímica son muy cercanos a los iniciales, puesto que los tiempos de vida

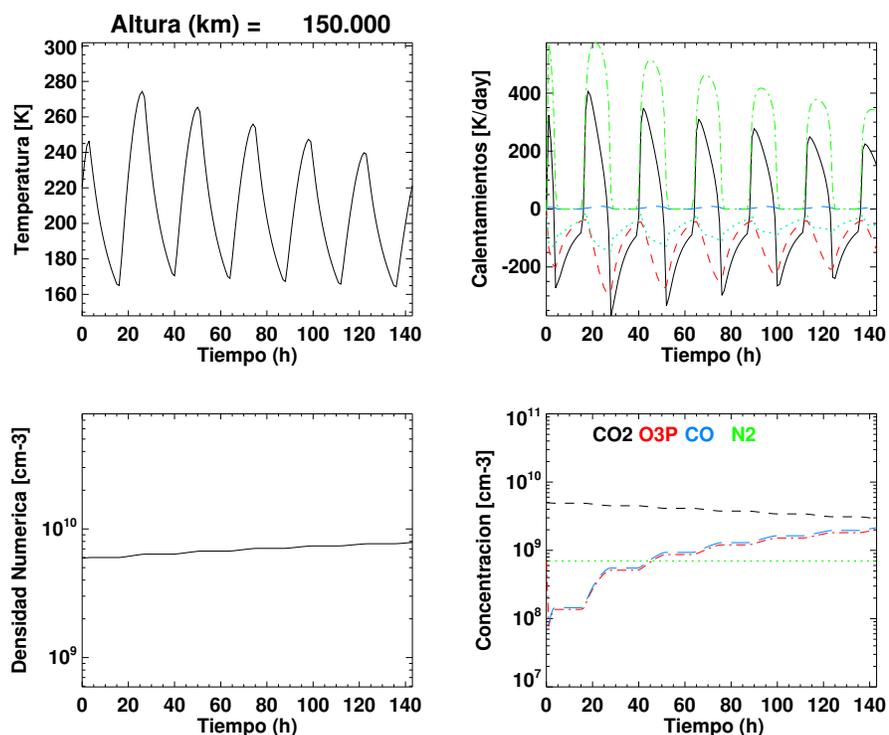


Fig. 2.49 Evolución durante 140 horas de la temperatura, términos energéticos (verde, calentamiento UV; azul oscuro, calentamiento en el IR cercano; rojo, enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ ; celeste, conducción térmica; negro, balance total), densidad total y concentraciones de  $\text{CO}_2$  (negro), oxígeno atómico (rojo), CO (azul) y  $\text{O}_2$  (verde) a 150 km, en una simulación en la que no se incluyen la difusión molecular ni la difusión turbulenta.

fotoquímicos de estos compuestos son bastante mayores de 5 horas en la alta atmósfera. En general, vemos que la difusión molecular hace que la importancia de los compuestos ligeros en la alta atmósfera aumente respecto al caso en que no se incluía la fotoquímica, como era esperable. De hecho, en la simulación sólo con fotoquímica el  $\text{CO}_2$  dominaba a todas las alturas, mientras que al incluir las difusiones el hidrógeno molecular domina por encima de unos 180 km. Otro aspecto interesante que nos permite comprobar esta simulación es que la altura a que los compuestos dejan de tener razón de mezcla constante, que viene dada por el balance entre la difusión molecular y la turbulenta, es distinta para cada compuesto e inferior para los más ligeros, debido al mayor valor del coeficiente de difusión molecular para estos, como comentábamos en la sección 2.6.

Para estudiar la interacción entre la fotoquímica y la difusión, realizamos otras dos simulaciones en las que junto con todos los procesos energéticos, añadimos o no las difusiones. En la primera, sin difusión, mostrada en la figura 2.49, las concentraciones evolucionan de acuerdo con lo que se espera de una situación dominada por la fotoquímica, como discutimos en la sección 2.4: a estas alturas las fotodisociaciones son el efecto más importante de la fotoquímica, por lo que se produce una disminución constante de los compuestos que se fotodisocian ( $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$ ,

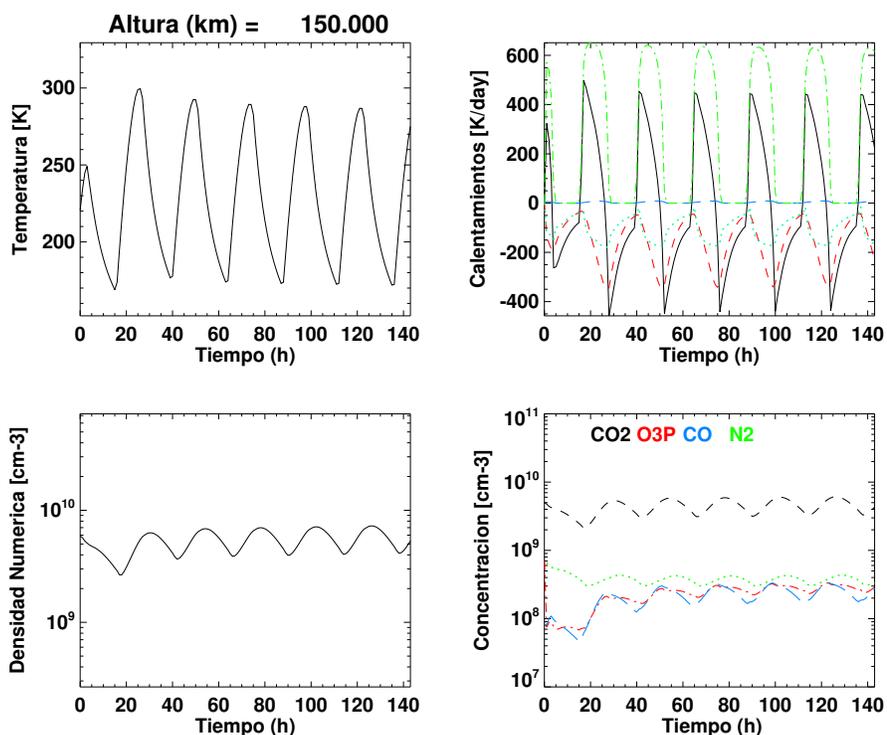


Fig. 2.50 Similar a la figura 2.49, pero incluyendo las difusiones en la simulación

en este caso), mientras que las concentraciones de los productos de estas reacciones (oxígeno atómico y CO) aumentan continuamente su concentración. Esto provoca un aumento de la densidad numérica, y también tiene un impacto sobre el balance energético. El calentamiento UV, que como hemos estudiado anteriormente depende en cierta medida de la concentración relativa de oxígeno atómico y CO<sub>2</sub>, disminuye al disminuir la concentración de CO<sub>2</sub>. Esto provoca a su vez que la temperatura disminuya constantemente con el tiempo. En este caso, por tanto, no alcanzamos un ciclo día-noche estacionario.

Sin embargo, si incluimos las difusiones en el modelo (figura 2.50), las tendencias fotoquímicas de las concentraciones de los distintos compuestos se ven compensadas por los procesos difusivos. Esto da lugar a un ciclo día-noche repetitivo en que las concentraciones, en la escala temporal de unos pocos días analizada aquí, no sufren variaciones apreciables aparte del ciclo diurno. Esto se refleja también en ciclos diurnos estables para la densidad numérica, los términos de calentamiento y la temperatura. Por tanto, las difusiones son procesos clave en obtener un ciclo día-noche repetitivo, y en reducir el efecto desestabilizador de la fotólisis.

### 2.8.2.3 Estudios de sensibilidad

Una vez conseguido el acoplamiento de todos los módulos del modelo, podemos hacer diferentes estudios que muestran la dependencia y sensibilidad de los resultados obtenidos frente a diversos

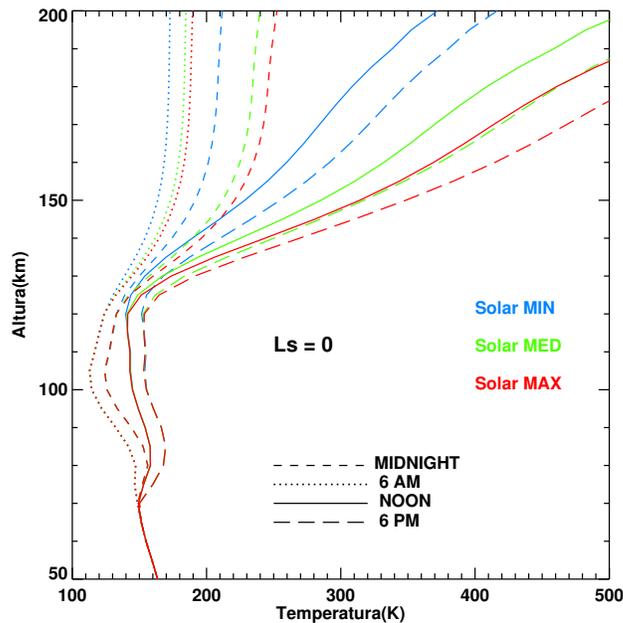


Fig. 2.51 Perfil térmico obtenido en diversos momentos del día (medianoche, líneas de trazos cortos; amanecer, línea de puntos; mediodía, línea continua; y atardecer, línea de trazos largos) para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas)

parámetros de entrada, como las condiciones de actividad solar, la eficiencia de calentamiento UV y la tasa de excitación colisional de  $\text{CO}_2$ .

El efecto del ciclo solar sobre las temperaturas obtenidas en diversos momentos de la evolución diaria para condiciones equinocciales se representa en la figura 2.51. Vemos que el ciclo solar no afecta a las temperaturas por debajo de unos 120 km. La variación de la temperatura es mayor en los momentos en que la temperatura es más elevada, de modo que es muy pequeña al amanecer y muy elevada al atardecer. Estos dos resultados no se modificarán cualitativamente por el efecto de la dinámica, como comprobaremos con el modelo 3-D en la sección 4.3.4, pero el segundo sí se modificará cuantitativamente. Veremos que los vientos producen una redistribución de calor en la termosfera, y por esa razón, la variación térmica con el ciclo solar será menor en el hemisferio diurno y mayor en el nocturno respecto a los valores obtenidos con el modelo 1-D.

La figura 2.52 muestra el efecto que sobre las temperaturas obtenidas a distintas horas del día tiene la disminución de la eficiencia de calentamiento UV, desde su valor nominal del 22% a un 16%, de acuerdo con las incertidumbres obtenidas por *Fox y Dalgarno (1979)*. Como es lógico, las temperaturas termosféricas disminuyen, siendo esta disminución, como pasaba con la variabilidad con el ciclo solar, más importantes cuanto más elevada es la temperatura, lo cual provoca una mayor variación día-noche de las temperaturas para el caso nominal. Tampoco en este caso se producen variaciones de temperatura por debajo de unos 120 km, como era de

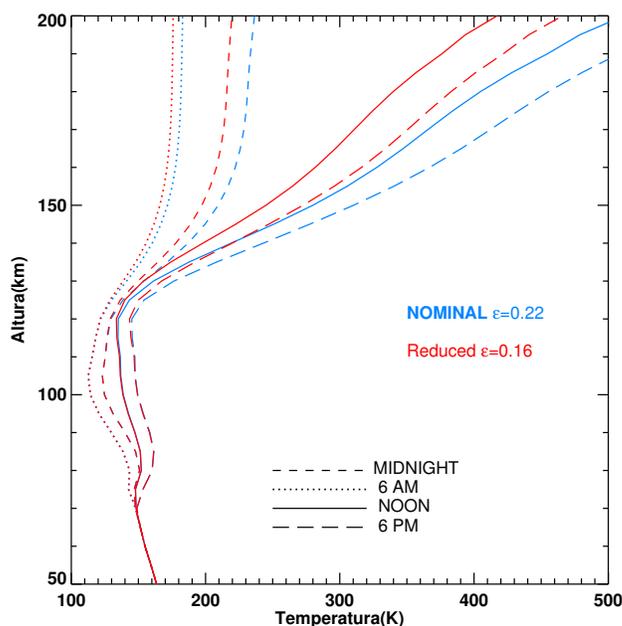


Fig. 2.52 Perfil térmico obtenido en diversos momentos del día (medianoche, líneas de trazos cortos; amanecer, línea de puntos; mediodía, línea continua; y atardecer, línea de trazos largos) obtenida con el valor nominal (22%) de la eficiencia de calentamiento UV (líneas azules) y un valor reducido (16%)

esperar. Ambos efectos serán confirmados al incluir la dinámica, con el modelo 3-D.

Por su parte, la figura 2.53 muestra los efectos sobre estos perfiles de multiplicar por 2 y 1/3 la tasa de excitación colisional de  $\text{CO}_2$ . Podemos ver también cómo varían los términos energéticos al cambiar este parámetro en la figura 2.54. Los cuatro perfiles para horas locales diferentes muestran una característica común: por debajo de una determinada altura, el aumento (disminución) de la tasa de excitación colisional parece provocar una disminución (aumento) del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , mientras que por encima se tiene el comportamiento opuesto. Este comportamiento por debajo de una cierta altura parece opuesto a lo esperable, ya que un aumento de la tasa de excitación colisional debería producir un aumento del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , como se observa en alturas elevadas. Pero en este análisis falta un factor importante: el fuerte acoplamiento de este término de enfriamiento con la temperatura. Al aumentar la temperatura aumenta el enfriamiento. Por tanto, lo que está ocurriendo a estas alturas es que en los primeros pasos la mayor (menor) eficiencia del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  debido al aumento (disminución) de la tasa de excitación provoca un descenso (aumento) de las temperaturas (como podemos confirmar viendo las variaciones de la conducción térmica, directamente relacionadas con la temperatura). Una vez que eso se produce, el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , que se presenta en la figura 2.54 es menor (mayor) en estas capas. En otras palabras, dos son los factores que dominan la eficiencia del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ : el valor de la tasa de excitación y la temperatura. En las capas superiores domina el primer factor, y en las inferiores

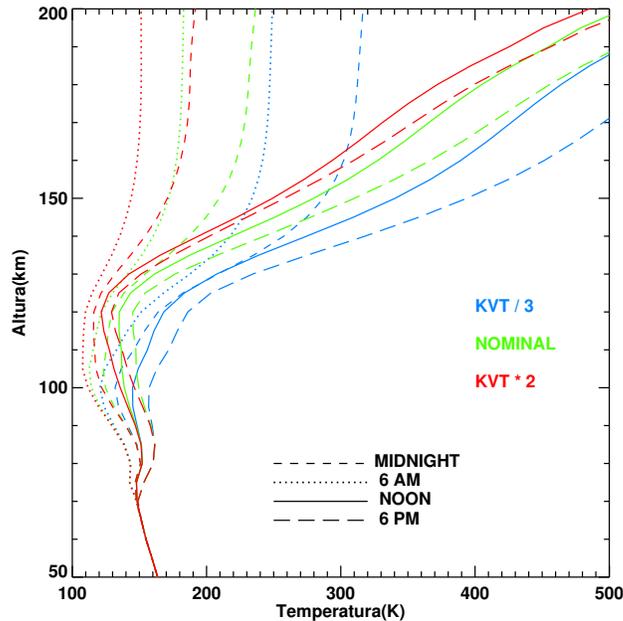


Fig. 2.53 Perfil térmico obtenido en diversos momentos del día (medianoche, líneas de trazos cortos; amanecer, línea de puntos; mediodía, línea continua; y atardecer, línea de trazos largos) obtenida con el valor nominal ( $3 \cdot 10^{-12}$  cm<sup>3</sup>/s) de la tasa de excitación colisional de CO<sub>2</sub> (líneas verdes), multiplicando éste por 2 (líneas rojas) y dividiéndolo entre 3 (líneas azules)

el segundo. Esto provoca que las variaciones de la temperatura entre el amanecer y el atardecer sean bastante más acusadas cuando la eficiencia del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  es menor. Observamos que este fenómeno de inversión del comportamiento del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  se limita durante el día a las alturas donde no domina el calentamiento UV (básicamente entre 100 y 120 km), mientras que durante la noche, cuando la temperatura viene dictada por el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , la inversión se extiende hasta alturas muy superiores (hasta 180 km al amanecer).

#### 2.8.2.4 Equilibrio radiativo global

Este modelo 1-D se puede extender a los distintos puntos del globo marciano, lo cual nos permitirá obtener diversos tipos de mapas (latitud-longitud, longitud-altura o latitud-altura) similares a los que posteriormente analizaremos con un modelo 3-D. Esto nos permitirá estudiar, comparando los resultados de ambos modelos, las modificaciones que la dinámica produce sobre la situación dada por el modelo 1-D, que reflejará una situación de equilibrio radiativo.

Para aliviar la carga computacional, quedándonos con los ingredientes esenciales, estos cálculos corresponden a una serie de simulaciones en la cual se incluyen sólo los términos energéticos que intervienen en el modelo 1-D, es decir, el calentamiento UV, la conducción térmica, el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  y el calentamiento por absorción de radiación solar NIR. En todas ellas los parámetros de entrada toman sus valores nominales, considerados más probables por su

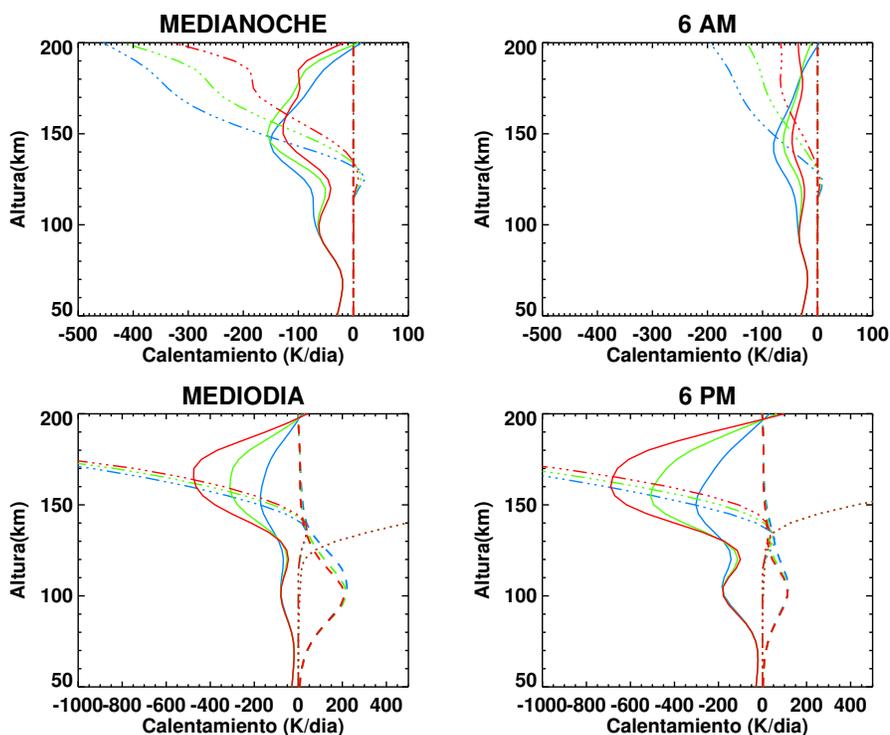


Fig. 2.54 Perfil de los diversos términos de calentamiento (líneas sólidas: enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ ; líneas de puntos, calentamiento UV; líneas de trazos, calentamiento en el IR cercano; líneas de trazos y tres puntos, conducción térmica) obtenido en diversos momentos del día obtenidos con el valor nominal ( $3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ ) de la tasa de excitación colisional de  $\text{CO}_2$  (líneas verdes), multiplicando éste por 2 (líneas rojas) y dividiéndolo entre 3 (líneas azules)

determinación experimental y modelos anteriores: 22% para la eficiencia de calentamiento UV y  $3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$  para el coeficiente de excitación colisional de  $\text{CO}_2$ . Únicamente prestaremos atención a los resultados obtenidos en la alta mesosfera y termosfera, ya que el balance térmico en nuestro modelo no es apropiado para alturas inferiores.

Las figuras obtenidas no pretenden representar condiciones realistas de la atmósfera marciana en términos absolutos, cosa que sólo es posible con un modelo que incluya los importantes efectos de la dinámica, pero nos servirán para estudiar resultados globales de gran escala de la atmósfera. La comparación de los resultados del EMGCM que posteriormente discutiremos nos permitirá estudiar el alejamiento de una atmósfera más realista de esta situación de equilibrio radiativo predicha por nuestro modelo 1-D.

Secciones latitud-altura de la temperatura para condiciones equinocciales en el hemisferio diurno (figura 2.55) y nocturno (figura 2.56) muestran una homopausa más fría en el hemisferio nocturno que en el diurno, y una escasa variabilidad latitudinal de las temperaturas en la termosfera. La temperatura en las capas superiores es de unos 300 K para el hemisferio diurno, y 230 K para el nocturno. En cuanto a la variación vertical, distinguimos claramente la homopausa

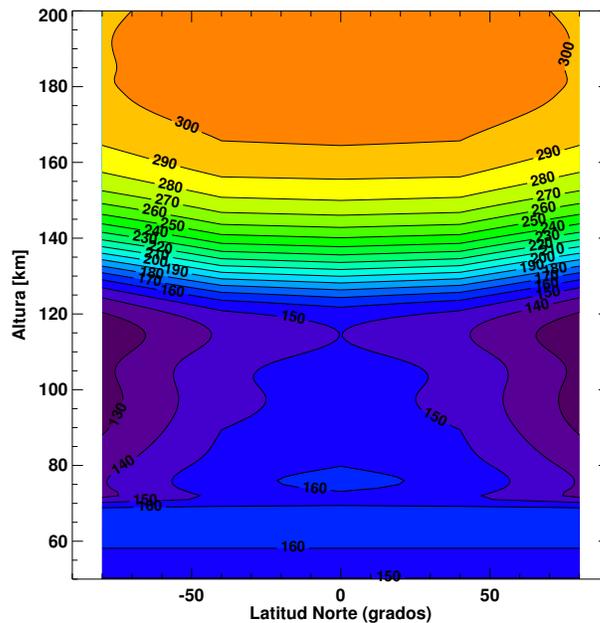


Fig. 2.55 Sección latitud-altura de la temperatura a mediodía, para equinoccio y condiciones solares medias.

a unos 100-110 km, por encima de la cual las temperaturas aumentan con la altura debido al calentamiento UV. La situación es enteramente simétrica respecto al ecuador, algo que no ocurriría si se implementase en el modelo 1-D la variación latitudinal de la topografía marciana y la estructura térmica de la troposfera, lo cual sí que está incluido en el EMGCM, y en el capítulo 4 se podrá comprobar que dicha simetría hemisférica es sólo aproximada. La comparación de estas dos figuras nos muestra del modo más palpable la diferencia térmica entre los lados iluminado y nocturno del planeta, y la cautela que uno debe tener al presentar resultados utilizando medias zonales globales. Tendremos esto en cuenta cuando analicemos los resultados del EMGCM.

La figura 2.57 muestra un perfil longitud-altura de la temperatura en el ecuador obtenido para condiciones equinociales. La variación longitudinal está caracterizada por una onda diurna a todas las alturas (un mínimo y un máximo de temperatura). En la termosfera, la máxima temperatura (unos 360 K) se alcanza unas 4 horas después de mediodía, y el mínimo de temperatura (unos 190 K) a hora local 5 am. Entre ellos la variación de la temperatura es lineal, sin ningún tipo de estructura superpuesta, al contrario de lo que será típico encontrar en los resultados del modelo 3-D. La figura 2.58 muestra la situación térmica de la termosfera de un modo diferente, con una sección latitud-hora local de la temperatura de una capa de altura fija. Vemos que se repite a todas las latitudes la situación que la figura anterior mostraba para el ecuador. Hay una leve disminución de la temperatura diurna al desplazarnos hacia zonas polares, mientras que durante la primera mitad de la noche las temperaturas son ligeramente

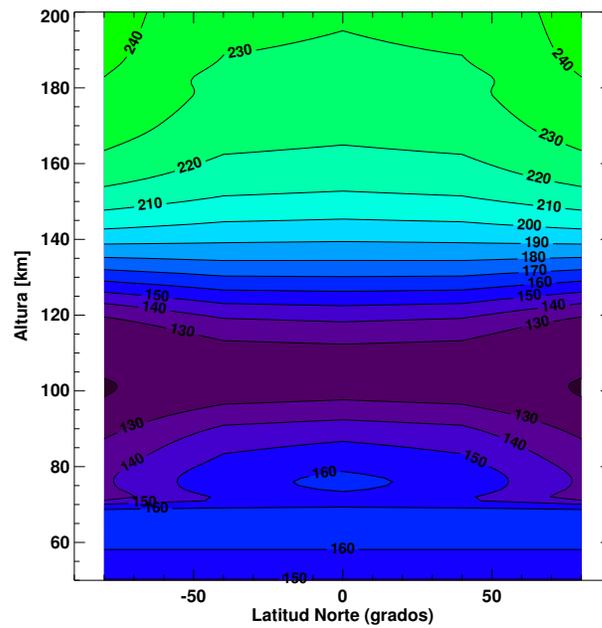


Fig. 2.56 Sección latitud-altura de la temperatura a medianoche, para equinoccio y condiciones solares medias.

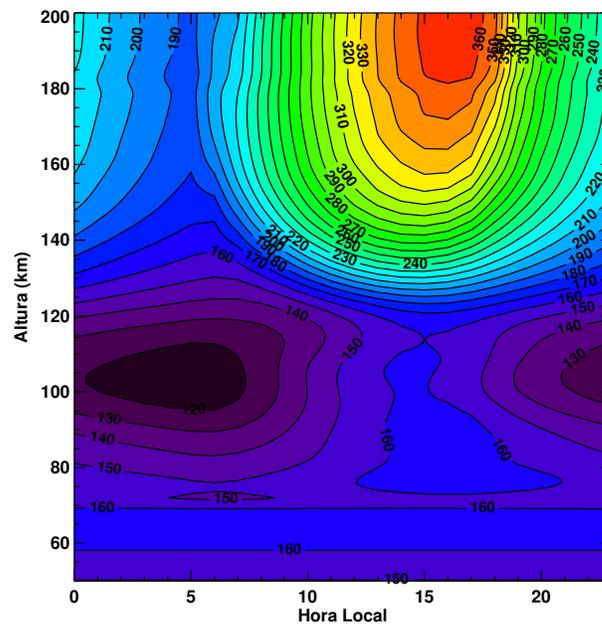


Fig. 2.57 Sección longitud-altura de la temperatura en el ecuador, para equinoccio en el hemisferio norte y condiciones solares medias

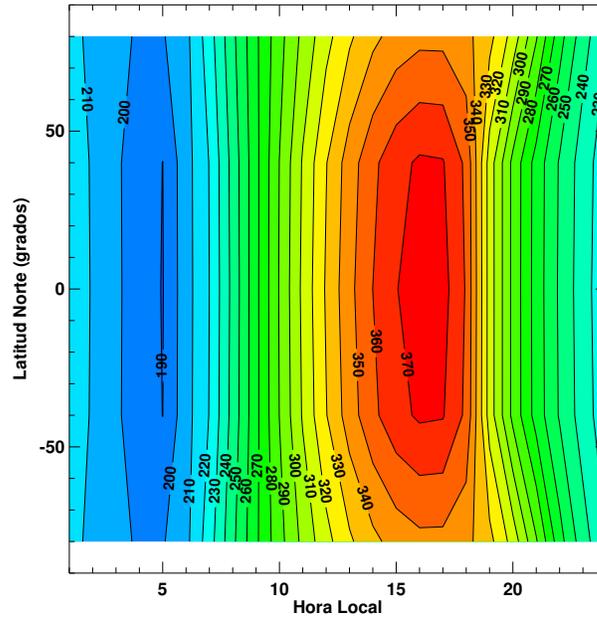


Fig. 2.58 Sección longitud-latitud de la temperatura en una capa de altura constante (195 km), para equinoccio y condiciones solares medias.

superiores en las regiones polares.

Estudiemos ahora cómo es la estructura térmica predicha por el modelo 1-D para solsticio de verano en el hemisferio Norte ( $L_s=90$ ). Una sección latitud-altura de la temperatura para condiciones diurnas (figura 2.59) muestra un claro gradiente térmico entre el hemisferio de invierno y el de verano a todas las alturas. La homopausa está caracterizada por temperaturas extremadamente frías en la noche polar que alcanzan valores de 90 K, por debajo del punto de condensación del  $\text{CO}_2$ . Estos valores son excesivamente fríos, como comprobaremos al estudiar los resultados del EMGCM. La temperatura fuera de la noche polar empieza a crecer con la altura a unos 120 km. La situación es similar en el hemisferio nocturno (figura no mostrada), aunque obviamente la temperatura es menor que en el diurno fuera de la noche polar.

La sección longitud-altura de las temperaturas en el ecuador (figura no mostrada) es completamente similar a la mostrada para condiciones equinocciales, aunque el mínimo de temperatura se produce aproximadamente una hora antes y las temperaturas termosféricas son unos 10 K mayores. La sección longitud-latitud a una altura fija de 195 km, en la termosfera, (figura 2.60) muestra que el hemisferio de verano es notablemente más caliente que el de invierno, como es esperable de condiciones de solsticio, con diferencias de temperatura entre ambas regiones polares de unos 100 K. La hora local a que la temperatura es máxima o mínima es la misma que en el caso anterior. La estructura térmica refleja claramente la forma de la línea de crepúsculo, caracterizada por un fuerte aumento de la temperatura.

Los mapas globales de las temperaturas marcianas que hemos estudiado nos indican gradi-

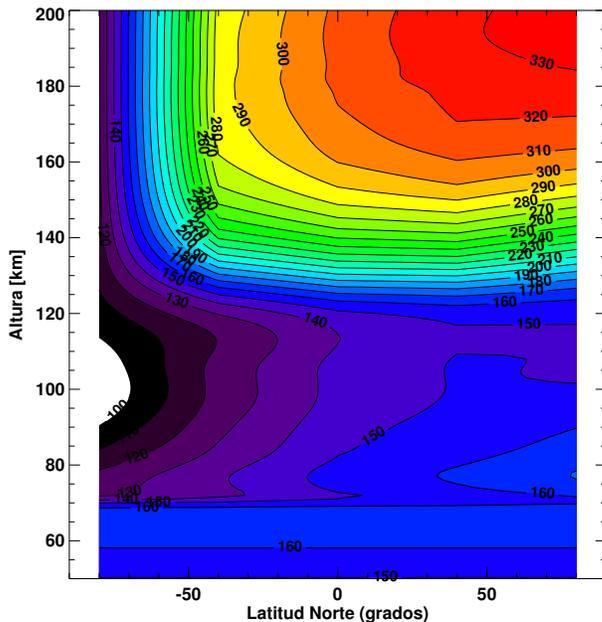


Fig. 2.59 Sección latitud-altura de la temperatura a mediodía, para solsticio de verano en el hemisferio norte y condiciones solares medias.

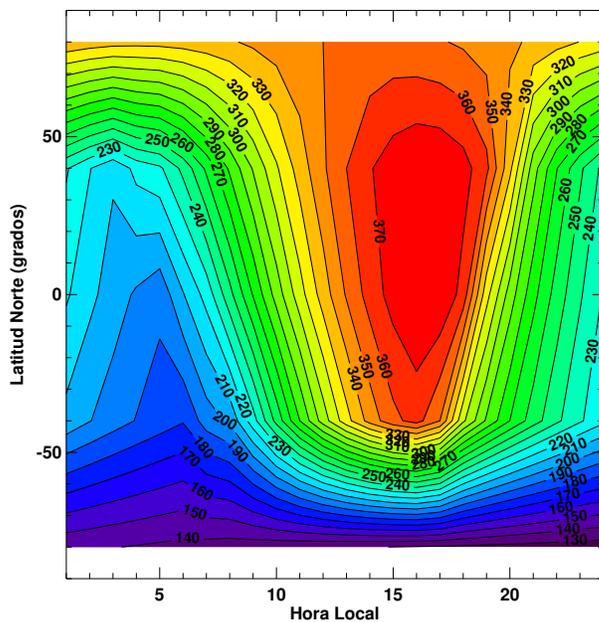


Fig. 2.60 Temperatura en la capa de altura constante 195 km, para solsticio de verano en el hemisferio Norte y condiciones solares medias.

entes muy fuertes de temperatura entre puntos geográficos cercanos y que, en estas simulaciones con un modelo 1-D, están obviamente sobrestimados. En una situación real se generarían fuertes vientos horizontales que intentarían compensar estos gradientes. Esto, que no puede ser simulado con el presente modelo 1-D, es lo que se espera observar en los resultados del EMGCM, y la comparación con los mapas más realistas de dicho modelo 3-D nos indicará la importancia de la dinámica en la termosfera marciana.

#### 2.8.2.5 *Mejoras futuras*

Las simulaciones que acabamos de analizar nos han permitido comprobar que el modelo 1-D es útil para realizar una serie de estudios interesantes que nos permitan ganar un conocimiento más profundo de las interacciones entre los distintos procesos físicos y de los efectos de introducir variaciones en los parámetros que los rigen.

Nuestro objetivo en el futuro será completar nuestro modelo extendiéndolo a capas inferiores, de tal manera que nos permita obtener resultados más realistas, dado el fuerte impacto que la baja atmósfera tiene sobre capas superiores (*Moffat, 2005*), incluyendo si es necesario nuevos procesos físicos importantes en la baja atmósfera, así como introducir mejoras en la descripción de algunos procesos. El calentamiento UV se puede mejorar introduciendo nuevos compuestos capaces de absorber la radiación solar UV, por ejemplo CO y N<sub>2</sub>. Aunque su efecto sobre el calentamiento debe ser pequeño, esta mejora nos permitirá a su vez extender el modelo fotoquímico, incluyendo nuevas familias de compuestos, como la de Nitrógeno. Otro proceso susceptible de ser mejorado es la difusión molecular, para el cual se incluirá, si es necesario, un tratamiento multicomponente más preciso que el esquema actual.

Entre los nuevos procesos físicos que se preve incluir próximamente en el modelo 1-D, y centrándonos en la alta atmósfera, podemos destacar dos. El primero, un módulo ionosférico, que utilizando como base numérica el modelo fotoquímico de la atmósfera neutra ya existente, extienda éste al estudio de las reacciones ionosféricas. Y el segundo, un modelo que permita simular los procesos de escape térmico y el posible impacto de los procesos de escape no térmico.

## Capítulo 3

# Rutinas rápidas para un MCG de la alta atmósfera de Marte

**RESUMEN** En este capítulo se presentan los esquemas rápidos de cálculo que, basándose en los modelos detallados descritos en el capítulo anterior, se han desarrollado para el calentamiento UV y para la fotoquímica. El esquema para el calentamiento UV se basa en una división del espectro en 36 subintervalos de diversas anchuras espectrales, en torno a una media de unos 20 nm, y en una tabulación de los coeficientes de fotoabsorción en función de la columna de los absorbentes marcianos. Se incluyen además correcciones para incorporar la variación conocida del flujo solar durante el ciclo solar de 11 años, y para la variación de la sección eficaz de CO<sub>2</sub> con la temperatura. Para la fotoquímica, el esquema se basa en la aproximación de equilibrio fotoquímico para los tres compuestos con un tiempo de vida más corto (O(<sup>1</sup>D), OH y HO<sub>2</sub>). En ambos casos se muestra el comportamiento de estos esquemas rápidos comparándolos con los cálculos detallados ya descritos.

**ABSTRACT** Fast schemes of calculation based on the detailed models just described have been developed for the UV heating and photochemistry. The UV heating scheme is based on a division of the spectral range in 36 subintervals of varying width, and on a tabulation of the photoabsorption coefficients as a function of the column amount of the different absorbers. Corrections for taking into account the variation of the solar flux during the 11-year solar cycle, and for the variation of the CO<sub>2</sub> cross section with temperature, are included. The photochemical fast scheme uses the approximation of photochemical equilibrium for the three fastest lived species: O(<sup>1</sup>D), OH and HO<sub>2</sub>. We compare the results of these fast schemes with the detailed models, finding differences lower than 10% in all cases. The details of their implementation into a GCM are also described.

### 3.1 Introducción

Dada la complejidad y demanda computacional de los Modelos de Circulación General (que han realizar una gran cantidad de cálculos para cada uno de los procesos incluidos, varias veces por cada día de simulación, y en todos los puntos de una rejilla global que consta típicamente de varios miles de puntos) un aspecto muy importante en el diseño de estos modelos es la eficiencia computacional. Esta exigencia se puede y se suele abordar haciendo que la mayoría de los procesos físicos sean incluidos no de forma exacta, sino mediante aproximaciones y parametrizaciones que alivien la carga computacional del modelo global. Esto requiere una investigación de la naturaleza del proceso en cuestión, sus dependencias en parámetros asequibles para el modelo, y la magnitud de su variabilidad, junto con algunas dosis de imaginación. Es por esto que es conveniente disponer de cierta familiaridad con el comportamiento de los procesos físicos en

cuestión antes de abordar la tarea del diseño de una parametrización.

En el caso de la atmósfera de Marte, existen precedentes de parametrizaciones y cálculos aproximados de diversos procesos atmosféricos desarrollados para el caso terrestre, que enmarcan y orientan la tarea del diseño de cálculos rápidos para modelos marcianos. En última instancia, aunque se reconozca el buen comportamiento de ciertos metodos en la atmósfera terrestre, es conveniente contemplarlos a la nueva luz del sistema marciano y comparar sus resultados con los de los cálculos detallados.

El desarrollo del modelo 1-D nos ha permitido examinar el comportamiento numérico de los procesos clave para la alta atmósfera marciana (capítulo 2), y evaluar su consumo de tiempo de CPU. Esto nos lleva a considerar la absorción UV y el calentamiento asociado, así como el conjunto de reacciones fotoquímicas como los procesos fundamentales que requieren rutinas rápidas.

En las dos siguientes secciones de este capítulo, presentamos las rutinas rápidas de cálculo para el calentamiento UV y para la fotoquímica de la alta atmósfera de Marte, incluyendo comparaciones detalladas con los cálculos completos. Y discutimos los pasos para su implementación en el EMGCM.

### 3.2 Calentamiento UV

En la sección 2.3.1 vimos las ecuaciones que gobiernan este mecanismo de calentamiento tan importante en las capas altas de la atmósfera. Como puede verse en la ecuación 2.2, la profundidad óptica depende de las abundancias de las distintas especies y de sus secciones eficaces. Si las secciones eficaces no varían mucho con la altura (o sea, con la temperatura y la presión atmosféricas), entonces la variación con la altura de la profundidad óptica se debe solamente a la variación (normalmente exponencial) de la columna de las distintas especies. Bajo esta aproximación, la profundidad óptica vendrá dada por:

$$\tau_{\lambda}(z) = \frac{1}{\mu} \sum_{i=1}^{N_{abs}} \sigma_{i,\lambda} \int_z^{z_{TOA}} n_i(z') dz' \quad (3.1)$$

donde las variables y definiciones son las mismas que en la expresión 2.2 de la sección 2.3.1.

Esta idea, utilizada previamente en cálculos similares para la atmósfera terrestre (*Zhao y Turco, 1997*, y ver referencias allí contenidas; *Chipperfield, 1999*), pero novedosa en modelos marcianos, es el primer paso de nuestro esquema rápido de cálculo.

Con esta aproximación, no sólo la integración en altura se simplifica enormemente, sino que además la dos integraciones, en altura y en frecuencia, pueden abordarse por separado. Se trataría, por tanto, en un segundo paso, de acelerar dicha integración en frecuencia. Para esta tarea, en primer lugar hemos examinado el espectro solar UV y las secciones eficaces de las especies de la atmósfera de Marte con absorciones en el UV. Como extensión del espectro, que depende lógicamente de las especies incluidas en el modelo, hemos tomado el intervalo 0.1-800 nm. A continuación, se dividió dicha región espectral en un conjunto de subintervalos,

atendiendo a dos criterios directores:

- (1) La variación espectral del flujo solar y de las distintas secciones eficaces dentro de cada uno de los subintervalos debe ser aproximadamente lineal y, dentro de lo posible, pequeña.
- (2) La variación del flujo solar durante el ciclo solar de 11 años debe ser similar para todas las frecuencias dentro de un mismo intervalo.

En la figura 2.2 puede verse que las secciones eficaces de las distintas especies consideradas no presentan especiales problemas por su variación espectral para realizar una división de dichas características, excepto la del  $O_2$  entre 100 y 120 nm. Igualmente, y según la figura 2.3, el flujo solar presenta variaciones espectrales suaves en  $\lambda > 120$  nm, mientras que en longitudes de onda inferiores su dependencia espectral es más compleja, exigiendo en esa región divisiones más pequeñas. Este proceso no tiene una solución única, existiendo cierta arbitrariedad en la decisión final. Ésta, en nuestro caso, obedece a un proceso de experimentación que partió de 15 intervalos iniciales y se fue extendiendo hasta la selección actual, buscando un compromiso entre un número de intervalos lo más reducido posible y una buena precisión. Finalmente el proceso resultó en 36 subintervalos con una anchura espectral media de unos 20 nm o, excluyendo los dos últimos subintervalos, la anchura media sería unos 7 nm. En la tabla 3.1 pueden verse los subintervalos seleccionados, mientras que la figura 3.1 muestra esta subdivisión (líneas rojas verticales de trazos) junto con los valores de las distintas secciones eficaces hasta 240 nm.

Una vez hecha esta división, utilizando una atmósfera de referencia típica de condiciones medias en Marte, se calculan los coeficientes de fotoabsorción de cada compuesto integrados en cada uno de los 36 subintervalos siguiendo la expresión 2.4, y se tabulan en función de las columnas de las especies que presentan absorción en dicho intervalo. Nótese que en cada intervalo esas especies cambian. Estas tablas se utilizarán por interpolación cada vez que queramos calcular estos coeficientes para otra atmósfera distinta, reduciendo el cálculo de la integración espectral a una sumatoria de 36 valores.

Por tanto, y a modo de resumen, para calcular el calentamiento UV para cualquier perfil atmosférico dado, basta seguir los pasos siguientes:

- (1) Calcular la columna total de los constituyentes con absorción en dicho intervalo para la nueva atmósfera. Esta columna debe tener en cuenta el camino real que un rayo solar recorre entre las capas de la atmósfera discretizada cuando el ángulo de incidencia es distinto de 0.
- (2) Interpolarse a este valor en la tabla para obtener el coeficiente de fotoabsorción de cada compuesto en cada subintervalo.
- (3) Sumar para todos los gases y subintervalos, según la ecuación 2.5, para obtener el calentamiento a dicha altura.

En este esquema utilizamos el mismo método de cálculo del espesor óptico que se utiliza en el modelo detallado y que se describió anteriormente en la sección 2.3.2.

#	Intervalo (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Absorbentes	c1	p1	c2	p2
1	0.1-5.0	4.9	O <sub>2</sub> ,O( <sup>3</sup> P),H <sub>2</sub>	71.663	-0.03564	66.341	-0.03277
2	5.0-10.4	5.3	CO <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub> ,O( <sup>3</sup> P),H <sub>2</sub>	44.377	-0.02201	40.919	-0.02006
3	10.4-16.5	6.1	“	44.414	-0.02201	40.945	-0.02007
4	16.5-29.4	12.8	“	51.521	-0.02555	51.255	-0.02519
5	29.4-31.5	2.0	“	46.031	-0.02284	46.063	-0.02259
6	31.5-38.5	6.9	“	49.024	-0.02434	46.236	-0.02271
7	38.5-50.4	11.8	“	45.014	-0.02233	42.641	-0.02091
8	50.4-51.4	0.4	“	21.874	-0.01088	20.451	-0.00977
9	51.4-53.4	1.9	“	20.110	-0.00988	22.8487	-0.01097
10	53.4-58.4	4.9	“	5.054	-0.00249	6.114	-0.00256
11	58.4-59.4	0.9	“	37.625	-0.01864	38.929	-0.01899
12	59.4-63.5	4.0	“	9.400	-0.00455	9.676	-0.00434
13	63.5-70.5	6.9	“	7.753	-0.00381	8.8459	-0.00393
14	70.5-75.5	4.9	“	0.	0.	0.	0.
15	75.5-80.5	4.9	“	1.501	-0.00065	11.051	-0.00501
16	80.5-90.8	10.2	CO <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub> ,O( <sup>3</sup> P)	7.619	-0.00374	8.748	-0.00388
17	90.8-96.5	5.6	CO <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub>	11.169	-0.00548	12.359	-0.00568
18	96.5-98.5	1.9	“	11.918	-0.00585	13.1178	-0.00606
19	98.5-99.5	0.9	“	8.94	-0.00439	10.092	-0.00455
20	99.5-100.5	0.9	“	8.89	-0.00436	10.032	-0.00452
21	100.5-101.5	0.9	“	1.098	-0.00054	2.113	-0.00056
22	101.5-102.5	0.9	“	33.462	-0.01658	34.418	-0.01675
23	102.5-106.3	3.7	“	6.509	-0.00320	7.617	-0.00331
24	106.3-119.5	13.1	“	4.871	-0.00239	5.960	-0.00248
25	119.5-123.5	3.9	CO <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub> ,H <sub>2</sub> O,H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	-	-	-	-
26	123.5-129.6	6.0	“	-	-	-	-
27	129.6-134.5	4.8	“	-	-	-	-
28	134.5-158.5	23.9	“	-	-	-	-
29	158.6-167.0	8.4	“	-	-	-	-
30	167.0-175.6	8.5	“	-	-	-	-
31	175.6-202.5	26.8	“	-	-	-	-
32	202.5-210.0	7.5	CO <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub> ,H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	-	-	-	-
33	210.0-230.9	20.8	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub>	-	-	-	-
34	230.9-240.0	9.0	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> ,O <sub>2</sub> ,O <sub>3</sub>	-	-	-	-
35	240.0-337.7	97.6	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> ,O <sub>3</sub>	-	-	-	-
36	337.7-800.0	462.2	O <sub>3</sub>	-	-	-	-

Tabla 3.1 División del intervalo espectral en subintervalos.  $\Delta\lambda$  es la anchura del subintervalo, en nm.  $c_1, p_1, c_2$  y  $p_2$  son los parámetros que representan la variación del flujo solar, de acuerdo con la ecuación (3.7) (ver texto para más detalles)

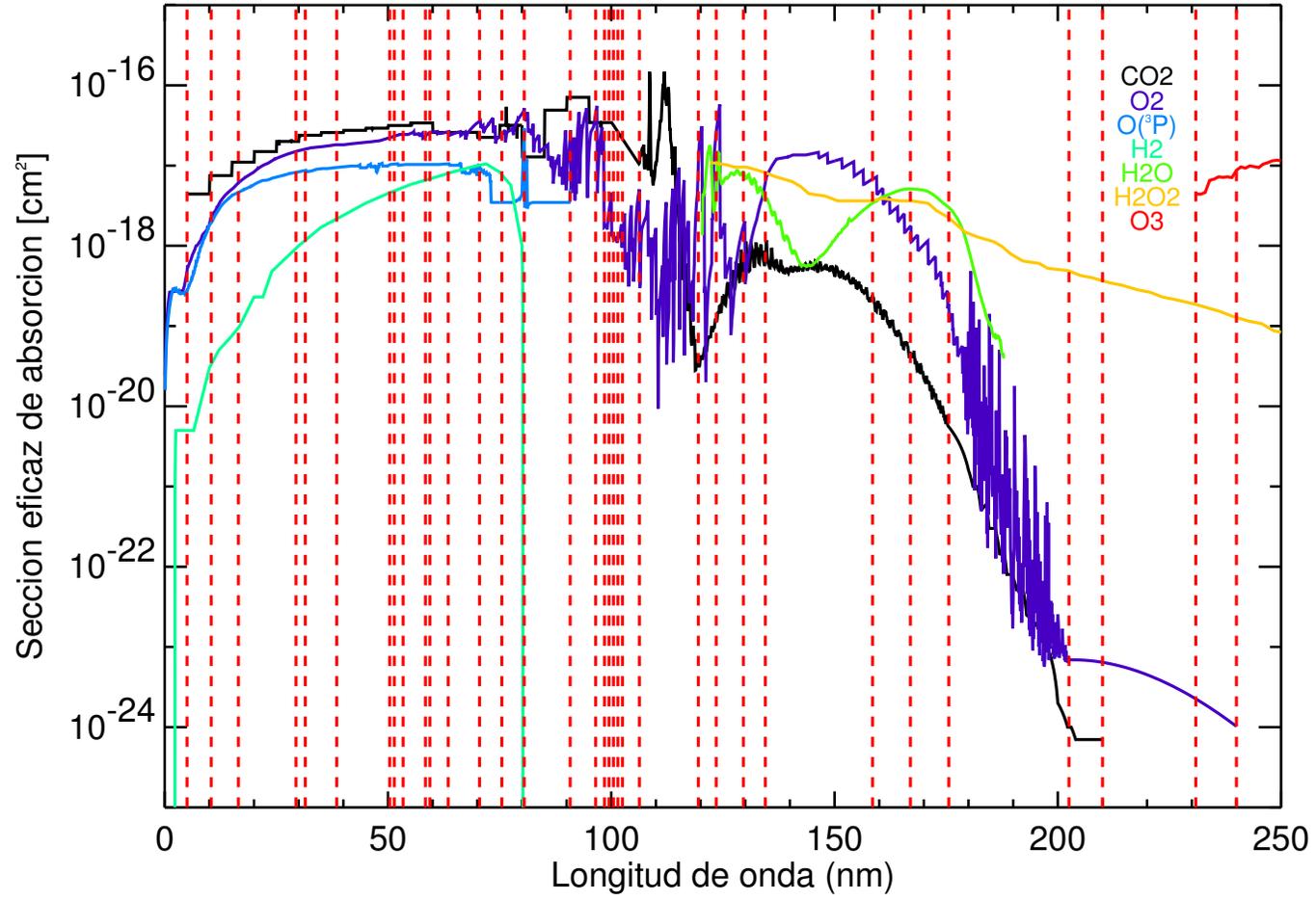


Fig. 3.1 Subdivisión del intervalo espectral en subintervalos (líneas rojas verticales de trazos), junto a las secciones eficaces de los distintos absorbentes hasta 240 nm.

### 3.2.1 Dependencia de la sección eficaz de CO<sub>2</sub> con la temperatura

Este procedimiento de cálculo rápido o tabulación que acabamos de describir utiliza la aproximación de suponer que las secciones eficaces no varían con la temperatura. Ahora bien, la sección eficaz del CO<sub>2</sub> depende de la temperatura para longitudes de onda mayores de 118.7 nm de forma notable (más del 30% en algunas frecuencias al cambiar la temperatura de 195 a 295 K; ver, por ejemplo, *Yoshino y col.*, 1996), por lo que se hace necesario incluir algún tipo de corrección. La que proponemos está basada en una linealización de dicha dependencia, como describimos a continuación.

Supongamos que la variación de la sección eficaz del CO<sub>2</sub> (compuesto para el cual, en todo lo que sigue, se ha usado el subíndice  $i = 1$ ) con la temperatura,  $T$ , viene dada por la siguiente ecuación lineal en  $T$ :

$$\sigma_{1,\lambda}(T) = \sigma_{1,\lambda}(T_0) (1 + \alpha_\lambda (T - T_0)) \quad (3.2)$$

donde  $T_0$  es una temperatura de referencia. Esta aproximación está basada en el resultado de *Anbar y col.*, (1993), según el cual la variación de la sección eficaz con la temperatura sigue una forma lineal:

$$\sigma_{1,\lambda}(T) = \sigma_{1,\lambda}(T_0) + \frac{\sigma_{1,\lambda}(295) - \sigma_{1,\lambda}(T_0)}{295 - T_0} (T - T_0) \quad (3.3)$$

de forma que, reordenando:

$$\sigma_{1,\lambda}(T) = \sigma_{1,\lambda}(T_0) \left( 1 + \frac{\frac{\sigma_{1,\lambda}(295)}{\sigma_{1,\lambda}(T_0)} - 1}{295 - T_0} \Delta T \right) \quad (3.4)$$

y nuestro parámetro  $\alpha_\lambda$  en la ecuación 3.2 tendrá la expresión:

$$\alpha_\lambda = \frac{\frac{\sigma_{1,\lambda}(295)}{\sigma_{1,\lambda}(T_0)} - 1}{295 - T_0}$$

Veamos el impacto que esta corrección tiene sobre nuestra rutina de cálculo UV rápido. El espesor óptico es, según la ecuación 2.2,

$$\begin{aligned} \tau_\lambda(T) &= \sum_i \int_z^{z_{TOA}} \sigma_{i,\lambda}(T(z)) n_i(z) dz_i = \\ &= \tau_\lambda(T_0) + \sigma_{1,\lambda}(T_0) \alpha_\lambda \int_z^{z_{TOA}} \Delta T(z) n_1(z) dz \end{aligned}$$

con lo cual la transmitancia quedaría:

$$\begin{aligned} T_\lambda(z, z_{TOA}, T(z)) &= \exp(-\tau_\lambda) \\ &= T_\lambda(z, z_{TOA}, T_0(z)) \exp\left(-\sigma_{1,\lambda}(T_0) \alpha_\lambda \int_z^{z_{TOA}} \Delta T(z) n_1(z) dz\right) \end{aligned}$$

Por otro lado, el coeficiente de fotoabsorción de un compuesto cualquiera (distinto al  $\text{CO}_2$ ) sería simplemente:

$$j_{i,\lambda}(T(z)) = j_{i,\lambda}(T_0(z)) \exp\left(-\sigma_{1,\lambda}(T_0)\alpha_\lambda \int_z^{z_{TOA}} \Delta T(z)n_1(z)dz\right) \quad (3.5)$$

mientras que en el caso del  $\text{CO}_2$ :

$$j_{1,\lambda}(T(z)) = j_{1,\lambda}(T_0(z)) \exp\left(-\sigma_{1,\lambda}(T_0)\alpha_\lambda \int_z^{z_{TOA}} \Delta T(z)n_1(z)dz\right) (1 + \alpha_\lambda \Delta T(z)) \quad (3.6)$$

A partir de esta expresión se puede ver que el efecto de la variación de la sección eficaz sobre el coeficiente de fotoabsorción se debe a la variación de las transmitancias (término en la exponencial) y a la de la propia sección eficaz (último paréntesis).

Por tanto, el método que se sigue para el cálculo de los coeficientes de fotoabsorción, teniendo en cuenta este efecto, es sólo ligeramente diferente al caso descrito en el apartado anterior:

- (0) Paso previo: Usando una atmósfera de referencia determinada, con temperatura  $T_0(z)$ , los coeficientes de fotoabsorción se calculan de modo preciso para cada especie en cada intervalo, siguiendo la expresión 2.4 del modelo 1-D. Dichos coeficientes se tabulan en función de la columna total de las especies con absorción en dicho intervalo. El coeficiente de cada constituyente se tabula en una tabla diferente, resultando un total de 7 tablas (más una en la que se incluye solamente la columna en cada intervalo) que tendrá tantas columnas como número de intervalos en que la especie presenta absorción y un número de filas dado por el número de capas de la atmósfera de referencia empleada en el cálculo, típicamente 250. Un extracto de estas tablas se incluyen en el apéndice F
- (1) Para una atmósfera  $T(z)$ ,  $P(z)$  diferente, hallamos para cada capa primero el coeficiente de fotoabsorción a la temperatura  $T_0(z)$ ,  $j_i(T_0(z))$  por interpolación, siguiendo los pasos (1-2-3) expuestos antes.
- (2) Utilizando valores promediados en cada intervalo de la sección eficaz de  $\text{CO}_2$  a 195 K y 295 K podemos hallar, mediante interpolación lineal, el valor de la sección eficaz de  $\text{CO}_2$  a la temperatura  $T_0(z)$ ,  $\sigma_{1,\lambda}(T_0)$ , promediado en cada intervalo, y aplicar en cada uno de estos intervalos la corrección expresada por las ecuaciones (3.5) y (3.6), donde  $\Delta T(z)$  será  $T_0(z) - T(z)$ .
- (3) Y de modo similar al paso (3) del caso anterior, se suman los coeficientes para todos los gases y subintervalos, para obtener el calentamiento UV a cada altura.

### 3.2.2 Flujo solar: Variación durante el ciclo solar

Describimos aquí un aspecto que debe ser tratado adecuadamente tanto por el modelo detallado como por el método de cálculo rápido. Nuestro Sol es una estrella variable. Se han descrito ciclos de unos 11 años a partir de observaciones en el visible y, más recientemente, en el infrarrojo y el radio (*Lean*, 1987). La variabilidad en el Ultravioleta (UV) es mucho menos conocida, aunque los datos parecen indicar una variación temporal compleja, conteniendo períodos diversos de

variabilidad y amplitudes grandes en algunos intervalos espectrales (*Lean, 1987; Lean, 1991*). Esto es importante tanto para el modelo 1-D como para el MCG si las simulaciones se realizan durante períodos de tiempo prolongados, donde el flujo solar varía considerablemente.

En los últimos tiempos se han hecho grandes avances en la descripción del flujo solar en el UV, gracias a las observaciones desde satélites y a las mejoras en los modelos teóricos de las capas externas del Sol. Actualmente se sabe que las variaciones en el flujo solar UV se deben a cambios en la actividad magnética de la atmósfera del Sol (*Foukal, 1994*) y que, por tanto, también siguen el ciclo de 11 años. Además, hay evidencias de que cambios globales en la temperatura, radio y composición solares pueden contribuir también a las variaciones de la radiación UV solar (*Lean, 1987*).

Un método bastante común de parametrizar la variación solar es usar un “modelo proxy”. En estos modelos, el flujo solar a una longitud de onda se estima usando el conocimiento que se tiene de la emisión a una longitud de onda diferente de referencia. El modelo proxy más usado es el índice  $F_{10.7}$ , que indica el flujo solar a una longitud de onda de 10.7 nm. Aunque este índice es un buen indicador del nivel general de actividad solar, la correlación entre el flujo UV en regiones espectrales estrechas y este índice no es buena (*Donnelly y col., 1986*). La emisión UV solar se origina en un amplio intervalo de alturas en la atmósfera que van desde la baja cromosfera y la región de transición entre la cromosfera y la corona hasta la corona inferior. El flujo a 10.7 nm se origina predominantemente, sin embargo, en la cromosfera superior y la corona inferior. Dado que estas regiones pueden verse afectadas por procesos físicos distintos (*Heroux y Hinteregger, 1985*), no es extraño que el flujo solar UV, emitido desde un conjunto más amplio de regiones de la atmósfera solar, no tenga una buena correlación con el flujo a 10.7 nm.

Teniendo en cuenta estos resultados, en nuestro modelo se ha seguido una estrategia diferente, basada en la observación de los dos últimos ciclos solares, desde 1985 hasta la actualidad (ciclos solares 22 y 23, este último incompleto), y en las sugerencias de *Dyominov y Zadorozhny (2001)*, según las cuales los cambios temporales del flujo solar UV tienen forma de funciones sinusoidales con períodos de 11 años.

Así, se representó el flujo solar en cada uno de los 36 intervalos en que se dividió el espectro UV y EUV para estos dos últimos ciclos solares. En cada intervalo, se ajustó una función sinusoidal de la forma:

$$F(x) = F_0 \left[ (c1 + p1 \cdot x/2) \sin \left( \frac{2\pi}{11} (x - 1985 - \pi) \right) + (c2 + p2 \cdot x + 1) \right] \quad (3.7)$$

donde  $x$  es la fecha, en años,  $F(x)$  el flujo solar para esa fecha y  $F_0$  es una combinación o promedio de flujo solares medidos en condiciones medias para esa longitud de onda. Un ajuste de esta forma para el flujo a 14.5 nm puede verse en la figura 3.2. En ella, la línea negra es el flujo medido en 14.5 nm en distintas fechas dividido por un flujo representativo de condiciones medias, mientras que la línea azul es el ajuste realizado. Los parámetros  $c1$ ,  $c2$ ,  $p1$  y  $p2$  se ajustan en cada intervalo espectral y se le dan al programa en forma de tabla. Estos parámetros se muestran en la tabla 3.1

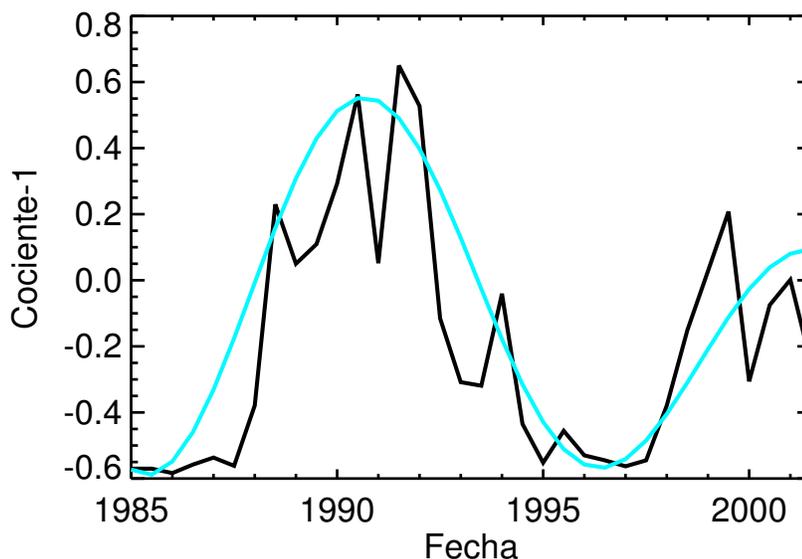


Fig. 3.2 Ajuste a la variación del ciclo solar para el flujo solar en el intervalo # 3 de la tabla 3.1

Como consecuencia de este ajuste, obviamente, la variación solar sólo puede reproducirse fielmente en nuestro modelo para los dos últimos ciclos solares. Esto no es un problema, sino justamente lo que buscamos, pues la mayor cantidad de observaciones de la atmósfera marciana se centran en este periodo temporal. Para épocas futuras es fácil modificar la tabla mediante cambios en los cuatro parámetros anteriores para extenderla e incluir futuros ciclos.

### 3.2.3 Resultados

Se comentó en la sección 2.3.4 que los resultados típicos del cálculo de la absorción de radiación UV son los coeficientes de fotoabsorción y las tasas de calentamiento. Compararemos aquí los resultados obtenidos para ambos con el esquema de cálculo rápido que acabamos de describir y con el esquema detallado descrito en la sección 2.3.2.

En las figuras 3.3, 3.4 y 3.5 se muestran los coeficientes de fotoabsorción obtenidos para los 7 absorbentes para las atmósferas de referencia 1, 2 y 3, respectivamente, (paneles de la izquierda) tanto con el modelo detallado (líneas sólidas) como con la parametrización (líneas de trazos), así como el cociente entre ellos (paneles de la derecha). Cabe destacar, en primer lugar, comparando las tres figuras, que las diferencias entre los coeficientes de fotoabsorción calculados para las tres atmósferas se limitan prácticamente a diferencias en la altura a que empieza a que el espesor óptico empieza a ser considerable. Por lo demás, la forma de los distintos coeficientes es similar en las tres atmósferas. También lo son los valores de los coeficientes en las capas superiores, donde, al ser el espesor óptico muy pequeño, este coeficiente no es más que la integración espectral del producto del flujo solar por la sección eficaz del compuesto en cuestión, y por

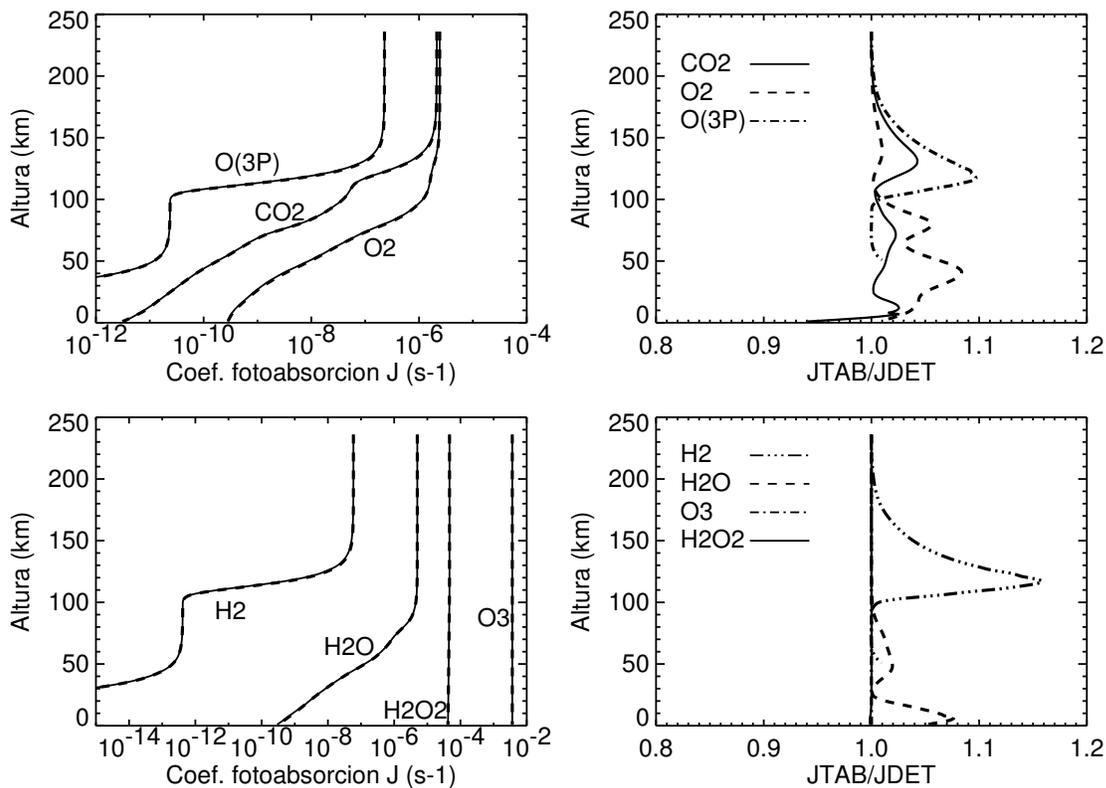


Fig. 3.3 Paneles a la izquierda: Coeficientes de fotoabsorción (en fotones/s) de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  y  $\text{O}$  (panel superior) y de  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  y  $\text{O}_3$  (panel inferior) obtenidos con el modelo UV detallado (líneas sólidas) y con el esquema rápido de cálculo (líneas de trazos) para la atmósfera de referencia 1. Paneles de la derecha: Cociente entre los coeficientes de fotoabsorción obtenidos con el esquema rápido de cálculo y con el esquema detallado, para los diferentes compuestos que absorben la radiación UV.

tanto, no se ve afectado por las diferentes concentraciones. Por otro lado, podemos comprobar que el comportamiento del método rápido de cálculo es muy bueno, con diferencias (reflejadas en los paneles de la derecha) con respecto a los valores obtenidos con el método detallado normalmente por debajo de un 5%. Hay algunas excepciones, como para el oxígeno atómico y el hidrógeno molecular a unos 120 km y por debajo de unos 70 km. Esto ocurre cuando hay un fuerte gradiente vertical del coeficiente de fotoabsorción, dado que en estos casos una ligera diferencia en la altura a que se produce este gradiente da lugar a grandes diferencias fraccionales. Podemos concluir que en todos los casos el acuerdo entre ambos esquemas es muy bueno.

Una comparación similar para las tasas de calentamiento se muestra en la figura 3.6. En ella se muestra el calentamiento UV obtenido mediante el método detallado de cálculo (líneas sólidas) y el esquema rápido (líneas de trazos) (paneles de la izquierda) para la atmósfera 1 y condiciones solares medias (panel superior), la atmósfera 2 y condiciones solares máximas (panel del centro) y la atmósfera 3 y condiciones solares mínimas (panel inferior), así como

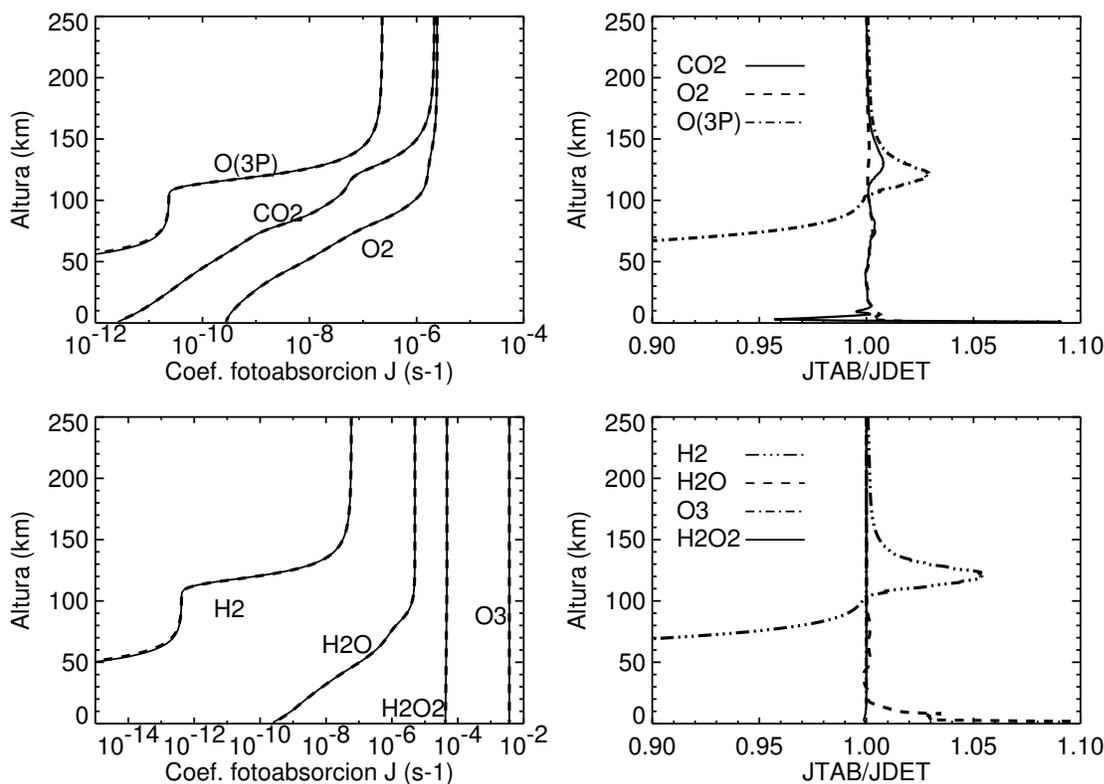


Fig. 3.4 Paneles a la izquierda: Coeficientes de fotoabsorción (en fotones/s) de CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> y O (panel superior) y de H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> y O<sub>3</sub> (panel inferior) obtenidos con el modelo UV detallado (líneas sólidas) y con el esquema rápido de cálculo (líneas de trazos) para la atmósfera de referencia 2. Paneles de la derecha: Cociente entre los coeficientes de fotoabsorción obtenidos con el esquema rápido de cálculo y con el esquema detallado, para los diferentes compuestos que absorben la radiación UV.

el cociente entre el calentamiento obtenido con el método rápido y con el modelo detallado (paneles de la derecha). Centrándonos en la comparación entre el esquema rápido de cálculo y el modelo detallado, vemos de nuevo que las diferencias son menores del 5% en general. Las diferencias son algo mayores en las capas inferiores, pero en ellas el calentamiento UV es muy pequeño y, en cualquier caso, despreciable comparado con otros términos de calentamiento. El perfil de la diferencia respecto al esquema detallado es similar para las tres atmósferas, con una diferencia máxima a unos 50 km, donde como hemos dicho antes, el calentamiento es despreciable, y otro máximo secundario en la zona en que se produce el fuerte descenso del calentamiento al considerar capas más bajas. Estas alturas a que se producen las máximas diferencias en los calentamientos coinciden, como es esperable, con las alturas a que se producen las mayores diferencias en los coeficientes de fotoabsorción.

Podemos por tanto afirmar que el esquema rápido de cálculo reproduce los resultados obtenidos con el modelo detallado con una precisión mejor del 5% en la mayoría de los casos. Además, la utilización de este esquema supone un consumo de tiempo de CPU unas 200 veces menor que con el modelo detallado a alta resolución (0.1 nm) o 20 veces menor que con

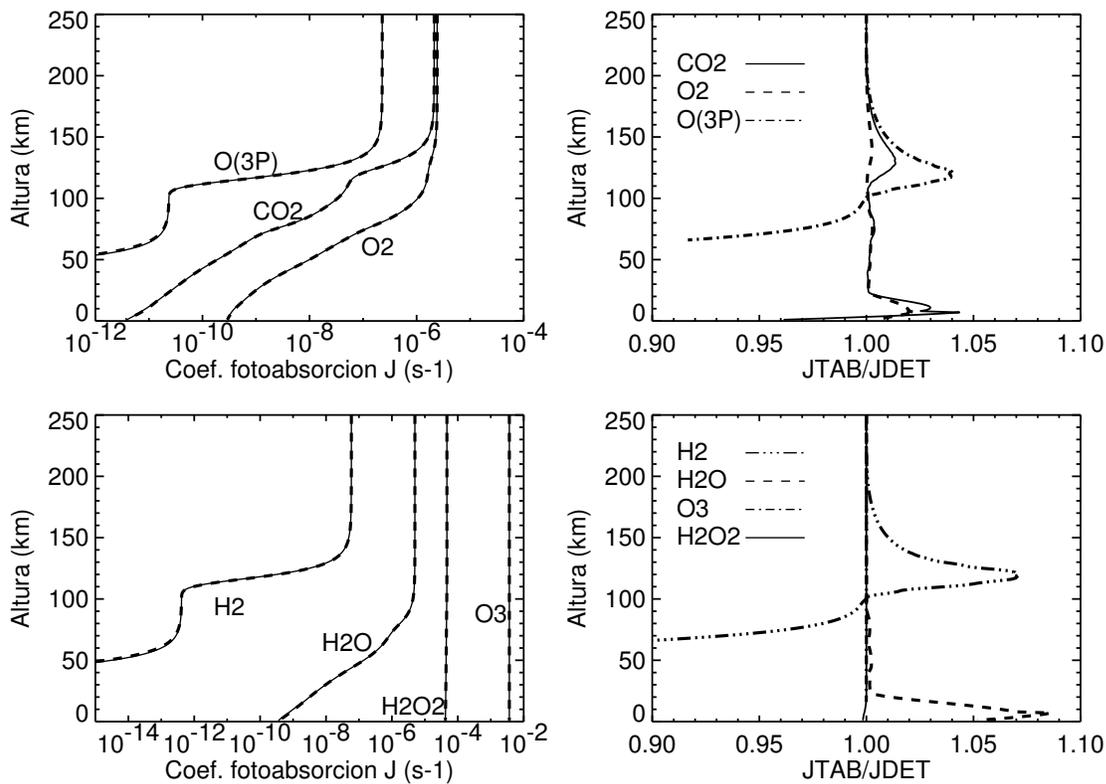


Fig. 3.5 Paneles a la izquierda: Coeficientes de fotoabsorción (en fotones/s) de CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> y O (panel superior) y de H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> y O<sub>3</sub> (panel inferior) obtenidos con el modelo UV detallado (líneas sólidas) y con el esquema rápido de cálculo (líneas de trazos) para la atmósfera de referencia 3. Paneles de la derecha: Cociente entre los coeficientes de fotoabsorción obtenidos con el esquema rápido de cálculo y con el esquema detallado, para los diferentes compuestos que absorben la radiación UV.

el modelo detallado con 1 nm de resolución.

Cabe preguntarse, sin embargo, si la utilización del esquema detallado con una resolución espectral menor (por ejemplo, con divisiones regulares de 10 nm), que supone un consumo de tiempo de computación similar al del esquema rápido de cálculo, permite reproducir los resultados obtenidos con el modelo detallado de alta resolución de la misma manera que el esquema rápido de cálculo. Para responder esta pregunta, representamos en la figura 3.7 el calentamiento UV obtenido (panel de la izquierda), para la atmósfera 1, con el modelo detallado y resolución de 0.1nm (línea sólida), 1 nm (línea de trazos), 10 nm (línea de trazos y puntos) y con el esquema rápido de cálculo (línea de trazos y tres puntos), así como las diferencias con respecto al modelo detallado de alta resolución (panel de la derecha). Observamos que en la alta atmósfera la precisión obtenida con el esquema rápido es similar a la que se obtiene con el modelo detallado con resolución de 1 nm, y bastante mejor que con el modelo detallado y resolución de 10 nm. Esta tendencia continúa en capas inferiores, siendo el esquema rápido el más preciso entre 80 y 110 km de altura, donde las diferencias se disparan en el caso del modelo con resolución de 10 nm. Sólo en las capas alrededor de 60 km la precisión obtenida

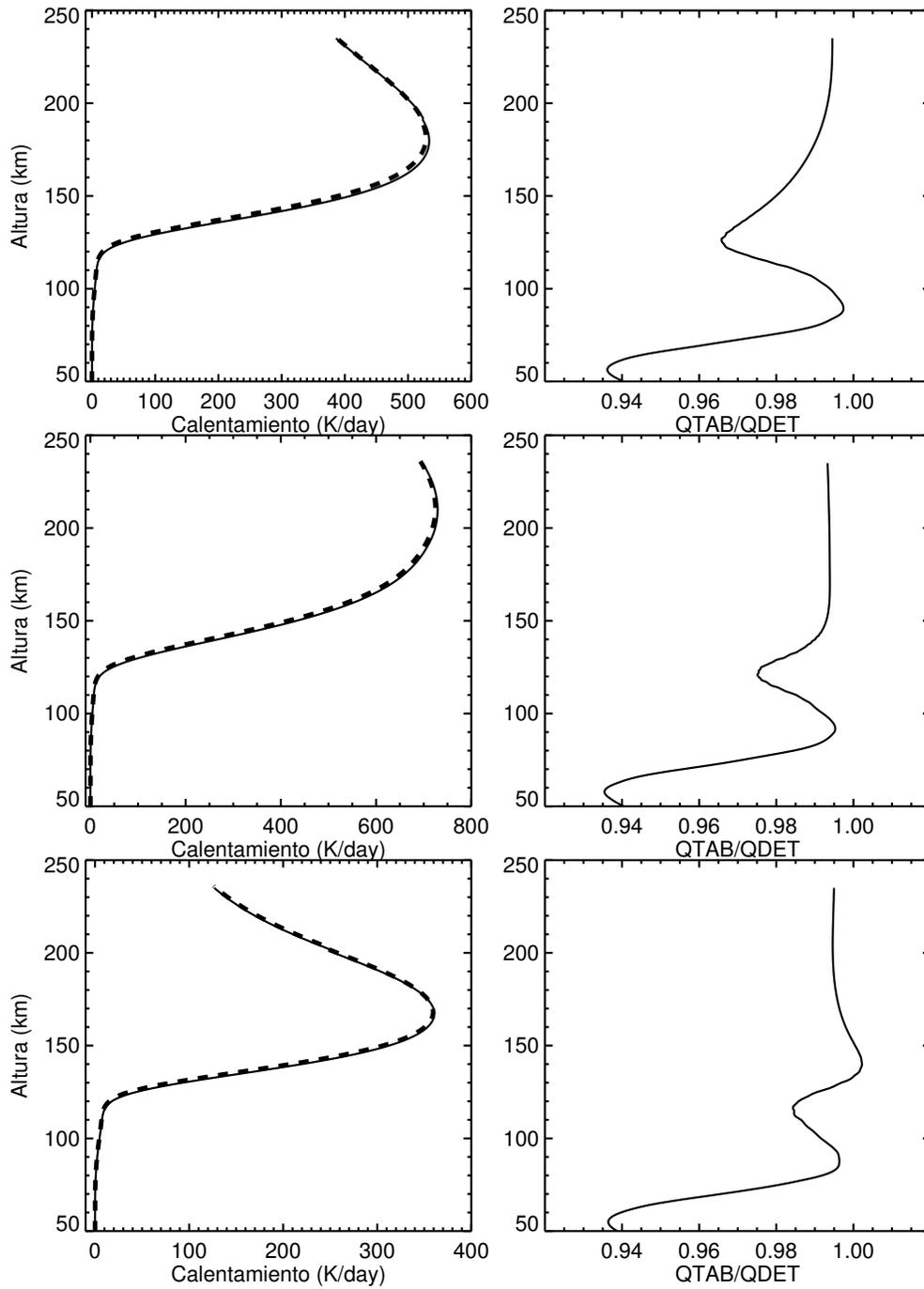


Fig. 3.6 Paneles a la izquierda: Calentamiento UV (en K/día) para la atmósfera 1 y condiciones solares medias (panel superior), atmósfera 2 y condiciones solares máximas (panel central) y atmósfera 3 y condiciones solares mínimas (panel inferior), obtenidos con el modelo UV detallado (líneas sólidas) y con el esquema rápido de cálculo (líneas de trazos). Paneles de la derecha: Cociente entre las tasas de calentamiento obtenidas con el esquema rápido de cálculo y con el esquema detallado.

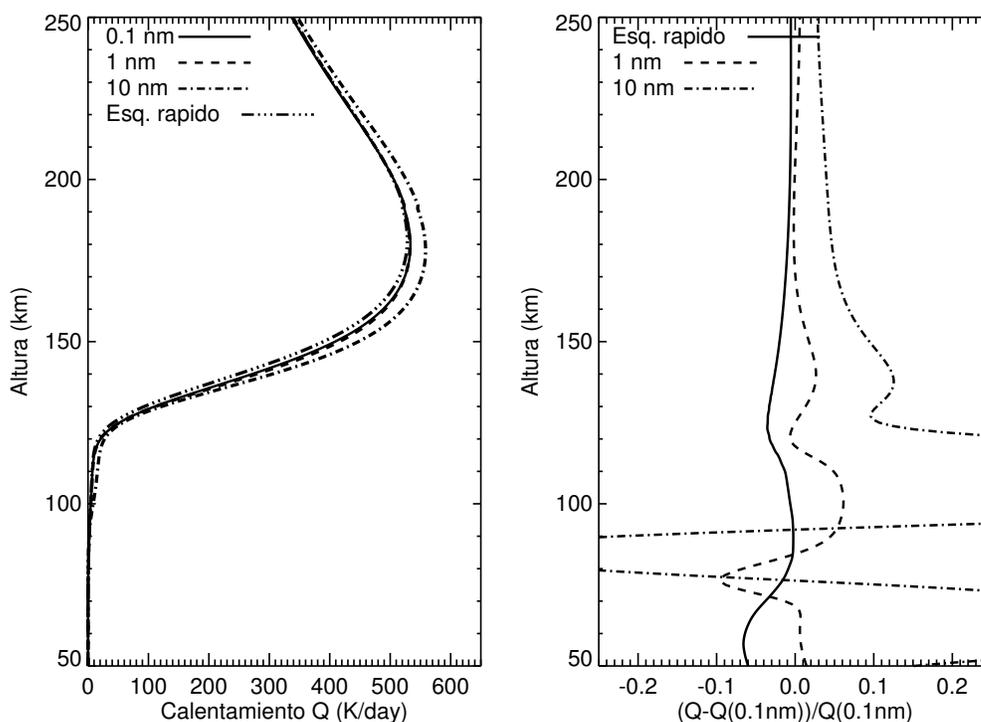


Fig. 3.7 Panel de la izquierda: Calentamiento UV (en K/día) para la atmósfera 1 y condiciones solares medias, obtenidos con el modelo UV detallado de alta resolución (0.1nm, línea sólidas), media resolución (1nm, línea de trazos), de baja resolución (10 nm, línea de trazos y puntos) y con el esquema rápido de cálculo (línea de trazos y tres puntos). Paneles de la derecha: Cociente entre las tasas de calentamiento obtenido con el esquema rápido (línea sólida), el modelo de media resolución (1nm, línea de trazos) y el modelo de baja resolución (10 nm, línea de trazos y puntos), y el dado por el esquema detallado de alta resolución.

con el modelo detallado y resolución de 1 nm es mejor que la del esquema rápido. Esto indica que degradar la resolución espectral no es una estrategia adecuada para la aceleración del cálculo del calentamiento UV. Un esquema como el que hemos presentado aquí, basado en una buena elección de los subintervalos, permite minimizar las diferencias con respecto al esquema detallado de alta resolución.

### 3.3 Fotoquímica

Vimos en la sección 2.4.4 que los compuestos con menor tiempo de vida, en concreto  $O(^1D)$ , OH y  $HO_2$ , imponían una limitación al paso temporal que se podía utilizar en el modelo, provocando así un consumo muy importante de tiempo de CPU, que hace ese modelo inapropiado para su implementación directa en un MCG. Se hace necesario, pues, utilizar una aproximación para realizar este cálculo. El cálculo rápido utilizado para la inclusión del código fotoquímico en un MCG se basa en la aproximación de equilibrio fotoquímico para los compuestos con el tiempo de vida más corto de todo el sistema:  $O(^1D)$ , OH y  $HO_2$  (ver figura 2.19). Esta aproximación es bien conocida y ha sido ampliamente utilizada en modelos fotoquímicos de diversas atmósferas

planetarias (*Butchers y Charlson, 1972; Rodrigo y col., 1986; Wayne, 1991; Yung y DeMore, 1999*).

Se dice que un compuesto está en equilibrio fotoquímico cuando sus producciones químicas son iguales que sus pérdidas químicas:

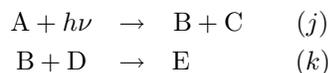
$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - n_i l_i = 0$$

donde  $P_i$  son las producciones del compuesto  $i$  por todos los procesos fotoquímicos en que participa y  $l_i$  son las pérdidas específicas (por molécula) del compuesto de interés. La concentración de un compuesto una vez alcanzada esta situación estacionaria puede calcularse fácilmente:

$$(n_i)_{EF} = \frac{P_i}{l_i}$$

y si  $P_i$  y  $l_i$  son conocidos en cada instante,  $n_i$  será conocido sin resolver la ecuación diferencial de su evolución temporal.

Esta situación es realmente estacionaria si tanto  $P_i$  como  $l_i$  no varían con el tiempo. Aunque esto no se cumple de modo estricto, siempre que los demás compuestos atmosféricos que participan en los términos  $P_i$  y  $l_i$  tengan variaciones temporales pequeñas en un intervalo temporal del orden del tiempo de vida química del compuesto  $i$ , es de esperar que se alcancen situaciones estacionarias de este tipo. Para evaluar cuantitativamente cuándo es razonable aplicar esta aproximación, consideremos dos reacciones genéricas para un compuesto cualquiera B, una de producción por fotólisis y otra de pérdida química



donde  $j$  es el coeficiente de fotodisociación, en  $[s^{-1}]$ , y  $k$  la velocidad de la reacción, en  $[s^{-1} \text{ cm}^{-3}]$ .

La variación de la concentración del compuesto B debido a estas reacciones será:

$$\frac{\partial [B]}{\partial t} = j[A] - k[B][D]$$

La solución de la ecuación diferencial anterior es:

$$[B] = [B]_{t=0} \exp(-k[D]\Delta t) + [B]_{EF} \quad (3.8)$$

donde  $[B]_{EF}$  es la concentración según la aproximación de equilibrio fotoquímico:

$$[B]_{EF} = \frac{j[A]}{k[D]}$$

Por tanto, la aproximación de equilibrio fotoquímico es buena siempre que el primer término sea menor que el segundo, o de otro modo, cuando:

$$k[D]\Delta t \gg 1 \Rightarrow \Delta t \gg \frac{1}{k[D]} \equiv \tau_B \quad (3.9)$$

o sea, el paso temporal utilizado debe ser mucho mayor que el tiempo de vida característico,  $\tau_B$ , del compuesto. La idea detrás de esta aproximación es evidente en 3.8: a partir de una situación cualquiera,  $[B]_{t=0}$ ,  $[B]$  evoluciona hacia un valor final  $[B]_{EF}$ , con un tiempo característico  $\tau_B$ . Si este tiempo es muy breve, el compuesto B se ajustará rápidamente a la situación de equilibrio fotoquímico impuesta por A y D.

En el modelo fotoquímico detallado, el paso temporal debe ser siempre menor que el menor de los tiempos de vida de todas las especies. Si la concentración de los compuestos con tiempos de vida muy cortos pudiera conocerse rápidamente por algún método, como por ejemplo mediante la aproximación de equilibrio fotoquímico, el paso temporal podría aumentarse, y el tiempo de CPU consumido por el modelo disminuiría. Ésta es la base del método rápido de cálculo propuesto.

Según los tiempos característicos de los distintas especies químicas en el modelo (ver figura 2.19), observamos que la eliminación de los compuestos  $O(^1D)$ , OH y  $HO_2$  en las ecuaciones de evolución temporal del modelo, aumentaría el paso temporal del mismo, o sea lo aceleraría, en un factor grande a todas las alturas, desde  $10^{12}$  veces a 10 km de altura, y  $10^6$  a 100 km, hasta 10 veces a 180 km de altura. La principal aceleración proviene del  $O(^1D)$ , cuyo tiempo químico es mucho menor que todos los demás en prácticamente todas las capas de la atmósfera marciana. La velocidad de este modelo acelerado estaría limitada, por encima de unos 50 km, por el tiempo de vida del ozono, según la figura 2.19, o lo que es lo mismo, por el perfil de su coeficiente de fotoabsorción. Por debajo de 50 km el hidrógeno atómico limitaría el paso temporal.

Dada la lista de reacciones que se incluyen en nuestro modelo, es fácil comprobar que las concentraciones en equilibrio fotoquímico para  $O(^1D)$ , OH y  $HO_2$  vienen dadas por las siguientes expresiones:

$$[O(^1D)]_{EF} = \frac{J_{1b}[CO_2] + J_{2b}[O_2]}{k_9[H_2O] + k_{14}[H_2] + k_{19}[CO_2] + k_{20}[O_2]}$$

$$[HO_2]_{EF} = \frac{k_2[H][O_2][CO_2] + k_{18}[OH][H_2O_2] + k_{23}[O_3][OH]}{k_3[O(^3P)] + k_5[HO_2] + k_7[OH] + k_{13}[H] + k_{24}[O_3]}$$

$$[OH]_{EF} = \frac{(k_3[O(^3P)][HO_2] + J_6[H_2O_2] + J_8[H_2O] + k_9[O(^1D)][H_2O] + k_{14}[O(^1D)][H_2] + k_{22}[O_3][H] + k_{24}[O_3][HO_2])}{(k_4[CO] + k_7[HO_2] + k_{11}[O(^3P)] + k_{15}[H_2] + k_{18}[H_2O_2] + k_{23}[O_3])}$$

En la expresión para la concentración de  $O(^1D)$  sólo intervienen compuestos con un tiempo de vida mucho mayor que el suyo; sin embargo, en las expresiones para OH y  $HO_2$  intervienen las concentraciones de los otros dos compuestos en equilibrio fotoquímico. Sin embargo, viendo las producciones y pérdidas de estos compuestos (figuras 2.15 y 2.16) vemos que hay algunos términos que tienen una importancia mucho menor que los dominantes. Es el caso del término

$k_{24}[\text{O}_3][\text{HO}_2]$  en las producciones de OH, el término  $k_7[\text{HO}_2]$  en las pérdidas de OH, los términos  $k_{18}[\text{OH}][\text{H}_2\text{O}_2]$  y  $k_{23}[\text{O}_3][\text{OH}]$  en las producciones de  $\text{HO}_2$  y el término  $k_7[\text{OH}]$  en las pérdidas de  $\text{HO}_2$ . Esto elimina algunos de los acoplamientos entre OH y  $\text{HO}_2$ . En vista de esto, el proceso que se sigue es calcular en primer lugar la concentración de  $\text{O}(^1D)$  en el paso  $t + 1$  usando las concentraciones de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{H}_2$  en el paso  $t$ . Esta concentración se utiliza, junto con las concentraciones de los demás compuestos en el paso  $t$  para el cálculo de la concentración de  $\text{HO}_2$  en  $t + 1$ . La no-linealidad que aparece en esta ecuación (aparece  $[\text{HO}_2]$  en el denominador) la resolvemos de forma aproximada, utilizando en él la concentración de  $\text{HO}_2$  en el paso  $t$ . Por último, utilizamos las concentraciones de  $\text{O}(^1D)$  y  $\text{HO}_2$  en el paso  $t + 1$ , junto a las demás concentraciones en el paso  $t$ , para el cálculo de  $[\text{OH}]$  en  $t + 1$ . Alternativamente, se puede realizar el cálculo utilizando todas las concentraciones que aparecen en los segundos términos de las expresiones anteriores evaluadas en  $t$ , incluidas las de los demás compuestos en EF. En este caso no es necesario eliminar las producciones y pérdidas minoritarias, aunque se puede hacer para acelerar el cálculo. Aunque este esquema alternativo supone una aproximación algo más burda, se ha comprobado que las diferencias entre estos dos esquemas son muy pequeñas, por lo que cualquiera de los dos es válido para usarlo en el modelo.

Por tanto, el proceso que se sigue en este esquema rápido de cálculo, a cada altura, es el siguiente:

- En primer lugar, se calculan las tasas de reacción, dependientes generalmente de la temperatura, y las tasas de fotodisociación a partir de las de fotoabsorción suministradas por el módulo de cálculo de calentamiento UV, usando las correspondientes tasas de ramificación disociación-ionización (*Torr y col., 1979*)
- Se calculan los tiempos de vida de todos los compuestos en todas las reacciones (paso similar al método detallado o modelo de referencia).
- Se fija un paso temporal interno como una fracción del menor tiempo de vida de todos los compuestos, excepto aquellos más rápidos a los que deseamos aplicar la aproximación de equilibrio fotoquímico, o sea,  $\text{O}(^1D)$ , OH y  $\text{HO}_2$  en nuestro caso.
- Se evalúa para cuáles de estos compuestos es razonable la aproximación de equilibrio fotoquímico, comparando sus tiempos de vida fotoquímicos con el paso temporal interno fijado en el paso anterior. Si el tiempo de vida del compuesto en cuestión es al menos 10 veces menor, se considera que el compuesto está en equilibrio fotoquímico. En caso contrario, y si el tiempo de vida de alguno de estos compuestos es menor que el paso interno, se modifica éste en consecuencia.
- Las concentraciones de los gases en equilibrio fotoquímico se evalúan analíticamente, en equilibrio fotoquímico, usando el esquema descrito anteriormente, y se dan por conocidas al evaluar los restantes gases.
- Las concentraciones de los compuestos que no están en equilibrio fotoquímico se siguen calculando usando un método implícito, como en el caso del modelo detallado.

### 3.3.1 Resultados

Analizaremos aquí los resultados de este esquema rápido de cálculo, comparando con el modelo detallado, cuyos resultados se expusieron en la sección 2.4.4. Nos centraremos en la comparación de la evolución temporal de las concentraciones a tres alturas, 20, 100 y 150 km. Las simulaciones incluyen solamente los módulos fotoquímicos del modelo 1-D.

En la figura 3.8 puede verse la evolución durante 48 horas de las concentraciones de todos los compuestos, obtenida mediante el modelo detallado (líneas continuas) y el cálculo rápido (líneas discontinuas) a 150 km de altura (paneles de la izquierda). Las diferencias entre ambos esquemas (paneles de la derecha) son muy pequeñas, prácticamente inapreciables para los compuestos mayoritarios (muy inferiores a un 1%). Sí hay diferencias, aunque pequeñas (siempre menores del 5%), en la evolución de compuestos minoritarios, que aparecen al amanecer y al anochecer cuando se produce una importante variación temporal en la concentración de la especie. Esto indica que el mayor paso temporal del esquema rápido no permite reproducir exactamente estos cambios bruscos.

La figura 3.9 es similar a la anterior, mostrando la evolución a 100 km. De nuevo las diferencias son muy pequeñas, con la excepción de las concentraciones de OH,  $O(^1D)$  y  $O_3$  al amanecer, donde las concentraciones dadas por el cálculo rápido son superiores a las del modelo detallado. Al igual que pasaba a 150 km, estos cambios temporales bruscos no son bien recogidos con el paso temporal del esquema rápido de cálculo.

Por último, la figura 3.10 muestra las evoluciones a 20 km. En este caso aparecen algunas diferencias algo mayores en las concentraciones, aunque en todos los casos menores del 10%. Así, la concentración de  $O(^3P)$  presenta diferencias al amanecer y al atardecer, en los momentos en que hay una fuerte variación en su concentración. Igual ocurre con el  $O(^1D)$  y, en menor medida, con el  $HO_2$ . Otros compuestos presentan diferencias de alrededor de un 5% prácticamente constantes durante toda la noche; es el caso de OH, H y  $O_3$ . En cualquier caso, parece que en capas inferiores la aproximación de equilibrio fotoquímico, tal como la estamos aplicando aquí, pierde precisión. Creemos sin embargo que este método permite llegar a un buen compromiso entre la precisión de los resultados (errores menores del 5%) y el ahorro de tiempo de computación. La concentración de los compuestos mayoritarios, que son al fin y al cabo los que hay que tener en cuenta para un cálculo preciso del balance energético, no se ve afectada por estos errores, excepto el oxígeno atómico en la baja atmósfera.

## 3.4 Implementación en un MCG

Como se expuso anteriormente, el objetivo de la creación de estos esquemas rápidos de cálculo es su inclusión en el EMGCM. Sin embargo, ambos esquemas, el de calentamiento UV y el de la fotoquímica, han sido diseñados para ser fácilmente incluidos en un MCG genérico. Todas las variables de entrada que necesitan las subrutinas son parámetros geofísicos que se calculan o se conocen en cada punto de la rejilla y en todo momento en cualquier MCG: perfiles de

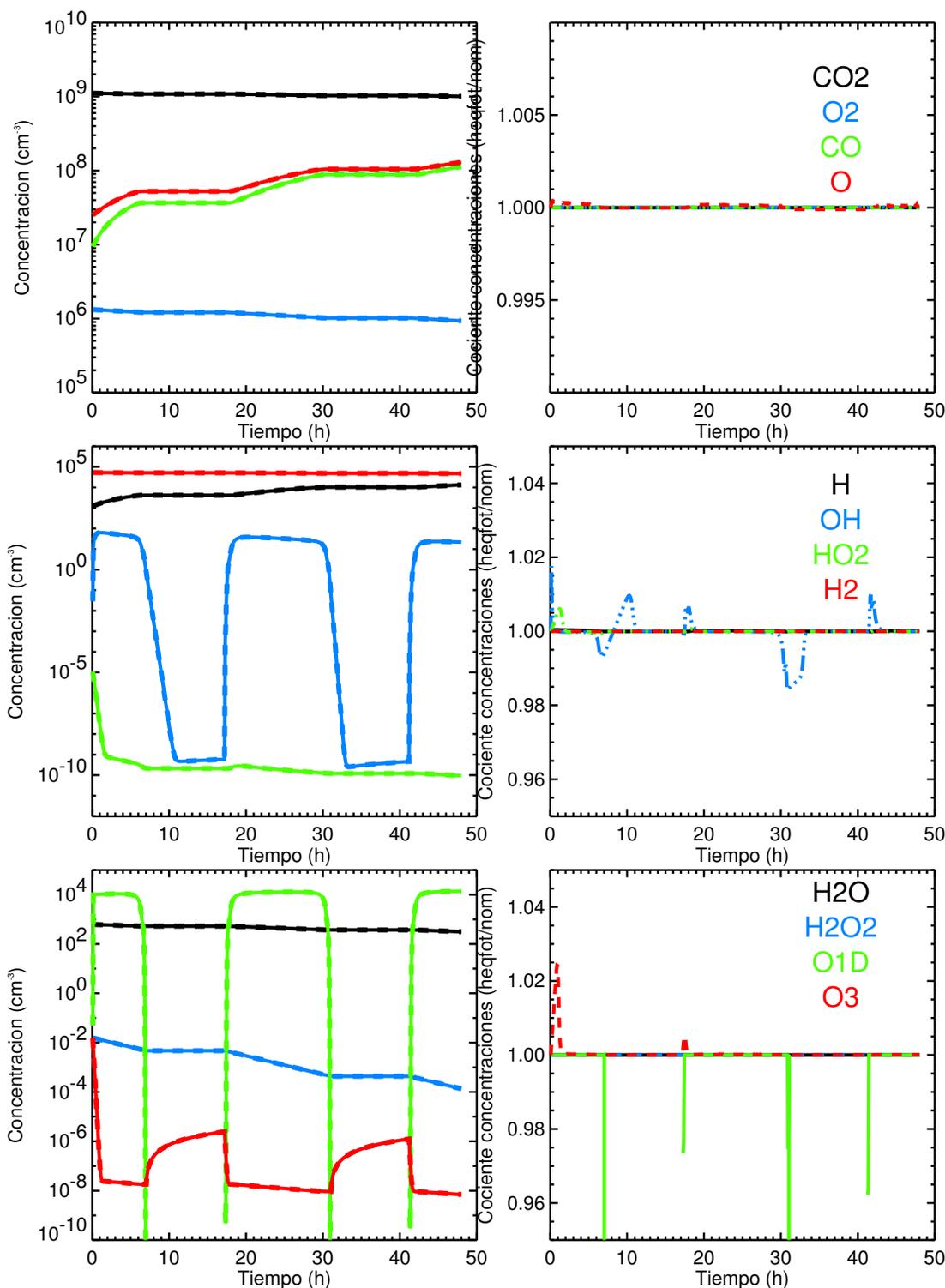


Fig. 3.8 Evolución de los compuestos obtenida con el modelo completo (líneas continuas) y el cálculo rápido (líneas discontinuas) a 150 km. Panel superior: CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O(<sup>3</sup>P) y CO. Panel central: H, OH, HO<sub>2</sub> y H<sub>2</sub>O. Panel inferior: H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> y O(<sup>1</sup>D)

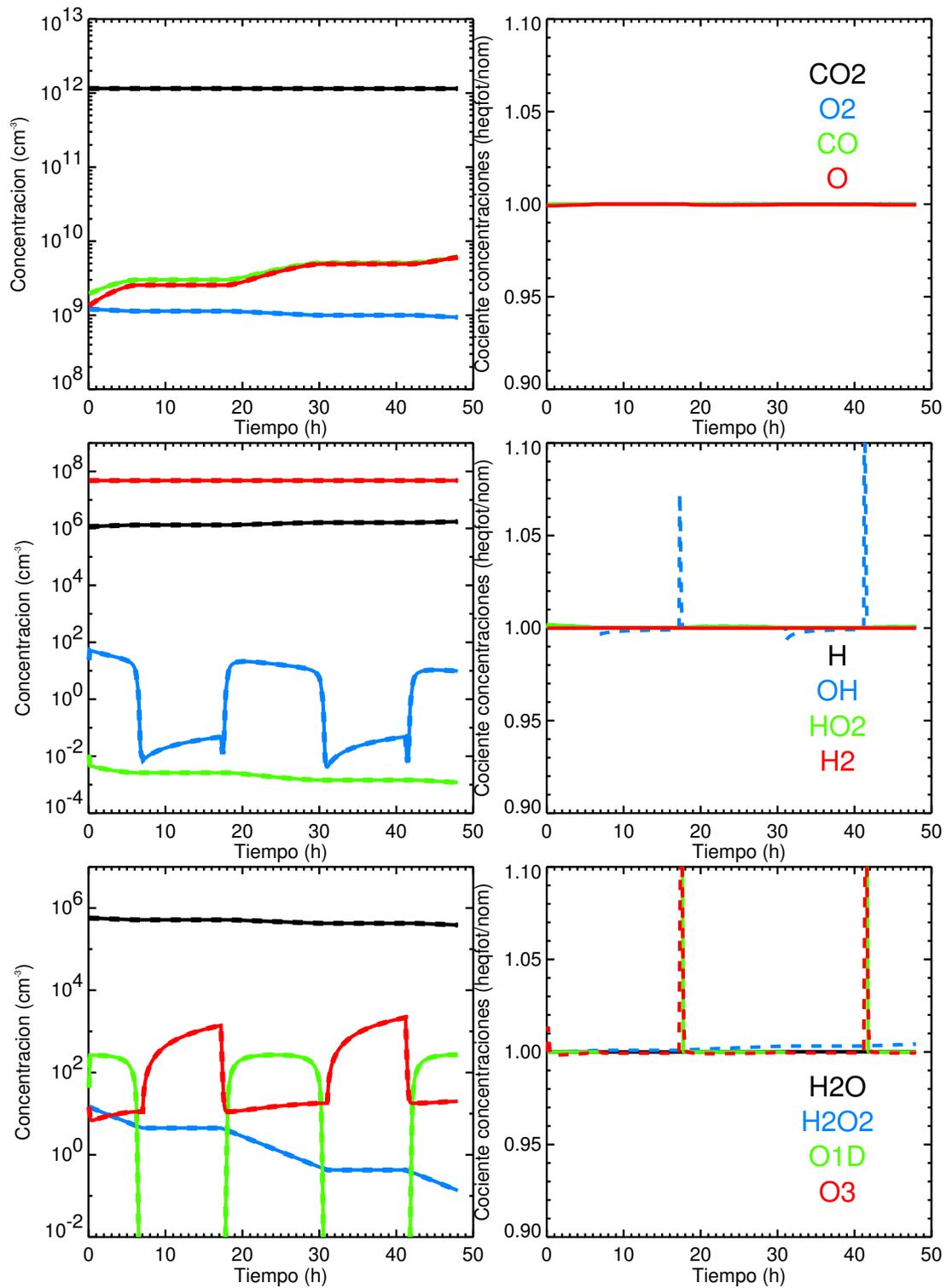


Fig. 3.9 Igual que la figura 3.8, pero a 100 km

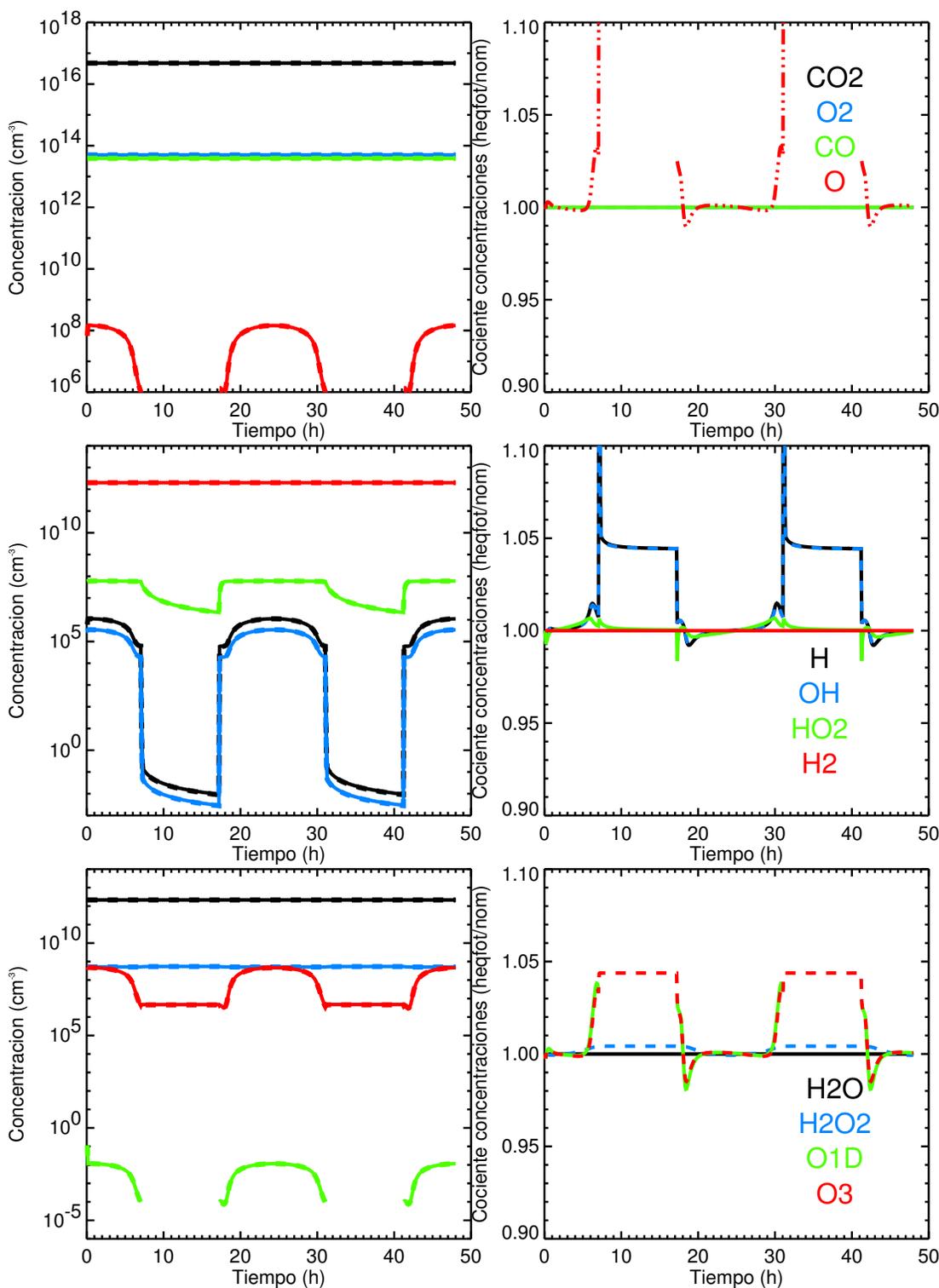


Fig. 3.10 Igual que la figura 3.8, pero a 20 km

concentración de los diversos constituyentes atmosféricos, perfiles de temperatura y presión, ángulo cenital solar, además de longitud y latitud geográfica.

Un diagrama de flujo computacional que describe el funcionamiento del MCG que incorpore estas rutinas rápidas sería como describimos a continuación.

- (1) La información necesaria, comentada arriba, se le da a la subrutina de calentamiento UV en forma de variable de entrada en cada punto de la rejilla tridimensional del MCG. La subrutina dará entonces los siguientes pasos.
- (2) En primer lugar, se calculan las columnas que aparecen en la ecuación 3.1 en el punto de la rejilla especificado.
- (3) Estas columnas se utilizan entonces para interpolar en la tabulación de coeficientes de fotoabsorción de cada compuesto en cada uno de los subintervalos de la parametrización.
- (4) Posteriormente se aplican las correcciones dadas por las ecuaciones 3.5 y 3.6 para tener en cuenta la dependencia con la temperatura de la sección eficaz de CO<sub>2</sub>, así como la variabilidad del flujo solar mediante la ecuación 3.7, para los coeficientes en cada uno de los subintervalos.
- (5) La suma de estos coeficientes parciales dará el coeficiente de fotoabsorción total para cada compuesto en cada punto de la rejilla. Éstos se utilizan para calcular el calentamiento a partir de la ecuación 2.5, y además se devuelven al MCG.
- (6) Entonces el MCG llama a la rutina encargada del cálculo fotoquímico rápido.
- (7) Ésta, usando el perfil de temperaturas, calcula las tasas de las distintas reacciones, y utiliza los coeficientes de fotoabsorción del paso 5 para obtener los coeficientes de fotodisociación a partir de las tasas de ramificación ionización/disociación, tomadas de *Torr y col.*, (1979).
- (8) Los cambios de concentración se hallan mediante una integración temporal, con la excepción de los compuestos en equilibrio fotoquímico, para los cuales la concentración se calcula mediante esta aproximación.
- (9) Por último, los cambios de concentración provocados por la fotoquímica se devuelven al programa principal (MCG).

Este esquema es flexible en el sentido de que se puede llamar a estas dos subrutinas en pasos temporales variables, dependiendo de las condiciones geofísicas y la precisión requerida. Además, es un esquema local, es decir, actúa a cada altura y de modo independiente de los demás cálculos del MCG, aunque éstos conlleven intercambio entre capas (dinámica y radiación), por lo que puede ser usado conjuntamente con cualquier elección de modelos químicos o de transporte.

Estos esquemas rápidos han sido implementados, siguiendo el esquema descrito arriba, en el EMGCM, colaborando de esta forma a su extensión a la termosfera (*Angelats i Coll y col.*, 2005). Este modelo químico se usa en la termosfera y la mesosfera, mientras que en capas inferiores se utiliza otro esquema químico más elaborado y extenso, más apropiado para la baja atmósfera al incluir mayor número de compuestos y reacciones (*Lefèvre y col.*, 2004). Se ha comprobado el comportamiento suave de ambas rutinas en la región de transición de uno a otro,

unos 100 km. Esta extensión a la termosfera del EMGCM, posibilitada gracias a la inclusión de estos esquemas rápidos, ha permitido también el desarrollo de una nueva versión de la EMCD que incluya la termosfera. Esta nueva versión, descrita en la sección 1.3.4, puede utilizarse en el diseño de las fases de aerofrenado de futuras misiones a Marte, cumpliendo así uno de los objetivos angulares del proyecto de la ESA en el que este trabajo se enmarca.

Esquemáticamente, y a nivel de ilustración, la implementación de estos esquemas rápidos dentro del flujo global concreto del EMGCM se muestra en la figura 3.11. El programa principal llama en primer lugar a la subrutina de inicialización (“inicialización” en el diagrama), que a su vez llama a la encargada de la lectura de los ficheros iniciales (“lectura ficheros”). Posteriormente, el programa principal llama a la subrutina encargada de la resolución de las ecuaciones de la dinámica (“dinámica” en el esquema 3.11). Una vez realizados los cálculos dinámicos, llama a una subrutina encargada de llamar a los diferentes procesos físicos (“física”). Hay que tener en cuenta que el paso temporal de la dinámica no tiene por qué ser el mismo que el de la física. La rutina encargada de la física llama en primer lugar al módulo encargado de los cálculos del transporte radiativo en el IR (“tr. radiativo IR”), y ésta a su vez se encarga de llamar a los módulos que estudian la absorción de radiación IR solar (“absorción NIR”) y el enfriamiento por emisiones en CO<sub>2</sub> (“emisiones CO<sub>2</sub>”). En caso necesario (si la altura es suficiente como para que los efectos de NLTE sean importantes), éstas llaman a módulos encargados de realizar el cálculo bajo estas condiciones de NLTE. Posteriormente, la subrutina física llama a una subrutina encargada de los cálculos químicos (“química”), que a su vez llama, en primer lugar, a la subrutina que calcula el flujo solar adecuado a las condiciones solares en cuestión, según lo expuesto en la sección 3.2.2; posteriormente, a la subrutina (“cálculo jabs” en el esquema), que se encarga de llamar a la subrutinas encargada de leer la tabulación de los coeficientes de fotoabsorción (“lectura tablas”), a la de calcular las columnas de los distintos compuestos (“calculo columnas”) e interpolar en las tablas para obtener los coeficientes de fotoabsorción (“interpolación”), como se expuso en la sección 3.2. Posteriormente, el módulo químico llama al esquema rápido de cálculo fotoquímico descrito anteriormente (“fotoquímica” en el esquema), que proporciona los cambios de concentración provocados por la fotoquímica, calculados según el esquema descrito en la sección 3.3. Previamente, llama a subrutinas que calculan las tasas de fotodisociación a partir de las de fotoabsorción (“cálculo jdis”) y las tasas de reacción (“tasas de reacción”). Una vez realizados los cálculos químicos, la subrutina encargada de la física llama a una subrutina (“termosfera”) encargada de los procesos termosféricos. Esta subrutina llama: (i) a la subrutina encargada del cálculo del calentamiento UV (“calentamiento UV”), que utiliza los coeficientes de fotodisociación y proporciona como salida el calentamiento UV, de acuerdo con el esquema descrito en la sección 3.2; (ii) a la subrutina encargada de la difusión molecular (“dif. molecular”); y (iii) la subrutina encargada de la conducción térmica. Posteriormente, el módulo de la física llama a otra serie de procesos físicos, entre los que se encuentran la excitación, propagación y ruptura de ondas de gravedad, la convección, los ciclos de CO<sub>2</sub> y H<sub>2</sub>O, los “dust devils”, los fenómenos de sedimentación y procesos de superficie. Después el programa principal llama a una subrutina (“actualización”) que actualiza las concentraciones

[ $i$ ] y la temperatura  $T$  a partir de los resultados de las otras subrutinas., que se devuelven para iniciar la siguiente iteración. Por último, una subrutina (“escritura”) se encarga de escribir los resultados en ficheros para su análisis.

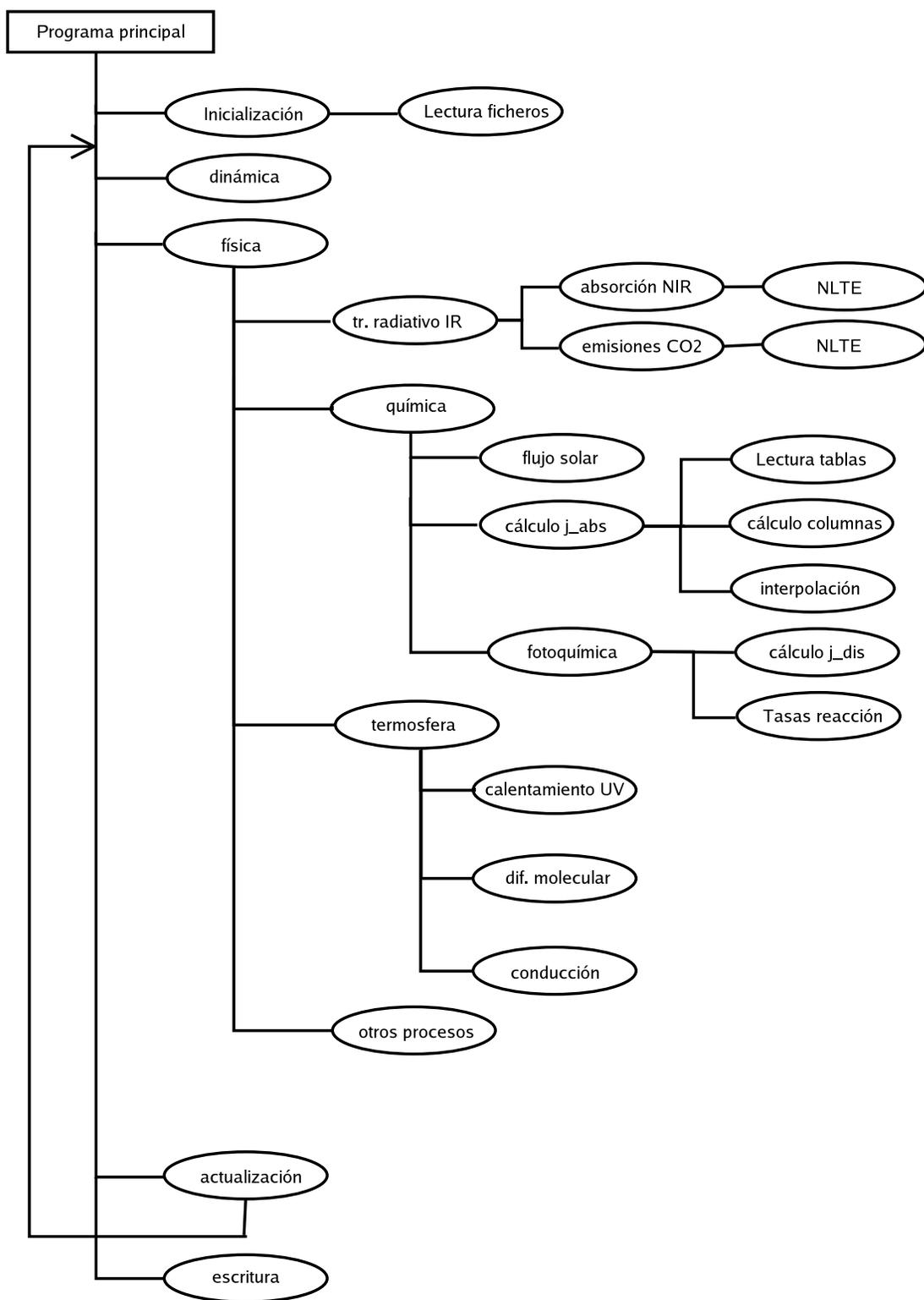


Fig. 3.11 Diagrama de bloques de la implementación en el EMGCM de los esquemas rápidos de cálculo . Los círculos negros corresponden a módulos encargados de evaluar procesos físicos específicos.



## Capítulo 4

# Resultados nominales del EMGCM

**RESUMEN** En este capítulo estudiamos los resultados nominales de la extensión termosférica del EMGCM, prestando especial atención a la estructura térmica y analizando la importancia relativa de los procesos radiativos y dinámicos, y desvelando un importante acoplo existente entre la baja y la alta termosfera. Los resultados se han obtenido mediante un promediado de un mes marciano. Se analizan los posibles efectos de este promediado mediante varios métodos. También estudiamos la variabilidad estacional y con el ciclo solar de las temperaturas, comparando con resultados previos de otros modelos y observaciones.

**ABSTRACT** We study here the thermal structure of the Martian upper atmosphere as given by the nominal thermospheric extension of the EMGCM, paying attention to the thermal structure and analyzing the relative importance of the radiative and dynamical processes, and unveiling an important coupling between the lower and upper thermosphere. The results shown correspond to averages over one Martian month. The effect of this averaging is studied by different methods. We also pay attention to the variation of the temperatures with the solar cycle and the seasons. Finally, we compare with previous results from models and observations.

### 4.1 Introducción

Presentamos y analizamos aquí los resultados obtenidos con la extensión termosférica del EMGCM. La ejecución del modelo produce datos de un gran número de parámetros atmosféricos y geofísicos; nosotros estudiaremos aquí la temperatura y los más directamente relacionados con ella y que están listados en la tabla 4.1. Estos datos se determinan en una malla tridimensional de dimensiones típicamente  $64*48*50$  (longitud-latitud-altura). Si se desea simular un año marciano, por ejemplo, incluyendo la variabilidad estacional, y además se desea representar un conjunto de escenarios de abundancia de polvo y de actividad solar, vemos que el número de resultados que estudiar y la cantidad de datos que analizar es ingente. Un análisis exhaustivo puede estar fuera de consideración. El objetivo principal a la hora de describir el comportamiento global de la termosfera de Marte, tal como lo reproduce el modelo, debe ser, en un primer lugar, reconocer y extraer la información relevante a tal escala global. Como comentamos en la sección 1.3, esta estructura global puede verse oscurecida por variabilidad a menor escala, bien relacionada con comportamientos reales de la atmósfera, bien de origen numérico.

Por todo lo anterior, presentamos en esta sección los resultados más representativos del comportamiento global de la termosfera marciana, intentando eliminar dicha variabilidad me-

Variable	Símbolo	Unidades
Temperatura	T	K
Viento zonal	u	m/s
Viento meridional	v	m/s
Viento vertical	w	m/s
Razón de mezcla CO <sub>2</sub>	CO2vmr	Adimensional
Razón de mezcla oxígeno atómico	Ovmr	Adimensional
Calentamiento UV	QUV	K/día
Calentamiento UV por CO <sub>2</sub>	QUVco2	K/día
Calentamiento UV por O	QUVo	K/día
Calentamiento por dinámica	Qdin	K/día
Enfriamiento 15 $\mu$ m	Q15um	K/día
Calentamiento IR	QNIR	K/día
Conducción térmica	cond	K/día

Tabla 4.1 Magnitudes obtenidas como salida en el EMGCM y utilizadas en este estudio

dian­te apropiados promedios espaciales y temporales. La definición y extensión concreta de estos promedios, que se detalla en la siguiente sección, proviene de resultados de estudios ter­mosféricos anteriores y de la experiencia adquirida durante la investigación presente. Uno de los principales propósitos será el estudio de la estructura térmica obtenida por encima de la mesopausa, prestando especial atención a qué procesos de calentamiento son los responsables de esta estructura. Para ello haremos un análisis a fondo de los resultados obtenidos para condiciones solares medias tanto para  $L_s=0$  (equinoccio de primavera en el hemisferio Norte; sección 4.3),  $L_s=90$  (solsticio de verano en el hemisferio Norte; sección 4.4) y  $L_s=270$  (solsticio de invierno en el hemisferio Norte; sección 4.5). Esto nos permitirá conocer la variabilidad estacional y orbital de la temperatura en la alta atmósfera de Marte. También prestaremos atención a la variabilidad con el ciclo solar, para lo cual analizaremos resultados para condi­ciones de actividad solar mínima y máxima para los tres casos anteriores (secciones 4.3.4, 4.4.3, 4.5.3).

## 4.2 Descripción de los cálculos

Denominamos resultados nominales a los obtenidos cuando todos los parámetros del modelo toman los valores que consideramos característicos y/o más probables, por ejemplo, 22% para la eficiencia de calentamiento UV, los valores contenidos en la tabla 2.1 para las tasas de reacción fotoquímicas y un valor de  $3 \cdot 10^{-12} \text{cm}^3/\text{s}$  para la tasa de excitación colisional CO<sub>2</sub>-O. En la sección 5.1 realizaremos algunas pruebas de sensibilidad, en las que se estudia la sensibilidad de los resultados nominales a variaciones en algunos de estos parámetros.

Todos los resultados que vamos a mostrar a continuación, excepto cuando se indique lo con-

trario, y por coherencia con los resultados contenidos en la EMCD, son promedios de resultados obtenidos durante un mes marciano (el resultado de dividir el año marciano en 12 periodos de igual duración). Por tanto, cuando mostramos los resultados para, por ejemplo,  $L_s=0$ , en realidad lo que se muestra es un promedio de los resultados obtenidos cada día a las 0, 6, 12 y 18 horas de Tiempo Universal (el tiempo correspondiente al meridiano de longitud geográfica 0) durante el periodo  $L_s=0-30$ . Posteriormente (sección 4.3.3) estudiaremos el efecto de este promediado sobre los resultados. Al promediar, por tanto, obtendremos cuatro “mapas típicos” de ese mes, para esos cuatro valores de TU. Nosotros representamos normalmente mapas para  $TU=12$ , es decir, será mediodía en longitud geográfica 0 y media noche en longitud -180, por lo que la longitud y el tiempo local están directamente relacionados y los usaremos indistintamente en la discusión.

En general, y tanto en este capítulo como en el siguiente, dedicado a validación del modelo, mostraremos mapas de los resultados 3-D de 4 formas diferentes:

- (1) Secciones verticales 2-D latitud-altura mostrando, o bien medias zonales (es decir, promedios en longitud) de parámetros clave (muy útiles para estudiar efectos estacionales, conocer el estado global de la atmósfera, y para comparar con modelos 2D/3D, al ser éste un modo común de representar la atmósfera), o bien secciones a una longitud fija determinada.
- (2) Secciones verticales 2-D longitud-altura para diversas latitudes. Serán especialmente útiles, junto con los mapas del tipo anterior, para hallar efectos de la baja atmósfera sobre la termosfera. Este tipo de representación muestra el máximo potencial de los modelos 3D frente a otros de menor dimensionalidad, al ser los únicos que permiten abordar la variabilidad zonal, y estudiar en detalle, por tanto, fenómenos como la propagación de perturbaciones dinámicas de periodos inferiores a 1 día (como mareas y ondas de gravedad).
- (3) Secciones transversales 2-D longitud-latitud tomados a ciertas alturas; en concreto en la alta termosfera (capa de presión constante de  $\approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa, altura media ecuatorial aproximada de unos 250 km), la baja/media termosfera (capa con presión  $\approx 7 \cdot 10^{-5}$  Pa, altura media ecuatorial aproximada de unos 165 km) y en la mesopausa/alta mesosfera (presión  $\approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa, altura media ecuatorial aproximada de unos 120 km). Permitirán estudiar aspectos como variaciones día-noche o los efectos de diversos procesos sobre la distribución de temperatura.
- (4) Ocasionalmente, perfiles verticales (1-D) tanto de promedios, con la idea de realizar comparaciones con resultados de modelos 1-D, como de estados instantáneos en puntos geográficos concretos, para comparaciones con datos de misiones espaciales.

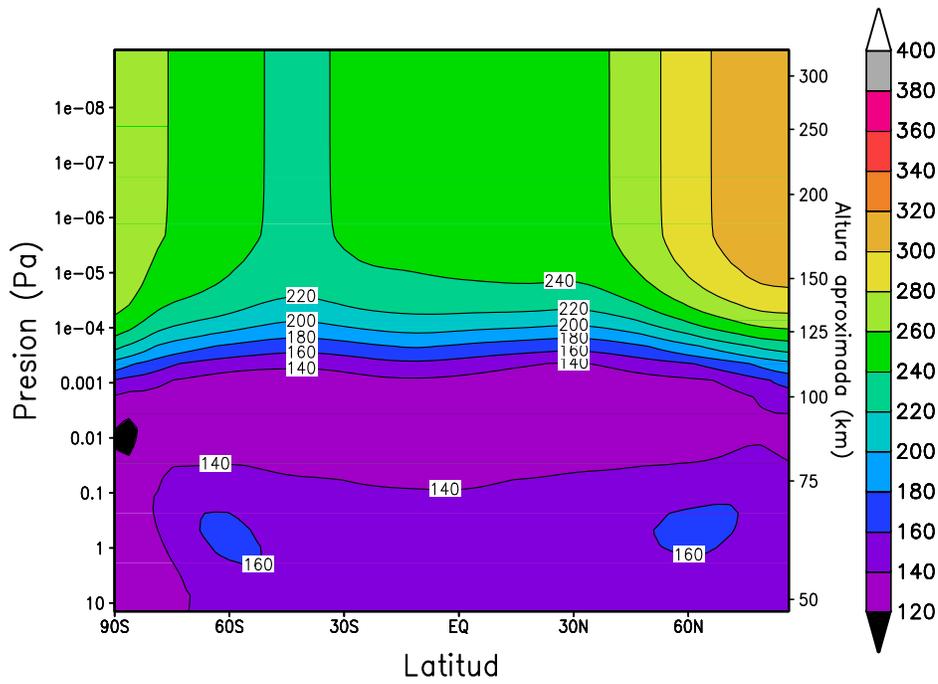


Fig. 4.1 Temperatura media zonal (K) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

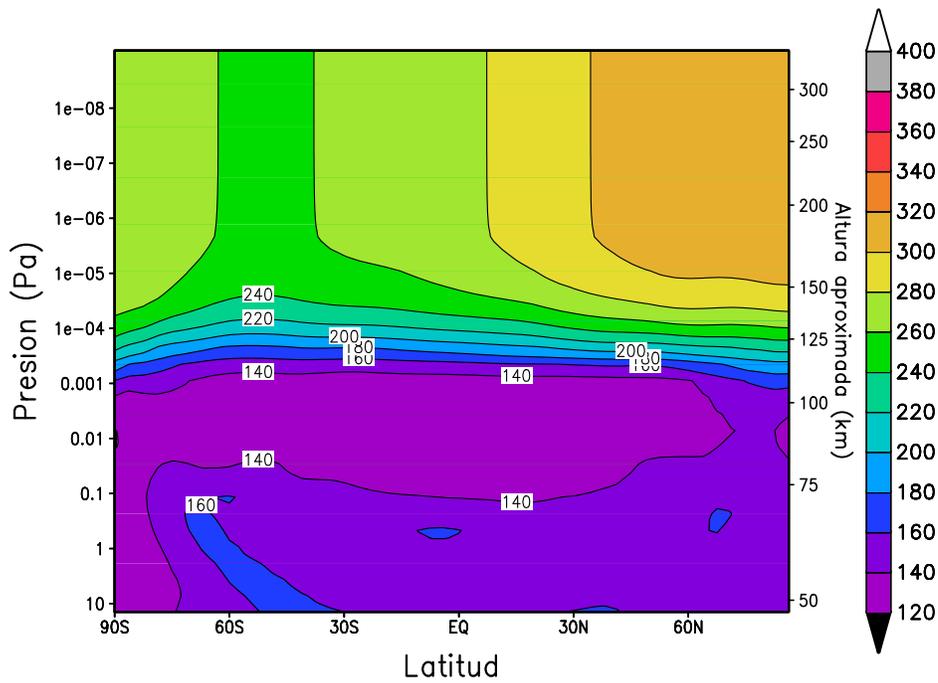


Fig. 4.2 Sección latitud-altura de la temperatura (K) para el meridiano diurno, hora local=12, condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

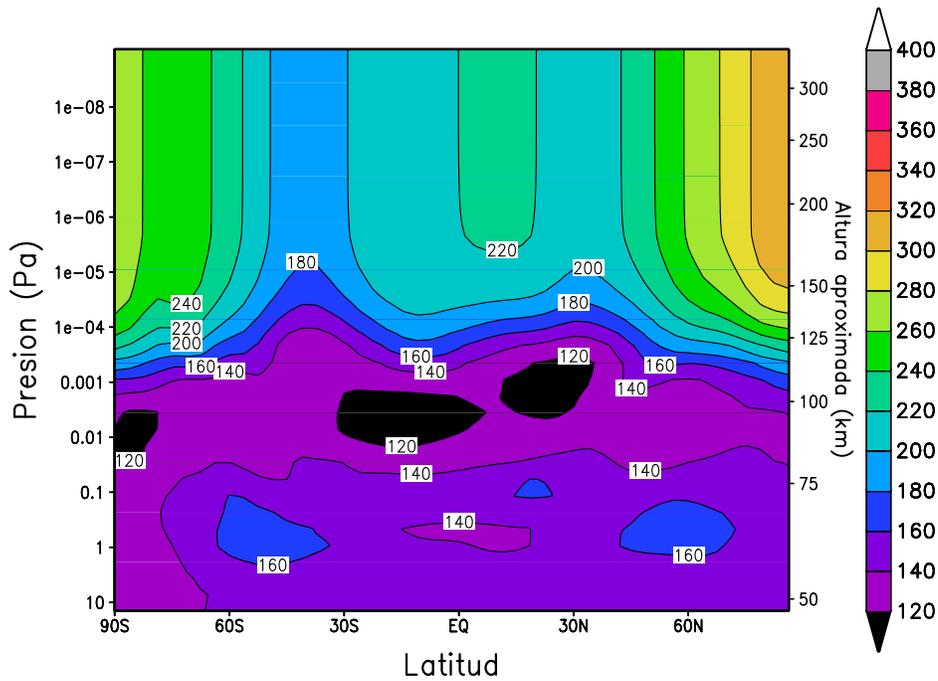


Fig. 4.3 Sección latitud-altura de la temperatura (K) para el meridiano nocturno, hora local=0, condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

### 4.3 $L_s=0$ (equinoccio de primavera en el hemisferio Norte)

#### 4.3.1 Estructura latitudinal

La figura 4.1 muestra la variación latitudinal y con la presión de la temperatura media zonal obtenida en esta simulación. Fijándonos en primer lugar en el perfil vertical, las temperaturas presentan pocas variaciones con la altura en la mesosfera en todas las latitudes, con un mínimo de temperatura, en la mesopausa, que está situada en una capa de presión  $P \approx 10^{-2}$  Pa similar en todas las latitudes. Si seguimos ascendiendo, vemos que la temperatura empieza a tener un fuerte gradiente con la altura, característico de la baja termosfera, hasta que, a unos  $10^{-5}$  Pa, las temperaturas se vuelven prácticamente constantes con la altura, característica propia de la alta termosfera como consecuencia de la gran eficacia de la conducción térmica a esas alturas, como hemos estudiado en capítulos anteriores. Fijándonos en la estructura latitudinal en la termosfera, las temperaturas son mayores en las regiones polares, especialmente en el polo Norte (300 K). Como veremos algo después, esto se debe a la iluminación solar continua a altas latitudes en condiciones equinocciales. La temperatura media zonal mínima en la termosfera (220 K) se tiene a una latitud de alrededor de 45S.

Esta media zonal mezcla información de los hemisferios nocturno y diurno. Por ello es conveniente estudiar un perfil latitud-presión diurno y otro nocturno. Estos perfiles se muestran, respectivamente, en las figuras 4.2 (para hora local=12) y 4.3 (hora local=0). Para el perfil

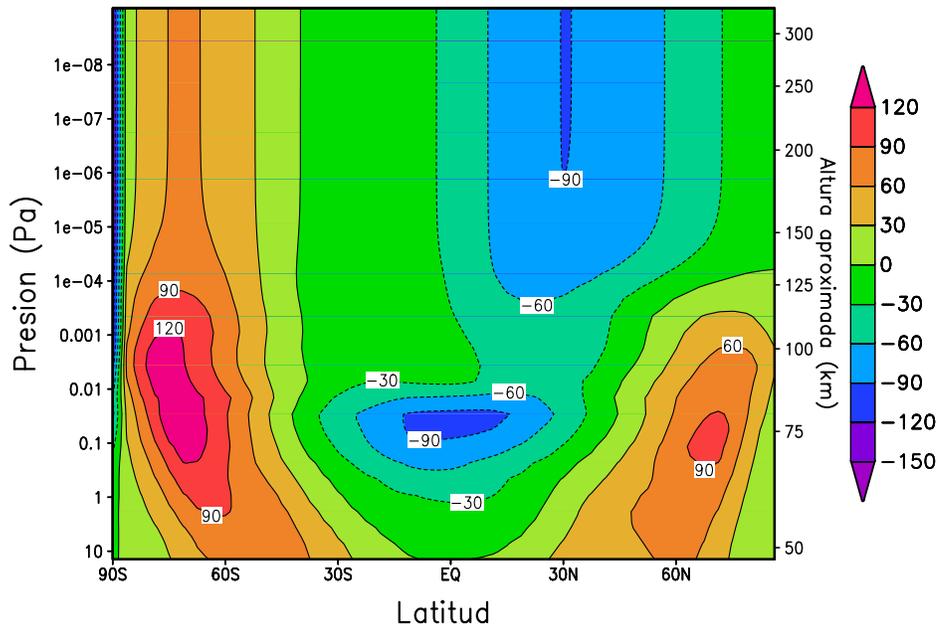


Fig. 4.4 Media zonal del viento zonal (m/s) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

diurno, comparando con la media zonal, la temperatura termosférica máxima (300 K) es similar en la región polar del hemisferio Norte, y disminuye del mismo modo según nos desplazamos hacia el Sur hasta un mínimo con temperatura algo mayor (240 K) en la misma latitud que para la media zonal, 45 S, a partir de donde vuelven a aumentar hasta la región polar Sur (260 K). La variabilidad longitudinal es moderada, unos 60 K entre el máximo y el mínimo. En el hemisferio nocturno, las temperaturas termosféricas en las regiones polares son similares a las del diurno. Sin embargo, las temperaturas en latitudes medias y bajas son sensiblemente menores, con un mínimo alrededor de 45 S de unos 180 K, dando lugar a una variabilidad longitudinal algo mayor. Podemos concluir en este caso que la media zonal incluyendo día y noche es aproximadamente representativa de ambos casos diurno y nocturno.

Podemos comparar estos resultados con los obtenidos con el modelo 1-D y mostrados en las figuras 2.55 y 2.56. Vemos que, como esperábamos, los resultados del EMGCM muestran una variabilidad latitudinal más apreciable que con el modelo 1-D, donde las temperaturas en la alta termosfera eran casi constantes a todas latitudes. Comprobamos también que ambos modelos predicen similares temperaturas máximas diurnas en la alta termosfera (300 K), mientras que en el hemisferio nocturno el 1-D predice temperaturas sensiblemente inferiores al EMGCM, debido probablemente al transporte de calor del hemisferio diurno al nocturno, que no se considera en el modelo 1-D.

En cuanto al viento zonal, su media zonal puede verse en la figura 4.4. El viento zonal presenta dos intensos chorros de viento hacia el Este (velocidades positivas) en las regiones de altas latitudes en ambos hemisferios, con máximo viento en la alta mesosfera/mesopausa entre

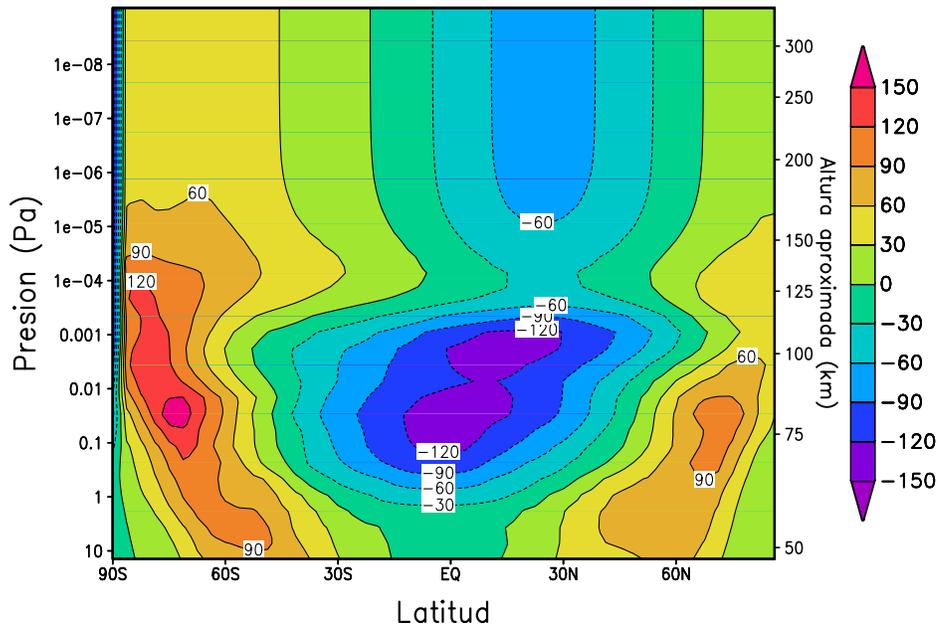


Fig. 4.5 Sección latitud-altura para el meridiano con hora local=12 del viento zonal (m/s). Condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

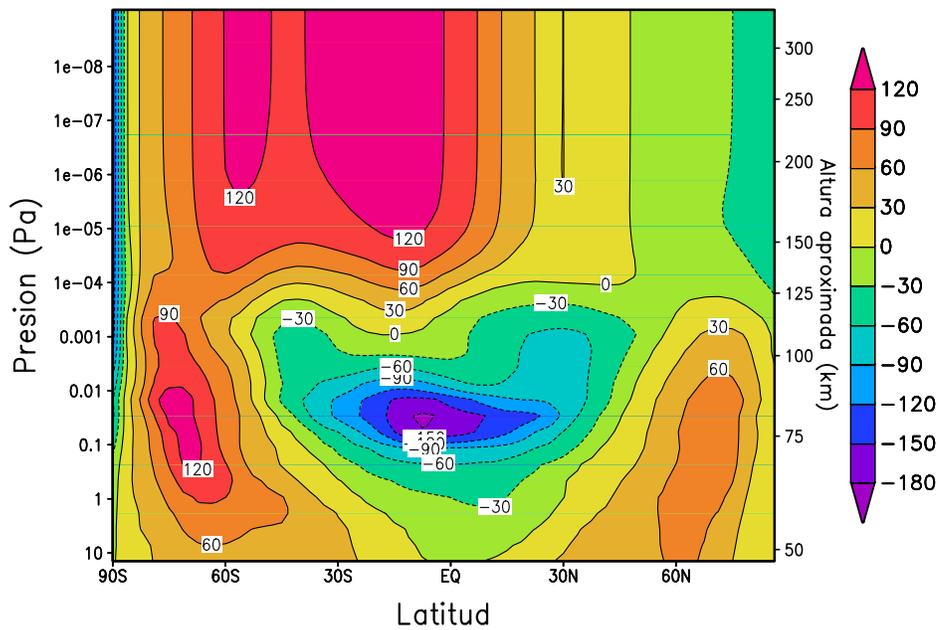


Fig. 4.6 Sección latitud-altura para el meridiano con hora local=0 del viento zonal (m/s). Condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

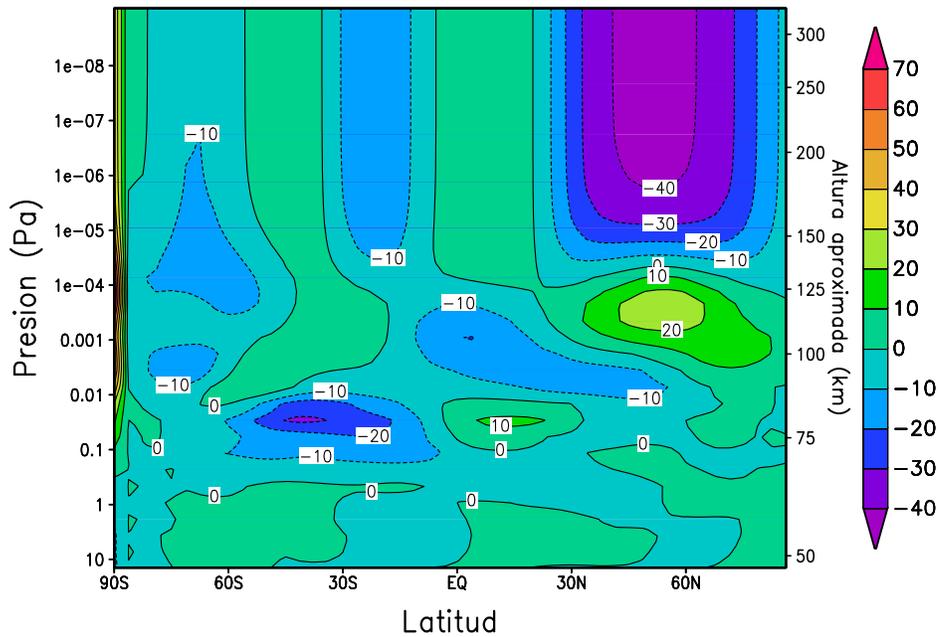


Fig. 4.7 Media zonal del viento meridional (m/s) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

$10^{-1}$  y  $10^{-3}$  Pa, e intensos vientos hacia el Oeste en la región ecuatorial a dichas alturas. En la termosfera, dominan los vientos hacia el Oeste, con la excepción de la región de altas latitudes del hemisferio Sur. Esta situación se repite cuando se observa una sección del hemisferio diurno (figura 4.5), mientras que para el perfil nocturno (figura 4.6) la situación en la alta atmósfera es diferente, con fuertes vientos hacia el Este dominando en todas las regiones, con la excepción de las altas latitudes del hemisferio Norte. A la altura de la mesopausa se siguen observando los chorros hacia el Este en altas latitudes y hacia el Oeste en el ecuador. En general, la media zonal parece representativa de las condiciones reinantes en todo el planeta, especialmente en la mesopausa. En la termosfera la situación durante la noche parece diferente que la media zonal, por lo que a estas alturas la media zonal no es tan representativa.

Las medias zonales de las temperaturas y de los vientos zonales concuerdan bastante bien a nivel cualitativo con resultados previos del EMGCM, como los mostrados en *Angelats i Coll y col. (2003)*.

Estudiemos por último los vientos meridionales. Los vientos meridionales representados por sus medias zonales, que se muestran en la figura 4.7, son bastante débiles a todas las alturas y todas las latitudes, con un máximo de 40 m/s en la termosfera alrededor de una latitud 60 N. Esto podría inducir a pensar que el transporte meridional es generalmente débil en todo el planeta. Sin embargo, una inspección por separado de estos vientos en el hemisferio diurno (figura 4.8) y nocturno (figura 4.9) muestra que no es así. Los vientos diurnos son predominantemente hacia el Norte (velocidades positivas) en el hemisferio Norte y hacia el

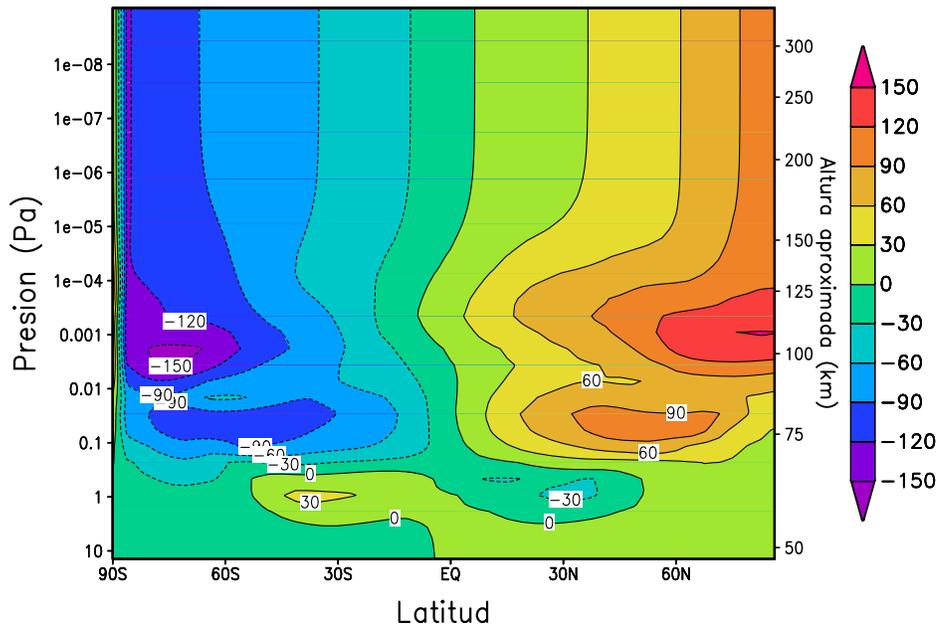


Fig. 4.8 Sección latitud-altura del viento meridional (m/s) para el meridiano diurno, con hora local=12. Condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

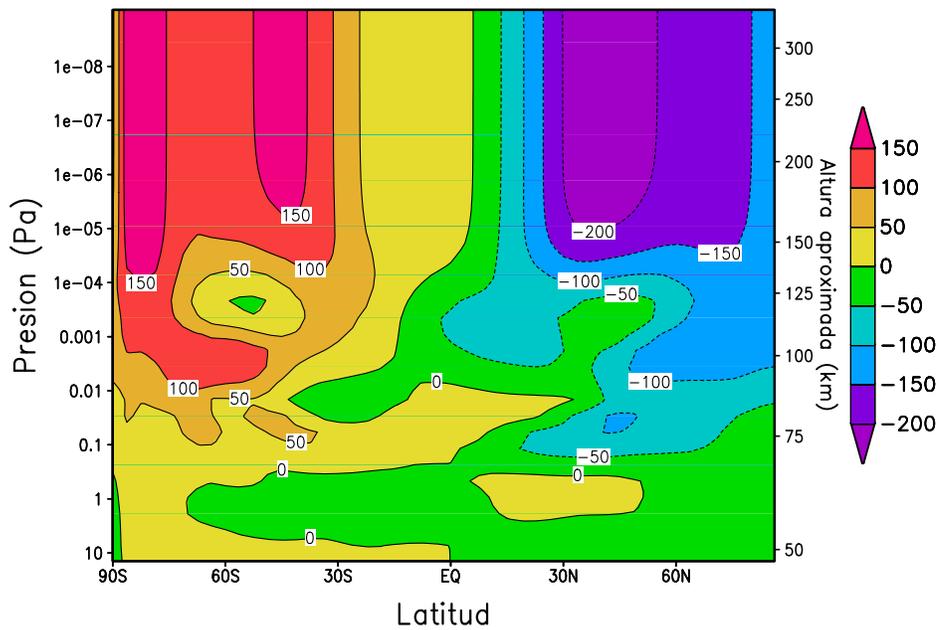


Fig. 4.9 Sección latitud-altura del viento meridional (m/s) para el meridiano nocturno, con hora local=0. Condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

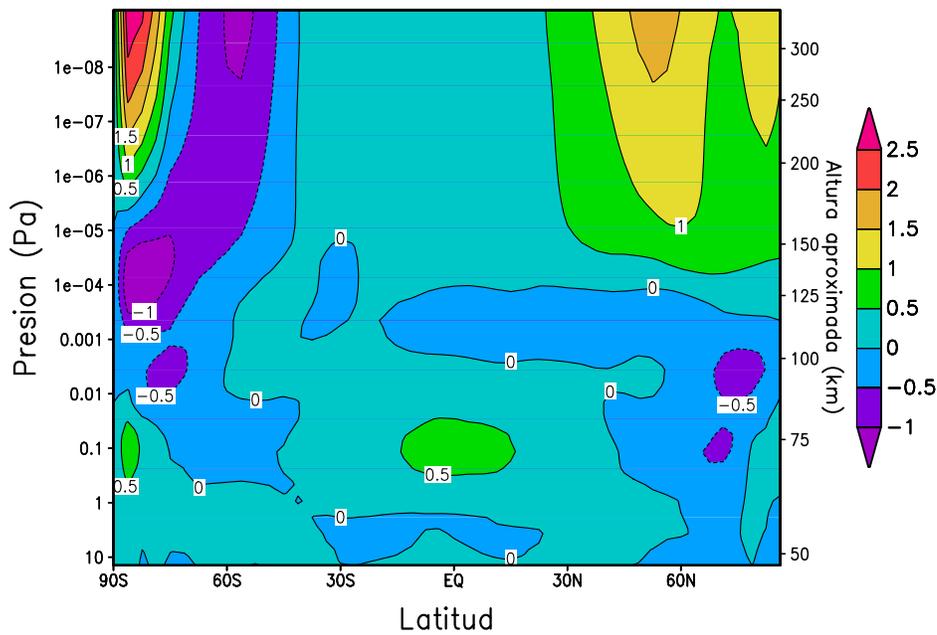


Fig. 4.10 Sección latitud-altura del viento vertical (m/s) para el meridiano diurno, con hora local=12. Condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

Sur en el hemisferio Sur, aumentando la intensidad de los vientos meridionales con la latitud. Esto indica que los vientos divergen desde el ecuador hacia altas latitudes en el hemisferio diurno a todas las altura de la termosfera y alta mesosfera. En el hemisferio nocturno la situación es la opuesta: vientos termosféricos hacia el Norte en el hemisferio Sur y hacia el Sur en el hemisferio Norte, con intensidades máximas de nuevo en las regiones polares. De modo mucho más acentuado que en el caso de los vientos zonales, en esta situación la media zonal no representa bien las condiciones existentes en el planeta, e indica que hay que tener cautela con análisis de este tipo, en especial en la representación de la estructura de vientos.

La estructura obtenida para los vientos meridionales es compatible con una divergencia de vientos, acompañado de vientos ascendentes, en el hemisferio diurno, lo que provocará un cierto enfriamiento atmosférico por expansión adiabática, y una convergencia de vientos en la región ecuatorial del hemisferio nocturno, que provocará un cierto calentamiento dinámico por compresión adiabática.

Esto se confirma examinando los vientos verticales en el hemisferio diurno (figura 4.10), ascendentes (velocidades positivas) en la termosfera en todas las latitudes, con la excepción de una región alrededor de latitud 60 S, mientras que en el hemisferio nocturno (figura 4.11) los vientos verticales son descendentes en medias y bajas latitudes del hemisferio Sur, mientras que en altas latitudes son ascendentes, debido seguramente a la mayor temperatura de las regiones polares.

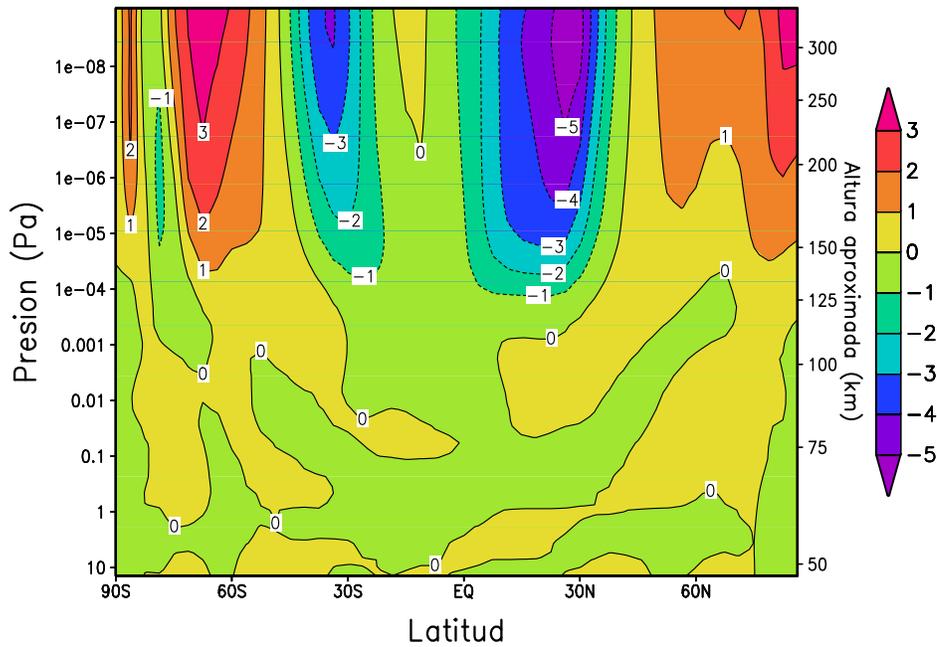


Fig. 4.11 Sección latitud-altura del viento vertical (m/s) para el meridiano nocturno, con hora local=0. Condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

### 4.3.2 Estructura longitudinal detallada

La figura 4.12 muestra la temperatura obtenida por el EMGCM en la alta termosfera ( $\approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) para condiciones solares medias, junto con los vientos horizontales. Llama la atención la asimetría respecto al meridiano 0 de la distribución de temperaturas. Si el calentamiento UV fuera el único mecanismo que determina esta distribución, sería esperable que las temperaturas diurnas fueran simétricas alrededor del mediodía, puesto que el calentamiento UV también lo es. Esto se ilustra en la figura 4.13, donde puede comprobarse que el calentamiento UV a esta altura es prácticamente constante en todo el hemisferio iluminado, disminuyendo abruptamente en los crepúsculos. Puede comprobarse también que, a estas alturas de la termosfera, las regiones polares están iluminadas todo el día, provocando que su temperatura sea mayor que en latitudes medias y bajas, como observábamos en la figura 4.1. Por tanto, parece claro que debe haber algún otro mecanismo que redistribuya parte de la energía depositada por el calentamiento UV, dando lugar a la distribución de temperatura obtenida. El candidato más claro es el viento.

Las temperaturas diurnas son mayores durante la segunda mitad del día (longitudes 30E-90E), especialmente en el Hemisferio Norte, (lat=60N), donde los vientos convergen, con una temperatura máxima de unos 325 K. Durante la primera mitad del día la temperatura es sensiblemente inferior, siendo incluso similar a la que tienen algunas áreas durante la noche. Esto se debe, como veremos, a la intensa divergencia de vientos que hay en el Ecuador a unos 60 grados de longitud Oeste, que da lugar a un enfriamiento dinámico. En el hemisferio nocturno, las regiones ecuatoriales situadas antes y después de la medianoche (lon=150E-120W), donde los

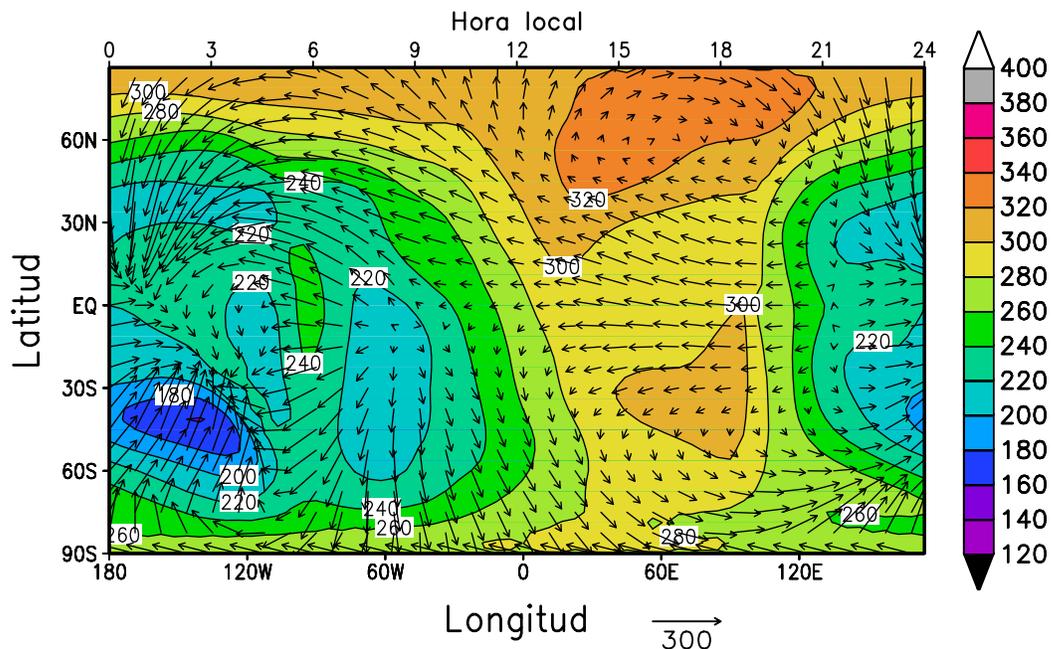


Fig. 4.12 Temperatura nominal (K) y vientos horizontales en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenidos con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=0-30$

vientos convergen, son más cálidas que las de latitudes medias a igual longitud. La temperatura mínima es de unos 170 K, en la región de latitudes medias del Hemisferio Sur situada justo después de la medianoche. Una comparación con los resultados del modelo 1-D representados en la figura 2.58 muestra que, aunque en ambos modelos las bandas de longitud constante en que se producen las máximas y mínimas temperaturas son similares, el resultado del EMGCM muestra una estructura longitudinal y latitudinal más compleja que el del 1-D, que predice una variación monótona de las temperaturas con la longitud desde la región de máxima temperatura a la de mínima y muy pequeñas variaciones latitudinales, en contraste con los resultados del EMGCM.

Para evaluar cuantitativamente el papel de los vientos frente al calentamiento radiativo, presentamos la figura 4.14, donde se representa el calentamiento producido por los vientos verticales. Podemos ver, comparando con la figura 4.12, que las zonas de mayor (menor) temperatura se corresponden con zonas en las que el viento provoca un fuerte calentamiento (enfriamiento), comparable o superior al calentamiento UV. Podemos apuntar como conclusión, pues, que si bien la absorción de radiación UV es la principal fuente de energía de la alta atmósfera marciana, ésta es posteriormente redistribuida por los vientos, dando lugar a una distribución de temperaturas con las peculiaridades que observamos.

Un análisis más detallado de la figura 4.14 muestra que la correlación con la distribución de temperatura observada en 4.12 no es absoluta: en la región cercana a la medianoche, vemos que el viento calienta más las regiones en latitudes medias (40N, 40S) que la región ecuatorial, que sin

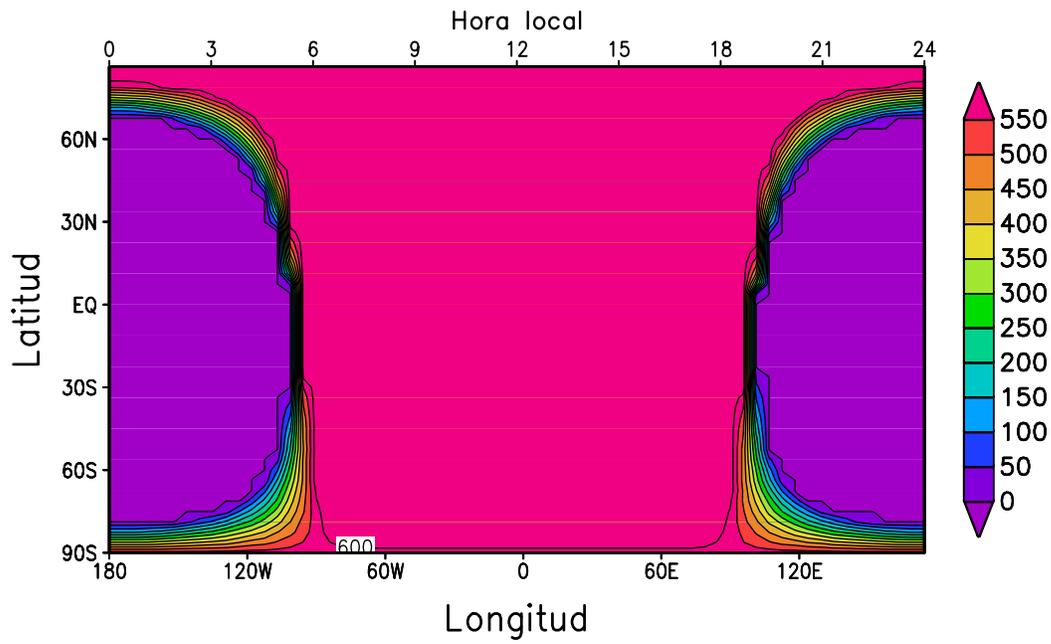


Fig. 4.13 Calentamiento UV en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa), en [K/día]

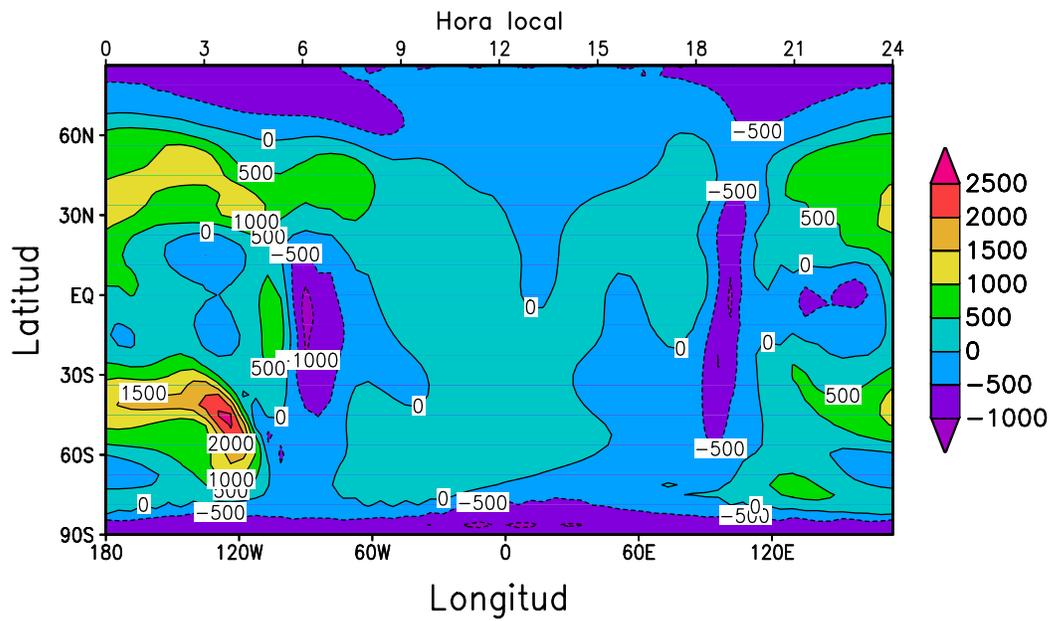


Fig. 4.14 Calentamiento, en [K/día], producido por la divergencia y convergencia de los vientos verticales en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa)

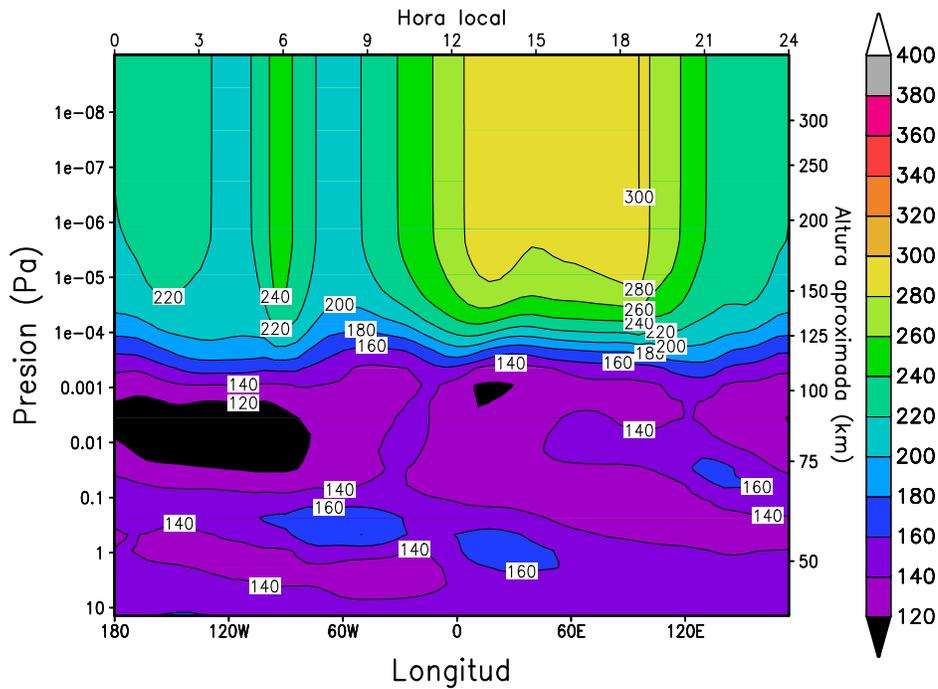


Fig. 4.15 Estructura longitudinal del perfil ecuatorial de temperaturas [K]

embargo tiene una temperatura mayor. Del mismo modo, la primera mitad del día (longitudes 90W-30W) presenta temperaturas menores que no se corresponden en todos los puntos con un intenso enfriamiento dinámico. Tampoco con una reducción del calentamiento UV. Para intentar comprender el por qué de estas discrepancias, analicemos una sección longitud-presión de temperatura para el ecuador, que presentamos en la figura 4.15. En las capas más bajas de la mesosfera, por debajo de 0.1 Pa, hay una estructura claramente relacionada con una onda diurna propagándose hacia arriba con un desplazamiento al Oeste, que cambia cerca de la mesopausa a una estructura semidiurna (dos mínimos y dos máximos de temperatura en torno a 0.001 Pa). Recordemos que la temperatura no presenta variaciones con la altura en la alta termosfera como consecuencia de la eficiente conducción térmica, que elimina cualquier gradiente de temperatura que se produzca por encima de la baja termosfera, creando una conexión entre estas dos regiones (secciones 2.5 y 2.8). La distribución de temperatura en la alta termosfera refleja la estructura térmica de capas inferiores. El resultado dado por el modelo 1-D y que representamos en la figura 2.57 muestra la mayor complejidad de los resultados del EMGCM, con variaciones longitudinales adicionales superpuestas a la variación longitudinal monótona que se obtiene con el modelo 1-D. Esto muestra cómo la dinámica modifica la situación de equilibrio radiativo.

Estudiemos, por tanto, la distribución de temperatura en la baja termosfera, que se presenta en la figura 4.16. Confirmamos que la distribución de temperatura es bastante similar a la de la alta termosfera (fig 4.12), con valores más bajos lógicamente. Esto corrobora que la estructura

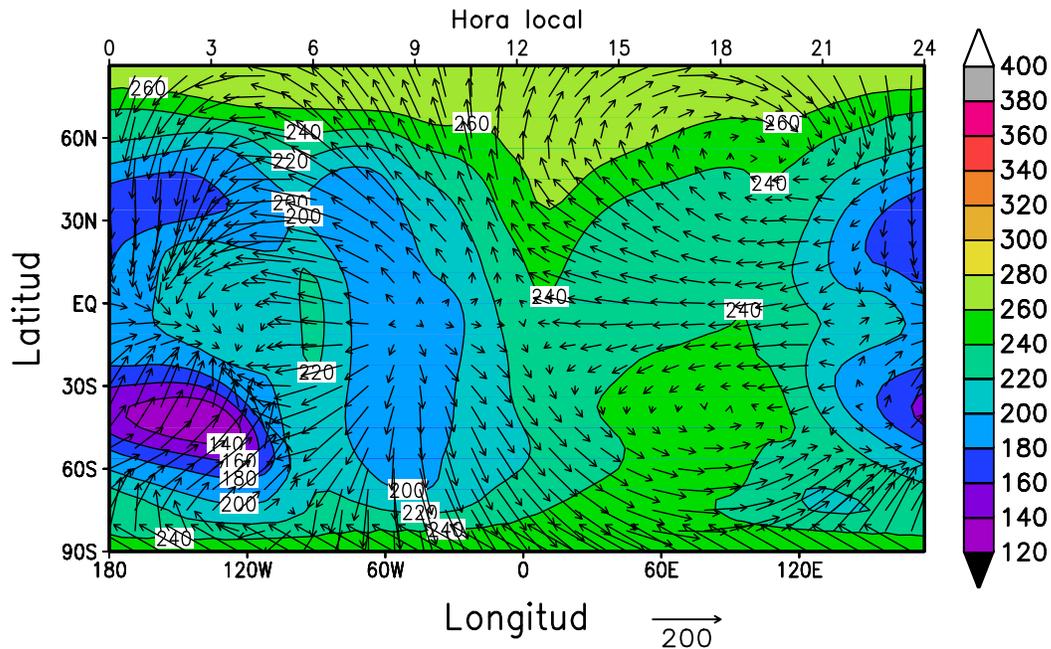


Fig. 4.16 Temperatura nominal, en [K] en la baja termosfera ( $P \approx 7 \cdot 10^{-5}$  Pa),  $L_s=0-30$ . Condiciones solares medias

térmica en la alta termosfera no está solamente afectada por fenómenos locales sino también por propagación de la estructura térmica de capas inferiores.

La estructura global en la baja termosfera, como es de esperar, muestra también un hemisferio diurno bastante más caliente que el nocturno, y regiones polares también más calientes que latitudes medias. A estas alturas el efecto de los vientos, mostrado en la figura 4.17, puede explicar algunos detalles de la estructura térmica obtenida en esta capa. En general, los vientos tienden a enfriar las áreas calentadas durante el día por la absorción de radiación UV, redistribuyendo ese calor hacia las áreas frías nocturnas. La zona fría durante las primeras horas del día (longitud 60W) se debe a un intenso enfriamiento dinámico debido a que los vientos divergen en ese área. Un enfriamiento dinámico es también la razón de que durante la segunda mitad del día (longitud 60E) las temperaturas sean menores en el Ecuador que a mayores latitudes.

Antes de la medianoche (longitud 150E) la temperatura es menor en latitudes medias que en el Ecuador, lo que se debe también a que en estas zonas el enfriamiento dinámico es más intenso. En la alta termosfera, este enfriamiento dinámico no estaba presente en esta zona. Es decir, el enfriamiento dinámico de la figura 4.17 afecta a la alta termosfera más que el de la figura 4.14.

La mayor temperatura de la zona ecuatorial después de la medianoche (longitud 150W) está relacionada con el calentamiento por vientos producido en ese área. Y la mayor temperatura durante el crepúsculo de la mañana (longitud 100W) en latitudes medias del hemisferio Sur

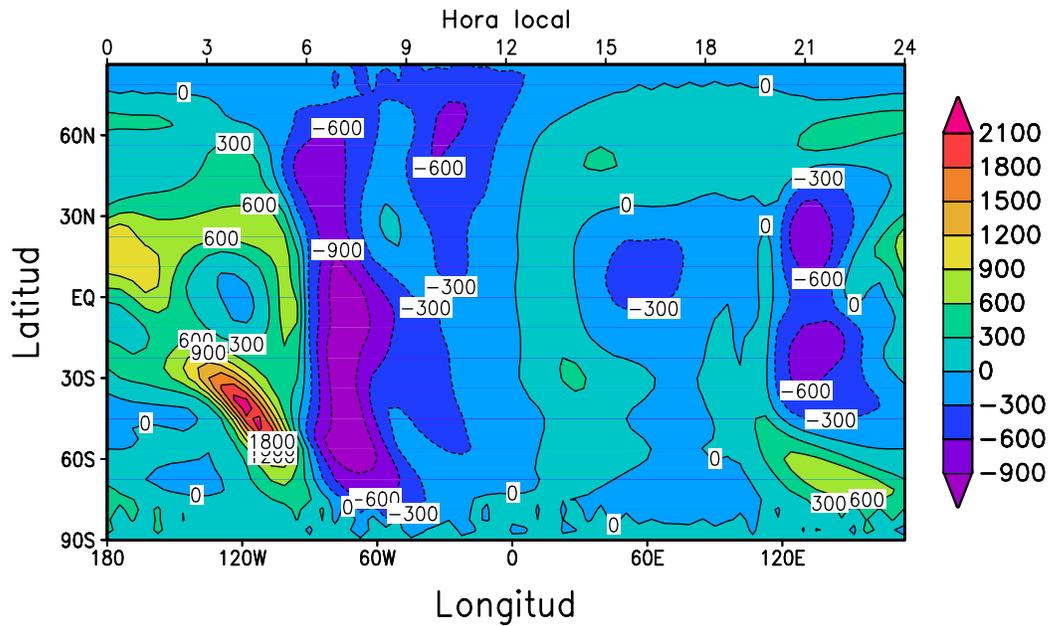


Fig. 4.17 Calentamiento, en [K/día], producido por los vientos en la baja termosfera ( $P \approx 7 \cdot 10^{-5}$  Pa)

se debe a un importante calentamiento dinámico producido por una intensa convergencia de vientos.

Bajando en altura, estudiemos ahora cuál es la situación en la mesopausa. Ya vimos en la figura 4.1 que no presenta ninguna estructura latitudinal clara en sus medias zonales. Su estructura longitudinal detallada puede verse en la figura 4.18, y comprobamos que la media zonal oculta bastante estructura longitudinal. Vemos que esta altura, donde el calentamiento UV es despreciable y la principal fuente de calentamiento es la absorción de radiación solar en el IR cercano por  $\text{CO}_2$ , tiene temperaturas muy bajas, oscilando entre aproximadamente 110 y 165 K, en contraste con las temperaturas mucho más altas de capas superiores. La estructura térmica presenta también diferencias con la encontrada en la termosfera. En el ecuador la temperatura mínima se alcanza durante el día (al mediodía), siendo mayor antes del mediodía y durante las últimas horas de la tarde, y lo más notable, la temperatura mayor se alcanza durante la noche. En latitudes medias la tarde es más fría que la mañana y el máximo se alcanza justo antes de la medianoche. Después de la medianoche las temperaturas son mucho más bajas que en la primera parte de la noche, especialmente en latitudes medias, siendo algo mayores en el Ecuador.

La figura 4.19 muestra el calentamiento en el IR cercano, que es completamente simétrico respecto al punto subsolar. Por tanto, las asimetrías en la estructura térmica en la mesopausa están relacionados con algún comportamiento dinámico.

Observando la figura 4.20, en la que se representa el calentamiento/enfriamiento producido por los vientos, y la distribución de vientos de la propia figura 4.18, podemos comprobar que de

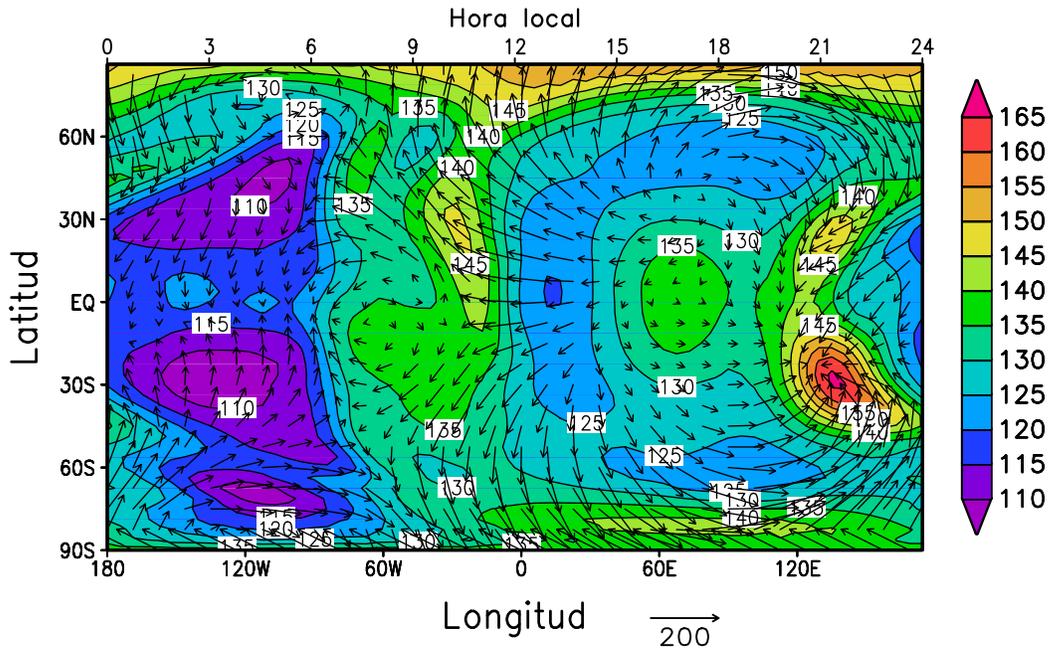


Fig. 4.18 Temperatura nominal (en [K]) en la mesopausa ( $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa) para  $L_s=0-30$ . Condiciones solares medias. Nótese la diferente escala de color.

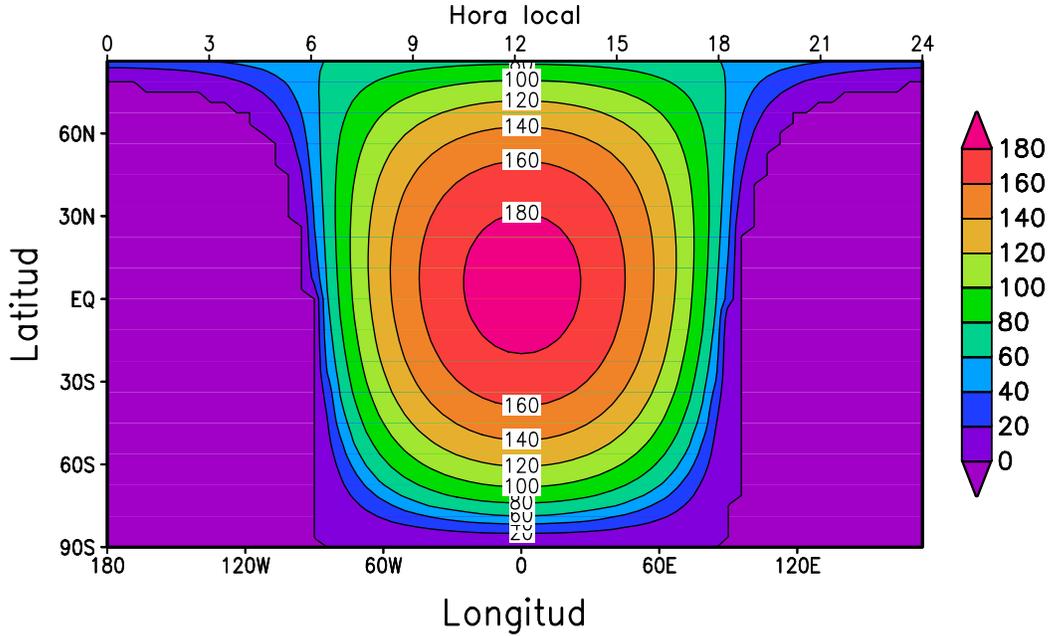


Fig. 4.19 Calentamiento, en [K/día], producido por la absorción de radiación en el IR cercano por  $\text{CO}_2$  en la mesopausa ( $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa), para  $L_s=0-30$ . Condiciones solares medias

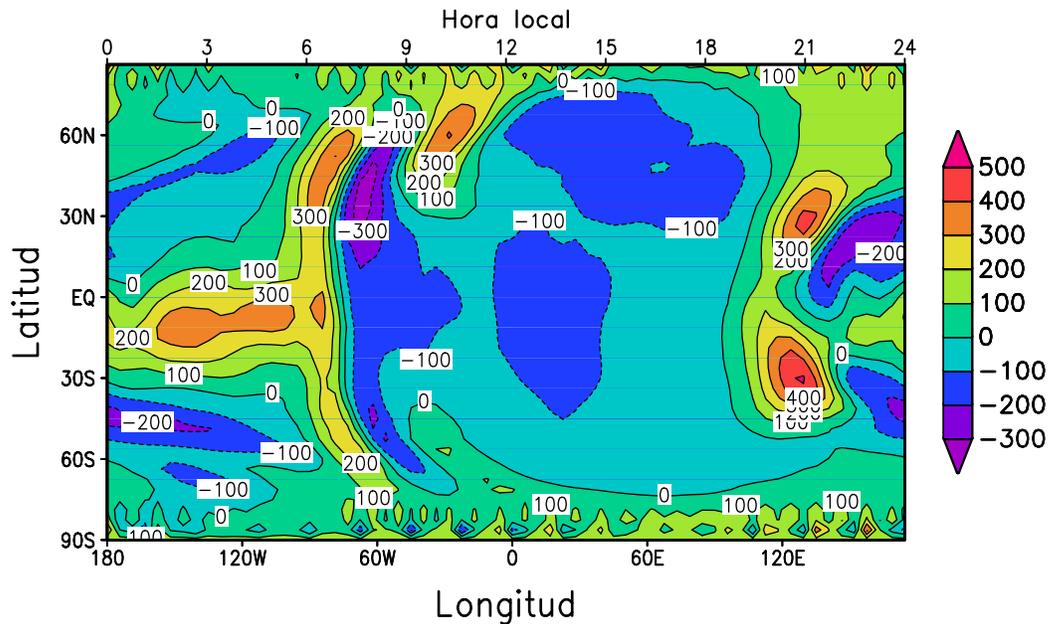


Fig. 4.20 Calentamiento, en [K/día], producido por los vientos en la mesopausa ( $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa)

nuevo determina en gran medida la distribución térmica a estas alturas. De nuevo en general los vientos tienden a transportar calor desde el hemisferio diurno hasta el nocturno. Las zonas antes de medianoche (lon=140E) en latitudes medias en que la temperatura es máxima están relacionadas con un fuerte calentamiento dinámico debido a una intensa convergencia, con la consiguiente subsidencia, de los vientos. Del mismo modo se explica que la temperatura sea mayor en el Ecuador que en latitudes medias durante la segunda mitad de la noche (lon=180W-90W), y la zona de alta temperatura situada a aproximadamente lon=45W en latitudes medias-altas del hemisferio Norte.

Estudiemos ahora la importancia relativa de los distintos términos de calentamiento a distintas alturas. Para ello estudiaremos sus secciones longitud-altura en el Ecuador. Las figuras 4.21, 4.22, 4.23, 4.24 y 4.25 muestran estas secciones para, respectivamente, el calentamiento UV, el calentamiento en el IR cercano, el enfriamiento por emisiones de  $\text{CO}_2$  en  $15 \mu\text{m}$ , el calentamiento/enfriamiento dinámico y la conducción térmica.

Vemos que el calentamiento UV (figura 4.21) es, como se comentó anteriormente, y de acuerdo con resultados anteriores de otros autores (*Bougher y col.*, 1999), la principal fuente de calentamiento de la termosfera marciana. El calentamiento máximo se produce a una presión ligeramente inferior a  $10^{-5}$  Pa, siendo su valor máximo superior a 1000 K/día al atardecer. El por qué este calentamiento es mayor al atardecer está relacionado con la variación diaria de la concentración de  $\text{CO}_2$ , como veremos posteriormente. En capas superiores el calentamiento disminuye, siendo de aproximadamente 600 K/día en las capas más altas.

Por su parte, el calentamiento producido por la absorción de radiación en el IR cercano

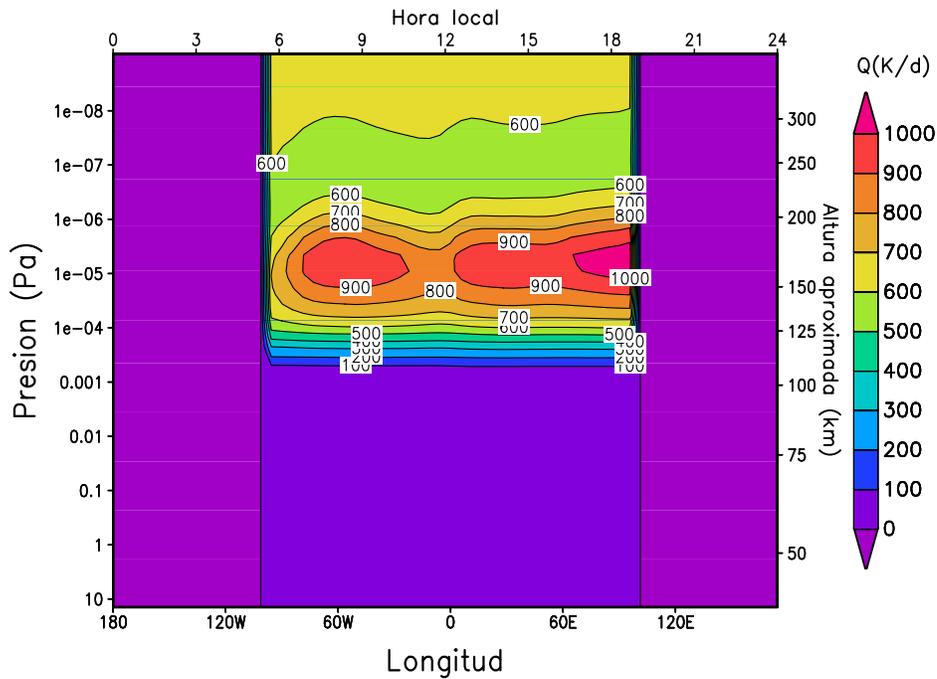


Fig. 4.21 Sección longitud-altura en la región ecuatorial del calentamiento UV, en [K/día].  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias.

por  $\text{CO}_2$  es la principal fuente de energía de la mesosfera, siendo máximo a aproximadamente  $0.002 \text{ Pa}$  con un valor de  $220 \text{ K/día}$ . Su comportamiento es perfectamente simétrico respecto al punto subsolar.

Respecto al enfriamiento debido a las emisiones en  $15 \mu\text{m}$  de  $\text{CO}_2$  (figura 4.23), su máximo se produce a aproximadamente  $10^{-4} \text{ Pa}$ , por debajo del pico de calentamiento UV, en buen acuerdo con los resultados de *Bougher y col.* (1999), siendo el enfriamiento máximo de unos  $270 \text{ K/día}$ . Es el principal mecanismo que compensa, en la mesosfera, el calentamiento en el IR cercano. En general, puede verse que existe una estrecha relación entre el perfil de temperatura (figura 4.15) y el de enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , de manera que el enfriamiento es mayor cuanto mayor es la temperatura. Ésta es una relación conocida, pero compleja en situaciones de No-ETL (*López-Puertas y López-Valverde, 1995*), y hace que el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  tienda a suavizar las diferencias de temperatura: cuando aumenta la temperatura, lo hace el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , lo cual tiende a restituir la temperatura.

Se puede ver que los efectos del calentamiento dinámico (figura 4.24) son mayores en la termosfera, donde además apenas presentan variaciones con la altura.

En cuanto a la conducción térmica (figura 4.25), vemos que sólo es relevante en las capas altas, para presiones inferiores a aproximadamente  $10^{-4} \text{ Pa}$ , por su fuerte dependencia con la densidad. Este proceso físico, como hemos comentado ya repetidas veces, es un mecanismo restaurador, enfriando o calentando, redistribuyendo la energía, que sólo actúa para compensar

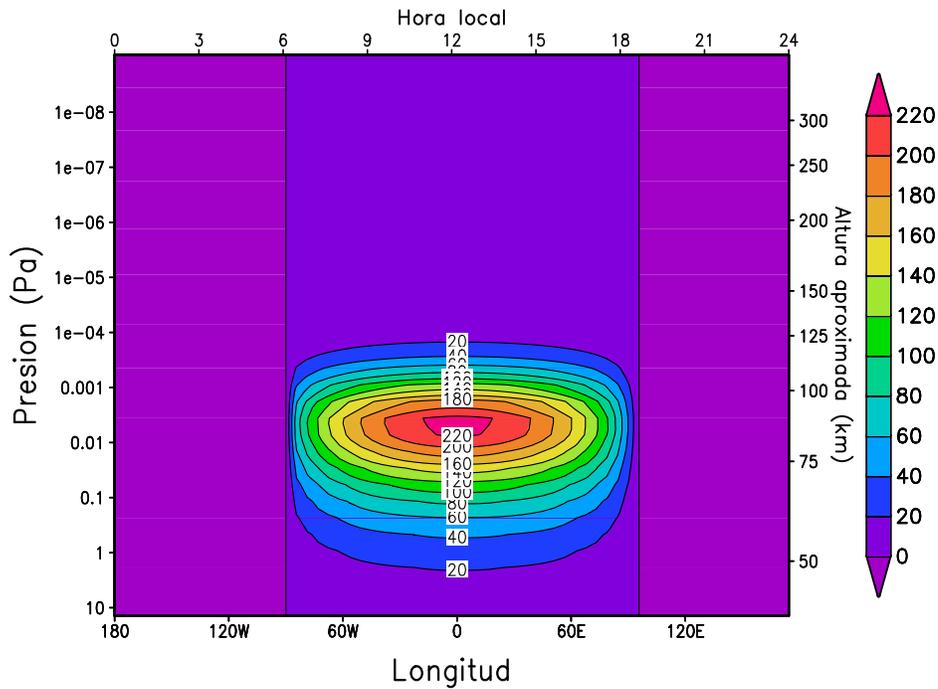


Fig. 4.22 Sección longitud-altura en la región ecuatorial del calentamiento en el IR cercano, en [K/día].  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias.

los calentamientos producidos por otros procesos, intentado imponer una atmósfera isoterma. El máximo enfriamiento producido por la conducción molecular, en una capa de presión entre  $10^{-6}$  y  $10^{-5}$  Pa y una longitud geográfica entre 60E y 90W, coincide con las zonas de máximo calentamiento producido por la absorción de radiación UV (ver figura 4.21). De igual manera, su comportamiento en las capas superiores es opuesto al del calentamiento dinámico (ver figura 4.24). Esto puede observarse muy bien en el crepúsculo de la mañana, donde el calentamiento dinámico provoca un fuerte calentamiento antes del amanecer y un fuerte enfriamiento después, mientras que la conducción térmica tiene el comportamiento opuesto.

Podemos resumir la importancia relativa de los distintos términos de calentamiento mediante la figura 4.26, en la que se muestra un perfil vertical de los distintos términos de calentamiento a longitud y latitud 0. Los resultados son cualitativamente similares a los mostrados en la figura 11b de *Bougher y col.* (1999). Como se discute en ese trabajo, el calentamiento UV es compensado principalmente por la conducción térmica, con poca participación del enfriamiento por emisiones en  $15 \mu\text{m}$ . Este último proceso es más eficiente actuando como termostato, por su fuerte no-linealidad con la temperatura, como se comentó anteriormente. En el caso que mostramos, para este punto concreto de latitud y longitud, el enfriamiento dinámico es importante en la baja atmósfera, pero este término es muy dependiente del lugar donde se tome el perfil (ver figura 4.24), por lo que no podemos obtener conclusiones acerca de este término a partir de este perfil.

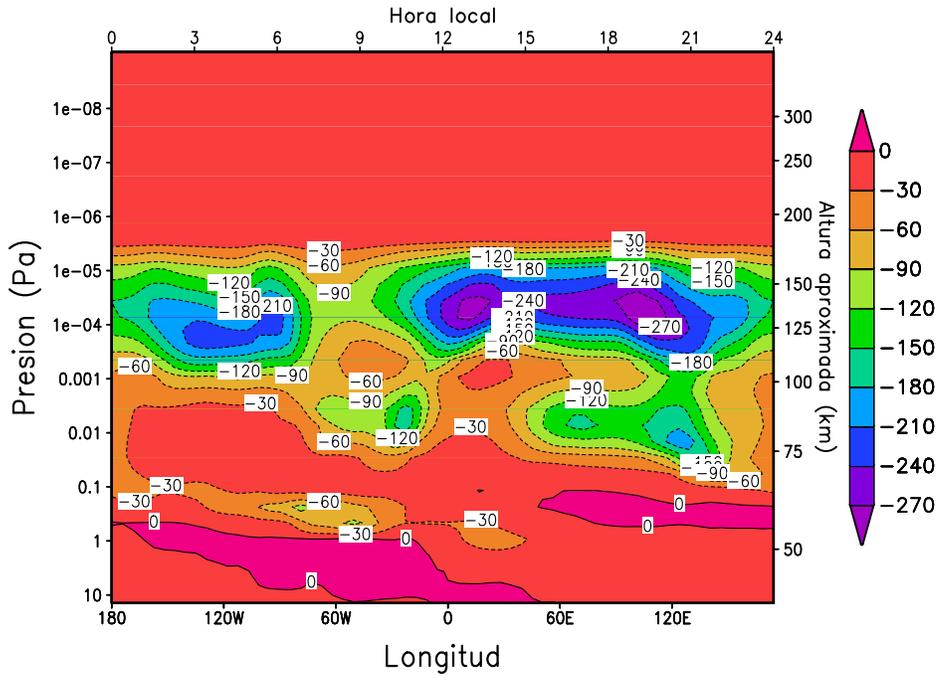


Fig. 4.23 Sección longitud-altura en la región ecuatorial del enfriamiento por emisiones en  $15 \mu\text{m}$  de  $\text{CO}_2$ , en  $[\text{K}/\text{día}]$ .  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias.

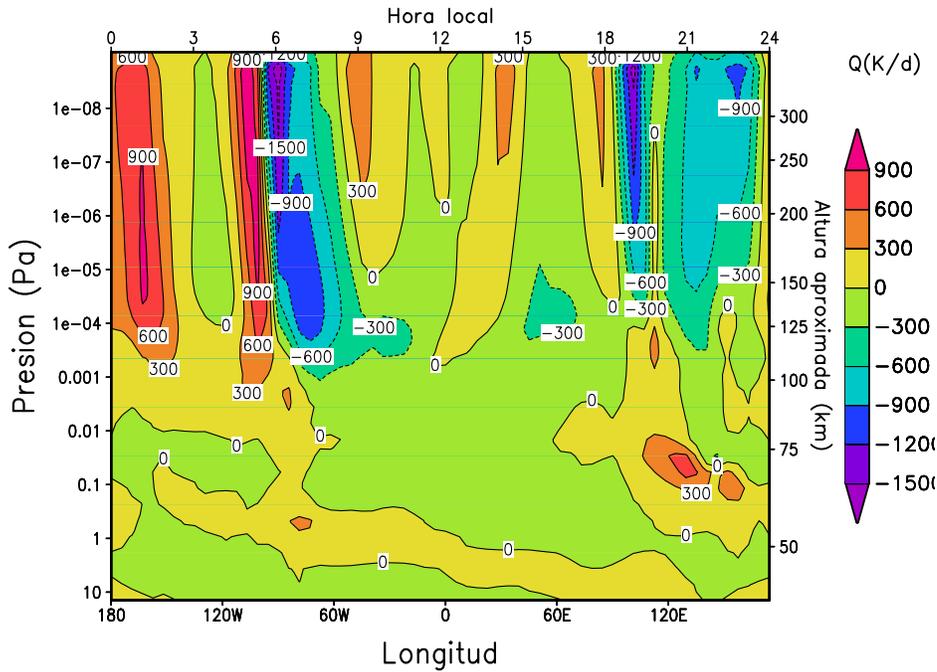


Fig. 4.24 Sección longitud-altura en la región ecuatorial del calentamiento/enfriamiento dinámico, en  $[\text{K}/\text{día}]$ .  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias.

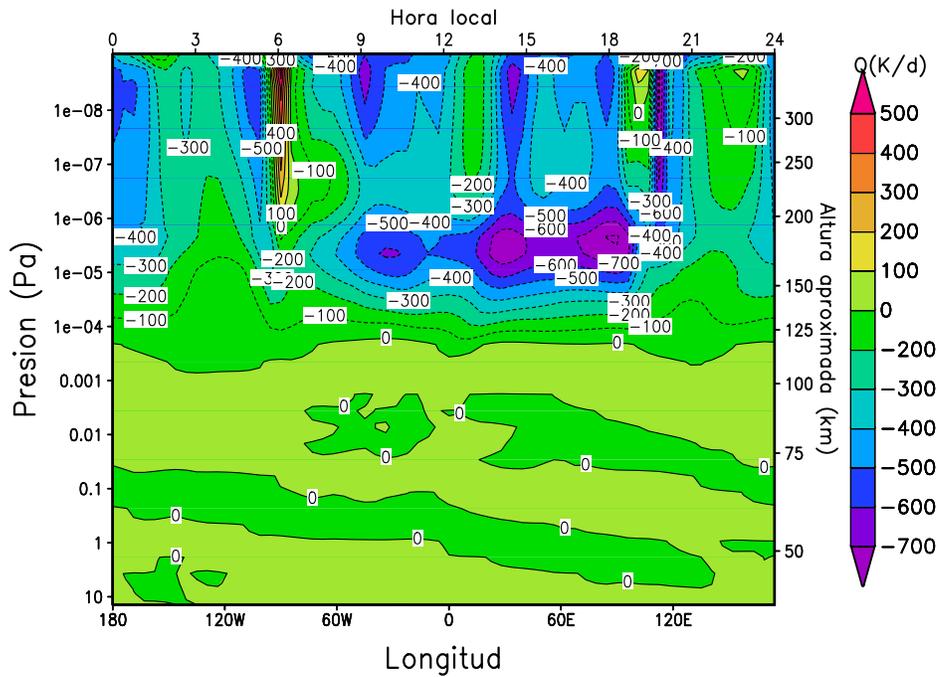


Fig. 4.25 Sección longituditud-altura en la región ecuatorial de la conducción térmica, en [K/día].  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias.

En resumen, podemos decir que la principal fuente de energía de la alta atmósfera marciana es el calentamiento UV, que es compensado principalmente por la conducción térmica. Sin embargo, la distribución de temperatura es alterada considerablemente por efectos dinámicos locales y por la estructura térmica en la baja termosfera, y ésta, a su vez, por el balance IR y por una componente importante dinámica de los vientos locales en dicha región.

Analicemos ahora las concentraciones de  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}$  obtenidas en el modelo, y que son claves para la química y el balance radiativo de la termosfera. En la figura 4.27 podemos ver un perfil vertical ecuatorial de la razón de mezcla de  $\text{CO}_2$ . Es claro el resultado básico de que el  $\text{CO}_2$  es el componente mayoritario de la mesosfera marciana y está bien mezclado hasta la homopausa, una capa en torno a 125-130 km donde su razón de mezcla comienza a disminuir, hasta convertirse en un compuesto minoritario en las capas superiores de la termosfera. El perfil de oxígeno atómico (figura 4.28) tiene el comportamiento opuesto: el oxígeno atómico es minoritario en la baja atmósfera y se convierte en mayoritario en la termosfera. Es interesante comparar estos perfiles con el perfil obtenido para el calentamiento UV (figura 4.21): éste, a la altura en que es más importante, tiene un máximo en las primeras horas de la mañana (a una longitud aproximada de 60W), decrece hasta el mediodía, a partir de donde empieza a aumentar, para ser máximo al atardecer. Una estructura similar se obtiene para la razón de mezcla de  $\text{CO}_2$  a la misma altura. Este resultado refleja que el calentamiento UV está dominado por la absorción del  $\text{CO}_2$ . En las figuras 4.29 y 4.30 se descompone el calentamiento UV en el

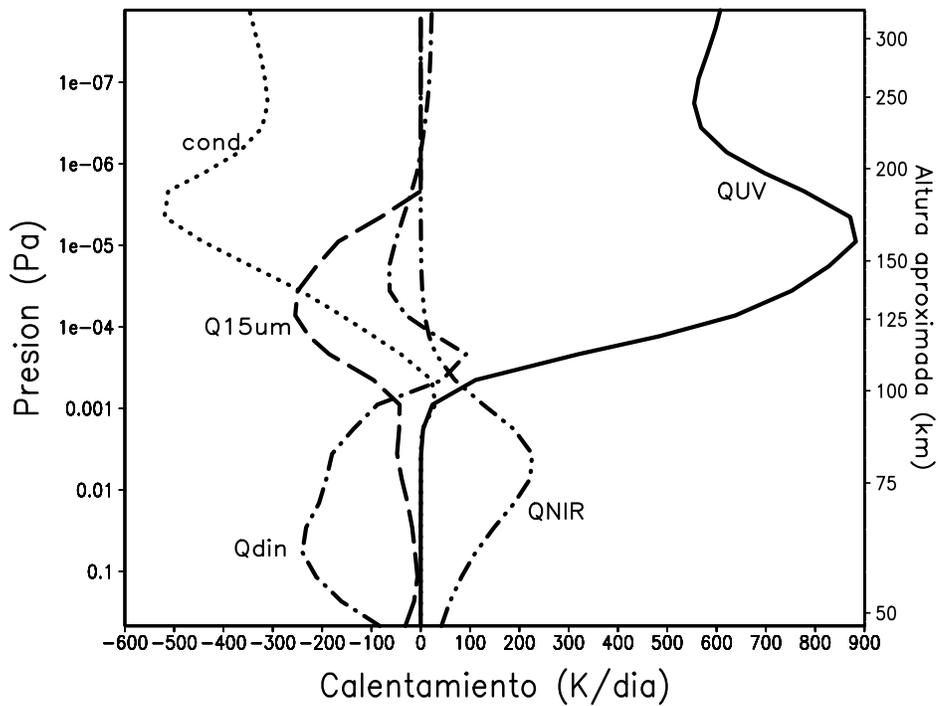


Fig. 4.26 Perfil vertical, para longitud 0 y latitud 0 ( $LT=12$ ) de los distintos términos de calentamiento, en [K/día]. QUV es el calentamiento UV, QNIR el calentamiento por absorción de radiación solar en el IR, Qdin el calentamiento provocado por la dinámica, Q15um el enfriamiento por las emisiones en  $15\mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$  y cond la conducción térmica.

calentamiento producido por el  $\text{CO}_2$  y el producido por el oxígeno atómico. Puede verse que el calentamiento UV a la altura donde tiene su máximo se debe casi exclusivamente a  $\text{CO}_2$ , mientras que el calentamiento por oxígeno atómico se produce en capas superiores, donde este compuesto es unas 10 veces más abundante que el  $\text{CO}_2$ , resultado que está de acuerdo con el alcanzado con el modelo 1-D en la sección 2.3.4. Además, ambos calentamientos reproducen el comportamiento de las abundancias de los compuestos que lo producen.

La figura 4.31, en la que se representa el perfil ecuatorial del cociente de las razones de mezcla de O y  $\text{CO}_2$ . El oxígeno atómico se hace tan abundante como el  $\text{CO}_2$  a aproximadamente  $10^{-5}$  Pa, altura que coincide con la del pico de calentamiento UV. En cuanto a la variación diurna, vemos que la proporción de oxígeno atómico decrece durante el día, siendo mínima al atardecer, y aumenta durante la noche, con un máximo al amanecer. Este resultado es opuesto al que obtuvimos al estudiar la fotoquímica de la termosfera marciana con el modelo 1-D (sección 2.4). Debe ser por tanto un resultado del transporte interhemisférico a estas alturas, donde el tiempo de vida químico del oxígeno atómico es extremadamente largo.

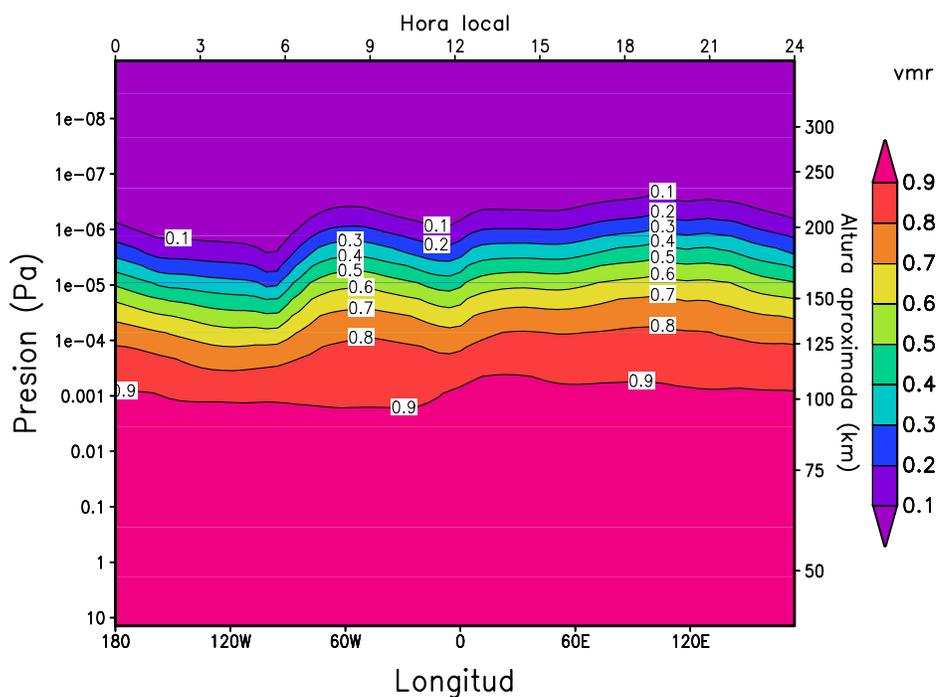
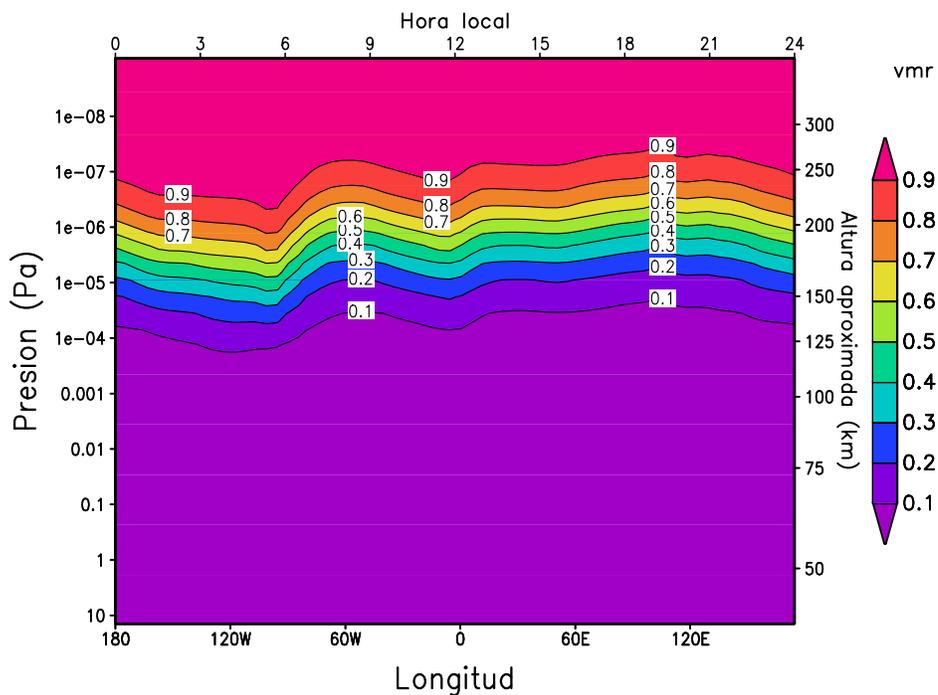
Fig. 4.27 Sección longitud-altura de la razón de mezcla de CO<sub>2</sub> en la región ecuatorial.

Fig. 4.28 Sección longitud-altura de la razón de mezcla de oxígeno atómico en la región ecuatorial

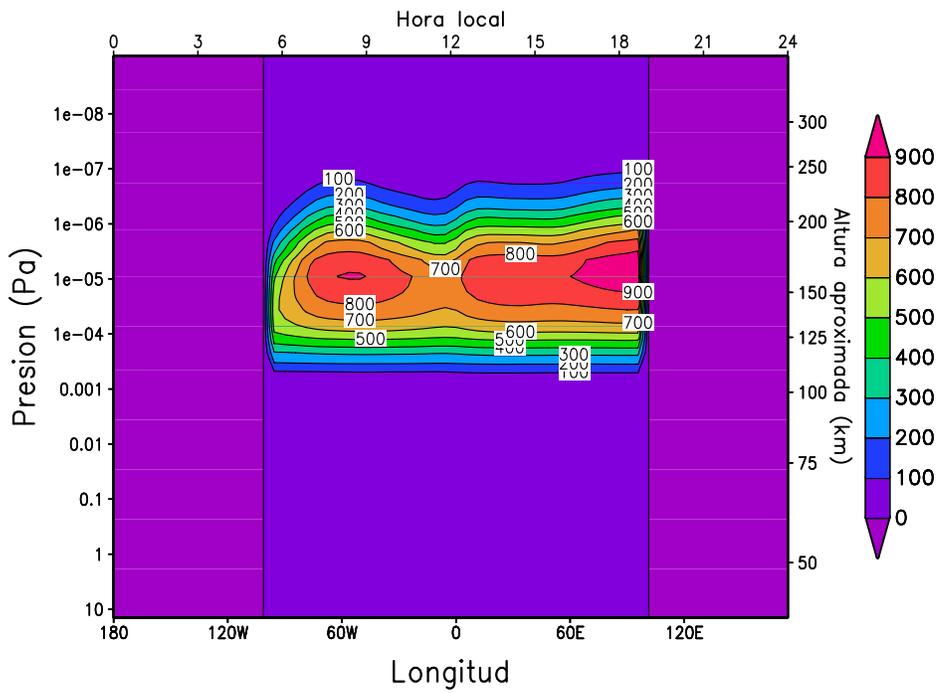


Fig. 4.29 Sección longitud-altura del calentamiento UV producido por CO<sub>2</sub>, en [K/día], en la región ecuatorial

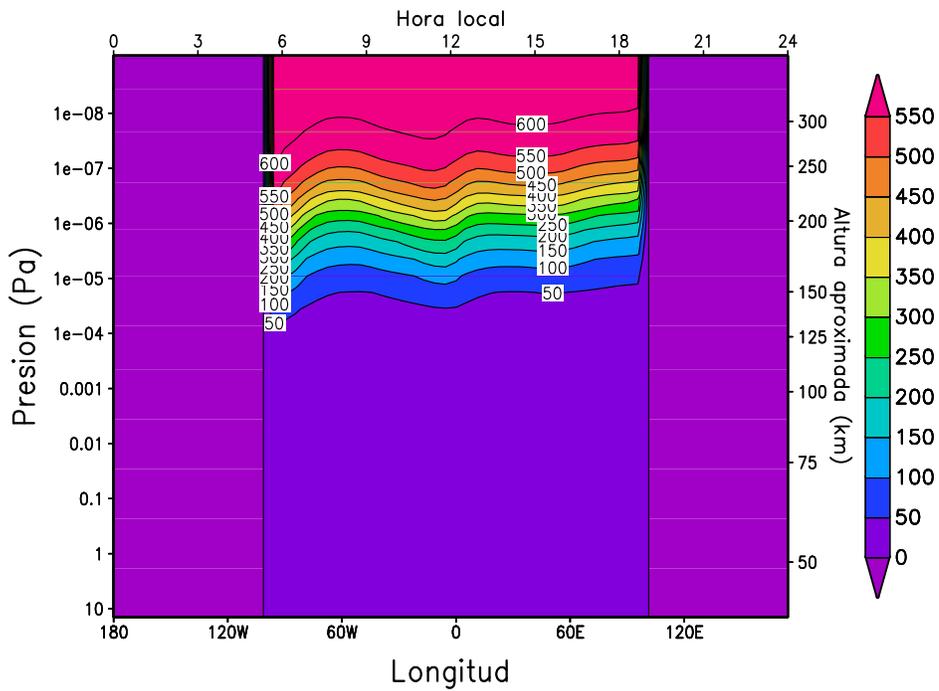


Fig. 4.30 Sección longitud-altura del calentamiento UV producido por oxígeno atómico, en [K/día], en la región ecuatorial

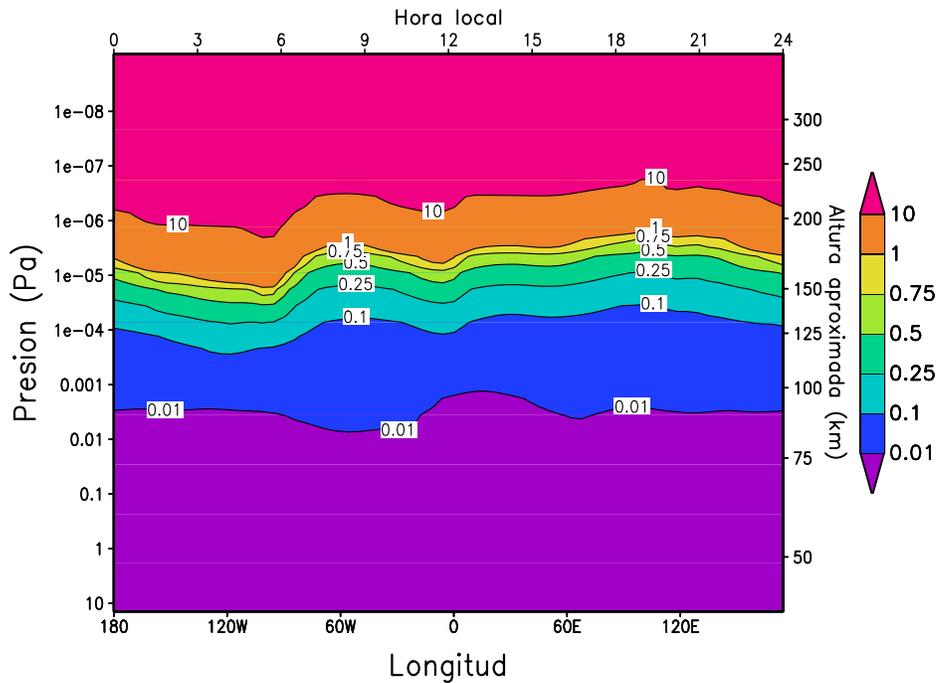


Fig. 4.31 Sección longitud-altura del cociente  $O/CO_2$  en la región ecuatorial

#### 4.3.3 Promedios temporales y variabilidad intrínseca de la alta atmósfera

Acabamos de estudiar los resultados del modelo en la alta termosfera de Marte para condiciones típicas de  $L_s=0$ , después de un promedio de los mismos durante un mes marciano,  $L_s=0-30$ . Debido al promediado, relativamente extenso, conviene preguntarse en qué medida los resultados, de la temperatura, por ejemplo, son representativos de dichas condiciones, ya que durante ese periodo de tiempo la situación atmosférica puede ir cambiando.

Para ver en qué medida afectan estas variaciones a los resultados nominales, hemos utilizado varios métodos.

En primer lugar, el modelo EMGCM proporciona de modo operacional en cada punto de la malla la desviación estándar (DE) obtenida al hacer los promedios durante todo el mes. Esta magnitud, que representamos en la figura 4.32 para las temperaturas mostradas en la figura 4.12, nos indicará en qué zonas la variabilidad de dichas temperaturas es especialmente grande. Puede observarse que la desviación estándar es generalmente menor del 5% de la temperatura, excepto en algunas áreas, donde llega a ser del orden del 10%. Estas áreas están localizadas en las cercanías de la línea crepuscular o de transición día-noche (LDN, zona frontera entre hemisferio diurno y nocturno, representada en la figura como una línea blanca), en regiones de alta latitud del Hemisferio Sur y en latitudes medias alrededor de la media noche. Esto se puede deber a un efecto del promediado, ya que algunas de estas zonas son las más sensibles a las variaciones en la iluminación solar que se producen al pasar de  $L_s = 0$  a  $L_s=30$ , o

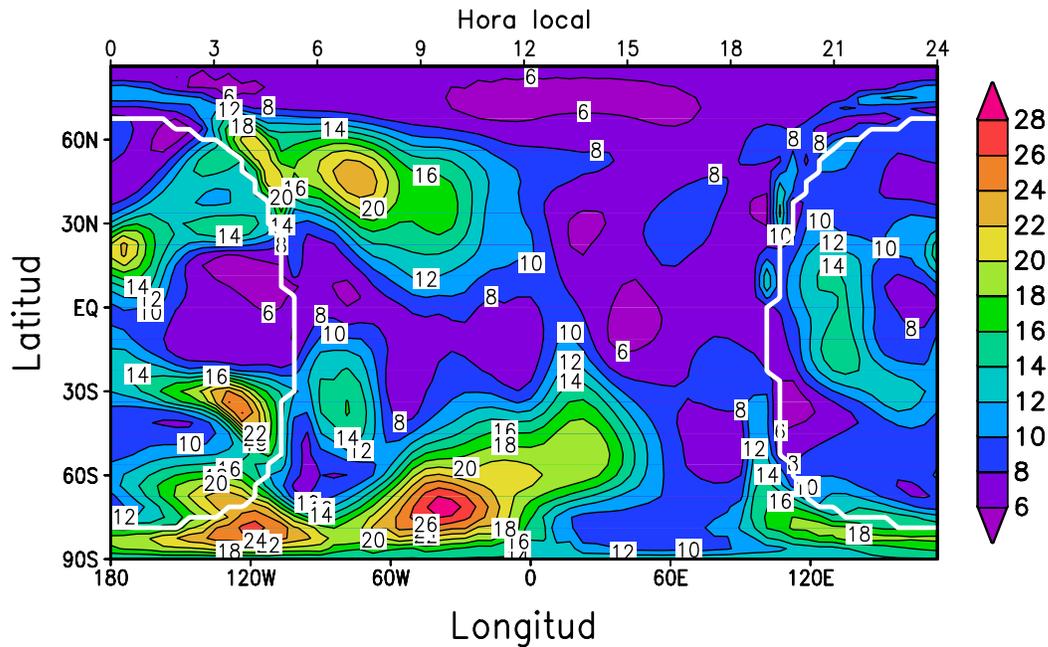


Fig. 4.32 Desviación estándar, en K, de la temperatura nominal en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=0-30$ . La línea blanca indica la línea de crepúsculo.

bien a variaciones intrínsecas día-día de la temperatura atmosférica. Por tanto, habrá que ser especialmente cuidadosos al estudiar las temperaturas de estas regiones, donde el promediado afecta a las temperaturas.

También hemos realizado promedios de resultados obtenidos solamente en los 5 primeros días del mes y en los 5 últimos, a  $TU=12$ . Restando los dos, obtendremos una tendencia de temperatura, que nos indicará qué áreas tienen mayor o menor temperatura al principio de la simulación o al final. Este estudio es el que se muestra, para este caso  $L_s=0$ , en la figura 4.33. Puede observarse que las áreas de mayor cambio coinciden con las mostradas en la figura 4.32, aunque la variabilidad en la figura 4.33 es aproximadamente el doble que la mostrada en la figura 4.32. Esto puede deberse a que en este segundo análisis estamos reflejando la variación entre las temperaturas máximas y las mínimas de todo el mes, mientras que la desviación estándar representa la variación respecto a la media. En otras palabras, ambas figuras parecen consistentes y muestran un resultado común. La variación estándar, que es definida positiva, sólo nos da información de la magnitud de la variabilidad pero no de su signo, es decir, no informa si la temperatura en una zona es mayor o menor al principio de la simulación que al final. Esta información sí la proporciona la figura 4.33, en la cual podemos observar que la temperatura disminuye con el tiempo durante el mes promediado en las regiones polares del Hemisferio Sur donde, al desplazarse el punto subsolar hacia el Norte, el área iluminada disminuye, y aumenta en latitudes medias del Hemisferio Norte, donde al pasar de  $L_s=0$  a 30

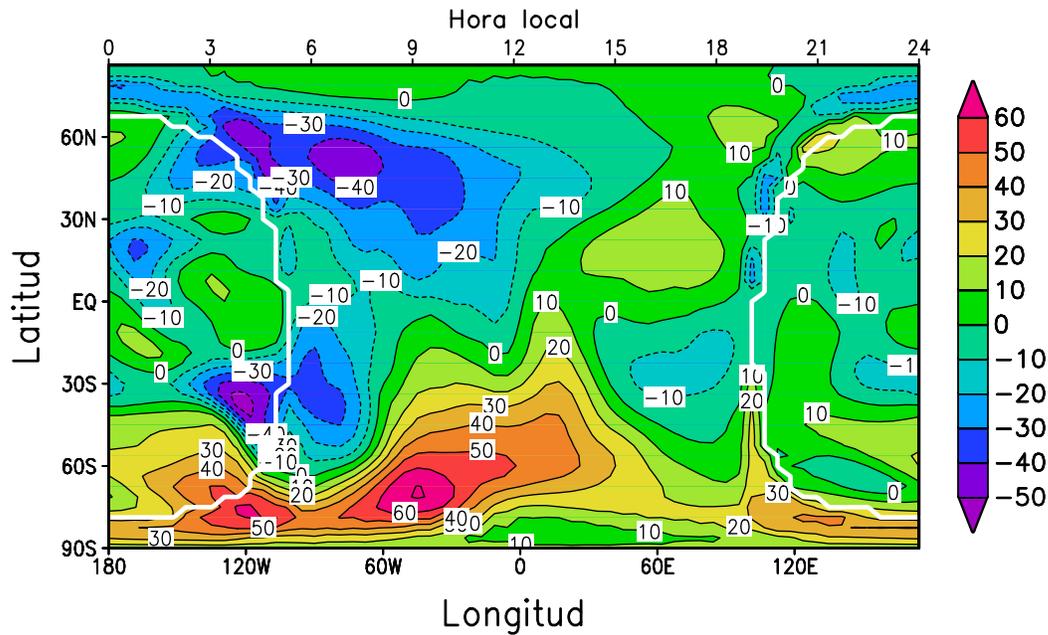


Fig. 4.33 Tendencia en la temperatura nominal en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias, obtenida restando la temperatura promediada de los 5 primeros días del mes ( $L_s=0,2,5$ ) menos la de los últimos 5 días ( $L_s=27,5-30$ )

aumenta el área iluminada.

Parece por tanto que gran parte de la variabilidad en la desviación estándar puede estar producida por las condiciones cambiantes de iluminación, y que eso es especialmente relevante en las regiones LDN indicadas. Realizamos por tanto una simulación totalmente similar a la que estamos describiendo, pero en la cual las condiciones de iluminación se mantienen fijas durante todo el mes e iguales a las del momento concreto  $L_s=0$  (simetría geométrica), es decir, no cambia la posición del punto subsolar, que se sitúa en el ecuador. Por supuesto, el resto de componentes de la variabilidad, como la día-noche o la intrínseca día-día se mantienen. Las temperaturas obtenidas con esta simulación, directamente comparables a las mostradas en la figura 4.12, se presentan en la figura 4.34. Vemos que la estructura térmica que se obtiene en esta simulación es más simétrica respecto al Ecuador que la que se obtiene en el caso nominal, especialmente alrededor de la medianoche. Esto demuestra que la asimetría Norte-Sur de la figura 4.12 era básicamente un efecto del promediado, y no puede considerarse como representativa de las condiciones existentes para el instante  $L_s=0$ , sino más bien de todo un periodo de condiciones cambiantes alrededor de este momento orbital.

La figura 4.35 muestra la DE de estas temperaturas. A diferencia de la simulación nominal, en este caso la DE no contiene la componente de variabilidad estacional y es claramente inferior en el hemisferio Sur. Las regiones situadas en latitudes medias alrededor de la medianoche presentan en ambos casos una DE similar. Esto parece indicar que esta zona, que como podemos ver en las figuras 4.12 y 4.34 es la región en la que se produce una intensa convergencia de

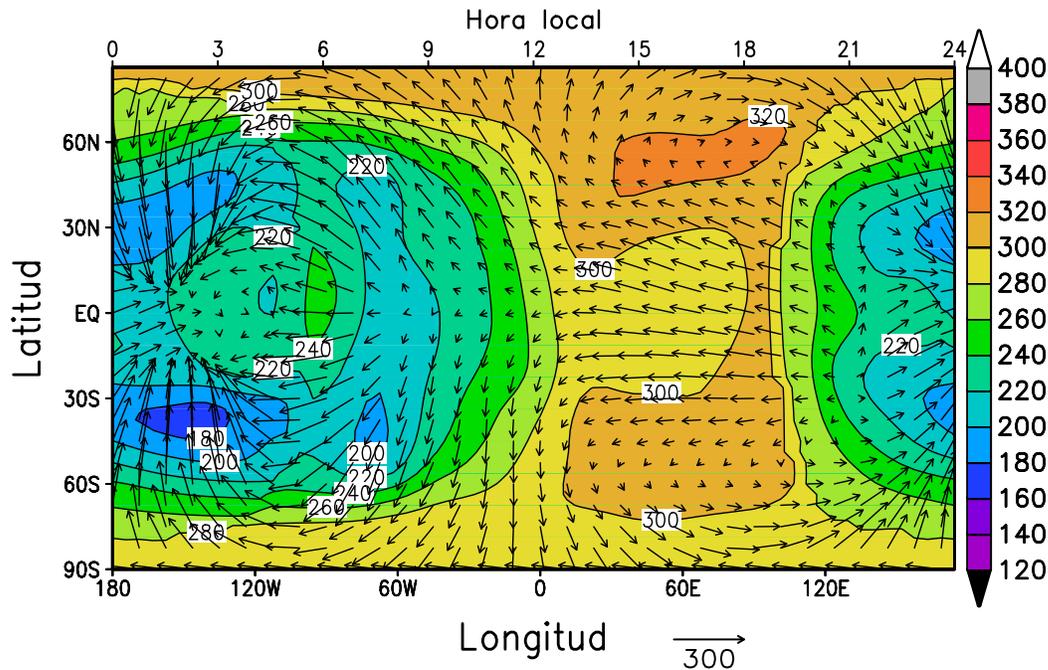


Fig. 4.34 Temperatura en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM para una simulación en la que se mantienen constantes durante un mes marciano ( $L_s=0-30$ ) las condiciones de iluminación de  $L_s=0$ . Condiciones solares medias

vientos, presenta una fuerte variabilidad intrínseca día-día. En el resto de las regiones, la DE representada en la figura 4.35 oscila entre 6 y 14 K, similar a la representada en 4.32. Por tanto, esta variabilidad es atribuible a variaciones día-día de los resultados, y estimamos que este “ruido numérico” debe estar en niveles similares en todo el globo.

Un cuarto análisis de la variabilidad consiste en dibujar las temperaturas medias y las DE cuando se realizan promedios de 5 días marcianos, en lugar de un mes. En este caso la DE en las regiones afectadas por la variabilidad estacional debería ser bastante menor, mientras que las regiones afectadas por algún otro tipo de variabilidad, no estacional, presentarán una DE similar. La DE obtenida durante los 5 primeros días del mes simulado se representa en la figura 4.36. Vemos, comparando con la figura 4.32 que, en efecto, las áreas de altas latitudes del hemisferio Sur, que presentaban una DE importante (casi 30 K) cuando se promediaba durante un mes, tienen cuando se promedia durante 5 días una DE bastante menor (unos 10 K). Esto nos reafirma que la DE de esta zona se debía a los cambios en las condiciones de iluminación durante el mes marciano promediado. Sin embargo, las regiones de latitudes medias cercanas a la medianoche presentan una DE alta, con un máximo de unos 20 K, similar a la que mostraban en la figura 4.32. Esto confirma que esta región está afectada por variaciones intrínsecas día-día de la atmósfera, seguramente relacionadas con pequeños cambios en los patrones de vientos. Las demás zonas presentan una DE bastante menor, normalmente por debajo de 10 K, similar cuando se promedia durante un mes o durante 5 días, por lo que las presumimos debidas a

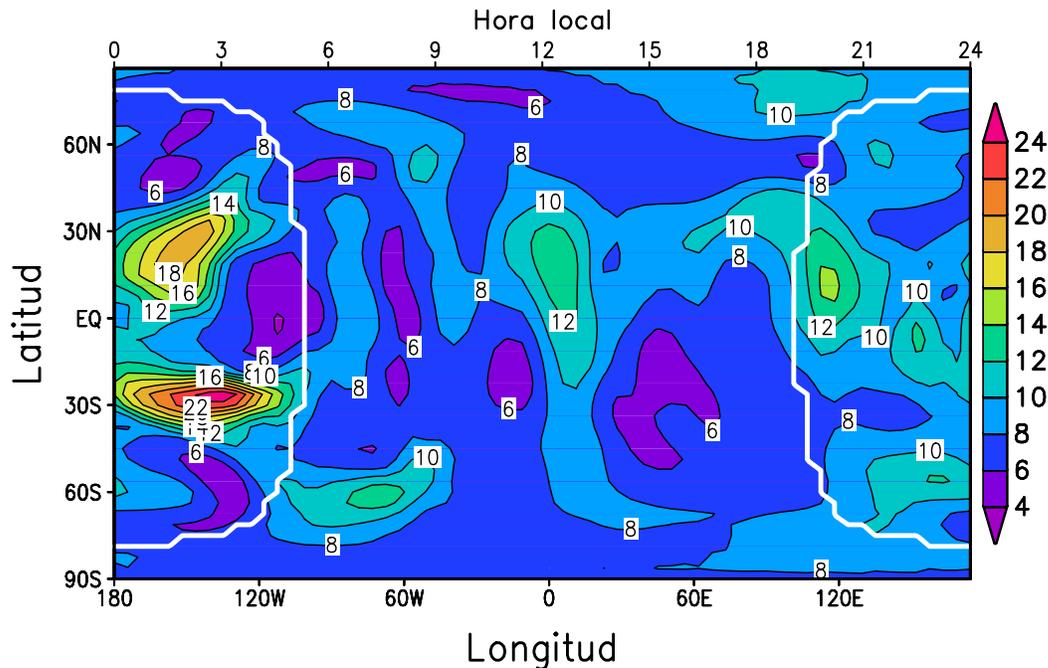


Fig. 4.35 Desviación estándar de la temperatura en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM para una simulación en la que se mantienen constantes durante un mes marciano ( $L_s=0-30$ ) las condiciones de iluminación de  $L_s=0$ . Condiciones solares medias. La línea blanca representa la línea de crepúsculo.

variaciones intrínsecas. Nótese que la figura 4.36 es muy similar a la 4.35. Todo esto nos indica cuál es el límite de precisión en la temperatura para obtener conclusiones en los mapas promediados: diferencias de temperatura menores de 10 K no podrán considerarse significativas en la termosfera.

Y en quinto lugar, hemos estudiado la variabilidad del modelo observando perfiles verticales de temperatura. Representamos, para un determinado lugar, el perfil vertical de temperatura promedio del mes  $\bar{T}$ , junto a su DE, y los perfiles individuales de temperatura obtenidos cada día a ese TU. Esto se hace en las figuras 4.37, 4.38 y 4.39, correspondientes a tres localizaciones concretas: la figura 4.37 para un punto con tendencia positiva (mayor temperatura al comienzo que al final), según la figura 4.33, con coordenadas lat=75S lon=50W; la figura 4.38 para una zona con tendencia negativa, con coordenadas lat=50N lon=70W; y la figura 4.39 para una zona en la que no hay una tendencia tan apreciable, aunque la DE es de unos 14 K, con coordenadas lat=0, lon=130E. Las líneas negras sólidas de trazo grueso son los perfiles promedio de temperatura. Las líneas negras gruesas a trazos y puntos representan la temperatura promedio más/menos la desviación estándar de la temperatura. Las líneas de colores son los perfiles individuales, siendo de color violeta/azul los correspondientes a los primeros días de la simulación, y de color rojo los correspondientes a los últimos días.

De esta manera se puede ver en la figura 4.37 cómo las temperaturas en la alta termosfera son, al principio de la simulación, sistemáticamente mayores que las de los últimos días, como

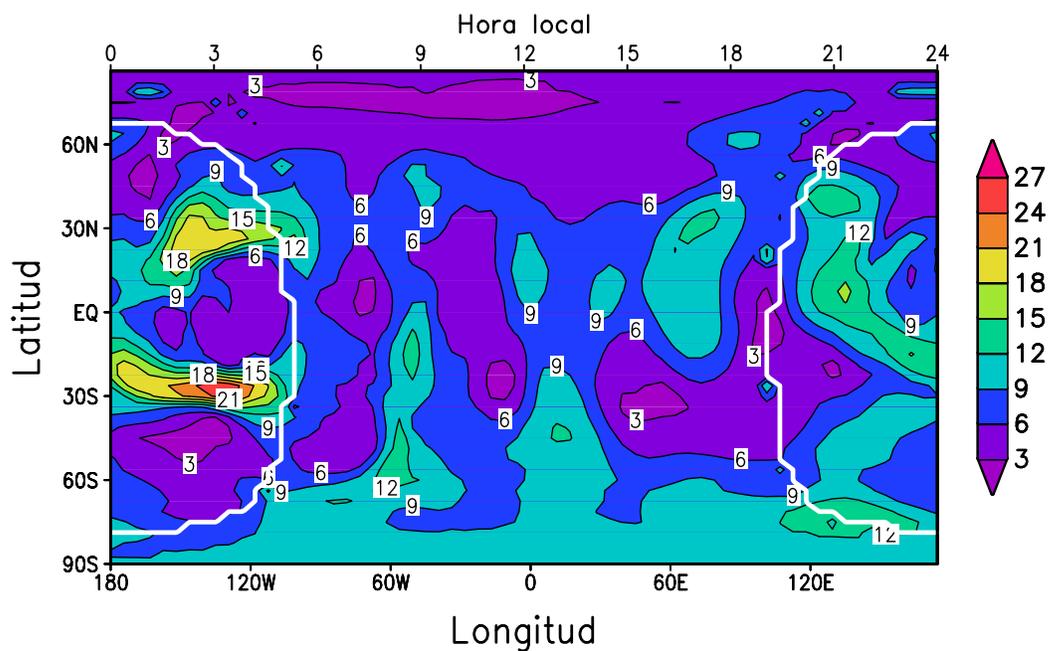


Fig. 4.36 Desviación estándar de la temperatura en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM al promediar los resultados durante los 5 primeros días del mes marciano simulado ( $L_s=0-2.5$ ). Condiciones solares medias. La línea blanca representa la línea de crepúsculo.

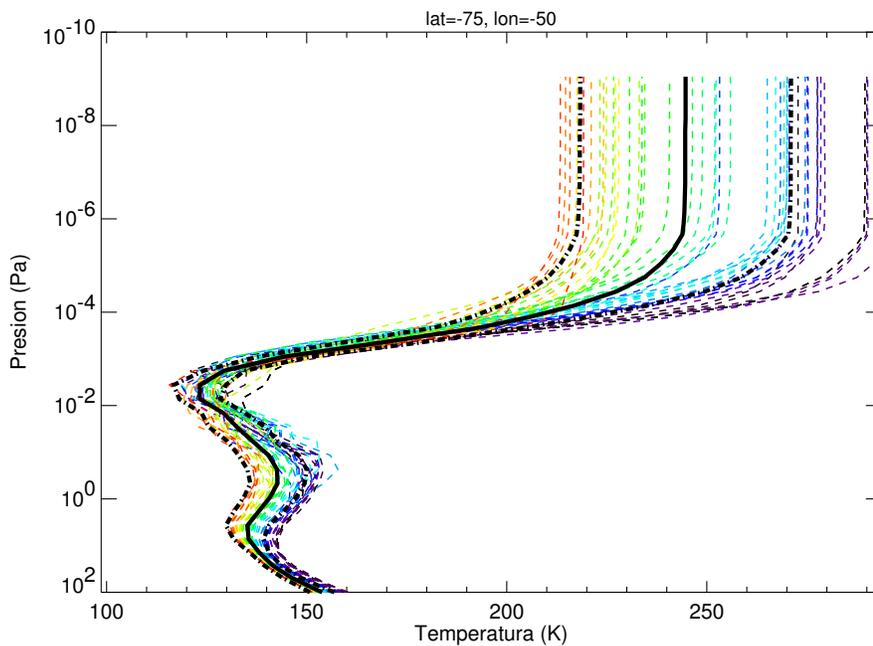


Fig. 4.37 Perfil promedio (línea sólida negra) más menos la desviación estándar (líneas negras de líneas y puntos) junto con perfiles diarios de temperatura (ver texto para más detalles) para un punto con coordenadas lat=75S, lon=50W

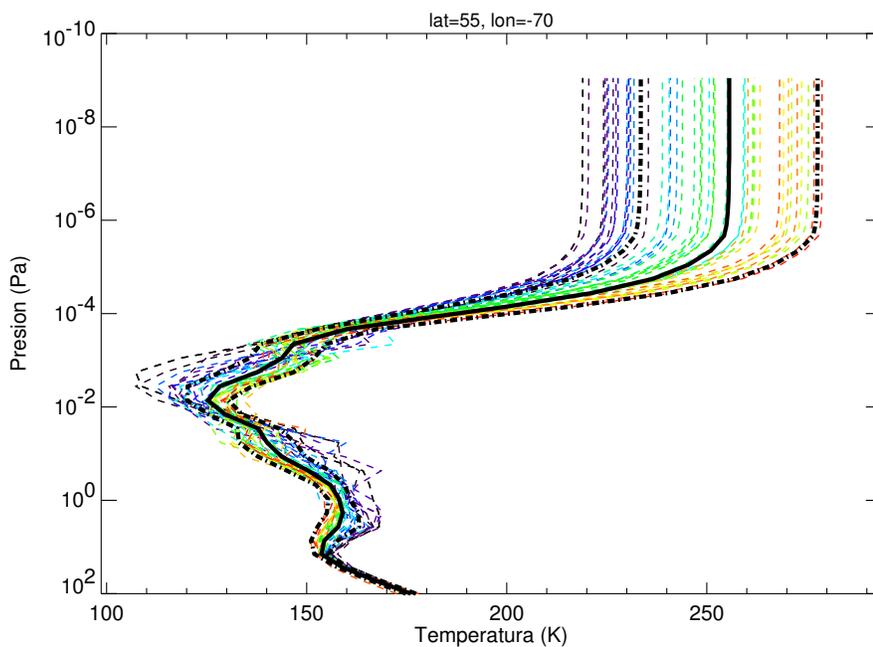


Fig. 4.38 Perfil promedio (línea sólida negra) más menos la desviación estándar (líneas negras de líneas y puntos) junto con perfiles diarios de temperatura (ver texto para más detalles) para un punto con coordenadas lat=50N, lon=70W

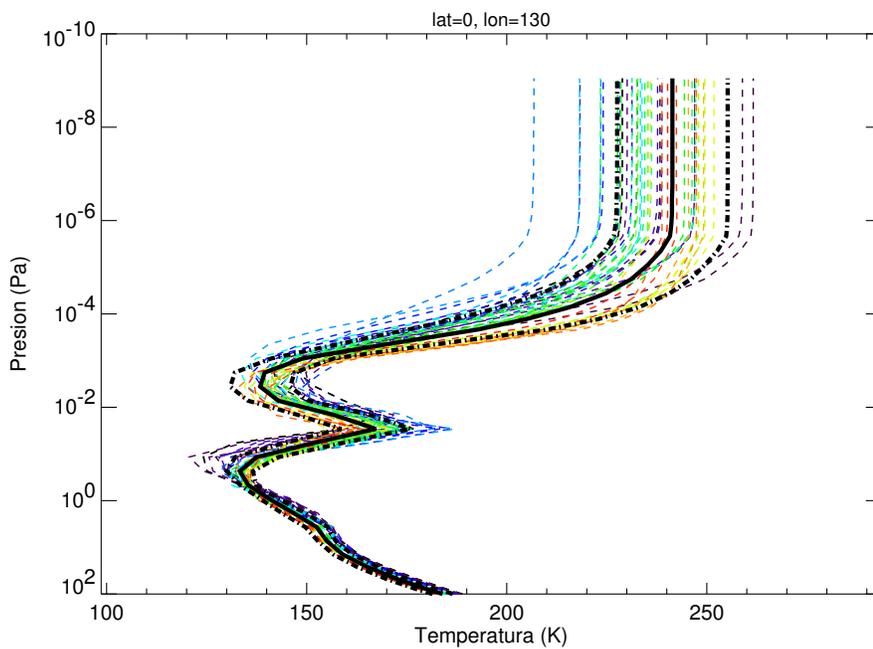


Fig. 4.39 Perfil promedio (línea sólida negra) más menos la desviación estándar (líneas negras de líneas y puntos) junto con perfiles diarios de temperatura (ver texto para más detalles) para un punto con coordenadas lat=0, lon=130E

era esperable a la luz de la figura 4.33. En la mesopausa, en cambio, la dispersión es mucho menor y no se ve clara ninguna tendencia estacional. En la alta mesosfera, entre 1 y 0.01 Pa, sí que se observa una tendencia en las temperaturas.

De forma similar, la figura 4.38 permite comprobar que las temperaturas termosféricas en este punto, que también corresponde a las primeras horas de la mañana, son mayores en los últimos días de la simulación que en los primeros días. En este punto, existe gran variabilidad y escasa o nula tendencia en alturas inferiores. Ambos gráficos son ejemplos claros de variabilidad termosférica debida al promedio de un mes realizado para la obtención de los resultados. Sin embargo, la figura 4.39 es un ejemplo de variabilidad día-día, mostrando cómo en este caso la variabilidad está dominada por estas componentes intrínsecas, y no por la variabilidad estacional, ya que no se aprecia ninguna tendencia significativa en los perfiles individuales de temperatura.

Las tres figuras 4.37, 4.38 y 4.39 permiten comprobar también que tanto la DE como la dispersión de los perfiles individuales es mayor en las capas altas de la termosfera que en capas inferiores. Podemos confirmar este resultado en la figura 4.40, similar a la figura 4.32 pero en la cual se representa la DE de la temperatura (en [K]) en una capa de presión cercana a la mesopausa (presión  $\approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa, altura media ecuatorial aproximada de unos 120 km). Vemos que en esta capa la DE de la temperatura es aproximadamente la mitad que en la alta termosfera: mientras que allí la máxima DE era de unos 26 K, en este caso es inferior a 13 K. Las zonas con mayor DE se concentran también en las cercanías del crepúsculo, indicando que puede existir una contribución apreciable del efecto del promedio durante un mes marciano a esta DE, como ocurría en la alta termosfera. Esto parece confirmarse en la figura 4.41, similar a la 4.40, pero para una simulación en la que se mantienen las condiciones de iluminación constantes durante todo el mes marciano. Vemos que la mayoría de zonas próximas al crepúsculo que presentaban una mayor DE en la figura 4.40 disminuyen el valor de ésta en esta simulación. Excepciones son la zona situada a unos 60 N posterior al amanecer y la zona de bajas latitudes posterior al anochecer, que no cambian su DE con respecto a la simulación anterior, indicando que son otras componentes de la variabilidad las que afectan estas zonas.

En general, los resultados mostrados parecen indicar que la distribución de temperatura obtenida en la alta termosfera es representativa de unas ciertas condiciones cerca de  $L_s=0$ . Sólo habrá que ser cauteloso con los resultados obtenidos en las áreas cercanas a la LDN, donde la variabilidad estacional puede dar lugar a confusión, y en las zonas cercanas a la medianoche en latitudes medias, donde la variabilidad intrínseca de las temperaturas es alta. Para tales condiciones, promedios de menor longitud y centrados en el valor de  $L_s$  deseado serían quizás más apropiado, y en todo caso un análisis de variabilidad similar al presentado aquí puede ser aconsejable.

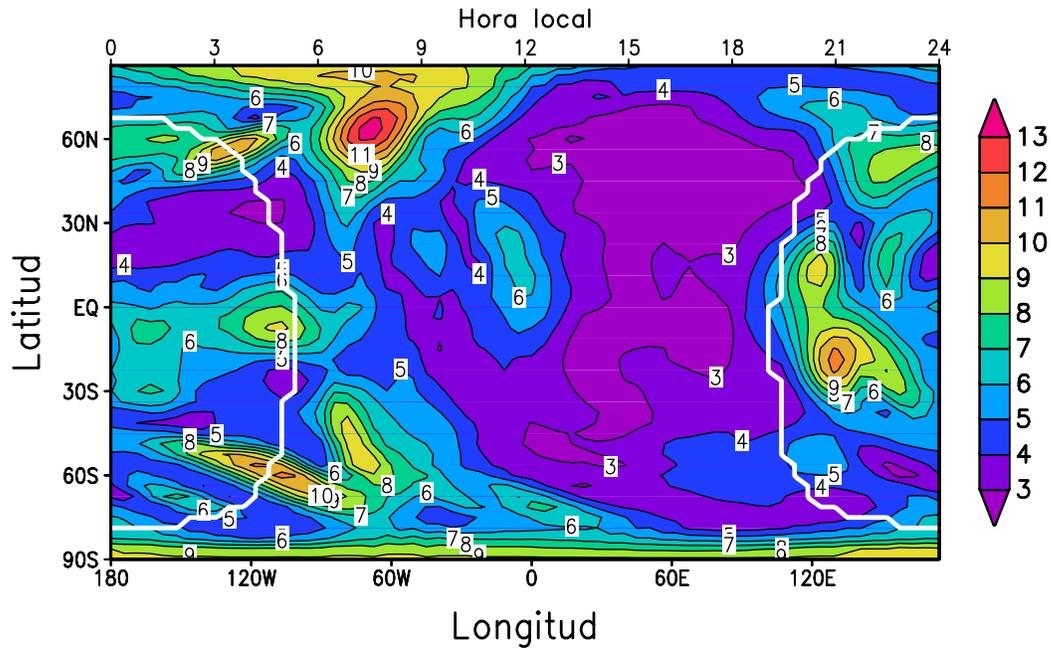


Fig. 4.40 Desviación estándar de la temperatura, en [K], en la mesopausa ( $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa) para condiciones solares medias y  $L_s=0-30$ .

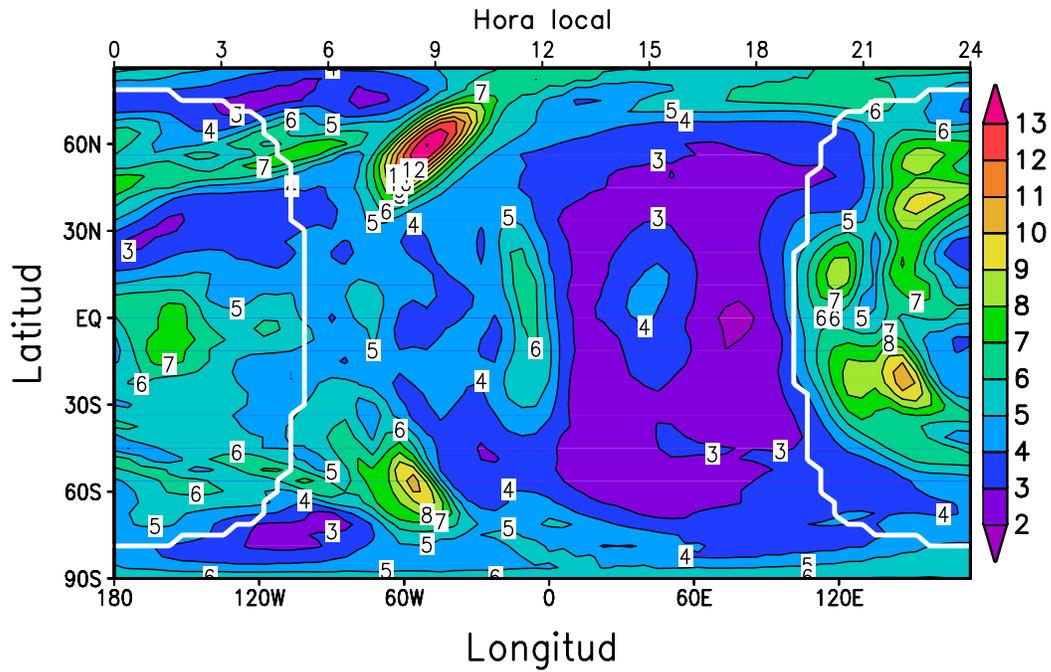


Fig. 4.41 Desviación estándar de la temperatura, en [K], en la mesopausa ( $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Pa) obtenidas para una simulación en la que se mantienen constantes durante un mes marciano ( $L_s=0-30$ ) las condiciones de iluminación de  $L_s=0$ . Condiciones solares medias.

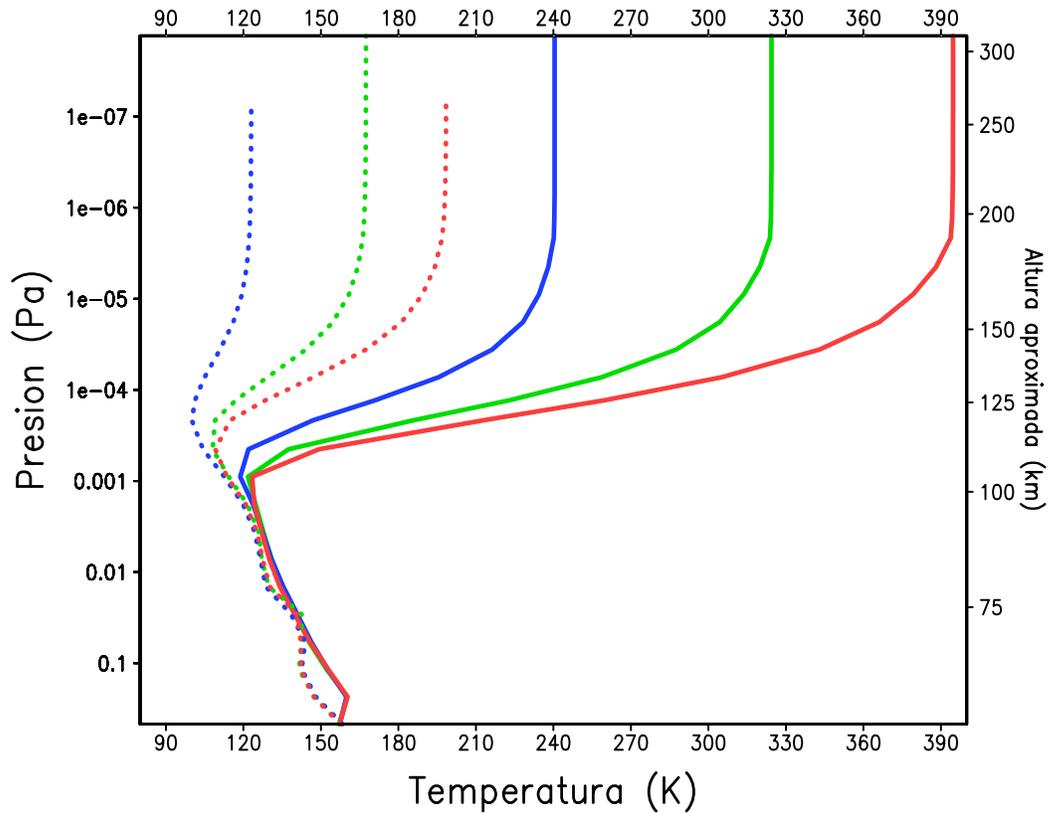


Fig. 4.42 Líneas sólidas: temperatura máxima diurna (en  $\text{lat}=45\text{N}$ ,  $\text{lon}=30\text{E}$ ). Líneas de puntos: temperatura mínima nocturna ( $\text{lat}=45\text{S}$ ,  $\text{lon}=150\text{W}$ ). Condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas).  $L_s=0-30$

#### 4.3.4 Variabilidad solar

El ciclo solar de 11 años induce cambios importantes en la termosfera de Marte: a mayor flujo solar, mayor será el calentamiento UV y, por tanto, será esperable que la temperatura termosférica sea mayor. En esta sección analizamos cómo son estos efectos del ciclo solar según el modelo EMGCM para las temperaturas y los calentamientos estudiados anteriormente para condiciones solares medias.

En primer lugar, hay que mencionar que la estructura térmica termosférica no presenta cambios globales relevantes al cambiar las condiciones solares, aunque sí se producen cambios a pequeña escala, como las localizaciones precisas de las áreas de máxima y mínima temperatura, que pueden desplazarse unos pocos grados en latitud y/o longitud.

En la figura 4.42 se representan perfiles de temperatura para cada una de las tres condiciones solares estudiadas: mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas), tomados en las localizaciones precisas donde se produce el mayor (líneas sólidas) o menor (líneas de puntos) valor de temperatura para condiciones solares medias. Estas regiones, como vimos en la figura 4.12, se sitúan en  $\text{lat}=45-60\text{N}$  y  $\text{lon}=30-45\text{E}$  para el máximo de temperatura, y  $\text{lat}=40-$

50S y lon=120-170W para el mínimo de temperatura. El pequeño desplazamiento de las áreas de máxima/mínima temperatura al cambiar las condiciones solares puede hacer que los perfiles representados para condiciones solares máximas y mínimas no correspondan exactamente con los perfiles de temperatura exosférica máxima/mínima para esas condiciones, pero el alejamiento será usualmente pequeño. Posteriormente, en la sección 4.6, comentaremos las temperaturas exosféricas máximas y mínimas absolutas para distintas condiciones solares y estacionales, y veremos que en todos los casos estas temperaturas coinciden o se alejan sólo ligeramente de las que se representan en estas gráficas. Observando la gráfica, el contraste de temperaturas entre la zona de máxima temperatura diurna y la de mínima temperatura nocturna es de unos 120 K para condiciones solares mínimas (temperatura mínima de unos 120 K y máxima de unos 240 K), 160 K para condiciones medias (170-330 K) y 190 K para condiciones máximas (200-390 K). Por otra parte, la variabilidad estacional de la temperatura máxima diurna es de unos 150 K, pues varía desde 240 K en condiciones mínimas a 390 K en condiciones máximas), mientras que la variabilidad de la temperatura mínima nocturna es más discreta, de unos 80 K (120 K para condiciones mínimas, 200 K para condiciones máximas). Con el modelo 1-D (ver figura 2.51) obtuvimos una variabilidad estacional más importante para las temperaturas diurnas y mucho menor (apenas 20 K) para las temperaturas mínimas nocturnas. Esto muestra de nuevo el papel que la dinámica, a través del transporte de calor del hemisferio diurno al nocturno, representa en la determinación de la estructura térmica atmosférica. Destacamos que con ambos modelos la variabilidad obtenida en capas inferiores a 0.001 Pa es prácticamente inexistente, lo cual cuantifica la tesis de que el ciclo solar no da lugar a variaciones importantes en la temperatura de capas inferiores a la termosfera en Marte.

Podemos comparar las temperaturas extremas obtenidas con los resultados del MTGCM, según la figura 4a de *Bougher y col.* (1999). Vemos que en general nuestras temperaturas diurnas (390 K, 320 K y 240 K para condiciones máximas, medias y mínimas) son mayores que las obtenidas por Bougher (325 K, 275 K y 220 K, respectivamente). Además, nuestras temperaturas nocturnas presentan mucha mayor variabilidad, ya que en *Bougher y col.* (1999) esta variabilidad es apenas 20 K (las temperaturas exosféricas a media noche varían entre 140 y 160 K), siendo 80 K esta variabilidad en nuestro caso. Hay que destacar que estos resultados del MTGCM se obtuvieron antes de acoplar dicho modelo en la mesosfera al NASA/AMES GCM (ver apéndice G para detalles de este acoplamiento). Dado que la imposición de unas condiciones de contorno inferiores realistas puede tener un gran impacto sobre la estructura térmica termosférica (*Moffat, 2005*), parte de las diferencias obtenidas pueden deberse a efectos de la baja atmósfera sobre la termosfera. Esto pone de manifiesto la necesidad de una campaña rigurosa de intercomparación de los distintos modelos termosféricos marcianos bajo condiciones similares controladas, como la que presentaremos posteriormente, en la sección 5.2. Por otro lado, la escasez actual de datos termosféricos no permite dilucidar cuál de estas simulaciones es más realista.

La discusión anterior se refería a la variabilidad de las temperaturas extremas, que no deben considerarse como representativas de condiciones típicas diurnas o nocturnas. Para estudiar la

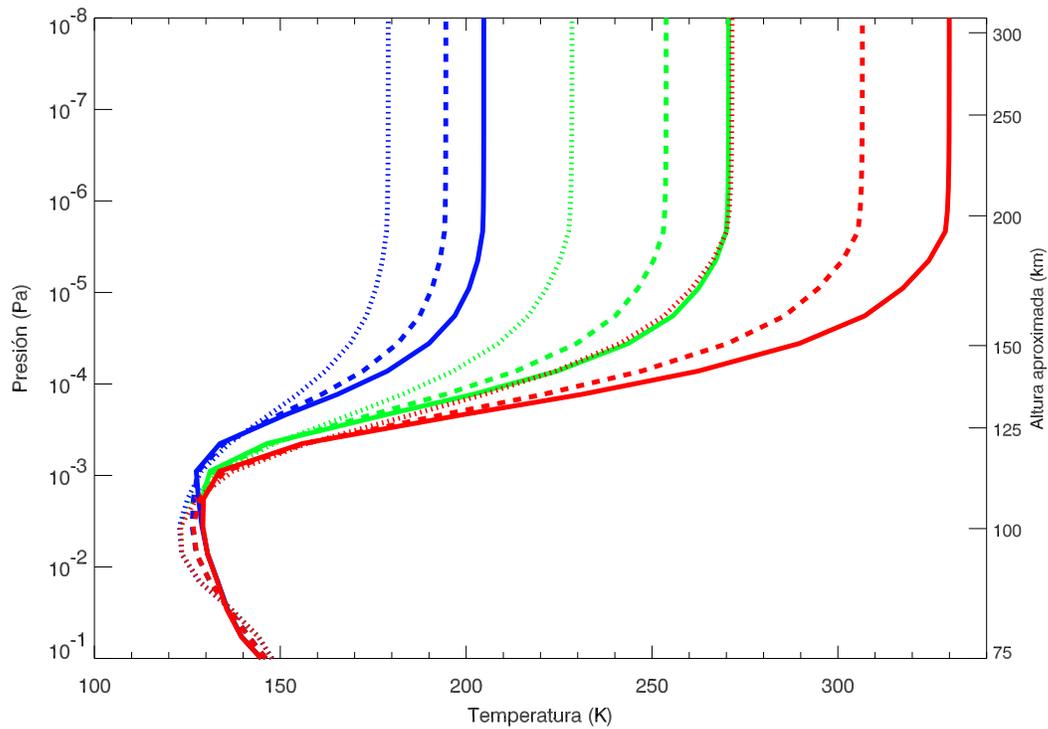


Fig. 4.43 Temperatura media diurnas (líneas sólidas), media nocturna (líneas de puntos) y media global (líneas de trazos), en [K] para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas).  $L_s=0-30$

variabilidad con el ciclo solar de las temperaturas nocturnas y diurnas es más conveniente analizar las temperaturas medias.. Esto es lo que se representa en la figura 4.43 para medias diurnas (líneas sólidas), nocturnas (líneas de puntos), y globales (línea de trazos) para las tres condiciones solares, con el mismo código de color que en la figura anterior. Para obtener estas medias, a cada nivel de presión promediamos las temperaturas (recordemos, medias durante un mes marciano) para todas las longitudes y latitudes (excluimos las latitudes mayores de unos 80 grados del promedio), por lo que en realidad tendremos dos promedios contenidos en la misma figura, temporal y espacial. La temperatura media diurna así obtenida oscila entre los 205 K de condiciones mínimas y los 330 K de condiciones máximas, lo cual arroja una variabilidad estacional típica de las temperaturas diurnas de 125 K. Para las temperaturas medias nocturnas esta variabilidad es de unos 100 K (180 K para condiciones mínimas, 280 K para condiciones máximas). También podemos estudiar la variabilidad día-noche de las temperaturas medias para cada una de las condiciones solares. Vemos que ésta crece desde los apenas 25 K de condiciones mínimas a los 60 K de condiciones máximas. En cuanto a la temperatura media global, ésta es de unos 195 K para condiciones mínimas, 250 K para condiciones medias y 310 K para condiciones máximas. Nótese que un resultado muy similar se obtendría si se definiera esta temperatura media global como la media de las temperaturas extremas. Si comparamos

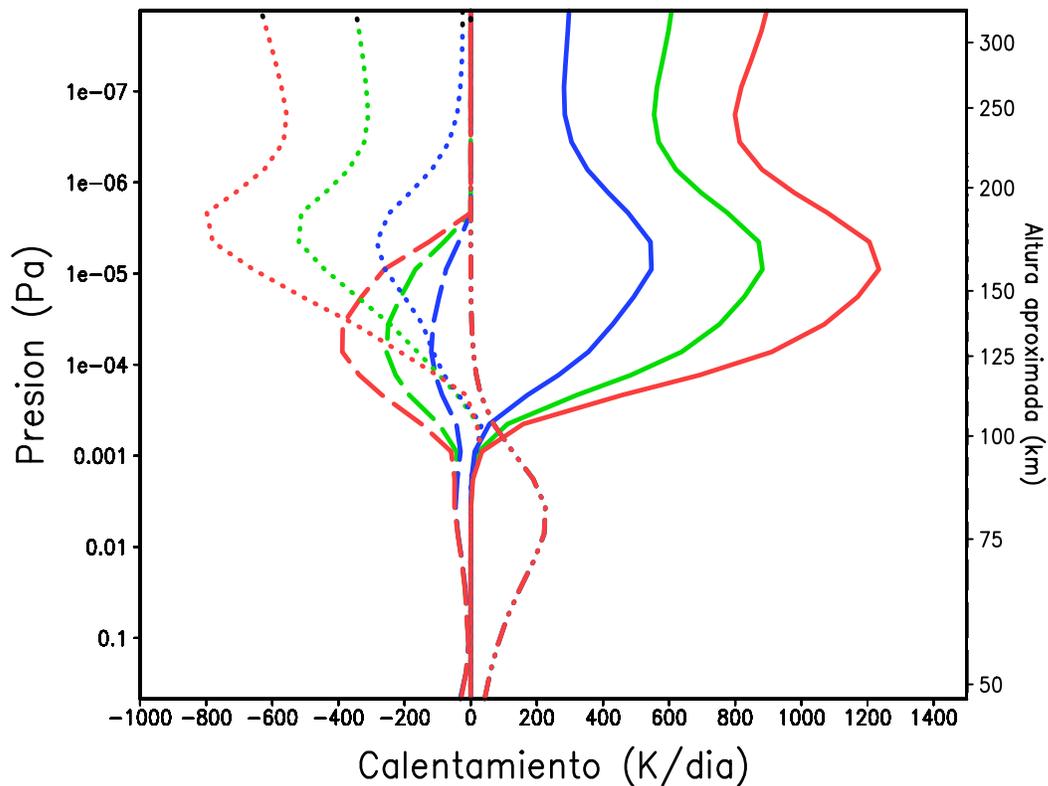


Fig. 4.44 Calentamiento UV (líneas sólidas), conducción térmica (línea de puntos), calentamiento en el IR cercano (líneas de trazos y puntos) y enfriamiento por emisiones en  $15 \mu\text{m}$  de  $\text{CO}_2$  (líneas de trazos largos), en  $[\text{K}/\text{día}]$ , obtenidos en el Ecuador a mediodía para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas);  $L_s=0-30$

con las temperaturas medias globales que pueden inferirse de la figura 4a de *Bougher y col.* (1999), no hay un buen acuerdo debido principalmente a las importantes diferencias obtenidas en las temperaturas nocturnas.

La variabilidad de las temperaturas exosféricas está relacionada con la variabilidad con el ciclo solar de los procesos de calentamiento/enfriamiento. En la figura 4.44 se representan perfiles verticales ecuatoriales para el calentamiento UV (líneas sólidas), la conducción térmica (líneas de puntos), el calentamiento en el IR cercano (línea de trazos y puntos) y el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  (línea de trazos largos) para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (verdes) y máximas (rojas) obtenido en el Ecuador a mediodía. De nuevo puede observarse que la variabilidad no es apreciable por debajo de unos  $10^{-3}$  Pa, donde el balance energético tiene lugar entre el calentamiento en el IR cercano y el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , región espectral donde el flujo solar presenta escasa variabilidad (*Lean, 1987*). Por encima, donde el balance térmico está dominado por el calentamiento UV, la variabilidad con el ciclo solar es importante. Así, el calentamiento UV pasa de un máximo de unos 550 K/día para condiciones mínimas a unos 1200 K/día para condiciones máximas. El incremento del calentamiento UV en el

máximo del ciclo solar provoca una mayor importancia de la conducción térmica, que tiene que compensar un mayor gradiente térmico, a lo cual reacciona pasando de un pico de 300 K/día en condiciones mínimas a 800 K/día para condiciones máximas. Del mismo modo, el aumento en la temperatura hace que aumente el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , que si para condiciones mínimas era de unos 150 K/día, para condiciones máximas pasa a ser de unos 400 K/día (en buen acuerdo con la variación de este término de calentamiento obtenida a mediodía con el modelo 1-D y representada en la figura 2.54). Este balance térmico termosférico, caracterizado por un balance entre el calentamiento UV y la conducción térmica, es diferente del que se da en Venus. La mayor cercanía al Sol de éste hace que, debido a la mayor importancia de las fotólisis, el cociente O/CO<sub>2</sub> sea mayor. Esto aumenta la eficiencia del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , que de este modo es capaz de compensar por sí sólo gran parte del calentamiento UV. La dependencia con la temperatura del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  provoca un efecto de termostato: al aumentar la temperatura aumenta el enfriamiento. Esto provoca que la variabilidad de las temperaturas exosféricas sea menor en Venus que en Marte.

Podemos comparar los calentamientos obtenidos para condiciones solares medias con los obtenidos en tales condiciones con el MTGCM y que aparecen en la figura 11b de *Bougher y col.* (1999). Vemos que en general nuestros términos de calentamiento son inferiores (900 K/día nuestro calentamiento UV frente a 1300 K/día obtenido por Bougher, 600 K/día frente a 800 K/día para la conducción térmica y 250 K/día frente a 400 K/día para el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ ). Es particularmente llamativa la diferencia en el calentamiento UV, que pone de nuevo de manifiesto la necesidad de una intercomparación más detallada entre las últimas versiones de ambos modelos. Volveremos sobre este punto en el capítulo 5.

#### 4.4 $L_s=90$ , solsticio de verano en el hemisferio Norte

##### 4.4.1 *Estructura latitudinal*

La temperatura media zonal obtenida para el primer mes marciano tras el solsticio de verano en el hemisferio Norte,  $L_s=90-120$ , puede verse en la figura 4.45. Las temperaturas exosféricas presentan escasas variaciones latitudinales, con máxima temperatura (250 K) alrededor de latitud 60 N y mínima (230 K) alrededor de 60 S. Fijándonos en la estructura vertical, la situación, salvo en la región polar del hemisferio Sur, es similar a la del caso  $L_s=0$ : la mesopausa, zona de mínima temperatura, se sitúa aproximadamente entre  $10^{-2}$  y  $10^{-3}$  Pa, con valores algo más fríos que en el equinoccio.

Este mapa muestra buen acuerdo con resultados anteriores del modelo EMGCM (*Forget y col.*, 1999), en los que no se incluía la termosfera. En concreto, la situación entre 45 y 80 km concuerda cualitativamente bastante bien con la representada en la figura 8a de *Forget y col.* (1999). En particular, si nos fijamos en las temperaturas en una altura de unos 60-65 km, vemos que se tiene un comportamiento muy similar al descrito en dicho artículo: las temperaturas son máximas en el polo de verano (unos 160 K), decreciendo hacia el ecuador, y se reproduce el calentamiento en altas latitudes del hemisferio Sur, centrado en latitud 50S, con temperaturas

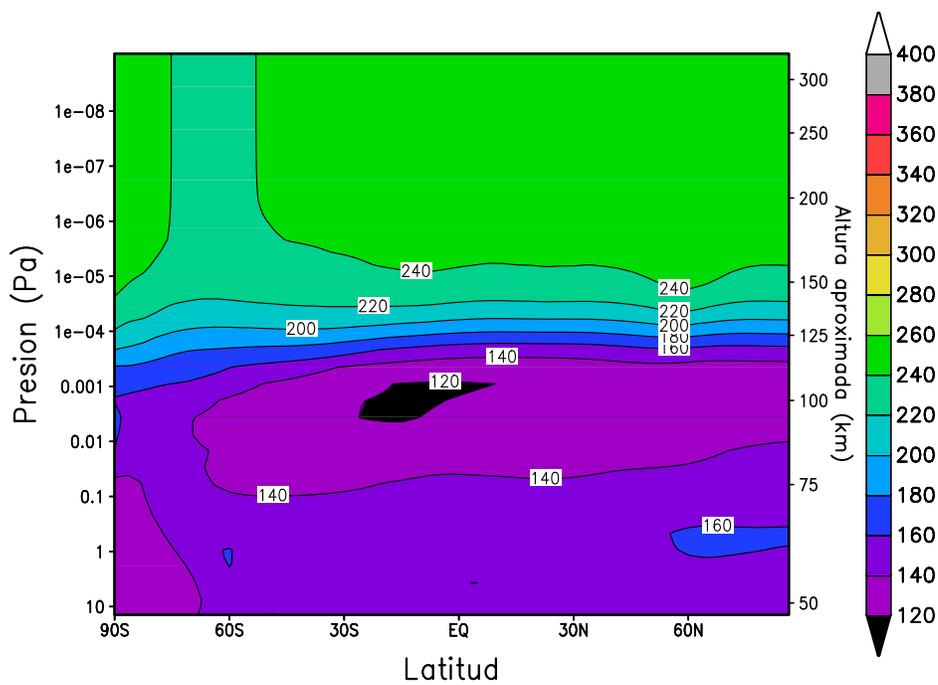


Fig. 4.45 Temperatura media zonal (K) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=90-120$

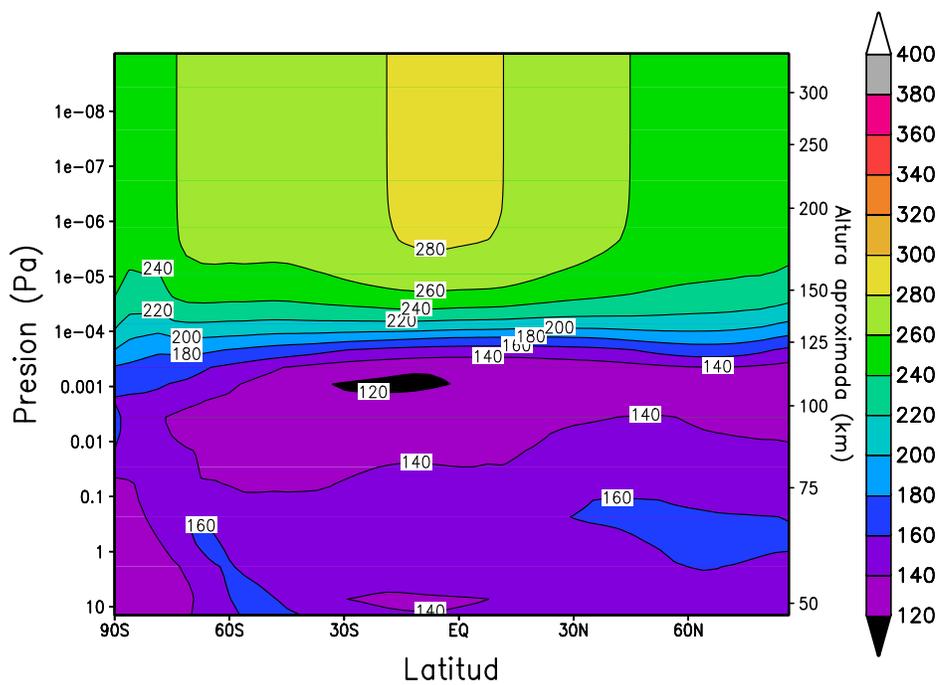


Fig. 4.46 Sección 2D latitud-altura de la temperatura (K) para el meridiano diurno, con hora local=12,, condiciones solares medias y  $L_s=90-120$

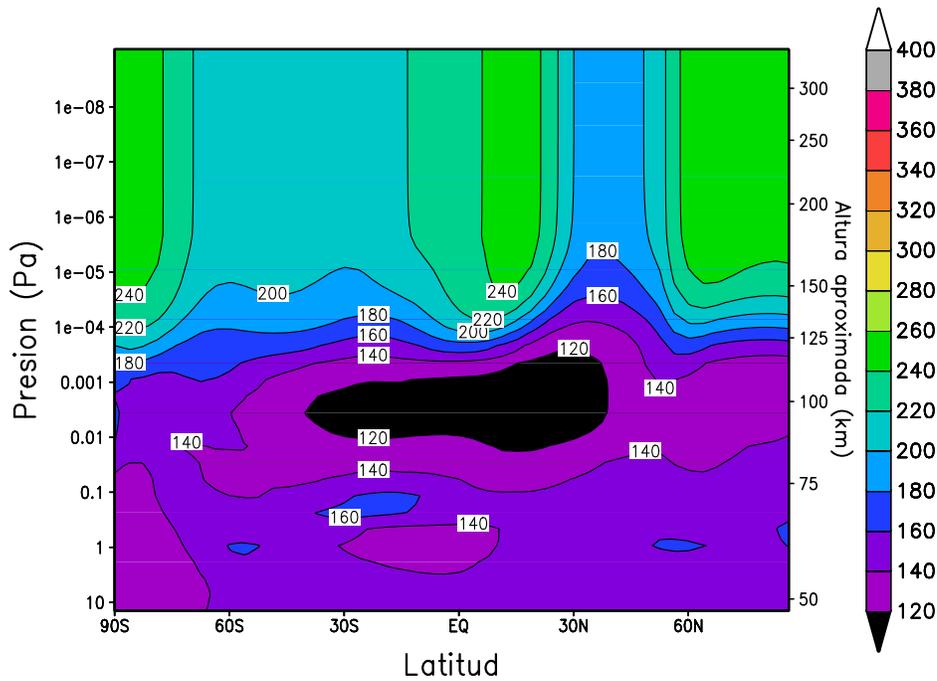


Fig. 4.47 Sección 2D latitud-altura de la temperatura (K) para el meridiano nocturno, con hora local=0, condiciones solares medias y  $L_s=90-120$

cercanas a los 160 K. Por último las temperaturas disminuyen hacia el polo de invierno, llegando a unos 130 K. Este calentamiento en altas latitudes durante el invierno del hemisferio Sur en la media atmósfera, y que ha sido observado desde Tierra por *Deming y col.* (1986), tiene su origen en el calentamiento adiabático producido por la rama descendente de la célula de Hadley, que en Marte, a diferencia de la Tierra, puede llegar a conectar las regiones polares (*Wilson, 1997; Forget y col., 1999*).

Si nos fijamos en capas superiores, en concreto en la mesopausa, la característica más notable es el fuerte calentamiento en la región de invierno polar, que se extiende hasta capas termosféricas. Este calentamiento no ha sido observado, y modelos previos no lo reproducen (ver *Bougher y col., 2006*), mostrando tanto las observaciones como los modelos anteriores temperaturas menores en el polo que a 60S. Como veremos posteriormente en la sección 5.2, este calentamiento polar termosférico obtenido con el EMGCM puede deberse a que el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  incluido en el modelo es adecuado para condiciones propias de latitudes medias, pero no para el polo de invierno, donde se produce una acumulación de oxígeno atómico que hace que este mecanismo de enfriamiento sea más efectivo. Por tanto, es posible que las temperaturas en esta región estén siendo sobrestimadas por el EMGCM.

La sección latitud-presión diurna mostrada en la figura 4.46 muestra que las temperaturas termosféricas al mediodía son máximas en el Ecuador, con un valor de unos 280 K, disminuyendo al desplazarnos hacia las regiones polares, donde la temperatura es de unos 240 K. Esta situación

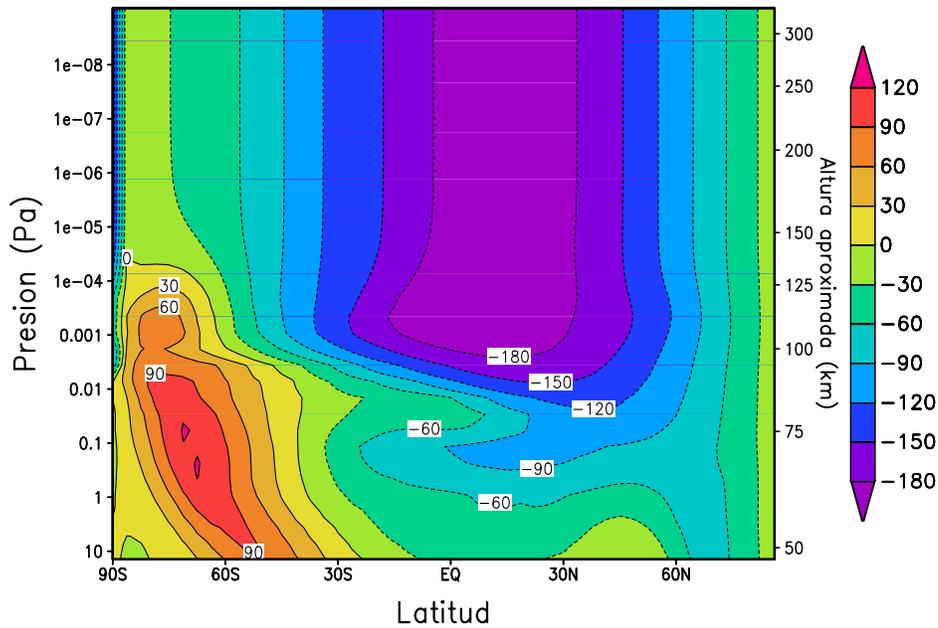


Fig. 4.48 Media zonal de los vientos zonales (m/s) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=90-120$

contrasta con la obtenida para estas mismas condiciones con el modelo 1-D (figura 2.59), en la que se predecía una disminución constante de las temperaturas desde las regiones del polo de verano a las del polo de invierno. Esto de nuevo es una muestra de cómo la dinámica hace que la atmósfera se aleje de la situación de equilibrio radiativo. En el hemisferio nocturno, mostrado en la figura 4.47, la situación es más compleja: tres zonas de máxima temperatura termosférica, en las dos regiones polares (250 K) y cerca del Ecuador (240 K), y dos regiones entre éstas de temperatura mínima (210 K en latitudes medias del hemisferio Sur y 180 K en latitudes medias del hemisferio Norte). Las temperaturas de la mesopausa en regiones ecuatoriales alcanza 110 K en este caso, valor cercano a los 105 K, temperatura por debajo de la cual *Clancy y col.* (2006) estiman que puede darse alguna condensación de CO<sub>2</sub> y por tanto formarse nubes mesosféricas ecuatoriales, tales como las encontradas en espectros de TES y en imágenes de MOC de gran anchura angular. En ambos casos, diurno y nocturno, son claramente visibles el calentamiento en la media atmósfera (60 km) en altas latitudes (60S) del hemisferio Sur, probablemente incorrecto, y el calentamiento en la mesopausa de invierno polar, probablemente correcto, comentados anteriormente.

La media zonal de los vientos zonales se presenta en la figura 4.48, y muestra un predominio de los vientos hacia el Oeste en todas las regiones y todas las alturas, con la única excepción de un potente chorro de vientos hacia el Este en altas latitudes del hemisferio de invierno por debajo de la termosfera, con máxima intensidad en una capa mesosférica alrededor de 0.1 Pa. Esta situación se repite tanto para una sección latitud-presión diurna como para una nocturna (figuras no mostradas). De nuevo, este resultado está en bastante buen acuerdo por el mostrado

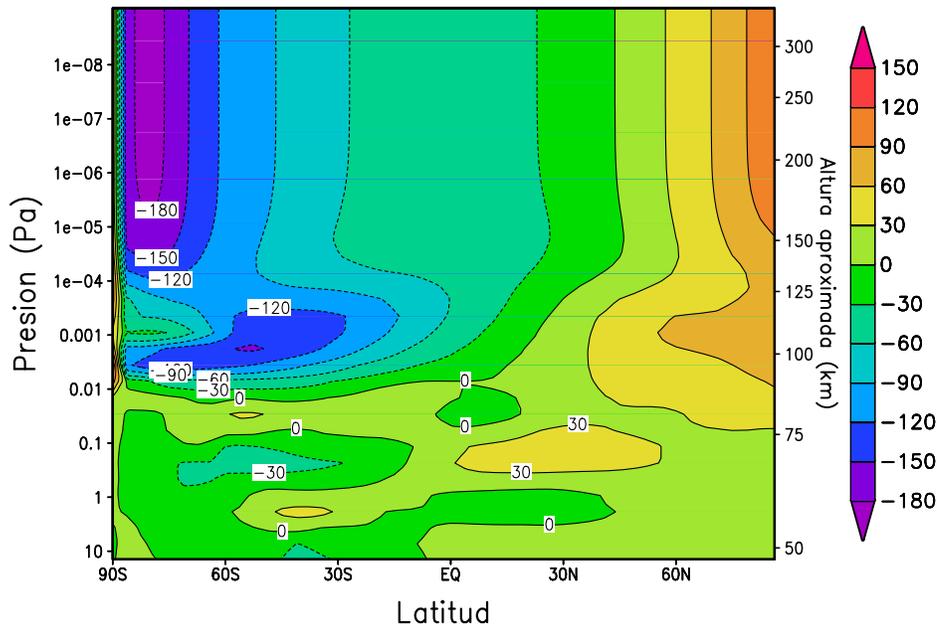


Fig. 4.49 Sección latitud-altura de los vientos meridionales (m/s) para el meridiano diurno, con hora local=12, condiciones solares medias y  $L_s=90-120$

en *Forget y col.* (1999) para la baja atmósfera con la versión del EMGCM que no incluía la termosfera.

En cuanto a los vientos meridionales, su sección latitud-presión para hora local=12 se muestra en la figura 4.49. La situación en la termosfera es cualitativamente similar a la que se tenía para  $L_s=0$ : vientos hacia el Norte en el hemisferio Norte y hacia el Sur en el hemisferio Sur, aunque en este caso los vientos hacia el Sur penetran hasta parte del hemisferio Norte, indicando divergencia de vientos en la región alrededor de latitud 30N. Una sección nocturna puede verse en la figura 4.50, indicando vientos termosféricos hacia el Norte en el hemisferio Sur y hacia el Sur en el hemisferio Norte con convergencia de vientos alrededor de 15N. Los valores de los vientos máximos son similares a los que se obtuvieron para situación equinoccial. De nuevo, esta situación indica transporte de calor mediante los vientos del hemisferio iluminado al nocturno.

#### 4.4.2 Estructura longitudinal

La figura 4.51 muestra la temperatura exosférica obtenida con el modelo para condiciones solares medias y verano en el hemisferio Norte. Recordemos que la gráfica muestra un promedio de los resultados obtenidos entre  $L_s=90$  y  $L_s=120$ . Por tanto, igual que hicimos para condiciones medias, vamos a analizar previamente si estos resultados son realmente representativos de la situación  $L_s=90$ . Para ello analizamos la figura 4.52, similar a la figura 4.33, es decir, en ella se representan las diferencias entre las temperaturas promedio de los primeros 5 días de

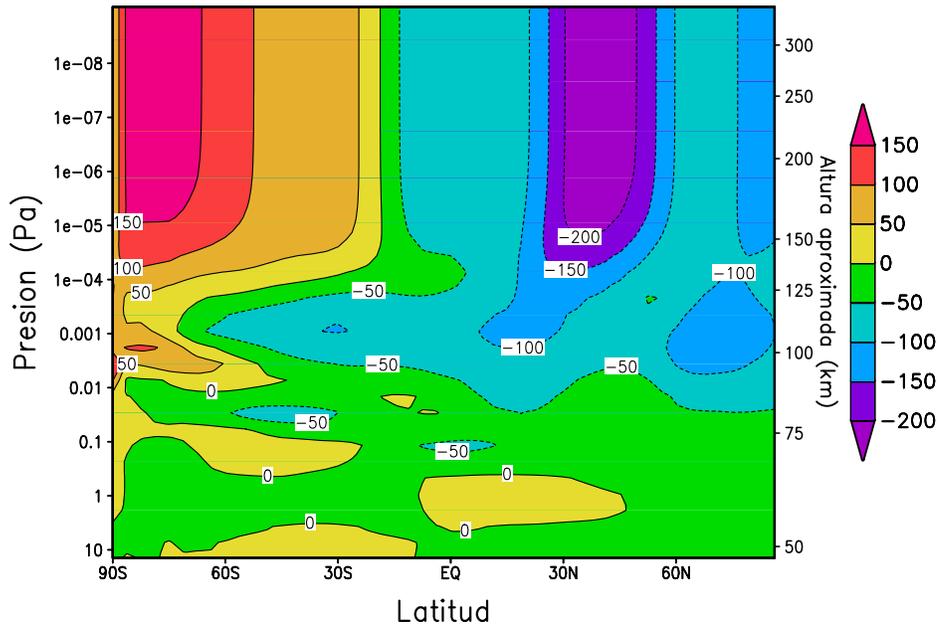


Fig. 4.50 Sección latitud-altura de los vientos zonales (m/s) para el meridiano nocturno, con hora local=0, condiciones solares medias y  $L_s=90-120$

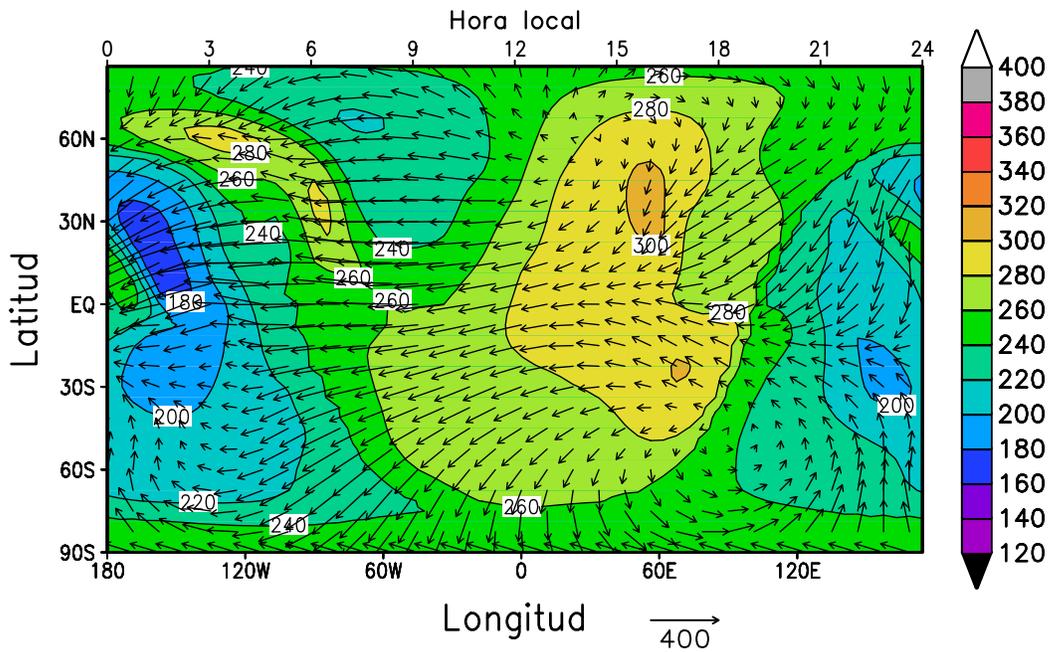


Fig. 4.51 Temperatura en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$

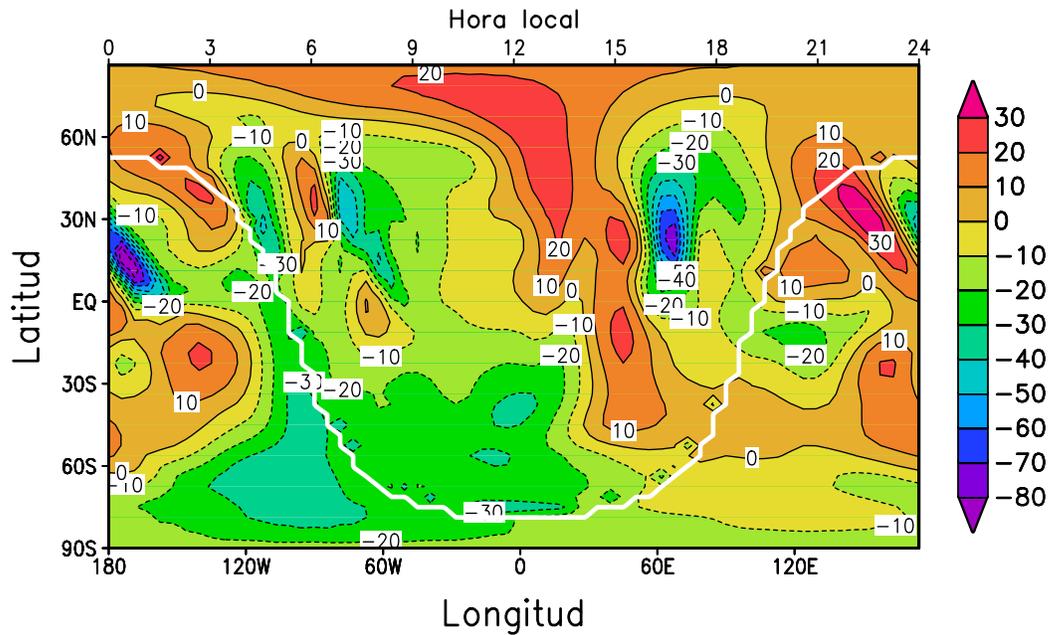


Fig. 4.52 Tendencia en la temperatura nominal en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias, obtenida restando la temperatura promediada de los 5 primeros días del mes ( $L_s=90-92.5$ ) menos la de los últimos 5 días ( $L_s=117.5-120$ )

simulación y las de los últimos 5 días. Podemos ver que la variabilidad es generalmente menor de un 10%, siendo bastante superior a este valor en dos casos: al atardecer en latitudes medias del hemisferio Norte, zona que es de las más afectadas por los cambios en la iluminación solar al avanzar la estación, y a medianoche en el Ecuador, región que se ve afectada por los cambios en los vientos, ya que allí se produce una fuerte convergencia de vientos. Por tanto, aunque con cautela al analizar los resultados en esas regiones, podemos considerar que la figura 4.51 es representativa de la situación que queremos estudiar.

Volviendo a la figura 4.51, la temperatura diurna es máxima después del mediodía en latitudes medias de ambos hemisferios, con un valor superior a los 300 K. Destacamos también que el hemisferio diurno presenta una región de temperatura más baja que el resto, situada después del amanecer en latitudes altas del hemisferio de verano. Su temperatura es de unos 210 K. Se obtiene también durante la noche una región de alta temperatura (unos 250 K máximo) en el Ecuador a medianoche, y la temperatura es mínima en latitudes medias después de medianoche. El mínimo de temperatura es de unos 170 K. La forma del crepúsculo está claramente marcada, produciéndose en él un gradiente importante de temperatura. De nuevo, como ocurría en el caso equinoccial, la situación de aleja de la predicha por el modelo 1-D (figura 2.60), caracterizada por una variación monótona con la longitud de las temperaturas. En ambos casos, de nuevo, las zonas de máxima y mínima temperatura están situadas en bandas de longitud similares.

En la figura 4.53 se muestra la sección longitud-altura de las temperaturas en la región ecuatorial. Nuevamente las capas más bajas, en la mesosfera, se caracterizan por la propagación

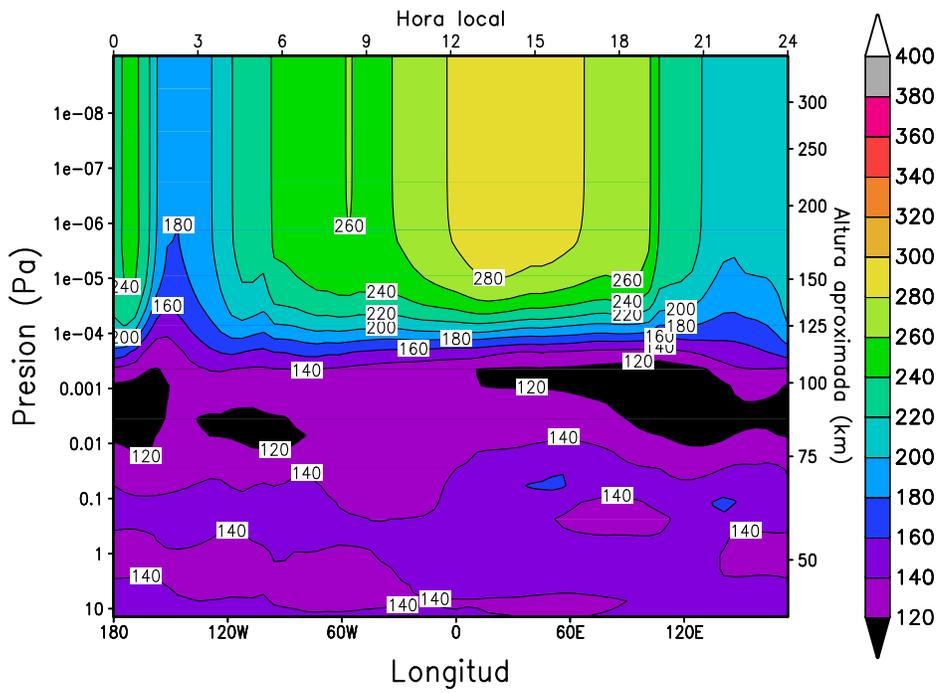


Fig. 4.53 Sección altura-longitud de la temperatura [K] en la región ecuatorial para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$

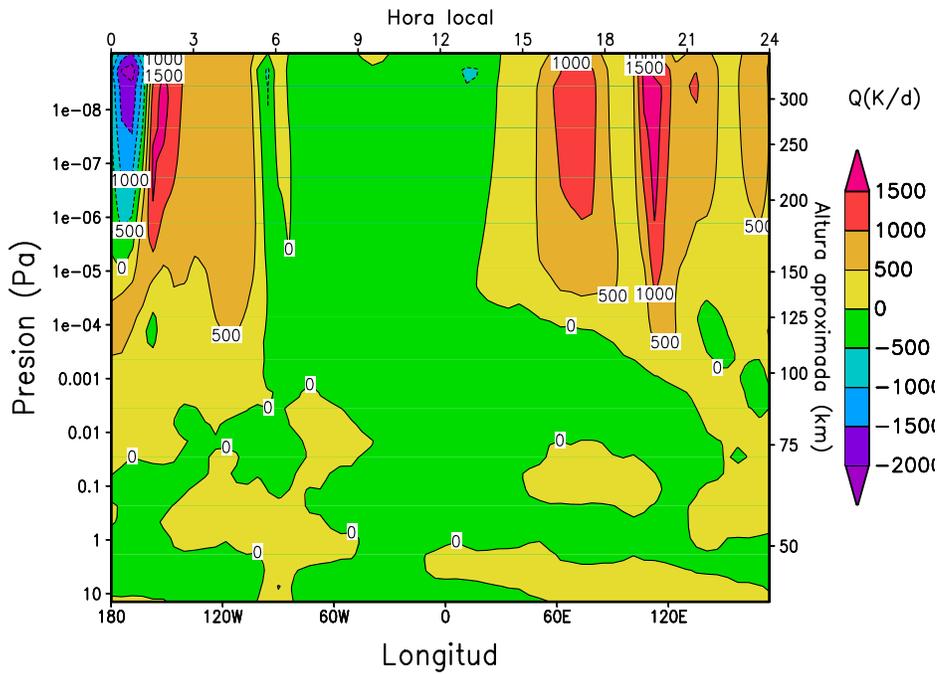


Fig. 4.54 Sección altura-longitud del calentamiento dinámico, en [K/día], en la región ecuatorial, para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$

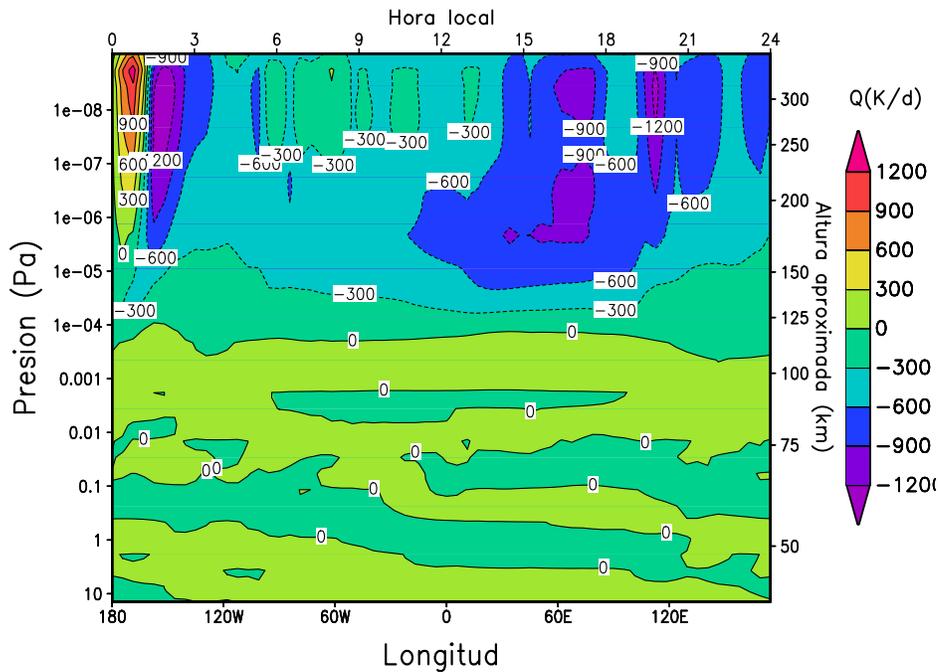


Fig. 4.55 Sección altura-longitud de la conducción térmica, en [K/día], en la región ecuatorial para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$

de una onda diurna, que se modifica al llegar a la mesopausa. Se aprecia claramente la altura a la cual el calentamiento UV empieza a ser importante, produciendo un fuerte gradiente de temperatura que comienza entre  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  Pa. Al igual que se comentó para el caso equinoccial estudiado en la sección 4.3, por encima de  $10^{-5}$  Pa la conducción térmica es tan eficiente que la temperatura no presenta variaciones con la altura, tanto de día como de noche. Lo más llamativo de la figura 4.53 es el aumento de temperatura termosférica tras la medianoche, que se observa también a alturas inferiores, en la baja termosfera ( $10^{-4}$  Pa), es decir, parece estar determinado por los fenómenos que afectan a la temperatura en capas más bajas. La figura 4.54, en la que se representa el perfil ecuatorial de calentamiento dinámico, muestra que, de nuevo, la redistribución de calor producida por los vientos en la baja termosfera en este punto entre  $10^{-4}$  y  $10^{-5}$  Pa puede ser la respuesta. Pensamos por tanto que la zona de alta temperatura situada justo después de medianoche está relacionada con una zona en la que se produce, a unos  $10^{-4}$  Pa, un importante calentamiento adiabático, superior a 500 K/día. Asimismo, la región fría posterior (alrededor de 2 am) se extiende desde capas inferiores y puede estar relacionada con una pequeña región con disminución brusca en el calentamiento adiabático en la baja termosfera, que llega a ser nulo o incluso enfriamiento. Podemos comprobar que los calentamientos adiabáticos que se producen en capas superiores, según la figura 4.54, pese a ser mayores que los de la baja termosfera, no afectan tanto al perfil de temperatura, debido a que la conducción térmica los compensa. Esto se demuestra en la figura 4.55.

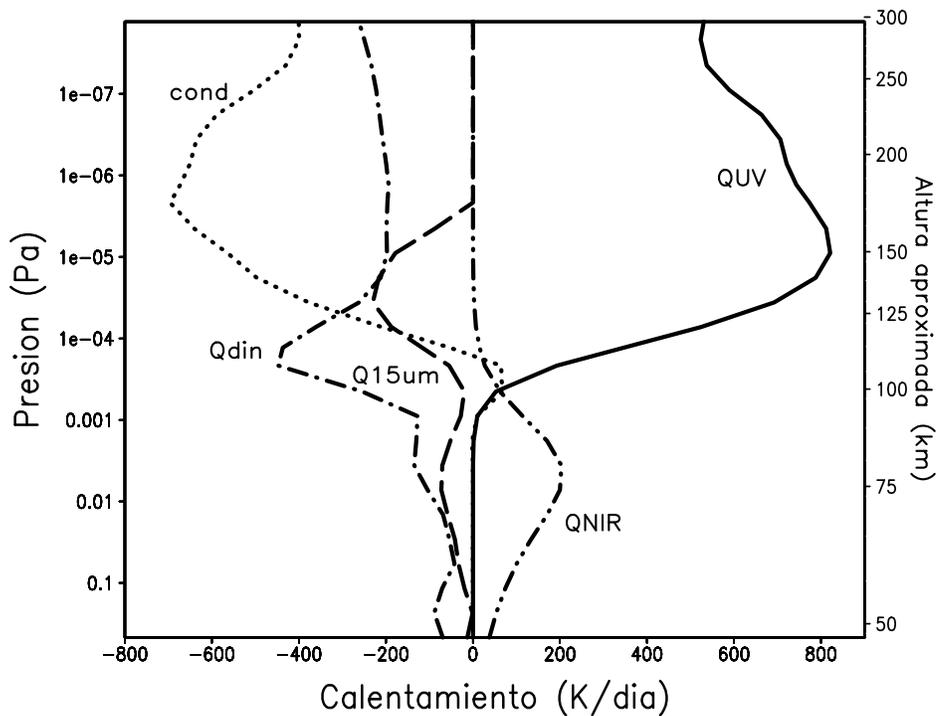


Fig. 4.56 Perfil ecuatorial de los términos de calentamiento/enfriamiento, en [K/día] para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$ . QUV es el calentamiento por absorción de radiación UV, QNIR el calentamiento por absorción de radiación solar en el IR, Q15um el enfriamiento provocado por las emisiones del  $\text{CO}_2$  en  $15 \mu\text{m}$ , Qdin el calentamiento/enfriamiento dinámico y cond el calentamiento/enfriamiento producido por la conducción térmica.

La figura 4.56 muestra un perfil ecuatorial de los términos de calentamiento. De nuevo, el balance en la termosfera tiene lugar entre el calentamiento UV y la conducción térmica, siendo la contribución del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  pequeña.

En cuanto a las concentraciones de  $\text{CO}_2$  y O, el perfil ecuatorial de su cociente puede observarse en la figura 4.57. En este caso, vemos que el O se hace tan abundante como el  $\text{CO}_2$  en capas situadas, en general, entre  $10^{-6}$  y  $10^{-7}$  Pa, mientras que para  $L_s=0$  esto ocurría en capas más bajas. Esto es así porque en el solsticio de verano en el hemisferio Norte el planeta acaba de pasar por el afelio de su órbita, con lo cual la distancia al Sol es prácticamente la mayor de todo el año, con lo cual el flujo solar es menor. Esto hace que haya menos fotodisociaciones, con lo que la proporción de oxígeno atómico disminuye. Como ocurría en el caso equinoccial, la abundancia relativa de oxígeno atómico es mayor durante la noche, especialmente antes del amanecer. Sin embargo, en este caso durante el día la concentración de oxígeno atómico es mayor al atardecer que al amanecer, presentando un máximo diurno poco después de mediodía.

Este comportamiento se refleja, de nuevo, en la forma del calentamiento UV (figura 4.58), que es máximo cuando la concentración relativa de  $\text{CO}_2$  es mayor. En este caso, vemos que el calentamiento UV máximo es inferior a  $900 \text{ K/día}$ , mientras que para el caso equinoccial era

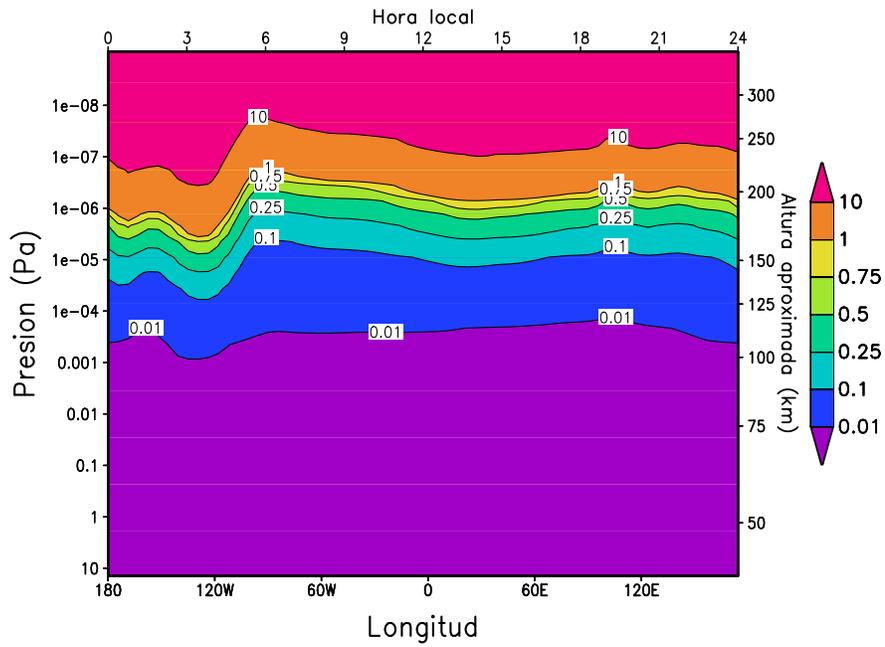


Fig. 4.57 Sección longitud-altura del cociente entre las concentraciones de oxígeno atómico y  $\text{CO}_2$  en la región ecuatorial para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$

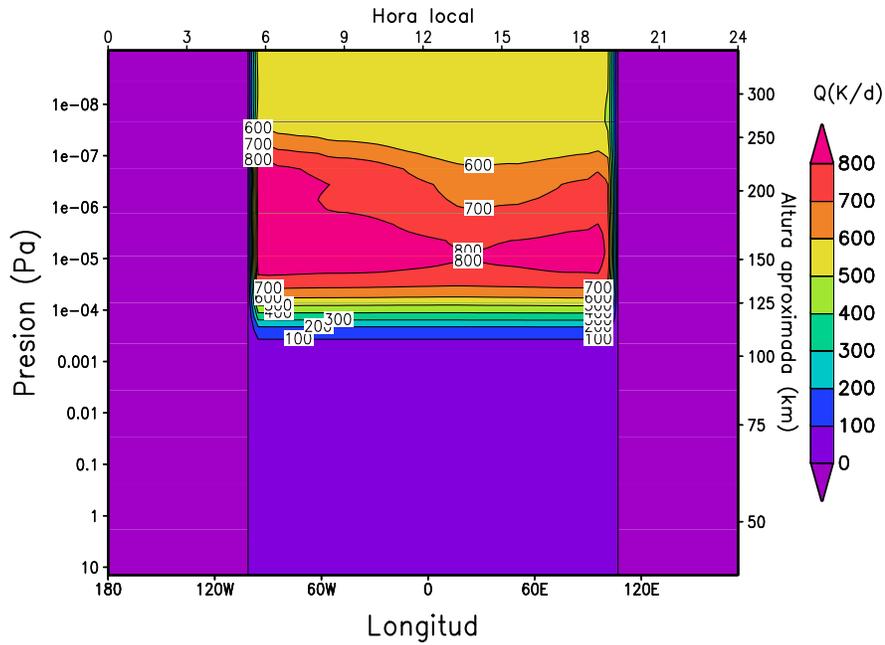


Fig. 4.58 Sección longitud-altura del calentamiento UV (K/día) en la región ecuatorial para condiciones solares medias.  $L_s=90-120$

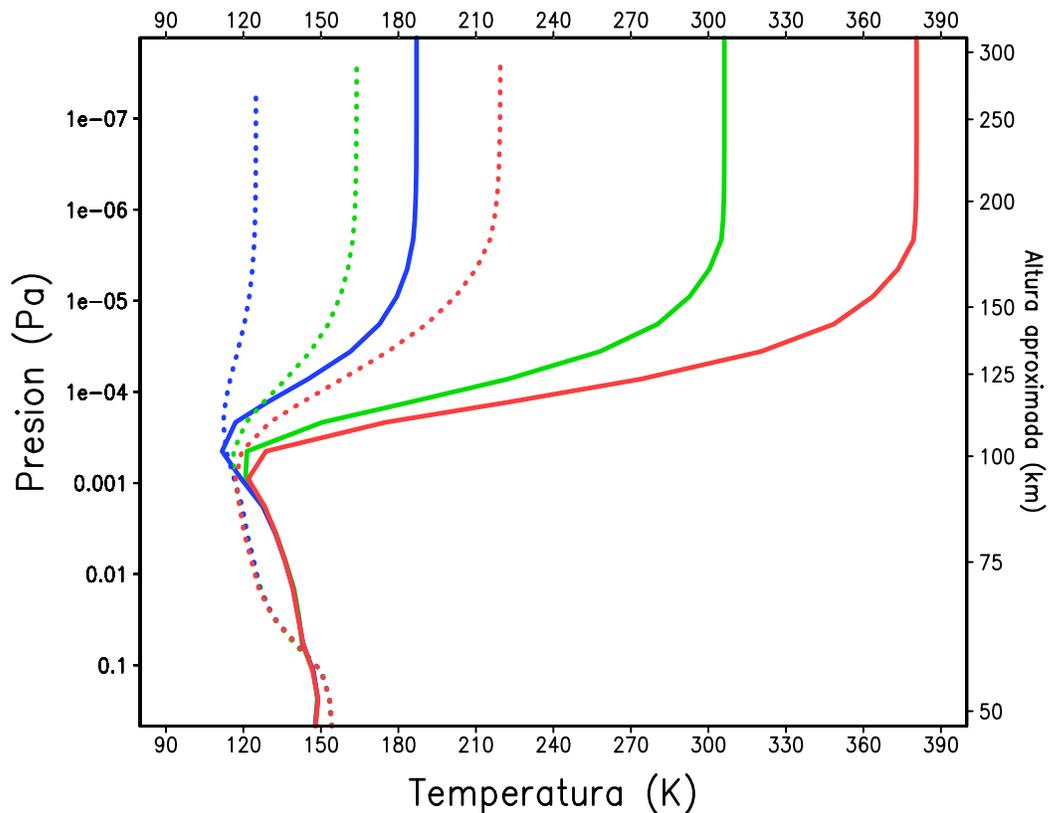


Fig. 4.59 Líneas sólidas: Temperatura máxima diurna (en  $\text{lat}=30\text{S}$ ,  $\text{long}=60\text{E}$ ). Líneas de puntos: Temperatura mínima nocturna ( $\text{lat}=15\text{N}$ ,  $\text{long}=150\text{W}$ ). Condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas).  $L_s=90-120$

superior a los 1000 K/día. Esto se debe a la excentricidad de la órbita marciana, que como se comentó anteriormente hace que en esta época del año la distancia al Sol sea superior y, por tanto, el flujo solar disminuya.

#### 4.4.3 Variabilidad solar

Realizaremos aquí un estudio similar al realizado para el caso  $L_s=0$  para la variabilidad de las temperaturas con el ciclo solar.

En la figura 4.59 puede verse la variabilidad con el ciclo solar de las temperaturas en el punto donde son máximas y mínimas para condiciones solares medias. En este caso, las coordenadas donde se encuentran estas temperaturas extremas para condiciones solares medias son  $\text{lon}=60$ ,  $\text{lat}=-30$  (máxima diurna) y  $\text{lon}=-150$ ,  $\text{lat}=15$  (mínima nocturna). La variabilidad extrema día-noche es pequeña para condiciones mínimas (unos 70 K), pasando a ser de unos 150 K para condiciones medias y 170 K para condiciones máximas. La variación con el ciclo solar de las temperaturas máximas diurnas es de unos 190 K (190 K para condiciones mínimas y 380 K para condiciones máximas), mientras que para las temperaturas mínimas nocturnas esta

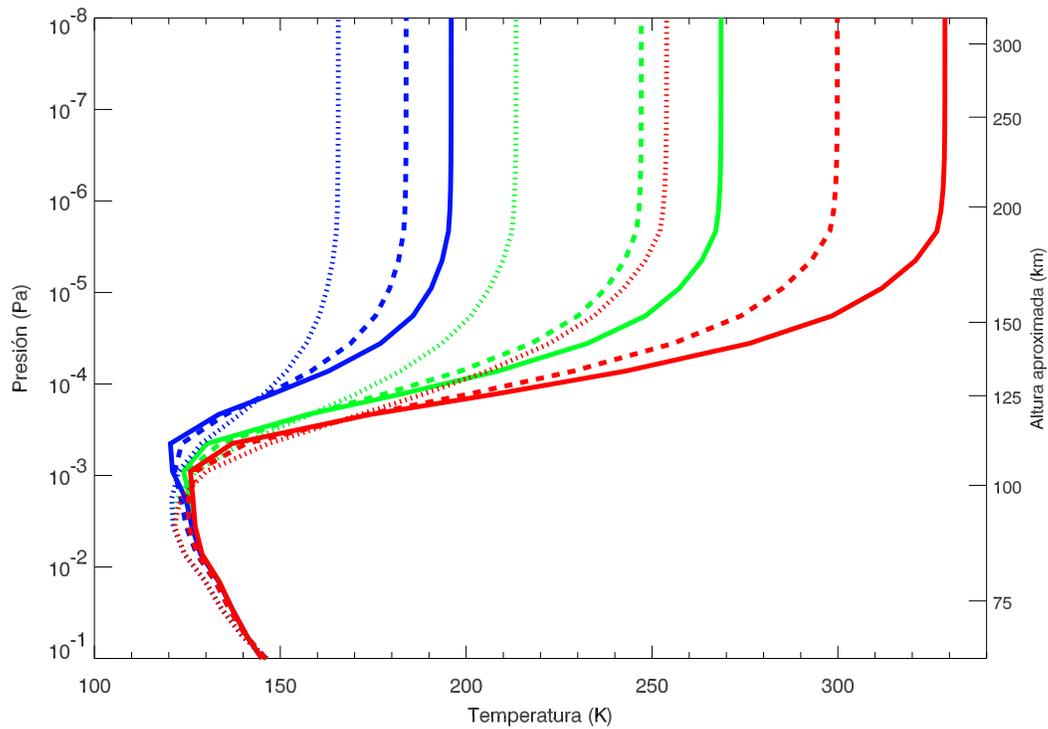


Fig. 4.60 Temperatura media diurna (líneas sólidas), media nocturna (líneas de puntos) y media global (línea discontinua) para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas).  $L_s=90-120$

variabilidad es de unos 100 K (120 K para condiciones solares mínimas y 220 para condiciones solares máximas).

Las temperaturas medias diurnas (líneas sólidas) y nocturnas (líneas de puntos), así como las medias globales (líneas de trazos largos), pueden verse en la figura 4.60 para las tres condiciones de actividad solar estudiadas. En este caso, la variabilidad día-noche de las temperaturas medias es de unos 30 K para condiciones mínimas, 55 K para condiciones medias y 70 K para condiciones máximas. La variabilidad estacional de las temperaturas medias diurnas es de unos 135 K (195 K en condiciones mínimas y 330 en condiciones máximas) y para las temperaturas medias nocturnas es alrededor de 90 K (165-255 K). En cuanto a la temperatura media global, su valor es 300 K para condiciones máximas, 250 K para condiciones medias y 180 K para condiciones mínimas.

En cuanto a la variación estacional de los términos de calentamiento/enfriamiento, la figura 4.61 muestra el calentamiento UV (líneas sólidas), la conducción térmica (líneas de puntos), el calentamiento en el IR cercano (líneas de trazos y puntos) y el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  (línea de trazos largos) obtenidos a mediodía en el Ecuador para las condiciones solares estudiadas. Como en el caso de  $L_s=0$ , la variabilidad en el flujo solar se refleja en variabilidad de los términos de calentamiento sólo por encima de  $10^{-3}$  Pa, altura a la cual el calentamiento UV empieza a

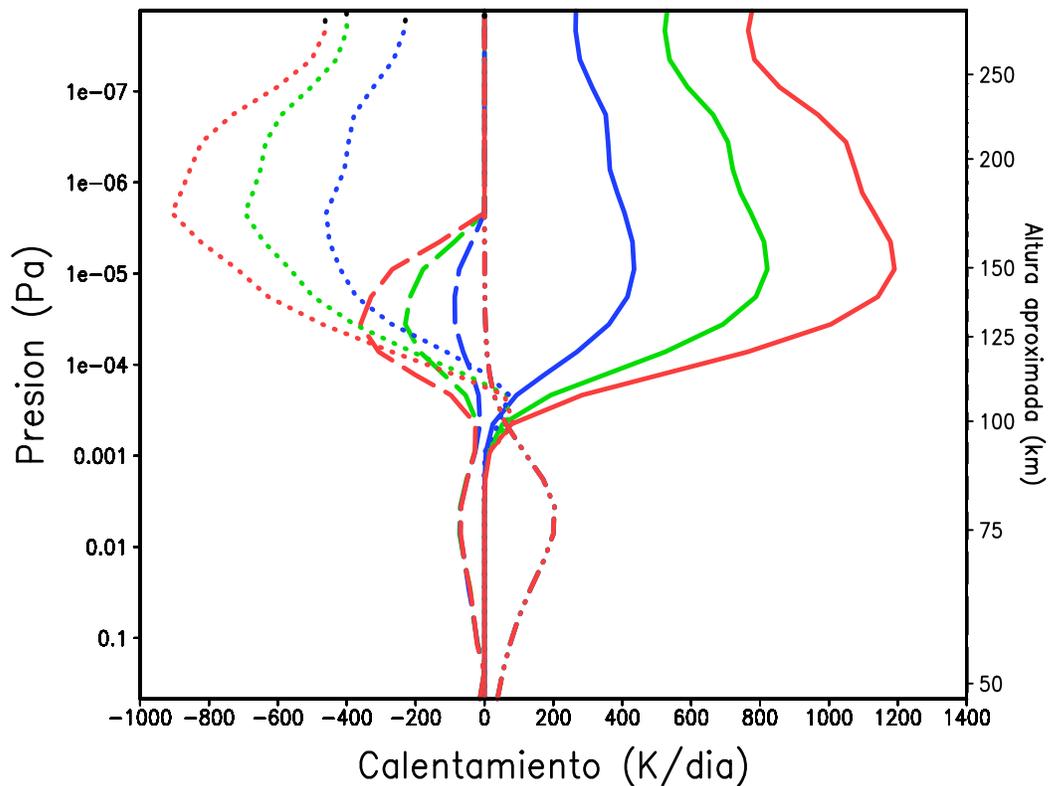


Fig. 4.61 Calentamiento UV (líneas sólidas), conducción térmica (líneas de puntos), calentamiento en el IR cercano (líneas de puntos y trazos) y enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  (líneas de trazos largos) obtenidas a mediodía en el Ecuador para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas);  $L_s=90-120$

actuar. Mientras que para condiciones máximas este proceso calienta la atmósfera unos 1200 K/día en su pico, para condiciones mínimas este calentamiento es apenas ligeramente superior a 400 K/día. Nótese que estos calentamientos son ligeramente inferiores a los obtenidos para el caso  $L_s=0$ , debido a la mayor distancia al Sol de Marte durante el solsticio de verano en el hemisferio Norte. Por lo demás, la situación es enteramente similar al equinoccio, con las variaciones en el calentamiento UV induciendo variaciones en los demás términos de calentamiento. Así, la conducción térmica pasa de enfriar unos 450 K/día en condiciones mínimas a unos 900 K/día en condiciones máximas, y el enfriamiento en  $15 \mu$  pasa de 100 K/día a 350 K/día. Hay que resaltar también que la presión a que cada proceso tiene su máxima importancia apenas presenta variaciones significativas con el ciclo solar.

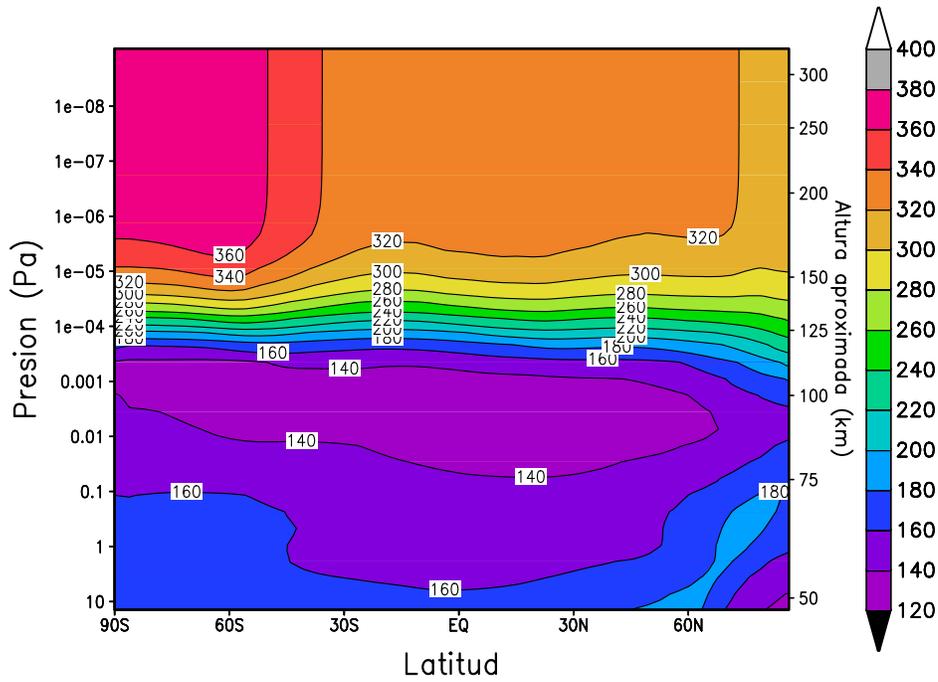


Fig. 4.62 Temperatura media zonal (K) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=270-300$

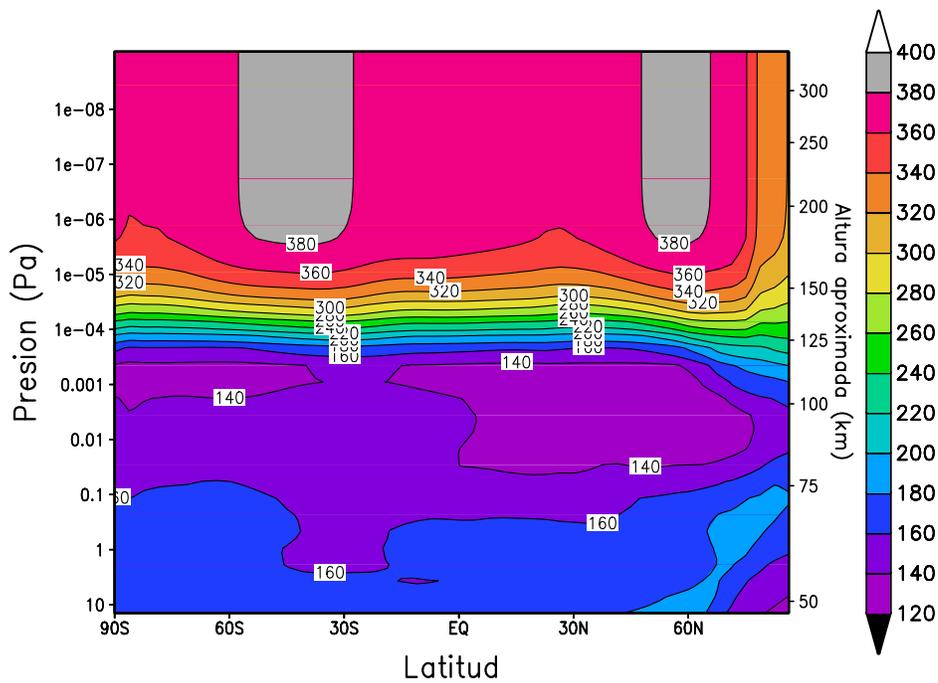


Fig. 4.63 Sección latitud-altura de la temperatura (K) para el meridiano diurno, con hora local=12, condiciones solares medias y  $L_s=270-300$

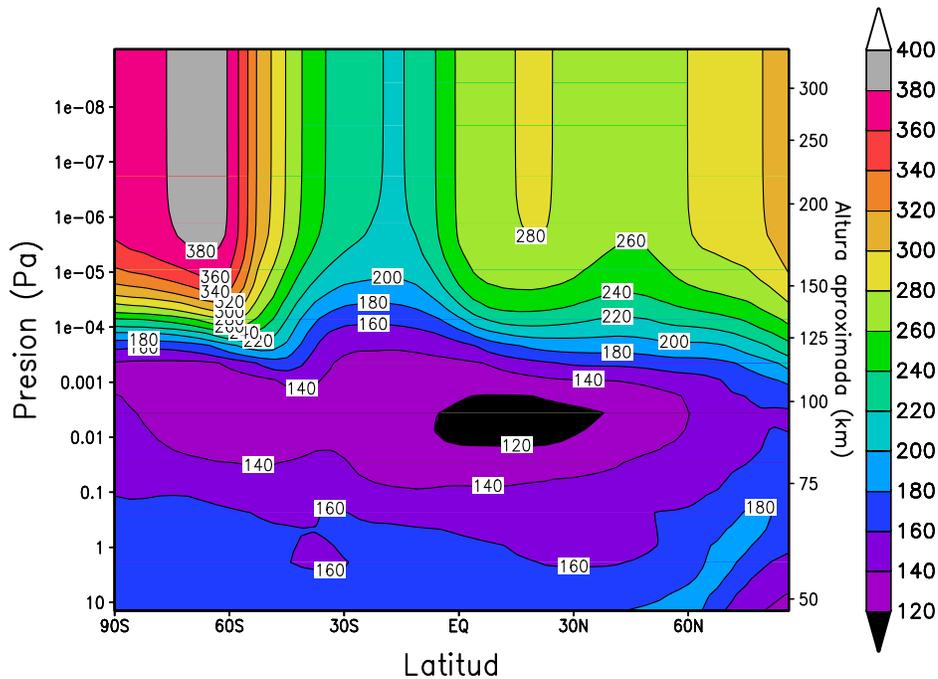


Fig. 4.64 Sección latitud-altura de la temperatura (K) para el meridiano nocturno con hora local=0, condiciones solares medias y  $L_s=270-300$

#### 4.5 $L_s=270$ , solsticio de invierno en el hemisferio Norte

##### 4.5.1 Estructura latitudinal

La figura 4.62 muestra la temperatura media zonal obtenida para esta simulación en la que  $L_s=270-300$ , es decir, para verano en el hemisferio Sur, con Marte en el perihelio de su órbita. Como en los casos anteriores, la estructura vertical está claramente marcada por el mínimo de temperatura de la mesopausa, situada a unos 100 km, o unos  $10-3$  Pa, y por el fuerte gradiente vertical de temperatura de la baja termosfera. Las temperaturas medias zonales termosféricas son máximas en el polo de verano, unos 360 K, y mínimas en el polo de invierno (300 K). El acuerdo con los resultados previos del EMGCM mostrados en *Angelats i Coll y col.* (2003) es bueno. Podemos, como hicimos en el caso  $L_s=90$ , comparar la estructura térmica obtenida en la media-baja atmósfera (por debajo de 0.01 Pa ó 80 km) con la representada en la figura 7a de *Forget y col.* (1999). La característica más notable que se muestra en ese trabajo es el fuerte calentamiento en altas latitudes del hemisferio de invierno, con temperaturas superiores a 200 K, y que tiene su máximo en la región polar a unos 60 km. Vemos que en esta simulación reproducimos cualitativamente ese calentamiento, aunque la temperatura alcanzada no llega a superar los 200 K. Este calentamiento de la troposfera y mesosfera (20-80 km) nocturna polar, observado a finales de los 80 y al principio de los 90 (*Deming y col.*, 1986; *Théodore y col.*, 1993; *Santee y Crisp*, 1993), tiene su causa, como expusimos anteriormente, en la rama

descendente de la célula de Hadley. La intensidad de esta célula se incrementa cuando hay una fuerte asimetría del calentamiento respecto al Ecuador, situación que sucede preferentemente durante el verano en el hemisferio Sur, debido a la geometría de la insolación y la distribución de polvo usual en esta época del año marciano (Wilson, 1997). Forget y col. (1999) muestran cómo esta célula de Hadley produce fuertes vientos meridionales por encima de 50 km, que provocan una convergencia y descenso de masa sobre la región polar, dando lugar a un fuerte calentamiento adiabático. En la Tierra, donde la célula de Hadley se limita a latitudes bajas y medias, el calentamiento polar mesosférico se debe a la interacción de las ondas de gravedad generadas en la troposfera con el flujo medio de la atmósfera media, invirtiendo los vientos meridionales y por tanto produciendo transporte neto meridional hacia el polo de invierno (Andrews y col., 1987). De hecho, tras el descubrimiento del calentamiento polar se propuso la propagación vertical de ondas de gravedad hacia alturas entre 40 y 80 km como posible causa del mismo, basándose en simulaciones con modelos 1-D (Barnes, 1990). También se utilizaron en simulaciones con modelos 2-D (Theodore y col., 1993) para explicar las inversiones de temperatura en la mesosfera marciana en su hemisferio de invierno, observadas desde Tierra por Lellouch y col. (1991a). En la alta atmósfera de Marte, Forget y col. (1999) y Angelats i Coll y col. (2005) han mostrado cómo el efecto de las ondas de gravedad orográficas sobre la circulación es pequeño, no contribuyendo al calentamiento polar. Sin embargo, Wilson (1997) y Forget y col. (1999) muestran cómo la interacción de las mareas térmicas con el flujo medio contribuye a que la célula de Hadley se extienda a latitudes más altas de 70N.

Si nos fijamos en la termosfera, vemos que no aparece tampoco el fuerte calentamiento polar termosférico observado por Mars Odyssey y descrito en Bougher y col. (2006) (debido también a un fenómeno de transporte interhemisférico similar al descrito anteriormente), al menos con la intensidad mostrada por esos autores. Como estos autores exponen, la aparición de este calentamiento, no ligado necesariamente a un calentamiento en capas inferiores, es muy dependiente de las condiciones de polvo de la baja atmósfera. Esto no se ha tenido en cuenta en nuestras simulaciones. Además, el esquema para el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  implementado en el EMGCM puede no ser adecuado para regiones polares, afectando a las temperaturas obtenidas en ellas. Volveremos a este punto posteriormente, en la sección 5.2.

La sección latitud-presión para hora local=12 (figura 4.63) muestra temperaturas termosféricas relativamente constantes (360 K), excepto un ligero descenso en el polo de invierno. Esta situación también se da en capas inferiores. Sin embargo, una figura similar para el lado nocturno, hora local=0 (figura 4.64) muestra una situación muy diferente, con temperaturas termosféricas máximas en la región polar de verano (similares a las del lado diurno, pues la iluminación es continua a estas latitudes), un mínimo (210 K) alrededor de latitud 15 S que queda oculto en la media zonal de la figura 4.62, y un máximo secundario en el polo de invierno (300 K).

En cuanto a los vientos zonales, su media zonal puede verse en la figura 4.65. Los vientos son hacia el oeste a prácticamente todas las alturas y todas las latitudes, con máxima intensidad en la región ecuatorial, de unos 200 m/s. La situación en el polo de invierno está caracterizada

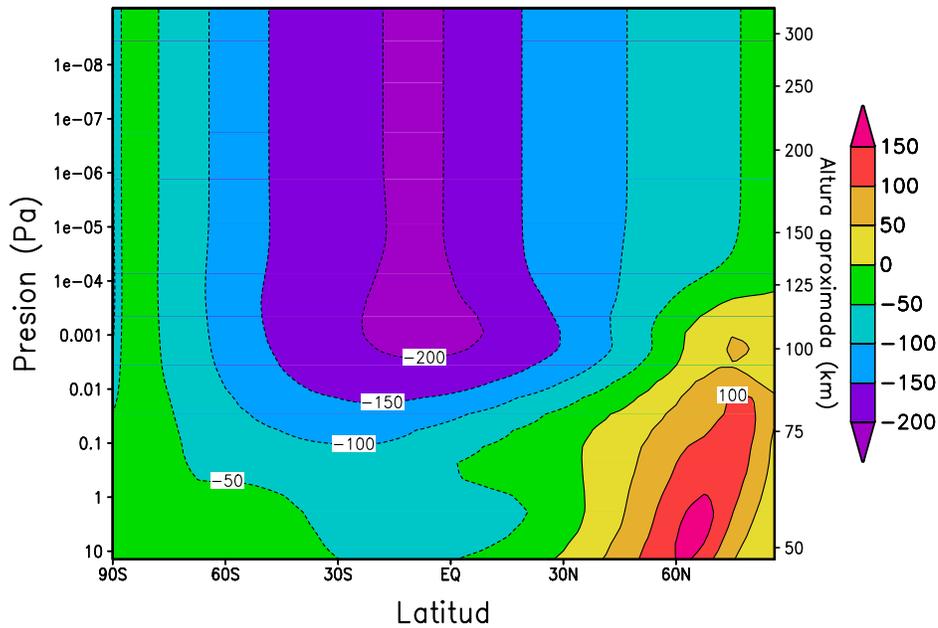


Fig. 4.65 Media zonal de los vientos zonales (m/s) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias y  $L_s=270-300$

por un fuerte chorro de vientos hacia el Este, con una velocidad media de unos 150 m/s en la mesosfera. El chorro desaparece en la termosfera, donde en esta región los vientos vuelven a ser hacia el Oeste. Esta situación se repite al estudiar secciones latitud-presión tanto para hora local=12 como para hora local=0 (figuras no mostradas).

La sección latitud-presión para el meridiano con hora local=12 de los vientos meridionales se presenta en la figura 4.66, y muestra que los vientos son hacia el Norte en el hemisferio Norte y hacia el Sur en el hemisferio Sur, presentando una fuerte divergencia desde la región con latitud 30S, mientras que para el meridiano nocturno con hora local=0 (figura 4.67), la situación es la opuesta: vientos hacia el Norte en el hemisferio Sur y hacia el Sur en el Norte, con convergencia cerca del ecuador. Como antes, esto indica transporte de calor por los vientos horizontales termosféricos desde el hemisferio diurno al nocturno. La intensidad máxima de los vientos es similar, o ligeramente superior, a los casos  $L_s=0$  y 90.

#### 4.5.2 Estructura longitudinal

La temperatura en la alta termosfera obtenida para estas condiciones (solsticio de invierno en el hemisferio Norte) aparece representada en la figura 4.68. Como en los casos anteriores, antes de proceder al estudio de la figura, nos preguntamos acerca de la representatividad de este resultado. Para ello examinamos la desviación estándar de este mapa de temperaturas en la figura 4.69, que permite comprobar que esta desviación estándar es aproximadamente uniforme en todo el globo e inferior a 25-30 K. Una excepción es la zona del crepúsculo de la tarde en

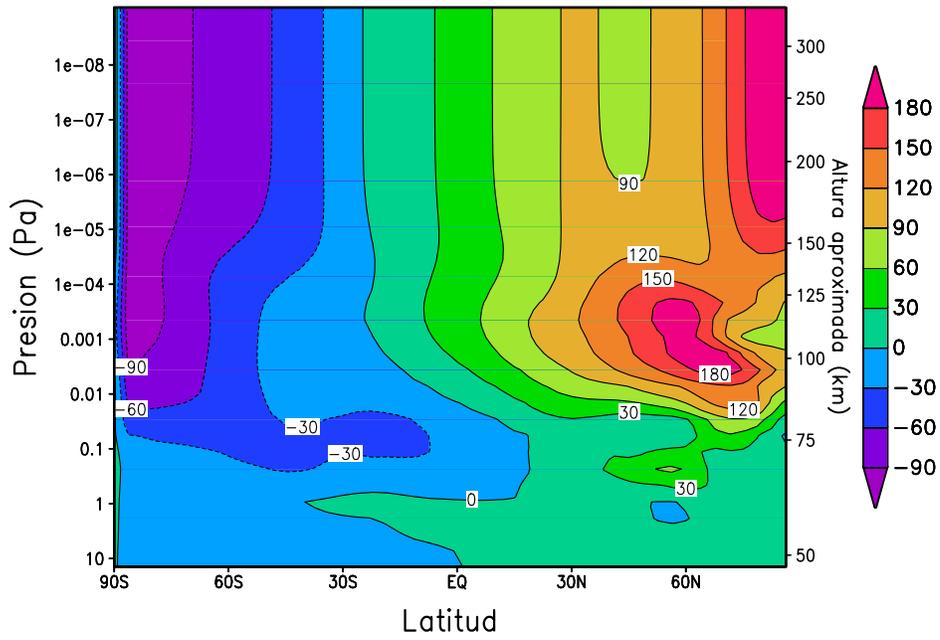


Fig. 4.66 Sección latitud-altura del viento meridional (m/s) para el meridiano diurno, con hora local=12, condiciones solares medias y  $L_s=270-300$

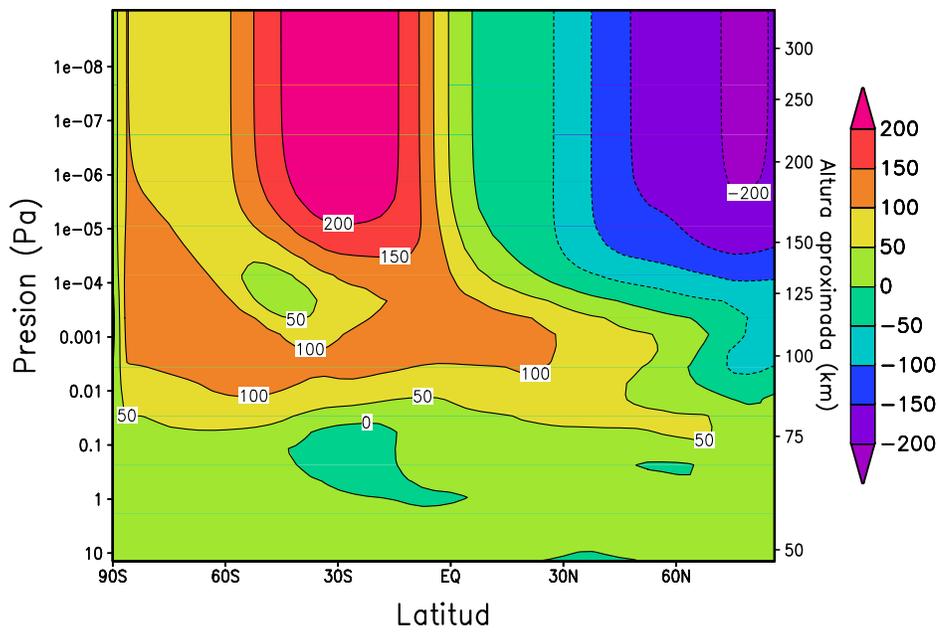


Fig. 4.67 Sección latitud-altura del viento meridional (m/s) para el meridiano nocturno con hora local=0, condiciones solares medias y  $L_s=270-300$

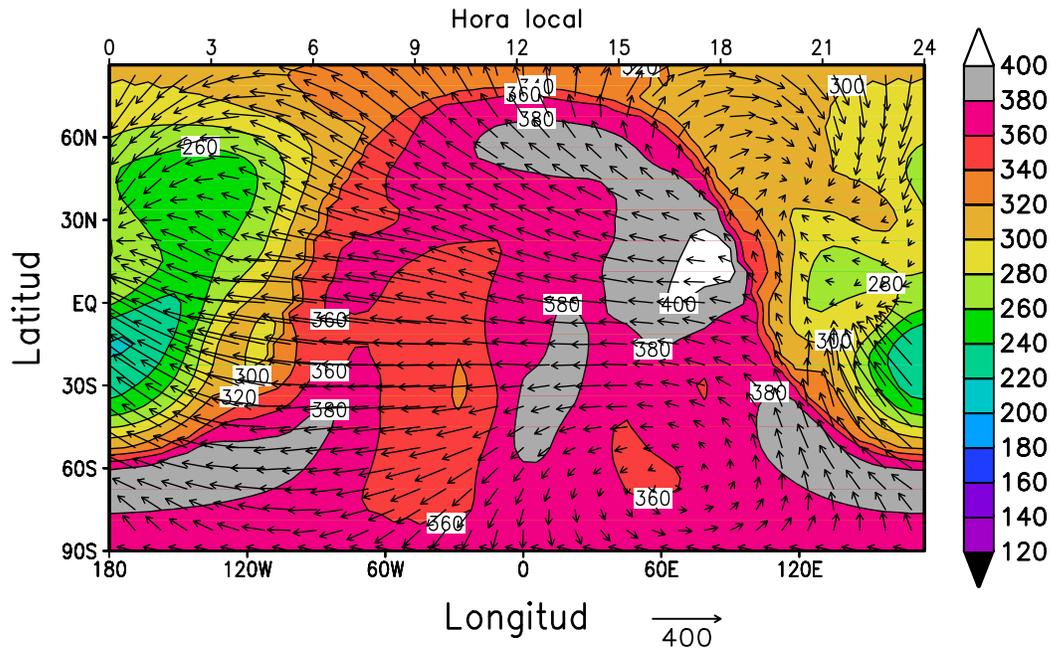


Fig. 4.68 Temperatura nominal, en [K], en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) obtenida con el EMGCM para condiciones solares medias.  $L_s=270-300$

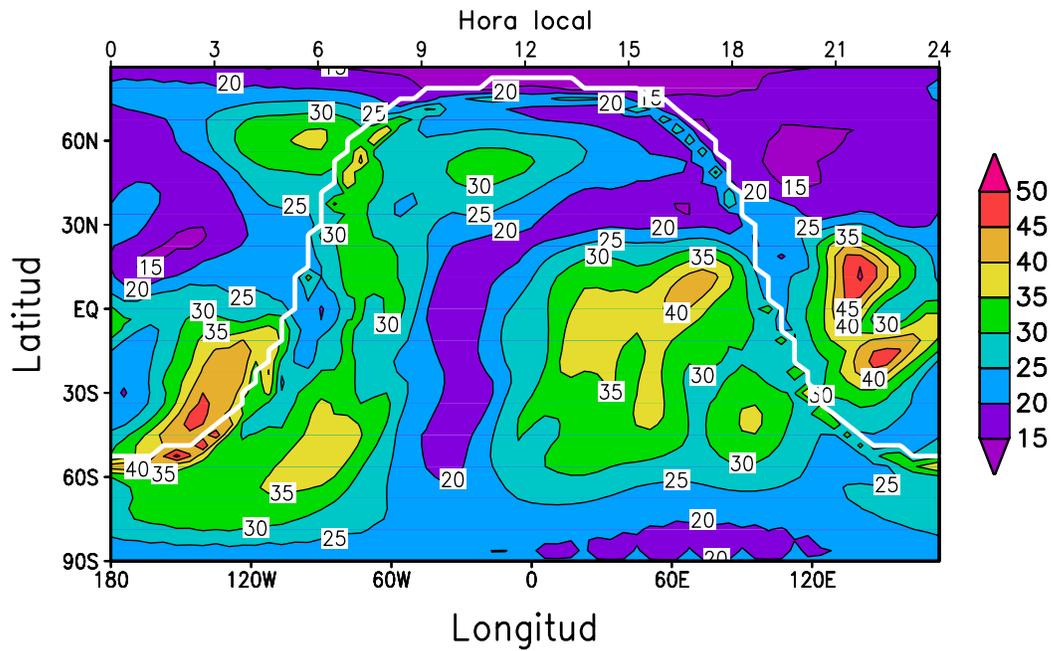


Fig. 4.69 Desviación estándar de la temperatura, en [K], en la alta termosfera ( $P \approx 9 \cdot 10^{-9}$  Pa) para condiciones solares medias.  $L_s=270-300$

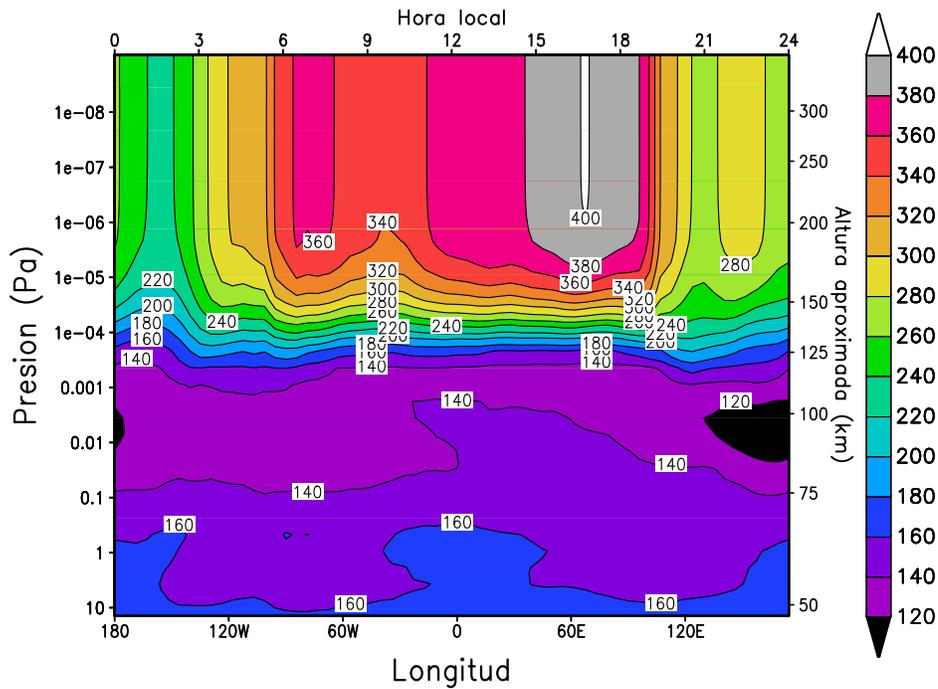


Fig. 4.70 Sección longitud-altura en la región ecuatorial de la temperatura, en [K], para condiciones solares medias.  $L_s=270-300$

latitudes medias, donde la desviación estándar es de unos 40 K, relacionada probablemente con el promedio temporal de un mes marciano realizado.

Un análisis de la figura 4.68 revela, de modo similar al caso del otro solsticio, un crepúsculo muy marcado, con un gradiente importante de temperatura en toda su extensión. Las temperaturas son superiores a las obtenidas para el equinoccio de primavera o el solsticio de verano. Esto, como veremos después, se debe al aumento del calentamiento UV debido a que en esta estación el planeta está cercano al perihelio de su órbita. En general las temperaturas son máximas en el hemisferio diurno, cerca del crepúsculo, con mínimos secundarios en el hemisferio Sur antes y después de mediodía. Durante la noche, las temperaturas son mayores también cerca del crepúsculo, como era de esperar. Sin embargo, existe bastante estructura nocturna que no es explicable de modo inmediato, por ejemplo, se presenta un episodio de calentamiento en latitudes bajas del hemisferio Sur antes de medianoche. Este episodio está relacionado con un calentamiento dinámico en la baja termosfera, como comprobaremos posteriormente. La temperatura máxima es superior a los 400 K, mientras que la mínima es aproximadamente 220 K, lo cual arroja una variabilidad máxima de las temperaturas exosféricas de 180 K.

En cuanto a los vientos de la figura 4.68, divergen en el hemisferio Sur después de mediodía, presentando convergencia justo antes de medianoche en el Ecuador. Como vemos, de nuevo las áreas de convergencia y divergencia de vientos se correlacionan con las zonas de máxima y mínima temperatura en la alta termosfera.

Podemos estudiar la variación de la temperatura con la altura a partir de la sección longitud-presión de las temperaturas en la región ecuatorial, mostrada en la figura 4.70. Esta figura muestra también la mayor temperatura de las áreas diurnas cercanos al crepúsculo (longitudes 90W y 60E aproximadamente). Como en los casos anteriores, se produce un fuerte incremento de la temperatura con la altura a partir de la capa donde el calentamiento UV empieza a actuar. La capa de presión en la que esto ocurre es similar a la de las simulaciones con  $L_s=0$  y  $L_s=90$ , no presentando variaciones estacionales notables. Como comentamos para los casos anteriores y mostraremos de nuevo posteriormente, esta altura tampoco parece verse afectada por el ciclo solar.

Cabe preguntarse, como en casos anteriores, hasta qué punto la distribución térmica observada durante la noche viene determinada indirectamente por la redistribución de energía que provocan los vientos en la baja termosfera. Para comprobar esto, podemos fijarnos en la variación con la longitud en el Ecuador de ambas magnitudes en una capa de presión constante. Esto se representa en la figura 4.71, donde en el panel superior se representa, para el Ecuador, la variación con la longitud de la temperatura en la alta termosfera (línea negra), de la temperatura en la baja termosfera (línea roja) y del calentamiento dinámico+UV en la baja termosfera (línea verde). Se ha añadido el calentamiento UV al dinámico para poder de esta manera obtener la variación día-noche. Esto permite reproducir la estructura diurna, afectada por variaciones longitudinales del UV, así como la mayor temperatura diurna, pero no afecta a la distribución nocturna. En el panel inferior se representan las mismas magnitudes, pero en esta ocasión el calentamiento dinámico+UV se representa en la alta termosfera. Podemos ver, en el panel superior, que las características de la variación longitudinal de la temperatura ecuatorial en la alta termosfera durante la segunda mitad de la noche (especialmente la mínima temperatura a hora local 2, aproximadamente, y también el aumento de temperatura posterior) están claramente relacionadas con estructuras similares en la baja termosfera. A su vez, éstas pueden explicarse por variaciones del calentamiento dinámico en la baja termosfera. El mínimo de temperatura inmediatamente posterior a medianoche se debe a un mínimo en el calentamiento dinámico. Del mismo modo, la variación diurna de la temperatura sigue el comportamiento del calentamiento (combinado UV-dinámico). El panel inferior nos muestra que si intentamos establecer una relación similar con los calentamientos que se producen en la alta termosfera no obtendremos un buen acuerdo. Esto refuerza nuestra tesis de que los procesos que determinan la variabilidad de la temperatura en la alta termosfera, especialmente durante la noche, son preferentemente fenómenos variables de origen dinámico que ocurren en la baja termosfera. Y este razonamiento parte del eficiente enfriamiento por conducción térmica, que relaciona ambas regiones por un lado, y por otro, los calentamientos locales en la alta termosfera son rápidamente distribuidos por también por la conducción.

La relación entre los distintos términos de calentamiento en el Ecuador a mediodía puede verse en la figura 4.72. Como en los casos anteriores, el balance termosférico tiene lugar entre el calentamiento UV y la conducción térmica. Vemos en este caso que el calentamiento UV es mayor que en los casos  $L_s=0$  y  $L_s=90$  (unos 1800 K/día frente a 900 y 750, respectivamente),

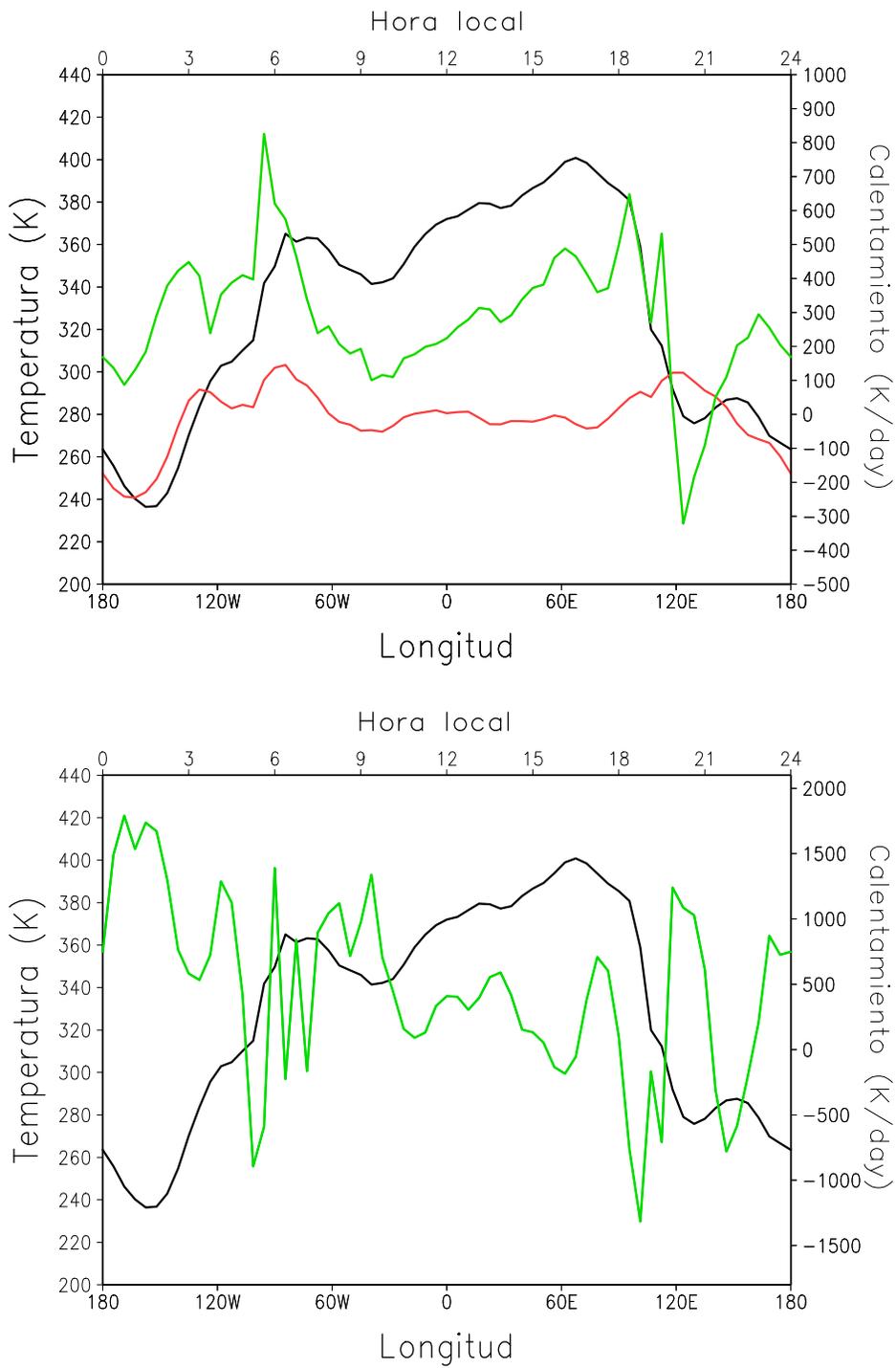


Fig. 4.71 Variación longitudinal en la región ecuatorial y para condiciones solares medias y  $L_s=270-300$  de la temperatura en la alta termosfera ( $P \approx 10^{-9}$  Pa), líneas negras, y la temperatura en la baja termosfera ( $P \approx 10^{-4}$  Pa), en [K], y del calentamiento dinámico en la baja termosfera (líneas verdes)

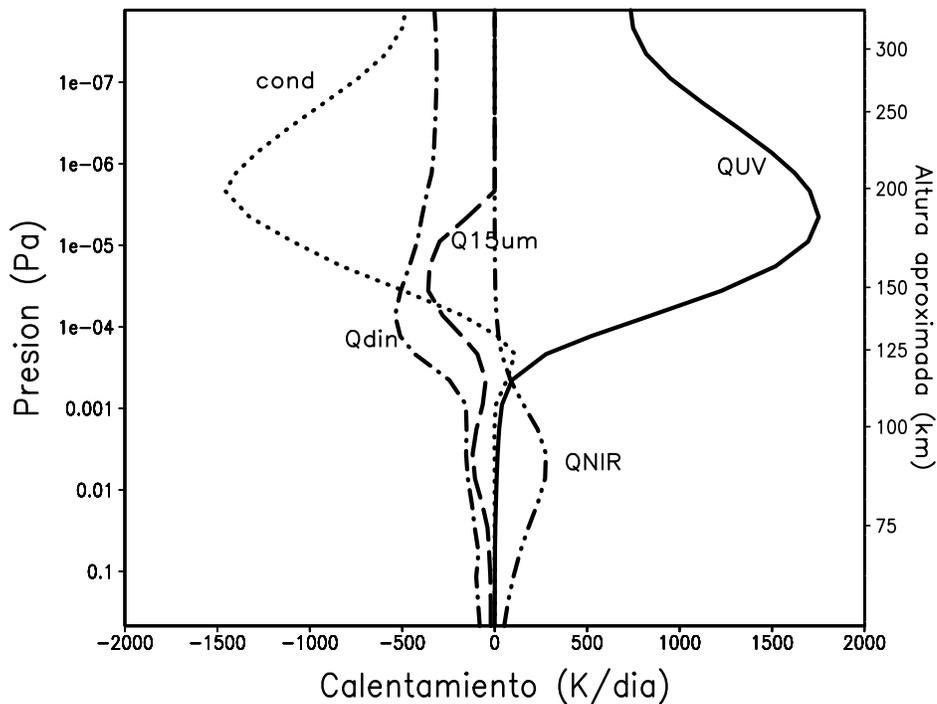


Fig. 4.72 Perfil vertical ecuatorial de los distintos términos de calentamiento, en [K/día], para condiciones solares medias.  $L_s=270-300$ . QUV es el calentamiento UV, QNIR el calentamiento por absorción de radiación solar en el IR, Q15um el enfriamiento por emisiones de  $\text{CO}_2$ , Qdin el calentamiento/enfriamiento debido a la dinámica y cond el calentamiento/enfriamiento debido a la conducción.

debido a la mayor cantidad de fotones solares que llegan al Planeta en estas condiciones. Esto hace también que los términos que intentan compensar este calentamiento aumenten. Esta variabilidad orbital del calentamiento lleva aparejada, como hemos visto anteriormente, una importante variación orbital de las temperaturas, mayor que la observada en los otros planetas terrestres, donde la excentricidad de la órbita es bastante menor. La altura a que los distintos procesos tienen su máxima contribución no parece presentar una variación orbital reseñable.

Estudiemos ahora el cociente de las concentraciones de oxígeno atómico y dióxido de carbono. La figura 4.73 muestra el perfil ecuatorial de esta magnitud. Vemos que el oxígeno atómico se hace tan abundante como el  $\text{CO}_2$  en capas ligeramente inferiores a  $10^{-6}$  Pa. Esta altura es similar a la altura en que esto ocurría para el solsticio de verano, pero sensiblemente superior a la altura correspondiente para el equinoccio. Esto es sorprendente, pues la mayor cercanía al Sol para el solsticio de invierno haría previsible una mayor concentración relativa de oxígeno atómico que en el equinoccio de primavera, y la situación que se tiene es justo la contraria. Una explicación tentativa es que la mayor temperatura provoca cambios en las escalas de altura, añadiendo un efecto adicional que compensa la mayor producción de átomos de hidrógeno por fotólisis. En este caso la concentración relativa de oxígeno atómico apenas sufre variaciones importantes durante el día, siendo la característica más reseñable dos mínimos, con

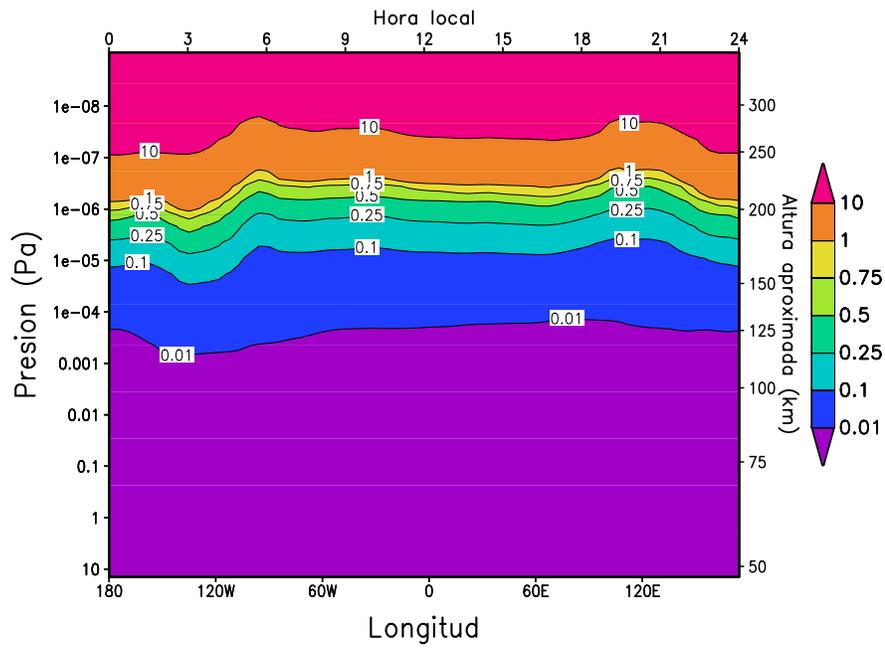


Fig. 4.73 Sección longitud-altura en la región ecuatorial del cociente  $O/CO_2$  para condiciones solares medias.  $L_s=270-300$

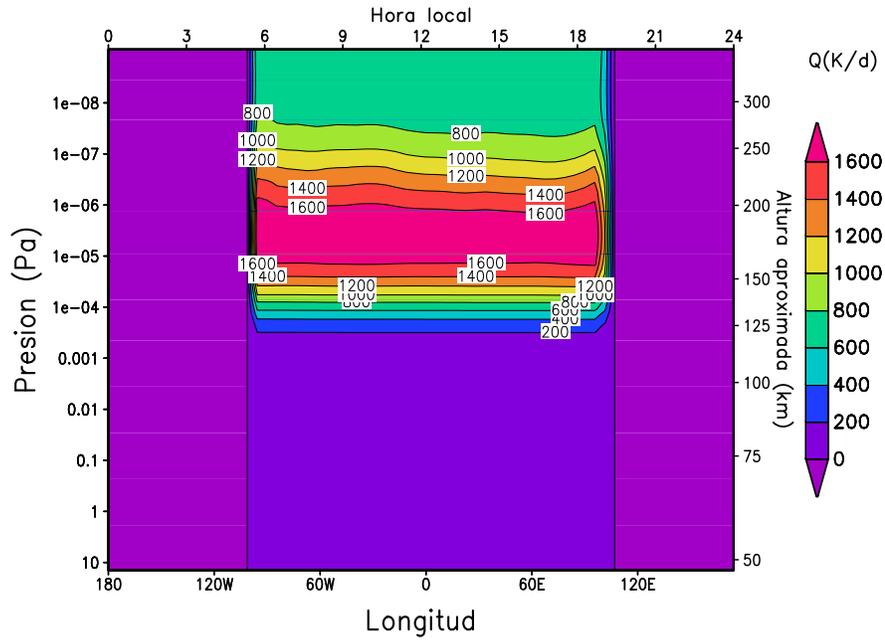


Fig. 4.74 Sección longitud-altura en la región ecuatorial del calentamiento UV ( $[K/día]$ ) para condiciones solares medias.  $L_s=270-300$

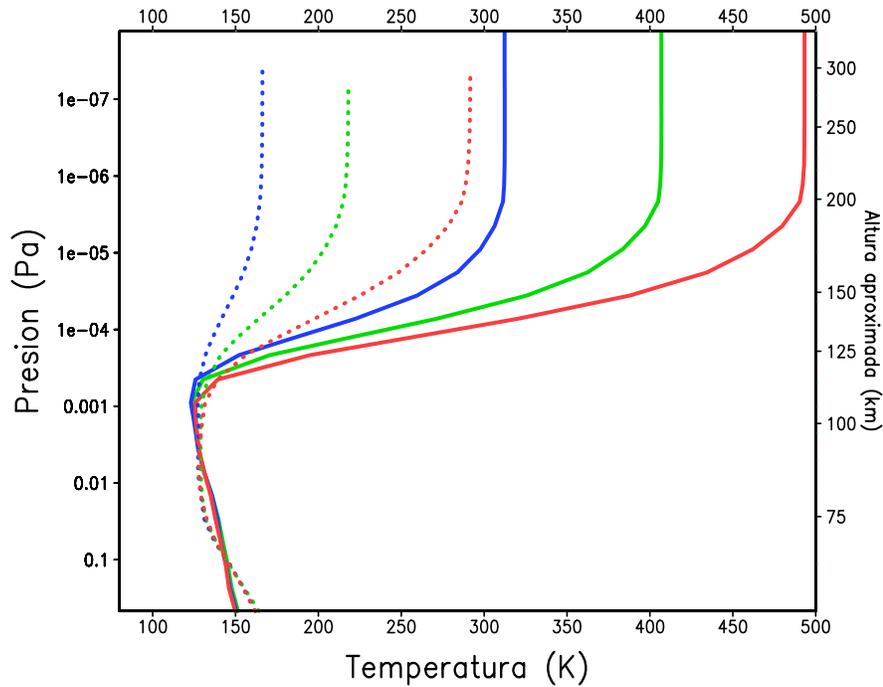


Fig. 4.75 Líneas sólidas: Temperatura máxima diurna (en lat=15N, lon=84E). Líneas de puntos: Temperatura mínima nocturna (lat=15S lon=175W) para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas);  $L_s=270-300$

valor similar del cociente  $O/CO_2$ , en los crepúsculos. Durante la noche la concentración relativa de oxígeno atómico es ligeramente mayor que durante el día, careciendo por otra parte de importantes variaciones longitudinales. Esto se refleja en el perfil ecuatorial de calentamiento UV, que apenas presenta variaciones longitudinales destacables (figura 4.74), a diferencia de lo que ocurría en los casos anteriores. La mayor abundancia de oxígeno atómico en la noche marciana a estas alturas no se puede explicar por fotoquímica e ilustra la importancia del transporte.

#### 4.5.3 Variabilidad solar

Al igual que en los dos casos anteriores, pasemos al análisis de la variabilidad de los resultados con el ciclo solar. Para las temperaturas, podemos analizar la variabilidad a partir de la figura 4.75, en la cual representamos perfiles de temperatura para las distintas condiciones solares en las localizaciones donde se alcanzan la temperatura exosférica máxima y mínima (líneas sólidas y de puntos, respectivamente), para condiciones solares medias. En primer lugar, las temperaturas obtenidas, tanto mínimas como máximas, son sensiblemente superiores a las obtenidas para el equinoccio de primavera y el solsticio de verano. Como ya comentamos anteriormente, esto es debido a la alta excentricidad de la órbita marciana. Las temperaturas máximas diurnas oscilan entre los 275 K de condiciones mínimas y los casi 500 K de condiciones máximas, mientras que para las temperaturas mínimas nocturnas esta variación es entre aproximadamente 170 y 290

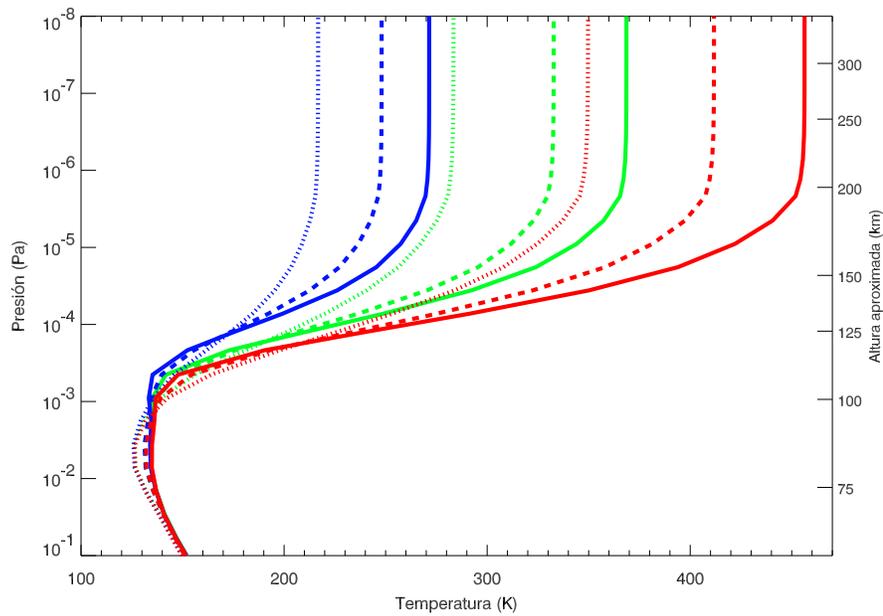


Fig. 4.76 Temperatura media diurna (líneas sólidas) y media nocturna (líneas de puntos) para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas);  $L_s=270-300$

K. Esto arroja una variabilidad bastante superior a la obtenida en los casos anteriores. En cuanto a la variación día-noche de las temperaturas extremas, ésta es de 210, 170 y 110 K para condiciones máximas, medias y mínimas respectivamente. En este caso el contraste de temperatura día-noche es similar al obtenido para  $L_s=0$ .

Estudiando, en lugar de las temperaturas extremas nocturnas y diurnas, las temperaturas medias de día y de noche y globales, podremos hacernos una idea más fidedigna de cómo es, en promedio, la variación día-noche de las temperaturas. Estas temperaturas promedio diurnas (líneas sólidas) y nocturnas (líneas de puntos), que aparecen en la figura 4.76, son también sensiblemente superiores a las obtenidas en los casos anteriores. La variabilidad día-noche es de 50 K para condiciones mínimas, 90 K para condiciones medias y 105 K para condiciones solares máximas, también superior a las obtenidas para los casos  $L_s=0$  y  $L_s=90$ . La variabilidad con el ciclo solar de las temperaturas medias diurnas es aproximadamente 185 K (270 K en condiciones mínimas, 455 para máximas) y 140 K para las medias nocturnas (210 K condiciones mínimas, 350 K condiciones máximas), superior en unos 40 K a la variabilidad para  $L_s=0$ . Para la temperatura media global, su valor en este caso es de 250 K para condiciones mínimas, 330 K para condiciones medias y 410 K para condiciones máximas, valores sensiblemente superiores a los que se obtuvieron para el equinoccio de primavera y el solsticio de verano. Recopilando, podemos concluir que en el caso  $L_s=270$  es en el que las temperaturas obtenidas, así como su variabilidad día-noche y con el ciclo solar, son superiores.

Esto deberá verse también reflejado en los términos de calentamiento, que mostramos en la figura 4.77. Vemos que, como en los casos anteriores, la variabilidad con el ciclo solar no

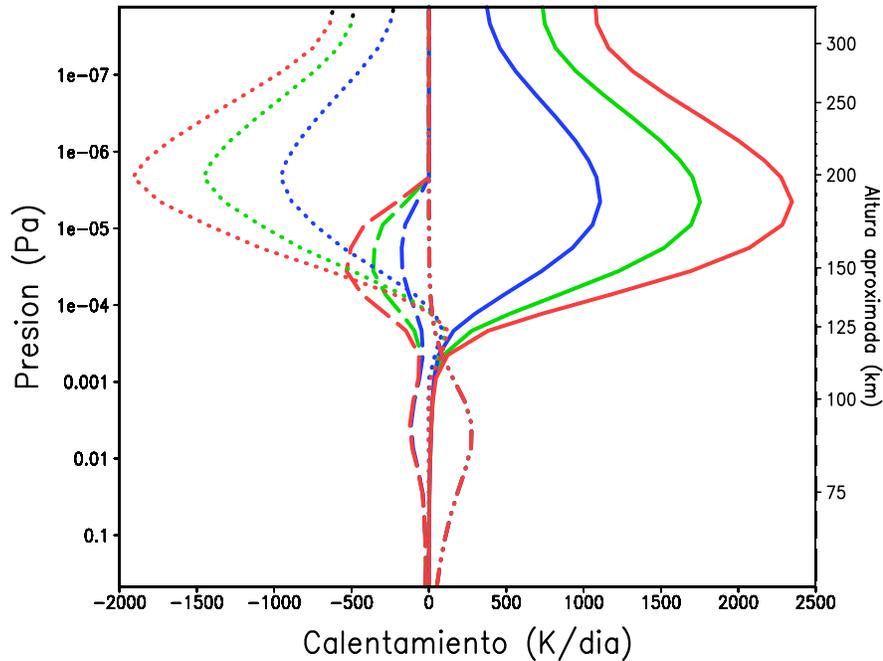


Fig. 4.77 Calentamiento UV (líneas sólidas), conducción térmica (líneas de puntos), calentamiento en el IR cercano (líneas de puntos y trazos) y enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  (líneas de trazos largos) obtenidas a mediodía en el Ecuador para condiciones solares mínimas (líneas azules), medias (líneas verdes) y máximas (líneas rojas);  $L_s=270-300$

es apreciable en los términos de calentamiento por debajo de  $10^{-3}$  Pa. Como era esperable, el calentamiento UV es mucho mayor que el obtenido para  $L_s=0$  y  $L_s=90$ : 2300 K/día para condiciones máximas y 1100 K/día para condiciones mínimas, es decir, prácticamente el doble que para  $L_s=0$ . También la conducción térmica presenta valores muy elevados para compensar estos calentamientos UV tan altos: 1000 K/día para condiciones mínimas y 2000 K/día para condiciones máximas. En cuanto al enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , su valor es 200 K/día para condiciones mínimas y 500 K/día para condiciones máximas. No hay variaciones apreciables en las alturas de los picos de cada proceso.

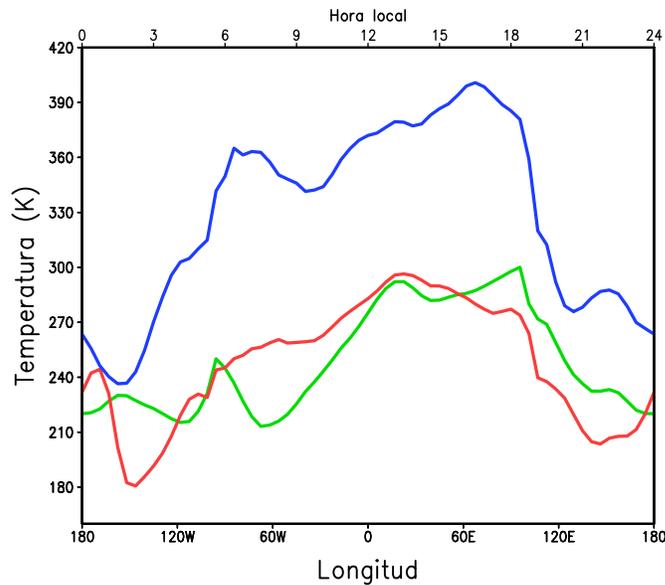
#### 4.6 Cuadro-resumen variabilidad

La tabla 4.2 resume la variabilidad, tanto estacional como con el ciclo solar, obtenida en las temperaturas en la alta termosfera. En particular, se estudian la temperatura máxima ( $T_{max}$ ), la mínima ( $T_{min}$ ), la temperatura media diurna ( $\bar{T}_d$ ), la temperatura media nocturna ( $\bar{T}_n$ ) y la temperatura media global ( $\bar{T}_g$ ) para  $L_s=0,90,180$  y 270.

Recordemos que éstas son temperaturas resultantes de promedios hemisféricos o globales, adicionalmente al promedio temporal de un mes marciano. El modelo EMGCM permite también examinar la variabilidad de la atmósfera con más detalle, como por ejemplo, el impacto orbital

Simulación	$T_{max}$	$T_{min}$	$\bar{T}_d$	$\bar{T}_n$	$\bar{T}$
$L_s=0$ , SMIN	245.0	120.0	204.7	179.0	194.5
$L_s=0$ , SMED	327.5	159.2	270.6	228.5	253.8
$L_s=0$ , SMAX	398.5	190.0	330.0	271.5	306.6
$L_s=90$ , SMIN	230.6	118.7	196.0	165.6	183.9
$L_s=90$ , SMED	306.2	163.4	268.6	213.4	247.1
$L_s=90$ , SMAX	386.7	205.2	328.8	253.4	299.8
$L_s=180$ , SMIN	297.8	144.1	226.3	191.6	212.5
$L_s=180$ , SMED	382.7	205.0	304.8	248.2	282.2
$L_s=180$ , SMAX	450.5	241.5	369.1	297.2	340.4
$L_s=270$ , SMIN	312.8	162.2	271.4	216.8	248.0
$L_s=270$ , SMED	406.9	218.1	368.6	283.4	332.8
$L_s=270$ , SMAX	500.4	280.5	456.3	349.7	411.7

Tabla 4.2 Resumen de la variabilidad estacional y con el ciclo solar

Fig. 4.78 Variabilidad diurna de las temperaturas medias ecuatoriales en la alta termosfera para  $L_s=0-30$  (línea verde),  $L_s=90-120$  (línea roja) y  $L_s=270-300$  (línea azul)

y del ciclo solar en el ecuador. Esto se ilustra en la figura 4.78, en que presentamos la variación diurna de las temperaturas ecuatoriales en la alta termosfera para las tres estaciones estudiadas. Podemos ver que las temperaturas son similares para los casos  $L_s=0$  y  $L_s=90$ , siendo bastante superiores para  $L_s=270$  (hasta casi 100 K en el máximo de temperatura). La variación diurna de las temperaturas es similar en los tres casos: temperaturas máximas durante la tarde (Hora

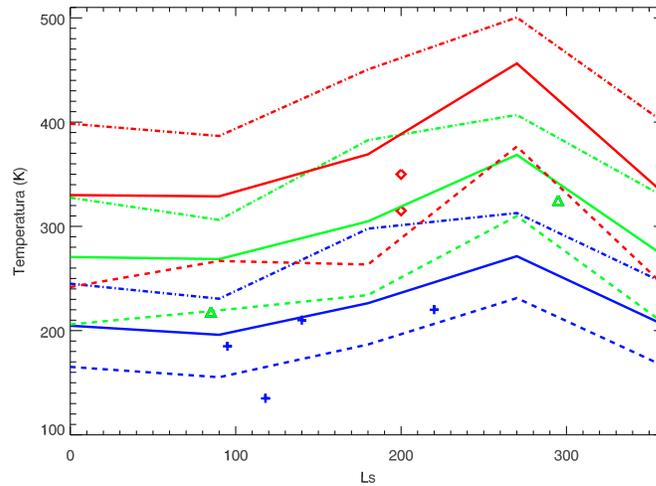


Fig. 4.79 Variabilidad estacional y con las condiciones solares de las temperaturas en la alta termosfera. Líneas solidas: temperatura media diurna para condiciones solares máximas (línea roja), medias (línea verde) y mínima (línea azul); líneas de trazos: temperatura mínima absoluta para las mismas condiciones; línea de trazos y puntos: temperatura máxima absoluta. También se introducen los resultados de diversas misiones: rombos rojos, condiciones máximas (Mariner 6 y 7); triángulos verdes: condiciones medias (fase 2 del aerofrenado de la Mars Global Surveyor); cruces azules: condiciones mínimas ( misiones Viking Lander 1, Viking Lander 2, Mariner 4 y fase 1 del aerofrenado de la Mars Global Surveyor)

Local=13 para  $L_s=90$ , Hora Local=16 para  $L_s=270$  y Hora Local=18 para  $L_s=0$ ) y temperaturas mínimas alrededor de la medianoche (Hora Local=0 para  $L_s=0$ , Hora Local=1-2 para  $L_s=90$  y  $L_s=270$ ). La variación día-noche de las temperaturas es mucho más acusada en el caso  $L_s=270$  (más de 150 K), y más moderada para  $L_s=0$  (unos 90 K) y  $L_s=90$  (unos 110 K).

Debemos comparar esta variabilidad con la que se obtiene a partir de las distintas observaciones de la alta atmósfera marciana. Esto se hace en la figura 4.79, donde se compara con los datos de distintas misiones para distintas condiciones solares, tomados del resumen de *Bougher y col.* (2000); rombos rojos: misiones Mariner 6 y 7, durante condiciones solares máximas; triángulos verdes: fase 2 del aerofrenado de la Mars Global Surveyor, durante condiciones solares medias; cruces azules: misiones Viking Lander 1 ( $L_s \approx 90$ ), Viking Lander 2 ( $L_s \approx 120$ ), Mariner 4 ( $L_s \approx 140$ ) y fase 1 del aerofrenado de la Mars Global Surveyor ( $L_s \approx 220$ ), durante condiciones solares mínimas. Podemos ver que, aunque los datos de las misiones casi siempre se sitúan entre la temperatura media diurna y la mínima absoluta simuladas, esta comparación parece indicar que las temperaturas del EMGCM son excesivamente altas.

Para confirmar esta conclusión, comparamos los resultados del MTGCM, tomados de la figura 2 de *Bougher y col.* (2000). Representamos en la figura 4.80 las temperaturas ecuatoriales a hora local=15 dadas por el EMGCM (líneas sólidas) y el MTGCM (líneas de trazos) para condiciones solares medias (líneas verdes), mínimas (líneas azules) y máximas (líneas rojas). Las temperaturas del EMGCM presentan una mayor variabilidad estacional/orbital que las del MTGCM: la variación de las temperaturas termosféricas entre  $L_s=90$  y 270 es, para el EMGCM, de aproximadamente 100, 100 y 110 K para condiciones mínimas, medias y máximas, mientras

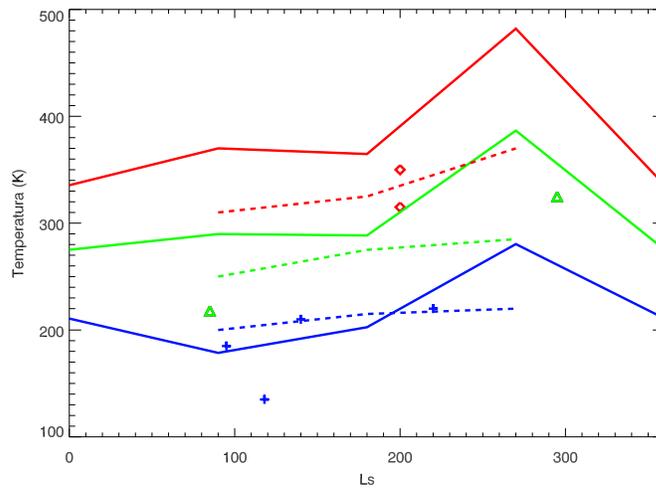


Fig. 4.80 Variabilidad estacional y con las condiciones solares de las temperaturas en la alta termosfera sobre el ecuador. Líneas sólidas: temperatura a hora local=15 dada por el EMGCM; líneas de trazos: temperatura ecuatorial a hora local=15 dada por el MTGCM, tomada de *Bougher y col.,2000*; condiciones solares máximas (líneas rojas), medias (líneas verdes) y mínimas (líneas azules). También se introducen los resultados de diversas misiones: rombos rojos, condiciones máximas (Mariner 6 y 7); triángulos verdes: condiciones medias (fase 2 del aerofrenado de la MGS); cruces azules: condiciones mínimas (Viking Lander 1, Viking Lander 2, Mariner 4 y fase 1 del aerofrenado de la MGS)

que para el MTGCM es de 20, 35 y 60 K, respectivamente. En general, las temperaturas dadas por el EMGCM son superiores a las del MTGCM, especialmente para  $L_s=270$ , donde las diferencias llegan a ser de unos 100 K para condiciones máximas. Aunque ambos modelos parecen reproducir aceptablemente las observaciones para condiciones mínimas, en general concluimos que las temperaturas del EMGCM son mayores que las observaciones y que las temperaturas dadas por el MTGCM. En el siguiente capítulo estudiaremos el efecto que sobre este resultado tiene introducir variaciones a ciertos parámetros de entrada, en particular la eficiencia de calentamiento UV y la tasa de excitación de los niveles del  $\text{CO}_2$  en  $15 \mu\text{m}$  por colisiones con oxígeno atómico. También hay que recordar que estas comparaciones se han hecho con simulaciones genéricas, no especialmente diseñadas para reproducir ni los resultados observacionales ni los del MTGCM, en particular no se han introducido condiciones especiales en la distribución de polvo en la baja atmósfera marciana.



## Capítulo 5

# Validación del EMGCM

**RESUMEN** Resumimos en este capítulo las estrategias utilizadas para la validación de la extensión termosférica del EMGCM. Podemos dividir éstas en dos grupos: pruebas de sensibilidad y comparaciones con otros modelos. Las pruebas de sensibilidad nos permiten estudiar si los resultados responden a las expectativas físicas, y al mismo tiempo nos indican la dependencia de los resultados frente a cambios en los parámetros de entrada. En particular, estudiamos los efectos sobre las temperaturas de variar la eficiencia de calentamiento UV y la tasa de desexcitación colisional de CO<sub>2</sub>. Las comparaciones con el MTGCM evidencian diferencias debidas a la diferente implementación de la parametrización utilizada para el estudio del enfriamiento por emisiones en 15  $\mu\text{m}$  de CO<sub>2</sub>. Una vez que la implementación de este proceso es similar en los dos modelos, y que ambos utilizan el mismo flujo solar UV, las diferencias en la temperatura son de unos 10 K, valor cercano a la variabilidad intrínseca de los modelos.

**ABSTRACT** We summarise the different validation strategies that we have followed. They can be divided in two groups: sensitivity tests and comparisons with external models. The sensitivity tests help to study the physical consistency of the model, and at the same time they give us the dependence of the results to reasonable changes in some input parameters. In particular, we have studied the effect of varying the UV heating efficiency and the CO<sub>2</sub>-O collisional deactivation rate over the thermospheric temperatures. A test in which the photochemistry is not included in the calculations has also been performed. Our model seems to favour lower values for the UV heating efficiency and/or higher values for the CO<sub>2</sub>-O collisional deactivation rate. The comparisons with the MTGCM show differences due to the different implementation of the CO<sub>2</sub> 15  $\mu\text{m}$  cooling scheme. Once the implementation of this process is similar and both models use the same UV solar flux, the differences in temperature are about 10 K, close to the model's intrinsic variability and within the sensitivity to current uncertainties.

### 5.1 Estudios de sensibilidad

Los resultados nominales del EMGCM descritos en el capítulo anterior muestran el estado físico de la termosfera y su variabilidad, y además nos han permitido estudiar algunas interacciones interesantes entre regiones atmosféricas diferentes. Dichos estudios muestran un comportamiento comprensible desde el punto de vista de los procesos radiativos y dinámicos que operan a dichas alturas, como hemos demostrado. En este trabajo se han realizado un conjunto numeroso de análisis de sensibilidad del EMGCM, es decir, una serie de experimentos numéricos variando condiciones o parámetros del modelo encaminados a comprobar si los comportamientos de la

termosfera que se están simulando parecen realistas, o al menos, comprensibles, consistentes con lo esperable. Algunos estudios de sensibilidad son especialmente necesarios para evaluar el impacto que tiene sobre la atmósfera la inclusión o no de un cierto proceso físico, con qué grado de detalle es necesario describirlo, o la magnitud de la incertidumbre que se tiene en parámetros del mismo que parecen clave. Es decir, que siendo esta experimentación numérica de gran importancia para la validación del EMGCM, los resultados obtenidos durante estos estudios además nos pueden suministrar una mayor comprensión de la importancia y el papel de cada proceso sobre los demás y sobre la atmósfera en su conjunto. Un ejemplo de este tipo de análisis es el estudio del papel de las ondas de gravedad orográficas en este EMGCM que realizaron *Angelats i Coll y col.* (2005), comparando los resultados obtenidos en el modelo para  $L_s=270$  y condiciones solares medias con y sin este proceso físico. Los autores encuentran que la supresión de las ondas de gravedad de pequeña escala no modifica la estructura media zonal de los vientos zonales y de la temperatura. Debajo de 90 km, las ondas de gravedad producen una deceleración de los vientos zonales. Por encima de esta altura en el invierno polar las ondas de gravedad de pequeña escala dan lugar a una disminución de la circulación meridional media. Estos efectos parecen ser consecuencia de una interacción entre las mareas y las ondas de gravedad. Algunos de estos efectos de interacción entre propagación de ondas de gravedad y mareas se vienen observando en estudios de la atmósfera media terrestre. *Gavrilov y col.* (1981) observaron por primera vez una relación entre la intensidad de las ondas de gravedad internas y la fase de los vientos mareales. Diversos modelos teóricos se han aplicado para explicar dicha interacción (*Forbes y col.*, 1991; *Miyahara y Forbes*, 1991, 1994). Un segundo ejemplo es el estudio realizado por *Angelats i Coll y col.* (2004) sobre el impacto que el calentamiento IR del  $\text{CO}_2$  tiene sobre las mareas térmicas que genera el modelo EMGCM en la termosfera. Estos autores, en su análisis de las variaciones de densidad observadas en la baja termosfera por MGS, obtienen que la ausencia de la absorción solar del  $\text{CO}_2$  en el cercano IR reduce la amplitudes de las mareas, en especial las importantes componentes de número de ondas 2 y 3 que se propagan hacia el este, perjudicando el buen acuerdo que se encuentra con los datos de MGS cuando dicho calentamiento IR sí se incluye en el modelo. Y en tercer ejemplo, que puede extraerse directamente de los distintos escenarios de polvo de la EMCD, es el impacto del contenido de polvo de la baja atmósfera sobre las capas altas. *Forget y col.* (2006) muestran cómo el escenario de mayor contenido en polvo permite obtener un mejor acuerdo con el perfil térmico medido durante el descenso atmosférico de la misión Opportunity de NASA, momento en que, según medidas de TES/MGS y Mars Express, las condiciones atmosféricas eran bastante polvorientas.

Pretendemos en esta sección hacer estudios similares a estos, eliminando ciertos procesos físicos o cambiando los valores de ciertos parámetros, algunos de los cuales no están bien determinados experimentalmente, para ver su efecto sobre los resultados obtenidos, centrándonos especialmente en la estructura térmica. Realizaremos estos estudios para el caso  $L_s=0$  y condiciones solares medias, comparando con los resultados nominales obtenidos para este caso y expuestos en el capítulo anterior.

### 5.1.1 Eficiencia de calentamiento UV

Como se comentó en la sección 2.3.1, la eficiencia de calentamiento UV es un parámetro que indica qué porción de la energía solar UV absorbida en la atmósfera es convertida en calor. El valor de este parámetro está sometido a importantes incertidumbres. Resaltemos aquí que el valor de este parámetro debe ser consistente con observaciones de Venus y de Marte, ya que ambas son atmósferas mayoritariamente formadas por CO<sub>2</sub> en las que los mecanismos para convertir la energía absorbida en energía térmica deben ser similares (*Fox y Dalgarno*, 1981). No ocurre así en el caso terrestre, con una composición atmosférica totalmente diferente. Esto hace que muchos de los estudios para fijar el valor de la eficiencia de calentamiento UV en Marte se hayan hecho a partir de datos obtenidos por las diferentes misiones a Venus, mucho más abundantes y fructíferas en cuanto a observaciones de la alta atmósfera que las marcianas.

Mientras que las primeras determinaciones de este parámetro daban valores altos, de hasta un 60% (*Henry y McElroy*, 1968) o un 30% (*Stewart*, 1972), las temperaturas exosféricas excesivamente altas obtenidas mediante modelos teóricos que utilizaban estos valores, en comparación con las temperaturas medidas por las diferentes misiones a Venus, hizo plantearse el uso de valores más bajos. Así, las medidas de Pioneer Venus sólo podían explicarse con los modelos existentes si se tomaban valores de un 10% para este parámetro. Sin embargo, estudios teóricos (*Fox*, 1988) descartaron valores tan bajos, estimando que el valor de este parámetro debería estar entre un 16 y un 25%. Modelos posteriores, que incluían revisiones de mecanismos de enfriamiento importantes, como la excitación de niveles vibracionales de CO<sub>2</sub> mediante colisiones con oxígeno atómico, permitieron hacer estudios que, dejando como parámetros libres la eficiencia de calentamiento UV (dentro de su intervalo de valores permitidos por la teoría) y la eficiencia de excitación de niveles vibracionales de CO<sub>2</sub> por colisiones con oxígeno atómico, permitían encontrar intervalos del espacio de parámetros que permitían reproducir las temperaturas observadas (*Bougher y col.*, 1994). Actualmente, el valor más usado para este parámetro es un 22% (por ejemplo, *Bougher y col.*, 1999), y es el valor nominal en nuestro caso. Sin embargo, no todos los modelos que estudian la estructura térmica de la alta atmósfera incluyendo el calentamiento UV toman este valor. Así, el modelo de circulación general GM3 (cuyas principales características se describen en el apéndice G), descrito en *Moudden y McConnell* (2005), utiliza un valor del 10% para este parámetro.

Lógicamente, conocida la importancia del calentamiento UV sobre el régimen térmico de la termosfera, el uso de valores diferentes para la eficiencia de calentamiento UV dará lugar a diferencias en las temperaturas termosféricas obtenidas, que pretendemos evaluar/cuantificar mediante este estudio. Para ello hemos repetido la simulación para  $L_s=0$  y condiciones solares medias con una eficiencia de calentamiento UV del 16%, el valor más bajo de los permitidos teóricamente según el modelo de *Fox* (1988) (a partir de ahora, la llamaremos simulación EUV16). Observando la temperatura media zonal obtenida en esta simulación, que presentamos en el panel superior de la figura 5.1 y su diferencia con la del caso nominal, panel inferior de dicha figura, vemos que en la simulación EUV16 se obtiene una temperatura termosférica inferior,

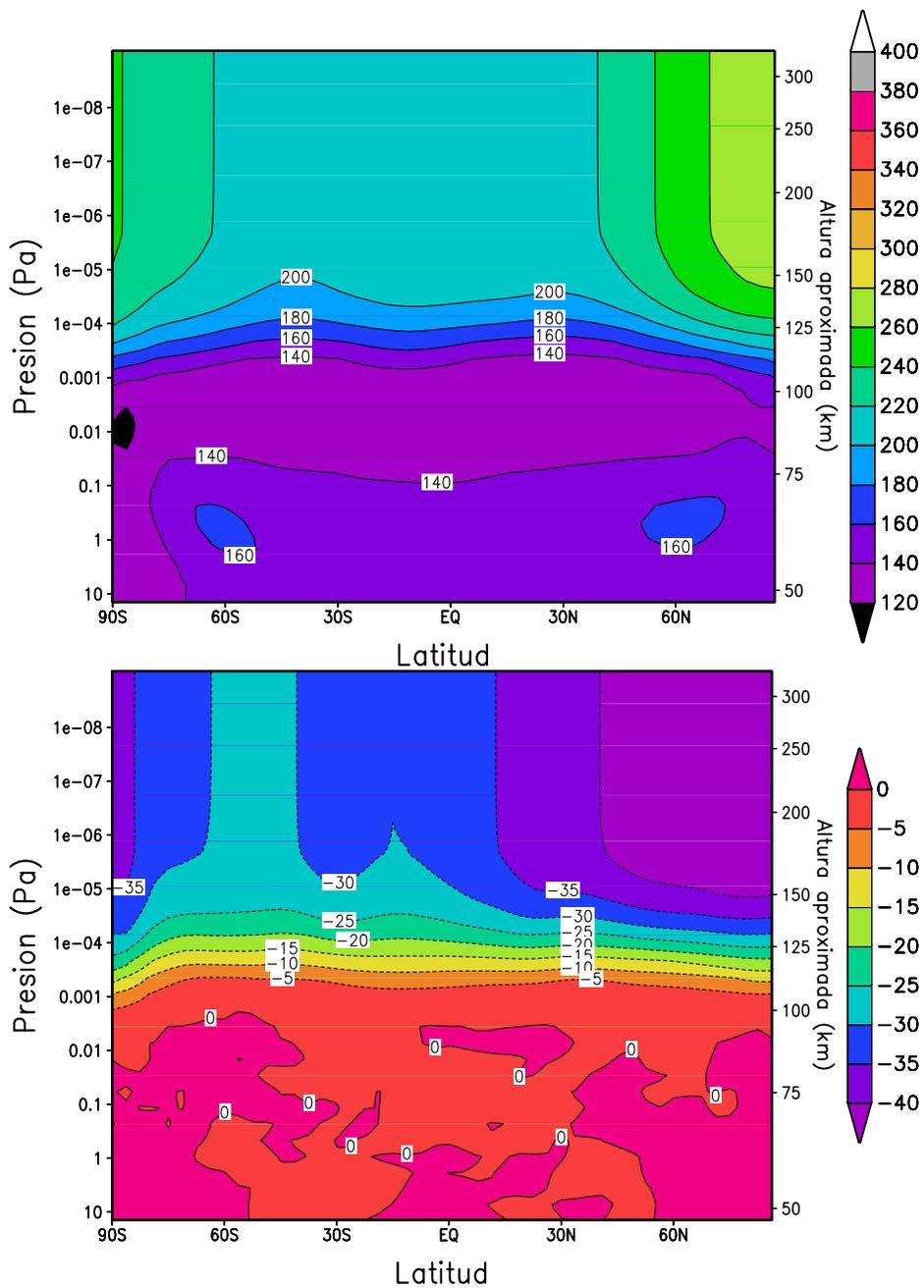


Fig. 5.1 Panel superior: Temperatura media zonal en la alta termosfera (K) para la simulación EUV16; condiciones solares medias,  $L_s=0-30$ . Panel inferior: Diferencia de temperatura media zonal entre la simulación EUV16 y la nominal

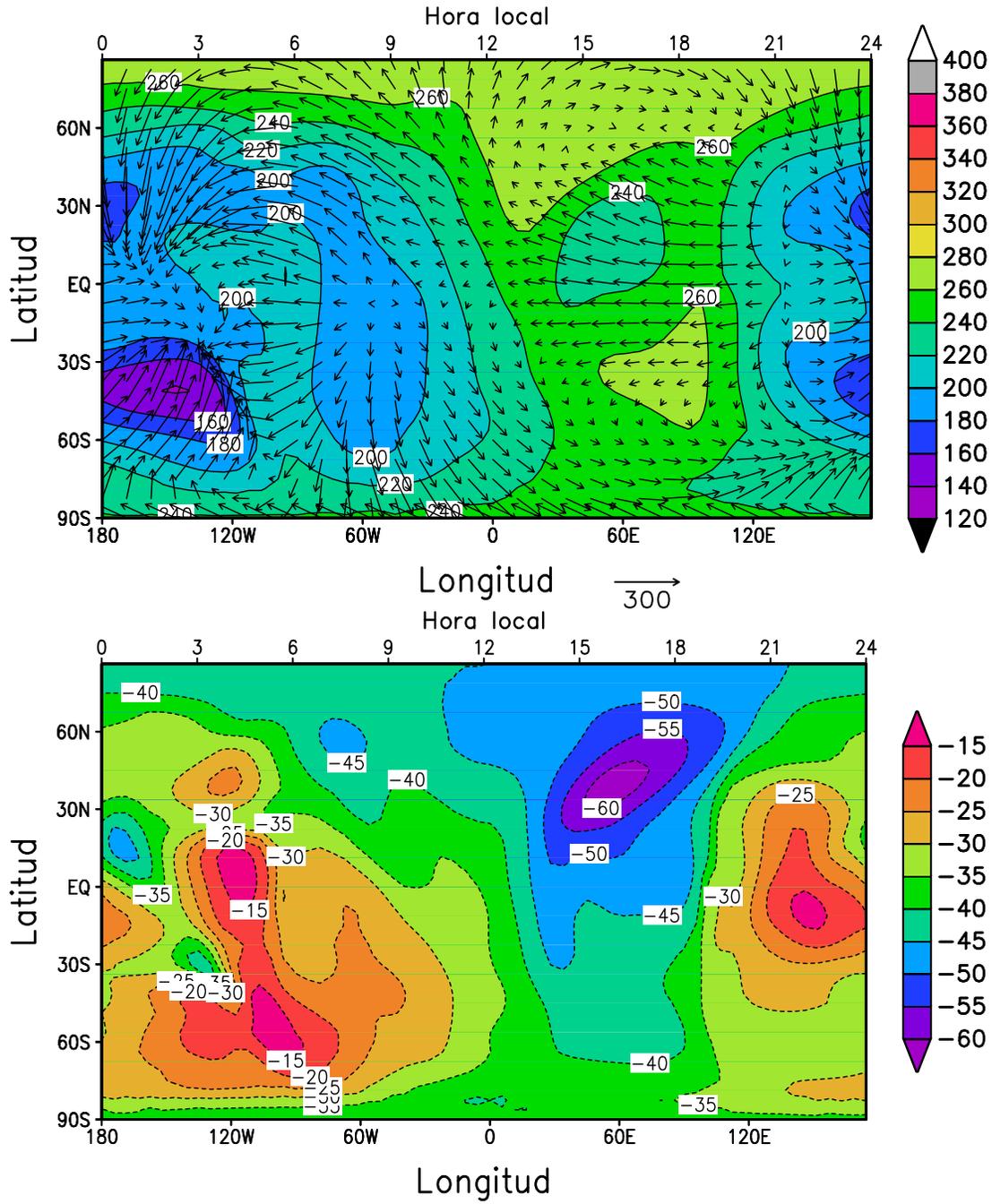


Fig. 5.2 Panel superior: Temperatura en la alta termosfera (K) para la simulación EUV16; condiciones solares medias,  $L_s=0-30$ . Panel inferior: Diferencia de temperatura entre la simulación EUV16 y la nominal

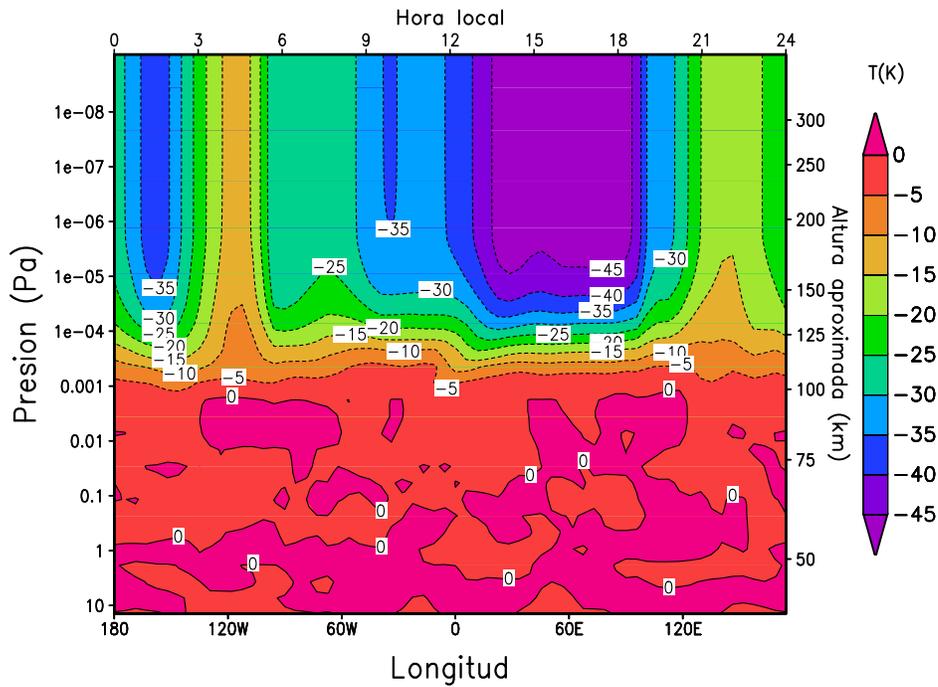


Fig. 5.3 Diferencias en el perfil ecuatorial de temperatura entre la simulación con eficiencia de calentamiento UV del 16% y la nominal. Condiciones solares medias,  $L_s=0-30$

siendo las diferencias de temperatura mayores en las regiones de mayor temperatura, como son las altas latitudes de ambos hemisferios. Una sección longitud-latitud de la temperatura en la alta termosfera, así como la diferencia con el caso nominal, pueden verse en la figura 5.2. Vemos que la estructura global obtenida es muy similar a la del caso nominal (compárese con la figura 4.12), con zonas de temperatura máxima y mínima situadas en similares posiciones geográficas, pero con valores algo menores. La temperatura máxima es de unos 270 K (320 K en el caso nominal), y la mínima unos 140 K (170 K en el nominal). La diferencia de temperatura respecto al caso nominal es mayor durante el día, especialmente en las áreas de máxima temperatura, llegando hasta 60 K de diferencia, y la menor diferencia se obtiene en el crepúsculo de la mañana, siendo de unos 15 K.

A la vista de la fig. 5.1, las diferencias de temperatura media zonal por debajo de la termosfera son muy pequeñas. Esto se confirma en la figura 5.3, en la cual se representan las diferencias en la región ecuatorial entre la simulación nominal (figura 4.12) y la EUV16 (no presentada). Las diferencias de temperatura entre ambas simulaciones por debajo de 0.001 Pa son del orden de 1 K, es decir, dentro del “ruido” del modelo, lo cual indica que los efectos sobre la baja atmósfera al cambiar la eficiencia de calentamiento UV son despreciables, como era de esperar. Las diferencias van creciendo con la altura hasta llegar a su máximo valor en la baja termosfera (140 km aproximadamente), a partir de donde se mantienen constantes con la altura, alcanzando valores entre 10 y 45 K. De nuevo, las diferencias son mayores durante el

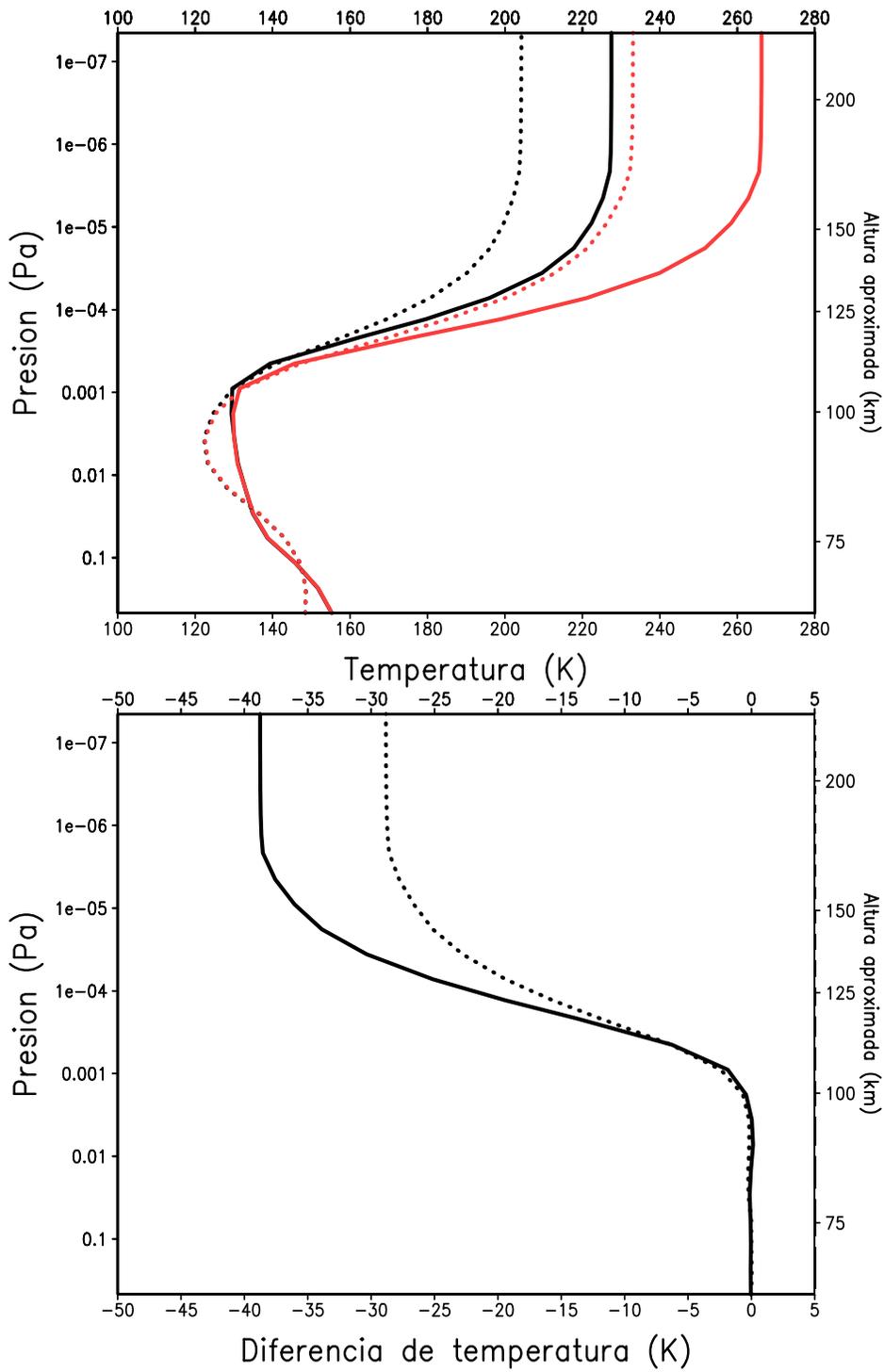


Fig. 5.4 Panel superior: Temperaturas (K) media diurna (líneas sólidas) y media nocturna (líneas de puntos) obtenidas en la simulación EUV16 (líneas negras) y la simulación nominal (líneas rojas). Panel inferior: Diferencias entre las temperaturas medias diurnas (línea sólida) y nocturna (línea de puntos) obtenidas en ambas simulaciones

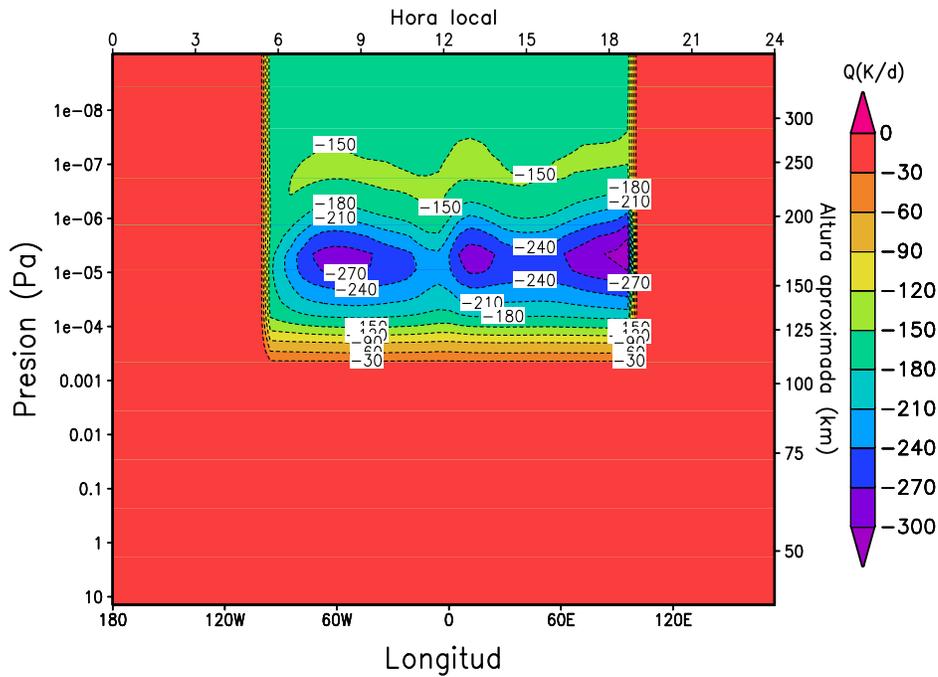


Fig. 5.5 Diferencias en el perfil ecuatorial de calentamiento UV entre la simulación con eficiencia de calentamiento UV del 16% y la nominal. Condiciones solares medias,  $L_s=0-30$

día y especialmente al atardecer, que es cuando las temperaturas son máximas (ver figura 4.15) y son mínimas alrededor del crepúsculo de la mañana.

Las temperaturas medias muestran un resultado similar. La figura 5.4 presenta las temperaturas medias globales diurnas (líneas sólidas) y nocturnas (líneas de puntos) obtenidas en la simulación nominal (líneas rojas) y en la EUV16 (líneas negras), así como las diferencias entre ambas. Las diferencias sólo son apreciables a las alturas donde el calentamiento UV es apreciable, y son mayores en las capas más altas, alcanzando casi 40 K para las medias diurnas y 30 K para las nocturnas. Como vemos, el impacto es importante sobre las temperaturas medias, entre un 15 y un 20%, pero inferior al impacto de la eficiencia UV, que ronda el 30%. Considerando otras variaciones, como las debidas al ciclo solar, el impacto de esta incertidumbre en la eficiencia UV es mucho menor, como puede verse al comparar con la figura 4.76. Con el modelo 1-D realizamos un estudio similar (figura 2.52). Comparando ambas figuras, vemos que el modelo 1-D predice una variabilidad menor en las temperaturas nocturnas y mayor en las diurnas que el EMGCM, como efecto de la ausencia de un mecanismo que transporte calor del hemisferio diurno al nocturno.

Podemos examinar también las diferencias en el perfil ecuatorial de calentamiento UV entre la simulación EUV16 y la nominal en la figura 5.5. Con ello comprobamos que la diferencia es máxima a la altura donde se produce el pico del calentamiento UV, en torno a  $10^{-5}$  Pa, llegando a unos 270 K/día, valor que, como es esperable, corresponde a reducir el calentamiento obtenido

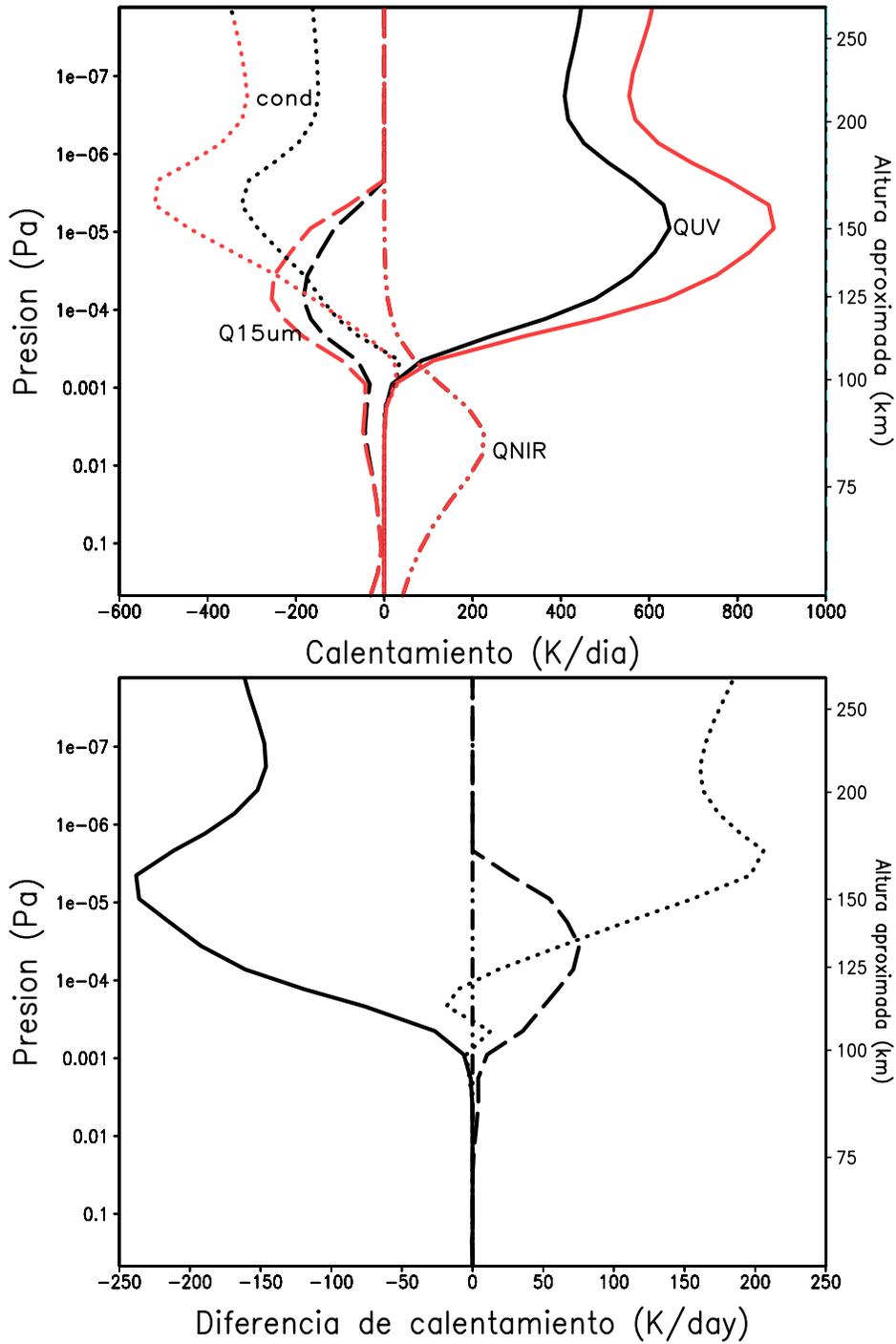


Fig. 5.6 Panel superior: Calentamiento UV (línea sólida), conducción térmica (línea de puntos), calentamiento en el IR cercano (línea de trazos y puntos) y enfriamiento por emisiones en 15  $\mu\text{m}$  (línea de trazos largos) (todos en K/día) obtenidos en la simulación EUV16 (líneas negras) y la simulación nominal (líneas rojas); panel inferior: diferencias entre ambos

en el caso nominal en un factor 16/22 (véase la fig. 4.21).

En la figura 5.6 (panel superior) presentamos el perfil de todos los términos de calentamiento, en el punto (lat=0, lon=0) obtenidos con la simulación EUV16 (líneas negras) y la nominal (líneas rojas), y sus diferencias se representan en el panel inferior. El disminuir el calentamiento UV provoca reducciones en otros términos, justo en aquellos que dependen fuertemente de la temperatura o de su gradiente. En las alturas a que cada proceso tiene su pico, estas diferencias llegan a unos 250 K/día para el calentamiento UV, 200 K/día para la conducción térmica y unos 75 K/día para el enfriamiento por emisiones en 15  $\mu\text{m}$ . Éste es un efecto enteramente similar al obtenido al variar las condiciones solares, como vimos en el capítulo anterior (figura 4.77), pero cuantitativamente mucho menor que el impacto del ciclo solar. Observamos que al disminuir los gradientes de temperatura producidos por el calentamiento UV la conducción térmica disminuye su importancia, y lo mismo ocurre con el enfriamiento en 15  $\mu\text{m}$ , al descender la temperatura.

### 5.1.2 Fotoquímica

La fotoquímica está íntimamente ligada a la absorción de radiación UV, que es la que desencadena todos los procesos fotoquímicos. Por tanto, parece claro que cualquier modificación en los parámetros que gobiernan la absorción de radiación UV, tales como las secciones eficaces de los diversos compuestos o el flujo solar, acabará teniendo una influencia sobre la composición atmosférica a través del impacto sobre la fotoquímica. Sin embargo, nos preguntamos aquí si la actividad fotoquímica puede tener efectos importantes sobre otros parámetros atmosféricos, como por ejemplo la temperatura, a través de los cambios producidos en la composición atmosférica.

Las incertidumbres en las velocidades de reacción son pequeñas y, por otro lado, la inclusión de procesos fotoquímicos particulares en la termosfera es una de las etapas clave en la extensión del modelo EMGCM a la termosfera. Por ello, el primer estudio de sensibilidad realizado es observar el impacto de la inclusión o no de reacciones químicas a estas alturas. Los resultados de la no inclusión del módulo fotoquímico en las simulaciones del EMGCM, resumidos por *González-Galindo y col.*, (2005) y que analizamos en detalle a continuación, corresponden a una simulación en la que se considera el calentamiento UV de la atmósfera, pero no se tienen en cuenta las modificaciones que las reacciones fotoquímicas producirían sobre las concentraciones. Llamaremos a esta simulación NOFQ.

En la figura 5.7 se representa la temperatura media zonal obtenida en esta simulación NOFQ (panel superior), así como su diferencia respecto a la simulación nominal (panel inferior). Vemos que en la termosfera la temperatura obtenida es mayor en la simulación NOFQ que en la nominal, encontrándose las diferencias máximas (24 K) en altas latitudes del hemisferio Sur. En la baja termosfera hay una capa de presión en la que la temperatura es menor en la simulación NOFQ que en la nominal, con una diferencia máxima de unos 6 K en altas latitudes del hemisferio Norte. Intentemos entender estas diferencias estudiando otro tipo de mapas.

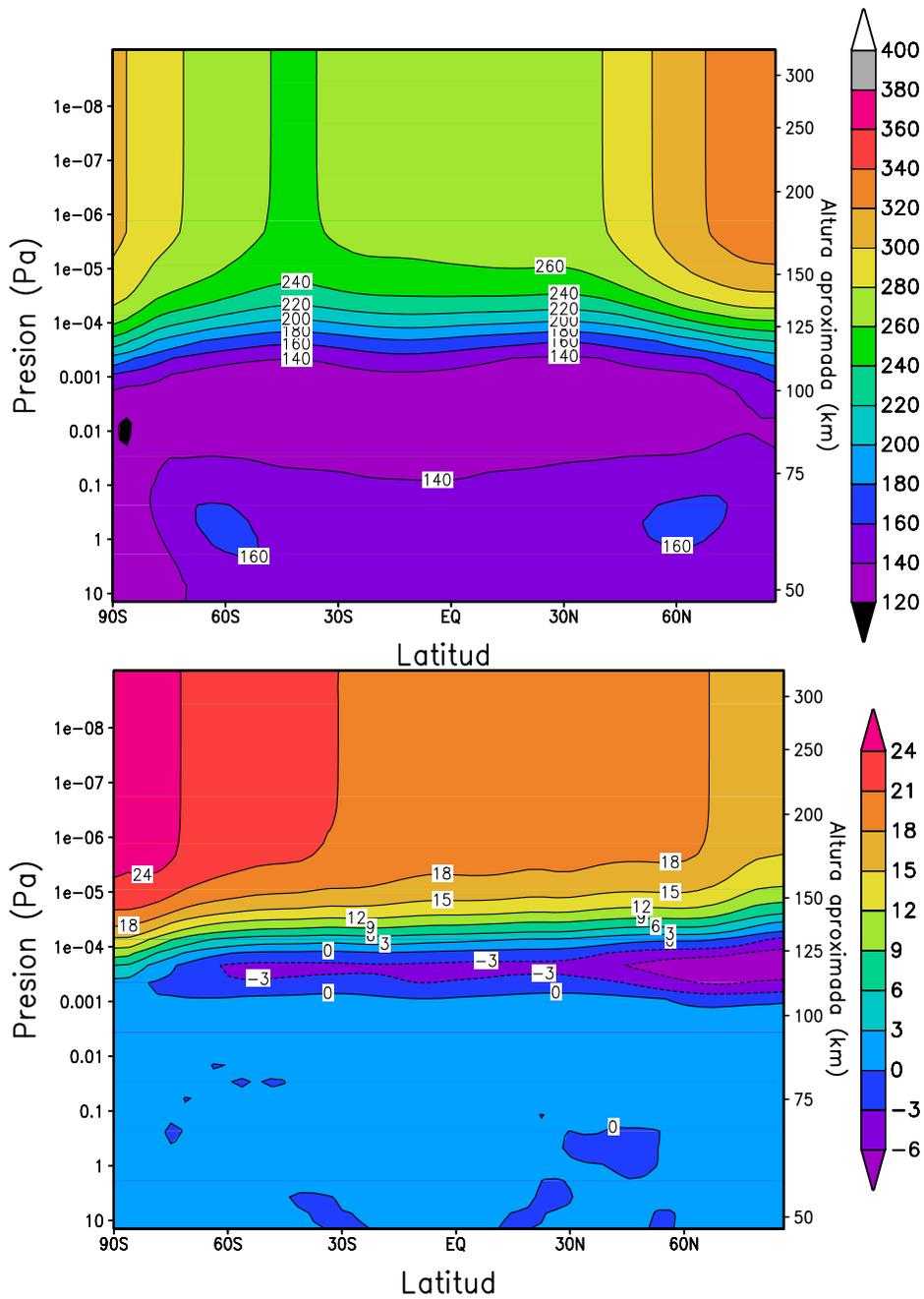


Fig. 5.7 Panel superior: Temperatura media zonal (K) en la alta termosfera obtenida en la simulación NOFQ;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias. Panel inferior: Diferencias NOFQ-NOMINAL.

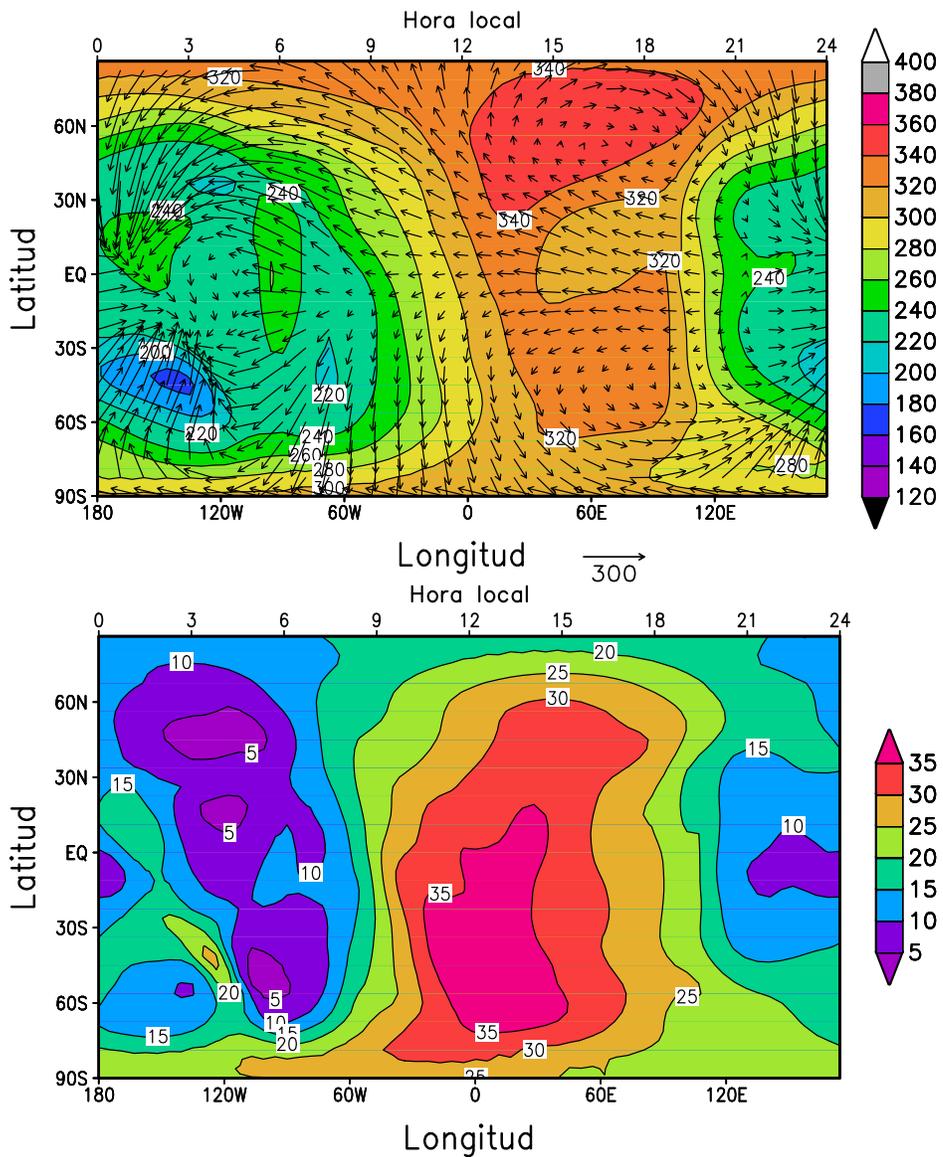


Fig. 5.8 Panel superior: Temperatura (K) en la alta termosfera obtenida en la simulación NOFQ;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias. Panel inferior: Diferencias NOFQ-NOMINAL.

La figura 5.8 muestra una sección longitud-latitud de la temperatura en la alta termosfera obtenida en la simulación NOFQ, directamente comparable a la obtenida en el caso nominal (figura 4.12), así como las diferencias entre ambas. Vemos que la estructura térmica es muy similar a la obtenida en el caso nominal, aunque el valor absoluto de la temperatura varía, siendo mayor en el caso en que no se considera la fotoquímica. Las diferencias son mayores durante el día, llegando a un máximo de unos 35 K, mientras que durante la noche las diferencias son generalmente del orden de unos 10 K, con un mínimo inferior a 5 K.

Para entender estas diferencias, notemos que deben estar relacionadas con diferencias en las composiciones atmosféricas obtenidas en ambas simulaciones. La figura 5.9 muestra esas diferencias para las razones de mezcla de  $\text{CO}_2$  y de oxígeno atómico. Podemos ver que en la simulación NOFQ la concentración de  $\text{CO}_2$  es mayor que en la nominal, y al revés para el oxígeno atómico. Esto no es sorprendente, ya que una de los principales reacciones en la termosfera es la fotodisociación de  $\text{CO}_2$ , dando lugar a CO y oxígeno atómico. Por tanto, cuando se elimina esta fotodisociación, la concentración de  $\text{CO}_2$  es mayor.

Como ya comentamos anteriormente, el  $\text{CO}_2$  absorbe la radiación UV y calienta la atmósfera más eficientemente que el oxígeno atómico. Por tanto, al aumentar la concentración de  $\text{CO}_2$  el calentamiento UV será mayor y la temperatura aumentará. En la figura 5.10 representamos la diferencia en el calentamiento UV producido por  $\text{CO}_2$  y oxígeno atómico. Vemos que el calentamiento producido por la absorción de radiación UV por oxígeno atómico es menor en la simulación NOFQ, debido a la menor concentración de este compuesto en tal caso. La disminución llega a ser de unos 180 K/día, siendo máxima en una capa centrada en  $10^{-6}$  Pa. Para el  $\text{CO}_2$  la situación es la contraria: aumenta el calentamiento UV debido a la mayor concentración, con un pico de 400 K/día a una presión de  $10^{-6}$  Pa. Vemos también que entre  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  Pa el calentamiento UV producido por  $\text{CO}_2$  es menor en la simulación NOFQ. La razón es que al aumentar la concentración de  $\text{CO}_2$  en las capas superiores, el espesor óptico aumenta, de modo que fotones que antes llegaban a estas capas ahora son absorbidos en capas superiores. El efecto combinado puede verse en la figura 5.11: el calentamiento UV total aumenta en todas las capas por encima de  $10^{-4}$  Pa, siendo este cambio máximo en el Ecuador a una presión de  $10^{-5}$  Pa, con un pico de unos 350 K/día, y con una ligera disminución del calentamiento UV total entre  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  Pa.

Por tanto, en resumen, podemos afirmar que la no consideración de la fotoquímica en el modelo provoca un aumento de la concentración de  $\text{CO}_2$  y una disminución de la de oxígeno atómico en la alta termosfera, lo cual hace que aumente el calentamiento UV total debido a la mayor eficiencia del dióxido de carbono en absorber la radiación UV. Esto provoca un aumento de la temperatura en la alta termosfera y un ligero enfriamiento en la baja termosfera. Además, pensamos que el modelo EMGCM produce todos estos efectos de un modo consistente y físicamente realista.

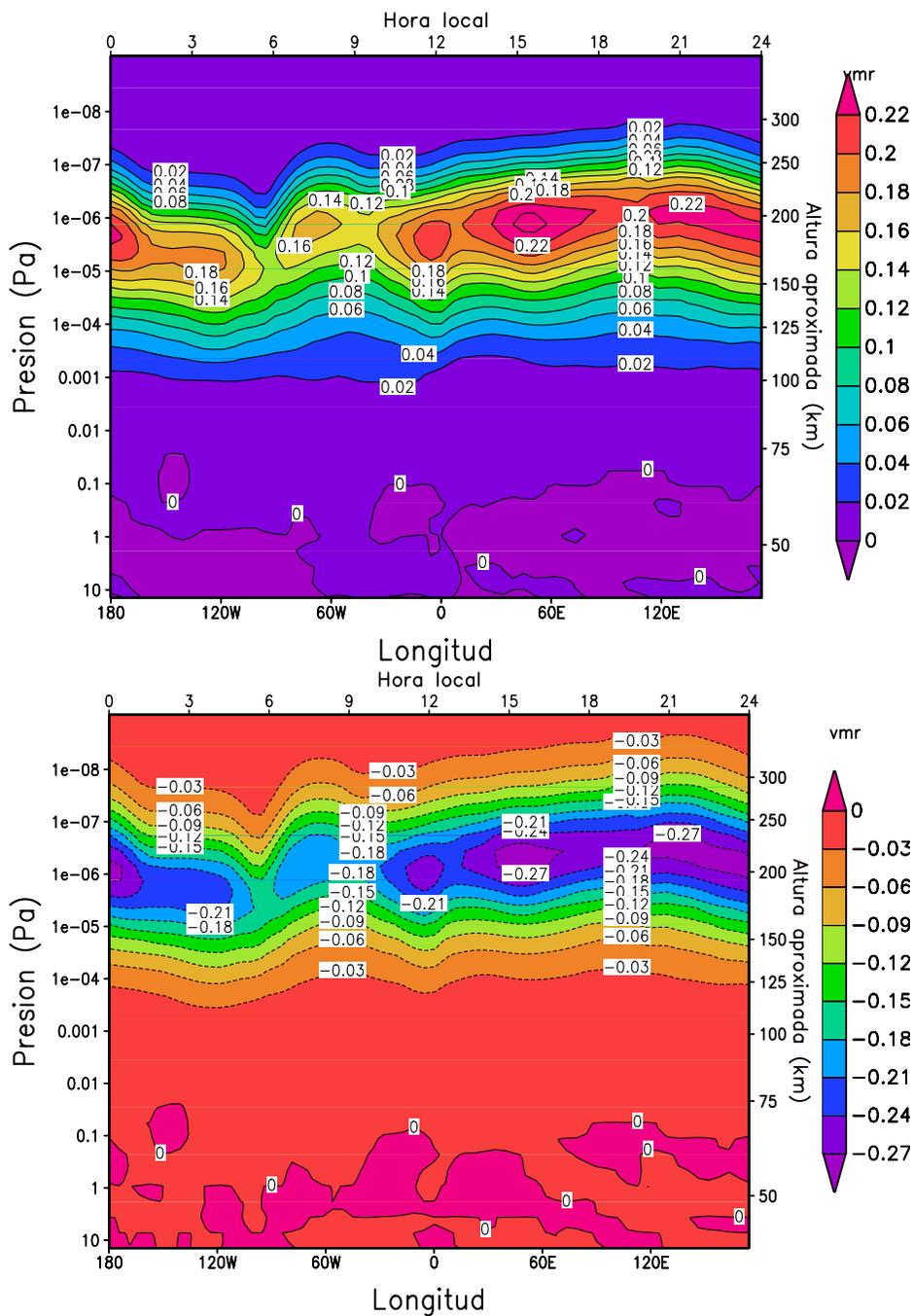


Fig. 5.9 Diferencias en la razón de mezcla de CO<sub>2</sub> (panel superior) y de O (panel inferior) entre la simulación NOFQ y la simulación nominal;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

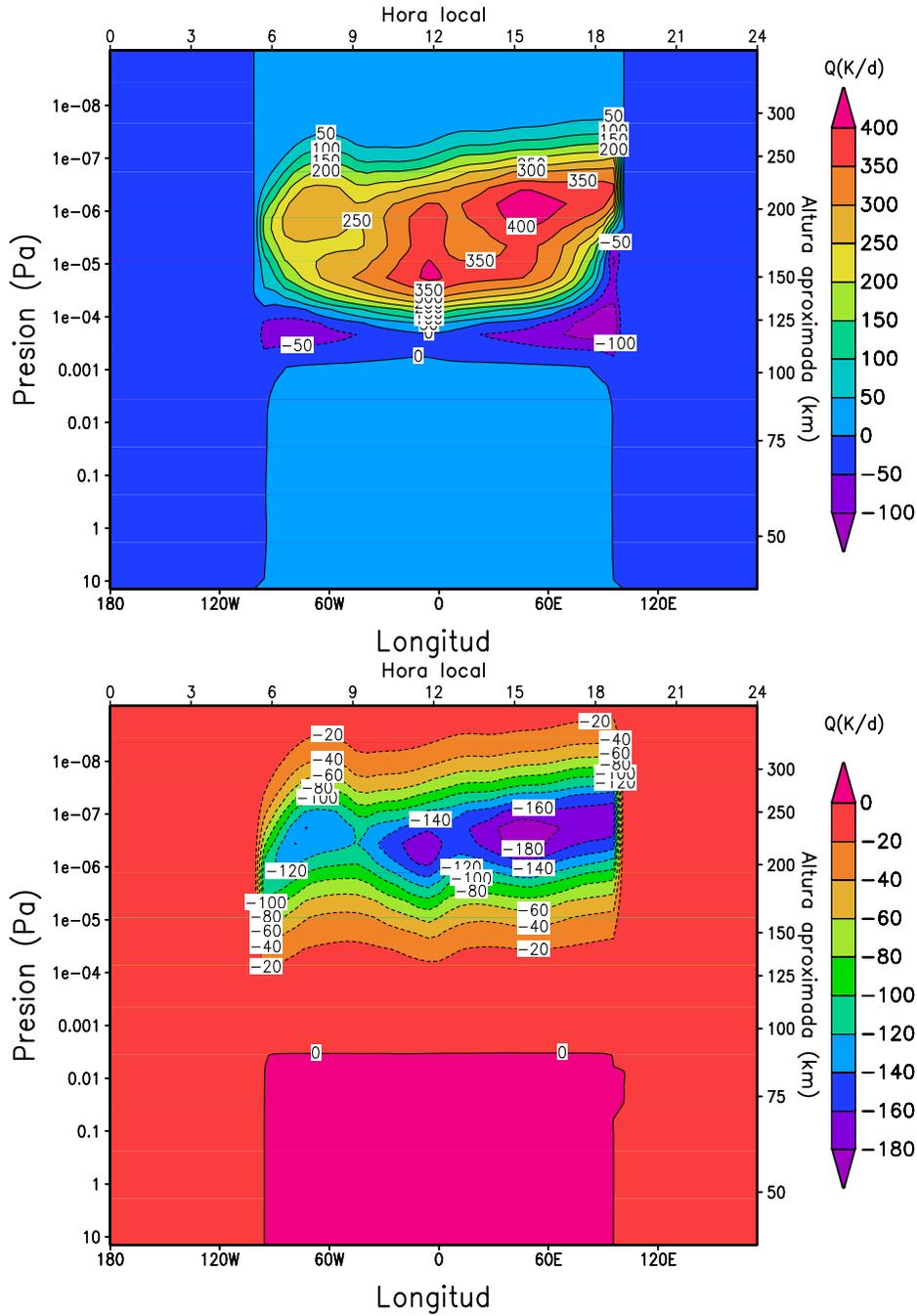


Fig. 5.10 Diferencias en el perfil ecuatorial de calentamiento UV producido por  $\text{CO}_2$  (panel superior) y  $\text{O}$  (panel inferior) entre la simulación NOFQ y la nominal;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

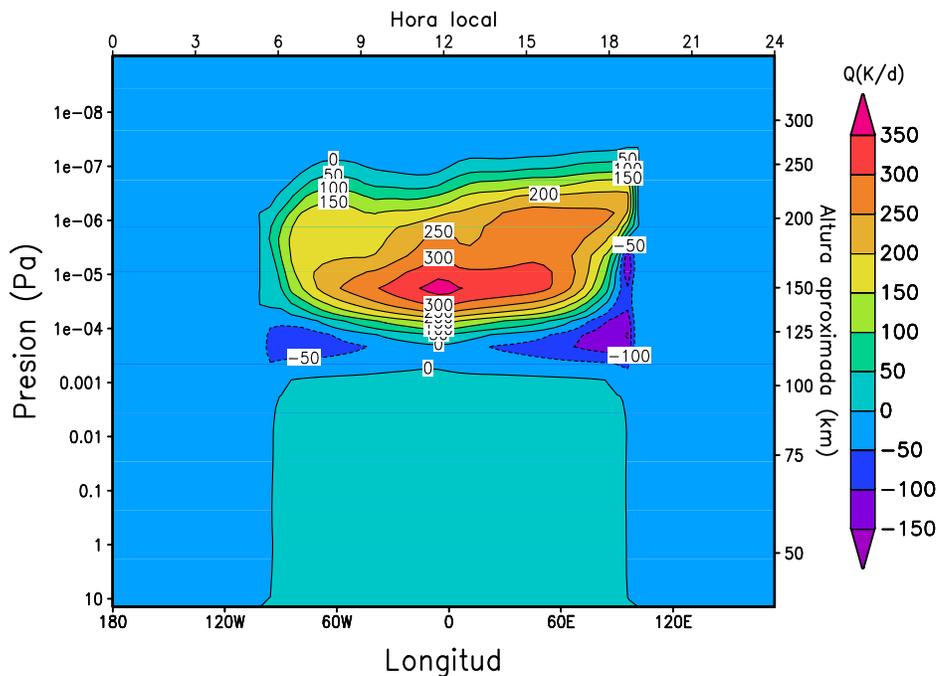


Fig. 5.11 Diferencias en el perfil ecuatorial de calentamiento UV total entre la simulación NOFQ y la nominal. Condiciones solares medias,  $L_s=0-30$

### 5.1.3 Tasa de desexcitación colisional $CO_2-O$

Las colisiones con oxígeno atómico son especialmente efectivas en desactivar o excitar los estados vibracionales  $v_2$  del  $CO_2$ , responsables de las emisiones del  $CO_2$  en  $15 \mu m$ , una importante componente del enfriamiento en la termosfera. A estas alturas, según los modelo de No-ETL, las poblaciones de estos niveles  $v_2$  vienen dadas por un balance entre la energía térmica ganada mediante colisiones con oxígeno atómico y la energía perdida hacia el espacio por emisión en  $15 \mu m$ . Cuando la atmósfera es ópticamente espesa, la pérdida por radiación es pequeña, y la energía extraída por colisiones es finalmente devuelta a la atmósfera, pero a partir de una cierta altura, toda la energía extraíble se emitirá, representando un enfriamiento neto, que aumenta con la eficiencia de extracción de energía térmica. La efectividad del proceso de excitación colisional depende de la concentración relativa de oxígeno atómico, así como de la tasa de transferencia de energía colisional  $CO_2-O$  que se adopte (*Bougher y col.*, 1994), la cual está sujeta a incertidumbres experimentales. La importancia de este proceso comenzó a ser estudiada en los años 70, cuando se sugirió que podía ser una de las causas por las que las temperaturas simuladas para la alta termosfera de Venus eran mayores que las observadas (*Crutzen*, 1970; *Dickinson*, 1976). Pero el valor de la tasa de excitación ha sido objeto de numerosos debates. Durante los años 80 muchos modelos usaron valores alrededor de  $4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$ , antes de la fuerte revisión al alza que modificó los modelos en los años 90, motivados por la revisión de *Sharma y Wintersteiner* (1991), por estimaciones a partir de medidas en absorción desde

satélites (por ejemplo, *López-Puertas y col.*, 1992) y por las primeras medidas experimentales tomadas a temperatura ambiente (*Shved y col.*, 1991; *Pollock y col.*, 1993), que han permitido dar a esta tasa un valor entre 1 y  $6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ . El valor más usado en los distintos modelos atmosféricos es  $3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ , que es también el que usamos en las simulaciones nominales del EMGCM.

Diferencias en el valor de esta tasa afectarán a la temperatura, principalmente en las capas donde el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  es más importante, y previsiblemente también en capas superiores. Para comprobarlo, hemos realizado dos simulaciones, en las cuales se adoptan los valores extremos permitidos por los estudios teóricos comentados anteriormente: 1 y  $6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$  (simulaciones k/3 y k\*2, a partir de ahora).

#### 5.1.3.1 Simulación k/3

En la figura 5.12 podemos observar la temperatura media zonal obtenida en esta simulación k/3 (panel superior) así como sus diferencias respecto al caso nominal (panel inferior) . El efecto de dividir entre 3 este coeficiente colisional es un fuerte aumento de las temperaturas medias zonales en las capas altas de la atmósfera. Este aumento llega a ser de hasta 90 K en la región de latitud 30 N. Las diferencias de temperatura empiezan a ser apreciables por encima de 0.01 Pa, siendo muy pequeñas por debajo.

En la figura 5.13 representamos la sección longitud-latitud de la temperatura en la alta termosfera obtenida en la simulación k/3, así como las diferencias respecto a la simulación nominal. Comparando con la figura 4.12 vemos que, aunque a grandes rasgos la estructura térmica de la alta termosfera es similar a la que se obtuvo en el caso nominal, aparecen algunas diferencias. El máximo de temperatura anterior al atardecer en el hemisferio Sur se hace menos evidente, aparece una zona fría en latitudes bajas y medias del hemisferio Sur antes de medianoche que en la figura 4.12 no está presente, y el mínimo de temperatura en latitudes medias del hemisferio Sur posterior al amanecer es más intenso. Si analizamos las diferencias con respecto a la simulación nominal, vemos que la simulación k/3 da lugar a temperaturas bastante más elevadas, como esperábamos. Las diferencias son máximas (hasta 120 K) en el hemisferio Sur después de medianoche y mínimas (20 K) en el Ecuador antes de medianoche.

Dado que el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  no actúa eficientemente en la alta termosfera, donde las colisiones son infrecuentes, (ver, por ejemplo, figura 4.26), las diferencias en las temperaturas en estas capas deben estar provocadas por diferencias de temperaturas a alturas inferiores, como podemos comprobar en la figura 5.12 y la figura 5.14, donde representamos la diferencia en la sección longitud-presión de la temperatura en el ecuador respecto al caso nominal. Las diferencias de temperatura empiezan a ser apreciables a partir del nivel de presión de  $10^{-2} \text{ Pa}$ , y crecen con la altura en las capas bajas de la termosfera hasta llegar a su máximo valor en torno a 140-150 km, a partir de donde se mantienen prácticamente constantes. Por tanto, el origen de las diferencias de temperatura en la alta termosfera está en las diferencias que se producen en capas más bajas, como consecuencia, como hemos comentado en repetidas ocasiones, de la alta eficiencia de la conexión entre ambas regiones mediante la conducción térmica.

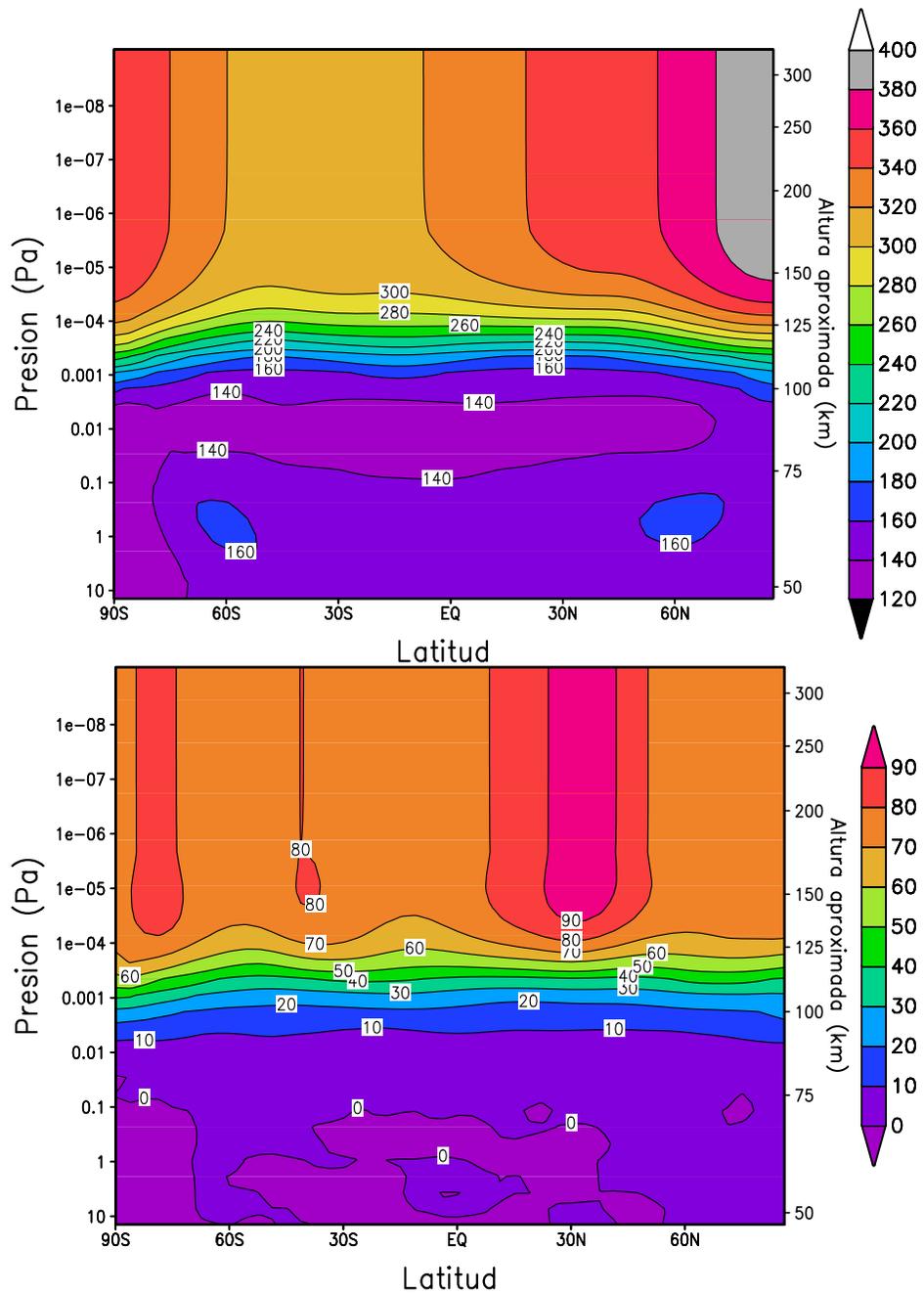


Fig. 5.12 Panel superior: Temperatura media zonal, en [K], obtenida en la simulación k/3. Panel derecho: Diferencias k/3-NOMINAL;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

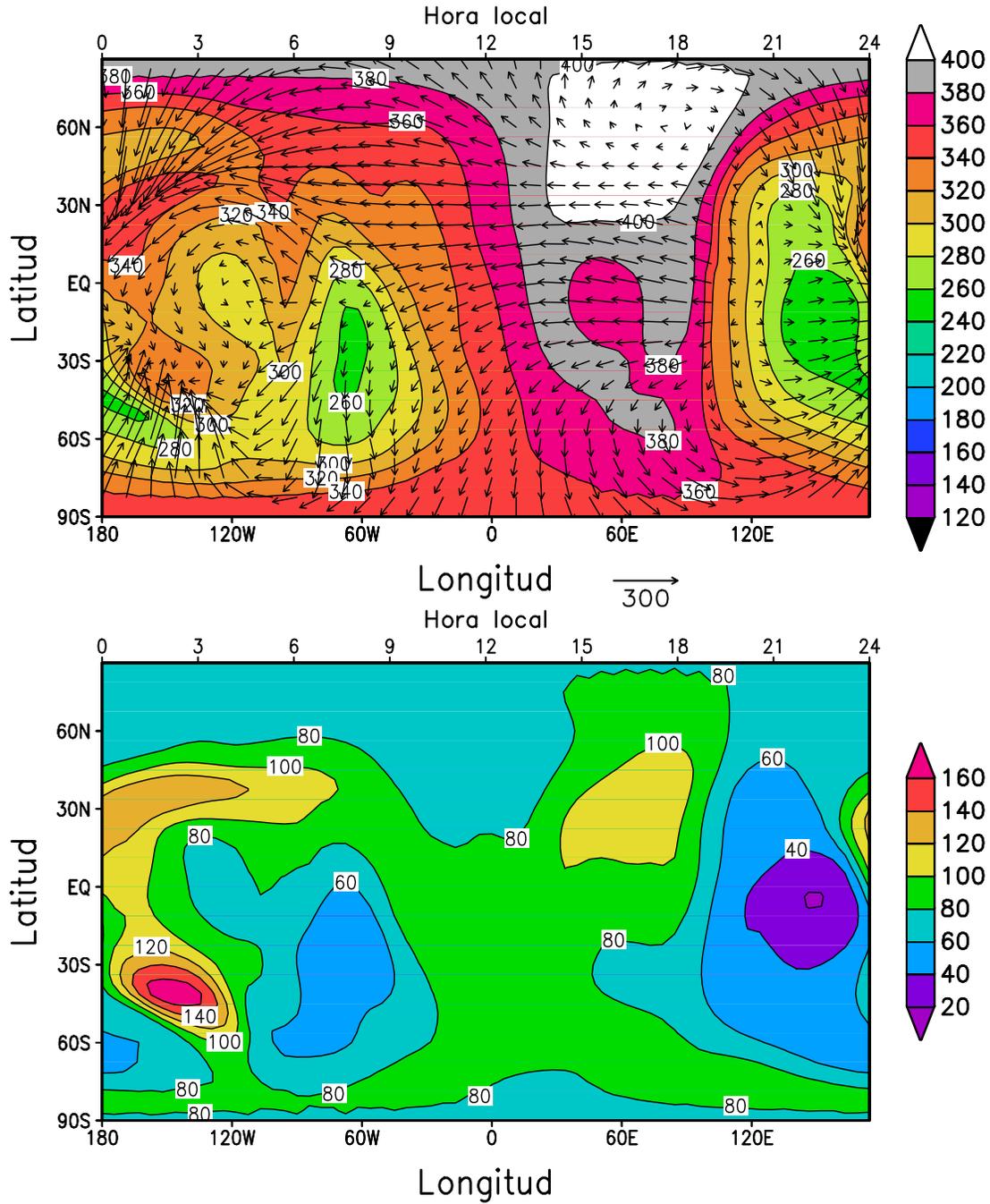


Fig. 5.13 Panel superior: Temperatura en la alta termosfera obtenida en la simulación k/3. Panel derecho: Diferencias k/3-NOMINAL;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

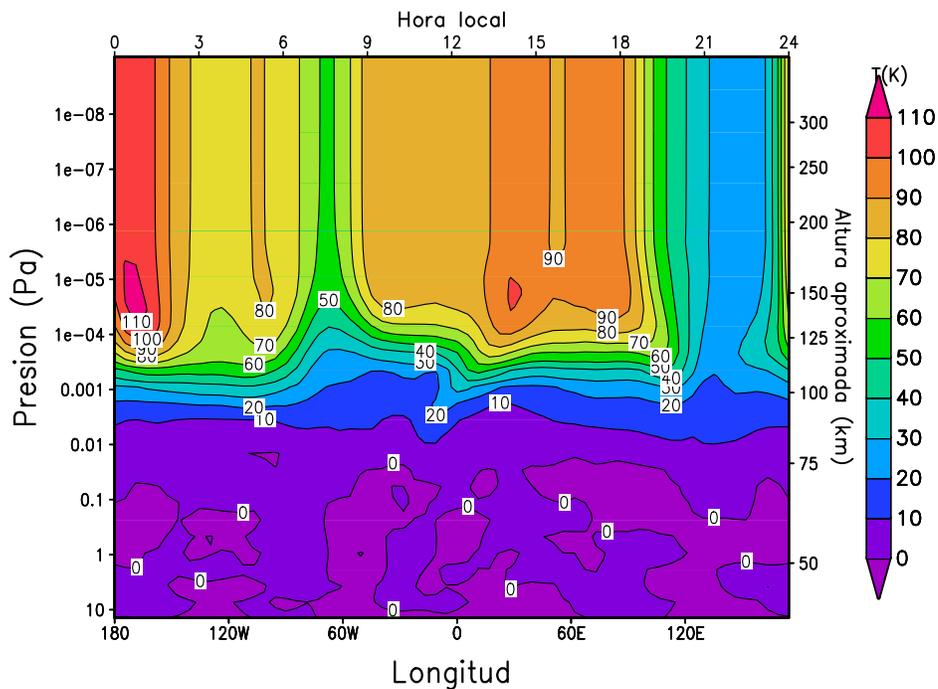


Fig. 5.14 Diferencia k/3-NOMINAL de la sección longitud-presión de la temperatura en el ecuador,  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

En la figura 5.15 podemos observar las diferencias en el perfil ecuatorial del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  entre la simulación k/3 y la nominal. Las máximas diferencias, de unos 120 K/día (positivas, es decir, en la simulación nominal el enfriamiento es mayor), aparecen en capas de presión de entre  $10^{-3}$  y  $10^{-5}$  Pa, con el máximo justo antes de medianoche. Aparecen también algunas zonas en que la diferencia es negativa, es decir, en la simulación k/3 el enfriamiento es más importante. Estas zonas están situadas en capas de presión entre  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  Pa, cerca de medianoche y mediodía. Aunque a primera vista esto parece contrario a lo que se esperaría al disminuir la eficiencia de este término de enfriamiento, hay que tener en cuenta que el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , como ya hemos comentado, tiene una dependencia bastante fuerte con la temperatura y su gradiente vertical. Al hacerse éstos más importantes, no es extraño que en algunas zonas este efecto contrarreste a la disminución de la tasa de excitación, haciendo que el enfriamiento aumente (diferencias negativas en la gráfica). La figura 5.15 muestra que esto ocurre precisamente en las zonas donde la diferencia de temperatura es mayor, concretamente cerca de medianoche y de mediodía.

Podemos analizar la situación también mediante un perfil 1-D de los distintos términos de calentamiento/enfriamiento. Estos perfiles, obtenidos a  $\text{lat}=0$  y  $\text{lon}=0$ , así como sus diferencias con respecto a los obtenidos en el caso nominal, se presentan en la figura 5.16. Como comentábamos anteriormente, la diferencia en el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  es negativa a una presión de unos  $10^{-3}$  Pa y positiva en capas superiores. El enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  no es el único proceso

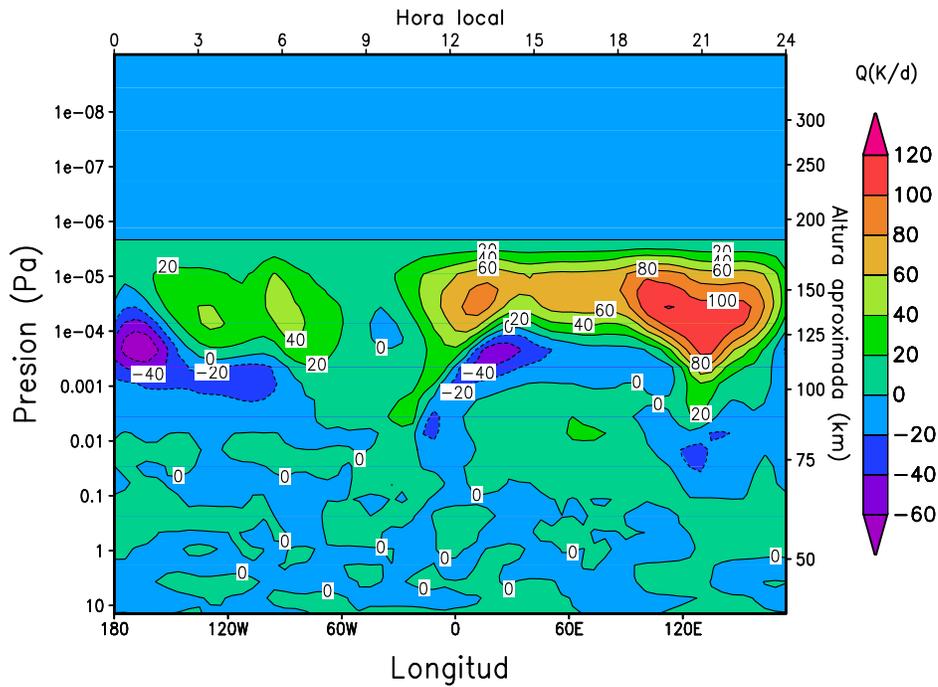


Fig. 5.15 Diferencias  $k/3$ -NOMINAL del perfil ecuatorial de enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , condiciones solares medias,  $L_s=0-30$

térmico que sufre variaciones: también lo hacen la conducción térmica (lo cual es esperable, pues reacciona intentando compensar el menor enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  para equilibrar el calentamiento UV) y también, aunque muy ligeramente, el calentamiento UV. Esto último se puede deber a que los cambios en la temperatura provocan cambios en las concentraciones relativas de los distintos compuestos, debidos bien a cambios hidrostáticos o en las escalas de altura, bien a modificaciones en el patrón de vientos.

En resumen, dividir entre 3 la tasa de excitación de niveles vibracionales de  $\text{CO}_2$  por colisiones con oxígeno atómico provocan un aumento global de las temperaturas en la alta termosfera, que en algunos puntos puede llegar a ser de hasta 100 K.

#### 5.1.3.2 Simulación $k^*2$

Representamos en la figura 5.17 la diferencia entre la temperatura media zonal obtenida en esta simulación y la obtenida para la simulación nominal. En este caso, vemos que la temperatura termosférica obtenida en la simulación  $k^*2$  es menor que en el caso nominal, llegando las diferencias hasta unos 40 K. Como en la simulación anterior, las diferencias de temperatura sólo se producen en capas de presión inferior a 0.01 Pa. Tenemos por tanto una situación opuesta al caso anterior, como podemos confirmar también examinando la figura 5.18, donde se representa la sección longitud-presión de la temperatura en la región ecuatorial, y su diferencia con respecto al caso nominal. Los comentarios que se realizaron en el caso anterior son completamente

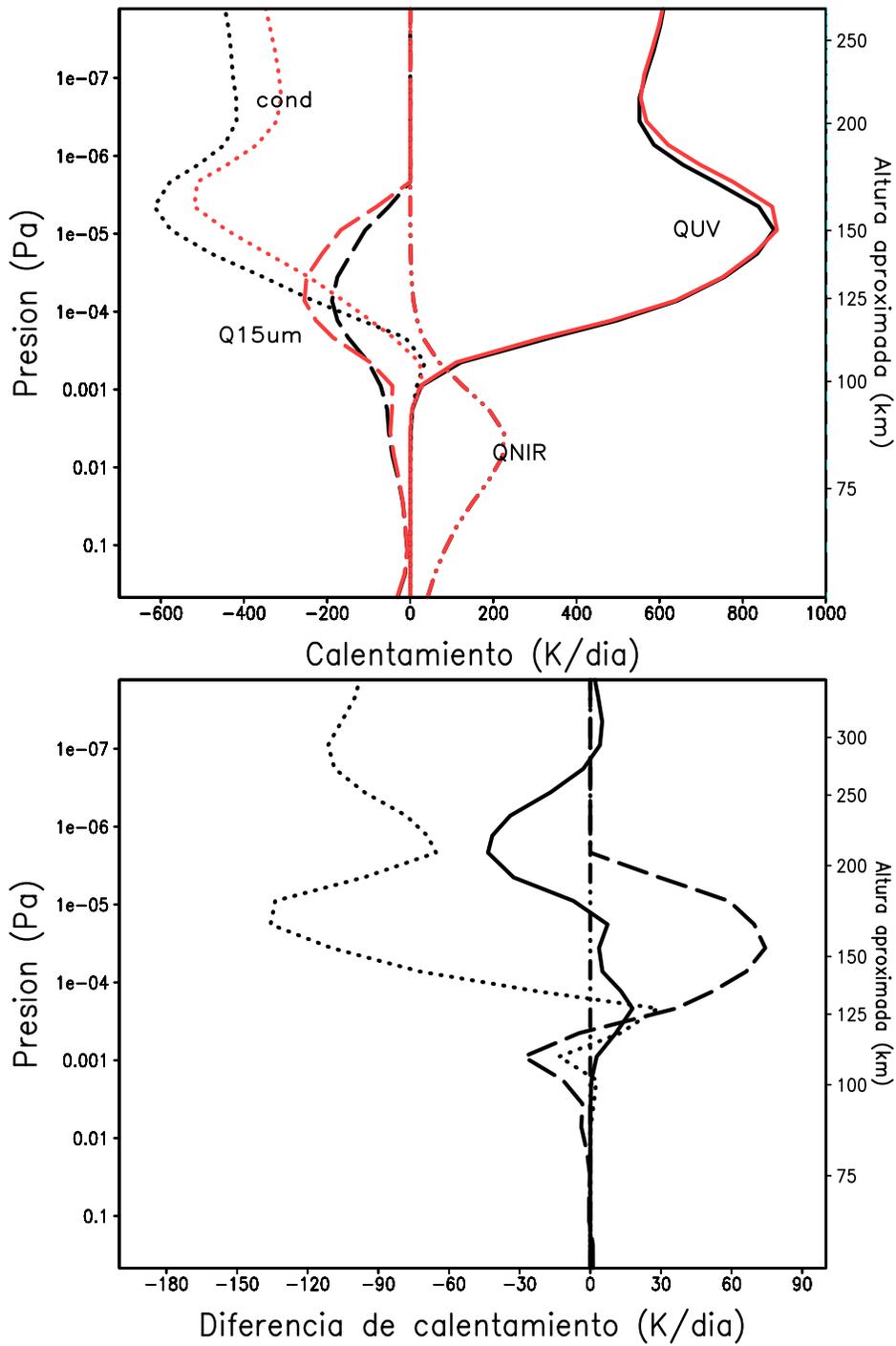


Fig. 5.16 Panel superior: Perfil ecuatorial de términos de calentamiento/enfriamiento obtenido en la simulación  $k/3$  (líneas negras) y en la simulación nominal (líneas rojas). Panel inferior: Diferencias entre ellos; línea sólida: calentamiento UV; línea de puntos: conducción térmica; línea de trazos y puntos: calentamiento en el IR cercano; línea de trazos largos: enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ ;  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

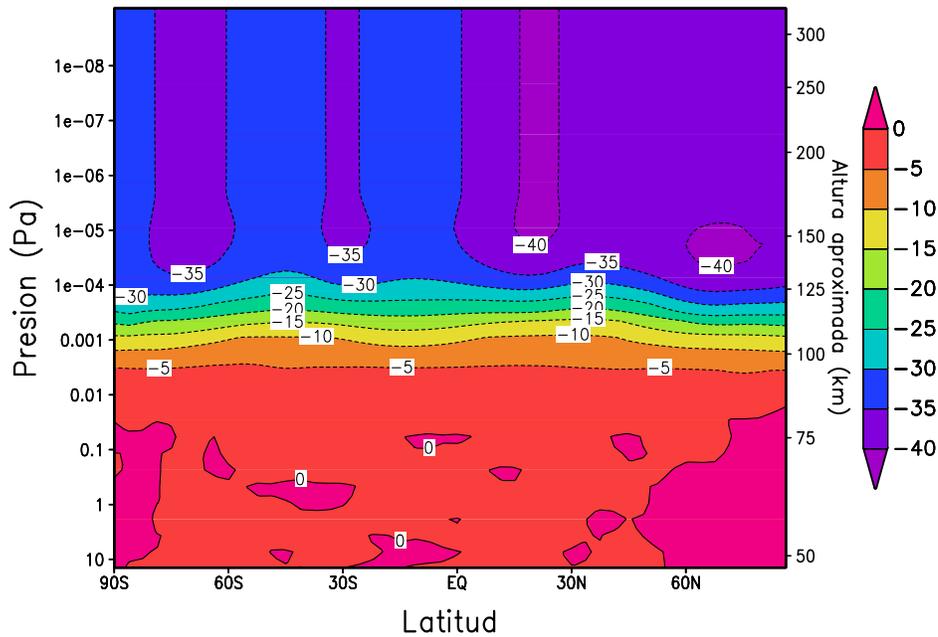


Fig. 5.17 Diferencia  $k^*2$ -NOMINAL de la temperatura media zonal, en [K],  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

válidos para éste, sin más que cambiar el signo de las diferencias de temperatura.

#### 5.1.4 Resumen pruebas de sensibilidad

En páginas anteriores hemos estudiado los efectos sobre la temperatura de la alta atmósfera de variar diversos parámetros o eliminar algunos procesos. Resumimos los resultados de estas pruebas en la tabla 5.1, en la cual se dan los valores de la temperatura máxima absoluta ( $T_{max}$ ), la temperatura mínima absoluta ( $T_{min}$ ), la temperatura media diurna ( $\bar{T}_d$ ), la temperatura media nocturna ( $\bar{T}_n$ ) y la temperatura media absoluta ( $\bar{T}$ ) obtenidos en las diversas pruebas de sensibilidad, así como las diferencias (absolutas y relativas) respecto a las temperaturas obtenidas en la simulación nominal.

En la sección 4.6 estudiamos la temperatura obtenida por el EMGCM para diversas condiciones estacionales y de flujo solar, comparando con resultados observacionales. La conclusión general era que las temperaturas obtenidas con el EMGCM son aproximadamente un 15% mayores que las medidas y que las simuladas por modelos anteriores. Vemos que la variación de la eficiencia de calentamiento UV, pasando de un 22% a un 16%, y el aumento en un factor 2 de la tasa de excitación del  $\text{CO}_2$  por colisiones con oxígeno atómico, provocan una disminución similar de las temperaturas en la alta termosfera, ligeramente inferior a un 15%. Esta disminución produciría un acuerdo mejor con los datos disponibles, como puede comprobarse en la figura 5.19, similar a la figura 4.79, pero en la cual la temperatura termosférica obtenida por el EMGCM se ha disminuído en un 15%.

Este resultado parecen favorecer valores más bajos para la eficiencia de calentamiento UV

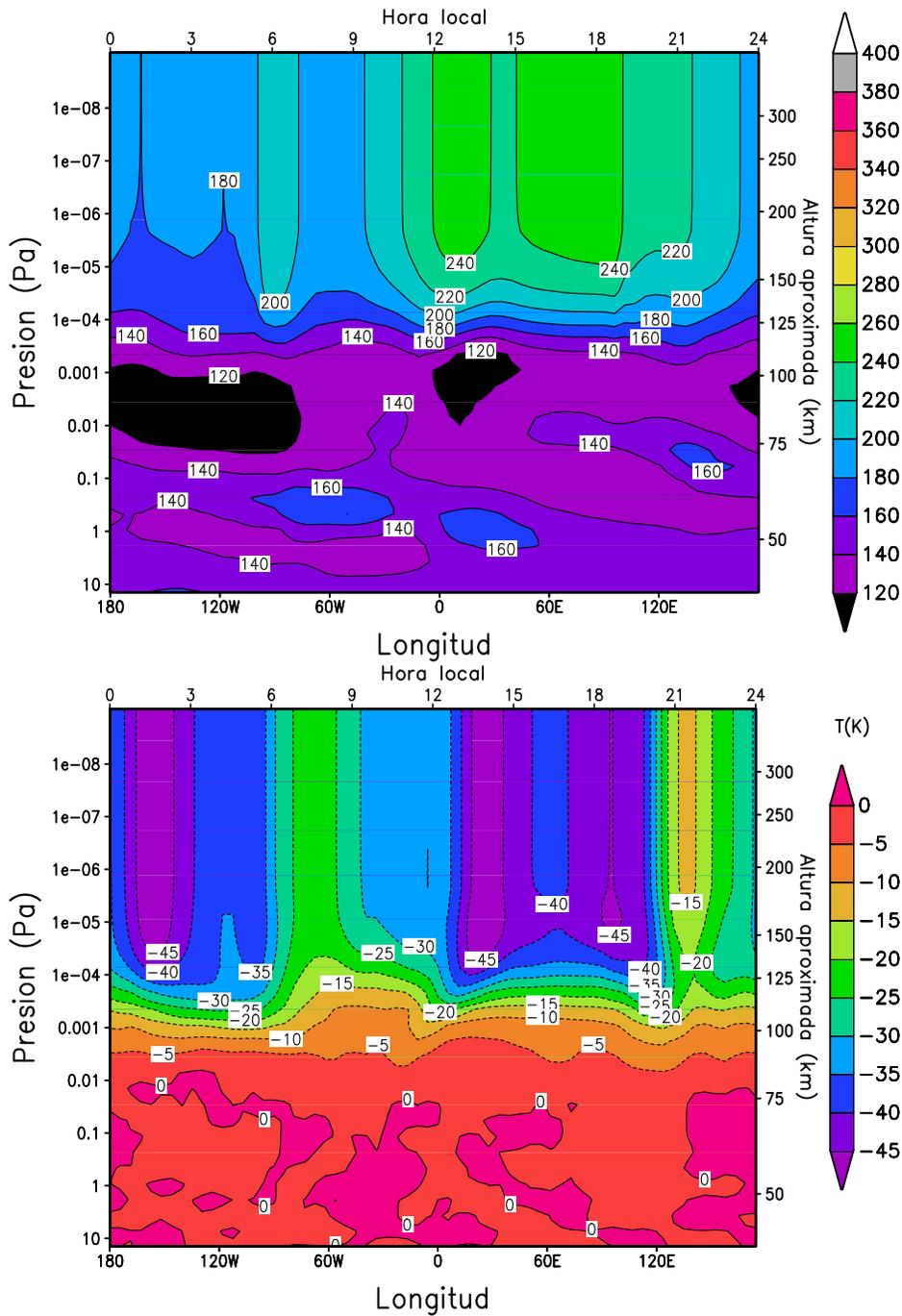


Fig. 5.18 Panel superior: Perfil ecuatorial de temperatura obtenido en la simulación k\*2. Panel inferior: Diferencia de temperatura k\*2-NOMINAL,  $L_s=0-30$ , condiciones solares medias

	Nom.	EUV16	Nofoto	k*2	k/3
$T_{max}$	327.5	278.4	358.8	288.2	420.1
$\Delta T_{max}$	-	-49.1 (-15%)	+31.3 (+9.6%)	-39.3 (-12%)	+92.6 (+28.3%)
$T_{min}$	159.2	139.2	175.4	129.6	242.8
$\Delta T_{min}$	-	-20.0 (-12.6%)	+16.2 (+10.2%)	-29.6 (-18.6%)	+83.6 (+52.5%)
$\bar{T}_d$	270.6	231.4	295.5	233.7	352.4
$\Delta \bar{T}_d$	-	-39.2 (-14.5%)	+24.9 (+9.2%)	-36.9 (-13.6%)	+81.8 (+30.2%)
$\bar{T}_n$	228.5	200.1	241.2	193.9	305.1
$\Delta \bar{T}_n$	-	-28.4 (-12.4%)	+12.7 (+5.6%)	-34.6 (-15.1%)	+76.6 (+33.5%)
$\bar{T}$	253.8	218.9	273.8	217.7	333.5
$\Delta \bar{T}$	-	-34.9 (-13.7%)	+20.0 (+7.9%)	-36.1 (-14.2%)	+79.7 (+31.4%)

Tabla 5.1 Temperatura de la alta termosfera producidas por las pruebas de sensibilidad, y diferencias respecto al caso nominal (MODIF-NOM).  $T_{max}$  es la temperatura máxima absoluta,  $T_{min}$  la temperatura mínima absoluta,  $\bar{T}_d$  es la temperatura media del área iluminada,  $\bar{T}_n$  la temperatura media del área nocturna y  $\bar{T}$  la temperatura media absoluta. Todos los valores en K, salvo los porcentajes de cambio.

o más altos para la tasas de desexcitación colisional de  $\text{CO}_2$  de los que se usan normalmente en los MCG. Sin embargo, esto no deja de ser un resultado provisional. Las simulaciones no se han diseñado para simular los resultados observacionales que estamos considerando. Para ello habría que estudiar individualmente los distintos resultados, e introducir en el modelo valores adecuados para la distribución de polvo, las condiciones solares, el AZS, etc., de las condiciones en que se han obtenido los resultados. Por tanto, será importante en el futuro realizar una comparación más rigurosa con datos de estas y otras misiones que están aportando nuevos datos, como la Mars Express, para ratificar este resultado.

## 5.2 Comparaciones con el MTGCM

Parte esencial de la validación de un modelo nuevo, como es la extensión a la termosfera del EMGCM, debe ser la comparación de sus resultados con los de otros modelos anteriores. En este caso, el único MCG termosférico ya desarrollado y contrastado con observaciones es, como comentamos en el apéndice G, el MTGCM (*Bougher y col.*, 1999, 2000, 2002). Este modelo ha sido recientemente acoplado al NASA Ames MCG al nivel de  $1.32 \mu\text{bar}$  (*Bougher y col.*, 2004, 2006). Este acoplamiento persigue incluir de un modo preciso (con alta resolución espacial y temporal en la condición de frontera del MTGCM) la propagación de mareas y ondas que se

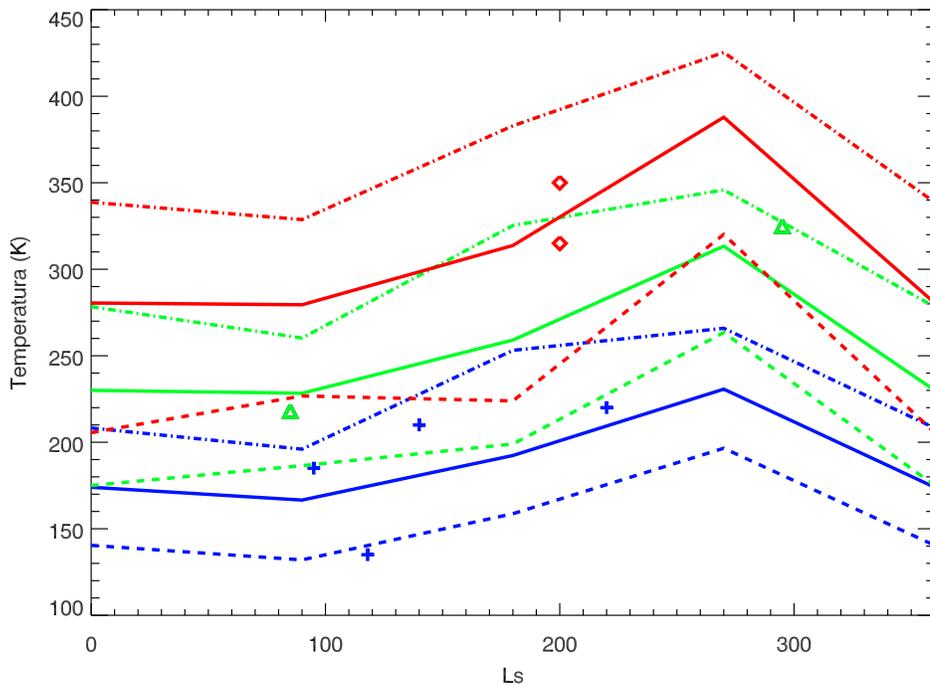


Fig. 5.19 Variabilidad estacional y con las condiciones solares de las temperaturas del EMGCM, disminuyendo en un 15% las temperaturas obtenidas en el caso nominal, comparando con resultados de diversas misiones.

generan en la baja atmósfera hasta la alta atmósfera; sin embargo, no hay acoplamiento en el sentido inverso, es decir, los procesos que afectan a la alta atmósfera no tienen consecuencias sobre las capas inferiores. En el EMGCM, en cambio, no existe semejante transición, lo que permite un acoplamiento más natural y bidireccional entre la alta y baja atmósferas.

Estas comparaciones forman parte de una campaña de intercomparación planeada a largo plazo entre ambos equipos científicos, cuyos resultados ya están dando fruto (*González-Galindo y col., 2006*). Sin embargo, debemos reseñar que los resultados son aún preliminares en cuanto que dicha campaña continúa. En este capítulo presentamos el estado de la misma y los resultados principales en el momento presente. La investigación presentada en esta sección está íntimamente relacionada con la de la sección anterior, pues como parte de este trabajo de intercomparación, los modelos son sujetos a modificaciones para eliminar fuentes de discrepancias, lo cual representa ejercicios de sensibilidad del mismo tipo que los comentados en la sección anterior. Ello permite estudiar el impacto de algunos procesos más (en concreto, el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  y el flujo solar) sobre el comportamiento de la atmósfera alta de Marte.

### 5.2.1 Filosofía y escenarios

La idea principal que subyace en esta campaña de intercomparación es mantener ambos modelos básicamente sin cambios para poder estudiar las diferencias entre los resultados nominales. Sin embargo, en caso de identificar potenciales fuentes de discrepancia entre ambos modelos, se

Niveles MTGCM	Niveles EMGCM
$Z_p$	Presión (Pa)
-2.0	$10^{-3}$
0.0	$10^{-4}$
4.0	$2 \cdot 10^{-6}$
9.0	$1.5 \cdot 10^{-8}$

Tabla 5.2 Relación entre los niveles de referencia usados en la vertical por ambos modelos

introducen modificaciones en los escenarios nominales para examinar si los efectos de tratar los mismos procesos de modos distintos puede acercar los modelos entre sí.

Un punto básico de esta intercomparación es el diseño adecuado de los escenarios, es decir, los parámetros de entrada que se van a utilizar en las simulaciones, y que obviamente deben ser idénticos para los dos modelos. Se intentó que estos escenarios fueran lo más simples posible, pero cercanos a escenarios reales. De este modo, en caso de discrepancias entre ambos modelos, se podría recurrir eventualmente a datos experimentales para comprobar qué modelo reproduce mejor la realidad. Teniendo esto en cuenta, se decidió utilizar los tres siguientes escenarios:

- Escenario #1;  $L_s=0$ , sin polvo
- Escenario #2;  $L_s=90$ , distribución ligera de polvo
- Escenario #3;  $L_s=270$ , distribución pesada de polvo

Para los escenarios #2 y #3 se utiliza una distribución homogénea de polvo en la dimensión horizontal (lat-lon), mientras que la distribución vertical viene dada por una distribución de Conrath (Conrath, 1975), con valores  $\tau = 0.3$  y  $\tau = 1$  para la opacidad integrada del polvo en el visible, y con valores del parámetro de Conrath de 0.3 y 0.03, respectivamente. Este parámetro describe la distribución vertical del polvo, de modo que a mayor valor del parámetro, más concentrado está el polvo en las capas inferiores. Ambos modelos utilizan los mismos valores para la eficiencia de calentamiento UV ( $\epsilon=18\%$ ) y para la tasa de excitación de niveles de  $\text{CO}_2$  por colisiones con oxígeno atómico,  $K_{VT} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ . En todos los casos se usan flujos solares adecuados para condiciones solares medias. En el futuro se pretende estudiar también la variabilidad con el ciclo solar que ambos modelos obtienen.

Los resultados que hemos analizado y que mostramos a continuación corresponden a promedios durante 10 días marcianos centrados en el valor de  $L_s$  correspondiente, siguiendo la recomendación del estudio de variabilidad presentado en la sección 4.3.3. Ambos modelos producen en cada ejecución un elevado número de datos, que se pueden representar de diversos modos. El examen exhaustivo de todos requiere considerable esfuerzo y un número elevado de exámenes visuales de diversos mapas. Nosotros nos centraremos en una selección representativa de ellos. Se ha comenzado con los escenarios #2 y #3, más sencillos de implementar, pues el escenario #1 requiere ciertas modificaciones en los modelos y aún no se tienen resultados para este caso. Utilizaremos principalmente, en esta fase de la campaña, mapas de medias zonales,

en los que se muestra la variación con la altura y la latitud de medias longitudinales (esto es, zonales) de la variable en cuestión, dejando los detalles de la variabilidad longitudinal para etapas posteriores de la campaña. En los mapas de ambos modelos se utilizan, para la coordenada vertical, capas de presión constante, aunque ambos modelos usen referencias internas diferentes. La relación entre ambas se resume en la tabla 5.2. Hemos incluido en los mapas una escala vertical de alturas, para facilitar la comparación; nótese que son alturas aproximadas, pues la atmósfera marciana se contrae y expande considerablemente con la estación, y mientras no se diga lo contrario, corresponden estrictamente al perfil ecuatorial. Asimismo hemos intentado utilizar colores similares para valores similares, pero no siempre coinciden, lo que indicamos a pie de figura a modo de advertencia.

## 5.2.2 Resultados modelos nominales

### 5.2.2.1 Escenario #2. $L_s=90$ y distribución ligera de polvo

La figura 5.20 muestra la temperatura media zonal obtenida en ambos modelos. Hay diferencias notables entre ellos. En particular, las temperaturas obtenidas con el EMGCM en el hemisferio S son significativamente mayores que las obtenidas por el MTGCM a todas las alturas. En el hemisferio N, las temperaturas termosféricas máximas son similares, unos 220 K en ambos casos, aunque para el EMGCM el máximo se localiza en una latitud de aproximadamente 60N y en el MTGCM el máximo aparece en regiones polares. En general, las temperaturas en la alta termosfera obtenidas con el EMGCM presentan un gradiente latitudinal menos acusado que las del MTGCM. En capas más bajas, las temperaturas dadas por ambos modelos son similares, excepto en la región polar del hemisferio S (invierno polar), donde el EMGCM presenta un calentamiento polar muy acusado (ya descrito en la sección 4.3.2), no aparente en los resultados de MTGCM.

En cuanto al calentamiento UV, la figura 5.21 nos permite comprobar que en ambos modelos la estructura general es similar, con un calentamiento máximo en las altas latitudes del hemisferio N, que disminuye progresivamente al desplazarnos hacia el S, hasta hacerse nulo en la noche polar. No obstante, hay algunas diferencias: la capa donde este término de calentamiento es máximo parece más amplia en el EMGCM, donde además el calentamiento máximo es menor que para el MTGCM (650 K frente a 850K). Fuera de este máximo los valores obtenidos en ambos modelos son similares. Si observamos la línea de calentamiento del máximo a 650 K/día, en el MTGCM se extiende entre 130 y 190 km, de modo similar al EMGCM, y podría decirse que dentro de esa región parece existir un componente de calentamiento en el MTGCM, y no en el EMGCM, de unos 250 K/día adicionales. Aún no hemos identificado la fuente de este calentamiento extra en el MTGCM. Otra diferencia entre los modelos parece ser la altura del máximo para ángulos cenitales (AZS) mayores, o equivalentemente, cuando nos movemos hacia latitudes altas del H. Sur. La capa donde ocurre este máximo se mantiene a una altura fija en el EMGCM, en torno a 145 km, mientras que parece aumentar continuamente en el MTGCM. Esto, junto con la abrupta transición en el EMGCM a 75S y la estructura mas ruidosa de los

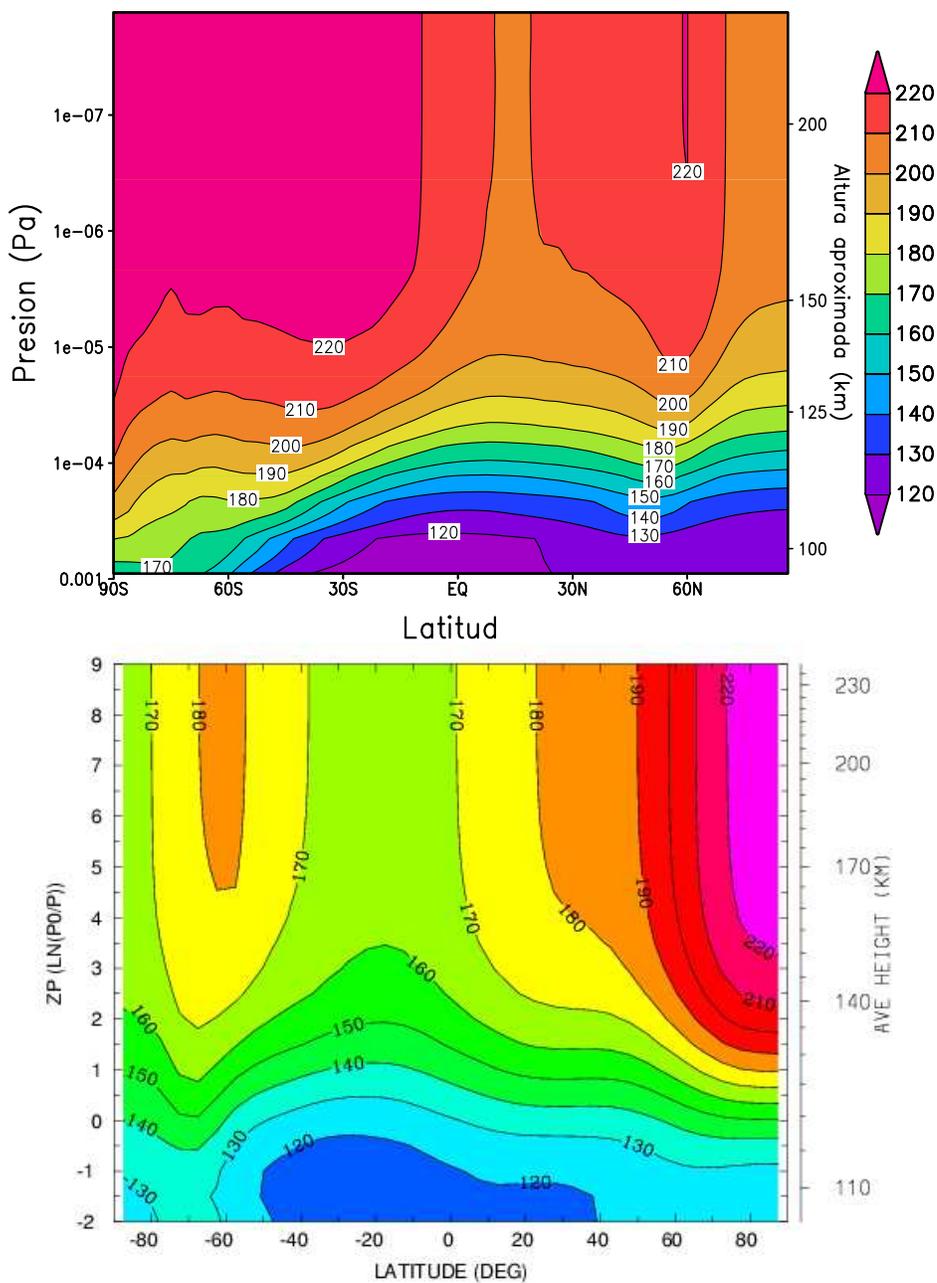


Fig. 5.20 Temperatura media zonal obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #2:  $L_s=90$ . Nótese la diferente escala de color

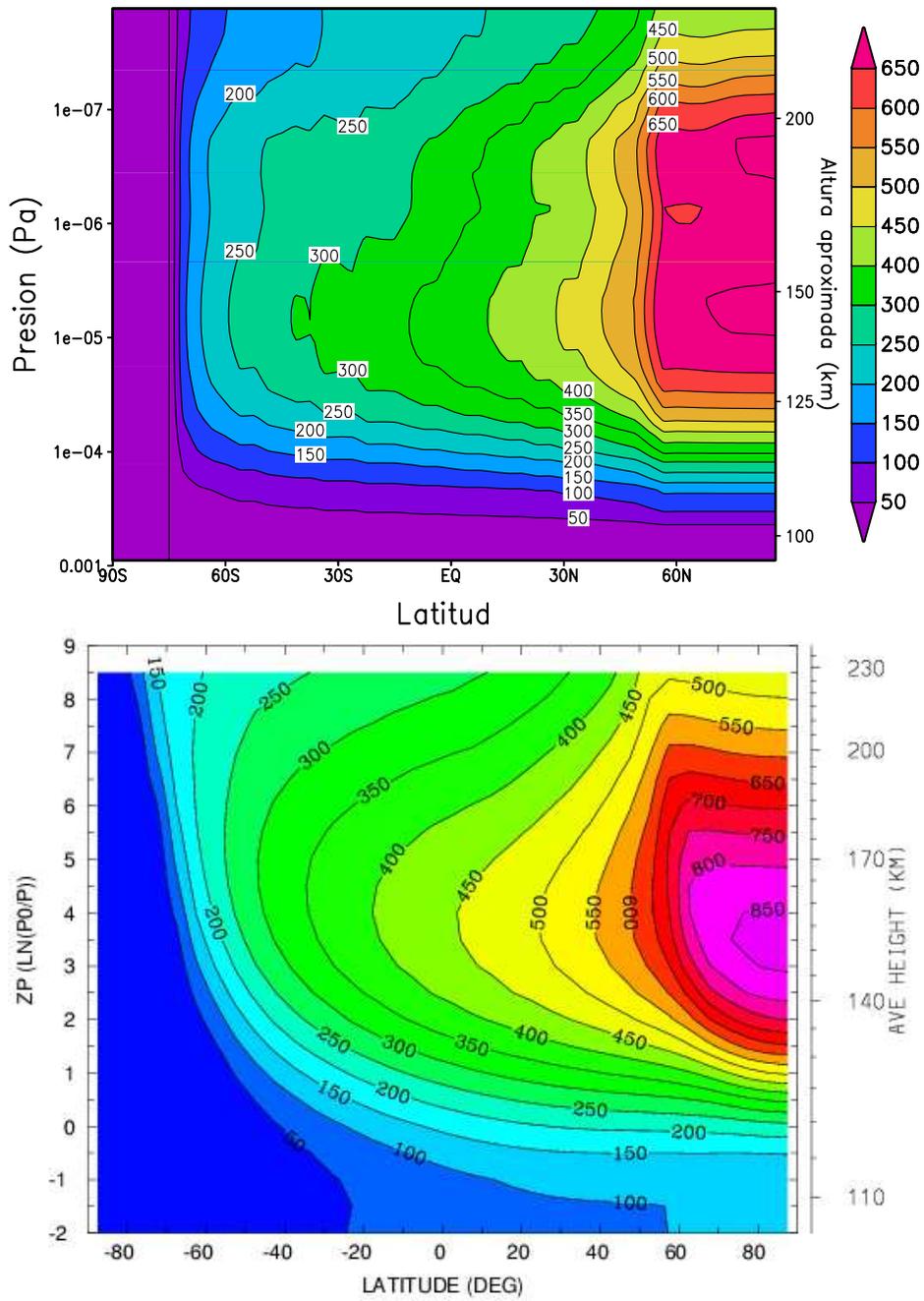


Fig. 5.21 Calentamiento UV medio zonal obtenido con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #2:  $L_s=90$ . Nótese la diferente escala de color

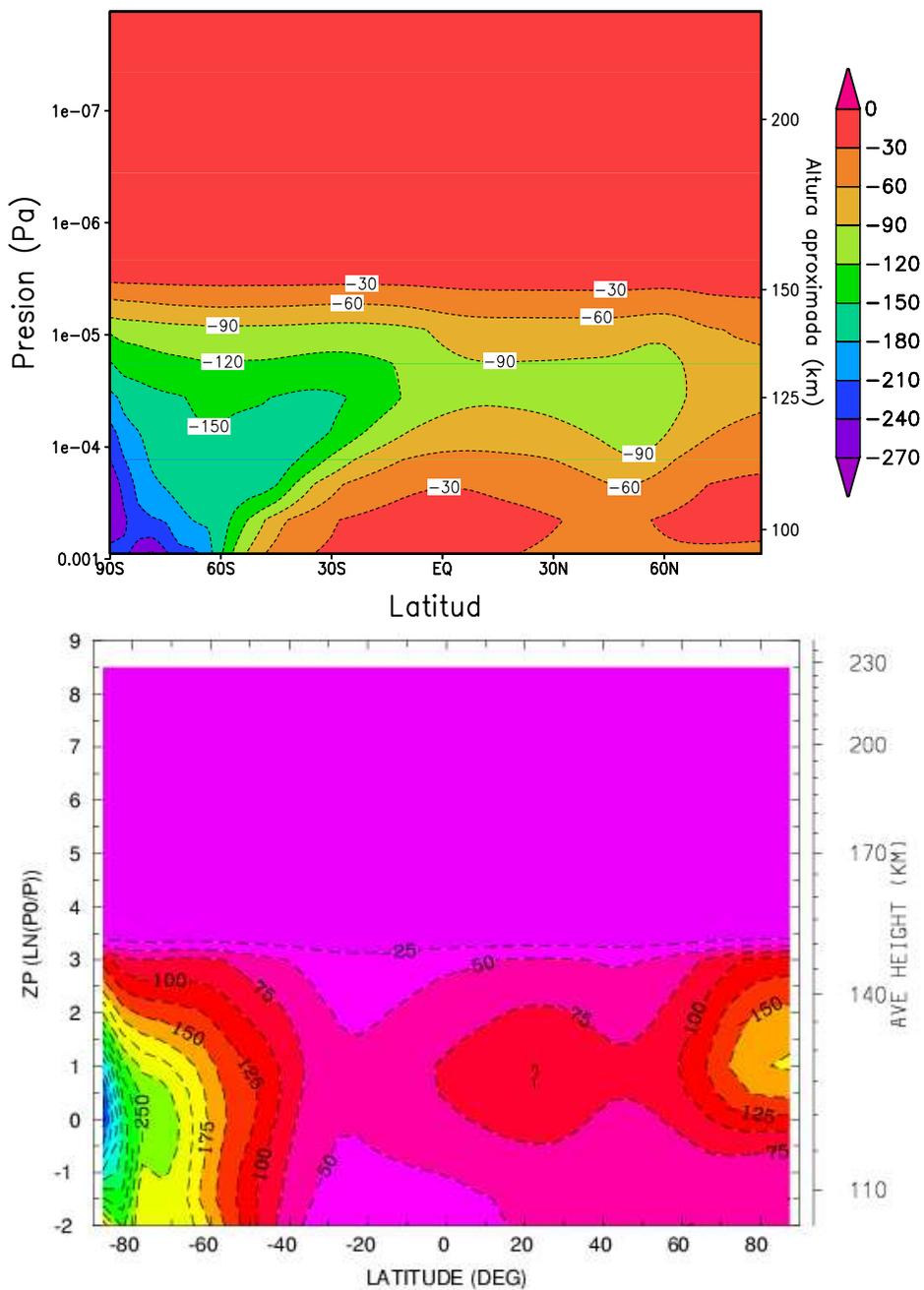


Fig. 5.22 Enfriamiento por emisiones en  $15\mu\text{m}$  medio zonal obtenido con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #2:  $L_s=90$ . Nótese la diferente escala de color

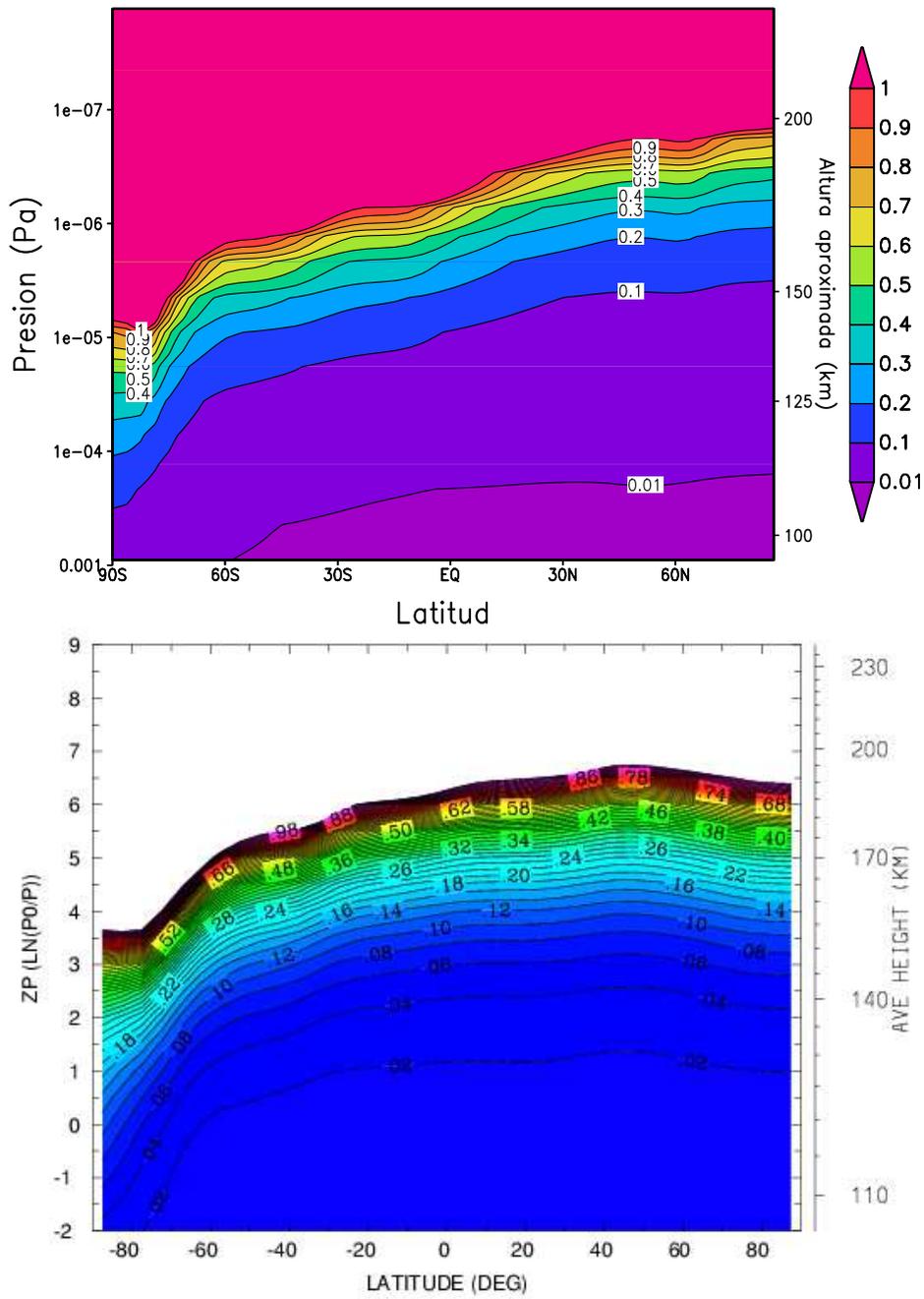


Fig. 5.23 Cociente O/CO2 medio zonal obtenido con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #2:  $L_s=90$

calentamientos en el EMGCM, parecen indicar ligeras diferencias en el trazado de rayos para elevados AZS (en el EMGCM se asigna iluminación nula a todas las alturas para casos de AZS mayores de 100 grados) o efectos de promediado diferentes entre ambos modelos. También existen diferencias en las alturas más bajas mostradas en la figura. Sin embargo, debemos notar que el término de calentamiento del MTGCM mostrado incluye también el calentamiento en el IR cercano, lo cual no afecta a las capas en que el calentamiento UV domina, pero tiene su efecto en las capas más bajas representadas; esto explica que en ellas el calentamiento sea nulo en el EMGCM pero no en el MTGCM.

El enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  se representa en la figura 5.22. Aunque en bajas latitudes los resultados dados por ambos modelos son similares, hay importantes diferencias a altas latitudes en ambos hemisferios. En ambas regiones polares el enfriamiento dado por el MTGCM es mucho mayor, prácticamente el doble, que el que se obtiene con el EMGCM. En principio esto es extraño, porque como se comentó anteriormente (por ejemplo, sección 4.3, cuando se estudió el perfil de los distintos términos de calentamiento en el caso nominal), este término depende fuertemente y no linealmente de la temperatura. Dado que la temperatura en las zonas polares es mayor en los resultados del EMGCM, especialmente en el hemisferio Sur, sería esperable que el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  fuera también mayor, y se da la situación contraria. Otro factor del cual depende el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  es el cociente  $\text{O}/\text{CO}_2$ , que mostramos en la figura 5.23. Esta figura muestra que ambos modelos dan un comportamiento similar para el cociente  $\text{O}/\text{CO}_2$ , y la capa de presión en que el oxígeno atómico se hace tan abundante como el  $\text{CO}_2$  es también similar en los dos. Ambos modelos muestran un fuerte enriquecimiento en oxígeno atómico, de magnitud similar, en la noche polar, como consecuencia del transporte. La única diferencia significativa es el ligero enriquecimiento en oxígeno atómico que se da en el MTGCM en el día polar (latitudes mayores de  $60\text{N}$ ), que no aparece en el EMGCM. Podríamos concluir, por tanto, que la química termosférica del oxígeno atómico es bastante similar en ambos modelos y no parece ser la causa de los diferentes enfriamientos. Volveremos sobre este punto algo después (sección 5.2.3)

#### 5.2.2.2 Escenario #3. $L_s=270$ y distribución espesa de polvo.

Las temperaturas medias zonales obtenidas en este caso se representan en la figura 5.24 y muestran un gradiente desde el hemisferio Norte hasta el Sur y una termosfera prácticamente isoterma por encima de unos 160-170 km en ambos modelos. Sin embargo, la variación de la temperatura termosférica entre el hemisferio de verano y el de invierno es mayor en el EMGCM que en el MTGCM (70 K frente a 30 K), y las temperaturas obtenidas en la alta termosfera con el EMGCM son significativamente mayores que las dadas por el MTGCM. Esto es especialmente cierto en el hemisferio de verano (hemisferio Sur), donde estas diferencias llegan a ser de hasta 100 K, pero también son evidentes en el hemisferio de invierno, con diferencias en la alta atmósfera de unos 40 K. En capas más bajas, en concreto en el mínimo de la mesopausa, también son mayores las temperaturas del EMGCM, con una diferencia de unos 20 K con el MTGCM. Además, el MTGCM predice un fuerte calentamiento polar en el polo de invierno,

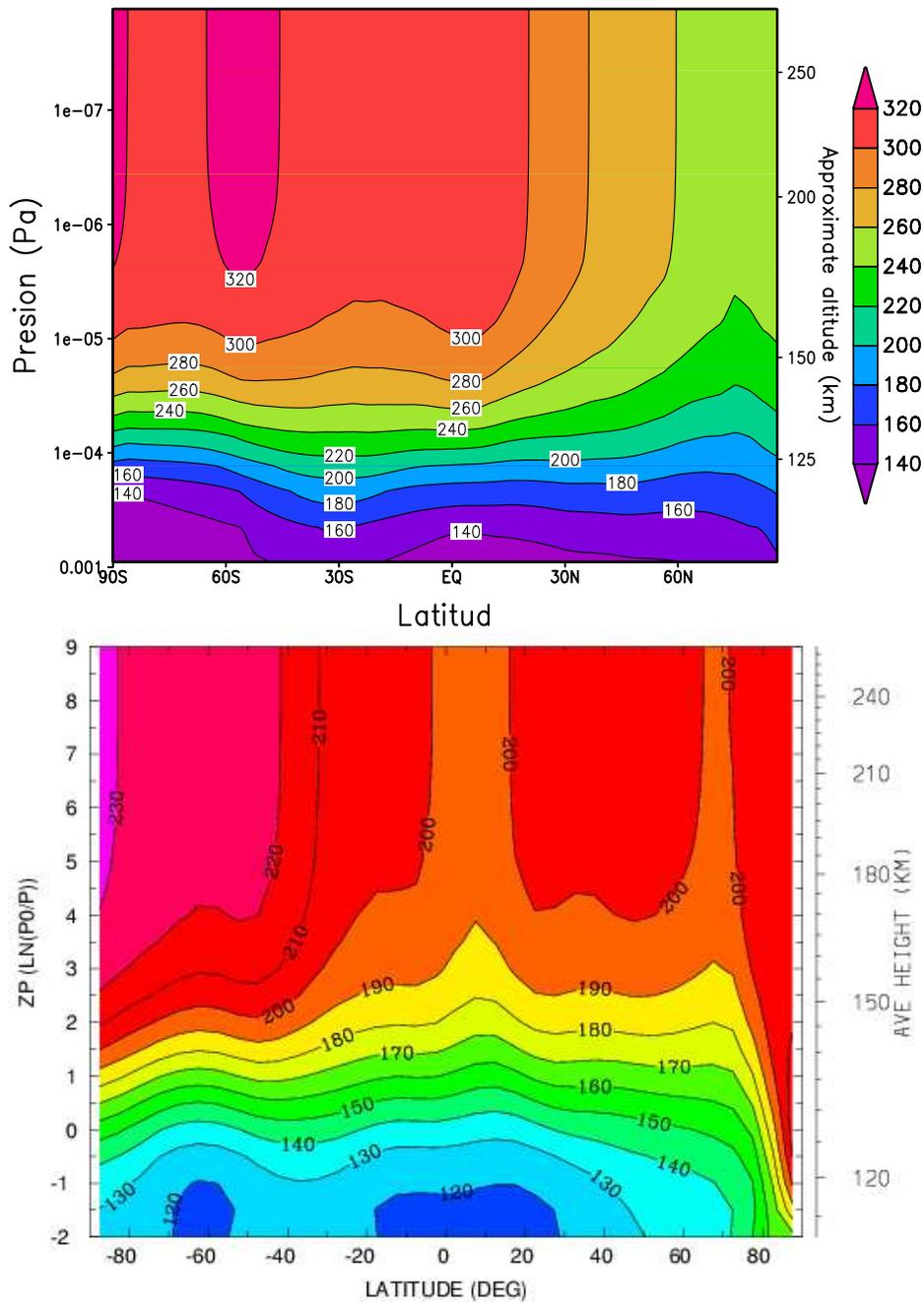


Fig. 5.24 Temperatura media zonal obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #3:  $L_s=270$ . Nótese la diferente escala de color

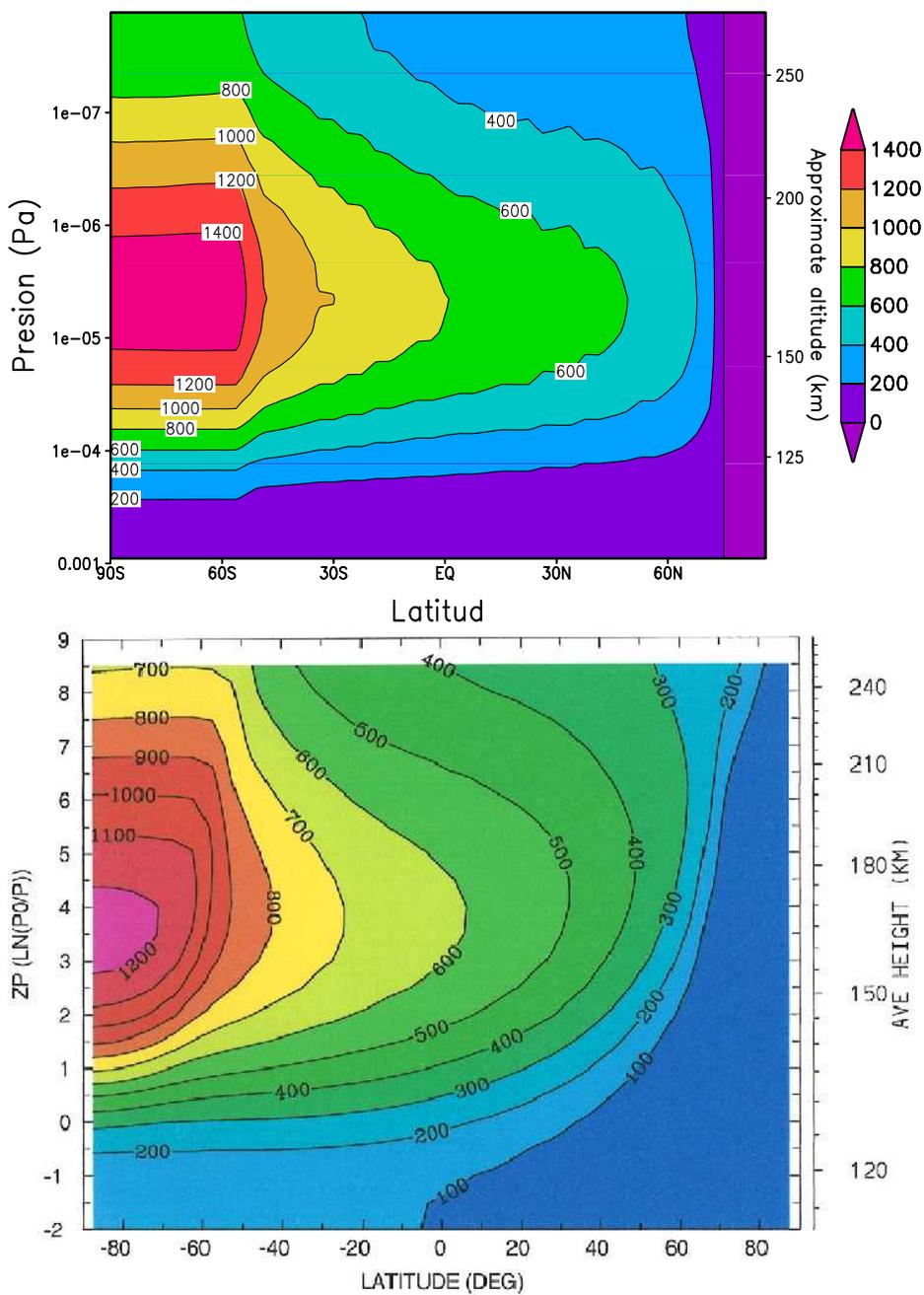


Fig. 5.25 Calentamiento UV medio zonal obtenido con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #3:  $L_s=270$ . Nótese la diferente escala de color

que no aparece o lo hace muy tímidamente en los resultados del EMGCM.

El calentamiento UV, representado en la figura 5.25, presenta estructura similar en los dos modelos, con calentamiento máximo en el polo de verano, disminuyendo hasta anularse en el polo de invierno. Los valores son similares, excepto en el máximo, donde a diferencia de lo que ocurría en el escenario #2, es ahora el EMGCM el que presenta un calentamiento mayor, superior en 200 K/día. De nuevo el comportamiento del calentamiento al aumentar el AZS es más suave en el MTGCM, lo cual de nuevo apunta a diferencias en el esquema de trazado de rayos o en el promediado. Las diferencias en las capas inferiores representadas se deben a la inclusión en el calentamiento del MTGCM de la componente IR. Las diferencias en la temperatura de la figura 5.24 no parecen poder explicarse por estas diferencias pequeñas en el calentamiento UV.

Sin embargo, los enfriamientos en  $15 \mu\text{m}$  dados por ambos modelos, representados en la figura 5.26, sí tienen importantes diferencias tanto en valor absoluto como en la estructura latitudinal. En latitudes medias, el enfriamiento dado por el EMGCM es mayor, en principio de modo consistente con la mayor temperatura que se obtiene en dichas regiones con este modelo. Sin embargo, en el polo de invierno el MTGCM presenta un enfriamiento muy fuerte, de hasta -1200 K/día, es decir, hasta 6 veces mayor que el enfriamiento en esta región dado por el EMGCM (-200 K/día). Aunque en esta región la temperatura de la mesosfera y baja termosfera que se obtiene con el MTGCM es mayor que la del EMGCM, la diferencia en los enfriamientos es demasiado grande para poder ser explicada exclusivamente mediante esta diferencia en las temperaturas. Del mismo modo, el cociente  $\text{O}/\text{CO}_2$  (no representado aquí) es bastante similar en ambos módulos, con una mayor proporción de oxígeno atómico en el hemisferio de invierno, al igual que ocurría en el caso anterior, y alturas del valor 1 similares en ambos resultados, por lo cual también podemos descartar este factor como causa de las diferencias.

Ante las importantes diferencias en los enfriamientos infrarrojos en  $15 \mu\text{m}$  entre ambos modelos, realizamos un análisis detallado de la implementación de este término en ambos modelos, lo que presentamos en la siguiente sección.

### 5.2.3 *Esquemas para el enfriamiento en $15 \mu\text{m}$ modificados*

EL EMGCM utiliza para la inclusión del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  la parametrización desarrollada para tal fin por *López-Valverde y López-Puertas* (2001). Esta parametrización ha sido incluida recientemente en diversos MCG de la atmósfera de Marte, en concreto en el MTGCM por *Bougher y col.* (2006). Sin embargo, hemos encontrado una diferencia en su aplicación. La parametrización incluye unos ciertos valores de las razones de mezcla de los compuestos  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}(^3P)$  y  $\text{N}_2$ , que se consideran valores medios y se mantienen fijos en su llamada por parte del EMGCM, siguiendo la idea original de la tabulación. El MTGCM, en cambio, utiliza las composiciones variables obtenidas en cada momento y lugar por dicho modelo, escenario que podríamos llamar "composición atmosférica real" frente al de "composición fija" del EMGCM. Aunque este modo de utilización no coincide con el diseño original de la parametrización, tiene

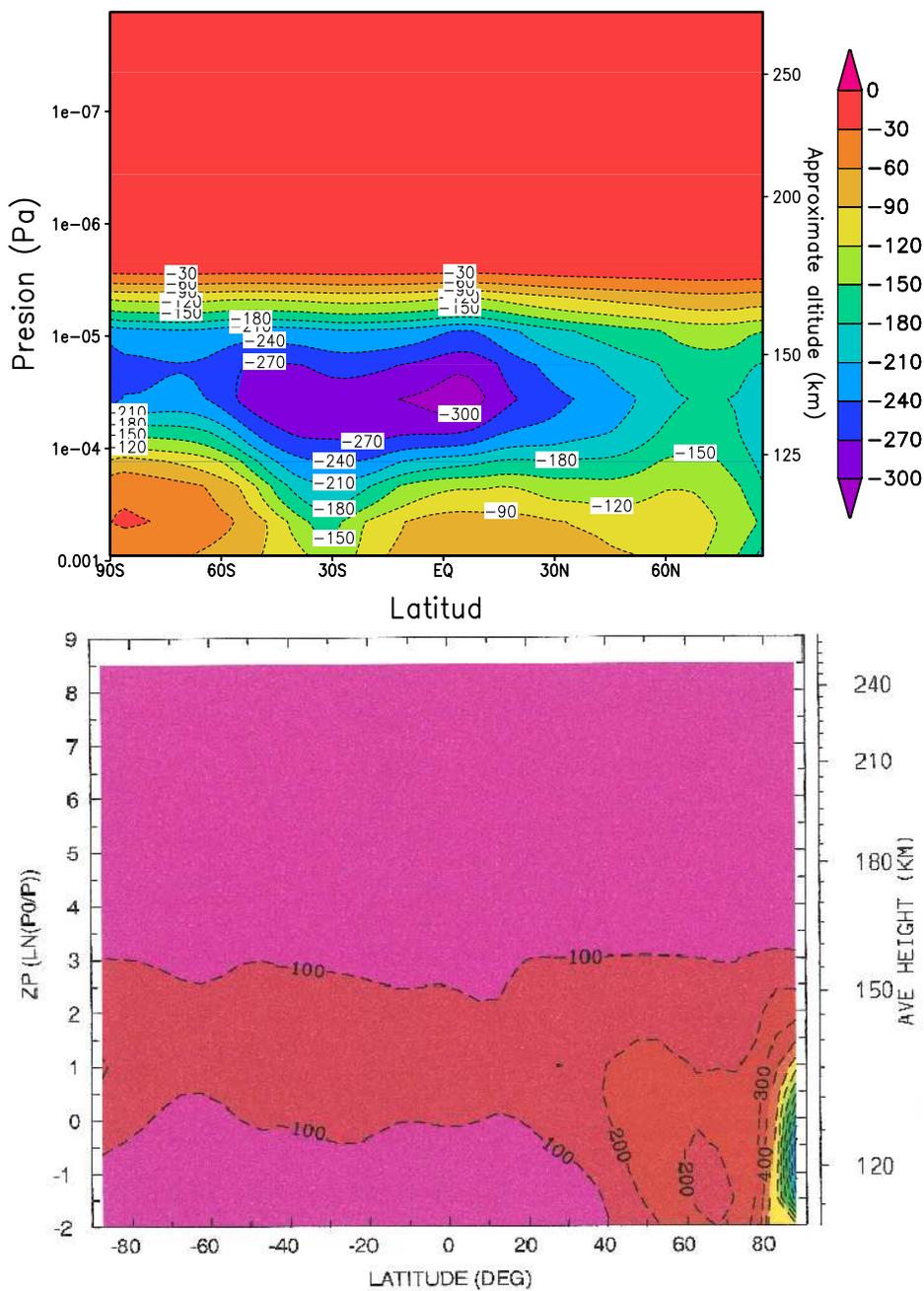


Fig. 5.26 Enfriamiento en 15  $\mu\text{m}$  medio zonal obtenido con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM (panel inferior) para el escenario #3:  $L_s=270$ . Nótese la diferente escala de color

sentido físico suministrar unas abundancias variables, porque el valor real del cociente  $O/CO_2$  es importante para el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , y esto hace que en la noche polar, donde hay una acumulación de oxígeno atómico mayor que la reflejada en la parametrización, el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  no esté bien reproducido.

Para comprobar hasta qué punto esta diferente implementación de la parametrización tiene relación con las diferencias observadas en los resultados nominales, hemos repetido la simulación con el MTGCM, pero usando los valores de composición tabulados en la parametrización, al igual que se hace en el EMGCM. Resumimos a continuación los resultados.

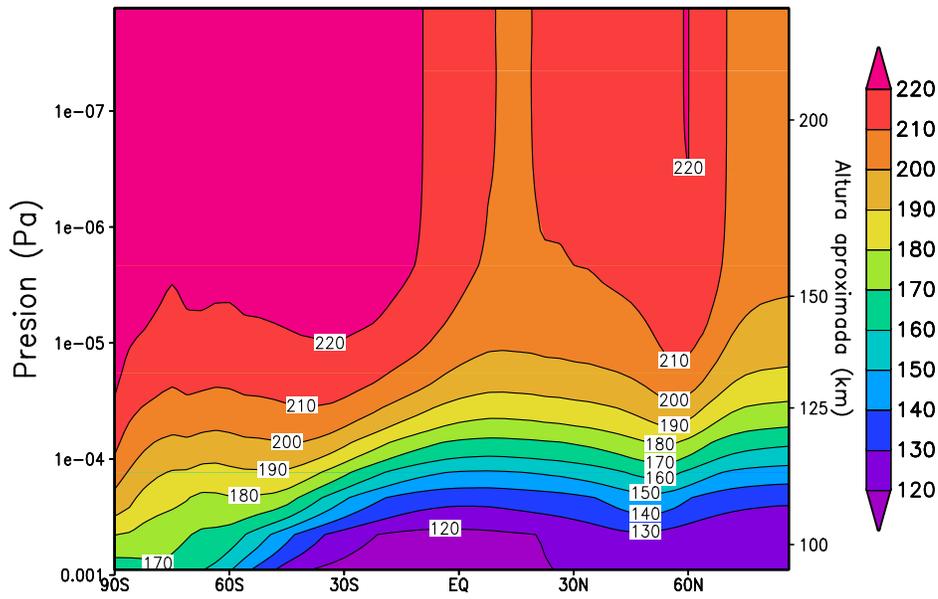
#### 5.2.3.1 *Escenario #2*

Las temperaturas medias zonales obtenidas en esta nueva simulación del MTGCM se representan en la figura 5.27, junto con los resultados del EMGCM, que no cambian respecto a la figura 5.20. Podemos comprobar que la comparación entre los resultados de ambos modelos es mejor en este caso que en la figura 5.20. Las temperaturas obtenidas con el MTGCM han aumentado respecto al caso nominal, especialmente en el hemisferio de invierno, donde la temperatura máxima ha pasado de 180 K a 210 K, similar a la obtenida con el EMGCM. Sin embargo, sigue habiendo algunas diferencias, especialmente en la noche polar (hemisferio Sur), donde, en la alta atmósfera, las temperaturas obtenidas con el EMGCM son superiores (220 K frente a 190 K). Ambos modelos parecen presentar un cierto calentamiento polar, mayor en el EMGCM que en el MTGCM, y similar al que aparece en las simulaciones nominales del EMGCM presentadas en la sección 4.3. Hay que resaltar que en el caso nominal presentado en la sección 5.2.2, el MTGCM no presentaba este calentamiento polar. Parece, por tanto, que este calentamiento de la mesopausa y baja termosfera, que como comentábamos anteriormente no ha sido observado ni predicho por modelos anteriores, puede estar originado, en cierta medida, por el comportamiento en capas polares del esquema implementado para el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , probablemente subestimado.

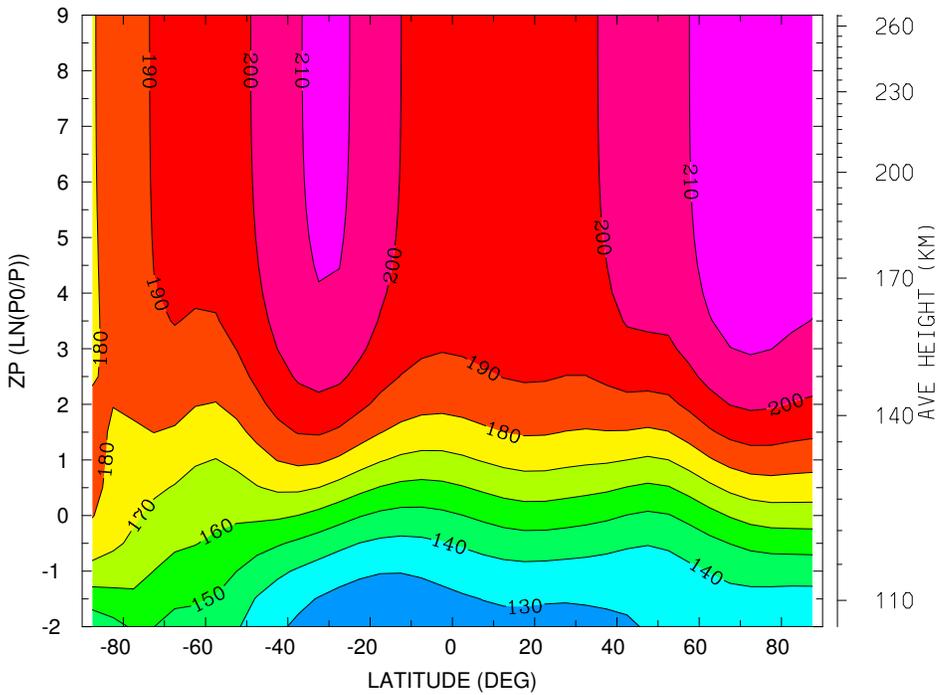
En cuanto al enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ , representado en la figura 5.28, los valores dados por ambos modelos y la estructura latitudinal son similares, con enfriamientos máximos, en latitudes medias, de  $-90/-100 \text{ K/día}$ . Es decir, ha mejorado considerablemente la comparación con respecto a la situación de la figura 5.22. Aún hay diferencias, en especial en la noche polar, donde el enfriamiento dado por el EMGCM es superior al del MTGCM, pero esto es consistente con las mayores temperaturas obtenidas en esa zona en la simulación del EMGCM.

#### 5.2.3.2 *Escenario #3*

Como muestra la figura 5.29, la implementación de la parametrización “con composición fija” en el MTGCM modifica considerablemente la estructura térmica de este modelo y mejora la comparación de las temperaturas medias zonales obtenidas con el EMGCM (compárese con la figura 5.24). En concreto, el gradiente interhemisférico del MTGCM ha aumentado de 30 a 60 K, más parecido al del EMGCM. También ha aumentado la temperatura de la mesopausa de 120 a 130 K, acercándose a los 140 K del EMGCM. Sin embargo, sigue habiendo notables

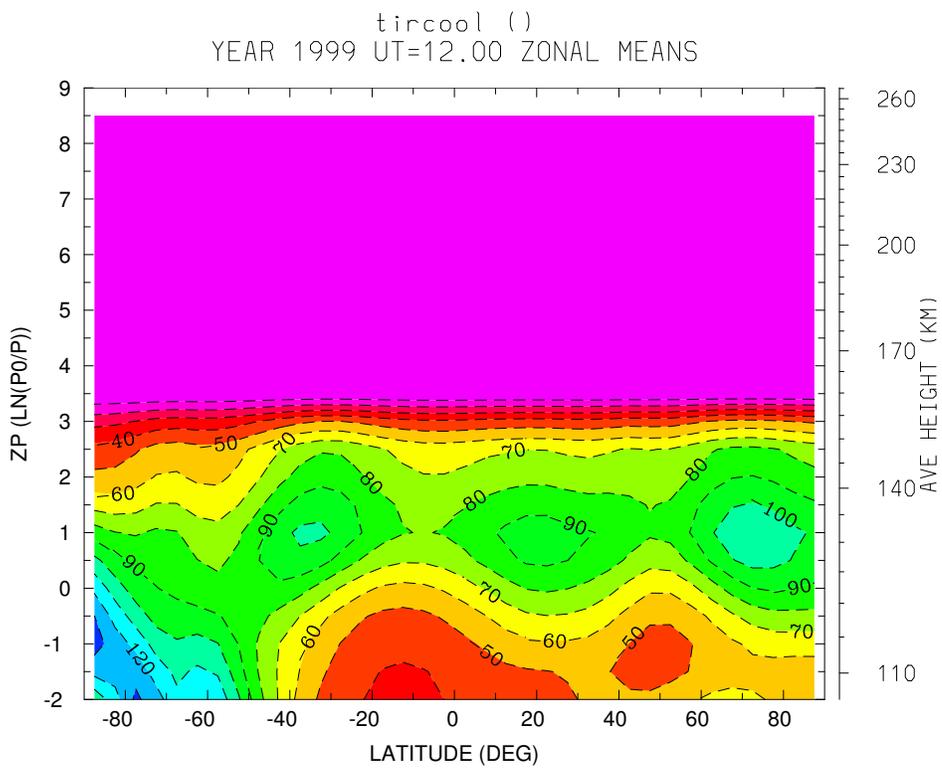
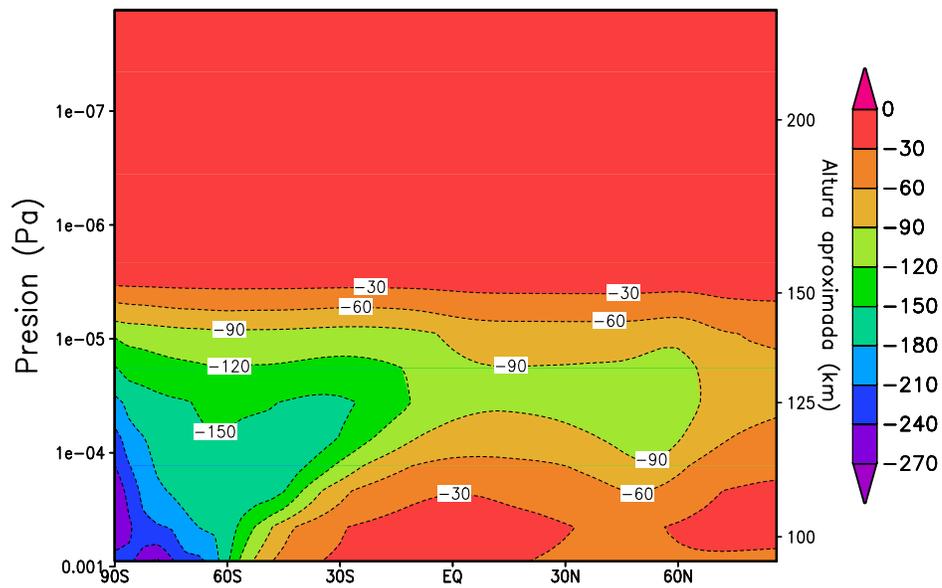


NEUTRAL TEMPERATURE (DEG K)  
YEAR 1999 UT=12.00 ZONAL MEANS



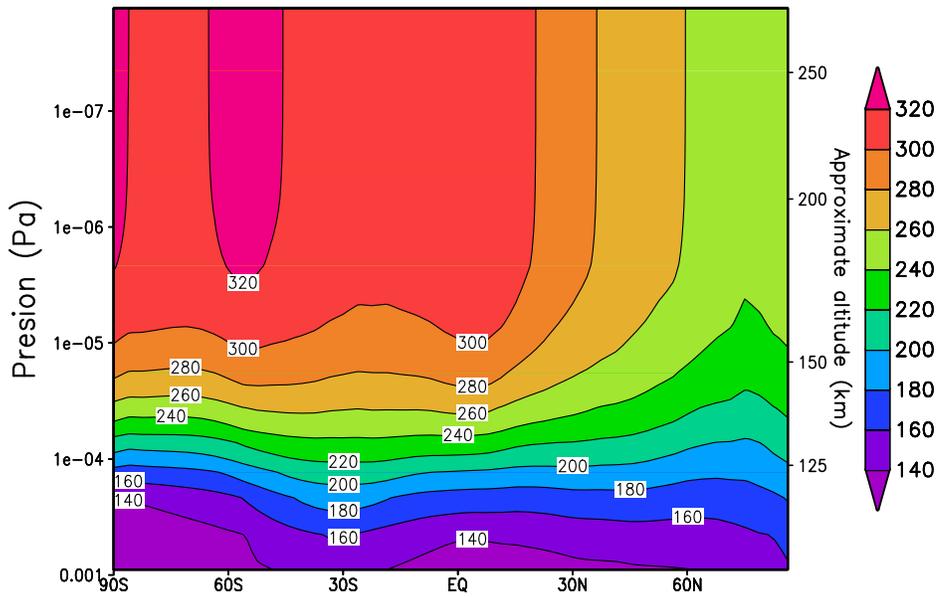
MIN,MAX= 1.2231E+02 2.1693E+02 INTERVAL= 1.0000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=176, 0, 0)  
 /BOUGHER/SWBM05/p1MDT0.3CN.3Ls090f.nc

Fig. 5.27 Temperatura media zonal obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior) para el escenario #2:  $L_s=90$ . Nótese la diferente escala de color

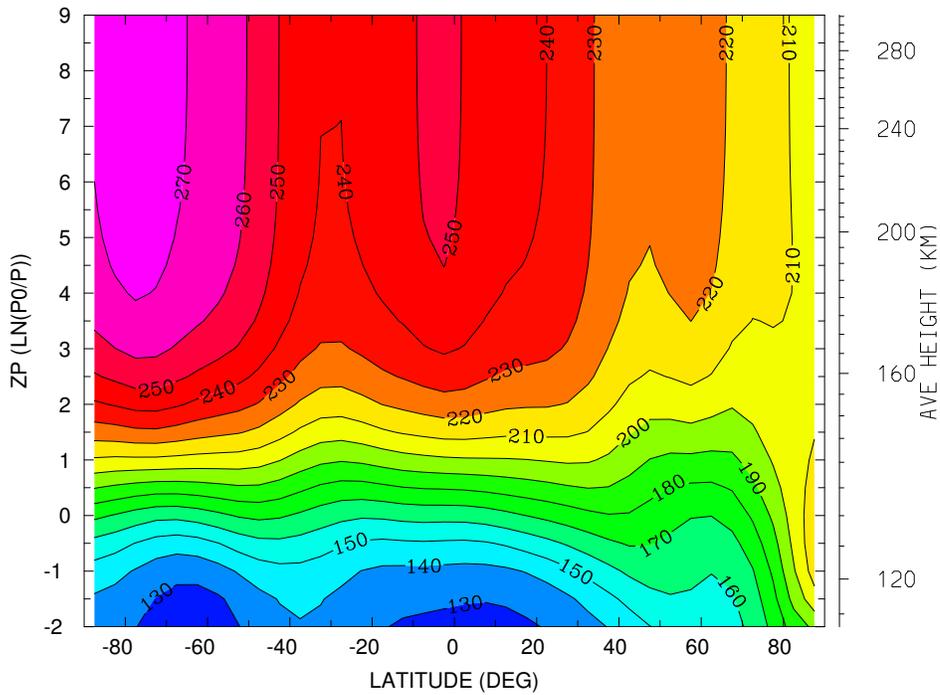


MIN,MAX= -1.3438E+02 0.0000E+00 INTERVAL= 1.0000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=176, 0, 2)  
 /BOUGHER/SWBM05/s1MDT0.3CN.3Ls090e-f2.nc

Fig. 5.28 Enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  medio zonal obtenido con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con "composición estática" (panel inferior) para el escenario #2:  $L_s=90$



NEUTRAL TEMPERATURE (DEG K)  
YEAR 1999 UT=12.00 ZONAL MEANS



MIN,MAX= 1.2489E+02 2.7507E+02 INTERVAL= 1.0000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=511, 0, 0)  
 /BOUGHER/SWBM05/pC.03T1.F130L270f.nc

Fig. 5.29 Temperatura media zonal obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior) para el escenario #3:  $L_s=270$ . Nótese la diferente escala de color

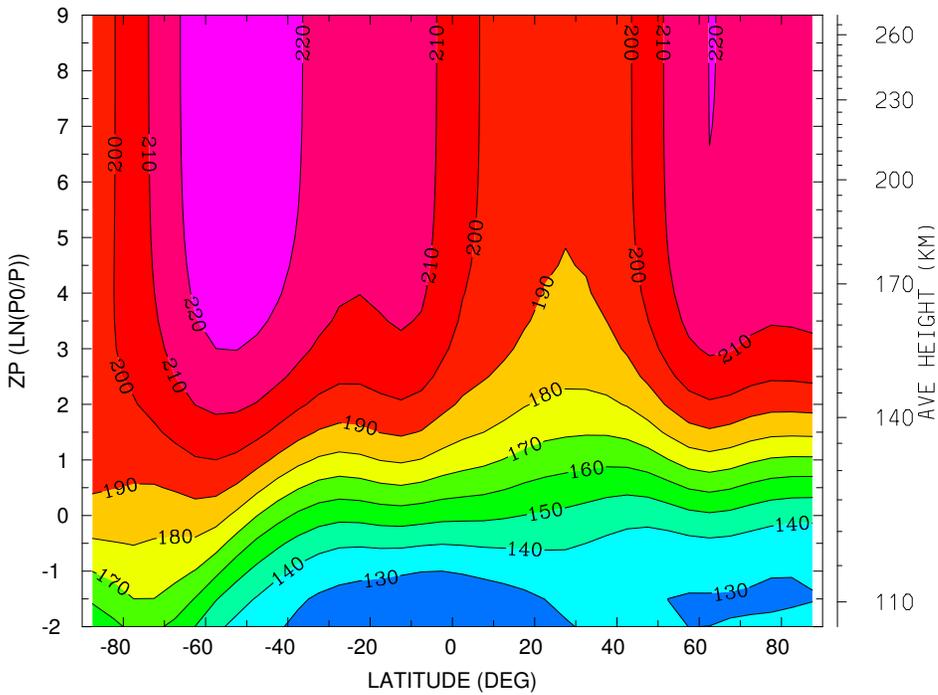
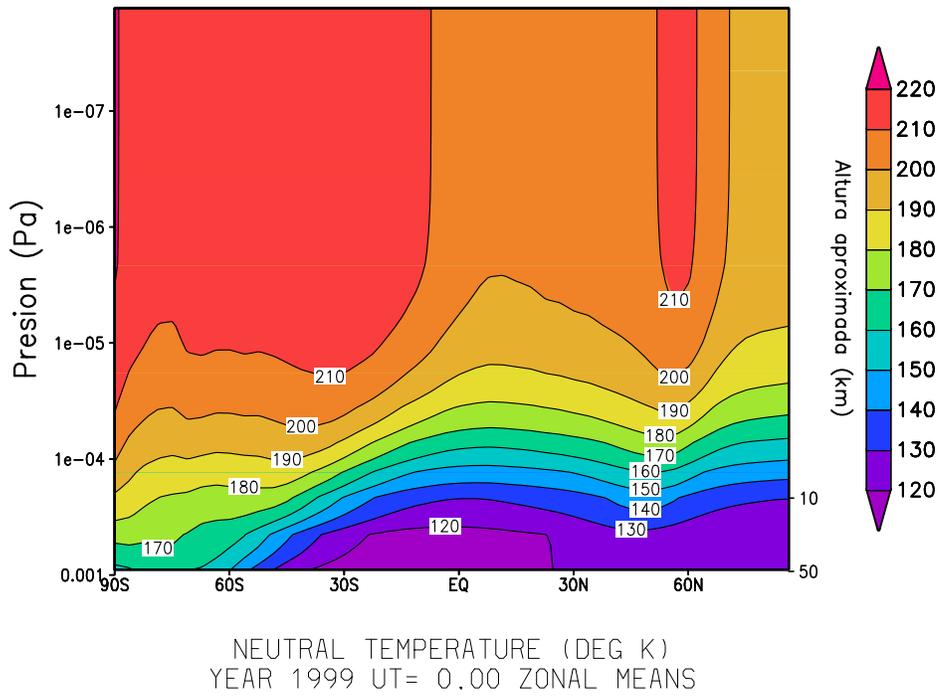
diferencias. Así, las temperaturas del EMGCM son superiores a las del MTGCM en todas las alturas representadas. Esta diferencia oscila entre unos 50 K en las capas más altas y 10 K en las inferiores. Además, el MTGCM presenta un fuerte calentamiento polar en la mesopausa y baja termosfera, que no aparece en los resultados del EMGCM. Este calentamiento, similar al medido por la sonda Mars Odyssey (*Bougher y col.*, 2006) ya aparecía en la temperatura media zonal de la simulación nominal del MTGCM (ver figura 5.24), y no parece modificarse sustancialmente por los cambios en la implementación del enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ . Esto apunta a un origen dinámico del fenómeno, como se concluye en el trabajo de *Bougher y col.* (2006).

#### 5.2.4 Actuación sobre el flujo solar

Ante las diferencias considerables en la estructura térmica de la termosfera que estamos analizando, con temperaturas sistemáticamente mayores en el EMGCM, y observando algunas diferencias en los calentamientos UV, hemos hecho una revisión de los flujos solares en ambos modelos, para eliminar esta fuente potencial de discrepancia. En efecto, en todos los cálculos anteriores ambos modelos utilizan flujos adecuados a condiciones solares medias, pero dichos valores son los nominales de cada modelo, y no coinciden exactamente. Los valores utilizados en el EMGCM están extraídos de la base Solar2000 (ver sección 2.3.3), mientras que los valores del MTGCM provienen de una parametrización basada en el índice  $F_{10.7}$  y los trabajos de *Hinteregger* (1981), *Hinteregger y col.* (1981), *Torr y Torr* (1985), *Tobiska y Barth* (1990) y *Tobiska* (1991). Por ello, se decidió como siguiente paso para la comparación utilizar en ambos modelos exactamente el mismo flujo solar. En concreto, se tomó un flujo solar de la base de datos SOLAR2000 apropiado para condiciones solares medias ( $F_{10.7}=129.2$ ) que pensamos es adecuado al periodo de aerofrenado de la misión MGS. Usando este flujo, ambos modelos realizaron una simulación similar a las anteriores, en la que además el MTGCM usaba el esquema de “composición fija” para el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$ . A continuación resumimos los resultados de esta nueva comparación.

##### 5.2.4.1 Escenario #2

Podemos observar las temperaturas medias zonales obtenidas en este caso en la figura 5.30 tanto con el EMGCM (panel superior) como con el MTGCM (panel inferior). Si comparamos con la figura 5.27, vemos que la estructura térmica dada por el EMGCM queda prácticamente inalterada al cambiar el flujo solar, provocando apenas una disminución de unos 10 K en las temperaturas de la alta termosfera, siendo el efecto incluso menor en capas inferiores. En cuanto al MTGCM, se producen algunas modificaciones en la estructura térmica, en particular, disminuyen las temperaturas en la mesopausa en el polo de verano (hemisferio Norte) y aumentan en el polo de invierno (hemisferio Sur), provocando un cierto calentamiento polar en este último hemisferio, más en línea con el resultado del EMGCM. También aumentan las temperaturas del MTGCM en esta región en alturas superiores en comparación a la figura 5.27, mientras que en las demás latitudes las modificaciones son más modestas. Observamos que la comparación



MIN,MAX= 1.2023E+02 2.2774E+02 INTERVAL= 1.0000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=176,12, 0)  
 /BOUGHER/SWBM06/p1MDTO.3CN.3Ls0901.nc

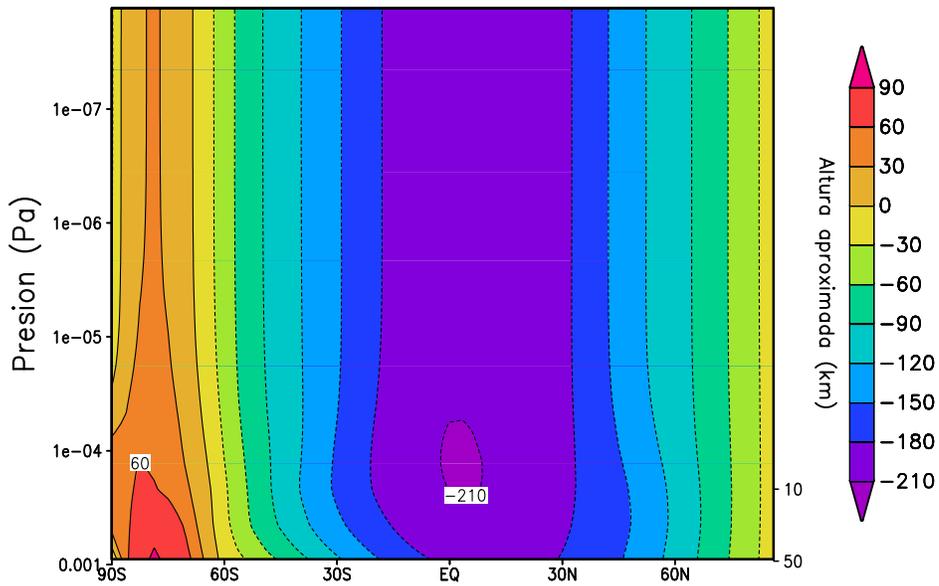
Fig. 5.30 Temperatura media zonal, en [K], obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #2,  $L_s=90$ . Nótese la diferente escala de color

de la estructura global entre ambos modelos es bastante buena ahora. Ambos modelos presentan dos zonas de máxima temperatura en la alta termosfera: una en la región de latitud 60N y otra en latitudes medias del hemisferio Sur. En la mesopausa, ambos modelos predicen el calentamiento polar antes comentado, con valores muy similares de temperatura (unos 170 K en ambos modelos). En general, las temperaturas dadas por el MTGCM son sistemáticamente 10 K mayores que en el EMGCM. Volveremos a esta diferencia cuando estudiemos los términos de calentamiento.

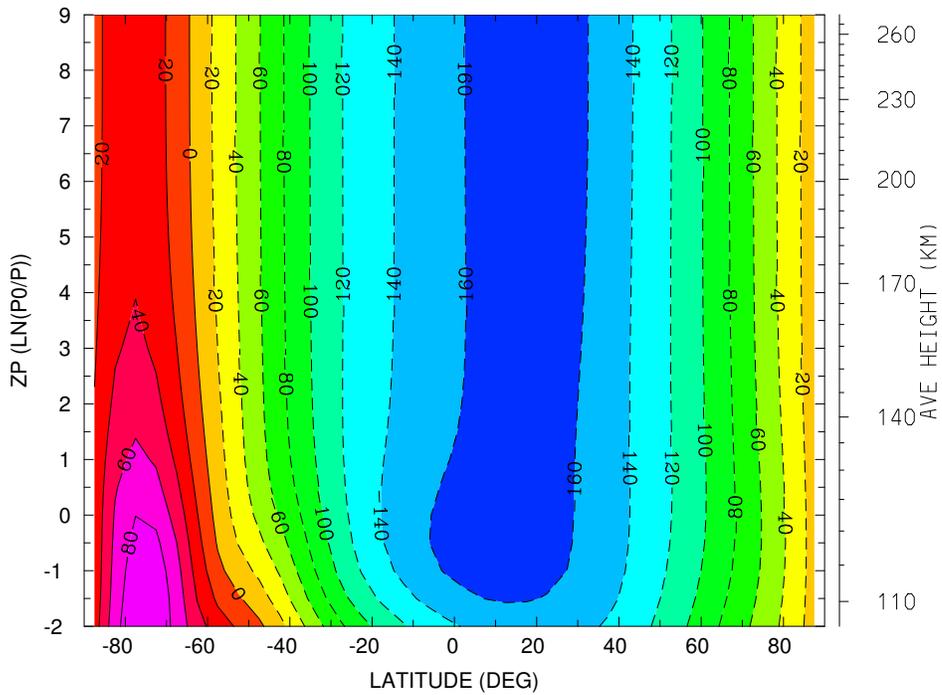
La media zonal de los vientos zonales obtenidos por ambos modelos puede verse en la figura 5.31. De nuevo el acuerdo general entre ambos modelos es bueno, con vientos hacia el Oeste (valores negativos de la velocidad) dominando en ambos casos, con máxima intensidad en la región ecuatorial, ligeramente más intensos para el EMGCM (210 m/s, frente a 160 m/s para el MTGCM). También presentan ambos modelos un intenso chorro de vientos hacia el Este en el polo de invierno, con valores máximos similares (90 m/s para el EMGCM y 80 m/s para el MTGCM).

En cuanto a la media zonal de los vientos meridionales, representados en la figura 5.32, vemos que en este caso el acuerdo no es tan bueno, aunque cierta estructura latitudinal es común a ambos. Ambos modelos predicen un predominio de los vientos hacia el Sur (valores negativos de la velocidad), como es esperable de una situación de verano en el hemisferio Norte. La máxima intensidad de los vientos es también similar, 100 m/s para el MTGCM y unos 120 m/s para el EMGCM y ocurre en las mismas latitudes. Pero mientras que en el hemisferio Norte la estructura media zonal de los vientos meridionales muestra un buen acuerdo, hay importantes diferencias en el hemisferio Sur: en el MTGCM la intensidad de los vientos decrece monótonamente hacia el polo de invierno, donde los vientos incluso se convierten en vientos hacia el Norte, mientras que en el EMGCM los vientos tienen una intensidad mínima alrededor de 30S, a partir de donde, si nos desplazamos hacia el polo de invierno, aumentan de nuevo su intensidad. Entender mejor el origen de estas diferencias quizás requiera estudiar secciones latitud-presión del viento meridional a distintas longitudes (sin realizar medias zonales), pues ya vimos en la sección 4.3 cómo los vientos meridionales eran bastante diferentes en el hemisferio diurno y en el nocturno, y una media zonal no es representativa de las condiciones reinantes. El estudio de dicha variabilidad longitudinal será un objetivo prioritario de esta intercomparación en el futuro. De confirmarse la magnitud de estas diferencias, una posible razón para las mismas podría ser el diferente efecto de la baja atmósfera sobre la alta atmósfera en cada uno de los modelos. Para estudiar esto, en el futuro se preve realizar un estudio de la estructura ondulatoria presente en los resultados de ambos modelos a varias alturas, lo que nos indicará posibles diferencias en la propagación de ondas desde la atmósfera inferior a la termosfera.

Dentro de los diversos términos de diagnóstico de los modelos, estudiemos ahora los términos de calentamiento más importantes para la estructura térmica termosférica. El calentamiento UV dado por ambos modelos (no representado aquí) es muy similar a la figura 5.21. Aún hay diferencias importantes entre ambos modelos. El calentamiento máximo es un 30% superior en el MTGCM (1000 K/día, 650 K/día en el EMGCM). Este mayor calentamiento puede ser en

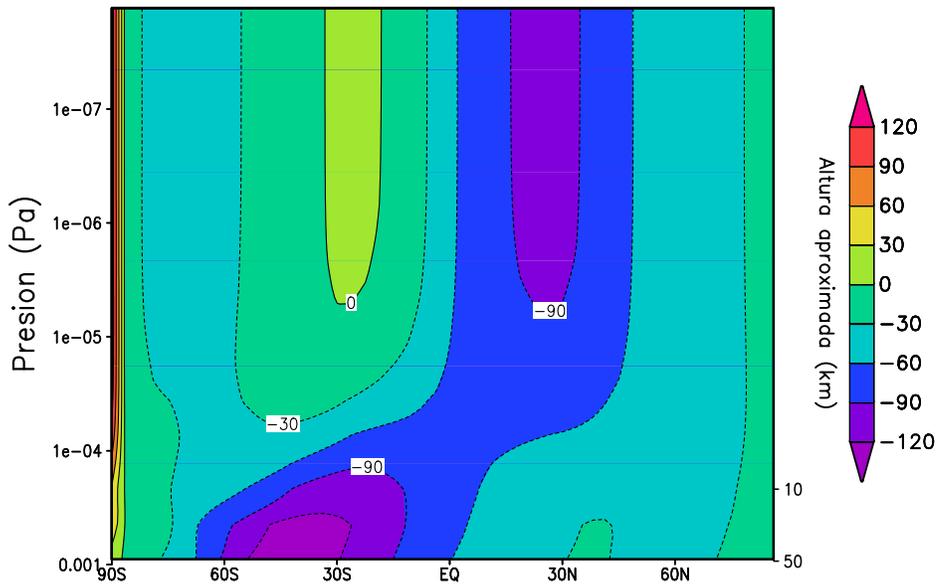


NEUTRAL ZONAL WIND (M/S)  
YEAR 1999 UT= 0.00 ZONAL MEANS

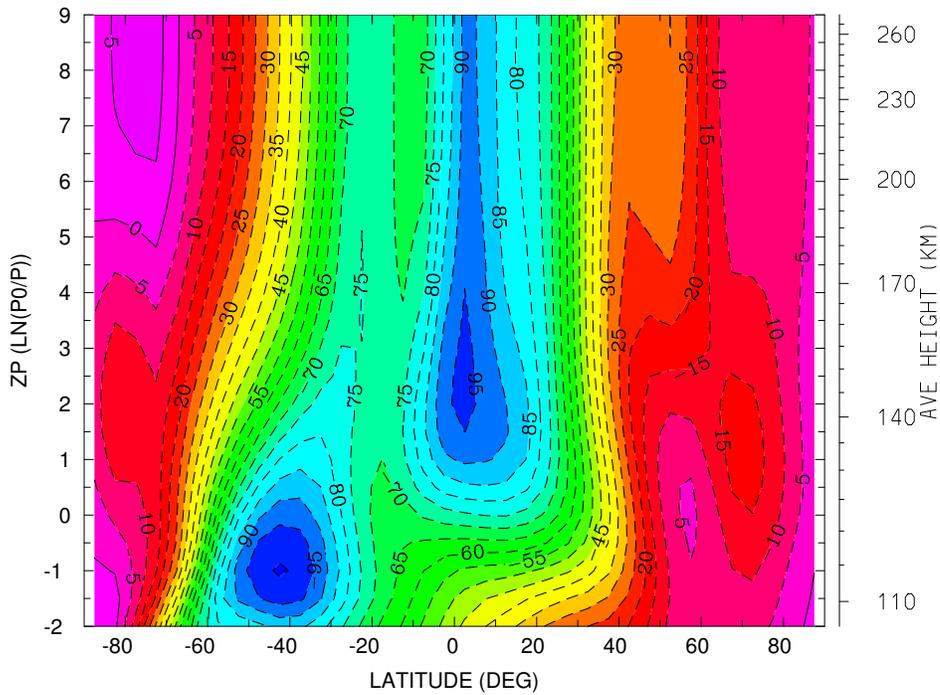


MIN,MAX= -1.7453E+02 9.8840E+01 INTERVAL= 2.0000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=176,12, 0)  
 /BOUGHER/SWBM06/p1MDTO.3CN.3Ls0901.nc

Fig. 5.31 Media zonal de los vientos zonales, en [m/s] obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con "composición estática" (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #2,  $L_s=90$



NEUTRAL MERIDIONAL WIND (M/S)  
YEAR 1999 UT= 0.00 ZONAL MEANS



MIN,MAX= -1.0070E+02 7.1891E+00 INTERVAL= 5.0000E+00  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=176,12, 0)  
 /BOUGHER/SWBM06/p1MDTO.3CN.3Ls0901.nc

Fig. 5.32 Media zonal de los vientos meridionales, en [m/s] obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #2,  $L_s=90$

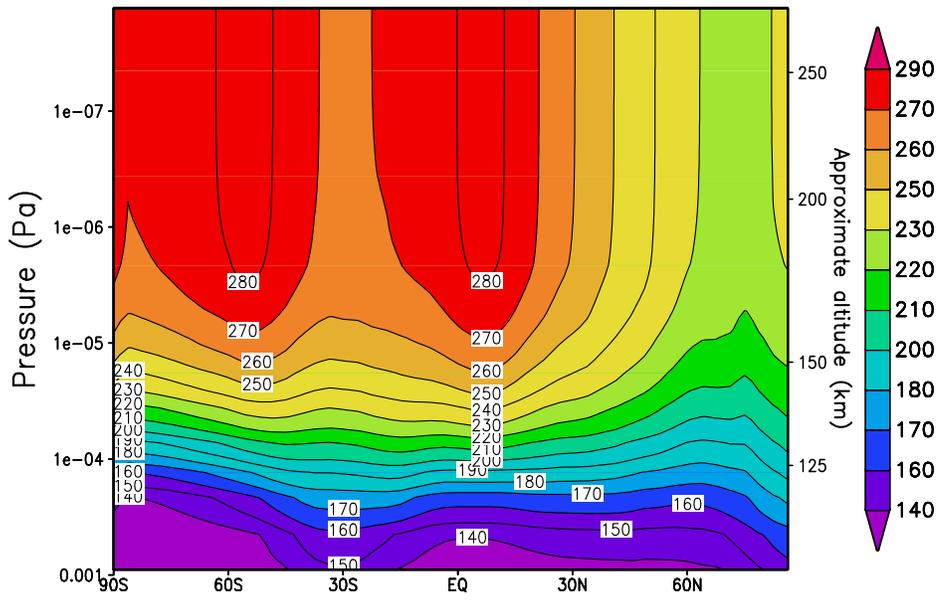
parte responsable de la mayor temperatura termosférica del MTGCM mostrada en la figura 5.30. El pico de calentamiento UV sigue siendo en el EMGCM más ancho (cubre mayor intervalo de alturas) y siguen las diferencias en la zona del polo de invierno, con la transición brusca a calentamiento nulo en el caso del EMGCM, por el tratamiento aproximado del trazado de rayos ya comentado con anterioridad. Los nuevos flujos solares han reducido el calentamiento UV muy ligeramente en el EMGCM y lo han aumentado un poco en el MTGCM. Avanzar en la comprensión del origen de las diferencias obtenidas en este momento, del 30% entre ambos modelos en el máximo, probablemente requerirá analizar la absorción UV por regiones espectrales y por absorbentes, principalmente CO<sub>2</sub> y oxígeno atómico, lo cual es otra labor pendiente para futuros pasos en la campaña de intercomparación.

Por su parte, el enfriamiento por emisiones del CO<sub>2</sub> en 15  $\mu\text{m}$  (no mostrado aquí) es completamente similar en los dos modelos, con máximo enfriamiento en la mesopausa y baja termosfera, especialmente en latitudes altas del hemisferio Sur, la región correspondiente al calentamiento polar discutido anteriormente.

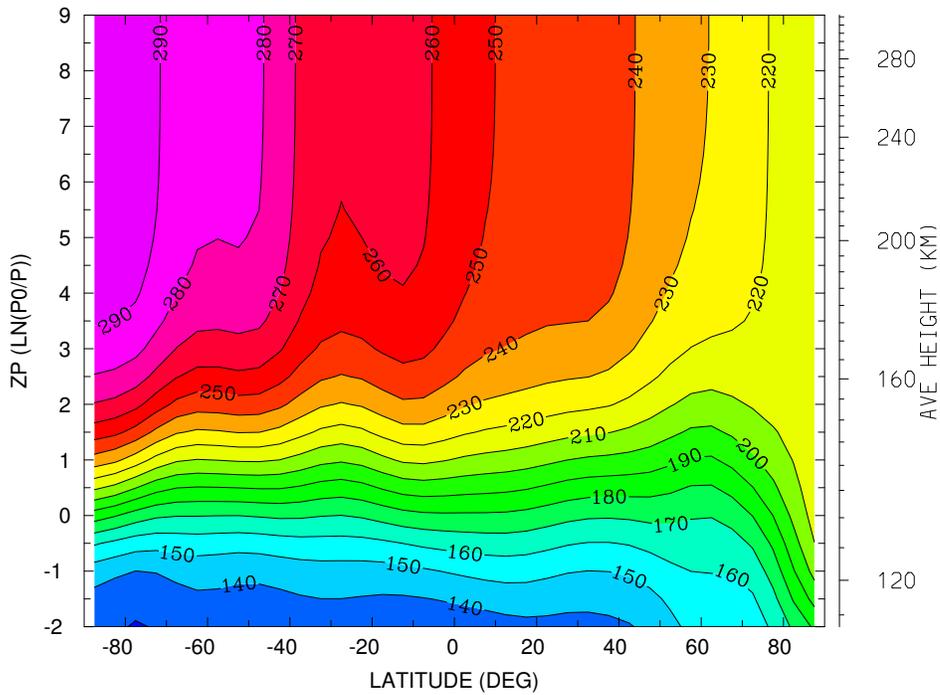
Brevemente, en cuanto a las concentraciones relativas de O y CO<sub>2</sub> (no mostradas aquí), el acuerdo es bastante bueno de nuevo, y los dos modelos predicen una acumulación de oxígeno atómico de similar magnitud en la noche polar.

#### 5.2.4.2 Escenario #3

La temperatura media zonal obtenida por ambos modelos en este caso se representa en la figura 5.33, y la comparación con la figura 5.29 nos indica el impacto del nuevo flujo solar. La estructura térmica es muy similar, aunque aparecen ligeras diferencias. Ambos modelos presentan temperaturas termosféricas ligeramente diferentes, mayores en el MTGCM y menores en el EMGCM que en la simulación con flujos solares diferentes, con lo que el acuerdo entre ambos modelos mejora considerablemente. En el hemisferio Sur la temperatura máxima es de unos 290 K en la región polar de verano para el MTGCM y es de unos 280 K para el EMGCM. Parece que el máximo del EMGCM está ligeramente desplazado de la región polar, hacia 60S, y que presenta una estructura dual, con otro máximo en el ecuador. Ambos valores, sin embargo, son tan solo 10 K superiores a la temperatura a 30S, por lo que, considerando los promedios espacio temporales incluidos, el resultado del EMGCM podría considerarse como el de una termosfera esencialmente sin variación latitudinal en todo el hemisferio Sur. El MTGCM, sin embargo, presenta un gradiente de 40 K entre ecuador y polo diurno. La mínima temperatura termosférica, en la región polar nocturna (hemisferio Norte), es en cambio muy similar en ambos modelos, en torno a 220 K, quizás con un ligero desplazamiento del polo geométrico en el caso del EMGCM. En la baja termosfera y en la mesopausa, los dos modelos dan resultados muy similares en latitudes medias y en el hemisferio Sur, con 140 K de valor mínimo y escasa variación latitudinal hasta 40 N. Sin embargo en el hemisferio de invierno existe un claro calentamiento polar en el MTGCM, seguramente de origen dinámico, ya observado y comentado en secciones anteriores, que sigue sin existir, o sólo muy tímidamente, en el EMGCM. La temperatura de la mesopausa alcanza 190 K en el polo nocturno en el MTGCM mientras sólo es de 160 K



NEUTRAL TEMPERATURE (DEG K)  
YEAR 1999 UT= 0.00 ZONAL MEANS



MIN,MAX= 1.2937E+02 2.9678E+02 INTERVAL= 1.0000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=511,12, 0)  
 /BOUGHER/SWBM06/pC.03T1.F130L270j.nc

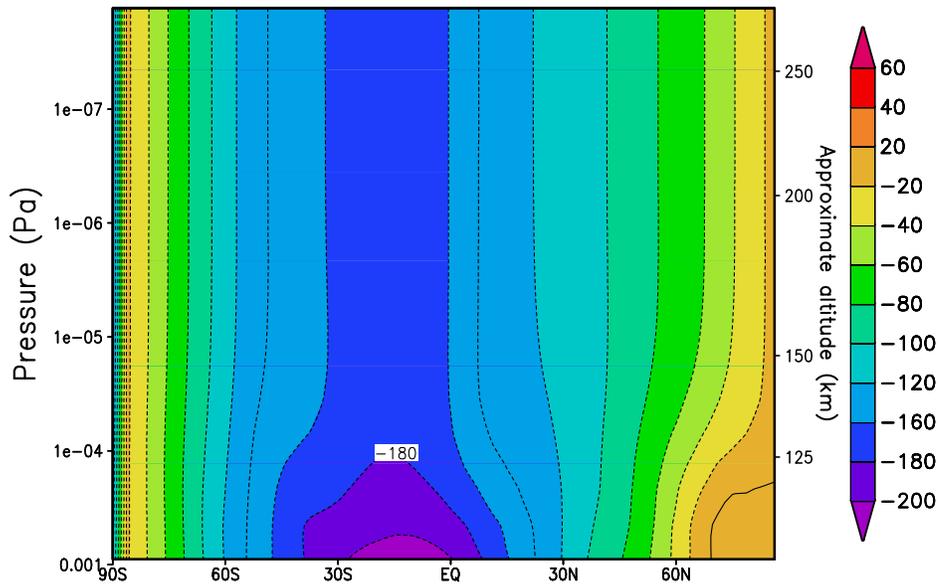
Fig. 5.33 Temperatura media zonal, en [K], obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #3,  $L_s=270$

en el EMGCM. Esta puede considerarse la diferencia más notoria entre ambos modelos para este escenario. Otras diferencias de importancia secundaria pueden señalarse también. Por ejemplo, el ligero calentamiento del EMGCM en torno a 30S, y que podría ser el responsable de las diferencias entre ambos modelos a alturas superiores en esa franja de latitud. Otro ejemplo es el ligero calentamiento en el MTGCM en el polo de verano, ausente en el EMGCM. Y por último, el gradiente de temperatura existente en el ecuador entre la mesopausa y la alta termosfera es mayor en el EMGCM, de 130-140 K frente a los aproximadamente 100 K en el MTGCM. Examinemos otros resultados de este escenario, empezando por los vientos zonales, presentados en la figura 5.42.

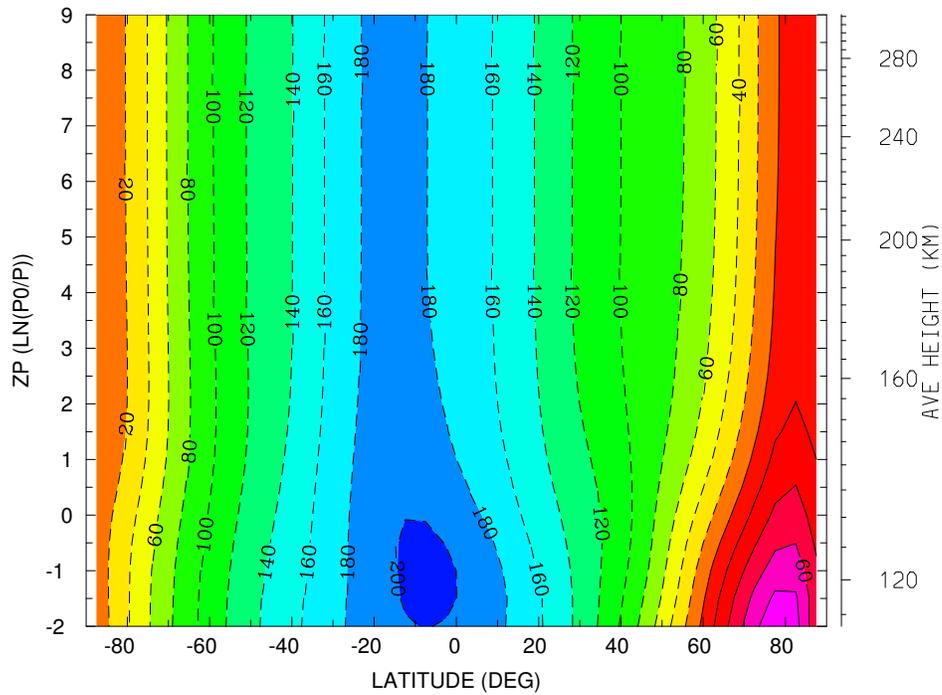
Como en el caso anterior  $L_s=90$ , existe un acuerdo global entre ambos modelos: en ambos casos dominan los vientos hacia el Oeste, con máxima intensidad en la región ecuatorial (200 m/s en la mesopausa en ambos casos). Una diferencia apreciable es la existencia de un chorro de vientos hacia el Este en el polo de invierno del MTGCM que es mucho más débil en el EMGCM. Esta diferencia debe estar relacionada con el calentamiento polar de origen dinámico más intenso en el MTGCM. Si ese calentamiento polar se debe a la propagación de ciertas ondas desde la baja atmósfera hasta esas regiones y a su interacción con el flujo medio, como deducen *Wilson (1997)* y *Forget y col. (1999)*, el patrón de vientos en capas inferiores puede ser importante. Para intentar dilucidar esta cuestión, sería conveniente realizar un estudio de la estructura ondulatoria a varias alturas en los dos modelos, que revele el espectro y la intensidad de la propagación de ondas desde la baja atmósfera a estas latitudes, labor que debería abordarse a corto plazo en el plan de comparación entre estos modelos.

Los vientos meridionales medios zonales presentan de nuevo importantes diferencias, como podemos comprobar en la figura 5.35, dentro de una situación global que también presenta similitud. Empezando por éstas, en ambos modelos dominan los vientos hacia el Norte, situación por otra parte esperable durante el verano en el hemisferio Sur. La máxima intensidad de estos vientos es similar en ambos modelos (80 m/s), y ambos predicen una región con vientos hacia el Sur de similar intensidad (15-20 m/s) en el polo de invierno (algo más amplia en el EMGCM, llegando hasta latitudes 30N). La estructura de estos vientos meridionales en la alta termosfera presenta importantes diferencias. Mientras que en el EMGCM los vientos meridionales medios zonales son máximos en la región ecuatorial, decreciendo al acercarnos a las regiones polares, en el MTGCM la intensidad de estos vientos es mínima cerca del ecuador, para aumentar alcanzando máxima intensidad en las regiones de latitud 60S y 30N. Como antes, una inspección de secciones latitud-presión diurna y nocturna, así como el estudio de la estructura ondulatoria, pueden arrojar luz sobre el origen de estas diferencias, que en principio pensamos pueden estar originadas por la propagación de perturbaciones desde la baja atmósfera.

Para el calentamiento UV, no representado aquí, la situación es similar a la que había para el escenario #2. El calentamiento UV máximo dado por el MTGCM (1400 K/día) es aproximadamente un 30% superior al del EMGCM (1100 K/día). En este caso, la estructura del pico de calentamiento es también similar en ambos modelos. En definitiva, diferencias que pueden estar relacionadas con la mayor temperatura global en el MTGCM, pero que parecen

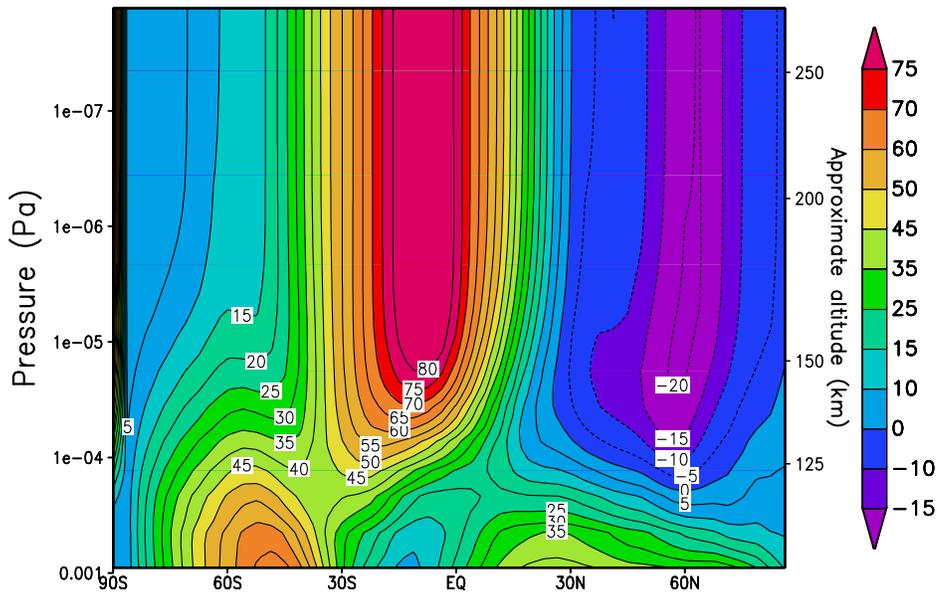


NEUTRAL ZONAL WIND (M/S)  
YEAR 1999 UT= 0.00 ZONAL MEANS

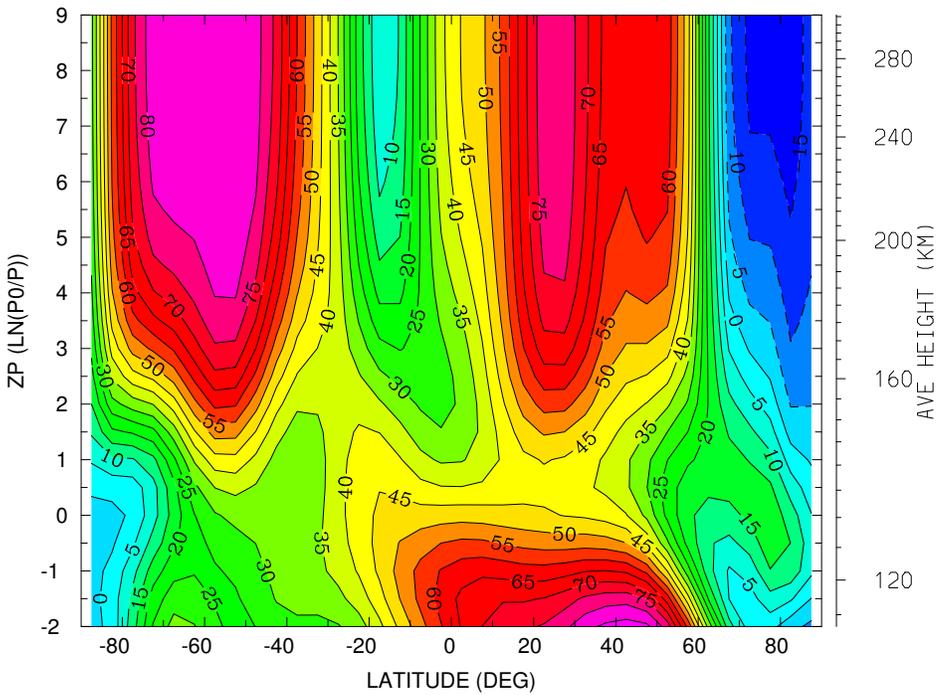


MIN, MAX= -2.0438E+02 9.3959E+01 INTERVAL= 2.0000E+01  
mtgcm15 (DAY,HR,MIN=511,12, 0)  
/BOUGHER/SWBM06/pC.03T1.F130L270j.nc

Fig. 5.34 Media zonal del viento zonal, en [m/s], obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #3,  $L_s=270$



NEUTRAL MERIDIONAL WIND (M/S)  
YEAR 1999 UT= 0.00 ZONAL MEANS



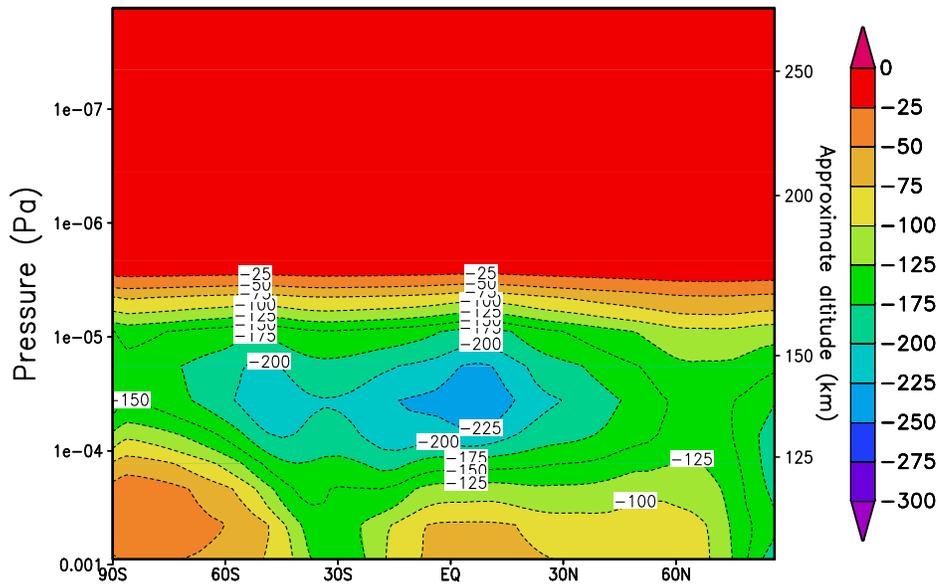
MIN,MAX= -1.7784E+01 8.7427E+01 INTERVAL= 5.0000E+00  
mtgcm15 (DAY,HR,MIN=511,12, 0)  
/BOUGHER/SWBM06/pC.03T1.F130L270j.nc

Fig. 5.35 Media zonal del viento meridional, en [m/s], obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con "composición estática" (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #3,  $L_s=270$

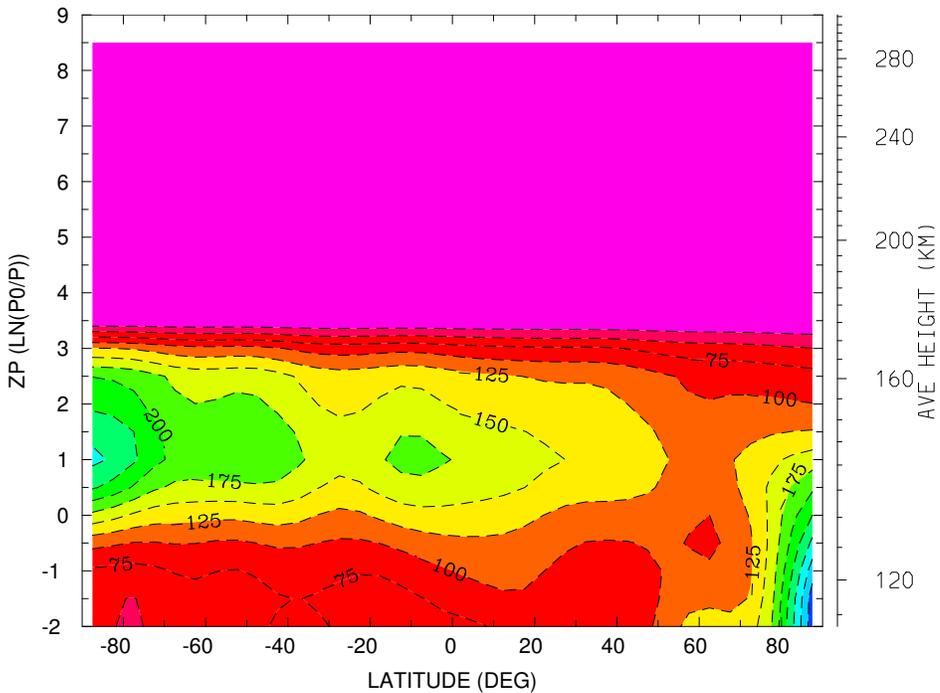
descartar este calentamiento in-situ como responsable de las diferencias en la estructura de temperatura y vientos meridionales.

El enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  se representa en la figura 5.36. Vemos que hay algunas diferencias llamativas. El máximo enfriamiento en el EMGCM ( $-225 \text{ K/día}$ ) se da en la región ecuatorial en la baja termosfera, mientras que para el MTGCM este máximo enfriamiento ( $-275 \text{ K/día}$ ) se sitúa en la mesopausa del invierno polar. En el verano polar, el enfriamiento en la baja termosfera es mayor para el MTGCM ( $-250 \text{ K/día}$ ) que para el EMGCM ( $-150 \text{ K/día}$ ). Estas diferencias pueden explicarse sin más que recordar el mapa de temperaturas (figura 5.33). Recordemos que el MTGCM presentaba un fuerte calentamiento polar en el hemisferio de invierno, más moderado en el EMGCM. Los enfriamientos siguen exactamente esta tendencia. También comentamos anteriormente la mayor temperatura en la baja termosfera en la región ecuatorial para el EMGCM y que en la baja termosfera en el polo de verano las temperaturas son mayores en el MTGCM. Ambas tendencias son observadas en los enfriamientos, por lo que posiblemente estos resultados parecen obedecer a, más que producir, las diferencias de temperatura.

En resumen, estas comparaciones, aún en progreso, parecen mostrar un buen acuerdo global entre ambos modelos, con diferencias de temperatura generalmente del orden de uno 10 K, cerca del límite de variabilidad intrínseca del EMGCM a alturas termosféricas. Sin embargo, persisten algunas diferencias, probablemente debidas a diferentes efectos de la baja atmósfera sobre la termosfera, que pretendemos clarificar en fases futuras de esta campaña. Otro objetivo prioritario de estas futuras fases será la extensión de este estudio a otros escenarios.



tircool ()  
 YEAR 1999 UT= 0.00 ZONAL MEANS



MIN,MAX= -3.1446E+02 0.0000E+00 INTERVAL= 2.5000E+01  
 mtgcm15 (DAY,HR,MIN=511,12, 0)  
 /BOUGHER/SWBM06/sC.03T1.F130L270i-l.nc

Fig. 5.36 Media zonal del enfriamiento en 15  $\mu\text{m}$ , en [K/día], obtenida con el EMGCM (panel superior) y el MTGCM con “composición estática” (panel inferior), cuando ambos modelos utilizan el mismo flujo solar. Escenario #3,  $L_s=270$



## Capítulo 6

# Summary, conclusions and future work

The work presented in this Memory of Thesis is framed within the European Space Agency's project called "European Mars Climate Database" (EMCD hereafter), aimed at creating and maintaining a database of atmospheric statistics for Mars. This is a joint project between the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD, CNRS, France), the Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics Department (AOPP, Oxford University, United Kingdom) and the Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA, CSIC, Spain). The first two laboratories have developed two General Circulation Models of the Martian atmosphere which share the same physical package, and were used to build the first version of the EMCD. The IAA team has been devoted mainly to the extension to the thermosphere of the two previous models, to become what we call the "European Mars General Circulation Model" (EMGCM), used to build the latest version of the EMCD (<http://www-mars.lmd.jussieu.fr/>). Once extended to the thermosphere, the EMGCM has become the first general circulation model of the Martian atmosphere that covers the whole altitude range from the surface to the exosphere, allowing for the first time to study consistently the coupling between the lower and upper atmosphere, an important feature of the Martian atmosphere. Additionally, this extension has permitted the first extension to the thermosphere of the EMCD.

This thermospheric expansion of the EMGCM requires the inclusion in the model of fast schemes for the different physical processes that are important in this region, among them the UV heating and the photochemistry. The strategy followed for this task has been, first, the development of a one-dimensional (1-D) non-stationary model of the energetics, chemistry and dynamics of the upper Martian atmosphere, in which detailed account for these processes could be realistically developed and tested. And second, once these detailed processes were developed, they were used as a base for the construction of the fast schemes, which were compared/contrasted with the first ones.

Our work can be schematically classified into three areas, that are summarised next.

## 6.1 Modeling of physical processes and development of 1-D model

In this phase we used as a base the radiative-convective model of the Martian atmosphere previously developed at IAA (*López-Valverde et al.*, 2000). This model already includes a comprehensive treatment of the IR radiative balance by CO<sub>2</sub>, a key component of the energy balance of the mesosphere and lower thermosphere of Mars. It considers explicitly the effects of Non-Local Thermodynamic Equilibrium (NLTE) following the theoretical model of *López-Valverde and López-Puertas* (1994a,b). Some physical processes, described next, were added to this model during the present work.

### 6.1.1 UV solar heating

This is the main energy input of the thermospheres of the terrestrial planets. The model developed considers the absorption of UV solar radiation by the three more important absorbers in the thermosphere of Mars, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> and O(<sup>3</sup>P), and also by H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> and O<sub>3</sub>, between 0.1 and 800 nm, using the Lambert law and the most recent data found for the absorption cross sections. Rayleigh scattering is taken into account assuming the approximation of simple scattering and the approach followed by *Atreya and Gu* (1994). The model includes a detailed ray-tracing scheme to calculate the monochromatic photoabsorption coefficients for the individual gases at high solar zenith angles. The altitude variation of the photoabsorption coefficients is then calculated using a finite differences scheme, and used to obtain the individual contributions to the UV heating.

We have analysed the integrated photoabsorption coefficients in different spectral intervals, and the UV heating produced by each gas, finding that CO<sub>2</sub> is the main responsible of the thermospheric heating at all altitudes, even in the very upper layers where atomic oxygen is more abundant. Only when the O/CO<sub>2</sub> ratio is higher than 10, atomic oxygen starts to dominate the UV heating. The variation of the heating rate with solar zenith angle (SZA) has also been studied. There is little variation for 0<SZA< 60°, and in the upper layers the heating is non-zero for 90<SZA< 104°. As for the variation of the heating rate with the solar cycle, it is found that both the value and altitude of the peak heating rate depend on the solar conditions, ranging from 770 K/day at 220 km altitude for solar maximum conditions to 360 K/day at 170 km for solar minimum conditions, using a 16% efficiency for thermalization. The results given by this model have been compared with similar schemes developed at different laboratories. An overall good agreement it is found with the model developed at the Service d'Aeronomie of the Paris University (*Lefèvre et al.*, 2004), with very similar values and behaviour for the photoabsorption coefficients above 120 nm in both models. The comparison with the MTGCM (*Bougher et al.*, 1988, 1999) shows some differences, probably due to the different cross sections used and the different separate treatment of strong UV solar lines in the MTGCM.

### 6.1.2 Photochemistry

Photolysis in the UV produces a large number of atomic species at high altitudes, usually very reactive, and all the chemical reactions which alter and define the state of the thermosphere need to be considered. Our photochemical model solves the 1-D chemical continuity equation for 12 constituents:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}({}^3P)$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$  and  $\text{O}({}^1D)$ . The most important productions and losses of all these species in the upper atmosphere, including photodissociations and the important  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  chemical cycles are included in a total of 27 reactions. The lifetimes of the different species have been analysed, finding that the shortest-lived compounds are  $\text{O}({}^1D)$ ,  $\text{OH}$  and  $\text{HO}_2$  at almost every altitude. These compounds impose a serious limitation to the numerical efficiency of the code, as it is necessary to use very small time steps to solve their continuity equations, making the resolution very CPU time consuming. The temporal evolution of the concentration of the species has been studied at different altitudes, finding diurnal variations in general good agreement with those predicted in previous photochemical models of the Martian atmosphere.

### 6.1.3 Thermal conduction

This is the dominant mechanism to compensate the strong UV heating of the thermosphere. The Fourier law, the governing equation for this process, is solved using a finite difference scheme. The thermal conduction coefficient is inversely proportional to the number density, so the importance of this process is limited to the upper layers of the atmosphere, namely the thermosphere. Some tests have been made to study the performance of this module. Perturbations to isothermal input profiles at different altitudes are introduced. Due to the above mentioned dependence on the density of the coefficient, the perturbation is more easily dissipated at higher altitudes, as expected. We have found that the thermal conduction is very efficient above about 140 km, creating quickly an isothermal layer, a thermosphere, and it is inefficient in eliminating thermal changes introduced below 120-140 km altitude. We have compared this code with that developed by *Angelats i Coll et al.* (2005) and implemented in the EMGCM, obtaining an excellent agreement.

### 6.1.4 Molecular diffusion

This is the physical process which tends to distribute vertically the different species according to their hydrostatic solution, that is, to their molecular/atomic masses. It is responsible of the enrichment in light species observed in the upper atmospheres. We use an approximation to the exact theory of multi-component molecular diffusion (*Wilson and Atreya, 2004*), and solve it by a finite difference scheme. Similarly to the thermal conduction, molecular diffusion coefficients are inversely proportional to density, and therefore the diffusion is more important the higher the layers. We have found, as expected, that a perturbation to a diffusive equilibrium profile is more persistent in the lower thermosphere and have quantified its characteristic time at all altitudes. We have also studied the ability of the molecular diffusion to damp wavy profiles

and its response to extreme conditions, showing a reasonable behavior. Comparing with the module developed by *Angelats i Coll et al.* (2005), we have found non-negligible differences in the upper thermosphere, probably due to the approximation to the multi-component diffusion introduced in our model, and consequently, we decided to include the approach of Angelats and co-workers in the EMGCM.

### 6.1.5 *Eddy diffusion*

This is the process responsible for the strong mixing observed in the lower and middle atmosphere of the terrestrial planets, which in a 1-D model is intended to represent any vertical transport mechanism, such as turbulence, winds, waves, etc, and it is usually described by a diffusion coefficient common to all constituents. This process has been included using a formalism similar to that for molecular diffusion and standard values for the eddy diffusion coefficient, so that this process dominates the vertical transport up to about 120 km approximately. For this process the coefficients do not depend on density, so we find that the efficiency, or characteristic time, of eddy diffusion in modifying the density is similar at all layers below the homopause. Two different lower boundary conditions have been used, fixing the concentration or fixing its gradient. We have found that imposing a constant concentration in the lowest layer can have an important effect on the mass conservation, and consequently, we propose this conditions to those compounds with large chemical lifetimes, and use the constant gradient for those species with chemical lifetimes shorter than the eddy diffusion's characteristic time.

## 6.2 Fast schemes of calculation

Using as a reference the detailed models for the UV heating and photochemistry included in the 1-D model, we have developed fast schemes of calculation for these processes suitable to be included in General Circulation Models. Both fast schemes have been implemented in the EMGCM.

### 6.2.1 *UV solar heating*

An approximation to the optical path is at the core of our scheme. It is based on the observation that cross sections do not vary much with altitude due to their weak dependence on temperature. Then, we assumed that the only variation of the optical depth with altitude is due to the column amount of the different absorbers. We divided the spectral range in 36 subintervals of varying width, with the criteria of minimizing the spectral variation of the nominal solar flux and the cross sections within each subinterval. In each of them, and using a reference atmosphere, the photoabsorption coefficients are computed and tabulated as a function of the column amount of the species that absorb in that subinterval. The photoabsorption coefficients for a given subinterval and for a different atmospheric profile are then obtained by interpolation to the actual total column amount appropriate for that subinterval. We have included corrections to

this scheme to account for the variation of the solar flux during the 11-year solar cycle and, as it has been found to be important for the stability of the Martian atmosphere by *Anbar et al.* (1993), also for the temperature dependence of the CO<sub>2</sub> cross section.

Results obtained with this fast scheme have been compared with the detailed model. Differences are lower than 10% at all layers for the photoabsorption coefficients and less than 5% for the heating rate. CPU time consumption is about 200 times lower than for the detailed scheme.

### 6.2.2 Photochemistry

We have used the approximation of photochemical equilibrium for the shortest-lived compounds, as usual in photochemical models of the lower atmosphere. This allows for an increase in the internal time step of the model, saving computation resources. We apply the equilibrium approximation to the three fastest species, O(<sup>1</sup>D), OH and HO<sub>2</sub>. As the lifetimes increase with altitude, the acceleration produced for this fast scheme varies with altitude, being more important in lower layers. The temporal evolution of the concentrations has been evaluated and compared with the detailed scheme. Differences are negligible in the thermosphere, and only become noticeable in low layers below about 50 km, being always below 5%. The maximum differences appear at the precise moments of sunrise and sunset, when there are sudden changes of concentration of species such as O(<sup>1</sup>D), OH, HO<sub>2</sub>, H and O(<sup>3</sup>P), that are not well reproduced by the fast scheme

## 6.3 Thermospheric EMGCM

An important portion of the present research has been devoted to the analysis and validation of the results given by the thermospheric extension of the EMGCM. Two branches can be distinguished: analysis of nominal results and validation.

### 6.3.1 Nominal results

We have focused on the study of the thermal structure and winds circulation of the upper Martian atmosphere, paying special attention to its seasonal and solar-cycle variability. For this purpose, we have used different representations of the results obtained which facilitate the study of both their latitudinal and longitudinal structure. The results analysed are, for consistency with the representation used in the EMCD, averages of results obtained during one Martian month. The effects of such an averaging over the results have been studied. Our results show that this averaging is sensitive to seasonal variations and its larger effect, in the terminator area, is due to the intrinsic dynamical activity there. The results are obtained using the standard set of values for all the input coefficients. The values of two key coefficients that directly affect the heat balance of the upper atmosphere are: 22% for the UV heating efficiency (*Fox*, 1988), and  $3 \cdot 10^{-12}$  cm<sup>3</sup>/s for the CO<sub>2</sub>-O collisional deactivation rate (*López-Puertas et*

*al.*, 1992). We have analysed the temperature, winds and heating terms in the thermosphere, as well as its vertical variation. We can conclude that, although the UV heating is the main heating source of the Martian atmosphere, some details of the thermal structure in the upper thermosphere are strongly dependent on the thermal state in the lower thermosphere, which is dictated by the IR balance and also by the dynamic adiabatic heating and cooling produced by the convergence and divergence of winds in the lower thermosphere. The reason for this link from lower to higher thermospheric layers is the high efficiency of the thermal conduction. Local dynamical heating in the upper thermosphere also has some impact.

The thermal balance obtained is very similar to the one described by *Bougher et al.* (1999) and by the 1-D model. Thermal conduction compensates the peak UV heating, with some help from the 15  $\mu\text{m}$  cooling in the lower thermosphere.

We have obtained a clear relationship between the UV heating and the O/CO<sub>2</sub> ratio in the altitude of peak heating: the more oxygen the less UV heating. This is due to the higher efficiency of CO<sub>2</sub> in absorbing UV radiation.

The seasonal and solar cycle variability has been compared with previous models and with experimental data, following *Bougher et al.* (2000). Although the same seasonal and solar cycle trend is obtained, the EMGCM seems to overestimate exospheric temperatures in about 15-20%.

### 6.3.2 Validation

We have worked in the validation of the thermospheric extension of the EMGCM in two different directions: sensitivity tests and detailed comparisons with a reference model of the Mars thermosphere, as it is the MTGCM.

#### 6.3.2.1 Sensitivity tests

We have modified the values of a number of input parameters within their known uncertainty brackets and studied their effects on the thermospheric thermal structure. These tests have also allowed us to confirm the physically consistent behaviour of the model.

We have reduced the UV heating efficiency, from the nominal value of 22% to 16%, within the uncertainty range given by *Fox* (1988). The effect is a decrease in the temperatures of about 15-20%. No significant changes are observed on the global thermal structure (vertical and latitudinal variation).

We have also checked the effect of not considering in our model the concentration changes given by photochemistry. As shown by *González-Galindo et al.* (2005), when no photochemistry is included the temperatures increase in about 10% in the upper thermosphere, and there is a slight decrease in the lower thermosphere. The reason is the relationship between O/CO<sub>2</sub> ratio and UV heating: CO<sub>2</sub> is more abundant in the thermosphere when it is not photodissociated, and this increases the UV heating in the upper layers. The decrease in the lower thermosphere is due to the higher optical depth for the increased CO<sub>2</sub> concentration.

We also have modified the CO<sub>2</sub>-O collisional deactivation rate, multiplying it by factors 2 and 0.33. When it is reduced, the temperatures increase in about 40%, and when it is increased, temperatures in the upper thermosphere decrease in average about 15% above about 90 km, being the increase maximum in the thermosphere.

As stated before, the nominal results overestimate the observed exospheric temperatures in about 15%. According to these sensitivity tests, this could be solved by using a lower heating efficiency and/or a higher value for the CO<sub>2</sub>-O collisional deactivation rate, both within current uncertainties.

### 6.3.2.2 Comparison with MTGCM

Results from the thermospheric extension of the EMGCM are being compared with the MTGCM in the frame of an ongoing intercomparison campaign. Results are preliminary yet, however some conclusions can be extracted for the two scenarios studied so far. Nominal models show important differences in the thermal structure. A comparison of the different heating terms has identified the 15  $\mu\text{m}$  cooling scheme as the main responsible for these differences. Although both models use the same parameterization for this process, based on *López-Valverde and López-Puertas* (2001), its implementation is different, as atomic oxygen is, or not, kept constant. The implementation in the MTGCM introduces a variable atomic oxygen, not tested on the original parameterization, which affects the results in polar regions, improving its comparison with observed polar warmings (*Bougher et al.*, 2006). Once this modification in the implementation is eliminated in the MTGCM and both models use identical solar fluxes, the agreement is much better. Thermal structure and zonal winds are then similar in both models, with overall differences in temperature of about 10 K. There remain some differences in the meridional winds, that we think may be due to the different propagation of waves from the lower atmosphere. This model inter-comparison is planned to continue in the next future for further scenarios and conditions.

## 6.4 Conclusions

We can summarise the main conclusions obtained in this work as follows:

- The detailed modeling approaches to study the UV heating, photochemistry, thermal conduction and molecular and eddy diffusion, and developed for the 1-D model of the upper Martian atmosphere, are numerically stable and physically consistent. The comparisons carried out with other similar models are very good, in particular for the UV heating, the photochemistry and the thermal conduction, and less satisfactory for the molecular diffusion above about 200 km, which needs an extension to include a more precise multicomponent treatment.
- The fast schemes developed to include the UV heating and the photochemistry in a GCM reproduce the results given by the detailed models with differences smaller than

10%. An important saving of CPU time consumption is achieved.

- These two fast schemes have been implemented in the EMGCM, and the conduction and diffusion models have been used to validate those implemented in the EMGCM, all of this allowing its extension to the thermosphere. In this way, the EMGCM has become the first Martian GCM that covers the whole altitude range from the surface to the upper thermosphere. As a consequence, the EMCD has also been extended to the thermosphere.
- Nominal results of the EMGCM show a thermal balance in the thermosphere during daytime between UV heating (directly linked with O/CO<sub>2</sub> ratio) and thermal conduction, with some contribution in the lower thermosphere by CO<sub>2</sub> 15 μm cooling. We demonstrate that the large efficiency of thermal conduction makes the thermal structure of the upper thermosphere to be strongly influenced by the diabatic IR balance and by the adiabatic dynamical heating in the lower thermosphere, and this is particularly significant at nighttime. A third component is also observed in the upper thermosphere due to the local divergence/convergence of winds.
- The EMGCM confirms the overall variation of the Martian thermosphere with seasons and solar cycle obtained by previous models, with extreme global mean temperatures changing from about 184 K for L<sub>s</sub>=90 and solar minimum conditions to about 410 K for L<sub>s</sub>=270 and solar maximum conditions.
- EMGCM nominal temperatures are overall about 15% higher than predicted by previous models and measurements. Sensitivity analysis show that this seems to favour lower values for the UV heating efficiency and/or higher values for the CO<sub>2</sub>-O collisional deactivation rate in our model, if the dynamics is assumed as correct.
- Detailed comparisons with MTGCM point to the need to be very careful in input conditions and use of parameterizations during intercomparison campaigns. It also emerged the need for improving the parameterization of the CO<sub>2</sub> 15 μm cooling to account for the variability of atomic oxygen in the Martian atmosphere.
- When the same scheme for the 15 μm cooling and the same solar flux are used in both models, the agreement is good, with overall differences in temperature about 10 K, which is on the order of the intrinsic variability of the EMGCM. There remain some clear differences in the temperatures and zonal winds at the polar night and in the structure of meridional winds, probably due to the different effects of the lower atmosphere.

## 6.5 Future work

All scientific work gives, ideally, some answers to the initial problems and, at the same time, opens new questions that feed the cycle of science. This work is not an exception. We summarize here some aspects not yet finished or that need to be improved, and expose the new directions that can be followed in the future. These can be grouped in the two major blocks in which this

work is divided: 1-D model and parameterizations, and EMGCM.

### 6.5.1 1-D model

We can distinguish here between introducing improvements to the processes already included, and building new modules to simulate physical processes not yet included.

#### 6.5.1.1 Improvements to already existing modules

- UV absorption and heating. The most obvious direction in which to improve this module is the addition of new species that absorb UV solar radiation, such as CO and N<sub>2</sub>. We do not expect a big effect over the heating, dominated by CO<sub>2</sub> and atomic oxygen. However, this addition would allow to include new chemical processes, such as Nitrogen chemistry. This will surely imply a revision of the division of the spectral intervals in subintervals, in order to include these new absorptions properly in the UV fast scheme of calculation. Another eventual improvement is the inclusion of new spectroscopic data (cross sections, in particular). This may be specially important for CO<sub>2</sub>, as the data we are using for  $\lambda < 100$  nm have a poor spectral resolution. This could affect significantly the UV heating obtained. We also plan to improve the description of the variation of the solar flux with the solar cycle, given that in the latest version, the SOLAR2000 database includes a proxy index more appropriate than F10.7 for the UV region and which could be useful to make predictions for future dates.
- Photochemical model. The inclusion of N<sub>2</sub> in the UV heating model would allow us to study the chemical cycles of Nitrogen compounds. A number of previous models (*Krasnopolsky, 1995*) already indicate which are the most important reactions between these compounds and we would build upon these results. We also plan to improve the fast scheme of calculation, using the strategy of chemical families, in order to extend the model to the lower atmosphere.
- Molecular diffusion. The differences obtained in the comparison with the scheme of *Angelats i Coll y col., (2005)* show the necessity of revising both schemes to fully understand the differences in the very upper thermosphere, using if necessary a multi-component scheme in the 1-D model.
- Non-LTE. There are plans to revise the current parameterizations in order to include the actual atomic oxygen abundance of the 1-D and GCM and to refine radiative transfer.

#### 6.5.1.2 Inclusion of new processes

We want to include some new processes in future versions of the 1-D model.

- Ionospheric processes. The inclusion of a ionosphere in our model could use, as a numerical base, the photochemical module already included. First, we would need to identify in the literature the most important ionospheric processes and its interaction with the neutral atmosphere.

- **Escape.** We foresee to include in the next phase of the project a new module to study the thermal escape processes and evaluate the possible impact of non-thermal ones. The analysis of these processes will also allow to study the isotopic fractionation of the current Martian atmosphere, and is key to understand the evolution of the planet, including paleoclimatic studies.

### **6.5.2 EMGCM**

The inclusion of new processes in the EMGCM is linked to the development of modules for them in the 1-D model and, if necessary, to the design of fast schemes of calculation. So, we foresee the revisions of the 1-D model mentioned above and the new modules for ionospheric processes and escape to be eventually included into the EMGCM.

Research in other directions is also needed to continue the improvement of the model. A very important point is, still, the validation of the model. From the internal validation point of view, it is necessary to continue the analysis of sensitivity tests to show the response of the model to inputs such as the dust distribution in the lower atmosphere. We will also continue with the comparisons with the MTGCM, studying new maps, analysing the wave structure at different altitudes, and studying further scenarios. We expect to get a better understanding of the current differences and of the effect of waves propagating from the lower atmosphere to the thermosphere.

A new direction to validate the model will be the analysis of new data from the missions nowadays orbiting Mars. For this purpose it will be particularly useful the analysis of SPICAM data, in particular the temperature, density and composition profiles of the lower thermosphere. This will allow, in one hand, to validate the model and find its weaknesses and potential biases, and in the other hand to get a better understanding of SPICAM data in the context of a global model. This activity will expectantly give us a better knowledge of the chemical processes and of the upward propagation of waves.

Finally, a full and new GCM model for the Venusian atmosphere is under development at LMD and is planned to start producing the first results in the coming years. It will be built using as a base the EMGCM. For this task we will adapt the modules already developed for the Martian model to the conditions of the Venusian atmosphere, given that both atmospheres are mainly formed by CO<sub>2</sub>, so it is likely that they are affected by similar processes. This will give clues about the numerical behaviour of the different models implemented in Mars when shifted to the extreme conditions that prevail in Venus. This will pave the way for studies in comparative planetology, and for the analysis of Venus Express data.

## Apéndice A

# Método de las diferencias finitas

Para introducir este método supongamos una función continua  $u(x, y)$ . Ésta podría ser cualquier variable geofísica, como la temperatura o densidad atmosféricas, o la velocidad de los vientos verticales, o meridionales, etc. Y puede ser de varias variables independientes, que en nuestro estudio serán normalmente algún subconjunto de las coordenadas espacio temporales latitud, longitud, altura sobre la superficie o presión atmosférica, y tiempo; es decir, generalmente serán del tipo  $u(x, t)$ . En el método de las diferencias finitas la región de variación continua de los argumentos  $x$  e  $y$  se sustituye por un conjunto finito (discreto) de puntos  $P_{i,j}$ , llamado malla o rejilla, con un espaciado uniforme  $h = \Delta x$ ,  $k = \Delta y$ . Las funciones de argumento continuo se sustituyen por funciones de argumento discreto, definidas en los puntos de la rejilla. Para el valor de la función en los puntos de la rejilla se utiliza la notación  $u_{i,j} = u(ih, jk)$ . Las derivadas que aparecen en las ecuaciones diferenciales se aproximan mediante combinaciones lineales de valores de la función en varios puntos de la rejilla, con lo cual la ecuación diferencial se sustituye por un sistema de ecuaciones algebraicas, llamadas ecuaciones en diferencias. Así, desarrollando  $u(x + \Delta x, y)$  en torno a  $(x, y)$  en serie de Taylor tenemos:

$$u(x + \Delta x, y) = u(x, y) + \Delta x \frac{\partial u}{\partial x}(x, y) + \frac{(\Delta x)^2}{2!} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, y) + \frac{(\Delta x)^3}{3!} \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}(x, y) + \mathcal{O}[(\Delta x)^4] \quad (\text{A.1})$$

que, dividiendo por  $\Delta x$  y despreciando términos de orden cuadrático o superior, queda:

$$\frac{\partial u}{\partial x}(x, y) = [u(x + \Delta x, y) - u(x, y)] / \Delta x$$

que en la notación introducida anteriormente puede escribirse:

$$\frac{\partial u}{\partial x}|_{i,j} = \frac{1}{h}(u_{i+1,j} - u_{i,j}) + \mathcal{O}(h) \quad (\text{A.2})$$

A esta aproximación de la derivada primera se le llama derivada derecha en diferencias.

De forma similar, podemos obtener la derivada izquierda en diferencias:

$$u(x - \Delta x, y) = u(x, y) - \frac{\partial u}{\partial x}(\Delta x) + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(\Delta x)^2 - \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + \mathcal{O}[(\Delta x)^4] \quad (\text{A.3})$$

de donde

$$\frac{\partial u}{\partial x}|_{i,j} = \frac{1}{h}(u_{i,j} - u_{i-1,j}) + \mathcal{O}(h) \quad (\text{A.4})$$

Restando las ecuaciones (A.1)-(A.3):

$$u(x + \Delta x, y) - u(x - \Delta x, y) = 2\Delta x \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^3}{3} \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + \mathcal{O}[(\Delta x)^5]$$

que dividiendo por  $2\Delta x$ :

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2h} + \mathcal{O}[(h)^2] \quad (\text{A.5})$$

que es la forma de la llamada derivada central en diferencias.

Operando los desarrollos de Taylor anteriores podemos llegar también a:

$$\frac{1}{(\Delta x)^2} [u(x + \Delta x, y) - 2u(x, y) + u(x - \Delta x, y)] = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mathcal{O}[(\Delta x)^2]$$

que en la notación anterior queda:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Big|_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{h^2} + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{A.6})$$

Además de estas transformaciones, A.5 y A.6, que permiten pasar de ecuaciones diferenciales a ecuaciones algebraicas en diferencias finitas, también las condiciones de contorno de las ecuaciones diferenciales deberán ser convertidas a condiciones sobre la función en la rejilla.

Las ecuaciones en diferencias finitas deben cumplir dos propiedades fundamentales: estabilidad y convergencia. Se dice que hay convergencia si, cuando el tamaño de la red tiende a 0, la solución del problema en diferencias finitas tiende a la solución de la ecuación diferencial. Y el problema de diferencias finitas será estable si el error de truncación que se produce al hallar la solución para un paso no crece indefinidamente al aumentar la resolución, es decir, al reducir el tamaño de la rejilla. Si un problema de diferencias finitas es estable, pequeñas modificaciones en las condiciones iniciales conducirán a pequeñas diferencias en la solución; si, en cambio, es inestable, pequeñas variaciones de los datos iniciales pueden conducir, en una red suficientemente pequeña, a cambios arbitrariamente grandes en la solución. Existen varios teoremas que permiten conocer si un método de diferencias finitas es convergente y estable. No los recordaremos aquí en detalle, aunque sí los utilizaremos, por ejemplo en las secciones 2.4.3, 2.5, 2.6 y 2.7 a la hora de decidir qué método de diferencias finitas usar en los casos concretos de la fotoquímica, la conducción térmica, la difusión molecular y la difusión turbulenta, respectivamente. Un estudio detallado de estos teoremas puede verse, por ejemplo, en *Ames* (1992), *Richtmyer y Morton* (1994), *Tijonov y Samarsky* (1972) o *Sod* (1985).

Los métodos de diferencias finitas pueden ser divididos en dos clases: los métodos explícitos y los implícitos. En los primeros, una fórmula proporciona un método directo, no iterativo, para obtener la solución en cada punto en función de valores anteriores conocidos de la función. Es decir, el valor de la función en el paso siguiente,  $t+1$ , sólo dependerá de valores conocidos de la función en unos pocos pasos temporales anteriores ( $t, t-1, \dots$ ). En estos métodos los valores de la función no implicados en las derivadas temporales se suelen evaluar en el tiempo  $t$ , de modo que sus valores son conocidos y se pueden utilizar para calcular el valor de la función en el siguiente paso temporal. Los métodos implícitos, en cambio, conllevan cálculos simultáneos de

valores de la función discretizada en varios puntos de la red a partir tanto de valores anteriores y conocidos de la función como de valores futuros aún no conocidos. En ellos los valores de la función no implicados en la derivada temporal se evalúan en el tiempo  $t + 1$ , con lo que sus valores son desconocidos y deben ser incluidos como incógnitas en la resolución. Estos métodos llevan a un sistema algebraico de ecuaciones que habrá que resolver iterativamente. Veamos estos dos tipos de métodos con un ejemplo, que será además de utilidad para el estudio posterior de las ecuaciones de difusión y conducción.

Consideremos una ecuación diferencial de la forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = A \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + B \frac{\partial u}{\partial x} + Cu \quad (\text{A.7})$$

donde  $A, B$ , y  $C$  dependen sólo de  $x$  y  $t$ . Si discretizamos usando un método explícito (es decir, las variables en el segundo miembro las evaluamos en el tiempo  $t$ , con lo que las suponemos conocidas) en una rejilla con espaciados  $h = \Delta x$  y  $k = \Delta t$  y las aproximaciones que vimos anteriormente para las derivadas primera y segunda:

$$\frac{u_{x,t+1} - u_{x,t}}{k} = A \frac{u_{x+1,t} - 2u_{x,t} + u_{x-1,t}}{h^2} + B \frac{u_{x+1,t} - u_{x-1,t}}{2h} + Cu_{x,t}$$

que se puede poner en la forma:

$$u_{x,t+1} = c_1 u_{x+1,t} + c_0 u_{x,t} + c_{-1} u_{x-1,t} \quad (\text{A.8})$$

con los valores

$$\begin{aligned} c_1 &= A \frac{k}{h^2} + B \frac{k}{2h} \\ c_0 &= 1 - 2A \frac{k}{h^2} + Ck \\ c_{-1} &= A \frac{k}{h^2} - B \frac{k}{2h} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

(nótese que estos coeficientes no son constantes, sino que, a través de la dependencia de  $A, B$  y  $C$ , dependen de  $x$  y  $t$ . Por tanto, sería más correcto escribir, por ejemplo,  $c_{x,t}^1 = A_{x,t} \frac{k}{h^2} + B_{x,t} \frac{k}{2h}$ . Por simplicidad, omitimos estos subíndices en esta formulación general, aunque los usaremos cuando sea necesario o conveniente tener en cuenta esta dependencia espacio-temporal de los coeficientes)

Se puede demostrar (*Ames*, 1992) que esta ecuación en diferencias finitas es estable si se verifican las dos condiciones  $A > 0$  y  $\frac{k}{h^2} < \frac{1}{2A}$ . Esta última condición implica una restricción, fijado el espaciado de la rejilla, sobre el paso temporal máximo que se puede usar para la resolución de la ecuación. Vemos también que, conociendo los valores de la variable en el paso temporal anterior en los tres puntos adyacentes podemos calcular directamente el valor de la variable para el siguiente paso temporal.

Veamos ahora cómo sería la discretización si utilizamos un método implícito. En este caso las variables del segundo miembro se evalúan en  $t + 1$ :

$$\frac{u_{x,t+1} - u_{x,t}}{k} = A \frac{u_{x+1,t+1} - 2u_{x,t+1} + u_{x-1,t+1}}{h^2} + B \frac{u_{x+1,t+1} - u_{x-1,t+1}}{2h} + Cu_{x,t+1}$$

que, tras reagrupar términos, se puede poner como un sistema de ecuaciones de la forma:

$$\alpha u_{x+1,t+1} + \beta u_{x,t+1} + \gamma u_{x-1,t+1} = \delta \quad (\text{A.10})$$

con

$$\begin{aligned} \alpha &= -A \frac{k}{h^2} - B \frac{k}{2h} \\ \beta &= 1 + 2A \frac{k}{h^2} - Ck \\ \gamma &= B \frac{k}{2h} - A \frac{k}{h^2} \\ \delta &= u_{x,t} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Escrito en forma matricial, este sistema queda:

$$\begin{pmatrix} \beta_1 & \alpha_1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \gamma_2 & \beta_2 & \alpha_2 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_3 & \beta_3 & \alpha_3 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \gamma_{N-1} & \beta_{N-1} & \alpha_{N-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \gamma_N & \beta_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{1,t+1} \\ u_{2,t+1} \\ u_{3,t+1} \\ \vdots \\ u_{N-1,t+1} \\ u_{N,t+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta_1 \\ \delta_2 \\ \delta_3 \\ \vdots \\ \delta_{N-1} \\ \delta_N \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

que es un sistema tridiagonal de ecuaciones que puede resolverse mediante algoritmos numéricos ya contruidos, como el que aparece en *Press y col.*, (1992), en el cual se basa la subrutina de resolución de este tipo de sistemas que utilizamos en el modelo. Los coeficientes  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_N$  y  $\alpha_N$  se determinan mediante las condiciones de contorno de la ecuación diferencial, adaptadas para convertirse en condiciones algebraicas sobre estos coeficientes. Los demás coeficientes se determinan mediante las condiciones (A.11). Este método implícito es incondicionalmente estable (*Ames*, 1992; *Holton*, 1992). Por ello, y a diferencia del método explícito, la estabilidad no impone condiciones sobre el paso temporal que se puede usar en el modelo, y éste se puede elegir en base a condiciones de precisión exclusivamente (*Richtmyer y Morton*, 1994).

## Apéndice B

# Transporte radiativo

Nuestro objetivo aquí es estudiar el transporte de la radiación solar a través de la atmósfera marciana. La interacción radiación-materia es un problema complejo que implica mecanismos cuánticos. Cuando un fotón llega a una partícula o molécula e interactúa con ella hay dos posibilidades: bien el fotón es absorbido por la partícula, que se apodera de su energía, o bien el fotón es dispersado (scattering). Éste es un proceso por el cual la partícula sustrae energía del fotón y la reemite en todas direcciones, convirtiéndose por tanto la partícula en emisora de energía. A continuación haremos una pequeña introducción teórica al transporte radiativo. Todo el desarrollo posterior está basado en las recopilaciones de *Kondratyev* (1969), *Liou* (1980) y *López-Puertas y Taylor* (2001).

Consideremos una cantidad infinitesimal de energía radiante  $dE_\lambda$  con longitud de onda entre  $\lambda$  y  $\lambda + d\lambda$ , que atraviesa en un tiempo infinitesimal  $dt$  una superficie infinitesimal  $dA$ , con una dirección confinada en un ángulo sólido diferencial  $d\Omega$ , y orientada con un ángulo  $\theta$  respecto a la normal a la superficie. Se define la intensidad monocromática, o radiancia, en la forma:

$$L_\lambda = \frac{dE_\lambda}{\cos \theta d\Omega d\lambda dt dA} \quad (\text{B.1})$$

y que en el caso general depende de la dirección del rayo,  $\theta$ , la posición de la superficie,  $s$ , y del tiempo,  $t$ , es decir, será una función  $L(\lambda, \theta, s, t)$ . Sus dimensiones son energía por unidad de área, de tiempo, de longitud de onda y de ángulo sólido. Dado que en la región UV del espectro es común utilizar nanómetros como unidad de longitud de onda, las unidades de  $L_\lambda$  en el sistema CGS y con dicha convención serían [ $\text{erg s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ]. El flujo radiativo monocromático,  $F_\lambda$ , se define como la integral de la componente normal de  $L_\lambda$  sobre todos los ángulos sólidos,  $F_\lambda = \int_\Omega L_\lambda \cos \theta d\Omega$ , y sus unidades serán [ $\text{erg s}^{-1} \text{nm}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ].

La variación en la radiancia producida cuando la radiación atraviesa una capa infinitesimal de espesor  $ds$  de un medio es:

$$dL_\lambda = -(\sigma_{abs,\lambda} + \sigma_{dis,\lambda})nL_\lambda ds + j_\lambda n ds \quad (\text{B.2})$$

donde  $\sigma_{abs,\lambda}$  es el coeficiente de absorción o sección eficaz de absorción monocromática del medio en dicho punto y  $\sigma_{dis,\lambda}$  es el coeficiente de dispersión monocromático del medio, ambos expresados en [ $\text{cm}^2$ ];  $n$  la densidad de partículas en el medio en [ $\text{cm}^{-3}$ ]; y  $j_\lambda$  es el coeficiente de

emisión monocromático, que caracteriza las propiedades de emisión de las partículas del medio, en  $[\text{cm}^2]$ . Ésta es la ecuación fundamental para la descripción de la interacción radiación-materia, y se conoce como ecuación de transporte radiativo. La integración de la misma sólo proporciona una solución formal, pues el campo de radiación dado por  $L$  no es la única incógnita: las propiedades de absorción y emisión del medio pueden depender del campo radiativo.

Este problema se simplifica en el caso de la interacción de la radiación solar con una atmósfera planetaria, tras algunas consideraciones y aproximaciones. En primer lugar, considerando el tránsito de la radiación solar UV a través de la atmósfera, la dispersión y la emisión pueden despreciarse frente a la absorción. La emisión atmosférica en el intervalo de frecuencias del UV es muy pequeña a las temperaturas típicas de una atmósfera, y se puede despreciar su contribución al campo radiativo directo solar. Y la dispersión, por su parte, en ausencia de nubes y de polvo o partículas en suspensión, es débil en general en todas las alturas de las atmósferas terrestres, salvo quizás en el extremo UV y en las capas más densas, en la troposfera; volveremos sobre este punto un poco más adelante. Si la dispersión y la emisión pueden ser despreciadas, entonces la ecuación queda en la forma  $dL_\lambda = -\sigma_\lambda n L_\lambda ds$ , donde hemos sustituido  $\sigma_\lambda \equiv \sigma_{abs,\lambda}$ . Integrando la ecuación entre dos puntos del medio, uno de ellos tomado como origen del camino:

$$L_\lambda(s_1) = L_\lambda(0) \exp\left(-\int_0^{s_1} \sigma_\lambda n ds\right) \quad (\text{B.3})$$

e, introduciendo el espesor óptico monocromático,  $\tau_\lambda$ , a lo largo de un camino  $s$ , como la magnitud adimensional:

$$\tau_\lambda(s) = \int_s \sigma_\lambda n ds \quad (\text{B.4})$$

la ecuación anterior queda:

$$L_\lambda(s_1) = L_\lambda(0) \exp(-\tau_\lambda(s_1)) \quad (\text{B.5})$$

Esta ecuación que describe el resultado empírico de la reducción exponencial de la radiación con el espesor óptico de un camino se conoce con el nombre de ley de Lambert. El coeficiente de absorción de una sustancia depende de las características cuánticas de dicha especie, no del campo de radiación, y puede, por tanto, determinarse de modo experimental en laboratorio precisamente utilizando esta ley.

En el caso de un pincel de radiación en una determinada dirección, por ejemplo proveniente de una fuente distante como el Sol, la obtención del flujo mediante integración en ángulo sólido de la radiancia es trivial (*Goody y Yung, 1989*), y se puede mostrar que en tal caso el flujo solar obtenido sigue también la ley exponencial B.5. Podemos, por tanto, plantearnos evaluar la reducción del flujo solar monocromático incidente en lo alto de la atmósfera (o “TOA” en abreviatura, del inglés “top of atmosphere”),  $F_{TOA,\lambda}$ , con la altura conforme atraviesa la atmósfera y es sujeto a la absorción de las diferentes especies presentes en la atmósfera. A cada

altura,  $z$ , el flujo resultante será por tanto:

$$F_\lambda(z) = F_{TOA,\lambda} \exp[-\tau_\lambda(z)] \quad (\text{B.6})$$

donde el espesor óptico  $\tau_\lambda(z)$ , medido entre la altura  $z$  y lo alto de la atmósfera,  $z_{TOA}$ , y que por esta razón se conoce también como “profundidad óptica”, contendrá la suma de los coeficientes de absorción de las distintas especies atmosféricas:

$$\tau_\lambda(z) = \sum_{i=1}^{N_{abs}} \int_z^{z_{TOA}} \sigma_{i,\lambda}(z') n_i(z') \frac{dz'}{\mu(z')} \quad (\text{B.7})$$

siendo  $\sigma_{i,\lambda}$  la sección eficaz de absorción monocromática del absorbente  $i$ ,  $n_i$  su densidad numérica,  $N_{abs}$  el número total de compuestos que absorben a la longitud de onda dada, y  $\mu(z')$  un factor geométrico para incluir el aumento del camino óptico que un rayo solar tiene que recorrer al atravesar la capa  $z'$  por incidir en lo alto de la atmósfera con un ángulo cenital solar (AZS) distinto de 0. En una atmósfera planoparalela  $\mu = \cos(\text{AZS})$  en todas las alturas  $z'$  (véase la siguiente subsección).

La expresión anterior nos permite conocer el flujo solar que llega a cada capa de la atmósfera, una magnitud fundamental tanto para los cálculos de calentamiento UV como para la fotoquímica.



## Apéndice C

# Método numérico de resolución de ecuaciones fotoquímicas

Presentamos la aplicación del método de las diferencias finitas, descrito en el apéndice A, a la solución de las ecuaciones fotoquímicas del modelo, tal como se menciona en la sección 2.4.3. Como puede comprobarse en la tabla 2.1, nuestro modelo considera tres tipos básicos de reacciones químicas: reacciones a dos cuerpos, reacciones a tres cuerpos, y fotodisociaciones. Veamos cómo se tratan numéricamente estas reacciones en el marco del método de las diferencias finitas mencionado en la sección A.

Empecemos con las reacciones a dos cuerpos, es decir, aquellas de la forma:



En nuestro modelo, son de este tipo las reacciones R3, R4, R5, R7, R9, R11, R13, R14, R15, R18, R19, R20, R22, R23, R24.

La variación o evolución temporal de la concentración del compuesto A,  $[A]$ , debida a esta reacción, viene dada por una expresión del tipo 2.9

$$\frac{\partial[A]}{\partial t} = -k[A][B] \quad (\text{C.2})$$

donde  $k$  es la velocidad de la reacción química directa, en  $[\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}]$ , y que es una ecuación diferencial del tipo 2.9, en la cual las pérdidas específicas del compuesto A,  $l_A$ , son  $l_A = -k[B]$ , en  $[\text{s}^{-1}]$ . Podemos definir el tiempo de vida del compuesto A,  $\tau_A$ , en  $[\text{s}]$ , como la inversa de sus pérdidas específicas:

$$\tau_A = \frac{1}{l_A} \quad (\text{C.3})$$

Para una simulación numérica computacional de este proceso, es necesario discretizar la ecuación diferencial anterior, transformándola en una ecuación en diferencias finitas. Con ello, la ecuación (C.2) queda:

$$\frac{[A]^{t+1} - [A]^t}{\Delta t} = -k[A][B] \quad (\text{C.4})$$

donde  $[A]^t$  indica la concentración del compuesto A en el paso temporal  $t$ .

Para resolver esta ecuación en diferencias finitas con un método explícito, el valor de  $[A]$  en el segundo término se evaluaría en el paso temporal  $t$  (véase sección A), y la solución de la

ecuación (C.4) sería:

$$[A]^{t+1} = [A]^t (1 - k[B]^t \Delta t)$$

Esta solución es inestable para valores grandes del paso temporal; concretamente, si  $\Delta t > 1/k[B]$  entonces  $[A]^{t+1} < 0$ . En definitiva, el paso temporal viene limitado por los tiempos de vida de los compuestos. Sin embargo, si  $[A]$  en el segundo término de C.4 se evalúa en el paso temporal  $t + 1$ , (esquema implícito), la solución de la ecuación es:

$$[A]^{t+1} = \frac{[A]^t}{1 + k[B]^t \Delta t} = \frac{[A]^t}{1 + l_A \Delta t}$$

Y en este caso, aún si  $\Delta t \rightarrow \infty$  no se obtienen concentraciones negativas  $[A]^{t+1}$ . Aún así, y por razones de precisión, es decir, de reproducir fielmente las variaciones en todos los procesos considerados, es deseable que el paso de integración temporal no sea elevado, sino del orden de los tiempos de vida química del sistema, como comentaremos más adelante en casos concretos.

Si deseamos estudiar la concentración del compuesto C en la ecuación C.1, la ecuación diferencial que hay que resolver es:

$$\frac{\partial[C]}{\partial t} = k[A][B] \quad (C.5)$$

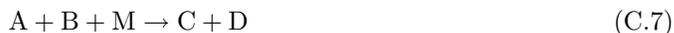
que es también de la forma 2.9, siendo en este caso las producciones de C,  $P_C$ ,  $P_C = k[A][B]$ . Transformando en una ecuación en diferencias finitas:

$$\frac{[C]^{t+1} - [C]^t}{\Delta t} = k[A][B] \quad (C.6)$$

que se puede resolver, como en el caso anterior, utilizando un esquema implícito:

$$[C]^{t+1} = [C]^t + k[A]^t[B]^t \Delta t = [C]^t + P_C \Delta t$$

Estudiemos a continuación las reacciones a tres cuerpos, cuya forma general es:



Las reacciones en la tabla 2.1 que se ajustan a este tipo son las reacciones R2, R10 y R21.

La variación de la concentración de A por esta reacción es también del tipo 2.9:

$$\frac{\partial[A]}{\partial t} = -k[A][B][M] \quad (C.8)$$

donde la velocidad de reacción  $k$  está expresada en  $[\text{cm}^{-6} \text{s}^{-1}]$ , siendo las pérdidas específicas de A  $l_A = -k[B][M]$ . Convirtiendo a una ecuación en diferencias finitas y utilizando un método implícito:

$$[A]^{t+1} = \frac{[A]^t}{1 + k[B]^t[M]^t \Delta t} = \frac{[A]^t}{1 + l_A \Delta t}$$

Del mismo modo, la variación de la concentración de C por una reacción del tipo (C.7) será:

$$\frac{\partial[C]}{\partial t} = k[A][B][M] \quad (C.9)$$

cuya solución implícita da lugar a:

$$[C]^{t+1} = [C]^t + k[A]^t[B]^t[M]^t \Delta t = [C]^t + P_C \Delta t$$

Por último, veamos lo que ocurre con las reacciones de fotodisociación, cuya forma genérica es:



La velocidad a la que ocurre este tipo de procesos no sería más que el coeficiente de fotodisociación  $J$  descrito en la sección 2.3.1. Ejemplos de este tipo de reacción en nuestro modelo son las reacciones R1a, R1b, R6, R8, R12a, R12b, R25a, R25b y R27. En este caso, la variación producida en la concentración del compuesto A será:

$$\frac{\partial[A]}{\partial t} = -J[A] \quad (\text{C.11})$$

que de nuevo se puede poner como una ecuación del tipo (2.9) con pérdidas específicas de A dadas por  $l_A = J$ . Convirtiendo esta ecuación a diferencias finitas y resolviendo mediante un método implícito:

$$[A]^{t+1} = \frac{[A]^t}{1 + J^t \Delta t} = \frac{[A]^t}{1 + l_A \Delta t}$$

Para el compuesto C:

$$\frac{\partial[C]}{\partial t} = J[A] \quad (\text{C.12})$$

también de la forma (2.9) con  $P_C = J[A]$ . Resolviendo como en los casos anteriores, se obtiene:

$$[C]^{t+1} = [C]^t + J[A]^t \Delta t = [C]^t + P_C \Delta t$$

Vemos por tanto que, independientemente del tipo de reacción de que se trate, las variaciones de concentración de los compuestos pueden ponerse siempre en la misma forma, dependiendo sólo de sus producciones y sus pérdidas específicas. Así, para el caso general de un compuesto A que tenga diferentes reacciones de producción y pérdida, podremos calcular la variación de su concentración mediante la expresión general:

$$[A]^{t+1} = \frac{[A]^t + P_A \Delta t}{1 + l_A} \quad (\text{C.13})$$

donde en este caso  $P_A$  y  $l_A$  se refieren respectivamente a las producciones totales y pérdidas específicas totales suma de todas las reacciones en las que A participa.



## Apéndice D

# Producciones y pérdidas de todos los compuestos del modelo

En la sección 2.4 vimos cómo podíamos hallar la concentración de cualquier compuesto en el paso  $t+1$  sin más que conocer sus producciones y sus pérdidas específicas, a partir de la ecuación C.13. Al igual que se hizo en esa sección para  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$ , escribiremos aquí, a partir de las producciones y pérdidas de cada compuesto, la expresión para su concentración en el paso  $t+1$ .

El oxígeno atómico en su estado fundamental,  $\text{O}({}^3P)$ , se produce en nuestro modelo a partir de las reacciones R1a, R12, R12b, R19, R20 y R25a, mientras que sus pérdidas son a través de las reacciones R3, R10, R11 y R21. Por tanto, podemos escribir su producción total como:

$$P_{O({}^3P)} = J_{1a}[\text{CO}_2] + J_{12a}[\text{O}_2] + J_{12b}[\text{O}_2] + k_{19}[\text{O}({}^1D)][\text{CO}_2] + k_{20}[\text{O}({}^1D)] \\ + J_{25a}[\text{O}_3]$$

y sus pérdidas específicas:

$$l_{O({}^3P)} = k_3[\text{HO}_2] + 2k_{10}[\text{O}({}^3P)][\text{CO}_2] + k_{11}[\text{OH}] + k_{21}[\text{O}_2][\text{CO}_2]$$

por lo que podemos hallar su concentración como:

$$[\text{O}({}^3P)]^{t+1} = \frac{[\text{O}({}^3P)]^t + P_{O({}^3P)}\Delta t}{1 + l_{O({}^3P)}\Delta t} \\ = \frac{([\text{O}_2]^t + (J_{1a}[\text{CO}_2] + J_{12a}[\text{O}_2] + J_{12b}[\text{O}_2] + k_{19}[\text{O}({}^1D)][\text{CO}_2] + k_{20}[\text{O}({}^1D)] \\ + J_{25a}[\text{O}_3])\Delta t)}{(1 + (k_3[\text{HO}_2] + 2k_{10}[\text{O}({}^3P)][\text{CO}_2] + k_{11}[\text{OH}] + k_{21}[\text{O}_2][\text{CO}_2])\Delta t)}$$

El hidrógeno atómico, H, se produce mediante R4, R8, R11, R14, R15 y R27, y se pierde mediante R2, R13 y R22. Podemos escribir, por tanto:

$$P_H = k_4[\text{CO}][\text{OH}] + J_8[\text{H}_2\text{O}] + k_{11}[\text{O}({}^3P)][\text{OH}] + k_{14}[\text{O}({}^1D)][\text{H}_2] + k_{15}[\text{OH}][\text{H}_2] \\ + 2J_{27}[\text{H}_2]$$

$$l_H = k_2[\text{O}_2][\text{CO}_2] + k_{13}[\text{HO}_2] + k_{22}[\text{O}_3]$$

y

$$\begin{aligned}
 [\text{H}]^{t+1} &= \frac{[\text{H}]^t + P_H \Delta t}{1 + l_H \Delta t} \\
 &= ([\text{H}]^t + (k_4[\text{CO}][\text{OH}] + J_8[\text{H}_2\text{O}] + k_{11}[\text{O}^3P][\text{OH}] + k_{14}[\text{O}^1D][\text{H}_2] + k_{15}[\text{OH}][\text{H}_2] \\
 &\quad + 2J_{27}[\text{H}_2])\Delta t) / (1 + (k_2[\text{O}_2][\text{CO}_2] + k_{13}[\text{HO}_2] + k_{22}[\text{O}_3])\Delta t)
 \end{aligned}$$

El OH es producido mediante R3, R6, R8, R9, R14, R22 y R24, y perdido mediante R4, R7, R11, R15, R18 y R23, por lo cual:

$$\begin{aligned}
 P_{OH} &= k_3[\text{O}^3P][\text{HO}_2] + J_6[\text{H}_2\text{O}_2] + J_8[\text{H}_2\text{O}] + k_9[\text{O}^1D][\text{H}_2\text{O}] + k_{14}[\text{O}^1D][\text{H}_2] \\
 &\quad + k_{22}[\text{O}_3][\text{H}] + k_{24}[\text{O}_3][\text{HO}_2]
 \end{aligned}$$

$$l_{OH} = k_4[\text{CO}] + k_7[\text{HO}_2] + k_{11}[\text{O}^3P] + k_{15}[\text{H}_2] + k_{18}[\text{H}_2\text{O}_2] + k_{23}[\text{O}_3]$$

y por tanto:

$$\begin{aligned}
 [\text{OH}]^{t+1} &= \frac{[\text{OH}]^t + P_{OH} \Delta t}{1 + l_{OH} \Delta t} \\
 &= ([\text{OH}]^t + (k_3[\text{O}^3P][\text{HO}_2] + J_6[\text{H}_2\text{O}_2] + J_8[\text{H}_2\text{O}] + k_9[\text{O}^1D][\text{H}_2\text{O}] \\
 &\quad + k_{14}[\text{O}^1D][\text{H}_2] + k_{22}[\text{O}_3][\text{H}] + k_{24}[\text{O}_3][\text{HO}_2])\Delta t) \\
 &\quad / (1 + (k_4[\text{CO}] + k_7[\text{HO}_2] + k_{11}[\text{O}^3P] + k_{15}[\text{H}_2] + k_{18}[\text{H}_2\text{O}_2] + k_{23}[\text{O}_3])\Delta t)
 \end{aligned}$$

Para  $\text{H}_2\text{O}$ , las producciones son R7, R15 y R18 y las pérdidas R8 y R9:

$$P_{H_2O} = k_7[\text{OH}][\text{HO}_2] + k_{15}[\text{OH}][\text{H}_2] + k_{18}[\text{OH}][\text{H}_2\text{O}_2]$$

$$l_{H_2O} = J_8 + k_9[\text{O}^1D]$$

por lo que:

$$\begin{aligned}
 [\text{H}_2\text{O}]^{t+1} &= \frac{[\text{H}_2\text{O}]^t + P_{H_2O} \Delta t}{1 + l_{H_2O} \Delta t} \\
 &= ([\text{H}_2\text{O}]^t + (k_7[\text{OH}][\text{HO}_2] + k_{15}[\text{OH}][\text{H}_2] + k_{18}[\text{OH}][\text{H}_2\text{O}_2])\Delta t) \\
 &\quad / (1 + (J_8 + k_9[\text{O}^1D]))
 \end{aligned}$$

En el caso de  $\text{HO}_2$ , las producciones son R2, R18 y R23, y las pérdidas R3, R5, R7, R13 y R24:

$$P_{HO_2} = k_2[\text{H}][\text{O}_2][\text{CO}_2] + k_{18}[\text{OH}][\text{H}_2\text{O}_2] + k_{23}[\text{O}_3][\text{H}]$$

$$l_{HO_2} = k_3[\text{O}^3P][\text{HO}_2] + 2k_5[\text{HO}_2] + k_7[\text{OH}] + k_{13}[\text{H}] + k_{24}[\text{O}_3]$$

entonces:

$$\begin{aligned}
 [\text{HO}_2]^{t+1} &= \frac{[\text{HO}_2]^t + P_{HO_2} \Delta t}{1 + l_{HO_2} \Delta t} \\
 &= ([\text{HO}_2]^t + (k_2[\text{H}][\text{O}_2][\text{CO}_2] + k_{18}[\text{OH}][\text{H}_2\text{O}_2] + k_{23}[\text{O}_3][\text{H}]))
 \end{aligned}$$

$$/(1 + (k_3[\text{O}^3P])[\text{HO}_2] + 2k_5[\text{HO}_2] + k_7[\text{OH}] + k_{13}[\text{H}] + k_{24}[\text{O}_3])\Delta t)$$

$\text{H}_2$  se produce solamente a través de R13, y se pierde mediante R14, R15 y R27:

$$P_{\text{H}_2} = k_{13}[\text{H}][\text{HO}_2]$$

$$l_{\text{H}_2} = k_{14}[\text{O}^1D] + k_{15}[\text{OH}] + J_{27}$$

y:

$$\begin{aligned} [\text{H}_2]^{t+1} &= \frac{[\text{H}_2]^t + P_{\text{H}_2}\Delta t}{1 + l_{\text{H}_2}\Delta t} \\ &= ([\text{H}_2]^t + k_{13}[\text{H}][\text{HO}_2]\Delta t)/(1 + (k_{14}[\text{O}^1D] + k_{15}[\text{OH}] + J_{27})\Delta t) \end{aligned}$$

En cuanto al  $\text{H}_2\text{O}_2$ , su única producción es la reacción R5 y se pierde a través de R6 y R18

$$P_{\text{H}_2\text{O}_2} = k_5[\text{HO}_2][\text{HO}_2]$$

$$l_{\text{H}_2\text{O}_2} = J_6 + k_{18}[\text{OH}]$$

entonces:

$$\begin{aligned} [\text{H}_2\text{O}_2]^{t+1} &= \frac{[\text{H}_2\text{O}_2]^t + P_{\text{H}_2\text{O}_2}\Delta t}{1 + l_{\text{H}_2\text{O}_2}\Delta t} \\ &= ([\text{H}_2\text{O}_2]^t + k_5[\text{HO}_2][\text{HO}_2]\Delta t)/(1 + (J_6 + k_{18}[\text{OH}])\Delta t) \end{aligned}$$

El CO se produce a través de la fotólisis de  $\text{CO}_2$  en sus dos canales, R1a y R1b, y se pierde a través de R4:

$$P_{\text{CO}} = J_{1a}[\text{CO}_2] + J_{1b}[\text{CO}_2]$$

$$l_{\text{CO}} = k_4[\text{OH}]$$

por lo cual:

$$\begin{aligned} [\text{CO}]^{t+1} &= \frac{[\text{CO}]^t + P_{\text{CO}}\Delta t}{1 + l_{\text{CO}}\Delta t} \\ &= ([\text{CO}]^t + (J_{1a} + J_{1b})[\text{CO}_2]\Delta t)/(1 + k_4[\text{OH}]\Delta t) \end{aligned}$$

El  $\text{O}^1D$  se produce a través de fotólisis (R1b, R12b y R25b) y se pierde mediante R9, R14, R19 y R20:

$$P_{\text{O}^1D} = J_{1b}[\text{CO}_2] + J_{12b}[\text{O}_2] + J_{25b}[\text{O}_3]$$

$$l_{\text{O}^1D} = k_9[\text{H}_2\text{O}] + k_{14}[\text{H}_2] + k_{19}[\text{CO}_2] + k_{20}[\text{O}_2]$$

y por tanto:

$$\begin{aligned} [\text{O}({}^1D)]^{t+1} &= \frac{[\text{O}({}^1D)]^t + P_{\text{O}({}^1D)}\Delta t}{1 + l_{\text{O}({}^1D)}\Delta t} \\ &= \frac{([\text{O}({}^1D)]^t + (J_{1b}[\text{CO}_2] + J_{12b}[\text{O}_2] + J_{25b}[\text{O}_3])\Delta t)}{(1 + (k_9[\text{H}_2\text{O}] + k_{14}[\text{H}_2] + k_{19}[\text{CO}_2] + k_{20}[\text{O}_2])\Delta t)} \end{aligned}$$

Por último, el ozono  $\text{O}_3$  se produce a partir de R21 y se pierde mediante R22, R23, R24, R25a y R25b:

$$P_{\text{O}_3} = k_{21}[\text{O}({}^3P)][\text{O}_2][\text{CO}_2]$$

$$l_{\text{O}_3} = k_{22}[\text{H}] + k_{23}[\text{OH}] + k_{24}[\text{HO}_2] + J_{25a} + J_{25b}$$

quedando:

$$\begin{aligned} [\text{O}_3]^{t+1} &= \frac{[\text{O}_3]^t + P_{\text{O}_3}\Delta t}{1 + l_{\text{O}_3}\Delta t} \\ &= \frac{([\text{O}_3]^t + k_{21}[\text{O}({}^3P)][\text{O}_2][\text{CO}_2]\Delta t)}{(1 + (k_{22}[\text{H}] + k_{23}[\text{OH}] + k_{24}[\text{HO}_2] + J_{25a} + J_{25b})\Delta t)} \end{aligned}$$

## Apéndice E

# Energía de las reacciones químicas

Comentamos en la sección 2.4 que un cálculo del balance de energía de las reacciones químicas incluidas en este modelo permitiría confirmar que este término energético es despreciable comparado con otros, por lo que no se incluía aquí. Presentamos aquí ese cálculo.

En primer lugar, recordemos que las reacciones químicas que se producen en la atmósfera son reacciones a presión constante; por tanto, el calor tomado de o liberado a la atmósfera vendrá dado por el cambio de entalpía  $\Delta H$  producido en ellas (*Atkins*, 1996). Si  $\Delta H < 0$ , la reacción es exotérmica y libera energía, mientras que si  $\Delta H > 0$  se dice que la reacción es endotérmica. Al ser la entalpía una variable de estado, tiene la propiedad de que la variación de la entalpía en una reacción depende sólo de los estados inicial y final, y no de los intermedios (*Biel*, 1998). Ello nos permitirá conocer el cambio de entalpía de una reacción química a partir de las entalpías de formación de los compuestos que en ella intervienen: en efecto, la entalpía de reacción será la diferencia entre las entalpías de formación de los reactivos y de los productos (*Atkins*, 1996). La tabla E.1 incluye los valores de la entalpía de formación de todas las especies consideradas en el modelo fotoquímico en estado gaseoso.

Utilizando esta información, podemos calcular la variación de entalpía que se produce en una reacción química. Tomemos por ejemplo la reacción R2 de nuestro modelo fotoquímico:  $\text{H} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{CO}_2$ . La entalpía de reacción es:

$$\Delta H_{R_2} = \Delta_f H_{\text{HO}_2} + \Delta_h H_{\text{CO}_2} - \Delta_f H_{\text{H}} - \Delta_f H_{\text{O}_2} - \Delta_f H_{\text{CO}_2}$$

que con los datos de la tabla anterior es  $\Delta H_{R_2} = 10.5 - 217.97 - 0 = -207.47$  kJ/mol.

De la misma manera, podemos calcular la entalpía de reacción para las distintas reacciones químicas en el modelo. Estos valores se recogen en la tabla E.2

Una vez conocidas éstas, podemos calcular sin complicaciones el calentamiento producido por estas reacciones, sin más que multiplicar la entalpía (molar) de reacción por el número de moles que intervienen en la reacción en un determinado tiempo y en un determinado volumen. Hagamos aquí una estimación del orden de magnitud de este calentamiento para una reacción, por ejemplo, la R2. Podemos estimar el número de reacciones que se producen a partir de la fig. 2.16. En ella se representan cuántas moléculas de  $\text{HO}_2$  se producen por la reacción R2 a todas las alturas. El número de moles producidos se halla sin más que dividir por el número

Especie	$\Delta_f H$ (kJ/mol)
CO <sub>2</sub>	-393.51
CO	-110.53
O( <sup>3</sup> P)	249.17
O <sub>2</sub>	0
H	217.97
OH	39
HO <sub>2</sub>	10.5
H <sub>2</sub>	0
H <sub>2</sub> O	-241.82
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	-136.3
O( <sup>1</sup> D)	249.17
O <sub>3</sub>	142.7

Tabla E.1 Entalpías de formación de las especies gaseosas incluidas en el modelo fotoquímico. De *Lide*, 1995

de Avogadro. Multiplicando por la entalpía molar, tendremos el calentamiento producido por la reacción por unidad de tiempo y de volumen. La tabla E.3 resume los resultados para esta reacción, para la cual recordemos que  $\Delta H \approx -200$  kJ/mol. No usaremos los valores precisos, sino sólo el orden de magnitud.

Repitiendo un cálculo similar para todas las reacciones, podemos hallar los calentamientos totales producidos en este caso por las reacciones químicas a varias alturas. Una conversión de este calentamiento a las unidades adecuadas (K/día) nos permitirá comparar con otros términos de calentamiento. Este cálculo muestra que el orden de magnitud de este calentamiento es de unos  $10^{-2}$  K/día a todas las alturas, excepto a 50 km, donde es de 1 K/día. En todos los casos, éste calentamiento es muy pequeño comparado con los otros términos incluidos en el modelo, lo cual justifica la aproximación que se menciona en la sección 2.4.3 de no incluir este término en el balance energético del modelo 1-D.

Reacción	$\Delta H$ (kJ/mol)
R2	-207.47
R3	-220.67
R4	-104.01
R5	-157.3
R7	-291.32
R9	70.65
R10	-498.34
R11	-70.2
R13	-228.47
R14	7.8
R15	-62.85
R18	-134.02
R19	0
R20	0
R21	-106.47
R22	-321.67
R23	-171.2
R24	-114.2

Tabla E.2 Entalpías de reacción de las reacciones químicas en la tabla 2.1

Altura (km)	Prod. (moléculas $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ )	Prod. (moles $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ )	$Q$ ( $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ )
1	$\approx 10^6$	$\approx 10^{-17}$	$\approx -10^{-5}$
50	$\approx 10^5$	$\approx 10^{-18}$	$\approx -10^{-6}$
100	$\approx 10^{-3}$	$\approx 10^{-26}$	$\approx -10^{-14}$
150	$\approx -10^{-13}$	$\approx -10^{-36}$	$\approx -10^{-24}$
200	$\approx -10^{-16}$	$\approx -10^{-39}$	$\approx -10^{-27}$

Tabla E.3 Estimación del calentamiento producido por la reacción R2 a varias alturas



## Apéndice F

# Tablas de coeficientes de fotodisociación

Incluimos aquí, a modo de ilustración, un extracto de las tablas de coeficientes de fotoabsorción descritas en la sección 3.2. En concreto, presentamos solamente el contenido de dos de los subintervalos de la tabla 3.1, el número 7 y el número 34. En el primero (tabla F.1), presentan absorción los compuestos  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}^3P$  y  $\text{H}_2$ , mientras que en el segundo (tabla F.2) las especies absorbentes son  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  y  $\text{O}_3$ . Las columnas de densidad numérica que se incluyen en cada una de las tablas son la suma de las columnas individuales de las especies que absorben en cada uno.

Podemos comprobar que, mientras que en el intervalo 7 todos los coeficientes de fotoabsorción disminuyen fuertemente al aumentar la columna, haciéndose nulos cuando la columna supera un determinado valor, para el intervalo 34 los coeficientes son constantes para todos los valores de columna tabulados, lo cual indica que la atmósfera es transparente prácticamente a los fotones de longitudes de onda entre 230.9 y 240.0 nm.

Todas las tablas están disponibles en versión electrónica para los científicos interesados.

## EXTRACTO TABULACION Intervalo 7

Columna	JCO2	JO2	JO	JH2
1.0000e-21	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
7.8846e+10	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
5.5918e+11	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
8.7562e+11	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.4019e+12	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
2.2603e+12	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
3.7576e+12	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
6.5459e+12	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
9.4583e+12	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.5180e+13	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
2.6676e+13	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
5.0082e+13	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
9.6435e+13	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.9706e+14	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
4.0931e+14	2.4514e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
8.3742e+14	2.4513e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.7468e+15	2.4513e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
2.3381e+15	2.4513e-09	1.4579e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
3.1229e+15	2.4512e-09	1.4578e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
4.1807e+15	2.4512e-09	1.4578e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
5.5993e+15	2.4511e-09	1.4578e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
7.5073e+15	2.4510e-09	1.4577e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.0089e+16	2.4509e-09	1.4577e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.3557e+16	2.4507e-09	1.4576e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.8248e+16	2.4505e-09	1.4575e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
2.4598e+16	2.4502e-09	1.4573e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
3.3244e+16	2.4499e-09	1.4571e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
4.5795e+16	2.4493e-09	1.4568e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
6.4198e+16	2.4485e-09	1.4564e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
8.9968e+16	2.4474e-09	1.4558e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.2478e+17	2.4459e-09	1.4550e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.7179e+17	2.4438e-09	1.4539e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
2.3493e+17	2.4411e-09	1.4524e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
3.1939e+17	2.4375e-09	1.4505e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
4.3259e+17	2.4326e-09	1.4479e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
5.8613e+17	2.4260e-09	1.4444e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
7.9488e+17	2.4171e-09	1.4396e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.0764e+18	2.4052e-09	1.4332e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.4533e+18	2.3893e-09	1.4247e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.9570e+18	2.3683e-09	1.4135e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
2.6249e+18	2.3408e-09	1.3988e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
3.5095e+18	2.3050e-09	1.3795e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
4.6783e+18	2.2588e-09	1.3547e-07	0.0000e+00	0.0000e+00
1.0000e+26	0.0000e+00	0.0000e+00	0.0000e+00	0.0000e+00

Tabla F.1 Tabulación de los coeficientes de fotoabsorción de CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O(<sup>3</sup>P) y H<sub>2</sub> entre 38.5 y 50.4 nm, en función de la columna total de estos compuestos. Columna en [cm<sup>-2</sup>]; J en [s<sup>-1</sup>].

## EXTRACTO TABULACION Intervalo 34

Columna	J02	JH202	J03
1.0000e-21	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
5.3335e+09	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.3289e+10	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
3.1811e+10	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
4.4637e+10	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
6.4274e+10	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
9.7022e+10	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.5419e+11	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.0509e+11	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.8847e+11	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
4.2725e+11	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
6.6063e+11	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.0449e+12	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.7219e+12	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.8932e+12	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
4.8573e+12	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
8.2855e+12	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.0259e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.2694e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.5732e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.9510e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.4220e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
3.0115e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
3.7460e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
4.6654e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
5.8175e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
7.2669e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
9.1804e+13	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.1727e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.5006e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.9116e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.4273e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
3.0983e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
3.9958e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
5.1989e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
6.8306e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
9.0490e+14	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.2041e+15	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.6047e+15	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.1399e+15	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
2.8497e+15	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
3.7898e+15	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
5.0319e+15	3.4812e-11	3.4853e-06	1.4076e-04
1.0000e+26	0.0000e+00	0.0000e+00	0.0000e+00

Tabla F.2 Tabulación de los coeficientes de fotoabsorción de O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> y O<sub>3</sub> entre 230.9 y 240.0 nm, en función de la columna total de estos compuestos. Columna en [cm<sup>-2</sup>]; J en [s<sup>-1</sup>].



## Apéndice G

# Modelos de Circulación General de la atmósfera marciana

### G.1 MTGCM

El "Mars Thermospheric GCM" es el modelo de referencia de la alta atmósfera de Marte hasta la fecha. Originariamente diseñado en el NCAR, Boulder, Colorado, y mantenido y aplicado posteriormente en las Universidades de Arizona y Michigan por el equipo del Dr. Stephen W. Bougher, éste es un modelo basado en el modelo terrestre TIGCM (*Roble y col.*, 1988). Incluye las ecuaciones primitivas de la meteorología dinámica en coordenadas de presión, y los procesos físicos incluidos en el modelo son los adecuados para la dinámica termosférica: difusión vertical de calor, momento y compuestos a las alturas termosféricas. El modelo resuelve de forma autoconsistente las ecuaciones para obtener temperaturas, densidades y vientos en todo el planeta. Se incluyen ecuaciones para obtener las concentraciones de los principales compuestos mayoritarios ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$  y  $\text{O}$ ), algunos minoritarios ( $\text{Ar}$  y  $\text{O}_2$ ) y varios iones ( $\text{O}_2^+$ ,  $\text{CO}_2^+$  y  $\text{O}^+$ ). El modelo tiene una resolución horizontal de  $5^\circ \times 5^\circ$ , y consta de 33 niveles de presión por encima de  $1.32 \mu\text{bar}$ , correspondientes aproximadamente a alturas entre 70 y 300 km. La coordenada vertical está basada en el logaritmo de la presión, con dos puntos de rejilla por cada escala de altura.

El modelo calcula el calentamiento producido por la radiación UV dividiendo el espectro solar en una serie de intervalos discretos irregulares, para los cuales se toma el flujo solar de varias fuentes y se promedian las secciones eficaces provenientes también de fuentes diversas. Para tener en cuenta la variación del flujo solar con el ciclo solar de 11 años se utilizan métodos parametrizados basados en el índice F10.7. La eficiencia de calentamiento UV utilizada es de un 22%, basándose en *Fox* (1988).

El calentamiento IR se obtiene a partir de un conjunto de datos obtenidos mediante cálculos con un modelo 1-D, descrito en *Bougher y Dickinson*, 1988, el cual incluye el enfriamiento en  $15 \mu\text{m}$  en No-ETL mediante una parametrización no-lineal y dependiente de la temperatura, teniendo en cuenta las colisiones de oxígeno atómico con  $\text{CO}_2$ , que son especialmente efectivas en excitar los estados vibracionales  $\nu=2$  del  $\text{CO}_2$ , y por tanto aumentan el enfriamiento radiativo. Para este proceso se toma una tasa de  $3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ . Este tratamiento del transporte radiativo data de modelos de la década de los 70, por lo que ha sido mejorado recientemente incorporando

la parametrización de *López-Valverde y López-Puertas* (2001).

El coeficiente de difusión turbulenta empleado se parametriza de acuerdo con formulaciones aeronómicas estándar. Su valor máximo es  $1.5 \times 10^7$  cm<sup>2</sup>/s. En la frontera inferior del modelo se especifican una serie de parámetros de marea consistentes con los valores típicos de la estación que se considere. Estos parámetros se toman de los resultados del MCG NASA/Ames.

A continuación se resumen algunos de los últimos estudios realizados con este modelo.

En *Bougher y col.*, (1994) se estudia el efecto de las mareas que se propagan desde capas bajas de la atmósfera hacia arriba sobre la termosfera, para diversas condiciones solares. Para ello, se utiliza el MTGCM tanto prescribiendo parámetros de marea en el límite inferior como sin hacerlo. El estudio se hace para las condiciones de Mariner 9, esto es, condiciones solares mínimas y verano en el hemisferio Sur, como para las de Mariner 6-7, o sea, condiciones solares máximas y verano en el hemisferio Sur. En ambos casos los efectos de las mareas sobre la alta atmósfera son similares: las temperaturas justo después del mediodía son mayores, las temperaturas en las primeras horas de la noche son menores, con un gradiente de temperaturas en el crepúsculo de la mañana bastante debilitado, y aparece una zona caliente a LT=3, debido a convergencia de vientos. En general, estos cambios tienen su origen en cambios en el patrón de vientos. En la alta atmósfera, el perfil de temperaturas pasa de tener un carácter claramente diurno (un máximo y un mínimo en un día) a tener una mezcla semidiurna, debido a la interacción del modo diurno dominante, producido por el calentamiento solar UV, con el modo semidiurno que se propaga desde abajo. También la variación durante el día de la concentración relativa de oxígeno atómico se ve modificada por la propagación de mareas, produciéndose cuando se tiene esta propagación en cuenta un aumento de esta concentración durante la segunda mitad del día, en mejor acuerdo con los datos observacionales de Mariner 9 (*Stewart y col.*, 1992). Los efectos de la propagación de mareas son más importantes en condiciones de mínimo solar (Mariner 9) que para condiciones solares máximas (Mariner 6-7), notándose los efectos de la marea semidiurna en capas más altas en el primer caso. Esto se debe a la mayor atenuación que la marea semidiurna sufre en condiciones solares máximas. También se ha hecho este estudio con el modelo terrestre, obteniéndose que los efectos de propagación de la marea semidiurna son bastante menores que para Marte, debido de nuevo a que la atmósfera terrestre atenúa en mayor medida esta propagación.

Una de las mayores potencialidades de este modelo es que tiene modelos “gemelos” para las otras atmósfera terrestres, las de la Tierra y Venus. Esto permite hacer estudios de planetología comparada, esto es, estudiar el comportamiento de las tres atmósferas en condiciones similares e intentar comprender sus diferencias en función de las diferencias en los parámetros geofísicos de los planetas (por ejemplo, radio o velocidad de rotación del planeta), tal como han realizado *Bougher y col.* (1999) para solsticio y *Bougher y col.* (2000) para equinoccio.

Venus es un planeta con una rotación muy lenta, un campo magnético intrínseco muy pequeño y una oblicuidad del eje de rotación muy pequeña, dando lugar por tanto a pocas variaciones estacionales. La lenta tasa de rotación hace que la circulación sea casi simétrica desde el punto subsolar al punto antisolar, así como que el hemisferio diurno y el nocturno estén

prácticamente aislados. A este hecho también contribuyen el frenado que la ruptura de ondas de gravedad provocan sobre los vientos en los crepúsculos. Como consecuencia, las temperaturas termosféricas nocturnas son muy bajas, dando lugar a una que la termosfera nocturna de Venus a veces se la denomine “criosfera”.

Marte tiene un campo magnético global intrínseco muy pequeño, como Venus, y una velocidad de rotación y una oblicuidad axial similares a las terrestres. Esto hace que no se dé el fuerte aislamiento venusino entre el hemisferio nocturno y el diurno. Además, hay una mayor asimetría en la variación de temperatura día-noche. La oblicuidad del eje hace que haya unas estaciones marcadas.

La termosfera terrestre presenta una diferencia importante respecto a la de los otros dos planetas terrestres, y es que está influenciada por un campo magnético intrínseco relativamente intenso, lo que hace que el calentamiento auroral sea importante. Debido a esto, los vientos son especialmente intensos en regiones polares. La tasa de rotación del planeta hace que surja una asimetría en la variación de temperatura día-noche. La oblicuidad del eje de rotación provoca estaciones marcadas.

*Bougher y col.* (1999) estudian la respuesta térmica, dinámica y de composición a variaciones del flujo solar para los tres planetas terrestres, prestando atención a la importancia relativa de los distintos procesos que provocan esta respuesta. Los resultados del MTGCM indican que el enfriamiento por emisiones en  $15 \mu\text{m}$  de  $\text{CO}_2$ , incrementada debido a la excitación de niveles vibracionales de  $\text{CO}_2$  por colisiones con O es uno de los agentes de enfriamiento más importante en las tres termosferas. Pero su importancia relativa va a determinar en gran medida la respuesta a variaciones del flujo solar. En general, este enfriamiento es altamente no lineal con la temperatura, lo cual hace que ejerza un control termosférico, oponiéndose a variaciones de temperatura. En Venus este agente de enfriamiento es el que compensa mayoritariamente el pico de calentamiento UV. Su efectividad como termostato, así como el hecho de que cuando aumenta el ciclo solar aumenta la concentración relativa de O, debido a la mayor disociación de  $\text{CO}_2$  por un mayor flujo solar, lo cual hace que el enfriamiento sea más efectivo, hace que la variación con el flujo solar de las temperaturas termosféricas sea pequeña. Para Marte, el principal agente de enfriamiento a la altura en que se produce el pico de calentamiento UV es la conducción molecular, que no es tan efectiva como el enfriamiento radiativo por  $\text{CO}_2$ . Además, al estar Marte más lejos del Sol, el flujo solar es menor y la concentración relativa de O es más pequeña, por lo cual no hay variaciones importantes del enfriamiento por  $\text{CO}_2$  con el ciclo solar. Esto provoca que la variación de la temperatura con el ciclo solar sea más importante que para Venus. Lo mismo ocurre para la Tierra, dominada por la conducción molecular. También se estudia la importancia de la dinámica sobre las temperaturas termosféricas, encontrándose que el calentamiento y enfriamiento adiabático son especialmente importantes en Marte. Esto hace que, al contrario que en Venus, donde la concentración relativa de O en la alta atmósfera aumenta con el flujo solar, en Marte disminuya, debido a que en condiciones de máximo solar la dinámica es más efectiva en transportar el O desde el lado diurno, donde se produce, al nocturno. En resumen, las temperaturas termosféricas están reguladas, en Venus, por el enfriamiento

radiativo por CO<sub>2</sub>, en Marte por la dinámica y en la Tierra por la conducción molecular.

Este modelo es el modelo de referencia para la termosfera, de tal modo que el primer objetivo de cualquier nuevo modelo termosférico debería ser comparar con los resultados del MTGCM. Su mayor deficiencia es que es un modelo exclusivamente termosférico, por lo que no es capaz de reproducir los efectos que la baja atmósfera tiene sobre la termosfera, y estos efectos son muy importantes, especialmente cuando el contenido de polvo es grande. Para solventar esta deficiencia parcialmente, últimamente este modelo ha sido acoplado de una forma más completa con el NASA/AMES MCG, que se describe más adelante (*Bougher y col.*, 2004). Este acoplamiento, que sustituye a la especificación de parámetros de marea en el límite inferior que se hacía anteriormente (*Bougher y col.*, 1993), se produce en el nivel de presión 1.32  $\mu$ bar, entre 60 y 80 km de altura. El acoplamiento permite a las ondas propagándose verticalmente hacia arriba, así como a los efectos de expansión/contracción de la atmósfera, calculados en el NASA/AMES MCG, extenderse a la termosfera en el MTGCM. Los campos clave, en concreto temperatura, vientos zonales y meridionales y altura geopotencial son pasados del NASA/AMES MCG al MTGCM cada dos minutos, realizándose una interpolación del grid del NASA/AMES MCG al del MTGCM. Actualmente no hay un acoplamiento en el sentido inverso, es decir, lo que ocurra en la termosfera no afecta a los resultados del NASA/AMES MCG. Este nuevo esquema de acoplamiento se ha usado para comparar con los perfiles de densidad electrónica obtenidos por la Mars Global Surveyor, obteniéndose que estos modelos acoplados son capaces de reproducir con bastante fidelidad las características observadas.

Actualmente esta comparación con los perfiles de densidad electrónica del MGS, y la aplicación al estudio del calentamiento polar termosférico, son los principales resultados publicados de estos modelos acoplados. Los resultados parecen indicar un gran efecto de la baja atmósfera sobre la estructura térmica de la termosfera.

## G.2 NASA/AMES MCG

Este modelo proviene del primer MCG marciano, (*Leovy y Mintz*, 1969), que a su vez se creó adaptando el MCG terrestre desarrollado en UCLA en los años 60. En la actualidad sigue en continuo proceso de mantenimiento, actualización y extensión en la División de Ciencias Espaciales del Ames Research Center de NASA, liderado por el Dr. Robert Haberle. Es un modelo de diferencias finitas basado en las ecuaciones primitivas de la meteorología en ecuaciones esféricas. En la vertical utiliza coordenadas  $\sigma$  modificadas,  $\sigma = (p - p_T)/(p_s - p_T)$ , donde  $p_s$  es la presión superficial y  $p_T$  la presión en la tropopausa, fijada a 0.07 mbar. Su modo usual se extiende hasta unos 50 km, aunque recientemente se ha extendido hasta 80 km (ó 100 km si se considera la capa esponja) para mejorar el acoplamiento con el MTGCM antes mencionado. En su versión más extendida, este modelo llega hasta unos 100 km de altura, utilizando 30 capas. La resolución horizontal es de 7.5° en latitud y 9° en longitud.

El modelo tiene en cuenta los calentamientos y enfriamientos radiativos por CO<sub>2</sub> y polvo. El efecto del polvo sobre la radiación solar se tiene en cuenta realizando una serie de cálculos

externos en los que se calcula el flujo solar neto para una serie de condiciones de presión. Con esto se consigue una tabla en la que se tiene el flujo neto frente al espesor óptico, el ángulo cenital solar y el albedo. A partir de esta tabla se puede interpolar para obtener el flujo para condiciones diferentes. Para el efecto del polvo sobre el enfriamiento radiativo en  $15 \mu\text{m}$ , se divide el intervalo espectral en dos regiones, y se calcula y tabula la emisividad del polvo para una serie de espesores ópticos. De nuevo la emisividad para un valor determinado del espesor óptico se obtiene mediante una interpolación a los valores de la tabla. Para los cálculos externos realizados para la construcción de las tablas, se utilizan propiedades ópticas y distribución de tamaño de los granos de polvo basados en medidas de las Viking y Mariner 9 (*Toon y col.*, 1977) y una distribución vertical de polvo dada por

$$q = q_0 \exp(\nu(1 - P_s/P)) \quad (\text{G.1})$$

si  $P \leq P_s$ , con  $P_s=7.6$  mbar,  $\nu = 0.03$  y  $q_0$  determinado por el espesor óptico del polvo. Si  $P > P_s$  se toma  $q = q_0$ .

Para los efectos radiativos del  $\text{CO}_2$  se realizan una serie de cálculos externos para las bandas desde  $1.5$  a  $4.8 \mu\text{m}$  y la de  $15 \mu\text{m}$ . Estos son unos cálculos línea a línea en los que se calcula la absorción por  $\text{CO}_2$  en función de la temperatura, presión y cantidad de absorbente, variando estos parámetros en todo el intervalo relevante para Marte. Con estos cálculos se construye una tabla, con lo cual el valor de la transmitividad por  $\text{CO}_2$  para unas condiciones determinadas se halla por interpolación.

El efecto combinado de  $\text{CO}_2$  y polvo sobre la radiación solar se tiene en cuenta de la siguiente manera: en primer lugar se calculan los efectos sobre el flujo solar neto por  $\text{CO}_2$  a través de la interpolación a las tablas. Posteriormente, se calculan a través de las tablas construidas para el polvo el flujo solar y el calentamiento por polvo, para lo cual se excluye la fracción de flujo solar eliminada por  $\text{CO}_2$ . El calentamiento obtenido por ambos se suma para dar el calentamiento total.

Además, por encima de  $80$  km se tienen en cuenta los efectos de No-ETL sobre el calentamiento por radiación solar en el IR cercano, multiplicando la tasa obtenida en ETL por el factor

$$f = \frac{2.2 \cdot 10^4 p}{1 + 2.2 \cdot 10^4 p}$$

con  $p$  en mbar, que es un ajuste simple y rápido de evaluar la tabla que se propone en *López-Valverde y col.* (2000).

Para la distribución de polvo se pueden utilizar varios escenarios, desde aquellos que prescriben una cantidad de polvo constante horizontal y verticalmente hasta aquellos que permiten que este parámetro varíe. Uno de los más sofisticados es el que considera variaciones latitudinales dadas por:

$$\tau = A \exp[-((\phi + 50)/90)^8]$$

(*Joshi y col.*, 2000), donde  $\phi$  es la latitud en grados. Esta variación está de acuerdo con los

datos de TES. La variación con la altura se tiene en cuenta mediante una variación exponencial dada por (G.1).

Este modelo incluye también un tratamiento del ciclo de CO<sub>2</sub>. Cuando las temperaturas atmosféricas caen por debajo de la temperatura de condensación del CO<sub>2</sub>, se calcula la cantidad de CO<sub>2</sub> cuyo calor latente de condensación es capaz de llevar la temperatura hasta la de condensación. Este CO<sub>2</sub> condensado cae directamente a la superficie y se incluye en su balance de masa. No se tiene en cuenta la posible sublimación de CO<sub>2</sub> sólido al pasar por capas atmosféricas más calientes. Sí se permite, en cambio, la sublimación de las partículas de hielo en la superficie cuando la temperatura superficial es mayor que la de condensación. En las zonas polares, las tasas de condensación y sublimación de CO<sub>2</sub> se calcula mediante una ecuación de conservación de la energía que incluye intercambios de calor latente, radiación, intercambio turbulento de calor con la atmósfera y conducción del calor entre la superficie y el subsuelo.

El tratamiento de los procesos en la capa límite planetaria se basa en el estudio de *Haberle y col.*, (1993). Básicamente, se resuelven las ecuaciones de energía y momento en la atmósfera y una ecuación de conducción del calor en la superficie. Las ecuaciones de momento representan un balance entre las tres fuerzas dominantes que actúan sobre el viento en la capa límite planetaria: Coriolis, gradiente de presión y fricción. La ecuación de energía tiene en cuenta los dos principales medios de transporte radiativo en la capa límite: radiación y convección. También se tiene en cuenta la turbulencia en esta capa, con los coeficientes de turbulencia basados en el modelo de *Mellor y Yamada*, (1982). La conducción de calor en la superficie se trata con un modelo de suelo de 12 capas.

Como procesos de subescala, además de los procesos en la capa límite planetaria, se incluyen la creación y disipación de ondas de gravedad y mareas térmicas. Las ondas generadas en superficie, como consecuencia de la disminución de la densidad con la altura, crecen en amplitud al propagarse hacia arriba. Estas ondas frenan los vientos en las alturas donde son absorbidas o se rompen. Este efecto se parametriza usando un esquema basado en la fricción Rayleigh, donde la fuerza de frenado es proporcional a la velocidad del viento.

La topografía viene determinada por los datos de MOLA (*Smith y col.*, 1999).

Las mayores deficiencias de este modelo son que los efectos de No-ETL sólo se tienen en cuenta para el calentamiento por absorción de radiación solar por CO<sub>2</sub> en el IR cercano, y no para el enfriamiento por emisión de CO<sub>2</sub> en 15  $\mu\text{m}$ , lo cual puede afectar a los resultados por encima de unos 80 km. Además, el esquema de frenado por ondas de gravedad basado en fricción Rayleigh es demasiado simple. Actualmente se está trabajando en mejorar estos aspectos del modelo, incorporando, para el primero, la parametrización de *López-Valverde y López-Puertas* (2001).

Este modelo se ha utilizado en numerosos estudios de diversos aspectos de la atmósfera marciana. Así, *Haberle y col.*, (1999) compararon los resultados de este modelo con los datos tomados por la Mars Pathfinder, tanto en la fase de entrada en la atmósfera como durante el desarrollo de la misión en superficie (*Schofield y col.*, 1997; *Golombek y col.*, 1999; *Magalhaes y col.*, 1999). Logran reproducir bastante bien el perfil de temperatura tomado durante la entrada

en la atmósfera de la Pathfinder, mostrando la misma estructura ondulatoria, aunque con fase diferente. Esto permite confirmar que temperaturas tan frías como los 92 K medidos por la Pathfinder a unos 90 km de altura pueden alcanzarse simplemente mediante procesos dinámicos. Para conseguir este buen acuerdo es necesario utilizar una distribución de polvo en la que éste se encuentra presente hasta alturas de unos 50 km. La inversión obtenida en las capas más bajas estudiadas por la Pathfinder sólo podía reproducirse suponiendo que en esa capa hay nubes nocturnas de hielo de agua. Hoy día, tras revisiones de la inversión del perfil de temperatura, estas inversiones no tienen mucha credibilidad (*Withers y col.*, 2003). Las comparaciones con los resultados de la misión en superficie muestran que las temperaturas nocturnas son bien reproducidas por el modelo, pero para las diurnas el modelo sobrestima la temperatura. Para evitar estas diferencias en las temperaturas diurnas, es necesario disminuir la intensidad de la convección en las capas más bajas, mostrando que la baja atmósfera es altamente inestable durante el día. El modelo reproduce bien la fase de la variación de la presión superficial, pero no la magnitud, ya que subestima en un factor 2 la amplitud. La variación diurna del viento en superficie sí es bien reproducida, mostrando vientos suaves ( $<10$  m/s) y que rotan en el sentido de las agujas del reloj al avanzar el día.

*Joshi y col.*, (2000) utilizan el modelo para interpretar datos obtenidos mediante radio-ocultaciones durante la primera fase de aerofrenado de la Mars Global Surveyor. En particular, se examinan 80 perfiles de temperatura obtenidos para  $L_s$  alrededor de 270, concentradas principalmente en el Hemisferio Sur. Las diferencias entre modelo y datos son menores de 10 K, mostrando que el modelo reproduce satisfactoriamente la estructura térmica de la atmósfera marciana. Sin embargo, hay dos áreas donde hay diferencias importantes: así, el modelo tiende a dar temperaturas en las capas entre 1 y 0.1 mbar progresivamente mayores que las observadas cuando los perfiles están más al Sur, y en la zona subtropical del hemisferio de invierno las temperaturas en las capas más bajas muestran inversiones mucho más marcadas en el modelo que en los datos. Las diferencias entre 0.1 y 1 mbar se minimizan si en el modelo se utiliza una distribución de polvo que varíe con la latitud, de modo que en las regiones polares del hemisferio Sur el polvo esté confinado en capas bajas. Este resultado sugiere que el polvo puede estar uniformemente distribuido en las regiones donde actúa la celda de Hadley, mientras que más al Sur de esta región el polvo es inyectado a la atmósfera por fenómenos como los “dust devils”. Para las diferencias en la magnitud de la inversión térmica en las capas más bajas se investigan varias hipótesis, como la posible presencia de nubes de vapor de agua en capas bajas, variaciones verticales del tamaño de las partículas de polvo o la ruptura de ondas de gravedad en capas bajas. Sin embargo, ninguno de estos mecanismos permite explicar las diferencias obtenidas. En este trabajo también se comparan las presiones superficiales obtenidas por el modelo y las observadas. Las diferencias observadas son generalmente menores del 1%.

### G.3 GFDL MCG

Este modelo es una adaptación del MCG terrestre GFDL SKYHI (*Hamilton y col.*, 1995). Este modelo sigue un continuo proceso de desarrollo y mejora bajo el liderazgo del Dr. John Wilson, del Geophysical Fluid Dynamics Laboratory de la National Oceanic and Atmospheric Administration (Estados Unidos). Las ecuaciones primitivas no lineales son discretizadas en la rejilla del modelo e integradas mediante un esquema explícito. El modelo usa coordenadas verticales híbridas, que en las capas bajas siguen la topografía del terreno y por encima de 2 mb son puramente isobáricas. La resolución longitud-latitud es  $5^\circ \times 6^\circ$ , y se utilizan 40 capas verticales desde la superficie hasta aproximadamente  $0.06 \mu\text{b}$  ( $\approx 88 \text{ km}$ ).

El calentamiento producido por la absorción de radiación solar en las bandas del IR cercano del  $\text{CO}_2$  y por aerosoles está incluido en el modelo. El calentamiento por efectos del polvo sobre radiación de onda corta se calcula usando la aproximación delta de Eddington para la dispersión (*Briegleb*, 1992), con los parámetros ópticos del polvo utilizados por *Pollack y col.* (1979). El calentamiento debido a la absorción de la radiación solar en el IR cercano por  $\text{CO}_2$  se calcula usando el esquema descrito en *Houghton*, (1963). Los efectos de la banda de  $15 \mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$  se calculan usando el modelo simple de *Goody y Belton*, (1967) con un perfil Lorentz para las líneas. Los efectos de las bandas de  $4.3$  y  $2.7 \mu\text{m}$  no se consideran. El enfriamiento por emisión del polvo en el IR se calcula mediante el método descrito en *Haberle y col.* (1982). No se tienen en cuenta los efectos del polvo en la banda de  $15 \mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$ . No se introducen correcciones por No-ETL, que son importantes sólo por encima de unos 80 km.

La distribución de polvo es horizontalmente uniforme y la variación de la razón de mezcla del polvo con los niveles de presión viene dada por la ecuación (G.1) usando los valores  $\nu = 0.01$  y  $P_S = 6.1 \text{ mb}$ . También es posible usar otros esquemas para el polvo, permitiendo incluso su transporte por vientos a partir de una distribución dada, basándose en el trabajo de *Levy y col.* (1982), o la imposición de fuentes que inyectan constantemente polvo a la atmósfera (*Wilson y Hamilton*, 1996). También es posible tener en cuenta la sedimentación gravitacional del polvo. *Basu y col.* (2004) han implementado un modelo más sofisticado de inyección de polvo a la atmósfera basado en movimientos convectivos tales como los “dust-devils” y los vientos de larga escala.

Como procesos de sub-escala se parametrizan los efectos de la difusión vertical sobre el calor y el momento siguiendo el tratamiento de *Levy y col.* (1982). Para la difusión horizontal se utiliza un esquema no lineal (*Andrews y col.*, 1983). No se incluyen procesos como el desarrollo de ondas de gravedad.

Se incluye también un tratamiento del ciclo completo de  $\text{CO}_2$ . El gas se condensa cuando la temperatura atmosférica es menor que la de condensación del  $\text{CO}_2$ , cayendo inmediatamente a la superficie. La variación estacional de la presión superficial que se obtiene como consecuencia de este ciclo está en buen acuerdo con las observaciones. Sin embargo, el modelo no predice una capa de hielo permanente en el polo Sur, por lo que es necesario imponer que las temperaturas superficiales para latitudes por debajo de  $87.5^\circ\text{S}$  se mantengan en el punto de fusión del  $\text{CO}_2$ .

En cuanto a los procesos de superficie, el albedo y la inercia térmica se basan en los de *Pollack y col.*, (1990). La topografía es la obtenida por MOLA. Se permiten los intercambios de calor y momento entre la superficie y la primera capa atmosférica. La temperatura superficial se calcula teniendo en cuenta el flujo radiativo que llega a la superficie, el calor sensible, la condensación/sublimación de CO<sub>2</sub> y flujos de calor asociados con la difusión de calor en el regolito. Este último se calcula mediante un modelo de suelo de 12 capas.

Paulatinamente este MCG va añadiendo nuevos modelos para procesos físicos. Así, *Richardson y Wilson*, (2002a) añaden un ciclo para el agua. Este ciclo determina la cantidad de agua (tanto vapor de agua como hielo) en cada punto de rejilla mediante su ecuación de continuidad, que incluye sus fuentes y sumideros, advección por vientos y difusión. Para el hielo los efectos gravitacionales son también tenidos en cuenta. La condensación de agua, tanto en la atmósfera como en superficie, viene dada por la presión de saturación, que se determina mediante:

$$P_{sat} = 6.11 \cdot \exp \left[ 22.5 \cdot \left( 1 - \frac{273.16}{T} \right) \right]$$

donde  $P_{sat}$  es la presión de saturación en Pa y T la temperatura en K. La condensación en la atmósfera se describe mediante una parametrización simple según la cual el vapor supersaturado se convierte en partículas de hielo de un tamaño dado ( $2 \mu\text{m}$ ). De igual modo, si existe hielo en un punto de rejilla subsaturado, se sublima hielo suficiente para llegar a la saturación. Todo el hielo en la capa atmosférica más baja se convierte automáticamente en hielo superficial. No se tiene en cuenta el calor latente debido a condensación y sublimación de hielo. Esto no supone un error muy grande, debido a la pequeña cantidad de agua en Marte. El tratamiento de flujos verticales hacia arriba de vapor a partir de depósitos de hielo superficiales se basa en *Ingersoll* (1970), que calcula el flujo basándose en la diferencia de presión de vapor entre justo encima de la superficie y en la capa atmosférica más baja, teniendo en cuenta también el viento superficial. De una forma similar se calcula el flujo hacia abajo a través de la superficie. *Richardson y col.* (2002) describen el modelo de nubes de agua implementado en el MCG. Los efectos radiativos de estas nubes son estudiados en *Hinson y Wilson*, (2004).

Este MCG ha sido usado para numerosos estudios de la atmósfera marciana, muchos de ellos relacionados con las ondas y las mareas. *Wilson y Hamilton*, (1996) utilizan el modelo para estudiar las oscilaciones diurnas y semidiurnas de la presión superficial, obteniendo un buen acuerdo con las medidas de las Viking. Sin embargo se encontraron algunas discrepancias, como que el modelo sobrestima las oscilaciones diurnas durante el principio del verano en el hemisferio Norte. *Wilson y col.* (2002) comparan las ondas viajeras observadas en los resultados del instrumento TES a bordo de la Mars Global Surveyor con las obtenidas por el modelo, obteniendo un razonable acuerdo. *Hinson y col.* (2003) hacen un ejercicio similar con las ondas planetarias estacionarias observadas por la Mars Global Surveyor.

*Wilson* (1997) reproduce con este modelo un episodio de calentamiento polar observado por el instrumento IRTM en los orbitadores Viking (*Martin y Kieffer*, 1979) durante la tormenta global de polvo de 1977. Este fenómeno consiste en que durante esta tormenta de polvo se observaron temperaturas en la noche polar mayores de las previstas en una situación de equilibrio

radiativo. Este trabajo permite atribuir este calentamiento a las mareas térmicas.

*Richardson y Wilson* (2002b) estudian el origen de la asimetría de las celdas de Hadley. Estas celdas transportan calor desde el hemisferio de verano al de invierno, mediante ascensión de aire en el trópico de verano y descenso en el de invierno. En Marte, las celdas de Hadley que se observan en los dos solsticios tienen intensidad muy diferente, siendo la celda del verano en el hemisferio Sur casi el doble de intensa que la del verano Norte. Los autores encuentran, mediante simulaciones con este MCG, que el origen de esta asimetría es la topografía marciana, descartando la posibilidad de que la excentricidad de la órbita tenga un efecto importante.

*Mischna y col.* (2003) estudia el efecto de variaciones en los parámetros orbitales (oblicuidad del eje de rotación, excentricidad de la órbita y posición del perihelio) sobre los ciclos de CO<sub>2</sub> y H<sub>2</sub>O. Así, obtiene que el ciclo de CO<sub>2</sub> es más extremo a alta oblicuidad, produciéndose una disminución sustancial del mínimo invernal de presión, debido a la mayor porción del planeta que se ve envuelto en la noche polar. Del mismo modo, un aumento en la oblicuidad aumenta la cantidad de agua presente en la atmósfera, debido a la mayor insolación a que son sometidas las regiones polares. La excentricidad y la posición del perihelio hacen cambiar la intensidad del ciclo de agua.

En resumen, este MCG es un modelo muy completo de la baja atmósfera (por debajo de unos 80 km), incluye la gran mayoría de los procesos físicos que se cree son relevantes a esas alturas y ha sido validado mediante comparaciones con datos de misiones. Sin embargo, en su estado actual no es posible utilizarlo para simulaciones de capas más altas, debido a que no incorpora procesos físicos importantes para esas alturas, tales como los efectos de No-ETL o la ruptura de ondas de gravedad.

#### G.4 CCSR/NIES MCG

Es un modelo japonés, desarrollado en el Center for Climate System Research de la Universidad de Tokio, descrito en *Kuroda y col.*, (2005). Es la adaptación a las condiciones marcianas del modelo terrestre CCSR/NIES AGCM (*Numaguti.*, 1993 y *Numaguti y col.*, 1995). Resuelve las ecuaciones tridimensionales primitivas de la hidrostática en la esfera, con una resolución horizontal de 5.6°x5.6° y 30 niveles verticales, con una coordenada vertical  $\sigma$ , extendiéndose hasta unos 80 km de altura. Se impone fricción Rayleigh en la frontera superior, con un coeficiente dependiente de la altura. Se introducen una topografía, albedo e inercia térmica apropiados para Marte; en particular, la topografía es la obtenida por MOLA (*Smith y col.*, 1999) y el albedo y la inercia térmica son similares a los usados en el LMD/AOPP MCG (*Forget y col.*, 1999).

El transporte radiativo en la banda de 15  $\mu\text{m}$  del CO<sub>2</sub> se hace basándose en el esquema de *Nakajima y Tanaka*, (1986), dividiendo el intervalo espectral entre 13.0 y 18.2  $\mu\text{m}$  en 9 canales. Para el cálculo del calentamiento por absorción de radiación solar en el Infrarrojo cercano se utiliza la misma fórmula analítica que en el LMD/AOPP MCG (*Forget y col.*, 2003), basado en el cálculo de *López-Valverde y col.* (2000). Para el tratamiento de la absorción,

dispersión y emisión de radiación por polvo se utiliza el esquema de *Nakajima y Tanaka*, (1986), adaptando los índices refractivos y la distribución de tamaño de las partículas a los últimos valores apropiados para Marte. Se utilizan tres distribuciones de polvo atmosférico, basadas en las opacidades obtenidas para el segundo año de observación de TES, el tercer año de observación de TES y para la Viking 1 en *Liu y col.*, (2003). La variación del espesor óptico del polvo con  $L_s$  se calcula de forma similar a *Lewis y col.*, (2001). La distribución vertical de polvo es la misma que se utiliza en *Forget y col.*, (1999):

$$q(p) = q_0 \exp \left( 0.007 \left[ 1 - \max \left( \left( \frac{p_0}{p} \right)^{70/z_{max}}, 1 \right) \right] \right)$$

y

$$z_{max}(\phi, L_s) = 60 + 18 \text{sen}(L_s - 160^\circ) - 22 \text{sen}^2 \phi$$

donde  $z_{max}$  es la altura máxima del polvo,  $p$  la presión,  $p_0 = 7$  mbar la presión superficial estándar y  $q$  y  $q_0$  el factor de mezcla de polvo a los niveles  $p$  y  $p_0$ .

Los procesos de condensación y sublimación de  $\text{CO}_2$  se incluyen basándose en el modelo de *Forget y col.*, (1998). Cuando la temperatura atmosférica cae por debajo de la temperatura de condensación del  $\text{CO}_2$  dada por la relación de Clausius-Clapeyron, el  $\text{CO}_2$  se condensa, y se libera calor latente. El  $\text{CO}_2$  condensado cae inmediatamente al suelo. La pérdida de masa atmosférica por esta condensación se tiene en cuenta modificando la presión atmosférica para que la masa total de  $\text{CO}_2$  (atmosférico+condensado) sea constante.

Este modelo se ha utilizado en diversos estudios, que se resumen a continuación.

Se ha estudiado la temperatura media zonal para el escenario de polvo TES2, tanto para el otoño del hemisferio norte como para el solsticio de invierno en el hemisferio norte. Los resultados obtenidos son cualitativamente similares a los observados por TES (*Smith y col.*, 2003), aunque presentan algunas diferencias, siendo la más significativa que las temperaturas obtenidas por encima del nivel de 0.1 mbar son menores que las medidas, con diferencias de hasta 20 K. Esto puede deberse a que este modelo no incluye vapor de agua, por lo que sus efectos radiativos no se han tenido en cuenta en este estudio. Otra posibilidad es que el código utilizado para los efectos radiativos de la banda de 15  $\mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$  es un modelo para la troposfera terrestre, por lo que no está optimizado para una atmósfera ligera como la marciana. Por último, los efectos de las ondas de gravedad y su ruptura no se han tenido en cuenta. También se han simulado los efectos de una tormenta de polvo global, mediante el estudio comparativo de los resultados usando el escenario TES3 y los obtenidos por TES para el tercer año de observación (*Smith y col.*, 2001b). Los resultados muestran que el modelo sobrestima el calentamiento y subestima la diferencia de temperatura día-noche. Esto parece deberse a la distribución vertical de polvo, que da un valor demasiado elevado para la altura máxima del polvo, y a que no se han introducido en el modelo cambios día-noche en la opacidad del polvo.

También se ha estudiado el ciclo anual de  $\text{CO}_2$ , obteniéndose, con el escenario TES2, un espesor de  $\text{CO}_2$  en la capa polar estacional de 1.2 m, consistente con los resultados de MOLA en 1999 y 2000. La forma de los casquetes estacionales permanece circular durante el periodo

de regresión de la capa, lo cual no concuerda con los resultados observacionales para el casquete sur. Un mayor refinamiento del modelo es necesaria para mejorar este comportamiento.

Las mareas diurnas y semidiurnas y su variación durante tormentas globales de polvo han sido otros de los objetos de estudio de este modelo. Las mareas diurnas y semidiurnas de presión en superficie se hacen de 3 a 6 veces mayores durante las tormentas globales de polvo, lo cual está de acuerdo con las observaciones de Viking 1. La amplitud de las mareas es, en general, entre un 75 a un 90% la observada.

Este modelo se ha utilizado también para hacer un análisis espectral de las ondas observadas que tienen un periodo mayor de 1 día marciano. Los periodos, números de ondas y velocidad de fase observados en el otoño del hemisferio norte coinciden con los resultados observacionales de la Viking 2, aunque para el invierno durante tormentas globales de polvo la velocidad de fase es mayor que la observada, así como para la primavera.

En resumen, éste es un modelo de desarrollo reciente, que se ha beneficiado en su desarrollo de la experiencia adquirida con modelos anteriores, especialmente el LMD-MCG, y que tiene todavía que mejorar algunos aspectos, como la inclusión de procesos como la excitación y ruptura de ondas de gravedad o una revisión de algunos aspectos del transporte radiativo.

## G.5 GM3

Este modelo canadiense, llamado Global Mars Multiscale Model (GM3) y descrito en *Mouden y McConnell*, (2005), está basado en el modelo de predicción meteorológica del Servicio Meteorológico de Canadá (*Côté y Staniforth*, 1998). Este modelo tiene la capacidad de cambiar la resolución, fijando zonas en las que la resolución espacial es mayor, lo cual le permite hacer estudios de fenómenos de mesoscala. Usa coordenadas verticales híbridas y la topografía dada por MOLA (*Smith y col.*, 1999). Tiene 101 niveles verticales desde la superficie hasta una presión de  $10^{-8}$  mb ( $\approx 170$  km).

Para el transporte radiativo por  $\text{CO}_2$ , la emisividad del  $\text{CO}_2$  se calcula mediante un método de banda ancha, similar al empleado en el LMD-MCG. Para el cálculo del enfriamiento radiativo en la banda de  $15\mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$  se usa, por encima de 80 km, la aproximación de atmósfera delgada y bajo espesor óptico del modelo descrito en *López-Puertas y López-Valverde*, (1995), con un valor medio del oxígeno atómico termosférico.

El efecto del polvo sobre el transporte radiativo en el IR se calcula utilizando 4 bandas espectrales, dos en el visible y 2 en el IR, calculando los flujos hacia abajo y hacia arriba mediante la aproximación delta-Eddington. El perfil vertical de polvo sigue la forma (G.1) con  $\nu = 0.01$ ,  $P_S = 7$  mb y  $q_0$  variando latitudinal y longitudinalmente para que la opacidad total del polvo sea constante en la superficie.

El calentamiento termosférico por absorción de radiación UV se calcula usando la ley de Beer-Lambert con una sola longitud de onda y una eficiencia de calentamiento del 10%. Esto es una aproximación bastante fuerte de la absorción de radiación UV.

El transporte de energía y momento en la capa límite turbulenta se parametriza mediante

el esquema de *Mellor y Yamada* (1974).

Este modelo tiene en cuenta, en el balance energético, la conducción molecular de calor mediante la ecuación clásica de conducción.

Actualmente, este modelo no incluye un esquema de ruptura de ondas de gravedad ni de difusión molecular del momento. Tampoco esquemas de deposición y levantamiento de polvo, química atmosférica, ni ciclo del agua.

El modelo permite reproducir la circulación general del planeta, y se ha utilizado para comparar con los perfiles atmosféricos obtenidos en el descenso de la Mars Pathfinder (*Magalhaes y col.*, 1999) y las medidas de TES (*Smith y col.*, 2001b), obteniendo un acuerdo relativamente bueno, pudiendo deberse las diferencias al esquema poco realista usado para la distribución de polvo.

Este modelo está en plena fase de desarrollo, por lo que actualmente está mejorando muchos aspectos. Necesita introducir parametrizaciones que faltan (ruptura de ondas de gravedad, polvo, ciclo de agua, química) y mejorar algunas de las que incluye, especialmente si quiere obtener resultados realistas en la termosfera (calentamiento UV).

## G.6 MarTIM

Este modelo se está desarrollando en el University College de Londres (UCL), y aunque no se han presentado resultados en la literatura científica de modo abierto, su estructura y principales resultados se describen en detalle en la tesis doctoral de Tracy Moffat (*Moffat*, 2005). El desarrollo del modelo parte del núcleo dinámico de un MCG del UCL para Titán adaptado a las condiciones de la atmósfera marciana (*Müller-Wodarg*, 2000). MarTIM es un modelo esencialmente termosférico e ionosférico, (su nombre son las siglas de Mars Thermosphere/Ionosphere Model), con límite inferior en el nivel de 0.883 Pa, aproximadamente 80 km. Al núcleo dinámico, que resuelve mediante el método de diferencias finitas las ecuaciones de energía, momento y continuidad, se le fueron añadiendo, paso a paso, el calentamiento UV, el calentamiento y enfriamiento IR, la difusión molecular y turbulenta y diversas condiciones en la frontera inferior. El módulo para calentamiento UV calcula la absorción de radiación solar UV entre 0.2 y 172.5 nm por CO<sub>2</sub>, O, O<sub>2</sub> y CO, mediante la ley de Beer-Lambert utilizando un trazado de rayos detallado, con una eficiencia de calentamiento del 18%. Respecto al calentamiento IR, se considera absorción por CO<sub>2</sub> en las bandas de 4.3 y 2.7  $\mu\text{m}$  y por CO en la banda de 4.7  $\mu\text{m}$ , teniendo en cuenta los efectos de No-ETL mediante la parametrización descrita en *López-Valverde y col.* (1998). Los principales sumideros de calor son la conducción térmica y el enfriamiento por emisiones del CO<sub>2</sub> en 15  $\mu\text{m}$ , que se implementa teniendo en cuenta los efectos del No-ETL siguiendo la parametrización de *López-Valverde y López-Puertas* (2001), de modo similar al EMGCM. MarTIM no incluye fotoquímica interactivamente, sino que considera una atmósfera neutra formada por 7 compuestos: CO<sub>2</sub>, O, N<sub>2</sub>, Ar, NO, O<sub>2</sub> y CO cuyas abundancias no se modifican, y una ionosfera básica, a partir de dichos compuestos, que evoluciona con el flujo solar variable. Este modelo simplificado de la química ion-neutra consta de 23 reacciones

más las correspondientes fotoionizaciones. Para predecir las concentraciones de los distintos compuestos, este MarTIM incluye módulos para la difusión molecular y turbulenta.

Moffat (2005) encontró que los campos de vientos horizontales del modelos eran mucho menores que los derivados de medidas del acelerómetro de MGS. Los vientos predichos eran además bastante sensibles a la condición de contorno inferior sobre los mismos (vientos nulos y fijos en todo momento y lugar) utilizada en la primera versión del modelo. Por ello implementaron un módulo de mareas térmicas atmosféricas que mejoró la situación, aumentando los vientos horizontales ligeramente, pero aún de modo insuficiente. Por ello, finalmente optaron por incluir como condición de contorno inferior los resultados de la EMCD en un nivel de presión equivalente al nivel inferior del MarTIM. Esto produjo una fuerte aceleración de los vientos horizontales en un orden de magnitud y un cambio sustancial en la estructura dinámica y térmica de la alta atmósfera. Esto nos indica de nuevo la importancia de los efectos de la baja atmósfera sobre la termosfera y la conveniencia de estudiar consistentemente toda la atmósfera con un solo modelo.

Los resultados de este modelo con esta condición de contorno realista se compararon con datos de misiones. Se encontró que los vientos horizontales simulados mejoran su comparación con los obtenidos durante el aerofrenado de MGS, aunque con algunas discrepancias todavía sin explicar. Respecto a las densidades obtenidas por MGS, muestran un acuerdo razonable, aunque se observan algunas diferencias, que podrían deberse en parte, según Moffat, a la ausencia de un esquema de ondas de gravedad en el modelo. Esta misma razón puede ser el origen de las diferencias observadas con el perfil térmico de entrada de la Pathfinder, con el que también realizan comparaciones.

En resumen, el MarTIM es un modelo aún experimental, en fase de desarrollo, cuya principal deficiencia, como en el caso del MTGCM, es que es un modelo puramente termosférico, por lo que para reproducir de forma realista las características observadas de la atmósfera marciana es necesario utilizar unas condiciones de contorno realistas mediante acoplo con otros modelos de la baja atmósfera.

# Bibliografía

- Albee, A.L., F.D. Palluconi y R.E. Arvidson, 1998, Mars Global Surveyor mission: overview and status, *Science*, 279, 1671.
- Ames, W.F., 1992, *Numerical methods for partial differential equations*, Academic Press, Estados Unidos, tercera edición.
- Anbar, A.D., M. Allen y H. Nair, 1993, Photodissociation in the atmosphere of Mars: Impact of high resolution, temperature-dependent CO<sub>2</sub> cross section measurements, *J. Geophys. Res.*, 98, 10925-10931.
- Andrews, D.G., J.D. Mahlman y R.W. Sinclair, 1983, Eliassen-Palm diagnostics of wave-mean flow interaction in the GFDL "SKYHI" general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 40, 2768-2784.
- Andrews, D.G., J.R. Holton y C.B. Leovy, 1987, *Middle atmosphere dynamics*, Academic Press, Orlando, Estados Unidos.
- Angelats i Coll, M., F. Forget, F. Hourdin, Y. Wanherdrick, M.A. López-Valverde, F. González-Galindo, P.L. Read y S.R. Lewis, 2003, Towards a global model of the Martian atmosphere, "Mars atmosphere modelling and observations", 13-15 Enero 2003, Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis y P.L. Read. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2003.
- Angelats i Coll, M., F. Forget, M.A. López-Valverde, P.L. Read y S.R. Lewis, 2004, Upper atmosphere of Mars up to 120 km: Mars Global Surveyor accelerometer data analysis with the LMD general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 109, E01011, doi:10.1029/2003JE002163.
- Angelats i Coll, M., F. Forget, M.A. López-Valverde y F. González-Galindo, 2005, The first Mars thermospheric general circulation model: the Martian atmosphere from the ground to 240 km, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L04201, doi:10.1029/2004GL021368.
- Anguita, F., 1998, *Historia de Marte: Mito, exploración, futuro*, Ed. Planeta, España.
- Atkins, P.W., 1996, *The elements of physical chemistry*, Oxford University Press, Oxford, Reino Unido.
- Atreya, S.K. y J.E. Blamont, 1990, Stability of the Martian atmosphere - Possible role of heterogeneous chemistry, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 287-290.
- Atreya, S.K. y Z.G. Gu, 1994, Stability of the Martian atmosphere: is heterogeneous catalysis

- essential?, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13133-13145.
- Atreya, S.K., P.R. Mahaffy y Ah-San Wong, 2006, Methane and related trace species on Mars: Origin, loss, implications for life and habitability, *Planet. Space Sci.*, en prensa.
- Axford, W.I., 1991, A commentary on our present understanding of the Martian magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, *39*, 167-173.
- Baines, P.G. y T.N. Palmer, 1990, Rationale for a new physically-based parametrisation of sub-grid scale orographic effects, *Tech. Rep. 169*, Eur. Cent. dfor Medium-Range Weather Forecasts, Reading, Inglaterra.
- Banks, P.M. y G. Kockarts, 1973, *Aeronomy, Part A*, Academic Press, Nueva York, Estados Unidos.
- Barnes, J.R., 1990, Possible effects of breaking gravity waves on the circulation of the middle atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, *95*, 1401-1421.
- Barth, C.A., W.G. Fastie, C.W. Hord, J.B. Pearce, K.K. Kelly, A.I. Stewart, G.E. Thomas, G.P. Anderson y O.F. Raper, 1971a, Mariner 6: ultraviolet spectrum of Mars upper atmosphere, en *Planetary atmospheres*, ed. Sagan y col., International Astronomical Union.
- Barth, C.A., C.W. Hord, J.B. Pearce, K.K. Kelly, G.P. Anderson, and A.I. Stewart, 1971b, Mariner 6 and 7 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Upper Atmosphere Data, *J. Geophys. Res.*, *76*, 2213-2227.
- Barth, C.A., A.I. Stewart, y C.W. Hord, 1972, Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: Mars airglow spectroscopy and variations in Lyman Alpha, *Icarus*, *17*, 457-468.
- Basu, S., M.I. Richardson y R.J. Wilson, 2004, Simulation of the Martian dust cycle with the GFDL Mars GCM, *J. Geophys. Res.*, *109*, E11006, doi:10.1029/2004JE00243.
- Battaner, E., 1996, *Astrophysical fluid dynamics*, Cambridge University Press, Reino Unido
- Bertaux, J.L., F. Leblanc, S. Perrier, E. Quemerais, O. Korablev, E. Dimarellis, A. Reberac, F. Forget, P.C. Simon, S.A. Stern, B. Sandel y el equipo SPICAM, 2005a, Nightglow in the upper atmosphere of Mars and implications for atmospheric transport, *Science*, *307*, 566-569.
- Bertaux, J.L., F. Leblanc, O. Witasse, E. Quemerais, J. Lilensten, S.A. Stern, B. Sandel y O. Korablev, 2005b, Discovery of an aurora on Mars, *Nature*, *435*, doi:10.1038/nature03603
- Bibring, J.-P., Y. Langevin, F. Poulet, A. Gendrin, B. Gondet, M. Berthé, A. Soufflot, P. Drossart, M. Combes, G. Bellucci, V. Moroz, N. Mangold, B. Schmitt y el equipo OMEGA, 2004, Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars, *Nature*, *428*, 627-630.
- Biel Gayé, J., 1998, *Formalismo y métodos de la termodinámica*, ed. Reverté, Barcelona, España.
- Bittner, H. y K.H. Fricke, 1987, Dayside temperatures of the martian upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *92*, 12045-12055.
- Bjerknes, V., 1904, Das problem der Wettervorsage, betrachtet vom Standpunkte der Mechanik und der Physik, *Meteor. Z.*, *21*, 1-7.
- Blamont, J.E., E. Chassefiere, J.P. Goutail, B. Mege, M. Nunes-Pinharanda, G. Souchon, V.A. Krasnopolsky, A.A. Krysko y V.I. Moroz, 1991, Vertical profiles of dust and ozone in the

- Martian atmosphere deduced from solar occultation measurements, *Planet. Space Sci.*, *39*, 175-187.
- Bougher, S.W., 1995, Comparative thermospheres: Venus and Mars, *Adv. Space Res.*, *15*, 421-445.
- Bougher, S.W. y R.E. Dickinson, 1988, Mars mesosphere and thermosphere. I-Global mean heat budget and thermal structure, *J. Geophys. Res.*, *93*, 7325-7337.
- Bougher, S.W., C.G. Fesen, E.C. Ridley y R.W. Zurek, 1993, Mars mesosphere and thermosphere coupling: semidiurnal tides, *J. Geophys. Res.*, *98*, 3281-3295.
- Bougher, S.W., D.M. Hunten y R.G. Roble, 1994, CO<sub>2</sub> cooling in terrestrial planet thermospheres, *J. Geophys. Res.*, *99*, 14609-14622.
- Bougher, S.W., S. Engel, R.G. Roble y B. Foster, 1999, Comparative terrestrial planet thermospheres, 2, Solar cycle variation of global structure and winds at equinox, *J. Geophys. Res.*, *104*, 16591-16611.
- Bougher, S.W., S. Engel, R.G. Roble y B. Foster, 2000, Comparative terrestrial planet thermospheres, 3, Solar cycle variation of global structure and winds at solstices, *J. Geophys. Res.*, *105*, 17669-17692.
- Bougher, S.W., R.G. Roble y T. Fuller-Rowell, 2002, Simulations of the upper atmosphere of the terrestrial planets, en *Atmospheres in the Solar System, Comparative aeronomy*, ed. M. Mendillo, A. Nagy y J.H. Waite, Geophysical Monograph 130, American Geophysical Union, Washington, Estados Unidos.
- Bougher, S.W., S. Engel, D.P. Hinson y J.R. Murphy, 2004, MGS Radio Science electron density profiles: Interannual variability and implications for the Martian neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *109*, E03010, doi:10.1029/2003JE002154.
- Bougher, S.W., J.M. Bell, J.R. Murphy, M.A. López-Valverde y P.G. Withers, 2006, Polar warming in the Mars thermosphere: seasonal variation owing to changing insolation and dust distribution, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, doi:10.1029/2005GL024059.
- Brasseur, G. y S. Solomon, 1986, *Aeronomy of the middle atmosphere*, D. Reidel Publishing Company, Holanda.
- Briegleb, B.P., 1992, Delta-Eddington approximation for solar radiation in the NCAR community climate model, *J. Geophys. Res.*, *97*, 7603-7612.
- Butchers, S.S. y R. Charlson, 1972, *Introduction to air chemistry*, Academic Press, Nueva York, Estados Unidos.
- Cain, J.C., B.B. Ferguson y D. Mozzoni, 2003, An  $n = 90$  internal potential function of the Martian crustal magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *108*, doi:10.1029/2000JE001487
- Chamberlain, J.W. y D.M. Hunten, 1987, *Theory of planetary atmospheres: an introduction to their physics and chemistry*, Academic Press, Nueva York, Estados Unidos.
- Chapman, S. y T.G. Cowling, 1970, *The mathematical theory of non-uniform gases*, Cambridge University Press, Reino Unido.
- Chassefiere, E., 1996, Hydrodynamic escape of Oxygen from primitive atmospheres: application to the cases of Venus and Mars, *Icarus*, *124*, 537-552.

- Chipperfield, M.P., 1999, Multiannual simulations with a three-dimensional chemical transport model, *J. Geophys. Res.*, *104*, 1781-1805.
- Clancy, R.T., D.O. Muhleman y G.L. Berge, 1990, Global changes in the 0-70 km thermal structure of the Mars atmosphere derived from 1975 to 1989 microwave spectra, *J. Geophys. Res.*, *95*, 14543-14554.
- Clancy, R.T. y S.W. Lee, 1991, A new look at dust and clouds in the Mars atmosphere: analysis of emission-phase function sequences from global IRTM observations, *Icarus*, *93*, 135-138.
- Clancy, R.T. y H. Nair, 1996, Annual (perihelion-aphelion) cycles in the photochemical behaviour of the global Mars atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *101*, 12785-12790.
- Clancy, R.T., B.J. Sandor, M.J. Wolff, P.R. Christensen, M.D. Smith, J.C. Pearl, B.J., Conrath y R.J. Wilson, 2000, An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES and Viking atmospheric temperature measurements: seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *105*, 9553-9572.
- Clancy, R.T., M.J. Wolff, B.A. Whitney y B.A. Cantor, 2006, Mars equatorial mesospheric clouds, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.264
- Cockell, C.S., D.C. Catling, W.L. Davis, K. Snook, R.L. Kepner, P. Lee y C.P. McKay, 2000, The ultraviolet environment of Mars: biological implications past, present and future, *Icarus*, *146*, 343-359.
- Combes, M., C. Cara, P. Drossart, T. Encrenaz, E. Lellouch, J. Rosenqvist, J.P. Bibring, S. Erard, B. Gondet, Y. Langevin, A. Soufflot, V.I. Moroz, A.V. Grygoriev, L.V. Ksanfomality, Y.V. Nikolsky, N.F. Sanko, D.V. Titov, O. Forni, P. Masson y C. Sotin, 1991, Martian atmosphere studies from the ISM experiment, *Planet. Space Sci.*, *39*, 189-197.
- Conrath, B., R. Curran, R. Hanel, V. Kunde, W. Maguire, J. Pearl, J. Pirraglia, J. Welker y T. Burke, 1973, Atmospheric and surface properties of Mars obtained by infrared spectroscopy on Mariner 9, *J. Geophys. Res.*, *78*, 4267-4278.
- Conrath, B.J., 1975, Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of dust storm of 1971, *Icarus*, *24*, 36-46.
- Côté, J. y A. Staniforth, 1998, A two-time-level semi-Lagrangian semi-implicit scheme for spectral models, *Mon. Weather Rev.*, *116*, 2003-2012.
- Crutzen, P.J., 1970, Comments on "Absorption and emission by carbon dioxide in the mesosphere" by J.T. Houghton, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *96*, 769.
- Deming, D. y M.J. Mumma, 1983, Modeling of the 10-micron natural laser emission from the mesospheres of Venus and Mars, *Icarus*, *55*, 356-368.
- Deming, D., M.J. Mumma, F. Espenak, T. Kostiuik y D. Zipoy, 1986, Polar warming in the middle atmosphere of Mars, *Icarus*, *66*, 366-379.
- Dickinson, R.E. y E.C. Ridley, 1972, Numerical solution for the composition of a thermosphere

- in the presence of a steady subsolar-to-antisolar circulation with application to Venus, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 1557-1570.
- Dickinson, R.E., 1976, Venus mesosphere and thermosphere temperature structure, I, Global mean radiative and conductive equilibrium, *Icarus*, *27*, 479-493.
- Dickinson, R.E., E.C. Ridley y R.G. Roble, 1981, A three-dimensional general circulation model of the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *86*, 1499-1512.
- Dickinson, R.E., E.C. Ridley y R.G. Roble, 1984, Thermospheric general circulation with coupled dynamics and composition, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 205-219.
- Donnelly, R.F., H.E. Hinteregger y D.F. Heath, 1986, Temporal variations of solar EUV, UV and 10830-Å radiations, *J. Geophys. Res.*, *91*, 5567-5578.
- Dyominov, I.G. y A.M. Zadorozhny, 2001, Contribution of solar UV radiation to the observed ozone variations during the 21st and 22nd solar cycles, *Adv. Space Res.*, *27*, 1949-1954.
- Erard, S., 2001, Mars, en *Encyclopedia of astronomy and astrophysics*, ed. P. Murdin, Nature Publishing Group, London, Reino Unido.
- Farmer, C.B. y P.E. Doms, 1979, Global seasonal variations of water vapor on Mars and the implications for permafrost, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2881-2888.
- Forbes, J.M., G. Jun y S. Miyahara, 1991, On the interactions between gravity waves and the diurnal propagating tide, *Planet. Space Sci.*, *39* 1249-1257
- Forbes, J.M. y M.E. Hagan, 2000, Diurnal Kelvin wave in the atmosphere of Mars: towards an understanding of 'stationary' density structures observed by the MGS accelerometer, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3563-3566.
- Forget, F., 1998, Improved optical properties of the Martian atmospheric dust for radiative transfer calculations in the infrared, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 1105-1109.
- Forget, F., F. Hourdin y O. Talagrand, 1998, CO<sub>2</sub> snowfall on Mars: Simulations with a general Circulation Models, *Icarus.*, *131* 302-316.
- Forget, F., F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin y O. Talagrand, 1999, Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24155-24175.
- Forget, F., M. Angelats i Coll, Y. Wanherdrick, F. Hourdin, S. Lewis, P. Read, F. Taylor, M. López-Valverde y M. López-Puertas, 2003, Modeling of the General Circulation with the LMD-AOPP-IAA GCM: Update on model design and comparison with observations, "Mars atmosphere modelling and observations", 13-15 Enero 2003, Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis y P.L. Read. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2003.
- Forget, F., E. Millour, S. Lebonnois, L. Montabone, K. Dassas, K., S.R. Lewis, P.L. Read, M.A. López-Valverde, F. González-Galindo, F. Montmessin, F. Lefèvre, M.C. Desjean, J.P. Huot, 2006, The new Mars climate database, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA,

- 2006., p.128.
- Formisano, V., S. Atreya, T. Encrenaz, N. Ignatiev y M. Giuranna, 2004, Detection of Methane in the atmosphere of Mars, *Science*, *306*, 1758-1761
- Formisano, V., F. Angrilli, G. Arnold, S. Atreya, G. Bianchini, D. Biondi, A. Blanco, M.I. Blecka, A. Coradini, L. Colangeli, A. Ekonomov, F. Esposito, S. Fonti, M. Giuranna, D. Grassi, V. Gnedykh, A. Grigoriev, G. Hansen, H. Hirsh, I. Khatuntsev, A. Kiselev, N. Ignatiev, A. Jurewicz, E. Lellouch, J. López Moreno, A. Marten, A. Mattana, A. Maturilli, E. Mencarelli, M. Michalska, V. Moroz, B. Moshkin, F. Nespoli, Y. Nikolsky, R. Orfei, P. Orleanski, V. Orofino, E. Palomba, D. Patsaev, G. Piccioni, M. Rataj, R. Rodrigo, J. Rodriguez, M. Rossi, B. Saggin, D. Titov y L. Zasova, 2005, The Planetary Fourier Spectrometer (PFS) onboard the European Mars Express mission, *Planet. Space Sci.*, *52*, 963-974.
- Foukal, P., 1994, Study of solar irradiance variations holds key to climate questions, *EOS*, *75*, 376-377.
- Fouquart, Y. y B. Bonnel, 1980, Computations of solar heating of the Earth's atmosphere: a new parametrization, *Contrib. Atmos. Phys.*, *53*, 35-62.
- Fox, J.L., 1988, Heating efficiencies in the thermosphere of Venus reconsidered, *Planet. Space Sci.*, *36*, 37-46.
- Fox, J.L., 2004, Advances in the aeronomy of Venus and Mars, *Adv. Space Res.*, *33*, 132-139.
- Fox, J.L y A. Dalgarno, 1979, Ionization, luminosity and heating of the upper atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, *84*, 7315-7333.
- Fox, J.L y A. Dalgarno, 1981, Ionization, luminosity and heating of the upper atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, *86*, 629-639.
- Fox, J.L. y S.W. Bougher, 1991, Structure, luminosity and dynamics of the Venus thermosphere, *Space Sci. Rev.*, *55*, 357-489.
- Fox, J.L. y F.M. Bakalian, 2001, Photochemical escape of atomic carbon from Mars, *J. Geophys. Res.*, *106*, 28785-28796.
- García-Alvarez, E., 1990, *Modelos de composición de la atmósfera de Marte*, Tesis doctoral, IAA, Granada.
- García-Muñoz, A., J.C. McConnel, I.C. McDade, S.M.L. Melo, 2005, Airglow on Mars: Some model expectations for the OH Meinel bands and the O<sub>2</sub> IR atmospheric band, *Icarus*, *176*, 75-95.
- Golombek, M.P., R.C. Anderson, J.R. Barnes, J.F. Bell III, N.T. Bridges, D.T. Britt, J. Brückner, R.A. Cook, D. Crisp, J.A. Crisp, T. Economou, W.M. Folkner, R. Greeley, R.M. Haberle, R.B. Hargraves, J.A. Harris, A.F.C. Haldemann, K.E. Herkenhoff, S.F. Hviid, R. Jaumann, J.R. Johnson, P.H. Kалlemeyn, H.U. Keller, R.L. Kirk, J.M. Knudsen, S. Larsen, M.T. Lemmon, M.B. Madsen, J.A. Magalhaes, J.N. Maki, M.C. Malin, R.M. Manning, J. Matijevic, H.Y. McSween Jr., H.J. Moore, S.L. Murchie, J.R. Murphy, T.J. Parker, R. Rieder, T.P. Rivellini, J.T. Schofield, A. seiff, R.B. Singer, P.H. Smith, L.A. Soderblom, D.A. Spencer, C.R. Stoker, R. Sullivan, N. Thomas, S.W. Thurman,

- M.G. Tomasko, R.M. Vaughan, H.Wänke, A.W. Ward y G.R. Wilson, 1999, Overview of the Mars Pathfinder mission: launch through landing, surface operations, data sets, and science results, *J. Geophys. Res.*, *104* 8523-8553.
- González-Galindo, F., M.A. López-Valverde, M. Angelats i Coll y F. Forget, 2005, Extension of a Martian general circulation model to thermospheric altitudes: UV heating and photochemical models, *J. Geophys. Res.*, *110*, E09008, doi:10.1029/2004JE002312
- González-Galindo, F., S.W. Bougher, M.A. López-Valverde, F. Forget, F. y J. Bell, 2006, Thermal structure of the martian thermosphere: LMD-IAA GCM and MTGCM inter-comparisons, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.625.
- Goody, R.M. y M.J.S. Belton, 1967, Radiative relaxation times for Mars, *Planet. Space Sci.*, *15*, 247-256.
- Goody, R.M. y Y.L. Yung, 1989, *Atmospheric radiation, theoretical basis*, Oxford University Press, Oxford, Reino Unido.
- Gurnett, D.A., D.L. Kirchner, R.L. Huff, D.D. Morgan, A.M. Persoon, T.F. Averkamp, F. Duru, E. Nielsen, A. Safaeinili, J.J. Plaut y G. Picardi, 2005, Radar sounding of the ionosphere of Mars, *Science*, *310*, 1929-1933.
- Haberle, R.M., C.B. Leovy y J.B. Pollack, 1982, Some effects of global dust storms on the atmospheric circulation of Mars, *Icarus.*, *50*, 322-367.
- Haberle, R.M., J.B. Pollack, J.R. Barnes, R.W. Zurek, C.B. Leovy, J.R. Murphy, H. Lee y J. Schaeffer, 1993, Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames General Circulation Model, 1. The zonal-mean circulation, *J. Geophys. Res.*, *98*, 3093-3123.
- Haberle, R.M., 1999, Modeling the atmospheric structure and dynamics of the Martian atmosphere, abstract presentado en 5th Mars International Conference, JPL, Pasadena, Estados Unidos.
- Hamilton, K., R.J. Wilson, J.D. Mahlman y L.J. Umscheid, 1995, Climatology of the SKYHI troposphere-stratosphere-mesosphere general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 5-43.
- Hanson, W.B., S. Sanatani y D.R. Zuccaro, 1977, The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.*, *82*, 4351-4363.
- Henry, R.J.W. y M.B. McElroy, 1968, Photoelectrons in Planetary Atmospheres, en *The atmospheres of Mars and Venus*, ed. J.C. Brand y M.B. McElroy, Gordon & Breach, Nueva York, Estados Unidos.
- Herkenhoff, K.E., S. W. Squyres, R. Arvidson, D. S. Bass, J. F. Bell, III, P. Bertelsen, B. L. Ehlmann, W. Farrand, L. Gaddis, R. Greeley, J. Grotzinger, A. G. Hayes, S. F. Hviid, J. R. Johnson, B. Jolliff, K. M. Kinch, A. H. Knoll, M. B. Madsen, J. N. Maki, S. M. McLennan, H. Y. McSween, D. W. Ming, J. W. Rice, Jr., L. Richter, M. Sims, P. H. Smith, L. A. Soderblom, N. Spanovich, R. Sullivan, S. Thompson, T. Wdowiak, C. Weitz y P. Whelley, 2004, Evidence from Opportunity's microscopic imager for water on Meridiani

- Planum, *Science*, 306, 1727-1730.
- Heroux, L.J. y H.E. Hinteregger, 1985, Solar ultraviolet irradiance, en *Handbook of geophysics and space environment*, ed. A.S. Jurna, AFGL.
- Hinson, D.P. y R.J. Wilson, 2004, Temperature inversions, thermal tides and water ice clouds in the Martian tropics, *J. Geophys. Res.*, 109, doi:10.1029/2003JE002129
- Hinson, D.P., R.J. Wilson, M.D. Smith y B.B.J. Conrath, 2003, Stationary planetary waves in the atmosphere of Mars during southern winter, *J. Geophys. Res.*, 108, 5004, doi:10.1029/2002JE001949.
- Hinteregger, H.E., 1981, Representation of solar EUV fluxes for aeronominal applications, *Adv. Space Res.*, 1, 39-52.
- Hinteregger, H.E., K. Fukui y B.R. Gilson, 1981, Observational, reference, and model data on solar EUV from measurements on AE-E, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 1147-1150.
- Holton, J.R., 1992, *An introduction to dynamic meteorology*, Academic Press, Estados Unidos
- Hoskins, B.J. y A.J. Simmons, 1975, A multi-layer spectral model and the semi-implicit method, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 109, 771-783.
- Houghton, J.T., 1963, The absorption of solar infra-red radiation by the lower stratosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 89, 319-331.
- Houghton, J.T., 1979, *Physics of atmospheres*, Cambridge University Press, Estados Unidos.
- Hourdin, F., 1992, A new representation of the CO<sub>2</sub> 15  $\mu$ m band for a Martian general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 97, 18319-18335.
- Hourdin, F., P. Le Van, F. Forget y O. Talagrand, 1993, Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars, *J. Atmos. Sci.*, 50, 3625-3640.
- Hunten, D.M., 2006, Vertical mixing in the Mars polar atmosphere, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.415.
- Huot, J.-P., 2005, Martian Climate Database and Physical Models, ref:TEC-EES/2005 286/JPH, statement of work V.3.
- Ingersoll, A.P., 1970, Mars: occurrence of liquid water, *Science*, 168, 972-973.
- James, I.N., 1994, *Introduction to circulating atmospheres*, Cambridge University Press, Estados Unidos.
- James, P.B., H.H. Kieffer y D.A. Paige, 1992, The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars, en *Mars*, Kieffer, Jakosky, Snyder y Matthews ed., The University of Arizona Press, Tucson, Estados Unidos.
- Joshi, M., R.M. Haberle, J. Hollingsworth y D. Hinson, 2000, A comparison of MGS Phase 1 aerobraking radio occultation and the NASA Ames Mars GCM, *J. Geophys. Res.*, 105, 17601-17615.
- Kahn, R.A., T.Z. Martin, R.W. Zurek y S.W. Lee, 1992, The Martian dust cycle, en *Mars*, Kieffer, Jakosky, Snyder y Matthews ed., The University of Arizona Press, Tucson, Estados Unidos.

- Kaplan, L.D., J. Connes y P. Connes, 1969, Carbon monoxide in the Martian atmosphere, *Astrophys. Journal*, 157, L187-L192.
- Keating, G., S. W. Bougher, R. W. Zurek, R. H. Tolson, G. J. Cancro, S. N. Noll, J. S. Parker, T. J. Schellenberg, R. W. Shane, B. L. Wilkerson, J. R. Murphy, J. L. Hollingsworth, R. M. Haberle, M. Joshi, J. C. Pearl, B. J. Conrath, M. D. Smith, R. T. Clancy, R. C. Blanchard, R. G. Wilmoth, D. F. Rault, T. Z. Martin, D. T. Lyons, P. B. Esposito, M. D. Johnston, C. W. Whetzel, C. G. Justus, and J. M. Babicke, 1998, The structure of the upper atmosphere of Mars: In situ accelerometer measurements from Mars Global Surveyor, *Science*, 279, 1672-1676.
- Keating, G., M. Theriot, R. Tolson, S. Bougher, F. Forget y J. Forbes, 2003, Brief review on the results obtained with the MGS and Mars Odyssey 2001 accelerometer experiments, "Mars atmosphere: modelling and observations", 13-15 Enero 2003, Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis y P.L. Read. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2003.
- Kieffer, H.H., S.C. Chase, E.D. Miner, F.D. Palluconi, G. Münch, G. Neugebauer y T.Z. Martin, 1976, Infrared thermal mapping of the Martian surface and atmosphere: First results, *Science*, 193, 780-786.
- Kieffer, H.H., T.Z. Martin, A. Peterfreund, B. Jakosky, E.D. Miner y F.D. Palluconi, 1977, Thermal and albedo mapping of Mars during the Viking primary mission, *J. Geophys. Res.*, 82, 4249-4291.
- Kieffer, H.H., B.M. Jakosky y C.W. Snyder, 1992, The planet Mars: from antiquity to present, en *Mars*, Kieffer, Jakosky, Snyder y Matthews ed., The University of Arizona Press, Tucson, Estados Unidos
- Kim, F., A.F. Nagy, J.L. Fox y T.E. Cravens, 1998, Solar cycle variability of hot oxygen atoms at Mars, *J. Geophys. Res.*, 103, 29339-29342.
- Klingelhöfer, G., R. V. Morris, B. Bernhardt, C. Schröder, D. S. Rodionov, P. A. de Souza, Jr., A. Yen, R. Gellert, E. N. Evlanov, B. Zubkov, J. Foh, U. Bonnes, E. Kankeleit, P. Gütlich, D. W. Ming, F. Renz, T. Wdowiak, S. W. Squyres y R. E. Arvidson, 2004, Jarosite and hematite at Meridiani Planum from Opportunity's Mössbauer spectrometer, *Science*, 306, 1740-1745.
- Kliore, A., D.L. Cain, G.S. Levy, V.R. Eshleman, G. Fjeldbo y F.D. Drake, 1965, Occultation experiment: results of the first direct measurement of Mars's atmosphere and ionosphere, *Science*, 149, 1243-1248.
- Kondratyev, K. Ya., 1969, *Radiation in the atmosphere*, International Geophysics Series 12, Academic Press, Estados Unidos.
- Krasnoplosky, V.A., 1995, Uniqueness of a solution of a steady state photochemical problem: Application to Mars, *J. Geophys. Res.*, 100, 3263-3276.
- Krasnopolsky, V.A., J.-P. Maillard, y T.C. Owen, 2004, Detection of Methane in the martian atmosphere: evidence for life?, *Icarus*, 172, 537-547.
- Kuhn, W.R. y S.K. Atreya, 1979, Solar radiation incident on the Martian surface, *Journal of*

- Molecular Evolution*, 14, 57-64.
- Kuroda, T., N. Hashimoto, D. Sakai y M. Takahashi, 2005, Simulation of the Martian atmosphere using a CCSR/NIES AGCM, *J. Met. Soc. Japan*, 83, 1-19.
- Lean, J., 1987, Solar ultraviolet irradiance: a review, *J. Geophys. Res.*, 92, 839-868.
- Lean, J., 1991, Variations in the Sun's radiative output, *Geophys. Rev.*, 29 505-535.
- Lefèvre, F., S. Lebonnois, F. Montmessin y F. Forget, 2004, Three-dimensional modeling of ozone on Mars, *J. Geophys. Res.*, 109, E07004, doi:10.1029/2004JE002268.
- Lefèvre, F., S. Perrier, E. Quemerais, F. Montmessin, J.-L. Bertaux, S. Lebonnois, F. Forget, R.T. Clancy y K. Fast, 2006, Towards a quantitative understanding of martian ozone, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.522.
- Leighton, R.B., B.C. Murray, R.P. Sharp, J.D. Allen y R.K. Sloan, 1965, Mariner IV photography of Mars: initial results, *Science*, 149, 627-630.
- Leighton, R.B., N.H. Horowitz, B.C. Murray, R.P. Sharp, A.H. Herriman, A.T. Young, B.A. Smith, M.E. Davies y C.B. Leovy, 1969, Mariner 6 and 7 television pictures: preliminary analysis, *Science*, 166, 49-67.
- Lellouch, E., J.J. Goldstein, S.W. Bougher, G. Paubert y J. Rosenqvist, 1991a, First absolute wind measurements in the middle atmosphere of Mars, *Astrophys. J.*, 383, 401-406.
- Lellouch, E., G. Paubert y T. Encrenaz, 1991b, Mapping of CO millimeter-wave lines in Mars' atmosphere. The spatial variability of Carbon monoxide on Mars, *Planet. Space Sci.*, 39, 219-254.
- Lemmon, M.T., M.J. Wolff, M.D. Smith, R.T. Clancy, D. Banfield, G.A. Landis, A. Ghosh, P.H. Smith, N. Spanovich, B. Whitney, P. Whelley, R. Greeley, S. Thompson, J.F. Bell III y S.W. Squyres, 2004, Atmospheric imaging results from the Mars Exploration Rovers: Spirit and Opportunity, *Science* 306, 1753-1756.
- Leovy, C. B. y Y. Mintz, 1969, Numerical simulation of the weather and climate of Mars, *J. Atmos. Sci.*, 26, 1167-1190.
- Levy, H., J.D. Mahlman y W.J. Moxim, 1982, Tropospheric N<sub>2</sub>O variability, *J. Geophys. Res.*, 87, j3061-j3080.
- Lewis, S.R., M. Collins, P. Read, F. Forget, F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin y O. Talagrand, 1999, A climate database for Mars, *J. Geophys. Res.*, 104, 24177-24194.
- Lewis, S.R., M. Collins y F. Forget, 2001, Mars Climate Database v3.0 detailed design document, *European Space Agency Technical Report*.
- Lide, D.R. editor, 1995, *CRC handbook of chemistry and physics*, 76 edición, CRC Press, Boca Ratón, Estados Unidos.
- Lillis, R. J., J.H. Engel, D.L. Mitchell, D.A. Brain, R.P. Lin, S.W. Bougher y M.H. Acuña, 2005, Probing upper thermospheric neutral densities at Mars using electron reflectometry, *Geophys. Res. Lett.*, 32, doi:10.1029/2005GL024337.

- Liou, K., 1980, *An introduction to atmospheric radiation*, International Geophysics Series 26, Academic Press, Estados Unidos.
- Liu, J., M.I. Richardson y R.J. Wilson, 2003, An assessment of the global, seasonal, and interannual spacecraft record of Martian climate in the thermal infrared, *J. Geophys. Res.*, *108*, doi:10.1029/2002JE001921.
- Lopez-Puertas, M., M.A. Lopez-Valverde, C.P. Rinsland y M.R. Gunson, 1992, Analysis of the upper atmosphere CO<sub>2</sub>( $\nu_2$ ) vibrational temperatures retrieved from ATMOS/Spacelab 3 observations, *J. Geophys. Res.*, *97* 20469-20478.
- López-Puertas, M. y M.A. López-Valverde, 1995, Radiative energy balance of CO<sub>2</sub> Non-LTE infrared emissions in the Martian atmosphere, *Icarus.*, *114*, 113-129.
- López-Puertas, M. y F. Taylor, 2001, *Non-LTE radiative transfer in the atmosphere*, Series on atmospheric, oceanic and planetary physics 3, World Scientist, Estados Unidos.
- López-Valverde, M.A. y M. López-Puertas, 1994a, A non-local thermodynamic equilibrium radiative transfer model for infrared emissions in the atmosphere of Mars: 1. Theoretical basis and nighttime populations of vibrational levels, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13093-13115.
- López-Valverde, M.A. y M. López-Puertas, 1994b, A non-local thermodynamic equilibrium radiative transfer model for infrared emissions in the atmosphere of Mars: 2. Daytime populations of vibrational levels, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13117-13132.
- López-Valverde, M.A., D.P. Edwards, M. López-Puertas y C. Roldán, 1998, Non-local thermodynamic equilibrium in general circulation models of the Martian atmosphere 1. Effects of the local thermodynamic equilibrium approximation on thermal cooling and solar heating, *J. Geophys. Res.*, *103*, 16799-16811.
- López-Valverde, M.A., R.M. Haberle y M. López-Puertas, 2000, Non-LTE radiative mesospheric study for Mars Pathfinder entry, *Icarus*, *146*, 360-365.
- López-Valverde, M.A. y M. López-Puertas, 2001, CO<sub>2</sub> non-LTE cooling rate at 15- $\mu$ m and its parameterization for the Mars atmosphere, ESA Technical report.
- López-Valverde, M.A., F. González-Galindo, F. Lefèvre, S. Lebonnois, T. Moffat, A.D. Aylward y S.W. Bougher, 2003, Inter-comparison of UV radiation models in the upper atmosphere of Mars, "*Mars atmosphere modelling and observations*", 13-15 Enero 2003, Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis y P.L. Read. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2003.
- López-Valverde, M.A., F. González-Galindo y F. Forget, 1D and 3D modelling of the upper atmosphere of Mars, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.623.
- Lott, F. y M. Miller, 1997, A new sub-grid scale orographic grad parametrization: its formulation and testing, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *123*, 101-128.
- Lundin, R., S. Barabash, H. Andersson, M. Holmström, A. Grigoriev, M. Yamauchi, J.-A.

- Sauvaud, A. Fedorov, E. Budnik, J.-J. Thocaven, D. Winningham, R. Frahm, J. Scherrer, J. Sharber, K. Asamura, H. Hayakawa, A. Coates, D. R. Linder, C. Curtis, K. C. Hsieh, B. R. Sandel, M. Grande, M. Carter, D. H. Reading, H. Koskinen, E. Kallio, P. Riihela, W. Schmidt, T. Säles, J. Kozyra, N. Krupp, J. Woch, J. Luhmann, S. McKenna-Lawler, R. Cerulli-Irelli, S. Orsini, M. Maggi, A. Mura, A. Milillo, E. Roelof, D. Williams, S. Livi, P. Brandt, P. Wurz y P. Bochsler, 2004, Solar wind-induced atmospheric erosion at Mars: first results from ASPERA-3 on Mars Express, *Science*, *305*, 1933-1936.
- Lundin, R., D. Winningham, S. Barabash, R. Frahm, M. Holmström, J.A. Sauvaud, A. Fedorov, K. Asamura, A.J. Coates, Y. Soobiah, K.C. Hsieh, M. Grande, H. Koskinen, E. Kallio, J. Kozyra, J. Woch, M. Fraenz, D. Brain, J. Luhmann, S. McKenna-Lawler, R.S. Orsini, P. Brandt y P. Wurz, 2006, Plasma acceleration above Martian magnetic anomalies, *Science*, *311*, 980-983.
- Magalhaes, J.A., J.T. Schofield y A. Seiff, 1999, Results of the Mars Pathfinder Atmospheric Structure Investigation, *J. Geophys. Res.*, *104*, 8943-8955.
- Mangold, N., C. Quantin, V. Ansan, C. Delacourt y P. Allemand, 2004, Evidence for precipitation on Mars from dendritic valleys in the Valles Marineris area, *Science*, *305*, 78-81.
- Martin, T.Z. y H. Kieffer, 1979, Thermal infrared properties of the Martian atmosphere, 2. The 15  $\mu\text{m}$  band measurements, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2843-2852.
- Mason, E.A. y T.R. Marrero, 1970, The diffusion of atoms and molecules, en *Advances in atomic and molecular physics*, ed. Bates y Estermann, Academic Press, Nueva York, Estados Unidos.
- Masursky, H., R.M. Batson, J.F. McCauley, L.A. Soderblom, R.L. Wildey, M.H. Carr, D.J. Milton, D.E. Wilhelms, B.A. Smith, T.B. Kirby, J.C. Robinson, C.B. Leovy, G.A. Briggs, T.C. Duxbury, C.H. Acton, B.C. Murray, J.A. Cutts, R.P. Sharp, S. Smith, R.B. Leighton, C. Sagan, J. Veverka, M. Noland, J. Lederberg, E. Levinthal, J.B. Pollack, J.T. Moore, W.K. Hartmann, E.N. Shipley, G. de Vauvoureux y M.E. Davies, 1972, Mariner 9 television reconnaissance of Mars and its satellites: preliminary results, *Science*, *175*, 294-305.
- Masursky, H., 1973, An overview of geologic results from Mariner 9, *J. Geophys. Res.*, *78*, 4009-4038.
- McElroy, M.B. y T.M. Donahue, 1972, Stability of the martian atmosphere, *Science*, *177*, 896-988.
- McIntyre, M. E., 1989, On the dynamics and transport near the polar mesopause in summer, *J. Geophys. Res.*, *94*, 14617-14628.
- Mellor, G.L. y T. Yamada, 1974, A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 1791-1806.
- Mellor, G.L. y T. Yamada, 1982, Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems, *Rev. of Geophys.*, *20*, 851-875.
- Miller, M.J., P.M. Palmer y R. Swinbank, 1989, Parametrisation and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models, *Meteorol., Atmos. Phys.*, *40*, 84-109.

- Mischna, M.A., M.I. Richardson, R.J. Wilson y D.J. McCleese, 2003, On the orbital forcing of Martian water and CO<sub>2</sub> cycles: A general circulation model study with simplified volatile schemes, *J. Geophys. Res.*, *108*, 5062, doi:10.1029/2003JE002051.
- Miyahara, S. y J.M. Forbes, 1991, Interactions between gravity waves and the diurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, *69*, 523-531.
- Miyahara, S. y J.M. Forbes, 1994, Interactions between diurnal tides and gravity waves in the lower thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *56* 1365-1371
- Moffat, T., 2005, The UCL Martian thermosphere and ionosphere global circulation model: development and validation, Tesis doctoral, University College, Londres, Reino Unido.
- Molina-Cuberos, G.J., W. Stumptner, H. Lammer, N.I. Kömle y K. O'Brien, 2001, Cosmic ray and UV radiation models on the ancient Martian surface, *Icarus*, *154*, 216-222.
- Montmessin, F., F. Forget, P. Rannou, M. Cabane y R.M. Haberle, 2004, Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *109*, E10004, doi:10.1029/2004JE002284.
- Morcrette, J.J., L. Smith y Y. Fouquart, 1986, Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations, *Contrib. Atmos. Phys.*, *59*, 455-469.
- Moudden, Y. y J.C. McConnell, 2005, A new model for multiscale modeling of the Martian atmosphere, GM3, *J. Geophys. Res.*, *110*, E04001, doi:10.1029/2004JE002354
- Moureaux, D., L.W. Esposito y G. Brasseur, 1991, The chemical composition of the dust-free Martian atmosphere: Preliminary results of a two-dimensional model, *J. Geophys. Res.*, *96*, 7933-7945.
- Müller-Wodarg, I.C.F., 2000, The thermosphere of Titan simulated by a global three-dimensional time-dependent model, *J. Geophys. Res.*, *105*, 20833-20856.
- Nair, H., M. Allen, A.D. Anbar y Y.L. Yung, 1994, A photochemical model of the martian atmosphere, *Icarus*, *111*, 124-150.
- Nakajima, T. y M. Tanaka, 1986, Matrix formulation for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *35*, 13-21.
- Neugenbauer, G., G. Münch, H.H. Kieffer, S.C. Chase y E. Miner, 1971, Mariner 1969 Infrared Radiometer results: temperatures and thermal properties of the Martian surface, *Astron. J.*, *76*, 719-728.
- Nier, A.O. y M.B. McElroy, 1977, Composition and structure of Mars' upper atmosphere: results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, *82*, 4341-4349.
- Numaguti, A., 1993, Dynamics and energy balance of the Hadley circulation and the tropical precipitation zones: Significance of the distribution of evaporation, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 1874-1887.
- Numaguti, A., M. Takahashi, T. Nakajima y A. Sumi, 1995, Development of atmospheric general circulation model, en *Climate system dynamics and modeling*, ed. T. Matsuno, Center for Climate System Research, University of Tokio, Tokio.

- Owen, T., K. Biemann, D.R. Rushneck, J.E. Biller, D.W. Howarth y A.L. Lafleur, 1977, The composition of the atmosphere at the surface of Mars, *J. Geophys. Res.*, *82*, 4635-4659.
- Parkinson, T.M. y D.M. Hunten, 1972, Spectroscopy and aeronomy of O<sub>2</sub> on Mars, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 1380-1390
- Parkinson, W.H. y K. Yoshino, 2003, Absorption cross-section measurements of water vapor in the wavelength region 181-199 nm, *Chem. Phys.*, *294*, 31-35.
- Parkinson, W.H., J. Rufus y K. Yoshino, 2003, Absolute absorption cross section measurements of CO<sub>2</sub> in the wavelength region 163-200 nm and the temperature dependence, *Chem. Phys.*, *290*, 251-256.
- Patel, M.R., A. Bérces, C. Kolb, H. Lammer, P. Rettberg, J.C. Zarnecky y F. Selsis, 2003, Seasonal and diurnal variations in Martian surface ultraviolet irradiation: biological and chemical implications for the Martian regolith, *International Journal of Astrobiology*, *2*, 21-34.
- Pepin, R.O., 1994, Evolution of the martian atmosphere, *Icarus*, *111*, 289-304.
- Phillips, N.A., 1956, The general circulation of the atmosphere: A numerical experiment, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *82*, 123-164.
- Picardi, G., J.J. Plaut, D. Biccari, O. Bombaci, D. Calabrese, M. Cartacci, A. Cicchetti, S.M. Clifford, P. Edenhofer, W.M. Farrell, C. Federico, A. Frigeri, D.A. Gurnett, T. Hagfors, E. Heggy, A. Herique, R.L. Huff, A.B. Ivanov, W.T.K. Johnson, R.L. Jordan, D.L. Kirchner, W. Kofman, C.J. Leuschen, E. Nielsen, R. Orosei, E. Pettinelli, R.J. Phillips, D. Pletemeier, A. Safaeinili, R. Seu, E.R. Stofan, G. Vannaroni, T.R. Watters y E. Zampolini, 2005, Radar sounding of the subsurface of Mars, *Science*, *310*, 1925-1933.
- Planetary and Space Science* special issue, vol.53, 2005, número especial dedicado a PFS.
- Pollack, J.B., D.S. Colburn, F.M. Flasar, R. Kahn, C.E. Carlston y D.R. Pidek, 1979, Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2929-2946.
- Pollack, J.B., J.F. Kasting, S.M. Richardson y K. Poliakov, 1987, The case for a wet, warm climate on early Mars, *Icarus*, vol. 71, 203-224.
- Pollack, J.B., R.M. Haberle, J. Schaeffer y H. Lee, 1990, Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere 1: Polar processes, *J. Geophys. Res.*, *95*, 1447-1474.
- Pollock, D.S., G.B.I Scott y L.F. Phillips, 1993, Rate constant for the quenching of CO<sub>2</sub>(010) by atomic oxygen, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 727-729.
- Press, W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling y B.P. Flannery, 1992, *Numerical recipes in Fortran 77, the art of scientific computing*, Cambridge University Press, Estados Unidos, segunda edición.
- Rees, M.H. 1989, *Physics and chemistry of the upper atmosphere*, Cambridge University Press, Estados Unidos, primera edición.
- Richardson, L.F., 1922, *Weather prediction by numerical processes*, Cambridge University Press, Cambridge, Estados Unidos.
- Richardson, M.I. y R.J. Wilson, 2002a, Investigation of the nature and stability of the Mar-

- tian seasonal water cycle with a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *107*, 5031, doi:10.1029/2001JE001536.
- Richardson, M.I. y R.J. Wilson, 2002b, A topographically forced asymmetry in the Martian circulation and climate *Nature*, *416*, 298-301.
- Richardson, M.I., R.J. Wilson y A.V. Rodin, 2002, Water ice clouds in the Martian atmosphere: General circulation model experiments with a simple cloud scheme, *J. Geophys. Res.*, *107*, 5064, doi:10.1029/2001JE001804.
- Richtmyer, R.D. y K.W. Morton, 1994, *Difference methods for initial-value problems*, John Wiley and sons, Estados Unidos, segunda edición.
- Riedler, W., K. Schwingenschuh, H. Lichtenegger, D. Möhlmann, J. Rustenbach, Y. Yeroshenko, J. Achane, J.G. Luhmann y C.T. Russell, 1991, Interaction of the solar wind with the planet Mars: Phobos 2 magnetic field observations, *Planet. Space Sci.*, *39*, 75-81.
- Roble, R.G. y B.A. Emery, 1983, On the global mean temperature of the thermosphere, *Planet. Space Sci.*, *31*, 597-614.
- Roble, R.G., E.C. Ridley, A.D. Richmond y R.E. Dickinson, 1988, A coupled thermosphere-ionosphere general circulation model, *Geophys. Res. Lett.*, *95*, 1325-1328.
- Rodrigo, R., J.J. López-Moreno, M. López-Puertas, F. Moreno y A. Molina, 1986, Neutral atmospheric composition between 60 and 220 km: a theoretical model for mid-latitudes, *Planet. Space Sci.*, *34*, 723-743.
- Rodrigo, R., E. García-Alvarez, M.J. López-González y J.J. López-Moreno, 1990a, A nonsteady one-dimensional theoretical model of Mars' neutral atmospheric composition between 30 and 200 km, *J. Geophys. Res.*, *95*, 14795-14810.
- Rodrigo, R., E. García-Alvarez, M.J. López-González y M.A. López-Valverde, 1990b, Estimates of eddy diffusion coefficient in the Mars' atmosphere, *Atmosfera*, *3*, 31-43.
- Sadourny, R. y K. Laval, 1984, January and July performance of the LMD general circulation model, en *New perspectives in climate modelling*, ed. A. Berger y C. Nicolis, Elsevier, Amsterdam.
- Sander, S. P., R. R. Friedl, D. M. Golden, M. J. Kurylo, R. E. Huie, V. L. Orkin, A. R. Ravishankara, C. E. Kolb, y M. J. Molina, 2003, *Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies, evaluation number 14*, JPL Publication 02-25, Jet Propul. Lab., Pasadena, Calif.
- Santee, M. y D. Crisp, 1993, Thermal structure and dust loading in the Martian atmosphere during late southern summer: Mariner 9 revisited, *J. Geophys. Res.*, *98*, 3261-2379.
- Saunders, R.S., R.E. Arvidson, G.D. Badhwar, W.V. Boynton, P.R. Christensen, F.A. Cucinotta, W.C. Feldman, R.G. Gibbs, C. Kloss Jr., M.R. Landano, R.A. Mase, G.W. McSmith, M.A. Meyer, I.G. Mitrofanov, G.D. Pace, J.J. Plaut, W.P. Sidney, D.A. Spencer, T.W. Thompson y C.J. Zeitlin, 2004, 2001 Mars Odyssey mission summary, *Space Science Reviews*, *110*, 1-36.
- Schofield, J.T., J.R. Barnes, D. Crisp, R.M. Haberle, S. Larsen, J.A. Magalhaes, J.R. Murphy, A. Seiff y G. Wilson, 1997, The Mars Pathfinder Atmospheric Structure Investiga-

- tion/Meteorology (ASI/MET) experiment, *Science*, 278, 1752-1757, *Science*, special issue, vol. 307, 2005, número especial dedicado a OMEGA.
- Seiff, A. y D.B. Kirk, 1977, Structure of the atmosphere of Mars in summer at mid-latitudes, *J. Geophys. Res.*, 82, 4363-4378.
- Sharma, R.D. y P.P. Wintersteiner, 1990, Role of carbon dioxide in cooling planetary atmospheres, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2201-2204.
- Shemansky, D.E., 1972, CO<sub>2</sub> extinction coefficient 1700-3000Å, *J. Chem. Phys.*, 56, 1582-1587.
- Shved, G.M., L.E. Khvorostovskaya, I.Yu. Potekhin, A.I. Demyanikov, A.A. Kutepov y V.I. Fomichev, 1991, Measurement of the quenching rate constant for collisions CO<sub>2</sub>(0110)-O: The importance of the rate constant magnitude for the thermal regime and radiation of the lower thermosphere, *Atmos. Oceanic Phys.*, 27, 431-437.
- Smith, D.E., M.T. Zuber, S.C. Solomon, R.J. Phillips, J.W. Head, J.B. Garvin, W.B. Banerdt, D.O. Muhleman, G.H. Pettengill, G.A. Neumann, F.G. Lemoide, J.B. Abshire, O. Aharonson, C.D. Brown, S.A. Hauck, A.B. Ivanov, P.J. McGovern, H.J. Zwally y T.C. Duxbury, 1999, The global topography of Mars and implications for surface evolution, *Science*, 284, 1495-1503.
- Smith, D.E., M.T. Zuber, H.W. Frey, J.B. Garvin, J.W. Head, D.O. Muhleman, G.H. Pettengill, R.J. Phillips, S.C. Solomon, H.J. Zwally, W.B. Banerdt, T.C. Duxbury, M.P. Golombek, F.G. Lemoine, G.A. Neumann, D.D. Rowlands, O. Aharonson, P.G. Ford, A.B. Ivanov, C.L. Johnson, P.J. McGovern, J.B. Abshire, R.S. Afzal, X. Sun, 2001a, Mars Orbiter Laser Altimeter: Experiment summary after the first year of global mapping of Mars, *J. Geophys. Res.*, 106, E10, 23689-23722.
- Smith, M.D., J.C. Pearl, B.J. Conrath y P.R. Christensen, 2001b, Thermal Emission Spectrometer results: Mars atmospheric thermal structure and aerosol distribution, *J. Geophys. Res.*, 106, 23929-23945.
- Smith, M.D., B.J. Conrath, J.C. Pearl y P.R. Christensen, 2001c, Thermal Emission Spectrometer observations of Martian planet-encircling dust storm 2001A, *Icarus*, 157, 259-263.
- Smith, M.D., B.J. Conrath, J.C. Pearl y P.R. Christensen, 2003, TES instrument and thermal structure observations, "Mars atmosphere modeling and observations", 13-15 Enero 2003, Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis y P.L. Read. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2003.
- Smith, M.D., 2004, Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999-2003, *Icarus* 167, 148-165.
- Smith, M.D., M.J. Wolff, M.T. Lemmon, N. Spanovich, D. Banfield, C.J. Budney, R.T. Clancy, A. Ghosh, G.A. Landis, P. Smith, B. Whitney, P.R. Christensen y S.W. Squyres, 2004, First atmospheric science results from the Mars Exploration Rovers Mini-TES, *Science*, 306, 1750-1753.
- Smith, M.D., 2006, TES atmospheric temperature, aerosol optical depth, and water vapor observations 1999-2004, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations",

- 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.211.
- Smith, M.D., M.J. Wolff, R.T. Clancy, N. Spanovich, D. Banfield, A. Ghosh y el Athena Science Team, 2006, Mars Exploration Rovers Mini-TES observations of boundary layer temperatures and aerosol optical depth, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.133.
- Snyder, C.W., 1979, The planet Mars as seen at the end of the Viking missions, *J. Geophys. Res.*, *84*, 8487-8519.
- Snyder, C.W. y V.I. Moroz, 1992, Spacecraft exploration of Mars, en *Mars*, Kieffer, Jakosky, Snyder y Matthews ed., The University of Arizona Press, Estados Unidos.
- Sod, G.A., 1985, *Numerical methods in fluid dynamics*, Cambridge University Press, Estados Unidos, primera edición.
- Soffen, G.A., 1977, The Viking project, *J. Geophys. Res.*, *82*, 3959-3970.
- Sprague, A.L., W.V. Boynton, K.E. Kerry, D.M. Janes, D.M. Hunten, K.J. Kim, R.C. Reedy y A.E. Metzger, 2004, Mars' South polar Ar enhancement: a tracer for South polar seasonal meridional mixing, *Science*, *306*, 1364-1367.
- Sprague, A. L., W.V. Boynton, D.M. Hunten, R.R. Reedy y A.E. Metzger, 2006, Meridional mixing in Mars north polar region, "Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations", 27 Febrero-3 Marzo, 2006 Granada, España. Editado por F. Forget, M.A. Lopez-Valverde, M.C. Desjean, J.P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S.R. Lewis, E. Millour, P.L. Read y R.J. Wilson. Publisher : LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA, 2006., p.414
- Squyres, S.W. , J. P. Grotzinger, R. E. Arvidson, J. F. Bell, III, W. Calvin, P. R. Christensen, B. C. Clark, J. A. Crisp, W. H. Farrand, K. E. Herkenhoff, J. R. Johnson, G. Klingelhöfer, A. H. Knoll, S. M. McLennan, H. Y. McSween, Jr., R. V. Morris, J. W. Rice, Jr., R. Rieder y L. A. Soderblom, 2004, In situ evidence for an ancient aqueous environment at Meridiani Planum, Mars, *Science* *306*, 1709-1714.
- Stewart, A.I., 1972, Structure of Upper Atmosphere and Its Variations, *Bulletin of the American Astronomical Society*, *4* 356.
- Stewart, A.I., C.A. Barth, C.W. Hord y A.L. Lane, 1972, Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: structure of Mars' upper atmosphere, *Icarus*, *17*, 469-474.
- Stewart, A.I.F., M.J. Alexander, R.R. Meier, L.J. Paxton, S.W. Bougher y C.G. Fesen, 1992, Atomic oxygen in the Martian thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *97*, 91-102.
- Strobel, D.F., 2002, Aeronomic systems on planets, moons and comets, en *Atmospheres in the Solar System, Comparative aeronomy*, ed. M. Mendillo, A. Nagy y J.H. Waite, Geophysical Monograph 130, American Geophysical Union, Washington, Estados Unidos.

- Théodore, B., E. Lellouch, E. Chassefiere y A. Hauchecorne, 1993, Solsticial temperature inversions in the Martian middle atmosphere: observational clues and 2-D modeling, *Icarus*, *105*, 512-528, 1993.
- Thurston, H., 1994, *Early astronomy*, Springer-Verlag, Nueva York, Estados Unidos.
- Tillman, J.E., 1988, Mars global atmospheric oscillations: annually synchronized transient normal-mode oscillations and the triggering of global dust storms, *J. Geophys. Res.*, *93*, 9433-9451.
- Tijonov, A.N. y A.A. Samarsky, 1972, *Ecuaciones de la física matemática*, ed. MIR, Moscú, URSS.
- Titov, D.V., W.J. Markiewicz, N. Thomas, H.U. Keller, R.M. Sablotny, M.G. Tomasko, M.T. Lemmon y P.H. Smith, 1999, Measurements of the atmospheric water vapor on Mars by the Imager for Mars Pathfinder, *J. Geophys. Res.*, *104*, 9019-9026.
- Titus, T.N., H.G.Kieffer y P.R. Christensen, 2003, Exposed water ice discovered near the South Pole of Mars, *Science*, *299*, 1048-1051.
- Tobiska, W.K., 1991, Revised solar extreme ultraviolet flux model, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *53*, 1005-1018.
- Tobiska, W.K. y C.A. Barth, 1990, A solar EUV flux model, *J. Geophys. Res.*, *95*, 8243-8251.
- Tobiska, W.K., T. Woods, F. Eparvier, R. Viereck, L. Floyd, D. Bouwer, G. Rottman, y O.R. White, 2000, The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool, *J. Atm. Solar Terr. Phys.*, *62*, 1233-1250.
- Toon, O.B., J.B. Pollack y C. Sagan, 1977, Physical properties of the particles comprising the Martian dust storm of 1971-1972, *Icarus*, *30*, 663-696.
- Toon, O.B., C.P. McKay, T.P. Ackerman y K. Santhanam, 1989, A mesoscale model for the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *107*, doi:10.1029/2000JE001489.
- Torr, M.R., D.G. Torr, R.A. Ong y H.E. Hinteregger, 1979, Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21, *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 771-774.
- Torr, M.R. y D.G. Torr, 1985, Ionization frequencies for solar cycle 21: Revised, *J. Geophys. Res.*, *90*, 6675-6678.
- Vlasov, M. y V. Davydov, 1982, Theoretical description of the main neutral constituents in the Earth's upper atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *44*, 641-647.
- Wayne, R.P., 1991, *Chemistry of the atmospheres*, Clarendon Press, Oxford, Reino Unido, 1991.
- Wilke, C.R., 1950, Diffusional properties of multicomponent gases, *Chem. Eng. Prog.*, *46*, 95-104.
- Wilson, R.J., 1997, A general circulation model simulation of the Martian polar warming, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 123-127.
- Wilson, R.J. y K.P. Hamilton, 1996, Comprehensive model simulation of thermal tides in the martian atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 1290-1326.
- Wilson, R.J., D. Banfield, B.J. Conrath y M.D. Smith, 2002, Traveling waves in the northern hemisphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 1684, doi:10.1029/2002GL014866.
- Wilson, R.J. y S.K. Atreya, 2004, Current state of modeling the photochemistry of Titan's mutu-

- ally dependent atmosphere and ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *109*, E06002, doi:10.1029/2003JE002181.
- Withers, P, S.W. Bougher y G.M. Keating, 2003, The effects of topographically-controlled thermal tides in the martian upper atmosphere by the MGS accelerometer, *Icarus*, *164*, 14-32.
- Yoshino, K., A. S.-C. Cheung, J.R. Esmond, W.H. Parkinson, D.E. Freeman, S.L. Guberman, A. Jenouvrier, B. Coquart y M.F. Merienne, 1988, Improved absorption cross sections of oxygen in the wavelength region 205-240nm of the Herzberg continuum, *Planet. Space Sci.*, *36*, 1469-1475.
- Yoshino, K., J.R. Esmond, A. S.-C. Cheung, D.E. Freeman y W.H. Parkinson, 1992, High resolution absorption cross sections in the transmission window region of the Schumann-Runge bands and Herzberg continuum of O<sub>2</sub>, *Planet. Space Sci.*, *40*, 185-192.
- Yoshino, K., J.R. Esmond, Y. Sun, W.H. Parkinson, K. Ito y T. Matsui, 1996, Absorption cross section measurements of Carbon Dioxide in the wavelength region 118.7-175.5 nm and the temperature dependence, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *55*, 53-60
- Yung, Y.L. y W.B. DeMore, 1999, *Photochemistry of planetary atmospheres*, Oxford University Press, Nueva York, Estados Unidos.
- Zhao, X. y R.P. Turco, 1997, Photodissociation parameterization for stratospheric photochemical modeling, *J. Geophys. Res.*, *102* 9447-9459.
- Zurek, R.W., Comparative aspects of the climate of Mars: an introduction to the current atmosphere, en *Mars*, Kieffer, Jakosky, Snyder y Matthews ed., The University of Arizona Press, Estados Unidos.
- Zurek, R.W., J.R. Barnes, R.M. Haberle, J.B. Pollack, J.E. Tillman y C.B. Leovy, 1992, Dynamics of the atmosphere of Mars, en *Mars*, Kieffer, Jakosky, Snyder y Matthews ed., The University of Arizona Press, Estados Unidos.