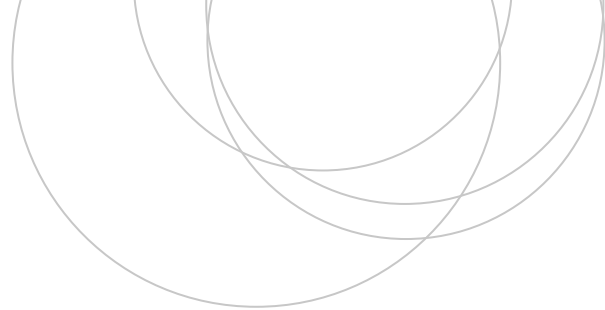




Universidad
del País Vasco

Euskal Herriko
Unibertsitatea

ZIENTZIA
ETA TEKNOLOGIA
FAKULTATEA
FACULTAD
DE CIENCIA
Y TECNOLOGÍA



Gradu Amaierako Lana / Trabajo Fin de Grado
Fisikako Gradua / Grado en Física

Espectroscopía Visible e Infrarroja de Júpiter

Egilea/Autor:
Asier Munguira Ruiz

Zuzendariak/Co-directores:
Santiago Pérez-Hoyos
Jon Sáenz

Abstract

En este proyecto se aborda el estudio espectroscópico de la luz reflejada por la atmósfera de Júpiter en el rango visible e infrarrojo cercano del espectro. Se emplean como referencia dos medidas observacionales y con ellas se modeliza la atmósfera del planeta mediante el código de transporte radiativo PUMAS implementado en el programa PSG de NASA. De esta forma, se obtendrá una caracterización de las capas atmosféricas situadas en la estratosfera inferior y troposfera superior.

Índice General

Índice General	0
1. Introducción y objetivos	1
1.1. Introducción	1
1.2. Objetivos	2
2. Transporte Radiativo	3
2.1. Conservación de la energía	4
2.2. Aproximación de atmósfera plano-paralela	5
2.3. Planteamiento formal de las ecuaciones	5
2.4. Scattering único	7
2.4.1. Scattering de Rayleigh	8
2.4.2. Scattering de Mie	9
3. Atmósfera de Júpiter	11
3.1. Composición	12
3.2. Distribución vertical de las nubes y tamaño de las partículas	13
3.2.1. Condensación. Ecuación de Clausius-Clapeyron	13
3.2.2. Aerosoles	15
3.2.3. Distribución vertical	16
4. Metodología y resultados	19
4.1. Observaciones de partida	19
4.1.1. Medidas de Karkoschka	19
4.1.2. Instrumento CARMENES	20
4.2. Metodología	22
4.3. Modelos y resultados	24
4.3.1. Coeficientes de absorción del metano	24
4.3.2. Principales compuestos gaseosos de Júpiter	24
4.3.3. Aerosoles: cristales de hielo	26
4.3.4. Otros aerosoles: nieblas	30
5. Conclusiones	35
Bibliografía	39

1 Introducción y objetivos

1.1. Introducción

En la incesante motivación de la humanidad por entender y descifrar todo aquello que nos rodea, las atmósferas planetarias se presentan como una gran fuente de conocimiento. La atmósfera terrestre es inmensamente compleja en cuanto a su dinámica y evolución, ya que desde el inicio de las especies ha permanecido en constante vínculo con ellas, intercambiando compuestos químicos. La dinámica atmosférica está estrechamente ligada a la transferencia de energía y determinará factores como la distribución vertical de las diversas capas de la atmósfera. En física, es habitual partir de modelos físicos sencillos para dar rienda suelta al pensamiento humano y lograr así explicar todo tipo de fenómenos, al igual que Einstein cuando pensó que al caerse de una silla habría un lapso de tiempo en el que no notaría su propio peso, posteriormente esa idea le conduciría a formular la relatividad general. De igual forma, estudiando una atmósfera que no alberga organismos vivos se puede recomponer la historia de la atmósfera terrestre hasta sus inicios (Acarreta, 1999). En el Sistema Solar coexisten atmósferas planetarias muy dispares, desde la tenue de Marte o la venenosa de Venus hasta la escalofriante y abrupta atmósfera de Júpiter, que nosotros estudiaremos. Además, un conocimiento más extenso acerca del mecanismo indispensable para la vida que constituyen las atmósferas, nos hará valorar la magnificencia de nuestro planeta; cuidarlo y respetarlo es un deber, pero también un privilegio.

Múltiples ramas de la Física convergen en el estudio de las atmósferas planetarias: el electromagnetismo, la óptica, la termodinámica, la mecánica de fluidos, la física moderna... En este proyecto se abordará el problema del transporte radiativo (RT, por sus siglas en inglés) en las atmósferas, que modeliza la interacción de la radiación con la materia en el seno de éstas. Para ello, se expondrá lo que ocurre cuando un haz de radiación incide en un medio, valiéndonos de tres conceptos fundamentales como son la absorción, la emisión y el scattering (o dispersión, aunque en esta memoria optemos por el término en inglés). El electromagnetismo, la óptica y el principio de conservación de la energía conducen a una ecuación general que describe el mecanismo de RT en las atmósferas, ilustrado en la Figura 1.1¹.

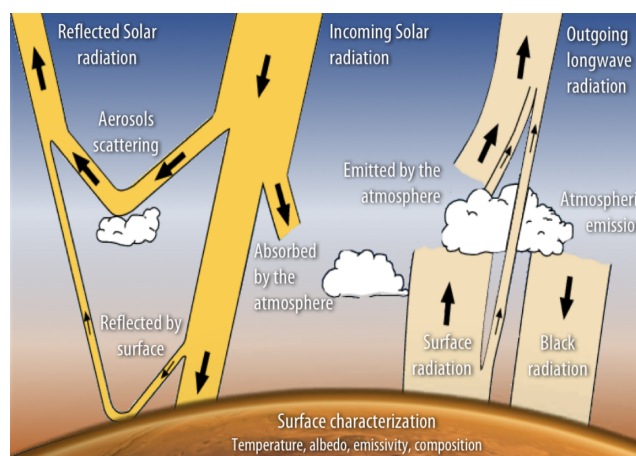


Figura 1.1: Balance energético en atmósferas planetarias, ejemplo de la Tierra

A pesar de que no ha habido excesivas misiones espaciales que hayan obtenido información de primera mano de Júpiter, las que lo han visitado, apoyadas por las observaciones remotas del planeta, han proporcionado a los científicos la herramienta necesaria para describir numerosos aspectos de las regiones superiores de su

¹ <https://psg.gsfc.nasa.gov/helpmodel.php>

atmósfera (perfil de presión y temperatura, perfiles de densidades, la dinámica atmosférica, su composición...). Cabe destacar que la mayor parte de los logros referentes a la ampliación del conocimiento acerca de atmósferas planetarias se debe agradecer al análisis y modelización de medidas espectroscópicas. Éste y no otro será nuestro epicentro.

1.2. Objetivos

En ciencia es muy habitual partir de observaciones, examinar el modelo físico que las describe, e inferir los posibles parámetros que darían lugar a las mismas. Es decir, se invierte el problema habitual que consiste en conocer una ley física y dar una predicción de lo que se espera del sistema. Estas alternativas, se conocen con el nombre de problema inverso o directo, en el orden que se han explicado, respectivamente. Este trabajo se ha afrontado siguiendo las pautas de resolución del problema inverso. El proyecto ha estribado en varias etapas: La primera, profundizar en el funcionamiento de los procesos atmosféricos, especialmente de scattering, y aprender los entresijos del transporte radiativo. También fue necesario recopilar información sobre las características de la atmósfera de Júpiter relevantes en la transferencia de energía. Una vez hecho esto, se volcaron todos los esfuerzos en el manejo del Planetary Spectrum Generator (PSG), que es un código científico de transporte radiativo que provee la NASA a través de una plataforma web. Éste genera las reflectividades espectrales de diversos astros en base a ciertos parámetros que podemos modificar (Capítulo 4). La trascendencia del PSG no es meramente testimonial, ya que su correcta manipulación conduce a resultados formidables que los científicos tienen presentes al desarrollar sus teorías. Una vez concluida la etapa de aproximación al programa, el paso final consistía en implementar un modelo de atmósfera de Júpiter con el que el espectro generado por el PSG fuese semejante al que se observa en medidas directas.

El objetivo es familiarizarse con el RT y el espectro de Júpiter, ya que como se viene diciendo, es cuantiosa la información a la que se puede acceder a través de su entendimiento. En última instancia, se pretenden inferir las implicaciones del vínculo manifiesto entre atmósfera y reflectividad, estudiando el comportamiento que adquiere el espectro bajo el sometimiento de los parámetros atmosféricos. Así, se podrán adquirir nociones de múltiples características de la atmósfera como son: los perfiles verticales de presión-temperatura y abundancia de las diferentes capas de Júpiter, incluyendo los aerosoles y los condensados que nos permiten desarrollar un perfil de presión-temperatura de la troposfera; los coeficientes de absorción y extinción de los constituyentes implicados, así como el tamaño de los mismos y con todo ello el espesor óptico de cada región, que dictamina cómo de opaca es una capa atmosférica frente a la radiación incidente. Si bien es cierto que esta información es cuantiosa, también se cuenta con algunas limitaciones. Por un lado, el espesor óptico de las capas adyacentes ocasionará que la intensidad de radiación transmitida a las regiones inferiores de la atmósfera sea cada vez menor, viéndonos así restringidos a estudiar la estratosfera y troposfera superior del planeta, que es el máximo alcance de la radiación que percibimos. Otro asunto a tener en cuenta es la resolución espectral del PSG. Esta magnitud indica las porciones de una longitud de onda del espectro que podemos distinguir en detalle². Es habitual que las bases de datos de los coeficientes de absorción utilizadas en astrofísica tengan una resolución del orden de $R = 10000$, que es más que suficiente para obtener resultados y conclusiones válidas, por lo que ésta será una cantidad que no se debe sobrepasar al requerir un espectro en el PSG. Por último, las condiciones extremas que soportan los compuestos en un planeta como Júpiter complican enormemente la tarea de especificar sus coeficientes de absorción. Éste es uno de los retos que los científicos tienen por delante, pero no deja de ser apasionante enfrentarse a este tipo de incógnitas surgidas de los laboratorios naturales del universo, que nos hacen testigos de fenómenos de magnitudes colosales. Fenómenos irreproducibles por el ser humano que otorgan una fuente de conocimiento a la que de otro modo no aspiraríamos.

Empezaremos la andadura plasmando en el Capítulo 2 los conceptos más recurrentes que intervienen en el balance de energía de una atmósfera. Después, será presentada en el Capítulo 3 una caracterización bibliográfica de la atmósfera de Júpiter, abarcando únicamente las propiedades relevantes para la comprensión del estudio realizado. En el Capítulo 4 trataremos la metodología utilizada y expondremos los resultados más significativos. Finalmente, se relatarán las conclusiones, donde se incidirá en la envergadura de la física de las atmósferas planetarias.

²La resolución se define como $R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$

2 Transporte Radiativo

Vamos a estudiar la transferencia de energía que tiene lugar en la interacción entre radiación y materia en la atmósfera de Júpiter. Los fenómenos físicos a los que se somete la radiación solar cuando ésta alcanza una atmósfera planetaria son la emisión, absorción y scattering. Mientras que el primero de estos procesos aumenta la cantidad de radiación saliente que se percibe y el segundo provoca un desvanecimiento del haz, el último es capaz de eliminar radiación en algunas direcciones para añadirla en otras. En una capa nubosa gruesa el scattering producirá una radiación difusa en todas las direcciones, incluida la saliente, que contribuirá en cierto grado a la radiación reflejada por la atmósfera hacia el espacio (la radiación que nosotros observamos desde un telescopio).

Un principio físico fundamental que debe regir el balance de energía en la atmósfera será el de conservación de la energía, que permite obtener la ecuación básica del transporte radiativo (RT, por sus siglas en inglés). Pensemos en un haz de radiación monocromático que al atravesar un medio se verá reducido por su interacción con la materia (Liou, 2002). Sea ρ la densidad del medio y ds el espesor recorrido por el haz en su dirección de propagación, la reducción de la intensidad del haz incidente (I_λ) vendrá dada por:

$$dI_\lambda = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds \quad (2.1)$$

donde κ_λ es el coeficiente de extinción por sección eficaz específico para la longitud de onda del haz. En base a lo expuesto anteriormente, el coeficiente de extinción debe incluir un término proveniente de la absorción y otro de la radiación del haz dispersada por el scattering. Por otro lado, para calibrar los efectos que fortalecen el haz de radiación en una longitud de onda específica se introduce la llamada “función fuente” (J_λ). Estos efectos serán el scattering múltiple (cuando reintroduce radiación en nuestro haz) y la emisión de la propia atmósfera, resultando finalmente que la ecuación general de transporte radiativo se escribe como sigue:

$$\frac{dI_\lambda}{\kappa_\lambda \rho ds} = -I_\lambda + J_\lambda \quad (2.2)$$

Empecemos viendo qué ocurriría si fuera posible despreciar la contribución de J_λ (Ley de Beer-Bouguer-Lambert). Considerando que $I_\lambda(0)$ es la intensidad incidente ($s = 0$) e integrando la Ecuación 2.2 para $J_\lambda = 0$ se tiene que la intensidad emergente a una distancia s_1 es:

$$I_\lambda(s_1) = I_\lambda(0) \exp\left(-\int_0^{s_1} \kappa_\lambda \rho ds\right) \quad (2.3)$$

que simplificará aún más las ecuaciones de RT en el caso de que estemos tratando el problema en regiones atmosféricas que se puedan aproximar como homogéneas (κ_λ y ρ serán parámetros característicos para cada una de esas regiones) y donde se puedan despreciar los términos aditivos. Un buen ejemplo de esto puede ser una capa muy poco densa en la que el scattering múltiple sea despreciable cuando la iluminamos con luz solar de longitud de onda mucho más corta que las longitudes de onda térmicas en las que mayoritariamente emite. Además, para una capa delgada, podemos aproximar que la radiación sólo ha sufrido un proceso de scattering, el cual contribuye en todas las direcciones. Esta última situación se conoce como aproximación de scattering único. Un ejemplo de ello en la Tierra podría ser cuando vemos un cielo cubierto de nubes pero distinguimos el Sol tras ellas de forma nítida. Finalmente, nótese que aún no se ha establecido ningún sistema de coordenadas.

2.1. Conservación de la energía

Se define la transmitancia monocromática (T_λ) como la fracción de la radiación incidente que se transmite a través de la atmósfera:

$$T_\lambda = I_\lambda(s_1) / I_\lambda(0) \quad (2.4)$$

De la misma forma, la absorptividad monocromática (A_λ) será la porción de radiación absorbida en una longitud de onda determinada, mientras que la reflectividad monocromática (R_λ) es la radiación solar reflejada por la atmósfera hacia fuera de la misma. Concretamente, el Sol se aproxima bien como un emisor de cuerpo negro a temperatura $T = 5778$ K, y por lo tanto irradia principalmente en el rango de longitudes de onda de $0.2 \mu m$ a 5 micras, con máximo entorno a $0.5 \mu m$. Las emisiones se despreciarán (Acarreta, 1999) porque Júpiter se puede concebir como un emisor de cuerpo negro a temperatura $T = 152$ K, cuyo máximo de irradiación se sitúa por la ley de Wien entorno a $\lambda = 19 \mu m$, muy lejos del rango espectral en el que trabajamos. Por conservación de la energía debe satisfacerse lo siguiente:

$$T_\lambda + A_\lambda + R_\lambda = 1 \quad (2.5)$$

La física contenida en esta relación es mucho más profunda de lo que puede parecer a simple vista. Cuando se hace una observación de Júpiter se está midiendo la intensidad reflejada por el planeta, por lo que teniendo presente la Ecuación 2.5 es posible inferir, si imponemos alguna condición suplementaria como pueda ser el equilibrio térmico del sistema, la radiación solar que se ha absorbido o transmitido en la atmósfera de Júpiter para una cierta longitud de onda. Esto será útil al desgranar la atmósfera por capas, donde conociendo la composición de algunas de ellas y en base a los resultados obtenidos en el espectro electromagnético reflejado podemos descartar varias de las capas como absorbentes, las nieblas de aerosoles son un ejemplo de ello.

En el caso de un medio no dispersivo (sin scattering) y despreciando la emisión térmica (por ejemplo, por trabajar en longitudes de onda sensiblemente menores, como será nuestro caso), la Ecuación 2.5 se reduce a

$$T_\lambda + A_\lambda = 1 \quad (2.6)$$

Esto es de gran utilidad puesto que muchos de los gases que conforman la atmósfera de Júpiter son tan poco abundantes que no participan en los procesos de scattering. Como vamos a ver en el Capítulo 4, el programa PSG muestra en todo momento una representación de la transmitancia de los constituyentes de nuestro modelo de atmósfera, que en el caso de dichos gases tendrá en cada longitud de onda del espectro una correspondencia directa con las bandas de absorción.

En este proyecto se pretende estudiar el rango visible e infrarrojo cercano del espectro de Júpiter. La emisión de radiación en Júpiter se debe principalmente a la radiación de energía térmica por parte de su atmósfera, que como se ha visto se manifiesta esencialmente en el rango espectral del infrarrojo medio y lejano. Esto implica que los procesos de emisión no interfieren con nuestro campo de interés y por tanto es consistente despreciarlos. A partir de ahora la función fuente (J_λ) será fruto, únicamente, del scattering múltiple.

2.2. Aproximación de atmósfera plano-paralela

Una atmósfera plano paralela es aquella en la que la distancia recorrida por el haz de radiación es suficientemente pequeña con respecto al radio planetario como para ignorar todos los efectos asociados a la esfericidad. La geometría del problema requiere que se hagan las modificaciones pertinentes en la ecuación general de transporte radiativo.

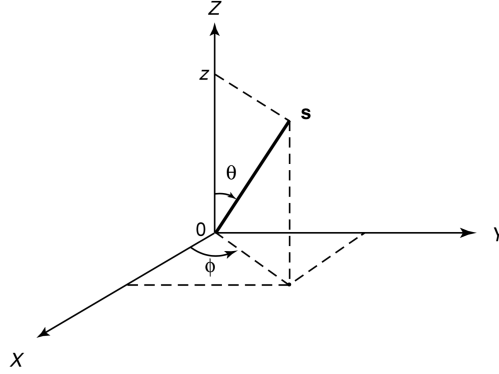


Figura 2.1: Geometría para atmósferas plano-paralelas
(Liou, 2002)

Recordamos que s denotaba la dirección de incidencia del haz. Ahora nuestro sistema de coordenadas vendrá descrito por la profundidad en la dirección normal a la atmósfera (z), cuya dirección coincide con la de observación desde la Tierra; el ángulo polar θ , que conecta s con z y el ángulo azimutal ϕ . Para reescribir la Ecuación 2.2 nos fijamos en la Figura 2.1:

$$\cos\theta \frac{I_\lambda(z; \theta, \phi)}{\kappa_\lambda \rho dz} = -I_\lambda(z; \theta, \phi) + J_\lambda(z; \theta, \phi) \quad (2.7)$$

Y también se define el espesor óptico como:

$$\tau_\lambda = \int_z^\infty \kappa_\lambda \rho dz' \quad (2.8)$$

donde el límite superior de la integral es infinito, en el caso más general, porque es muy complicado definir la frontera superior de una atmósfera. Finalmente, bajo esta aproximación, el problema de RT se reducirá a resolver:

$$\mu \frac{I_\lambda(\tau_\lambda; \mu, \phi)}{d\tau_\lambda} = -I_\lambda(\tau_\lambda; \mu, \phi) + J_\lambda(\tau_\lambda; \mu, \phi) \quad (2.9)$$

tomando $\mu = \cos\theta$. A partir de este momento se omitirán los subíndices λ , será suficiente recordar que cada longitud de onda estudiada puede suponer una física diferente en este modelo de RT y por lo tanto, se deberán computar las ecuaciones aquí expresadas para cada λ de forma independiente. En nuestro caso particular, será consistente aproximar la atmósfera de Júpiter a una plano-paralela puesto que la profundidad óptica a la que seremos sensibles será a lo sumo de unos 500 kilómetros y el radio del planeta alcanza los 70,000 km.

2.3. Planteamiento formal de las ecuaciones

Para poder resolver la ecuación general necesitamos una descripción más detallada de lo que ocurre con el haz incidente de radiación cuando éste atraviesa un medio. Los procesos de transferencia de energía que nos incumben serán los siguientes (de izquierda a derecha en la Figura 2.2): Scattering único que debilita el haz

directo de radiación solar y al mismo tiempo refleja una parte del mismo hacia atrás; procesos de absorción que reducen aún más el haz directo y scattering múltiple que devuelve al hemisferio superior otra porción de radiación tras haber sido ésta participe en numerosos procesos de scattering en el interior de la atmósfera.

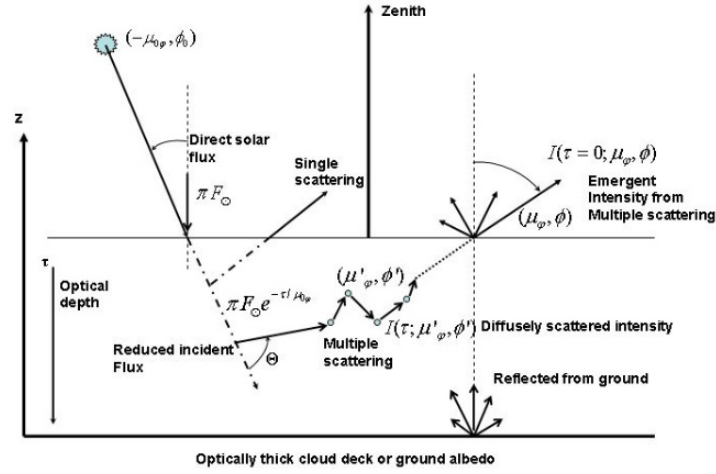


Figura 2.2: Esquema de los procesos que toman parte en el transporte radiativo de una atmósfera plano-paralela (Sanchez-Lavega, 2010)

La notación convencional dicta que la dirección de inmersión en la atmósfera se tome como $-\mu$, aunque no es realmente necesario ya que la geometría tiene validez general cualesquiera que sean las direcciones de iluminación y observación. θ es el ángulo de scattering. Con el fin de plantear el problema de forma más precisa, se definen los coeficientes de extinción (e), scattering (s) y absorción (a), para cada longitud de onda, en función de la densidad de partículas que haya en una región, $n(z)$, y de la sección eficaz σ de las mismas:

$$\beta_{e,s,a} = \frac{1}{\Delta z} \int_{\Delta z} \sigma_{e,s,a} n(z) dz \quad (2.10)$$

donde $\beta_e = \beta_s + \beta_a$. Se redefine el espesor óptico o profundidad óptica como:

$$\tau_\lambda = \int_z^\infty \beta_e dz' \quad (2.11)$$

Y también se puede expresar una magnitud relevante, conocida como albedo de scattering único, que da cuenta de la fracción de la radiación que se extingue debido al scattering:

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_e} \quad (2.12)$$

Por último, pero no por ello menos importante, en todo proceso de scattering aparece la llamada función de fase $P(\mu, \phi; \mu', \phi')$, que expresa la probabilidad de que un fotón proveniente de la dirección (μ, ϕ) sea dispersado en la dirección (μ', ϕ') . La determinación de la función de fase se hará en la subsección posterior; veremos que el tamaño y la forma de las partículas es clave para entender su influencia. La distribución angular de la energía dispersada que proporciona la matriz de fase se puede describir únicamente por medio del ángulo de scattering, que también se presenta a su debido tiempo (Θ en la Figura 2.2).

Con las herramientas expuestas se pueden introducir en la Ecuación 2.9 las diferentes contribuciones radiativas de la Figura 2.2. Para este propósito cambiamos los signos en la parte derecha de la Ecuación 2.9 bajo la premisa de que la variación del haz incidente siempre va a ser negativa a efectos globales; de la combinación de ambas acciones resulta:

$$\mu \frac{dI(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau; \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} F_{\odot} P(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau; \mu', \phi') P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (2.13)$$

donde \odot representa el valor de una magnitud para el caso del Sol. Traduciendo esta ecuación al castellano, significa que la disminución de intensidad de un haz de radiación monocromático en una atmósfera plano paralela es igual a la intensidad de radiación del propio haz, menos el haz directo atenuado tras recorrer una profundidad óptica τ , menos el término difuso hacia dentro y fuera de la atmósfera a causa del scattering múltiple. Esta ecuación se puede generalizar a cualquier dirección de salida (μ, ϕ) ; no obstante, la Ecuación 2.13 se ha explicado teniendo en cuenta la notación adquirida de la Figura 2.2.

En la Ecuación 2.13 es posible apreciar que la transferencia de la radiación difusa está caracterizada por el albedo, la matriz de fase y el espesor óptico. Para poder entender mejor los conceptos que hay detrás de la participación de estas magnitudes, se va a proceder a estudiar cómo afectan las características individuales de las partículas a estas propiedades fundamentales del RT. No sin antes remitir al lector interesado en los métodos de resolución de estas ecuaciones tanto a (Hansen and Travis, 1974) como a (Liou, 2002), con objeto de aligerar el texto y dando por sentado que las bases del conocimiento del problema físico de RT son practicables por medio del resumen expuesto. Para dar por finalizada la subsección, cabe mencionar que el PSG utiliza para la resolución del problema un método de ordenadas discretas que a grandes rasgos consiste en sustituir la integral en la Ecuación 2.13 por una suma finita de términos.

2.4. Scattering único

La aproximación de scattering único es a menudo empleada en el estudio de atmósferas planetarias. Ésta supone que las partículas dispersoras están lo suficientemente alejadas entre sí (medio con espesor óptico pequeño) como para suponer que la radiación que se observa ha sido expuesta a un único proceso de scattering. El modelo de RT adquiere importancia cuando se debe tener en cuenta que la radiación dispersada por una partícula puede incidir en otras, y así sucesivamente. Hemos visto que en este caso aparecerá un término llamado función de fase que es imprescindible en el análisis completo del problema. No obstante, las propiedades de este factor se disciernen mediante el análisis de las partículas que componen una determinada capa. A continuación se va a proceder a exponer las características e implicaciones más importantes de la función de fase para los casos más relevantes en este proyecto (scattering de Rayleigh y Scattering de Mie).

Como se ha mencionado más arriba, la matriz de fase representa una medida de la distribución angular y polarización de la radiación dispersada. En particular, el primer término de la matriz (“Función de fase”) es donde nosotros pondremos el foco; éste expresa la probabilidad de scattering en cualquier dirección para la luz no polarizada. El grado de polarización de la radiación solar reflejada por Júpiter es muy bajo, inferior al 10 % (West et al., 2004). Dado que nuestro principal objetivo es obtener un modelo de atmósfera de Júpiter que se ajuste cualitativamente, y de la forma más satisfactoria posible, al espectro del planeta, resulta aceptable despreciar el efecto de la polarización.

Otra buena aproximación para la función de fase en el caso de scattering de Rayleigh y Mie es tomar β_s y ω_0 como constantes en una determinada región espacial. En este caso, la función de fase P sólo dependerá del ángulo de scattering Θ , definido de la siguiente manera para un haz incidente I_0 sobre un elemento de volumen dv :

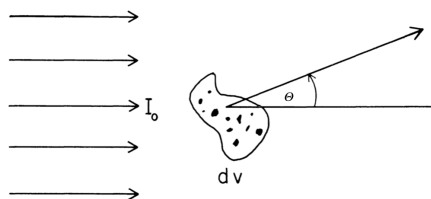


Figura 2.3: Ángulo de scattering para un haz incidente en un elemento de volumen dv (Hansen and Travis, 1974)

Al hilo de esto, cuando se observa Júpiter desde la Tierra, muchas veces se asume la esfericidad de las partículas, ya que se está observando desde un ángulo $\Theta \approx 180^\circ$ correspondiente al backscattering de la atmósfera. Por consiguiente, la forma de las partículas no será relevante porque no tenemos ocasión de medir la distribución angular de la radiación dispersada en cada una de las direcciones restantes, que es donde entra en juego la forma de las partículas. En todo caso, las partículas de nubes que se encuentren en fase líquida serán en muy buena aproximación esféricas, si bien se espera que las nubes y nieblas más altas estén formadas por cristales de hielo, cuya forma dista mucho de ser la de una esfera perfecta. En esa situación, la distribución de formas y tamaños quedará asimilada por un radio efectivo con sección eficaz equivalente. Con estos argumentos en mente se plantean en lo sucesivo los dos casos de scattering indicados anteriormente.

2.4.1. Scattering de Rayleigh

El scattering se denominará de Rayleigh siempre que la longitud de onda del haz de radiación incidente sea grande frente al radio de la partícula sobre la que incide ($r \ll \lambda$). Un buen ejemplo de ello son las moléculas que constituyen mayoritariamente la atmósfera joviana (H_2 , He), de un tamaño muy pequeño frente a la luz visible. Usualmente, el tamaño de las partículas se expresa como el radio de las mismas, ya que vamos a contar con que son esféricas. Por otra parte, se puede suponer que la radiación incidente inducirá en la partícula un momento dipolar proporcional al campo eléctrico, y a su vez que la radiación puede ser descompuesta en dos componentes ortogonales a la dirección de incidencia (E_r^i , E_t^i) y de módulo idéntico dado que la radiación proveniente del sol no está polarizada. Si se considera por separado el scattering de cada una de las componentes del vector de campo eléctrico de la onda incidente, en el caso de moléculas homogéneas e isotrópicas tendremos:

$$E_r^s \propto E_r^i \quad ; \quad E_t^s \propto E_t^i \cos\Theta \quad (2.14)$$

Como se vio en Óptica, podemos expresar una intensidad como la suma de las amplitudes de las dos componentes del campo, de donde obtendremos la distribución angular de la intensidad de radiación después de un proceso de scattering, que se deberá exclusivamente a la función de fase:

$$I_s(\Theta) = (1 + \cos^2\Theta)|E^2| \quad (2.15)$$

Tenemos por tanto para la función de fase: $P_{11} \propto (1 + \cos^2\Theta)$. Será necesario normalizarla en todo ángulo sólido para obtener su valor final:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P_{11}(\cos\Theta)}{4\pi} \sin\Theta \, d\Theta d\phi = 1 \quad (2.16)$$

$$P_{11}(\cos\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\Theta) \quad (2.17)$$

Por último, se puede demostrar (Hansen and Travis, 1974) que la intensidad de la radiación dispersada por scattering de Rayleigh bajo las condiciones supuestas es:

$$I_s(\Theta) \propto \frac{I_o}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 (1 + \cos^2\Theta) \quad (2.18)$$

donde I_o es la radiación incidente. Generalmente las moléculas de los gases son las partículas que satisfacen el requisito de que el tamaño de la partícula sea mucho menor que la radiación incidente. En el caso de Júpiter la dispersión de Rayleigh será muy notable en los gases de H_2 y He, por su abundancia. Además, la dependencia de la radiación dispersada con la longitud de onda del haz incidente es muy fuerte en este proceso, así es como se origina el color azul del cielo en el caso de la atmósfera terrestre.

2.4.2. Scattering de Mie

El scattering de Mie proporciona una solución analítica al resolver las ecuaciones del electromagnetismo sobre la superficie de una esfera dieléctrica. Asume, por tanto, que los dispersores tienen esta forma y que vendrán caracterizados por un tamaño o distribución de tamaños característicos, así como unas propiedades ópticas que se pueden condensar en los índices de refracción (real e imaginario). Este tipo de scattering viene caracterizado por el parámetro de tamaño (x), definido de la siguiente forma:

$$x = 2\pi a/\lambda \quad (2.19)$$

siendo ahora a el radio de una partícula. Con esta definición vemos que el scattering de Rayleigh ocurriría en el supuesto de que se cumpla $x \ll 1$. Si nos encontramos en la situación en la que $x \gtrsim 1$ tendremos exclusivamente scattering de Mie. En el caso de Júpiter, las partículas de los condensados y otros aerosoles encajan en esta descripción. El término dominante de la intensidad dispersada mediante este efecto está descrito de forma general por:

$$I_s(\Theta) \propto I_o P(\Theta) x^4 \quad (2.20)$$

y por consiguiente la intensidad se verá fuertemente condicionada a la relación entre el tamaño de las partículas y la longitud de onda del haz incidente. Un ejemplo ilustrativo que tenemos en nuestra vida cotidiana sería el de la luz que se dispersa en las nubes tiñendo a estas de blanco dado que toda la luz visible, en este caso, se dispersará prácticamente igual en su interior. La función de fase se puede hallar con el apoyo de métodos computacionales. A continuación se presentan las funciones de fase de Rayleigh (moléculas de gas) y de Mie (gotas de condensados y aerosoles) para una longitud de onda del rango visible ($\lambda = 0,5\mu\text{m}$):

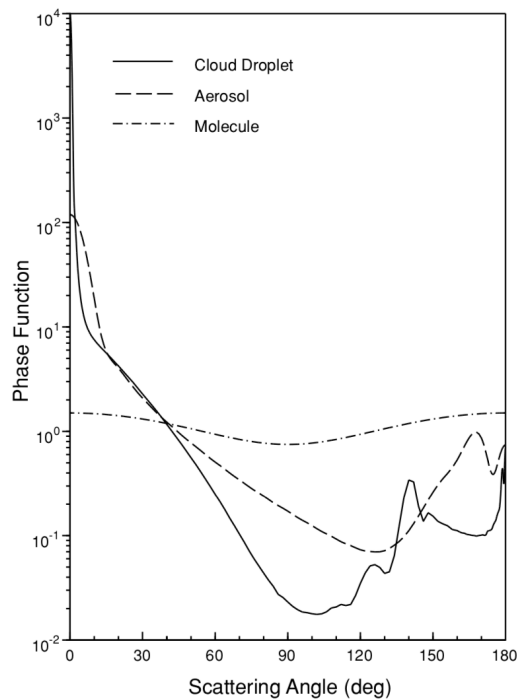


Figura 2.4: Función de fase para gotas de condensados ($10\mu\text{m}$), aerosoles ($1\mu\text{m}$) y moléculas ($10^{-4}\mu\text{m}$). (Liou, 2002)

La Figura 2.4 muestra que la función de fase en un proceso de scattering está sujeta a la relación entre el tamaño de las partículas y la longitud de onda del haz incidente, así como a la dirección de observación con respecto a la atmósfera del planeta. Esta figura también ilustra el dominio del scattering de Rayleigh en la dirección de

backscattering que a nosotros nos incumbe. Con estos datos y el coeficiente de extinción de scattering, el cual se puede tomar en ambos casos de modelos propuestos en diversas fuentes, podríamos aventurarnos a resolver íntegramente el problema de RT. En la Figura 2.5 se muestra la eficiencia de extinción de scattering (cociente entre la sección eficaz de dispersión y la sección eficaz geométrica de la partícula) en función del parámetro x :

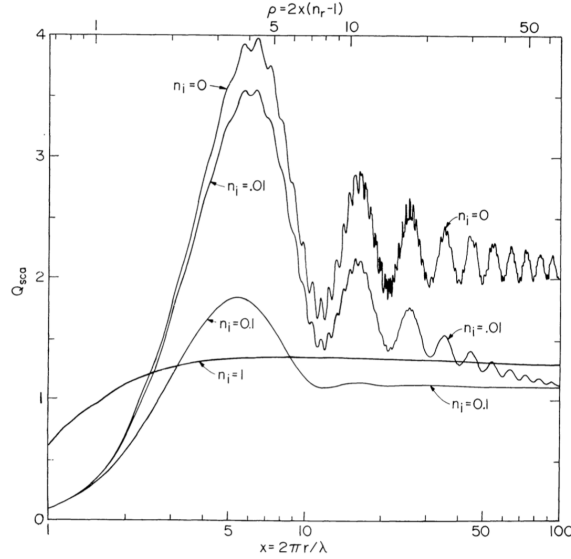


Figura 2.5: Eficiencia de extinción de scattering frente al parámetro de tamaño para $n_r = 1.33$ y diferentes valores del índice de refracción imaginario. (Hansen and Travis, 1974)

El índice de refracción complejo (n_i) está vinculado a la absorción de radiación en el medio. Así, vemos que si $n_i = 0$ la eficiencia de scattering es la máxima posible, como era de esperar, puesto que toda la radiación es susceptible de ser dispersada. Además, la Figura 2.5 es ilustrativa de la dependencia en longitud de onda del coeficiente de extinción, que es directamente proporcional a la eficiencia. Nuestro trabajo, entre otras cosas, radica en sondear numerosas alternativas en lo referido a partículas que podrían residir en Júpiter, y sus tamaños, para así poder discutir características de la atmósfera joviana tales como la altura de las nubes, las nieblas de aerosoles que podrían dar lugar a la cantidad de radiación que advertimos o la densidad de las capas comprendidas entre la estratosfera y la troposfera superior.

3 Atmósfera de Júpiter

Como se ha visto en la sección anterior, para hacer el tratamiento del problema del transporte radiativo debemos fijar nuestro punto de mira en la atmósfera. Por lo tanto, será fundamental presentar las principales propiedades de la atmósfera de Júpiter, tales como su composición, la localización de la base de sus nubes, el tamaño de las partículas o la distribución vertical de sus constituyentes.

Huelga decir que esta tarea no es sencilla: por ejemplo, al igual que en la Tierra, las altitudes de las nubes pueden variar de sus posiciones de equilibrio, complicándose además la situación por la presencia de varias capas de nubes. El vasto tamaño de Júpiter en comparación con el resto de planetas del Sistema Solar y la intensa dinámica atmosférica que genera su corto periodo de rotación (9.9 horas) no ayudan a mitigar las irregularidades mencionadas: la física de las nubes en Júpiter cambiará en pequeñas escalas espaciales y cortos lapsos de tiempo frente a nuestras posibilidades de observación. Otro inconveniente es que la mayoría de los datos de los que se dispone son resultado de medidas espectroscópicas o fotográficas captadas de forma remota desde la Tierra. Más adelante veremos que las medidas tomadas por las naves espaciales tampoco carecen de sus propias limitaciones. En este proyecto no hemos precisado de los efectos de la convección, por lo que queda descartada de ahora en adelante. Lo primero que se distingue si se apunta con un telescopio hacia Júpiter son varias bandas oscuras paralelas al ecuador:

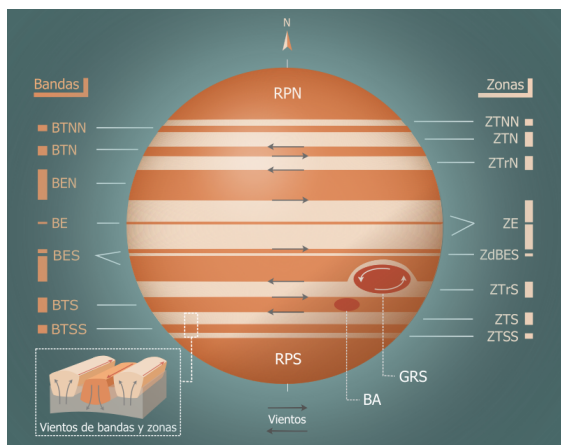


Figura 3.1: Esquema de las distintas zonas de Júpiter (Pérez-Hoyos, 2019)

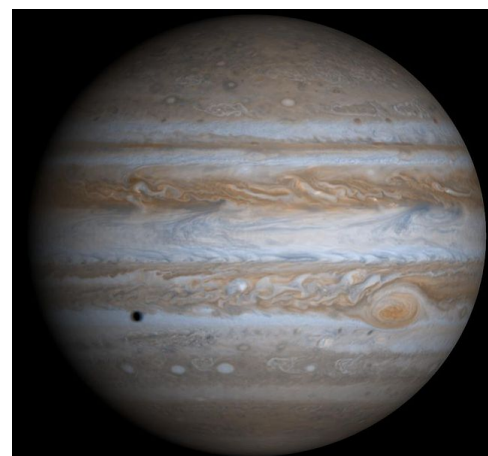


Figura 3.2: Imagen de Júpiter obtenida por la nave Cassini (NASA) en diciembre de 2000

Estas franjas muestran la distribución de nubes y sus propiedades, que varían en función de la latitud que se considere. Además, la atmósfera de Júpiter posee el mayor contraste de colores de las atmósferas del Sistema Solar, incluida la terrestre (Zhang et al., 1997). Las regiones de mayor nubosidad, llamadas Zonas, serán las que se ven más brillantes en el rango visible e infrarrojo cercano del espectro electromagnético, donde esencialmente estamos viendo reflejado el espectro del Sol. Sin embargo, serán oscuras si se observan en las longitudes de onda más largas del infrarrojo medio o lejano, como con un filtro de 5 micras, puesto que estas regiones no permiten que la energía térmica escape y en ese caso estaríamos aspirando a observar la propia radiación emitida por el planeta debido a su temperatura interna.

Ahora que tenemos una visión global de a qué nos enfrentamos, vamos a desgranar cada uno de los aspectos que se deben tener en cuenta acerca de Júpiter.

3.1. Composición

Júpiter es lo que se conoce como un gigante gaseoso. Este tipo de planetas se caracterizan por haberse creado en los primeros millones de años de un sistema estelar, a partir de los elementos primarios del disco de acreción: El hidrógeno y el helio, los elementos más ligeros y abundantes de nuestro universo. También es clave para estos gigantes formarse en regiones alejadas de la zona central, donde se agrupa la mayor parte de la materia y nacen las estrellas. Allí, el gas estaría demasiado caliente y tendría demasiada energía como para poder adherirse a las rocas de las que se compone el núcleo de estos planetas.

La abundancia de H y He se determina mediante espectroscopia: La abundancia de un elemento se puede deducir a partir de la anchura de sus líneas características en el espectro. Además, conociendo la presión y temperatura de una región del planeta es posible predecir la abundancia de H₂O asumiendo que hay tanto oxígeno como en la nebulosa protosolar.

En (Anders and Grevesse, 1989) se propone un modelo de la composición de Júpiter basado en la abundancia solar de los elementos (Tabla 3.1) posteriormente revisado (Niemann et al., 1998; Taylor et al., 2004; Von Zahn et al., 1998) a partir de los datos obtenidos por la nave Galileo en su inmersión en la parte superior de la atmósfera de Júpiter (Tabla 3.2):

Gas	Volume mixing ratio (vmr)
H ₂	0.835
He	0.16
H ₂ O	0.0015
CH ₄	0.0007
NH ₃	0.00018
Ne	0.00019
H ₂ S	0.000031
Ar	6.1 ppm
Kr	1.5 ppb
Xe	0.07 ppb

Tabla 3.1: Modelo de la composición de Júpiter en base a la abundancia solar de los elementos

Species	Volume Mixing Ratio
Hydrogen, H ₂	0.86
Helium, He	0.136
Methane, CH ₄	0.0018
Ammonia, NH ₃	0.0007
Water, H ₂ O	>0.0005
Hydrogen Sulfide, H ₂ S	77 ppm
Neon, Ne	20 ppm
Argon, Ar	16 ppm
Hydrogen Deuteride, HD	15 ppm
Phosphine, PH ₃	0.5 ppm
Deuterated methane, CH ₃ D	0.3 ppm
Krypton, Kr	7.6 ppb
Carbon Monoxide, CO	0.75 ppb
Xenon, Xe	0.76 ppb
Germane, GeH ₄	0.6 ppb
Arsine, AsH ₃	0.2 ppb

Tabla 3.2: Modelo de abundancia de compuestos en Júpiter a partir de las medidas tomadas por la nave Galileo en su inmersión

Es obvio que se infieren algunas diferencias en los componentes de mayor interés de la atmósfera de Júpiter, que como veremos en el Capítulo 4 serán los 5 primeros elementos de la Tabla 3.2. Estos datos, que se utilizan para tener una referencia, deben ser tratados con pies de plomo debido a la complejidad de las mediciones previamente mencionada y a la escasez de datos. A pesar de todo, la composición de la estratosfera y troposfera superior de Júpiter se considera relativamente bien conocida, hasta una presión de unos 20 bar.

Particularmente importantes serán los perfiles verticales del NH₃ y del H₂O, puesto que bajo las condiciones de presión y temperatura de la atmósfera joviana darán lugar a nubes y cristales de hielo, principales aerosoles de Júpiter junto con alguna que otra niebla. Estas partículas diminutas participarán de forma muy relevante en la reflexión de la radiación proveniente del Sol. El metano será el mayor responsable de la absorción de la radiación en la región roja e infrarroja del espectro. Las bandas de absorción del metano aparecerán en esta región del espectro de Júpiter como mínimos de reflectividad en las longitudes de onda correspondientes (Karkoschka, 1998). Si utilizamos el canal $\lambda = 0.756 \mu\text{m}$, por estar éste libre de absorción del metano, en ausencia de nubes podremos contemplar el interior de la atmósfera de Júpiter hasta unos 38 bar. Esto se calcula mediante la ecuación para el espesor óptico de Rayleigh. Además, se ha comprobado experimentalmente (Fink et al., 1977) que el coeficiente de absorción del metano apenas depende de las condiciones de presión en el rango de longitudes de onda comprendido entre 0.45 y 1.05 μm .

3.2. Distribución vertical de las nubes y tamaño de las partículas

La radiación solar reflejada por Júpiter proviene de la estratosfera y troposfera superior, puesto que la radiación incidente se irá extinguiendo a medida que desciende en la atmósfera. Por ello, basta considerar estas dos regiones atmosféricas aproximando por debajo de ellas un espesor óptico infinito.

3.2.1. Condensación. Ecuación de Clausius-Clapeyron

La condensación es el proceso por el que el aire se satura de vapor de un compuesto dado y éste pasa a encontrarse en estado líquido y en pequeñas partículas heladas dentro de la atmósfera. Este será por tanto un factor clave para la formación de nubes en la atmósfera y en la determinación de sus correspondientes alturas. En las atmósferas planetarias las nubes más densas se forman por la condensación de los constituyentes menos abundantes. En primera aproximación se considera un modelo de equilibrio termoquímico en el que no hay precipitaciones y en el que el compuesto condensado permanecerá en el lugar en el que ha hecho la transición de fase (Atreya et al., 1997; Weidenschilling and Lewis, 1973), obviando la dinámica atmosférica que transportará las partículas condensadas a otras regiones:

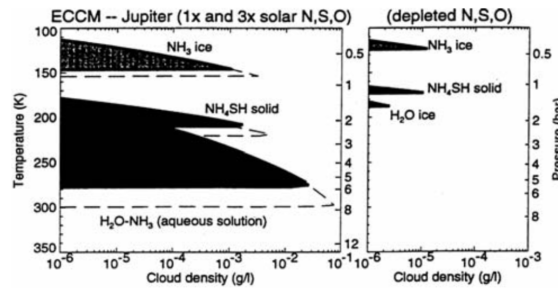


Figura 3.3: Perfiles verticales para las concentraciones solares (izquierda) y las obtenidas con los datos de la nave Galileo. (West et al., 2004)

Los perfiles obtenidos por el ECCM (Equilibrium Cloud Condensation Model) dan una idea aceptable de la localización de la base de las nubes. Sin embargo, no es un buen modelo para ajustar la densidad de las mismas, puesto que al despreciar las precipitaciones de los condensados y sus desplazamientos debido a la dinámica las densidades que se sugieren serán mucho mayores que las reales. El perfil termoquímico de la derecha ha sido ajustado en densidad de las nubes con los datos provistos por la nave Galileo (Figura 3.3). Estos dos modelos permiten precisar en qué región habrá formación de nubes y de qué elementos se compondrán las mismas.

En esta situación de equilibrio hidrostático, se puede hallar fácilmente el perfil vertical de temperatura en la atmósfera (Sánchez-Lavega et al., 2004), que dependerá sólo de la altura que consideremos. Mediante la ecuación de estado de los gases ideales podemos relacionar la temperatura (T) y la presión (P):

$$P = \rho R^* T \quad (3.1)$$

siendo ρ la densidad del gas y R^* la constante universal de los gases ideales dividida por el peso medio molecular de la atmósfera. Acto seguido, la ecuación de equilibrio hidrostático nos servirá para hallar la presión en una región en función de la altura (z):

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (3.2)$$

donde g es la aceleración gravitatoria. Esto sería útil si quisiéramos comprobar a qué altura se sitúan las nubes según los resultados obtenidos en PSG. Por otra parte, tal y como se vio en el curso de Termodinámica, la ecuación de Clausius-Clapeyron caracteriza la transición de fases a partir de la pendiente del diagrama $P - T$.

Esta ecuación se emplea para hallar la presión de vapor (P_v) en función de la temperatura, que será la pendiente de la región de coexistencia de dos fases que estén en equilibrio:

$$\frac{dP_v}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)} \quad (3.3)$$

L es el calor latente de la transición de fases, mientras que V_1 y V_2 son los volúmenes específicos ($V_i = 1/\rho_i$) del líquido o sólido y del vapor, respectivamente. Una combinación de aproximaciones muy socorridas es considerar que el calor latente sea independiente de la temperatura, que $V_2 - V_1 \approx V_{vapor}$ y que el vapor sea un gas ideal. De esta forma, se reescribe la Ecuación 3.3 como:

$$\frac{dP_v}{dT} = \frac{LP_v}{R_v T^2} \quad (3.4)$$

e integrando hallamos una expresión para la presión de vapor que incluye la presión de saturación P_{v0} :

$$P_v(T) = P_{v0} \exp \left[L \left(\frac{1}{R_v T_0} - \frac{1}{R_v T} \right) \right] \quad (3.5)$$

La saturación de los compuestos, propuesta para el caso joviano como se indica en la Figura 3.3, ocurre cuando se cumple la siguiente condición:

$$X_C P(T) \geq P_v(T) \quad (3.6)$$

donde X_C es la fracción del volumen del condensado respecto del volumen total.

Cuando se realizan observaciones a longitudes de onda libres de absorción del metano es posible detectar regiones con una abundancia de vapor de agua mayor de la esperada. En (Banfield et al., 1998) se propone que se trata de nubes a presiones por encima de 2.75 bar. El NH_3 y NH_4SH no se condensarían a la temperatura que hay a esa profundidad, por lo que debe tratarse de condensación del H_2O , tal y como muestra el modelo ECCM. Esta hipótesis es de nuevo respaldada por la detección de relámpagos (Roos-Serote et al., 2000) en las áreas donde residen estas nubes de H_2O . Las anomalías se han observado cerca de las regiones en las que se encuentran las nubes más elevadas. Por último, cabe destacar que las partículas de hielo de NH_3 tienen un corto tiempo de vida en la región de la atmósfera de Júpiter que alcanzamos a ver. Por ello, es muy difícil detectarlas espectroscópicamente, aunque se ha llegado a hacer (Baines et al., 2002); otra posible razón es que el NH_3 esté contaminado en las zonas superiores.

3.2.2. Aerosoles

Una componente atmosférica crucial en el estudio del transporte radiativo son los aerosoles, que en última instancia determinarán la reflectividad del planeta en las longitudes de onda del continuo. Ya se han mencionado las partículas de hielo de H_2O y NH_3 , pero además se puede esperar que haya alguna niebla cuyas propiedades debemos averiguar. Para ello, se utiliza el siguiente resultado (West et al., 2004); observando la atmósfera de Júpiter a diferentes longitudes de onda características del metano somos sensibles a diversos niveles de la atmósfera de Júpiter, en función de los procesos físicos de absorción y difusión que sufra la luz:

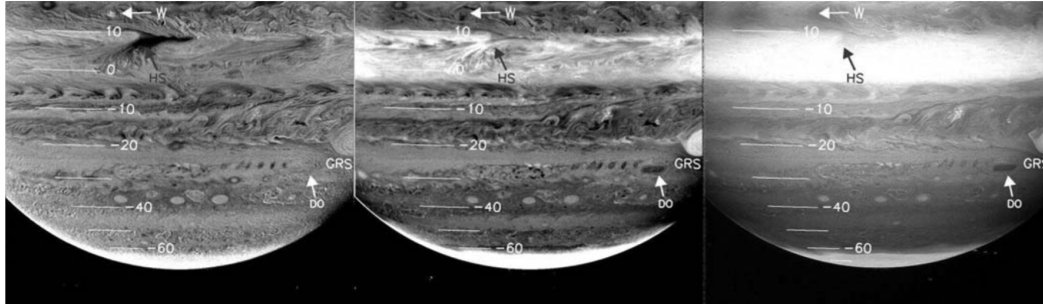


Figura 3.4: Imágenes obtenidas por Cassini (ISS) en Diciembre del año 2000. Estas tres imágenes se han seleccionado de forma que ofrezcan una visión amplia de la atmósfera de Júpiter, ascendiendo progresivamente en su interior, de forma que se obtenga información tanto variada como relevante. De izquierda a derecha los niveles de presión efectivos son 10, 4 y 0.6 bar

En la zona ecuatorial debe haber una niebla, entorno a 0.2 bar, responsable del brillo que percibimos. El radio medio de las partículas que la componen se estima en 0.5 micras. Además, en la parte más profunda que estamos considerando de la atmósfera (izquierda) hay una región indicada como HS (Hot Spot). Esta estructura es oscura debido a la absorción del metano en ella, que es posible percibir porque por encima de HS hay menos aerosoles que sobre las zonas colindantes. De no ser así, no se absorbería la longitud de onda característica del metano por completo puesto que una parte sería reflejada en los aerosoles de la región superior, al igual que ocurre en el resto de zonas captadas en la imagen. Esto significa que los elementos atmosféricos conocidos como Hot Spots propician una dinámica atmosférica vertical abrupta, desembarazándose de gran parte de las partículas que se encuentran sobre ellos.

La W (Figura 3.4) encaja con una posible nube de agua en una región a unos 6 bar de presión (Banfield et al., 1998; Roos-Serote et al., 1998), es por esto que es brillante en la imagen de la izquierda y poco apreciable en las otras dos. Se puede pensar en ella como una tormenta convectiva que ha ascendido hasta llegar a la región donde es visible. Un vórtice ciclónico (DO) aparece en las dos bandas más fuertes del metano (centro y derecha), pero no en la de longitud de onda menor. Esto significa que hay un agujero en la atmósfera que alcanza una profundidad de entre 4 y 5 bar de presión en el cual no hay aerosoles que reflejen la radiación incidente. Sí los hay a 6 bar.

El tamaño de las partículas adquiere importancia en el modelo de RT puesto que es el factor que determina a qué tipo de dispersión va a verse sometida la radiación. Usando filtros del metano, de forma similar a la vista anteriormente, junto con un análisis detallado de la distribución angular de la radiación reflejada, la nave Galileo obtuvo resultados clarificadores acerca del tamaño de las partículas (West et al., 2004):

En la estratosfera hay una niebla difusa, situada entre 0.1 y 0.35 bar, compuesta por partículas de radio entre 0.01 y 0.05 micras. Una niebla espesa cuyas partículas tienen un tamaño comprendido entre 0.6 y 1.2 micras se sitúa en la troposfera superior (0.4-0.6 o 0.4-0.9 bar aproximadamente), justo por encima de otra niebla delgada compuesta por partículas de entre 0.9 y 3 micras. En el resto de nubes de la troposfera que se encuentran por debajo se observaron grandes variaciones para el espesor óptico, yendo éste desde 0 hasta 20 en las zonas más brillantes. También en la región de condensación de las nubes. Esto sugiere que en la troposfera de Júpiter habrá nubes variables profundas que pueden estar compuestas por partículas de un radio medio de hasta 100 μm . Por último, se ha determinado a partir de los datos del satélite infrarrojo ISO que en una gran región de Júpiter las partículas heladas de Amoníaco tendrían un tamaño de unas 10 micras.

3.2.3. Distribución vertical

Se empieza estudiando modelos de la distribución vertical del H_2O y NH_3 para posteriormente establecer una aproximación de las capas superiores que sea lo más completa posible y que presente los aerosoles correspondientes.

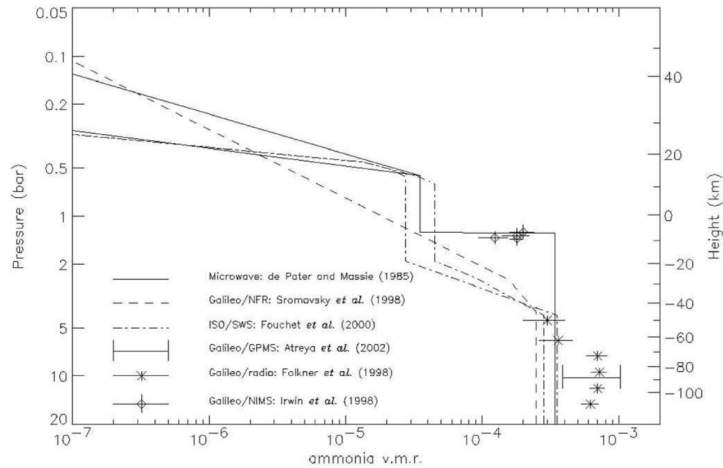


Figura 3.5: Perfil vertical del NH_3 en base a diferentes medidas obtenidas, especificadas en la figura. La línea sólida muestra una región de formación de nubes de NH_4SH y NH_3 a 1.4 y 0.5 bar respectivamente (Irwin, 1999)

La línea sólida de la Figura 3.5 muestra una región de densidad constante de NH_3 entre 0.5 y 1.4 bar, respaldada por otras observaciones. Esta es una región de formación de nubes. Se estima a partir de los perfiles de condensación que a unos 0.5 bar se encuentra una nube de NH_3 , mientras que a 1.4 bar se formaría una nube de NH_4SH . Recopilando todos los resultados, parece que hay más controversia en cuanto a la altura de formación del segundo compuesto. El análisis de datos de NIMS (Irwin and Dyudina, 2002) también sitúa la nube de NH_4SH centrada en 1.5 bar.

En la Figura 3.6 se presenta un perfil del H_2O que encaja bien con los datos del NFR (Net Flux Radiometer, Planetary Data System), pero surge una discrepancia para el NH_3 que se había considerado.

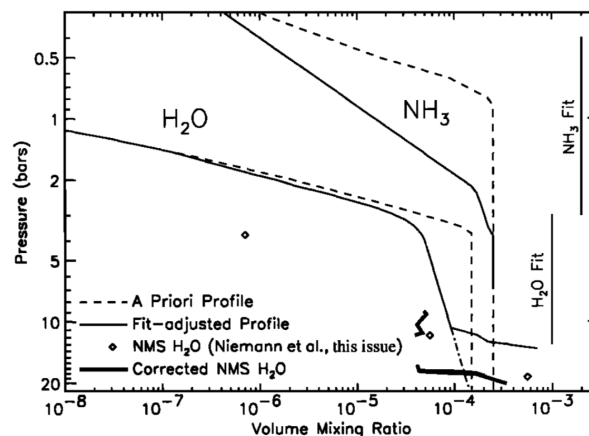


Figura 3.6: Modelo de la estructura atmosférica que mejor encaja con los datos del NFR (Sromovsky et al., 1998)

Los datos de los que se dispone acerca del NH_3 obtenidos por medio de la inmersión de la nave Galileo en la atmósfera de Júpiter suponen aún hoy una gran confusión para los científicos. Esto se debe a que la nave descendió por una región de Hot Spot, que como hemos visto soporta sobre sí una abundancia mucho menor de

compuestos volátiles y nubes en general; es por ello que no se logró un perfil de densidades concluyente del NH_3 (Irwin, 2009). Por lo tanto, a partir de este momento se tomará como referencia el perfil vertical del NH_3 que cuenta con mayor respaldo en la Figura 3.5, mientras que se da por buena la distribución propuesta del H_2O en la Figura 3.6. Agrupando los resultados que se han ido presentando, la estructura de las nubes de la troposfera se aproximaría a la propuesta por (West et al., 2004).

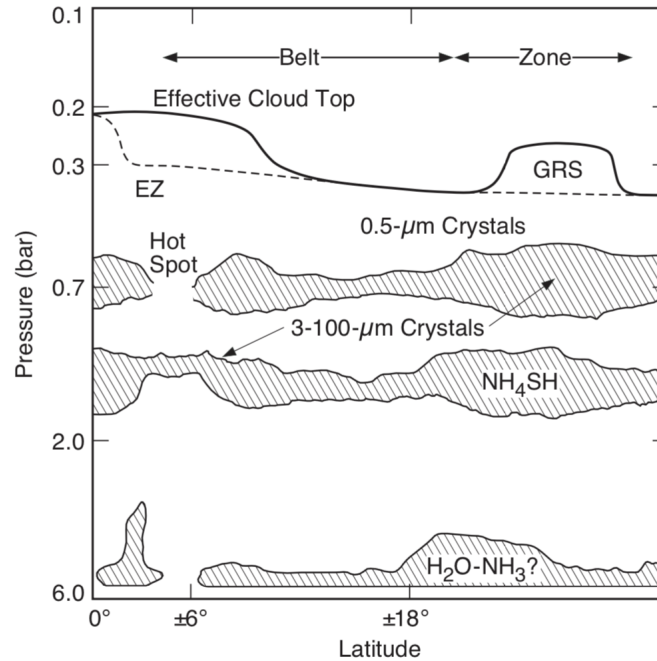


Figura 3.7: Posible estructura de la troposfera de Júpiter (West et al., 2004)

No nos interesan especialmente las inhomogeneidades que se dan a lo largo de las diferentes latitudes, sino la situación aproximada y la ubicación vertical global de las bases de las nubes, dado que estudiaremos el espectro global de Júpiter, sin escudriñar sus diferentes latitudes. En este contexto, se observa una nube de NH_3 a unos 0.7 bar, en promedio, que encaja en el modelo propuesto en la Figura 3.3. De la misma forma, se sugiere la existencia de una nube de NH_4SH cerca de 1.4 bar y otra nube a 6 bar de presión. Aunque con cierta incertidumbre en cuanto a su composición, se ha visto que se trata posiblemente de agua. Se baraja la posibilidad de que la nube de NH_4SH sea de cristales de hielo de ese compuesto en una solución acuosa. Las partículas de hielo de H_2O predichas se han podido detectar a lo largo de aproximadamente el 1 % del planeta (Simon-Miller et al., 2000). Tal y como se ha razonado anteriormente, la dinámica vertical de la atmósfera será intensa en la región de las Hot Spots, donde vemos que las nubes son mucho menos densas o inexistentes.

4 Metodología y resultados

En esta sección van a abordarse múltiples aspectos de la atmósfera joviana tales como los efectos de los gases y aerosoles más abundantes sobre la radiación, incluyendo la influencia de éstos últimos en el modelo de RT, la modelización los aerosoles que podrían tener cabida en Júpiter o la distribución vertical de las diferentes capas de la troposfera superior y estratosfera. Para ello, se ha utilizado un código de RT desarrollado por (Edwards, 1992; Villanueva et al., 2018) (PUMAS) e implementado por el programa llamado Planetary Spectrum Generator (PSG) de la NASA. Éste cuenta con una gran base de datos que caracteriza astros de todo tipo y genera sus espectros de reflectividad. Se aportarán inicialmente las observaciones en las que nos hemos apoyado para valorar la corrección, cualitativamente hablando, de los espectros que se han ido generando en PSG. Posteriormente, se presentará al lector la estructura del programa mencionado. Después, con la inestimable ayuda de elementos visuales, serán expuestos los conocimientos adquiridos fruto del trabajo desempeñado para finalmente exhibir el espectro que más se ajusta a nuestras referencias observacionales.

4.1. Observaciones de partida

En múltiples ramas de la ciencia, se habla de problema directo cuando una serie de parámetros determinan la respuesta de un sistema físico, modelizado según diversas leyes y ecuaciones. El problema inverso, en cambio, lo encontramos cuando conocemos la respuesta del sistema (normalmente en base a observaciones) y tratamos de obtener los parámetros que la provocan, asumiendo un modelo físico. Esta inversión no siempre tiene respuesta única y está enormemente condicionada por la no linealidad de las ecuaciones que representan al sistema, así como por la incertidumbre de los datos. En nuestro caso partiremos de unas medidas experimentales del espectro visible e infrarrojo cercano de Júpiter (por debajo de 1 micra) tomadas de (Karkoschka, 1998) y por el instrumento CARMENES¹. En este trabajo se ha empezado ajustando los espectros obtenidos en PSG a la primera de estas fuentes, que nos ha ayudado a comparar las bandas de absorción del metano en el espectro de Júpiter. Es entonces cuando se ha decidido contrastar los resultados con otra fuente como el instrumento CARMENES de Calar Alto (Almería).

4.1.1. Medidas de Karkoschka

Karkoschka midió el espectro de radiación de Júpiter por debajo de 1 μm (resolución: 1 nm) en observaciones llevadas a cabo en el European Southern Observatory (Chile) durante 4 noches (del 6 al 10 de Julio) en 1995. Propuso los valores del coeficiente de absorción del metano, elemento frente al que más sucumbe el espectro de Júpiter en el rango espectral en el que estamos interesados. Se han representado en Python las tablas de datos a las que llegó a partir de sus estudios y ha resultado lo siguiente:

¹<https://carmenes.caha.es/ext/instrument/index.html>

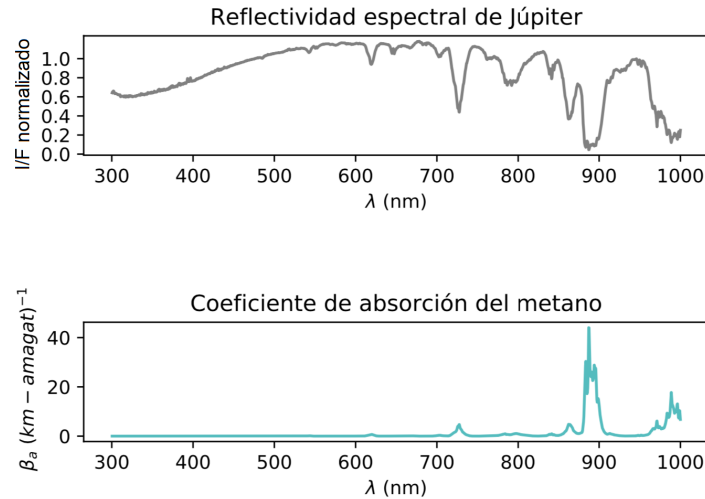


Figura 4.1 : Arriba el espectro de radiación de Júpiter normalizado en la región del visible y del infrarrojo cercana; abajo el coeficiente de absorción del metano en el mismo rango de longitudes de onda

Se han representado ambas a la vez para que se discierna con facilidad el efecto de la absorción del metano sobre el espectro de Júpiter, aunque hay mínimos locales de reflectividad que no son evidentes con el β_a en esas unidades. Vemos que este compuesto produce fuertes bandas de absorción en el espectro poco antes de los 900nm y de la micra. Uno de los primeros objetivos ha sido, por tanto, emular estas regiones mediante las herramientas que el PSG pone a nuestra disposición, y que se verán en el próximo apartado. Aunque este espectro es ya antiguo, sigue siendo una referencia para la calibración de imágenes de Júpiter.

4.1.2. Instrumento CARMENES

CARMENES (Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Échelle Spectrographs) por su parte es un instrumento compuesto por dos espectrógrafos que abarca el rango de longitudes de onda comprendido entre 0.52 y 1.71 μm con gran resolución ($R = 80000 - 100000$). El propósito de éste es intentar detectar planetas poco masivos en las zonas habitables de 300 estrellas de tipo tardío de la secuencia principal. En nuestro caso, se utilizará para cotejar el espectro que tengamos de Júpiter. Su principal cometido no es estudiar este planeta, por lo que no creemos que deba ser nuestra referencia principal. Las imágenes fueron tomadas el 18 de Noviembre de 2015 durante la campaña de pruebas del instrumento y se obtuvo lo siguiente:

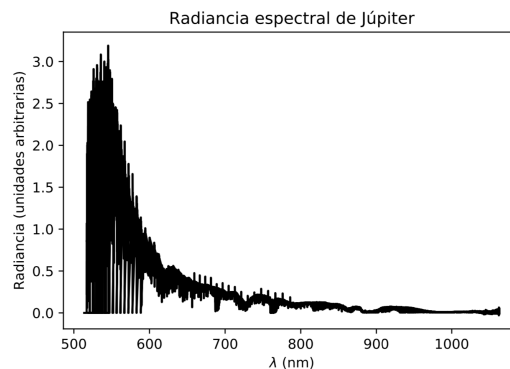


Figura 4.2: Radiancia espectral de Júpiter obtenida por el instrumento CARMENES (sin normalizar). Los datos no están calibrados en flujo

Tal y como anticipa su nombre, CARMENES es esencialmente útil para estudiar el infrarrojo cercano. En el caso de Júpiter dificultará el trabajo con longitudes de onda por debajo de 800 nm en PSG. El espectro de

CARMENES no está calibrado en radiancia, y por ello, nos conviene estudiar la región con bandas de absorción más intensas, normalizando el pseudo-continuo en un punto intermedio de las dos bandas arriba mencionadas (cerca de $\lambda = 938nm$). El espectro de Karkoschka es una buena referencia para todo el rango visible e infrarrojo, mientras que el de CARMENES servirá para reafirmar o refutar los resultados y valorar la precisión de nuestro espectro en una zona crucial para el caso joviano. Por otro lado, la Figura 4.2 es bastante representativa de que Júpiter refleja la radiación solar y por tanto el espectro encaja con el de emisión de cuerpo negro al que se aproxima el Sol. Además, en esta figura no se muestra la región del color azul debido a ciertos colorantes que se piensa que hay en Júpiter y que propician una medida desconcertante en dicha porción. Normalizando entorno a los 938 nm y aislando el fragmento de la Figura 4.2 que será trascendental para nuestro trabajo, se obtiene la Figura 4.3:

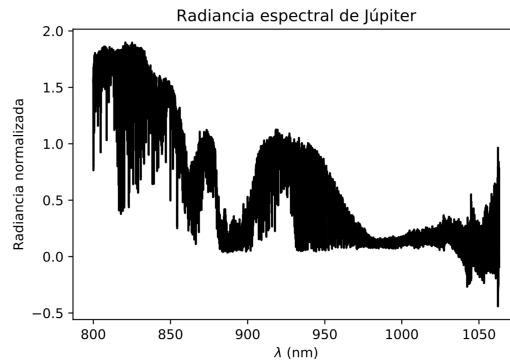


Figura 4.3: Radiancia espectral de Júpiter obtenida por CARMENES en el infrarrojo cercano

Cabe destacar que estos espectros probablemente carecen de exposición suficiente para $\lambda > 950$ nm donde el espectro está dominado por el ruido. Hasta ahora se han insertado los títulos en las gráficas para evitar la confusión entre albedo geométrico y radiancia, pero se omitirán en lo sucesivo. A partir de aquí, nos hemos dedicado a recrear las bandas de absorción de la mejor forma posible, incluso aventurándonos a obtener aquellas que se ven en el espectro de Karkoschka por debajo de los 800 nm.

4.2. Metodología

Como ya se ha adelantado, en este trabajo se ha empleado el programa Planetary Spectrum Generator (PSG), desarrollado por el Goddard Space Flight Center de NASA, con el fin de obtener la caracterización más completa posible de la atmósfera de Júpiter a partir de la radiación reflejada por éste. Los conceptos y aproximaciones con los que trabaja el PSG para generar el espectro del planeta se han expuesto en el Capítulo 2. La validez de estas aproximaciones también está argumentada en dicho apartado, como por ejemplo la de atmósfera plano-paralela, despreciar las emisiones en determinadas longitudes de onda o considerar semiesféricas las partículas. De esta forma, lo único que falta es exponer la apariencia que tendrá el programa. Para ello se han tomado capturas de pantalla del PSG cuando se introduce Júpiter como blanco de estudio:

The figure displays four panels (a, b, c, d) from the Planetary Spectrum Generator (PSG) interface:

- (a) Target and geometry parameters:** Shows the configuration for Júpiter. Key parameters include:
 - Target: J1224b for date 12018/09/15 12:54 UT, geometry: Observatory from 12.9500 pc.
 - Surface pressure: 1.0 bar; Molecular weight: 2.36 g/mol; Atmospheric profile: Parmentier 2015; Kempton_1xSolar_cond; Gases: H₂, He, H₂O, CH₄; Surface temperature: 888.1 K; Albedo: 0.154; Emissivity: 0.836.
 - Instrument parameters: Wavelength range 0.4-20 μm with a resolution of 200 RP; Molecular radiative-transfer enabled; Continuum flux module enabled.
- (b) Properties of the atmosphere and the surface:** Shows the atmospheric composition table:

Gas	Type	Abundance
H ₂	HITRAN	100 %
He	HITRAN	15.7 %
H ₂ O	HITRAN	1 scaler
NH ₃	HITRAN	1 scaler
CH ₄	HITRAN	1 scaler
C ₂ H ₆	HITRAN	1 scaler
C ₂ H ₂	HITRAN	1 scaler
C ₂ H ₄	HITRAN	1 scaler
- (c) Atmospheric scattering aerosols and vertical profiles:**
 - Aerosols:** Includes Ammonia (radius 10 μm) and Waterice (radius 1 μm).
 - Vertical profile with 50 layers:**

Column	Col mass	C ₂ H ₂	C ₂ H ₄
9.495e-30 m ⁻²	4.095e-4 kg/m ²	0.151 ppb	2.025 ppt
C ₂ H ₆ 21.068 ppb	CH ₄ 0.195 %	H ₂ O 732.455 ppm	NH ₃ 735.741 ppm
Waterice 0.338 %	NH ₄ SH 33.368 ppm	Ammonia 130.199 ppm	
- (d) Instrument parameters:** Shows the telescope configuration:
 - Frequency/wavelength range: 0.6 to 1.053 μm
 - Resolution: 10000; Resolving power: [auto]
 - Telescope: Single dish; Diameter (m, effective): 6.5
 - Beam FWHM: 1 arcsec

Figura 4.4: (a) En la parte de arriba se observa la consola del PSG que nos muestra la forma de introducir un archivo de configuración y las 3 áreas en las que podemos interceder para obtener diferentes espectros de Júpiter. En la parte de abajo tenemos el primero de estos grupos donde se ha seleccionado Júpiter como objetivo. (b) Abundancia predeterminada de los gases en la atmósfera de Júpiter. (c) Arriba aparecen los aerosoles; abajo, el perfil vertical de presión frente a temperatura y de abundancias de los compuestos presentes en la atmósfera de Júpiter. Se omite una parte correspondiente a la superficie. (d) Parámetros instrumentales. En este caso se han modificado un poco los valores preestablecidos para obtener un espectro de partida en el rango de longitudes de onda y en las unidades que nos interesa

En ellas se puede ver la cantidad de parámetros que es posible variar de cara a obtener un espectro adecuado, que están agrupados en 3 aspectos: “Objetivo y geometría”, “Atmósfera y superficie” y “Parámetros del instrumento”. En el caso de Júpiter podemos obviar los parámetros de su superficie porque al ser un planeta gaseoso no tiene sentido pensar en una superficie. En un inicio y con los valores predeterminados mostrados en la Figura 4.4, el programa devuelve el siguiente resultado:

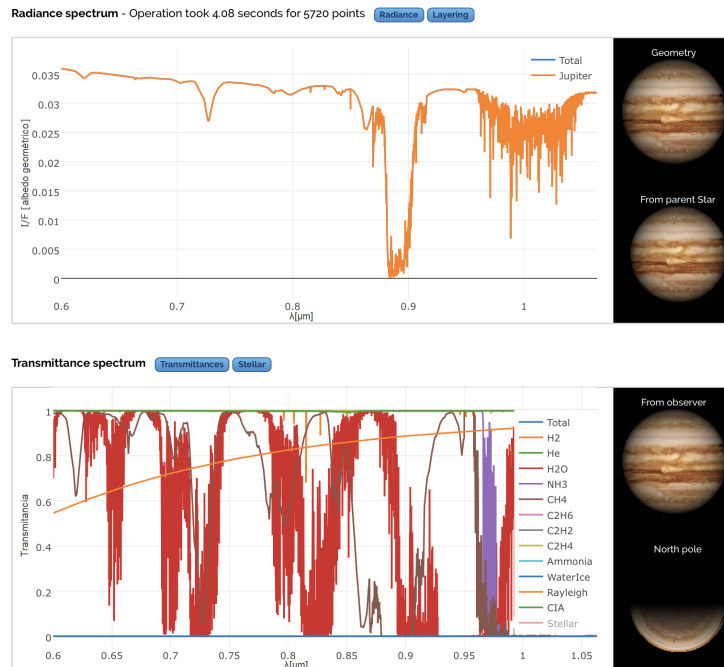


Figura 4.5: En la parte superior de la imagen se encuentra el punto de partida del espectro de Júpiter en PSG, sin modificar los parámetros predeterminados. En la parte inferior se representa la transmitancia de los compuestos

La irradiancia de la Figura 4.5 será nuestro punto de partida en PSG. A partir de este espectro debemos establecer en el programa un modelo de atmósfera que nos permita explicar y reproducir las observaciones de las Figuras 4.1 y 4.3. Debajo están representadas las transmitancias de los diferentes gases. Vemos que los más influyentes en estas longitudes de onda serán el NH_3 , el H_2O y por supuesto el CH_4 . Nótese que estos compuestos gaseosos cumplirán la relación expuesta en la Ecuación 2.6. Más adelante se desglosarán los términos cuya contribución es primordial. Nótese que este espectro "predeterminado" muestra diferencias importantes con las Figuras 4.1 y 4.3 que nosotros intentaremos subsanar.

Por último, el programa permite guardar ficheros de configuración con los diferentes parámetros que se hayan implementado a placer por el usuario, es así como se ha podido trabajar hacia delante y hacia atrás sin preocuparnos de perder los progresos. Además, el programa también otorga la opción de guardar un archivo de texto que contiene la información necesaria para representar por cuenta propia la radiación reflejada por Júpiter y así poder compararla de forma sencilla con nuestras fuentes. Por consiguiente, el procedimiento a seguir será ajustar convenientemente los parámetros de los que se dispone en PSG, para después comparar el espectro generado por el programa con nuestros datos de referencia. Para ello utilizaremos Python, que es un lenguaje de programación muy versátil que se enseña en el primer curso del grado en Física y que es uno de los más invocados en el ámbito de la astrofísica. Cabe destacar que el propio PSG posee un módulo de inversión con la posibilidad de programar una interfaz en Python (que enviará nuestros modelos al servidor de cálculo de NASA). Sin embargo, en este proyecto hemos optado por un trabajo más artesanal que nos permita comprender mejor el funcionamiento del modelo y de la propia atmósfera de Júpiter.

4.3. Modelos y resultados

El PSG utiliza como fuentes bibliográficas artículos muy detallados acerca de los gases que componen la atmósfera de Júpiter (Moses et al., 2005; Reuter et al., 2007; Sánchez-Lavega and Heimpel, 2018) y por tanto sería absurdo intentar mejorar la descripción preestablecida. A lo sumo se podría considerar cambiar el tipo de descripción de algunos gases, y se ha hecho por conveniencia, para que sus coeficientes de absorción estén definidos adecuadamente para las longitudes de onda menores que 800 nm.

4.3.1. Coeficientes de absorción del metano

En PSG sólo se dispone de una forma fructífera de especificar el coeficiente de absorción del metano en esta región. A continuación se va a proceder a mostrar cómo es el coeficiente que nos ha dado tantos problemas (Type: HIT6, para el metano) y el que finalmente se eligió en PSG (Type: EXO[CH4]):

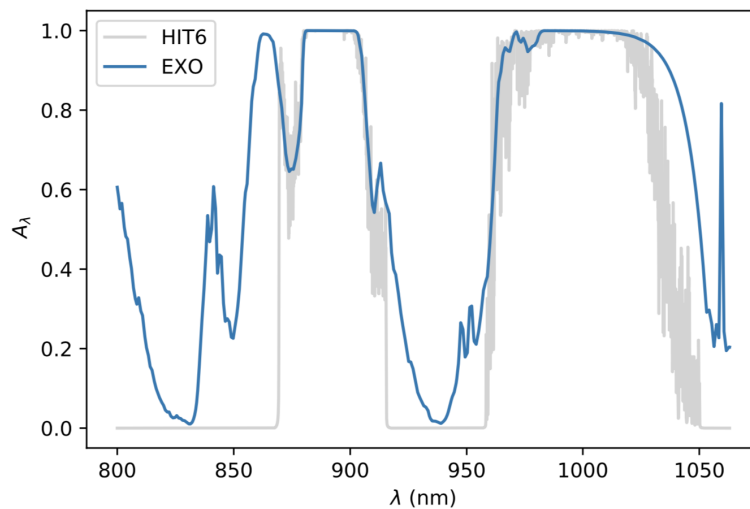


Figura 4.6: Diferentes coeficientes de absorción para el metano tipificados en PSG

Para hacer esta representación hemos requerido que el CH_4 satisfaga la Ecuación 2.6, teniendo entonces que $A_\lambda = 1 - T_\lambda$ donde la transmitancia nos la da directamente el PSG. Se ha representado en un color claro el coeficiente asociado al tipo de metano HIT6 anticipando que será menos indicado, puesto que en muchas longitudes de onda su valor es nulo. Por lo que se ha podido comprobar, parece que el PSG ha solucionado parcialmente este problema, aunque la descripción de EXO sigue siendo más adecuada. En cualquier caso, esto implica que nuestro punto de inicio del trabajo fue mucho más primario que el que se muestra actualmente en la Figura 4.5, que se ha generado una vez estaba implementado un coeficiente de absorción más razonable por el propio programa. Para el resto de gases nada cambia si se introduce el tipo EXO, por lo que los dejaremos como están.

4.3.2. Principales compuestos gaseosos de Júpiter

Sólo el H_2 y el He son lo suficientemente abundantes en Júpiter como para dar lugar a un fenómeno de scattering de Rayleigh. El resto de los gases se limitarán a absorber una porción de la radiación incidente a menos que su transmitancia sea 1 (se están despreciando las emisiones). Valiéndonos de la gráfica de transmitancia que provee el PSG, podemos ver qué gases de la atmósfera de Júpiter absorben en el rango del espectro en el que nos estamos fijando (de momento sólo se ha variado el “tipo” del metano):

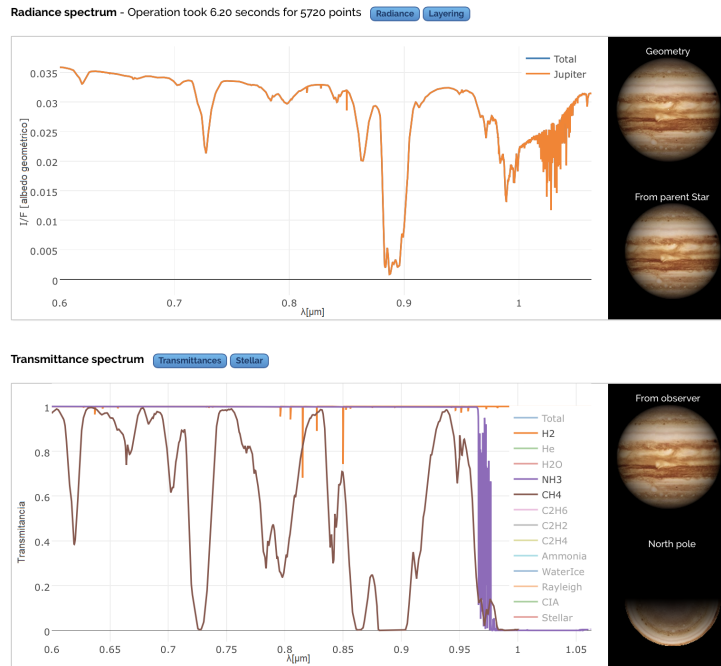


Figura 4.7: (arriba) Espectro generado con el Metano EXO. (abajo) Gases de la atmósfera de Júpiter que intervienen en la absorción de la región espectroscópica de interés

Los gases relevantes a la hora de explicar los procesos de absorción en la atmósfera de Júpiter serán: el CH_4 principalmente, como ya venimos contando; el H_2O que se puede ver en rojo en la Figura 4.5; y en menor medida el NH_3 y el H_2 , que ya anticipábamos en la Sección 3.1 que se podía determinar su abundancia espectroscópicamente. En la Figura 4.7 se ha prescindido de enseñar todos los elementos que no tienen absorción en las longitudes de onda estudiadas y del H_2O por dificultar la visión del resto de compuestos notables en dicho aspecto. A continuación, vamos a enfatizar en la distribución vertical del H_2O , CH_4 , NH_3 y NH_4SH para constatar que el modelo empleado por el PSG casa con nuestro “state of the art” del Capítulo 3:

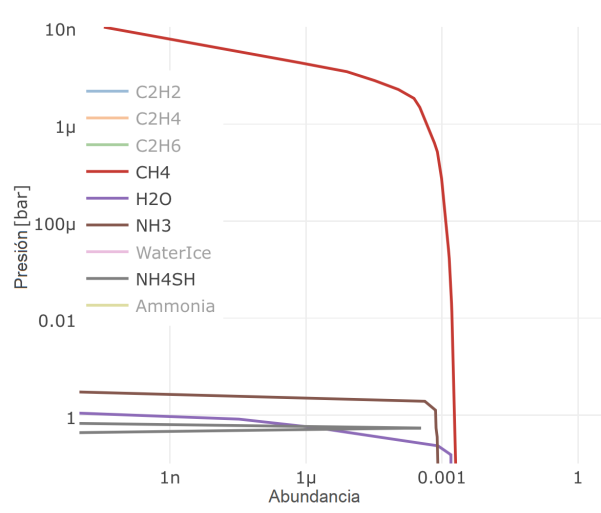


Figura 4.8: Distribución vertical de los compuestos más importantes de la atmósfera de Júpiter. Tanto la altura a la que se encuentran como su abundancia están representadas en esta gráfica, al igual que ocurría en la Sección 3.2

Como se ha anticipado en la Sección 3.2, entre 1.4 y 1.8 bar se formaría una nube de NH_4SH , y la caracterización del resto de la distribución vertical encaja perfectamente con la de la Figura 3.6 de nuestro texto. El perfil vertical

presentado por (West et al., 2004) es compatible, como no podía ser de otra manera, con el de la Figura 4.8, lo que indica que es sensato comprobar qué ocurre si se introducen el resto de capas propuestas en el Capítulo 3. Nuestro trabajo radica ahora en mejorar la descripción de los aerosoles que el PSG toma en cuenta por defecto y en añadir las nieblas que se han detallado en dicho capítulo. Hasta este momento, la mayoría de bandas de absorción de los espectros advertidos por Karkoschka y por CARMENES son en comparación poco intensas (algunas inexistentes) en el de la Figura 4.7, aquí es donde se nos presenta el ulterior desafío.

4.3.3. Aerosoles: cristales de hielo

Basándonos en una de las conclusiones del apartado referente al tamaño de las partículas y en la Figura 3.7 vamos a ver qué pasa si se considera que el radio efectivo de los cristales de hielo es de $10 \mu m$, al igual que las partículas de hielo de NH_3 (Ammonia) y teniendo presente que en la región de formación del hielo se pueden esperar cristales de entre 3 y $100 \mu m$. Se comprueba que en el PSG no hay diferencia apreciable si se establece que el tamaño del hielo de agua (WaterIce) es 1 micra o 10 . Esto entra en conflicto con nuestro segundo capítulo, donde vimos que el scattering de Mie es fuertemente dependiente del tamaño de las partículas involucradas. La única explicación “reconfortante” consistiría por lo tanto en que la concentración de WaterIce sea tan reducida que no esté afectando en absoluto a la radiación reflejada por la atmósfera de Júpiter o, en su defecto, que la contribución del hielo se vea oscurecida por algún otro aspecto. Se ha eliminado el WaterIce en el PSG, basándonos en el párrafo final de la Subsección 3.2.3 que menciona que los cristales de hielo son poco abundantes en Júpiter, y no se distingue ninguna alteración en el espectro:

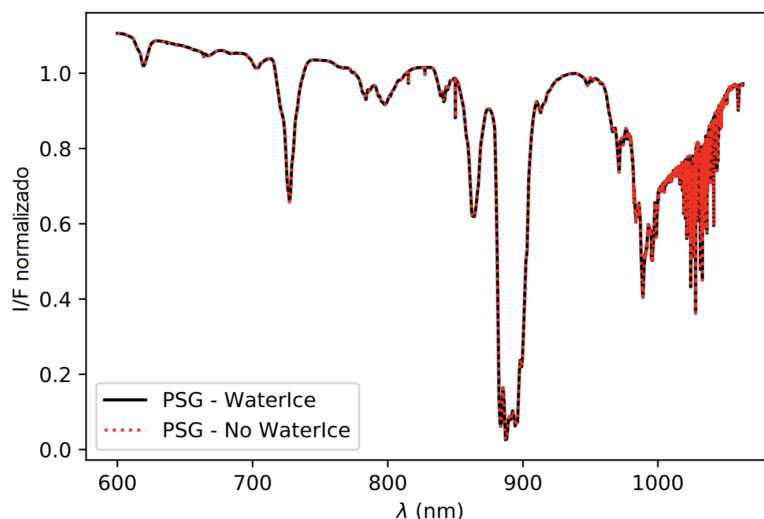


Figura 4.9: Comparación del espectro de Júpiter con y sin considerar el hielo de agua

Por lo tanto, a pesar de que el hielo de agua figura en PSG de forma predeterminada, no parece tener ningún tipo de influencia en la parte del espectro que es de nuestra incumbencia. La Figura 4.9 es prueba de ello. Entonces, uno podría asumir que si no tienen influencia en el espectro no podremos concluir nada acerca de sus características. Sin embargo, esto contrasta con el resultado que se presentará al final donde el hielo sí marca la diferencia. No se trata de una paradoja, sino que la abundancia no es el problema. En realidad, el espesor óptico por encima de la nube de agua es tan alto que esta capa ya no afecta a la radiación reflejada en estas longitudes de onda. El siguiente paso va a consistir en prescindir de una parte de las partículas de Ammonia que establece el PSG; concretamente vamos a reducir la proporción de este aerosol de 130 ppm (partículas por millón) a 21 ppm concentrándolas en la zona de 0.7 a 1 bar. En esta nueva situación, el hielo de agua sí será influyente por dos motivos: al dispersarse menos radiación debido a los cristales de amoníaco (porque hay menos), incidirá una mayor cantidad de ésta sobre los cristales de hielo; además, algunos de ellos, residirán en la región del amoníaco helado, no quedando ahora tan tapados por esta capa. Es decir, se ha reducido el espesor óptico de la atmósfera por encima de la nube de agua consiguiendo que el espectro sea sensible a ella. Para entender esto basta con contemplar la nueva distribución vertical relativa de los aerosoles en la Figura 4.10 (b):

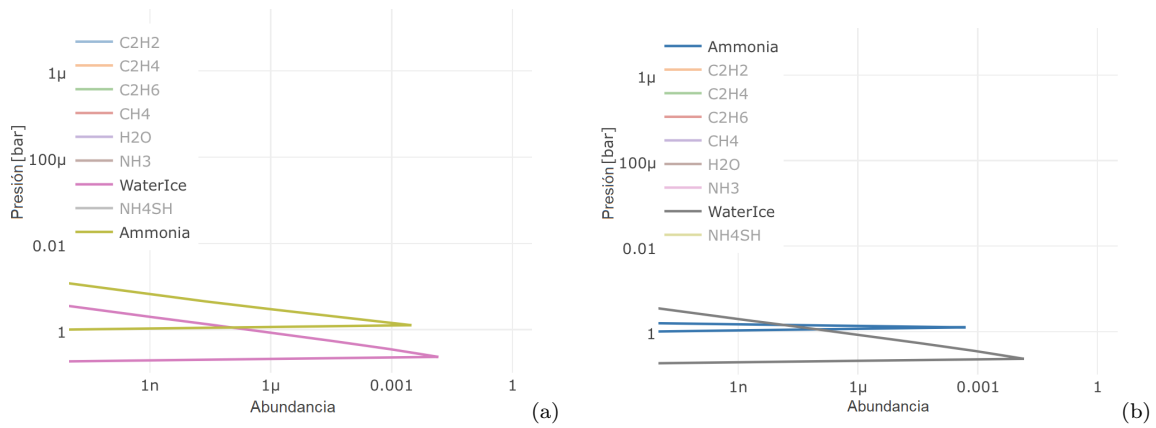


Figura 4.10: (a) Distribución vertical relativa de los aerosoles predeterminada en el PSG. (b) Distribución vertical relativa a los dos aerosoles de Júpiter con la que se ha resuelto el problema que hacía insignificante la presencia del hielo en el modelo del PSG

Con las nuevas especificaciones para los cristales de amoníaco, se consigue generar en el espectro del PSG la banda de absorción del metano que ronda la micra, amén de un encaje casi perfecto entre el resto de bandas de absorción y las del espectro de Karkoschka (para longitudes de onda mayores que 600 nm). Ha sido vital reducir la opacidad de la capa formada por los cristales de amoníaco para que la radiación tenga ocasión de acceder a las regiones inferiores donde se seguirán absorbiendo ciertas longitudes de onda. Volviendo a prestar atención al tamaño que estableceremos para las partículas de hielo, se ha representado el nuevo espectro para un tamaño de los cristales de amoníaco de 10 μm (West et al., 2004) y para WaterIce de 1 y 10 micras:

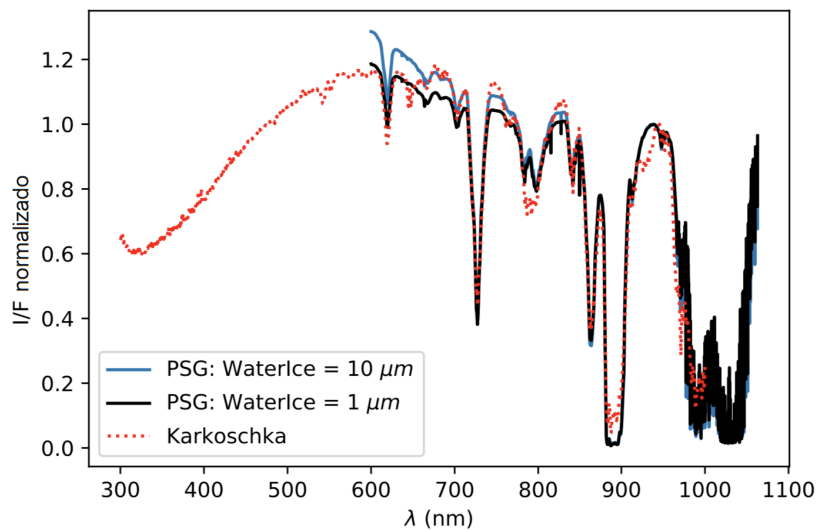


Figura 4.11: Espectros normalizados de Karkoschka y del PSG con el tamaño de 10 micras para los cristales de amoníaco y 1 y 10 micras para el hielo

La Figura 4.11 muestra que hay un gran acuerdo entre los espectros generados en PSG y la referencia tomada de (Karkoschka, 1998). En particular, las longitudes de onda del continuo están mejor representadas por la función que se muestra en azul (para un tamaño efectivo de los cristales de hielo de 10 μm). Hasta ahora la medida en la Figura 4.11 es bastante buena a partir de los 600 nm, previo a ese valor se empieza a discernir la tendencia del espectro generado por el PSG a sufrir un alejamiento a causa de un compuesto cromóforo que absorbe en las longitudes de onda visibles cercanas al azul y que da un tono rojizo a Júpiter (West et al., 2004). La escala quedaría muy desproporcionada si tomamos los valores de los espectros en PSG hasta los 300 nm, pero la idea sería la siguiente:

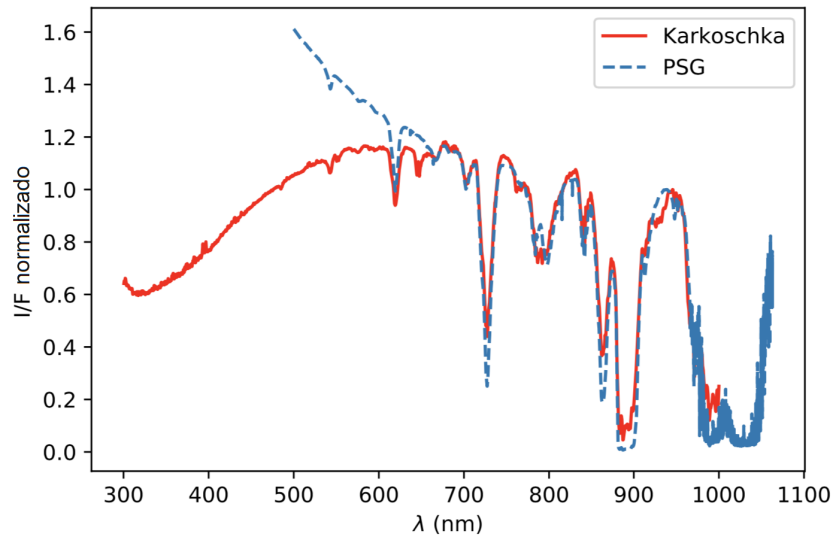


Figura 4.12: Tendencia del espectro del PSG en la región del azul

Algo más incuestionable es que el tamaño óptimo para los cristales de amoníaco es $10 \mu m$, tal y como se indicaba en la Subsección 3.2.2. Para demostrarlo se han representado los espectros para las 4 combinaciones a las que dan lugar los hielos de agua y amoníaco y los tamaños para cada uno de 1 y 10 micras:

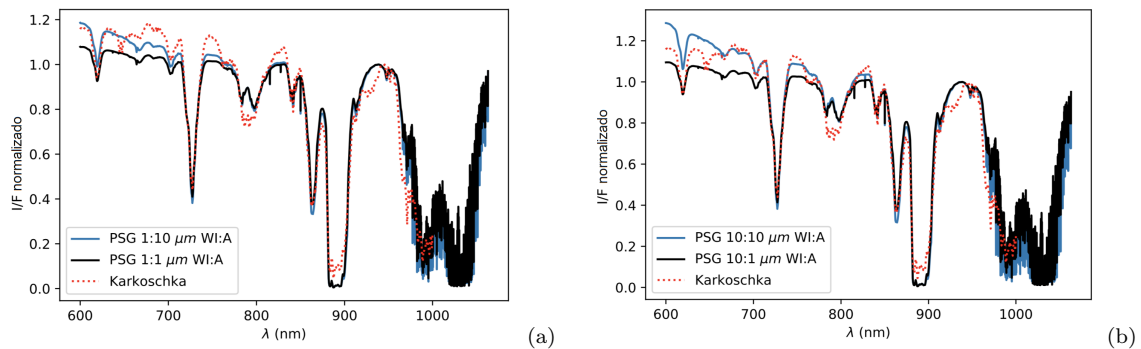


Figura 4.13: (a) Espectros de radiación reflejada por Júpiter. Los tamaños de las partículas para cada aerosol se indican en la leyenda. En azul y negro se representan los espectros generados en PSG (tamaño de las partículas de hielo de 1 micra), mientras que en rojo se representa el que sirve como referencia de Karkoschka. (b) Misma representación pero ahora el tamaño de las partículas de hielo será 10 micras

No cabe duda de que en ambos casos el tamaño del amoníaco interviene en el resultado, propiciando un valor del continuo más adecuado si se consideran 10 micras. Nos olvidaremos de este parámetro dejándolo siempre fijo en los $10 \mu m$.

Llegados a este punto, es de gran interés físico observar la transmitancia de ambos aerosoles. Por lo que se conoce acerca de Júpiter, no se espera que sus aerosoles sean muy absorbentes en el rango visible e infrarrojo cercano. En este contexto, la absorptividad sería nula en la Ecuación 2.5 dando lugar a que la transmitancia más la reflectividad sumen la unidad.

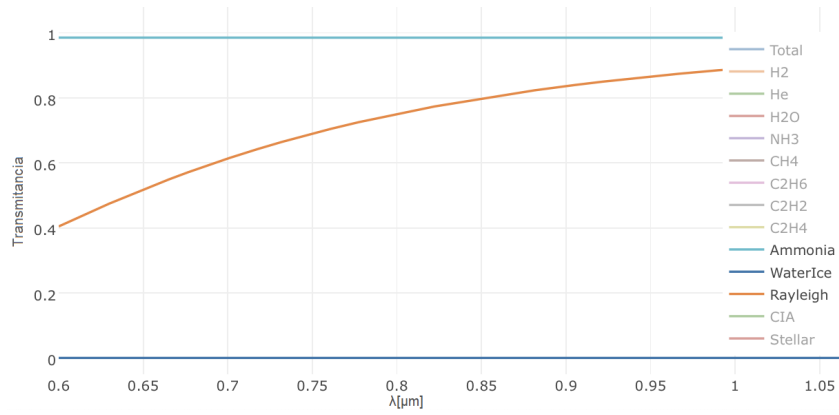


Figura 4.14: Transmittancia de los aerosoles tomada del PSG

Lo primero que se debe puntualizar es que los valores de estas transmittancias varían en función del tamaño que se asigne a las partículas de los aerosoles y del perfil de densidades de las mismas. Vemos que la necesidad que nos ha surgido de disminuir la concentración de cristales de amoníaco en la troposfera de Júpiter ha propiciado que la transmittancia de este aerosol haya tendido a 1 para el tamaño establecido. Sin embargo, las partículas de agua helada están dispersando por completo todos los haces de luz que inciden sobre ellas. También se puede observar cómo el PSG incluye la dispersión de Rayleigh, ocasionada por los gases de H_2 y He , que como nos propone la propia Ecuación 2.5, para una región en la que estos gases no absorben radiación, si se sigue el mismo argumento de la reducción de la ecuación que para los aerosoles, la reflectividad (intensidad del haz dispersado) será mayor cuanto más baja sea la longitud de onda del haz incidente. Este resultado está de acuerdo con la Ecuación 2.18.

Este es un buen momento para que entre en juego la segunda referencia espectral con la que vamos a maniobrar. A continuación se expone la comparación entre el espectro generado por el PSG con los parámetros actuales y el de nuestra segunda fuente (el instrumento CARMENES):

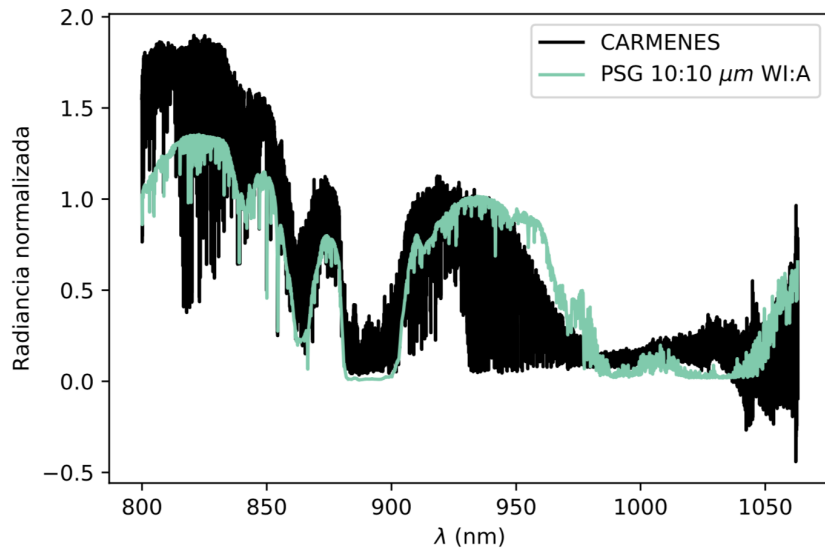


Figura 4.15: Radiancia espectral de Júpiter generada en PSG frente a las observaciones de CARMENES

El acuerdo entre ambos espectros es reconfortante, si bien es cierto que hay una banda de absorción en el espectro del PSG cuya pendiente es ligeramente distinta en la parte izquierda y además está desplazada (entorno a los 965 nm). Una posible explicación es que en Júpiter haya algún aerosol que absorba en esas longitudes de onda donde surge una pequeña discrepancia entre realidad y modelos. Acharcar esto a la omisión de algún gas en el modelo actual sería poco precavido por nuestra parte, ya que la composición gaseosa de las regiones altas de la

atmósfera de Júpiter se conoce con cierta precisión. No obstante, se desconoce la anchura de ciertas bandas en las condiciones extremas a las que están sometidos los compuestos en la atmósfera de Júpiter; ésta sería una explicación muy plausible. El PSG es una herramienta online de NASA que está en constante desarrollo, como se constata con la mejora que han introducido en lo concerniente a los coeficientes de absorción del metano; la determinación de la anchura de algunas bandas de absorción es aún una asignatura pendiente para los científicos y programadores de PSG (Villanueva et al., 2018). Otra opción que se baraja y por la que apostamos es que se deba a las absorciones inducidas por colisión (CIA) del hidrógeno, cuyos parámetros pueden no estar bien introducidos. Como se planteará en las conclusiones, quizá eso también se plasme en una pequeña discrepancia de nuestros espectros con el de Karkoschka entorno a 930 nm, en la esquina del pico de reflectividad que allí se encuentra. La Figura 4.15 muestra un espectro en PSG con un poder de resolución de 10000. El poder de resolución de CARMENES es de alrededor de 90000, pero éste excede el de la mayoría de bases de datos de absorciones y por lo tanto en este estudio la resolución se ha degradado.

4.3.4. Otros aerosoles: nieblas

Vamos a proceder a implementar en nuestro código de configuración algunas de las nieblas expuestas en la Subsección 3.2.2. Aun siendo complicado conseguir una aproximación más certera del espectro de Júpiter, la introducción de las nieblas en el problema hará que mejore nuestra comprensión acerca de la sensibilidad del espectro generado por el PSG y de la física del RT. Como ya se ha mencionado, en el caso de Júpiter no esperamos ningún aerosol que sea absorbente en el rango del espectro que se analiza en este proyecto, es por esto que las bandas de absorción se han conseguido ajustar ampliamente sin necesidad de introducir las nieblas. Sin embargo, en algún punto estamos dejando atrás una gran cantidad de radiación reflejada, y ésta podría recuperarse con la consideración de las nieblas, que no solo no absorberán radiación sino que además alimentarán el haz de radiación en nuestra dirección de observación. Nuestro trabajo consiste en implementar algunas nieblas propuestas en (West et al., 2004) preservando las bandas de absorción con las que se cuenta hasta ahora, con el fin de potenciar la reflectividad que devuelve el PSG (Actualmente: $I/F(938\text{ nm}) = 0.03$) y de estudiar los fenómenos físicos a los que dan lugar este tipo de aerosoles.

Tal y como se acredita en (West et al., 2004), se comienza estudiando el efecto de una niebla difusa entre 0.1 y 0.35 bar con un tamaño de partículas entre 0.01 y 0.05 μm . Para esta niebla de Júpiter, los dos candidatos aceptables que figuran en el PSG son: (1) “KHARE_TITAN_THOLINS_HRI [0.02-920.00um]” y (2) “RAMIREZ_TITAN_AEROSOL_HRI [0.20-1.00um]”. Ambos son aerosoles que se producen en la atmósfera de Titán debido a la interacción de los fotones ultravioleta del Sol con los compuestos orgánicos de las capas más altas de la atmósfera del satélite de Saturno; aunque no exactamente iguales, se piensa que pueden ser similares a los productos que es posible encontrar en la troposfera superior de Júpiter. Vamos a analizar las variaciones que presentará la configuración dibujada en azul de la Figura 4.13 (b) si se introducen estas dos nieblas con un tamaño de sus constituyentes de 0.03 micras:

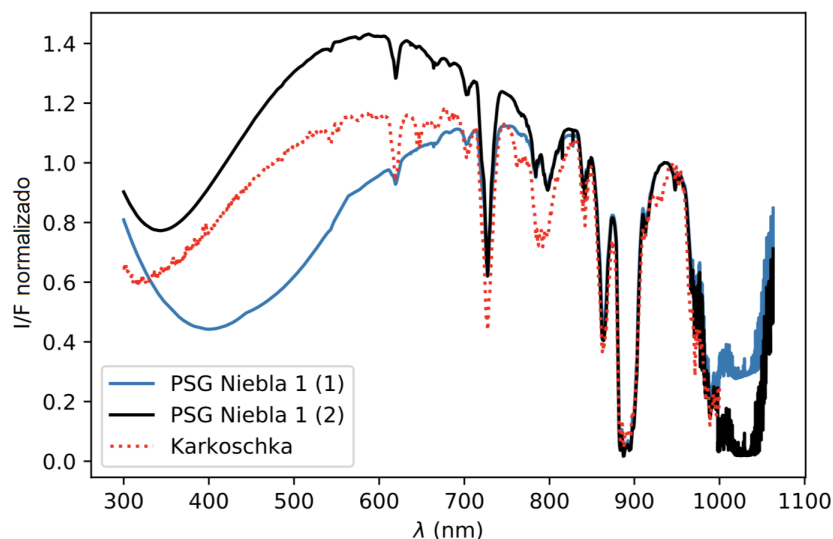


Figura 4.16: Espectro de radiación de Júpiter una vez considerada la primera niebla en sus dos formas plausibles

Esto nos presenta una novedad: Ahora el espectro generado en PSG describe lo que ocurre en la zona del azul. A consecuencia del tamaño que se ha asignado a estos aerosoles, tendremos una nueva fuente de dispersión de Rayleigh en la parte alta de la atmósfera, además del hidrógeno molecular y el helio, lo cual implica que cuando la radiación incidente atravesase esta niebla y se refleje en las capas inferiores volviendo otra vez a pasar por ella, ésta habrá provocado dos reducciones en la intensidad del haz por medio del scattering de Rayleigh. Además, estas partículas presentan una fuerte absorción en estas longitudes de onda, similar a la que esperamos del cromóforo. Por este motivo la radiación que observamos en la región del azul es inferior al de las situaciones anteriores, cuyo valor era desorbitado en proporción al resto del espectro. No obstante, no podemos ignorar que el continuo no está bien acoplado al de Karkoschka en ninguno de los dos casos. Más adelante trataremos de solventar este contratiempo.

Por otro lado, la otra niebla predominante que existiría en la troposfera de Júpiter según se indica en la Subsección 3.2.2 sería una niebla espesa entre 0.4 y 0.6 bar y cuyas partículas tienen un tamaño aproximado de 1 micra. Se ha seleccionado en PSG el aerosol “Cloud” que sólo está descrito de una forma. Una ventaja de esta consideración es que posteriormente facilitará la tarea de ensayar una configuración en el PSG con las dos nieblas al mismo tiempo. De otra forma es bastante peliagudo puesto que aunque en principio el PSG permita introducir dos nieblas (“Haze”), al insertar sus perfiles verticales ambas tendrán el mismo nombre y sólo una será tomada en cuenta. Por supuesto, se ha cotejado si la aproximación de esta segunda niebla a una nube es plausible. Para ello se ha comparado el espectro que tiene lugar bajo esta consideración y el que se genera estableciendo una niebla de tipo (1) con el mismo perfil vertical y tamaño de partículas de la nube. La diferencia en esta parte del espectro es mínima puesto que la principal aportación tanto de la niebla como de la nube se basa en que son buenos reflectores. Para ver la influencia de esta segunda niebla (la nube) sobre el que es nuestro mejor modelo de espectro hasta el momento (Figura 4.13 (b) en azul), se va a representar junto con ese y el de Karkoschka:

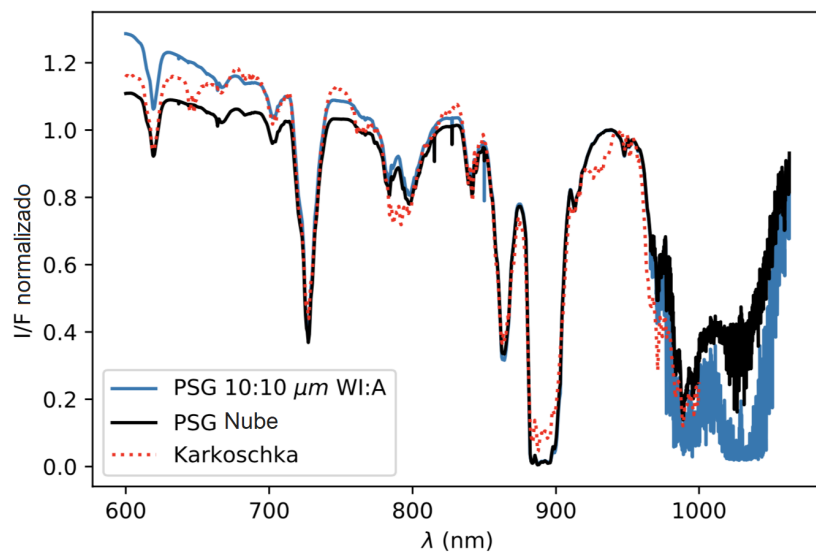


Figura 4.17: Espectro de radiación de Júpiter una vez considerada la nube

La primera apreciación que puede hacerse es que la proporción de radiación del continuo por debajo de 850 nm se reduce al implementar la nube, lo que inicialmente no resulta positivo y puede deberse al hecho de que en el scattering de Mie todas las longitudes de onda se dispersan casi por igual y en consecuencia el continuo sea más plano. La parte del continuo donde estamos normalizando para cotejar si las bandas de absorción del metano están descritas adecuadamente está entorno a los 938 nm, que es una posición estratégica por estar situada entre las dos bandas de absorción más intensas del metano en este rango espectral. La siguiente cuestión de interés para nosotros es que se ha duplicado la intensidad reflejada ($I/F(938 \text{ nm}) = 0.07$), aunque aún siga estando lejos de conciliarse con la realidad. En el apartado de conclusiones se indicará dónde se cree que está el error tras múltiples pruebas cuyos detalles no tienen cabida en este texto.

Contemplando la Figura 4.16 se anticipa que quizá uno pueda beneficiarse de los efectos que produce la nube para aunar el continuo de la primera niebla (tipo 2) con el del espectro de Karkoschka, ya que estamos interesados en que la proporción del primero descienda, al igual que ocurre con la introducción de la nube (Figura 4.17). Es el momento de implementar las dos nieblas principales y estudiar a qué tipo de espectro dan lugar:

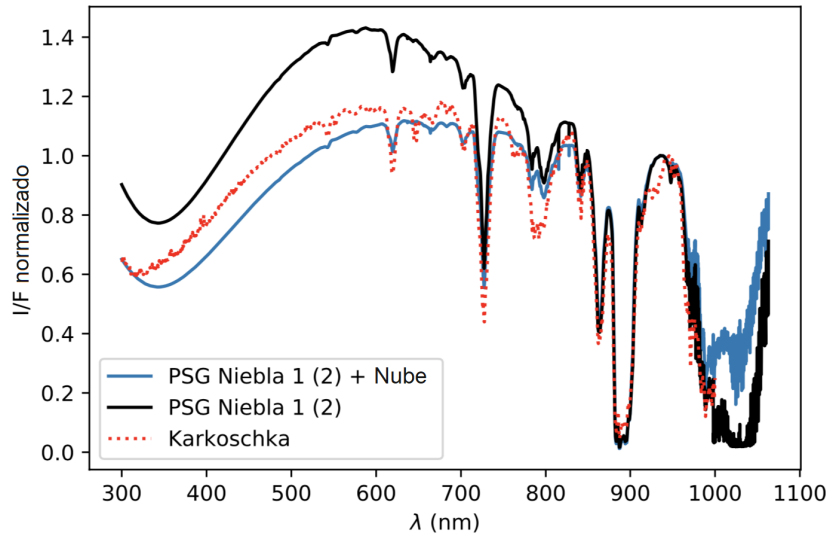


Figura 4.18: Variación del espectro de radiación de Júpiter en PSG una vez considerada la nube junto con la primera niebla del segundo tipo

El modelo de Júpiter dibujado en azul supone una gran conciliación con la realidad observada por Karkoschka. Es cierto que aún habría margen para afinar un poco más el ajuste, pero se puede hacer fácilmente probando tamaños de aerosoles ligeramente diferentes en cada caso o en su defecto variando la densidad del medio dispersivo, la primera niebla, que genera scattering de Rayleigh. Sin embargo, en nuestro caso se ha pretendido demostrar cómo partiendo de cero se puede llegar al espectro de Júpiter en todo su esplendor en el mínimo número de pasos. Nuestra meta ha sido alcanzada: se dispone de un modelo de RT y de atmósfera de Júpiter capaz de reproducir las bandas de absorción y el continuo del espectro de Júpiter en el rango visible e infrarrojo cercano. Contrastando el resultado proveniente de las configuraciones paramétricas que dan lugar a la Figura 4.18 con los datos de CARMENES, se obtiene lo siguiente:

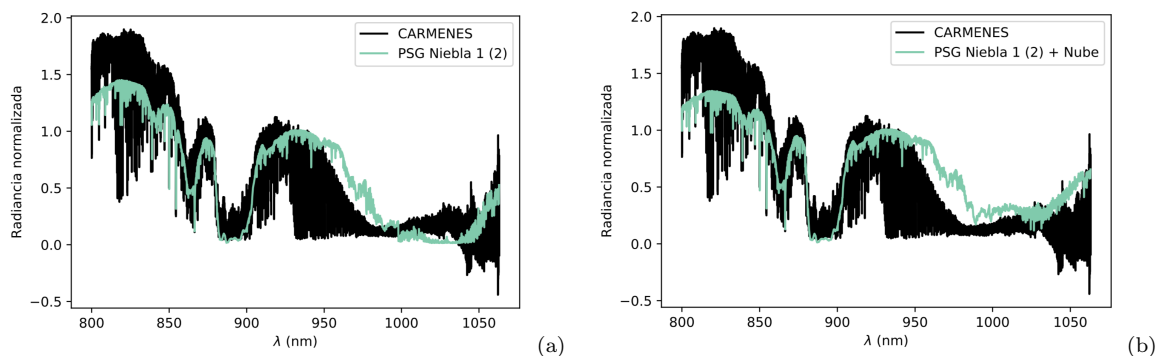


Figura 4.19: (a) Comparación del espectro de CARMENES con el del PSG hallado con la primera niebla (Tipo 2). (b) Lo mismo que (a) pero con las dos nieblas implementadas

Por un lado, el espectro del PSG de la Figura 4.19 (a) no es muy diferente al de la Figura 4.15, pero la pendiente de la parte izquierda de la banda donde teníamos problemas es ahora idéntica a la de las observaciones. Por otro lado, la introducción de la nube aumenta el error que se tenía inicialmente en esa región entre los 960 y 975 nm. Esto sucede porque la nube es un aerosol reflector y se opone a que la radiancia caiga tan abruptamente, parte de la radiación solar que recibe Júpiter se reflejará antes de toparse con el gas de CH_4 . Para poner punto

y final a esta sección se van a mostrar las transmitancias de todos los aerosoles involucrados en el modelo de atmósfera propuesto, donde se discierne lo que se acaba de explicar sobre la reflectividad de la nube:

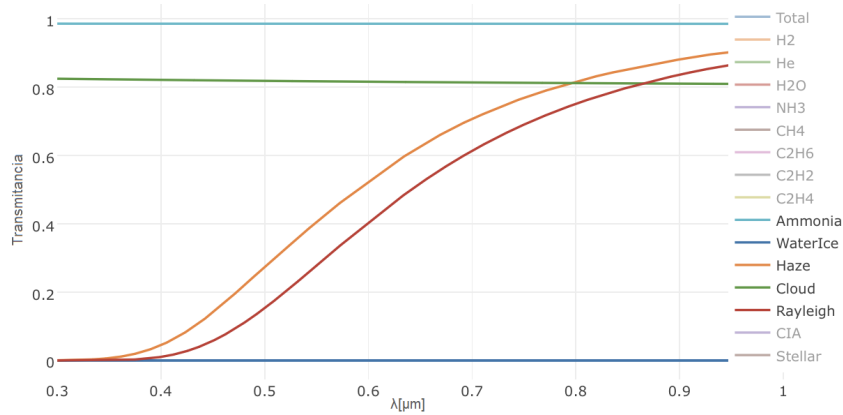
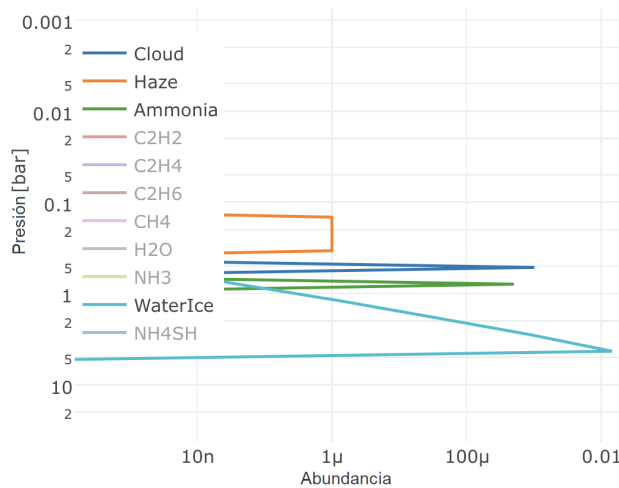


Figura 4.20: Transmitancia de todos los aerosoles en el modelo propuesto

Las transmitancias del Ammonia y WaterIce y el efecto del término de Rayleigh ya han sido comentadas tras la Figura 4.14. Además, como se ha venido diciendo, la primera niebla también generará scattering de Rayleigh debido al tamaño de sus partículas y es por esto que la forma de su transmitancia coincide con la del término correspondiente a ese proceso. Por último, se confirma que la nube tendrá una cierta reflectividad, que es prácticamente constante en todo este rango del espectro a causa de que la nube satisface las condiciones del scattering de Mie, donde la intensidad de radiación dispersada depende fuertemente del tamaño de las partículas del medio. Sin embargo, el hecho de que no sea estrictamente constante se asocia a que el parámetro de tamaño (x) que aparece en la Ecuación 2.20 es una relación entre el radio de las partículas y la longitud de onda del haz incidente (Ecuación 2.19). Por completitud se adjunta el perfil vertical y de densidades de los aerosoles tomado del PSG al hilo de lo que se ha ido alegando:



4.21: Perfil vertical de los aerosoles de nuestro modelo

Se cierra esta sección habiendo constatado que por medio de las herramientas proporcionadas en los Capítulos 2 y 3 de este proyecto se puede comprender y sacar partido al Planetary Spectrum Generator de NASA, y en consecuencia entender la física que hay detrás del transporte radiativo en las atmósferas planetarias.

5 Conclusiones

Las medidas fotométricas de un planeta nos permiten inferir las principales propiedades de su atmósfera superior por medio de un balance energético. El PSG ha sido una herramienta capital a la hora de dilucidar la conexión de ambos aspectos entre sí. Además, valiéndonos de una caracterización previa de las propiedades atmosféricas, se ha demostrado su corrección por medio del PSG, donde se ha podido reproducir cualitativamente el espectro de Júpiter en todo el rango visible e infrarrojo cercano. He demostrado que podemos mejorar sensiblemente el modelo por defecto propuesto por PSG, de acuerdo con las observaciones de las que disponemos.

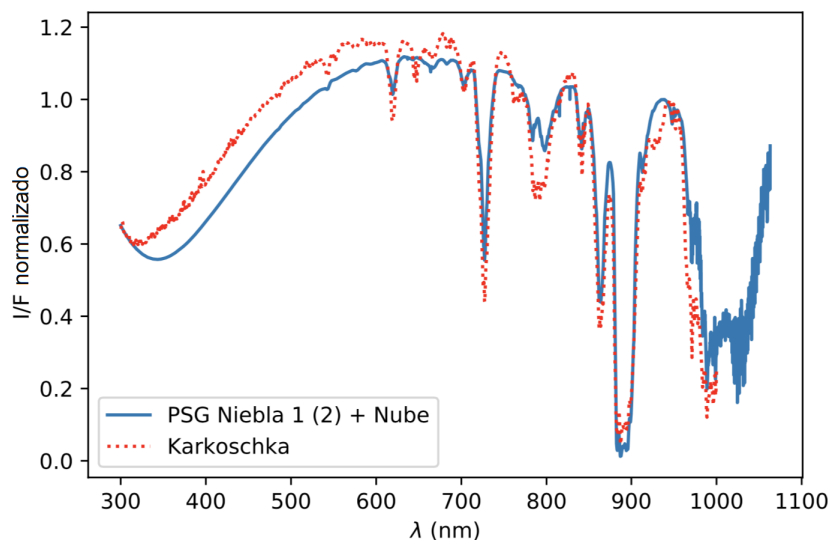


Figura 5.1: Mejor ajuste del espectro del PSG a nuestra referencia principal

En la Subsección 4.3.4 se han postulado algunas opciones para afinar aún más el espectro. Inicialmente no se esperaba poder ajustar el espectro en el rango de longitudes de onda del azul, ya que un cromóforo absorbente en las mismas reside en Júpiter y dota al planeta de una tonalidad rojiza. Dado que este constituyente es todavía desconocido, no se contaba con poder definir bien el espectro del PSG en las longitudes de onda mencionadas. No obstante, el programa es una herramienta más a disposición de las hipótesis. En efecto, un aerosol presente en Titán se postula como uno de los candidatos a ser ese cromóforo de Júpiter, o al menos a ser similar a él. Esto concuerda con la modelización planteada (ver Subsección 4.3.4) para la obtención del resultado final expuesto anteriormente. En este caso el PSG puede ayudar a los investigadores a corroborar la hipótesis barajada, siendo por tanto indiscutible el rédito científico del programa. En la misma línea, nuevas oportunidades de ampliar el conocimiento emanan de discrepancias entre el espectro del PSG y nuestras referencias. Éstas serán señaladas en cada una de las gráficas:

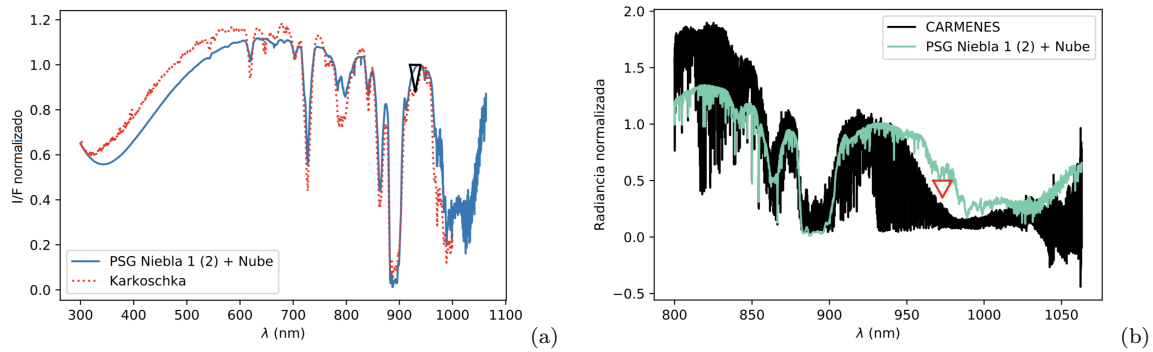


Figura 5.2: Indicación de una discrepancia en nuestro espectro (PSG) respecto de las observaciones

Esta imposibilidad del PSG para describir la anomalía del pico de Karkoschka (Figura 5.2 (a)) debe corresponderse con la imperfección de algún parámetro en la implementación del programa. Actualmente, se debate la posibilidad de que ésta sea la consecuencia de no haber incluido valores correctos de CIA, se piensa que el coeficiente de absorción del hidrógeno se verá alterado por las colisiones entre partículas. Nuevamente, el espectro generado en el PSG ha servido como indicativo de que se debe potenciar la física atmosférica conocida hasta la fecha. Las numerosas implicaciones que tienen cabida en este código científico, lo hacen, por consiguiente, extensible al estudio en profundidad de los espectros de múltiples astros. A raíz de esto, el PSG proporciona un sinnúmero de posibilidades para la caracterización de cuerpos celestes cuyas propiedades resultan escurridizas, como pueden ser asteroides o exoplanetas.

Por otra parte, pensamos que la disconformidad de la zona señalada de la radiancia espectral de CARMENES (Figura 5.2 (b)) se debe a que la observación no se hizo con un tiempo de exposición suficiente y por eso el ruido predomina en la región. En un futuro han de realizarse nuevas medidas de la reflectividad de Júpiter en vistas a exprimir al máximo las capacidades de CARMENES.

El hielo de amoníaco nos ha mostrado que es imprescindible calibrar adecuadamente el espesor óptico de las diferentes capas, ya que determinarán la sensibilidad del espectro a las estructuras atmosféricas por debajo de ellas. El metano debe estar presente en buena parte de la troposfera, sólo así se explica que se haya intensificado su banda de absorción entorno a una micra (en el espectro del PSG) al reducir el espesor óptico de la capa con cristales de amoníaco.

Las estructuras nubosas intensificarán la reflexión de la radiación de una atmósfera en proporción al tamaño de sus partículas. La gran reflectividad de Júpiter proviene por tanto de las bandas nubosas que se distinguen al verlo a través del telescopio.

Este último concepto se ha aplicado para comprobar si las magnitudes reales de la reflectividad espectral de Júpiter se podrían conseguir en el PSG. Como se ha expuesto en el capítulo anterior, el programa no parece atenerse a la realidad observada, cuantitativamente hablando. Para llegar al fondo del asunto, se han eliminado todos los aerosoles y se ha ensayado una capa no absorbente de transmitancia 0, de manera que disperse toda la radiación incidente. Incluso en esta situación, resulta imposible que el PSG describa cuantitativamente todo el continuo en el rango espectral que se ha venido considerando. Se cree que es algo que los desarrolladores del PSG deben arreglar en lo sucesivo. Otra mejora que se podría contemplar es la de facilitar la configuración de las transmitancias de los constituyentes a los investigadores. Como hemos anticipado, una de las virtudes del programa es la promoción de nuevas ideas referentes a los coeficientes de absorción de los compuestos, por lo que resulta evidente que su configuración debe ser más accesible en la línea de explotar mejor las posibilidades del código.

La espectroscopía se erige como una herramienta muy versátil en el estudio del universo que nos rodea. La detección de exoplanetas, probar la expansión del universo, la física estelar o la física de las atmósferas planetarias son sólo algunos de sus campos de aplicación. Es apasionante pensar que un concepto tan simple como es el de prisma, descubierto por Isaac Newton, esté detrás de un conocimiento tan extenso. Quizá en un futuro, si la humanidad consigue el fin último de colonizar el espacio en vistas a preservar la especie, las naves espaciales cuenten con un espectrógrafo y modelos sofisticados de RT para identificar qué planetas disponen de atmósferas apacibles para la vida, ya que éstas suponen uno de los factores limitantes para nuestra supervivencia. Se sabrá así en qué dirección dirigir las susodichas naves, suponiendo una gran ventaja para la eficiencia de nuestros viajes. La ciencia es y será un medio fundamental para tomar decisiones con criterio.

Por último, en el ámbito personal, entender las bases del transporte radiativo en las atmósferas planetarias me ha hecho adquirir una conciencia mucho mayor sobre el peligro del calentamiento global y su prioridad como problema a solventar. El balance de energías desarrollado en la teoría de RT, y aplicado a Júpiter, facilita la comprensión de la crudeza de la realidad que se está viviendo en el planeta Tierra. De no frenar a tiempo nuestras emisiones de gases de efecto invernadero, revertir el proceso será una ardua tarea y por el camino habrá que sufrir las catástrofes venideras. Además, la flora es uno de los mayores legados de nuestro planeta, debemos brindar una gran protección a estos organismos que fueron capaces de desintoxicar la atmósfera terrestre en sus inicios y propiciaron así nuestra existencia. No en vano, alguien se refirió a nuestro planeta como Madre Tierra.

Bibliografía

- Acarreta, J. (1999). *Estructura vertical nubosa en formaciones meteorológicas de Júpiter y Saturno*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid.
- Anders, E. and Grevesse, N. (1989). Abundances of the elements: Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica acta*, 53(1):197–214.
- Atreya, S., Wong, M., Owen, T., Niemann, H., and Mahaffy, P. (1997). Chemistry and clouds of jupiter’s atmosphere: a galileo perspective. In *The three Galileos: the man, the spacecraft, the telescope*, pages 249–260. Springer.
- Baines, K., Carlson, R., and Kamp, L. (2002). Fresh ammonia ice clouds in jupiter: I. spectroscopic identification, spatial distribution, and dynamical implications. *Icarus*, 159(1):74–94.
- Banfield, D., Gierasch, P., Bell, M., Ustinov, E., Ingersoll, A., Vasavada, A., West, R. A., and Belton, M. (1998). Jupiter’s cloud structure from galileo imaging data. *Icarus*, 135(1):230–250.
- Edwards, D. (1992). Genln2: A general line-by-line atmospheric transmittance and radiance model. version 3.0: Description and users guide. *Unknown*.
- Fink, U., Benner, D., and Dick, K. (1977). Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500 Å. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 18(4):447–457.
- Hansen, J. and Travis, L. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space science reviews*, 16(4):527–610.
- Irwin, P. (1999). Cloud structure and composition of jupiter’s atmosphere. *Surveys in geophysics*, 20(6):505–535.
- Irwin, P. (2009). *Giant planets of our solar system: atmospheres, composition, and structure*. Springer Science & Business Media.
- Irwin, P. and Dyudina, U. (2002). The retrieval of cloud structure maps in the equatorial region of jupiter using a principal component analysis of galileo/nims data. *Icarus*, 156(1):52–63.
- Karkoschka, E. (1998). Methane, ammonia, and temperature measurements of the jovian planets and titan from ccd-spectrophotometry. *Icarus*, 133(1):134–146.
- Liou, K. (2002). *An introduction to atmospheric radiation*, volume 84. Elsevier.
- Moses, J., Fouchet, T., Bézard, B., Gladstone, G., Lellouch, E., and Feuchtgruber, H. (2005). Photochemistry and diffusion in jupiter’s stratosphere: constraints from iso observations and comparisons with other giant planets. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 110(E8).
- Niemann, H., Atreya, S., Carignan, G., Donahue, T., Haberman, J., Harpold, D., Hartle, R., Hunten, D., Kasprzak, W., Mahaffy, P., et al. (1998). The composition of the jovian atmosphere as determined by the galileo probe mass spectrometer. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 103(E10):22831–22845.
- Pérez-Hoyos, S. (2019). *Atmósferas planetarias*. ASTROMARCOMBO.
- Reuter, D., Simon-Miller, A., Lunsford, A., Baines, K., Cheng, A., Jennings, D., Olkin, C., Spencer, J., Stern, S., Weaver, H., et al. (2007). Jupiter cloud composition, stratification, convection, and wave motion: a view from new horizons. *Science*, 318(5848):223–225.
- Roos-Serote, M., Drossart, P., Encrenaz, T., Lellouch, E., Carlson, R., Baines, K., Kamp, L., Mehlman, R., Orton, G., Calcutt, S., et al. (1998). Analysis of jupiter north equatorial belt hot spots in the 4–5 μm range from galileo/near-infrared mapping spectrometer observations: Measurements of cloud opacity, water, and ammonia. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 103(E10):23023–23041.

- Roos-Serote, M., Vasavada, A., Kamp, L., Drossart, P., Irwin, P., Nixon, C., and Carlson, R. (2000). Proximate humid and dry regions in jupiter’s atmosphere indicate complex local meteorology. *Nature*, 405(6783):158.
- Sanchez-Lavega, A. (2010). *An introduction to planetary atmospheres*. CRC Press.
- Sánchez-Lavega, A. and Heimpel, M. (2018). Atmospheric dynamics of giants and icy planets. *Handbook of Exoplanets*, pages 317–348.
- Sánchez-Lavega, A., Pérez-Hoyos, S., and Hueso, R. (2004). Clouds in planetary atmospheres: A useful application of the clausius–clapeyron equation. *American Journal of Physics*, 72(6):767–774.
- Simon-Miller, A., Conrath, B., Gierasch, P., and Beebe, R. (2000). A detection of water ice on jupiter with voyager iris. *Icarus*, 145(2):454–461.
- Sromovsky, L., Collard, A., Fry, P., Orton, G., Lemmon, M., Tomasko, M., and Freedman, R. (1998). Galileo probe measurements of thermal and solar radiation fluxes in the jovian atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 103(E10):22929–22977.
- Taylor, F., Atreya, S., Encrenaz, T., Hunten, D., Irwin, P., and Owen, T. (2004). The composition of the atmosphere of jupiter. *Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere*, pages 59–78.
- Villanueva, G., Smith, M., Protopapa, S., Faggi, S., and Mandell, A. (2018). Planetary spectrum generator: An accurate online radiative transfer suite for atmospheres, comets, small bodies and exoplanets. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 217:86–104.
- Von Zahn, U., Hunten, D., and Lehmacher, G. (1998). Helium in jupiter’s atmosphere: Results from the galileo probe helium interferometer experiment. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 103(E10):22815–22829.
- Weidenschilling, S. and Lewis, J. (1973). Atmospheric and cloud structures of the jovian planets. *Icarus*, 20(4):465–476.
- West, R., Baines, K., Friedson, A., Banfield, D., Ragent, B., and Taylor, F. (2004). Jovian clouds and haze. *Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1:79–104.
- Zhang, T., Bowling, S., and Stamnes, K. (1997). Impact of the atmosphere on surface radiative fluxes and snowmelt in the arctic and subarctic. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D4):4287–4302.