T. PROV. 21/54
5/68

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA
UNIVERSIDAD DE GRANADA

INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
Nº Documento b13382299
Nº Copia i1555755x

UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha 27/5/97
ENTRADA NUM. 1683

DISTRIBUCIÓN DE AEROSOLES EN DISTINTAS REGIONES PECULIARES DE LA ATMÓSFERA DE JÚPITER

TESIS DOCTORAL PRESENTADA POR
OLGA MUÑOZ GÓMEZ

GRANADA 1997

UNIVERSIDAD DE GRANADA
29 MAR. 1997
COMISION DE DOCTORADO

DISTRIBUCIÓN DE AEROSOLES EN DISTINTAS REGIONES PECULIARES DE LA ATMÓSFERA DE JÚPITER.

Visado en Granada a 29 de Abril de 1997.

Directores de la Tesis:
Dr. D. Fernando Moreno Danvila.
Colaborador Científico del C.S.I.C.
Dr. D. Antonio Molina Cuevas.
Catedrático de Física Aplicada
de la Universidad de Granada.

Tutor:
Dr. D. Lucas Alados Arboledas.
Profesor del Departamento de Física Aplicada.
Universidad de Granada.

Memoria presentada para optar al grado de
DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS.

Granada, 28 de Abril de 1997.

Fdo: Olga Muñoz Gómez.
Licenciada en Ciencias Físicas.

DISTRIBUCIÓN DE AEROSOLES EN DISTINTAS REGIONES PECULIARES DE LA ATMÓSFERA DE JÚPITER

En esta memoria se ha realizado un estudio, mediante técnicas de cálculo radiativo, de la distribución vertical de partículas en distintas regiones peculiares de la atmósfera de Júpiter. Para el modelo de cálculo radiativo, se ha utilizado el código de las ordenadas discretas (DISORT) en combinación con un código de scattering de Mie, considerando en todos los casos estudiados scattering múltiple.

Las regiones estudiadas han sido las siguientes:

la *Gran Mancha Roja*, una región característica de la atmósfera de Júpiter, observada desde hace más de 300 años pero de la que existe un gran desconocimiento. Se han obtenido conclusiones sobre la altura que alcanza frente al resto de estructuras nubosas de la atmósfera así como sobre las propiedades ópticas de las partículas que la forman, descartándose el fósforo rojo como cromoforo de esta región. Tambien se ha realizado un modelo de las regiones adyacentes para diferenciar las variaciones en la estructura vertical entre unas regiones y otras.

Tambien se han estudiado las *Regiones Polares*, que presentan una capa ópticamente gruesa de aerosoles, realizándose así mismo un estudio sobre el mecanismo que los originan.

Por otra parte, se ha estudiado la estructura vertical de las partículas depositadas en capas altas de la atmósfera tras el impacto del cometa Shoemaker-Levy 9 contra Júpiter, obteniéndose una estimación del tamaño de los fragmentos impactores.

En último lugar nos hemos centrado en la *Manchas Calientes* situadas en la región ecuatorial, regiones que muestran emisión térmica de regiones profundas de la atmósfera por lo que se supone que la estructura nubosa en las mismas es más tenue que en el resto de la atmósfera. El módulo de descenso del satélite Galileo penetró en una de estas *Manchas Calientes* por lo que se han comparado los resultados de este trabajo con los obtenidos por Galilleo.

Índice

Indice i

Agradecimientos v

1 Introducción. 1

2 Tratamiento y Análisis de datos. Observaciones. 9

2.1 Reducción Fotométrica. 9

2.1.1 Introducción. 9

2.1.2 Cálculo de la reflectividad en cada pixel. 10

2.2 Reducción geométrica. 11

2.2.1 Coordenadas Planetarias. 11

2.3 Cálculo de los ángulos necesarios para el problema de scattering múltiple 17

2.4 Observaciones 18

2.4.1 Filtros utilizados. 28

2.4.2 Calibración en Reflectividad. 30

3 Técnicas de Cálculo Radiativo. 32

3.1 Introducción. 32

3.2 Conceptos Básicos. 33

3.3 La ecuación de transferencia. 36

3.3.1 Ecuación de transferencia en atmósferas plano-paralelas. 37

3.3.1.1 Ley de Lambert 41

3.3.1.2 Equilibrio Termodinámico Local (ETL) 41

3.3.2 Procesos de Scattering 42

3.3.3 Método de las Ordenadas Discretas 50

4 Estudio de distintas estructuras de la atmósfera Joviana 60

4.1 Introducción. 60

4.2 **La Gran Mancha Roja.** 64

4.2.1 Introducción. 64

4.2.2 **¿Qué es la *Gran Mancha Roja*?** 66
4.2.3 Modelo GRS 75
4.3 Conclusiones. 103

5 Regiones Polares. **111**
5.1 Introducción. 111
5.2 Origen de los aerosoles polares. 112
5.3 ¿ Cuánto penetran las auroras? 114
5.4 Origen de las partículas energéticas. 119
5.5 Estructura vertical de partículas. 126
5.6 Conclusiones 145

6 El Impacto del Cometa Shoemaker Levy 9 con Júpiter. **146**
6.1 Introducción. 146
6.2 ¿Qué ocurrió cuando penetraron los fragmentos en la atmósfera? 149
6.3 Distribución vertical de partículas. 154
6.3.1 Estudio de las regiones de impacto. 154
6.3.2 Concentración de partículas. Tamaños de los fragmentos. 172
6.4 Conclusiones 179

7 Manchas Calientes. **180**
7.1 Introducción. 180
7.2 Estructura vertical en las manchas calientes. 185
7.3 Metodología. 185
7.4 Comparación con los resultados del modulo de descenso de Galileo. . . . 190
7.4.1 Composición de la atmósfera de Júpiter. 190
7.4.2 Net Flux Radiometer. 191
7.4.3 Nephelometer. 191
7.5 Conclusiones 192

8 Resumen y conclusiones. **193**
8.1 Gran Mancha Roja. 193
8.2 Regiones Polares. 193
8.3 El impacto del cometa Shoemaker-Levy 9 con Júpiter. 194
8.4 Manchas calientes. 194

ÍNDICE iii

Bibliografía **195**

Agradecimientos

Realmente me va a ser dificil condensar, en este caso, los agradecimiento en las dos páginas de rigor pero, por otra parte, me enorgullezco de tener que expresar mi gratitud a tanto gente porque es un signo de que han sido muchos los que se han preocupado e interesado por mi trabajo.

Si tuviese que elegir a solo dos personas éstas serían, por supuesto, Fernando Moreno y Antonio Molina, sin cuya ayuda y apoyo, este trabajo nunca se hubiera realizado. Agradecer la confianza que depositaron en mí desde un principio. Han tenido la habilidad de conjugar su excelente valía ciéntifica con un trato personal que me ha hecho sentirme realmente a gusto, consiguiendo que me divirtiera realizando mi trabajo. Por lo tanto, me siento una privilegiada por realizar un trabajo tan atractivo en esta *atmósfera* tan favorable.

Destaco tambien a José Luis Ortiz por sus consejos científicos y porque, probablemente, sin su ayuda y el azar yo no estaría aquí.

Agradecer también al departamento del Sistema Solar, dentro del cual he realizado este trabajo: a José Juan López Moreno por sus consejos y ánimos, a Rafael Rodrigo tanto en su papel como compañero del departamento como en el de director del Instituto de Astrofísica por su accesibilidad y su preocupaciíon por nuestros problemas, a Manuel López Puertas por su gran valor pedagógico y científico y su interés por mi trabajo, a Miguel Ángel López Valverde, Maria José López y Luisa Lara por su ayuda siempre que los he necesitado. Por otra parte, destaco a Guillermo Zaragoza con el que he compartido despacho y material fungible y al que debo, entre otras muchas cosas, el formato de esta tesis.

En general, todo el IAA ha colaborado de una u otra forma en la realización de este trabajo; resalto la labor de Antonio Ruiz Falcó y José Ruedas que han resuelto de inmediato cualquier problema computacional que se me presentara, siéndome de inestimable ayuda Angelines González en la impresión de esta memoria y en cualquier problema en que la haya necesitado. Agradecer tambien a M. Carmen Romero la consecución de infinidad de artículos y a Manuel Romero por solucionar todos los trámites burocráticos y su preocupación por los becarios de este centro. A Jaime Perea por su ayuda con el SIPL y a

Francisco Navarro, Leandro Jimenez y Elisa Madrid por facilitarme la comunicación con el exterior.

He tenido la fortuna de disfrutar durante éstos años de el apoyo y la complicidad de un estupendo grupo de becarios que me han hecho la estancia mucho más divertida; en primer lugar a Susana Martín que ante todo es una amiga, por sus ánimos y sus consejos de todo tipo. Agradezco su ayuda con el LATEX a Ignacio Marrero y Andre Moitinho (que además consiguió con sus " ¿ cúantas hojas llevas?" que no me olvidara en ningún momento de que estaba escribiendo una tesis) y, en general, al resto de compañeros de seminarios científicos y cafés: Lourdes Verdes-Montenegro, Carlos Barceló, F. J. Martín, Gregorio Molina, Cristina Roldan, Pedro J. Gutierrez, Ignacio Castro, Emilio García y Raul Martinez.

El primer grupo con el que me sentí realmente integrada en el IAA fue con los compañeros del Departamento de Electrónica contando, siempre que los he necesitado, con sus consejos, y con su ayuda en las campañas de observación llevadas a cabo en el Observatorio de Sierra Nevada: Miguel Herranz, Antonio López-Jimenez, Julio Rodriguez, Fernando Girela, Justo Sánchez, Jose maría Castro, Jose María Jerónimo, Ignacio Olivares y mi cariño y admiración por Sofía García-Creus.

El último lugar posicional aunque no en importancia para mí es para mis compañeros de la facultad que siempre consiguen que, hasta los momentos más difíciles, sean divertidos: Miguel Abril (no siempre es malo ser el primero de la lista), Agustin Bernal, Héctor Alonso, Pedro Ariza, Pedro García Muñoz, Juan González Leal, Héctor Magán, Antonio Malavé, Alonso Malia, Ignacio Rojas, Valle Rosales y Aurora Ruiz.

Este trabajo ha sido realizado durante el disfrute de una beca de Formación de Personal Investigador del Ministerio de Educación y Ciencia.

Para mis padres.

CAPÍTULO 1

Introducción.

La luz solar reflejada es una fuente potencial de información de las atmósferas planetarias y puede ser el instrumento más útil con el que contemos para el estudio de las nubes y de los aerosoles de los planetas. La obtención de dicha información requiere un conocimiento completo de la relación entre las características de la radiación reflejada y las propiedades físicas de las partículas que la originan. En las investigaciones de las atmósferas planetarias, la radiación solar dispersada puede ser medida como una función de la longitud de onda, de la geometría de scattering, del tiempo y de la posición del planeta. El brillo visual del planeta, incluyendo sus variaciones con la fase (ángulo Sol-Planeta-Observador) y su variación a lo largo del disco planetario, proporciona información sobre el espesor de la atmósfera, pudiendo revelar la existencia de nubes, y obteniendo información sobre la estructura vertical de la atmósfera. En particular, en esta tesis se estudia la estructura vertical de distintas estructuras de la atmósfera de Júpiter. Para ello se empieza (capítulo 2) haciendo una descripción de las observaciones utilizadas en este trabajo (instrumentación y filtros utilizados) así como de la reducción y el tratamiento de las mismas. En el capítulo 3, se desarrolla la teoría utilizada en el modelo de transferencia radiativa, mediante el cual obtenemos información sobre la estructura vertical de las partículas en la atmósfera: niveles de presión entre los que se encuentran las partículas, concentración, tamaño y propiedades ópticas (índices de refracción real e imaginario).

Júpiter es uno de los planetas más atractivos del Sistema Solar por muchos motivos. Es el planeta más masivo, conteniendo dos tercios de la masa total planetaria del Sistema Solar. Cuenta con 16 satélites orbitando en torno a él, así como con un sistema de anillos y una inmensa y compleja atmósfera. Esta atmósfera cuenta con numerosos remolinos y sistemas de tormentas gigantes. Entre ellas destaca la *Gran Mancha Roja* (*GRS*), que está presente en la atmósfera desde hace al menos 300 años. En la figura 1.1 se presenta una excelente imagen obtenida por el telescopio espacial Hubble. En ella se puede apreciar la compleja estructura nubosa que presenta su atmósfera, con los conocidos *cinturones*

(bandas oscuras) y *zonas* (bandas claras) que surcan el planeta, así como numerosos remolinos, más o menos estables.

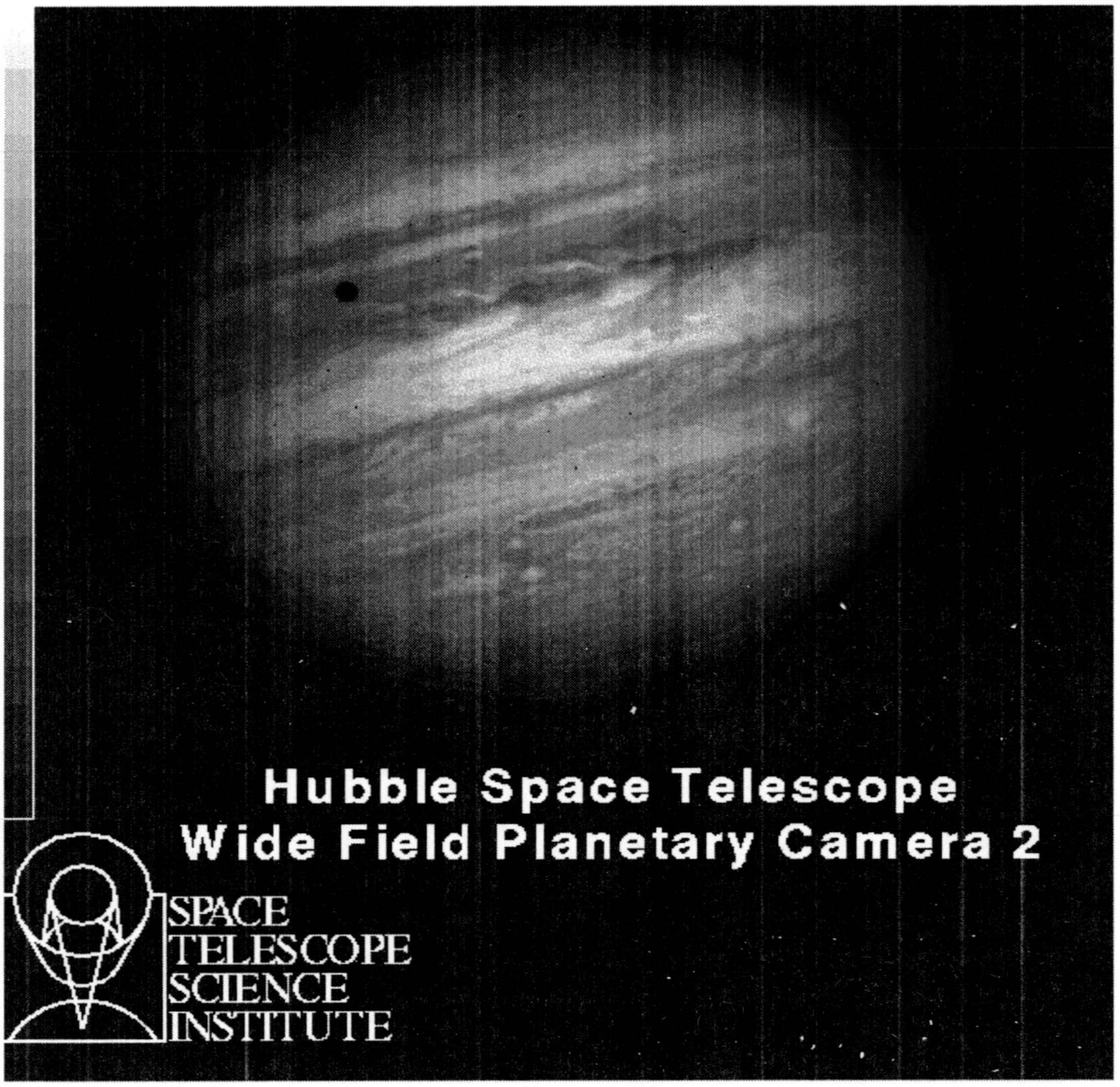


Figura 1.1: Imagen obtenida por el Telescopio espacial Hubble el 18 de mayo de 1994. La imagen en color real se obtuvo mediante la composición de exposiciones por separado en el rojo, azul y verde. La mancha oscura proyectada sobre la superficie del planeta es la sombra del satélite galileano más interno, Io. Dicho satélite también se puede observar en la imagen. Io tiene un tamaño aproximadamente igual al del satélite de la Tierra, la Luna, pero se encuentra 2000 veces más lejos que ésta.

Júpiter tiene una composición estelar, siendo sus principales constituyentes hidrógeno molecular (con una fracción molar de 0.89), y Helio (con una fracción molar de 0.11). Júpiter encierra muchas de las claves para desentrañar los orígenes del Sistema Solar. Hace unos 4.5×10^9 años, cuando se formó el Sistema Solar a partir de una inmensa masa de gases y polvo conocida como la *nebulosa primitiva*, el núcleo del planeta se originó como una masa sólida de hielos y rocas, con un volumen entorno a unas quince veces el volumen de la Tierra. El contenido de hielo era muy alto, ya que se formó en la parte más externa, y por tanto fría, del Sistema Solar, donde la nebulosa era rica en partículas de hielos de agua y amoniaco. La gravedad de los grandes núcleos de hielo de Júpiter y Saturno, atrajeron la mayor parte de los gases ligeros, hidrógeno y helio. Estos gases son los que predominan en su atmósfera. En realidad, lo que nosotros vemos es solo la parte superior de la misma, por lo que el conocimiento de su interior es un gran reto para los estudiosos de las atmósferas planetarias. Es muy llamativa la parte superior turbulenta de las nubes y sus tormentas de larga vida, entre las que destaca la ya mencionada Mancha Roja. El origen de estas estructuras coloreadas no está muy claro, aunque se cree que están causadas por flujos de gases calientes que ascienden desde las regiones internas del planeta. El hecho del desconocimiento que existe sobre el origen y evolución de la *GRS* nos ha inducido a realizar el estudio de la estructura vertical de partículas en esta región tan singular de la atmósfera Joviana. Los resultados se presentan en el capítulo 4.

Otras estructuras que llaman la atención al observar Júpiter son los casquetes polares, especialmente si se observan en las bandas fuertes de absorción del metano, presentándose como regiones extensas (hasta una latitud $\sim 57° N$ y $\sim 53° S$) y muy brillantes, indicando la existencia de aerosoles en niveles altos de la atmósfera. También se ha realizado un estudio de la región polar sur cuyos resultados se presentan en el capítulo 5.

Por otra parte, hemos tenido la suerte de asistir a uno de los episodios más excitantes para la comunidad científica en general, y la astronómica en particular, en los últimos tiempos. El impacto del cometa *Shoemaker Levy* – 9 con Júpiter en julio de 1994. El evento fué seguido por nuestro grupo desde distintos observatorios (F. Moreno y A. Molina: telescopio William Herschel de 4.2 m en el Observatorio de la Palma; J.J. López-Moreno, J. Rodriguez, A. López-Jimenez y F. Girela en el telescopio de 1.5 m en el observatorio de Sierra Nevada en Granada; J.L. Ortiz en el telescopio de 3.5 m en el observatorio de Calar Alto en Almería; y Olga Muñoz en el IAC 80 del observatorio de

Izaña en Tenerife. Se obtuvo un excelente conjunto de imágenes, desde el ultravioleta hasta el infrarrojo, que han sido utilizadas para el estudio de los aerosoles depositados en la estratosfera joviana tras el impacto. Los resultados se presentan en el capítulo 6. En la imagen 1.2 se muestra una secuencia de cuatro imágenes en las que se presenta la primera detección mundial del impacto del primero de los 20 fragmentos del tren cometario. La imagen fue realizada por el telescopio hispano-alemán de 3.5 m del observatorio de Calar Alto en Almería, por un miembro de nuestro grupo (Jose Luis Ortiz) en colaboración con astrónomos del Instituto Max Planck (Alemania), la Universidad de Munich (Alemania) y el Instituto de Astrofísica Arcetri (Italia). Las imágenes se obtuvieron con un filtro de 2.3 μm. En ellas se observa, en la parte superior derecha, Io, uno de los cuatro satélites Galileanos.

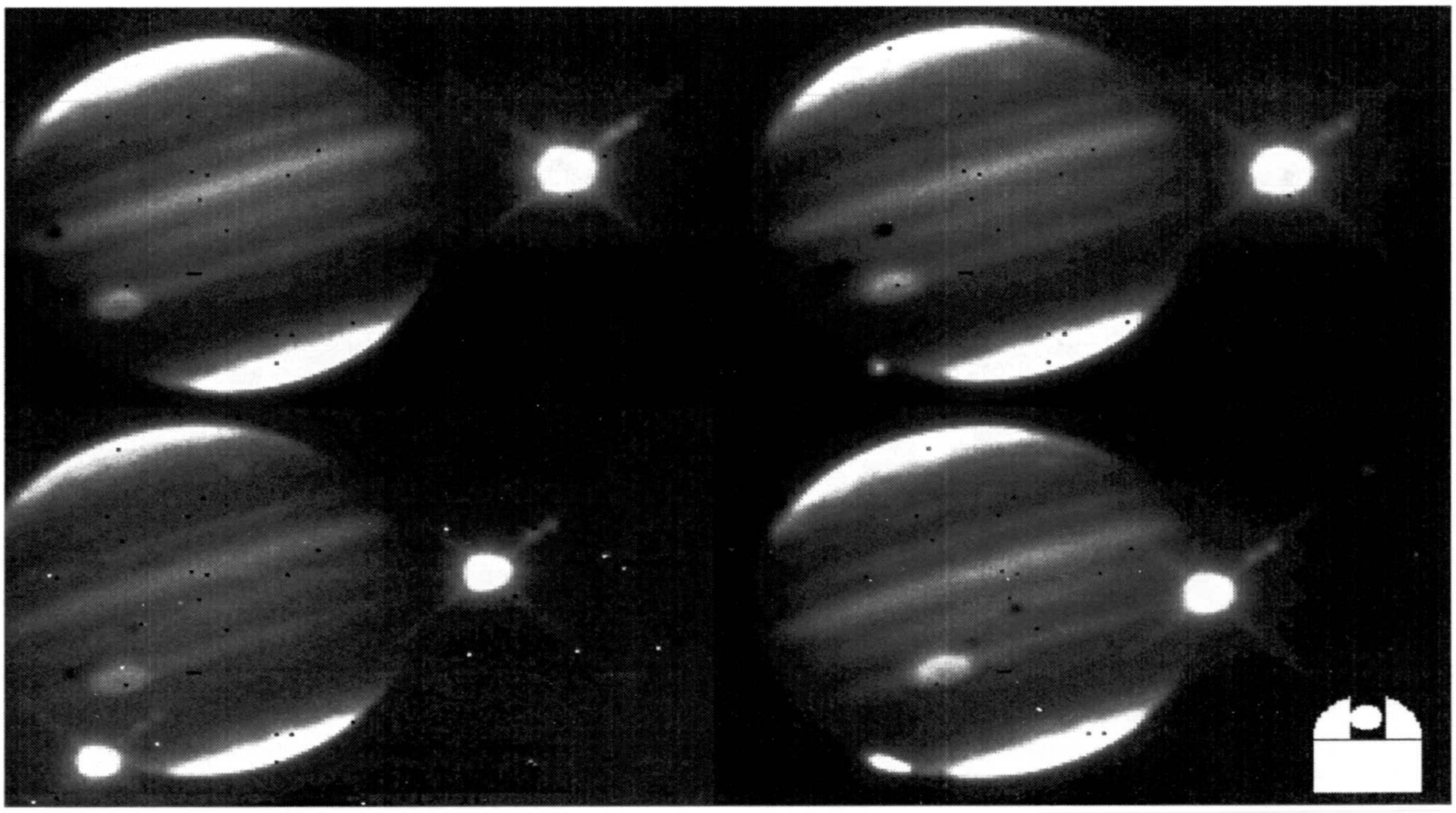


Figura 1.2: Secuencia de imágenes del impacto del fragmento A del cometa Shoemaker Levy-9 obtenidas el 16 de Julio de 1994 en $2.3\mu m$. Las imágenes fueron realizadas en el telescopio de 3.5 m del Observatorio de Calar Alto en Almería. La imagen superior izquierda se se presenta una imagen justo antes del impacto. A partir de ahí se muestra la bola de fuego ascendiendo sobre el limbo del planeta y su evolución. La última imagen fue realizada unos 20 minutos después de haberse alcanzado el máximo de brillo.

Por otra parte, durante la realización de esta tesis tambien hemos asistido a la llegada del satélite Galileo a Júpiter. El 7 de diciembre de 1995 penetraba la sonda Galileo en la atmósfera Joviana, marcando el comienzo real de la ambiciosa misión (el satélite fue lanzado el 18 de octubre de 1989). De esta forma se han conseguido, por primera vez medidas "*in situ*", tanto de su actividad meteorológica como de su composición atmosférica. En la figura 1.3 se muestra una composición por ordenador de Júpiter, con el satélite Galileo aproximándose a Io (uno de los cuatro satélites galileanos) el 7 de diciembre de 1995.

La región de entrada de la sonda se ha identificado como una "*hot spot*" o *mancha caliente*, que son regiones singulares de la atmósfera. Las imágenes en 5 μm muestran estas regiones como zonas más calientes (255K) que las cercanas (185K), indicando que estamos sondeando niveles más profundos de la atmósfera. Por lo que se supone que éstas regiones están desprovistas de nubes o, al menos, éstas son más tenues que en las regiones adyacentes. Por esta razón, se consideró interesante hacer un estudio de la estructura de nubes en éstas regiones para así, comparar los resultados con aquellos obtenidos por los instrumentos a bordo de la sonda. Estos resultados se presentan en el capítulo 7.

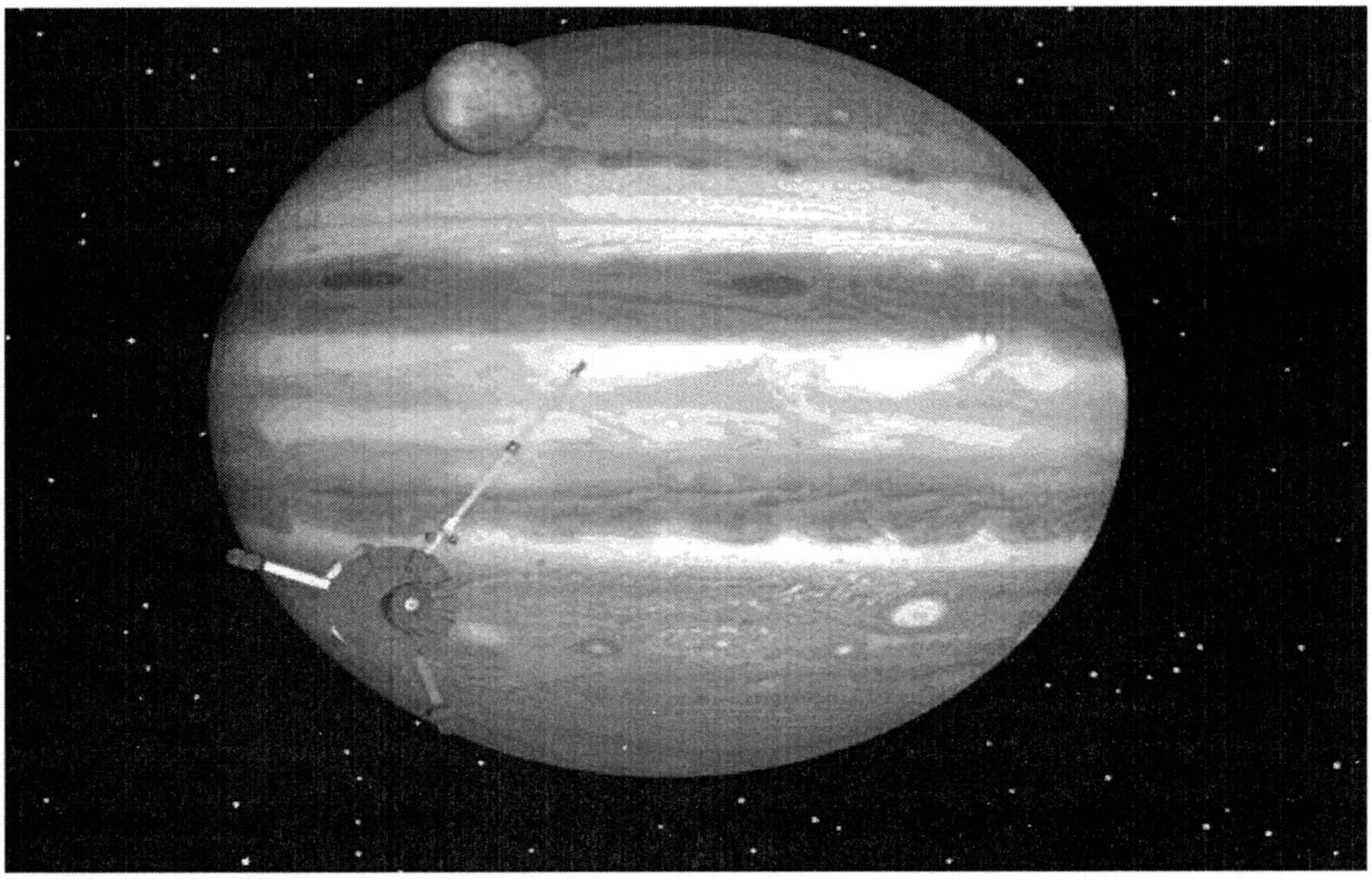


Figura 1.3: Simulación por ordenador de la aproximación del satélite Galileo a Io. La imagen fue realizada el 7 de diciembre de 1995.

CAPÍTULO 2

Tratamiento y Análisis de datos. Observaciones.

2.1 Reducción Fotométrica.

2.1.1 Introducción.

Al realizar una observación a través de un telescopio a "*ojo desnudo*", sólo se puede obtener una cantidad de información limitada. Hasta finales del siglo XIX este fue el único sistema utilizado para la observación. La invención de la fotografía produjo una gran revolución en la Astronomía. Una nueva revolución comparable al descubrimiento de la fotografía tuvo lugar a mediados de los setenta, con la introducción de diferentes detectores semiconductores. Con estos detectores se consigue intensificar la imagen, permitiéndonos observar objetos débiles con tiempos de exposición relativamente cortos. Además se pueden realizar observaciones en longitudes de onda donde las placas fotográficas no son sensibles. Uno de los detectores más importantes es la cámara CCD (*Charge Coupled Device*), que es el que se ha utilizado en este trabajo.

Cuando se obtienen imágenes directas CCD, es necesario someterlas a un proceso de "*limpiado*" antes de proceder a asignar los valores de reflectividad de cada pixel. Esto es debido a varias razones:

1. $BIAS$: El detector genera un número de cuentas a tiempo cero, estas cuentas deden ser restadas del número de cuentas total de la imagen.
2. Flat Field: La respuesta del detector no es totalmente homogénea a lo largo del chip. Para corregir esta diferencia de la sensibilidad de un pixel a otro, se divide cada imagen por su "$flat\ field$" correspondiente (obtenido con el mismo filtro que la imagen). Para obtener el flat field se realiza una imagen con una fuente de luz homogénea, (generalmente imágenes del cielo al atardecer o al amanecer con la cúpula abierta). De esta forma se puede corregir el gradiente de sensibilidad a lo largo del chip.
3. Cielo: Al realizar una imagen se tiene que eliminar la radiación dispersada por

la atmósfera terrestre, que podría falsear el valor de reflectividad del planeta. Para ello se calcula un valor de medio de cuentas en distintas partes de la imagen ("*cielo*") evitando al planeta, restándose al número total de cuentas de la imagen.

Una vez "*limpias*" las imágenes se procede a su reducción geométrica; es decir, la obtención de las coordenadas planetográficas y el cálculo de la reflectividad en cada punto de la imagen. Para ello se ha utilizado la formulación desarrollado por Ortiz (1994), parte de la cual se ha incluido como comandos locales del paquete de software astronómico de FIGARO. A continuación se exponen las expresiones finales utilizadas para la reducción.

2.1.2 Cálculo de la reflectividad en cada pixel.

El valor de la reflectividad (cuyo significado físico se presenta en el apartado 3.2) en cada pixel se obtuvo de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\frac{I}{F}(l,m) = \frac{C_S(l,m)Re^{kX_s}}{\pi F_\odot^*}\left(\frac{D}{a}\right)^2 \frac{\pi}{A}, \tag{2.1}$$

siendo:

- $C_S(l,m)$, el número de cuentas por segundo en el pixel (l,m) de la imagen.
- D, la distancia Sol-planeta en la fecha de las observaciones.
- a, la distancia Sol-Tierra.
- A, el ángulo sólido sustendido por cada pixel.
- k, el coeficiente de extinción de la longitud de onda correspondiente.
- X_s es la masa de aire en el momento de tomar la imagen.
- $\pi F_\odot^*$, el flujo solar a 1 U.A.; esto es, en la Tierra.

El flujo solar se calculó según la expresión:

$$\pi F_\odot^* = \int_{\lambda_i - 2FWHM}^{\lambda_i + 2FWHM} \pi F_\odot^*(\lambda) T_i(\lambda) \phi_i(\lambda) d\lambda, \tag{2.2}$$

donde $\pi F_\odot^*(\lambda)$ es el flujo solar fuera de la atmósfera obtenido del trabajo de Neckel y Labs (1984). $T_i(\lambda)$ es la función de transmisión del filtro centrado en la longitud de onda

λ_i y $FWHM$ es su anchura a media altura ("*Full Width at Half Maximum*") y $\phi_i(\lambda)$ es una constante que nos da la eficiencia cuántica de la CCD. R es un factor dado por:

$$R = \frac{\int_{\lambda_i-2FWHM}^{\lambda_i+2FWHM} \pi F^*_{star}(\lambda) T_i(\lambda) \phi_i(\lambda) d\lambda}{\sum_{l,m} C^*_{star}(l,m)}, \tag{2.3}$$

donde $\pi F^*_{star}(\lambda)$ es el flujo de la estrella de calibración fuera de la atmósfera, interpolado a partir de datos de Cochran (1980), y $\sum_{l,m} C^*_{star}(l,m)$ es la sumatoria del número de cuentas sobre los píxeles que forman la imagen de la estrella.

2.2 Reducción geométrica.

Con esta reducción se transforman las coordenadas del píxel (l,m) a los ángulos que necesitamos para resolver el problema de cálculo radiativo.

2.2.1 Coordenadas Planetarias.

La geometría de un planeta se puede simular mediante un elipsoide con simetría de revolución en torno al eje z, por lo que su ecuación vendrá dada por:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1, \tag{2.4}$$

siendo a y b los semiejes mayor y menor respectivamente. En este apartado se obtendrá la correspondencia $(i,j) \longrightarrow (\eta,\zeta)$, siendo η y ζ la colatitud y longitud planetográfica respectivamente. Para ello se presentan las expresiones que nos dan la latitud y longitud planetográficas de un punto de coordenadas (x,y,z) perteneciente al elipsoide.

Primero veamos la diferencia entre las coordenadas planetográficas y planetocéntricas. Se define como latitud planetocéntrica (θ) en un punto dado, el ángulo que forma la vertical del lugar con el plano del ecuador. La longitud (ψ) vendrá dada por el ángulo que forma la proyección del punto sobre el plano del ecuador con una linea sobre el mismo plano tomada como referencia. Ambas coordenadas se muestran en la figura 2.1.

UNIVERSIDAD DE GRANADA
29 ABR. 1997
COMISION DE DOCTORADO

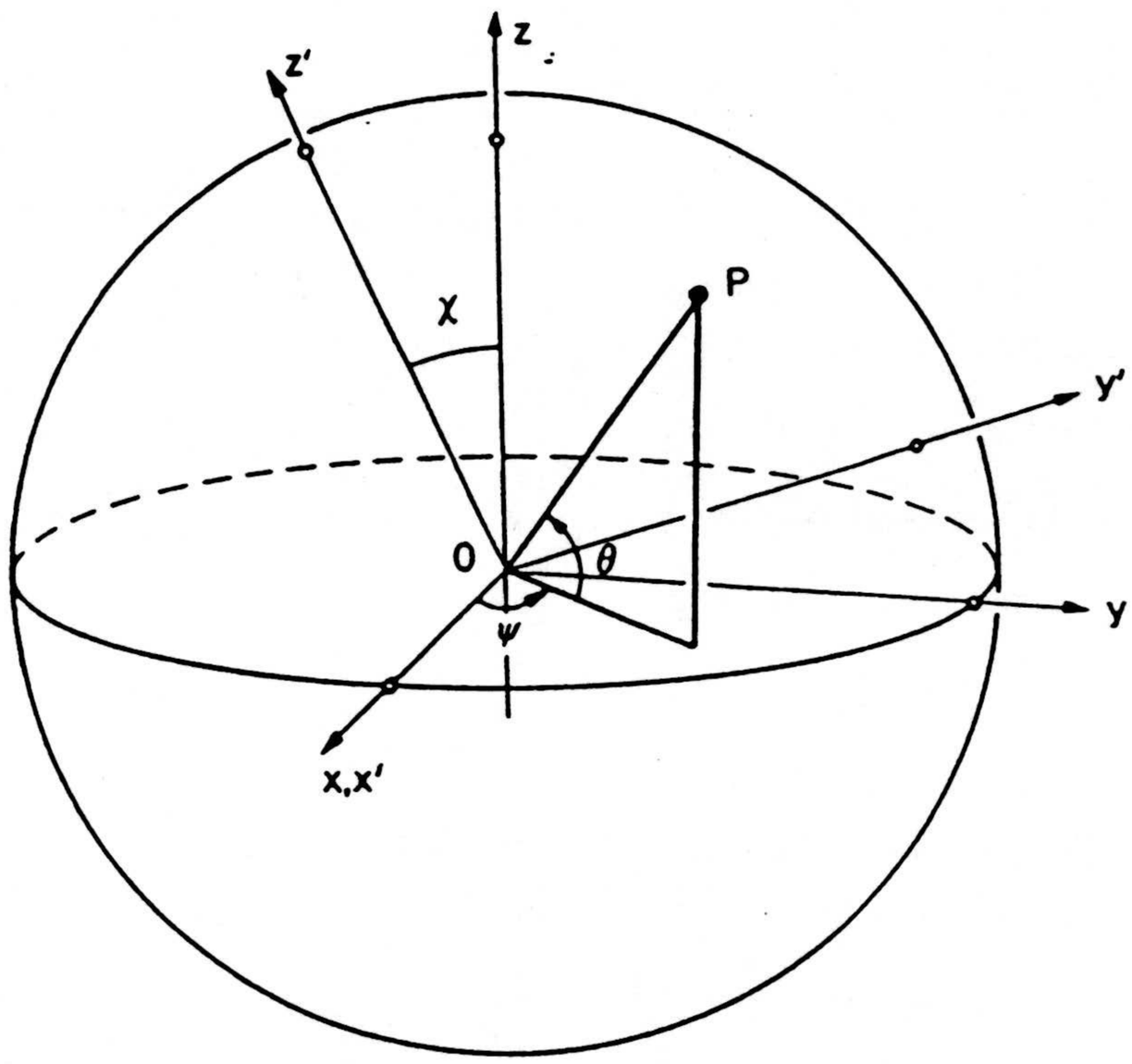


Figura 2.1: Representación de las coordenadas planetarias, siendo θ la latitud y ψ la longitud planetocéntricas.

AGRADECIMIENTO
DOCTORADO

No obstante, debido al achatamiento del planeta, la vertical del lugar no pasará por el centro del mismo más que en los polos y el ecuador como se muestra en la figura 2.2. Por lo tanto el ángulo correspondiente a la latitud si utilizamos un sistema de coordenadas esféricas con su origen en el centro del planeta (ϕ') será algo menor que la latitud geográfica conocida como latitud planetocéntrica (ϕ). Es fácilmente demostrable que las longitudes planetográfica y planetocéntrica coinciden. A partir de ahora, si no se dice lo contrario, al hablar de sistemas de coordenadas nos referiremos a las planetocéntricas.

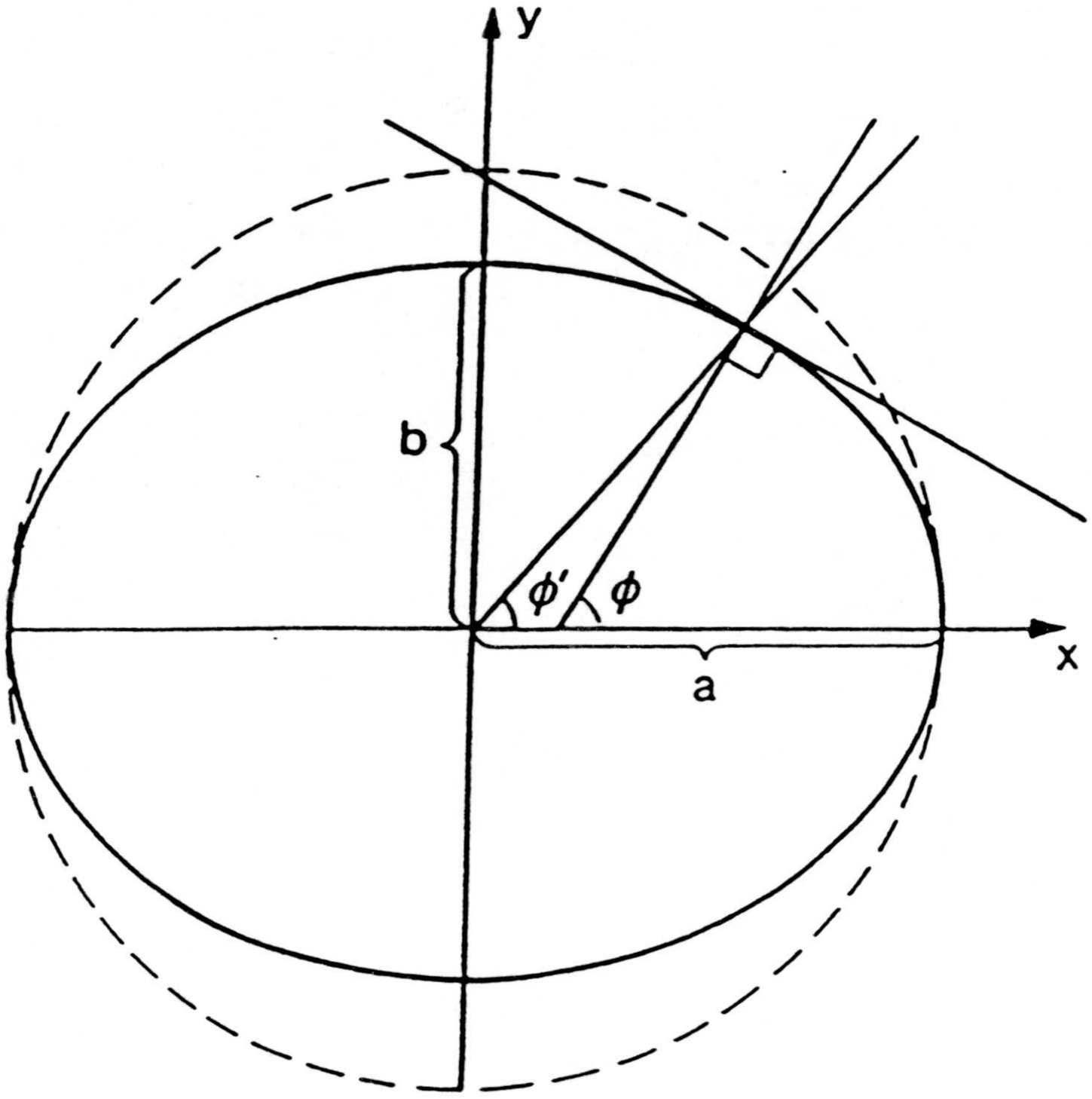


Figura 2.2: Debido al achatamiento del planeta, la latitudes planetocéntrica ϕ' y planetográfica ϕ no coinciden.

El desarrollo de la obtención de las expresiónes finales para la colatitud ($\eta = 90° - \phi'$) y la longitud planetográficas (ζ) puede verse en Ortiz, 1994,

$$tan\eta = \frac{a^2}{b^2}\frac{y}{z}\frac{1}{sen\zeta} \tag{2.5}$$

$$tan\zeta = \frac{y}{\sqrt{a^2(1 - \frac{x^2}{b^2} - \frac{y^2}{a^2})}} \tag{2.6}$$

Por lo general, el elipsoide no tiene su eje z perpendicular a la dirección Tierra-Planeta. Para resolver este problema se construye un nuevo sistema de referancia O' de modo que z' se encuentre en la dirección de proyección del eje z sobre el plano de perpendicular al linea Tierra-Planeta. Ambos ejes, z y z', formarán un ángulo δ según se muestra en la figura 2.3.

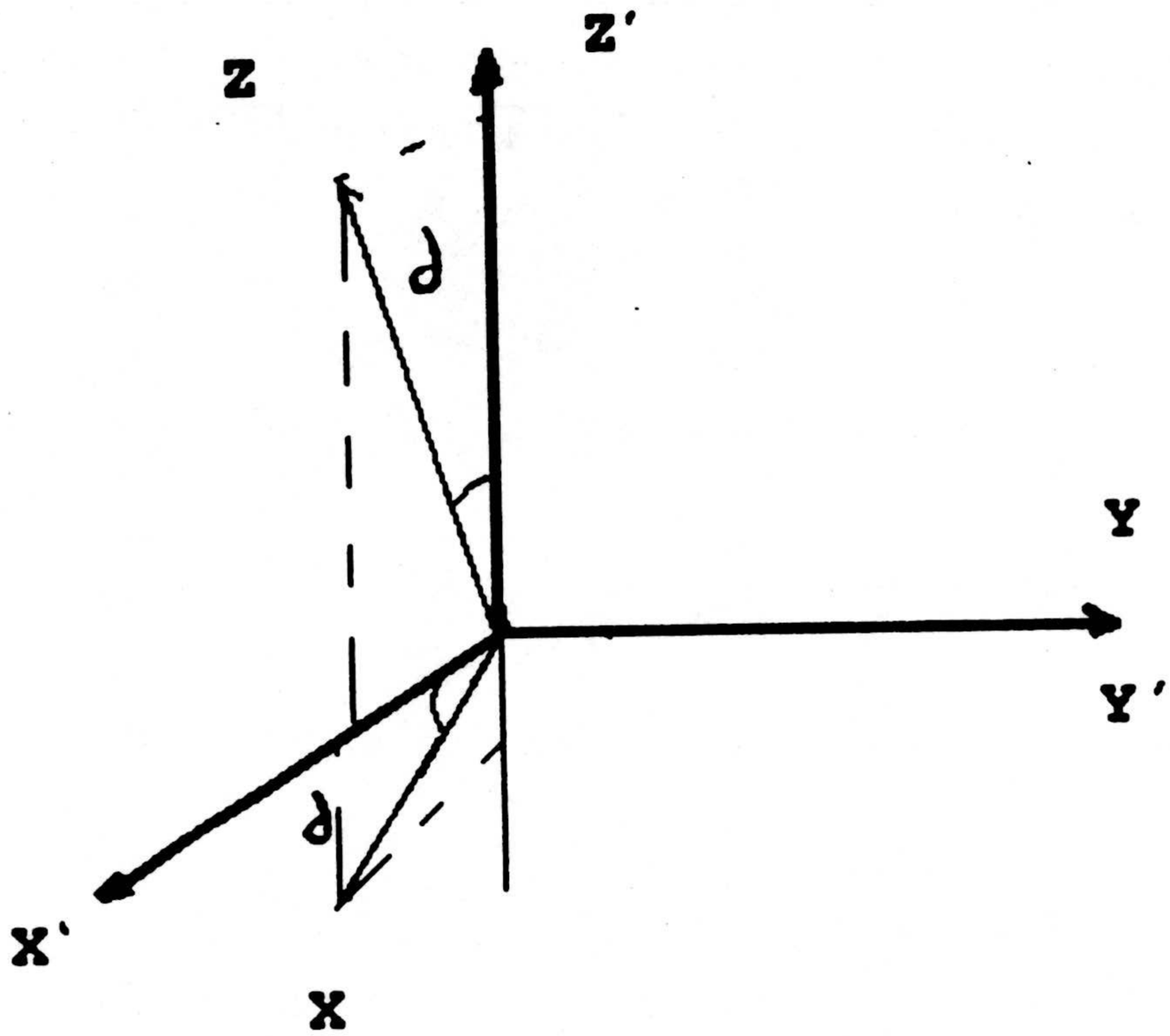


Figura 2.3: Representación de la latitud planetocéntrica del punto subterrestre, ($\delta = 90° - \eta_{pc\ pto\ subterrestre}$).

Por lo tanto, nos quedará:

$$y = y' \tag{2.7}$$

$$z = x'sen\delta + z'cos\delta \tag{2.8}$$

$$x = x'cos\delta - z'sen\delta \tag{2.9}$$

Sustituyendo estas expresiones en la ecuación del elipsoide 2.4 se puede obtener x' en función de y' y z' que vienen dados por las coordenadas (i, j) de la imagen y de δ. Si nos fijamos en la figura 2.3 ($\delta = 90° - \eta_{pc\ punto\ subterrestre}$), siendo el punto subterrestre el centro del disco planetario visto desde la Tierra si el Sol iluminara desde detrás de la Tierra. De modo que, las coordedadas (z', y') en función de las coordenadas de la imagen (i, j) vendrá dada por:

$$y' = (i - i_{subt})cos\gamma + (j - j_{subt})sen\gamma \tag{2.10}$$

$$z' = (j - j_{subt})cos\gamma + (i_{sub} - i)sen\gamma, \tag{2.11}$$

siendo i_{sub}, j_{sub} las coordenadas del punto subterrestre y el ángulo γ el ángulo que forma el Polo Norte del planeta con el eje de las *jotas* considerando el sentido antihorario.

2.3 Cálculo de los ángulos necesarios para el problema de scattering múltiple

Como se ha explicado en el capítulo 3, en el problema del cálculo radiativo, cada punto del planeta vendrá caracterizado por los μ_0 (coseno de θ_0, ángulo formado por la dirección de incidencia de la radiación y la vertical del lugar), μ (coseno de θ, ángulo formado por la dirección de salida de la radiación y la vertical del lugar) y $\Delta\phi$ (ángulo Sol-Planeta-Tierra). Los valores de estos ángulos se obtienen para un punto de coordenadas planetográficas η y ζ. Las expresiones resultantes se presentan a continuación:

$$\mu = sen\eta cos\zeta cost + cos\eta sent \tag{2.12}$$

$$\mu_0 = cos\ s\ sen\eta cos(\alpha_1 - \zeta) + sen\ scos\eta \tag{2.13}$$

$$tan\Delta\zeta = \frac{tan\eta(sen\zeta + sen(\alpha_1 - \zeta)) - sen\alpha_1}{B - Ctan\eta sen\zeta c + tant(Atan\eta sen\zeta - Btan\eta cos\zeta)}, \tag{2.14}$$

donde:

•

$$A = sen\eta sen\zeta sen\ s - cos\eta cos\ s\ sen\alpha_1$$

$$B = cos\eta' cos\ s cos\alpha_1 - sen\eta' cos\zeta' sen\ s$$

$$C = -sen\eta sen\zeta cos\ s cos\alpha_1 + sen\eta cos\zeta cos\ s\ sen\alpha_1 =$$

$$= sen\eta cos\ s\ sen(\alpha_1 - \zeta)$$

- t ángulo que forma la dirección Planeta-Tierra respecto al ecuador del Planeta, es decir, la latitud del punto subterrestre.
- s ángulo que forman el plano del ecuador del Planeta y la dirección Planeta-Sol.
- α_1 ángulo formado entre las proyecciones de las direcciones Sol-Planeta y Sol-Tierra sobre el ecuador del Planeta.

2.4 Observaciones

Los datos observacionales utilizados en esta tesis se han obtenido en tres fechas diferentes en distintos observatorios. A continuación se presenta una breve descripción de estas observaciones.

- 10-11 marzo y 3-4 Junio de 1993. Telescopio español de 1.52 m del Observatorio de Calar Alto en Almería. Las imágenes fueron obtenidas en foco f/8 Cassegrain, dentro de las campañas sistemáticas de observación de la atmósfera Joviana realizadas por F. Moreno, A. Molina y J.L. Ortiz. Estas observaciones son de gran interés ya que en ellas se muestra la secuencia de la regeneración del cinturón surecuatorial (*South equatorial Belt*, SEB) originada el 6 de abril de 1993. Los filtros, tiempos de exposición y horas de observación se muestran en la tabla 2.1.
- 18-21 Julio 1994. Telescopio 4.2 m William Herschel del Observatorio del Roque de los Muchachos de la isla de La Palma. Estas imágenes se obtuvieron como parte de la campaña de observación programada durante el impacto del cometa Shoemaker Levy 9 contra Júpiter: *Comet Impact Network Experiment*, $CINE$, realizada por F. Moreno, A. Molina, S.M. Larson y H. Campins. La descripción de las observaciones se presenta en la tabla 2.1.

Tabla 2.1: Log de las observaciones: longitud de onda de los filtros utilizados (λ), anchura de los mismos (FWHM, Full Widht at Half Maximum), escala de imagen, tiempo de exposición, telescopio, fecha y horas de observación.

λ ($\AA$)	FWHM ($\AA$)	arcsec/pixel	tiempo exp. (s)	Telescopio	Fecha	T. Observ. (TU)
3600	560	0.102	0.3-1	WHT	Jul 1994	18Jul. 17:53-23:02
						21Jul. 19:07-23:51
3700	150	0.3203	15	CA	Jun 1993	19:52-23:44
4500	150	0.3203	1	CA	Jun 1993	19:52-23:44
5430	100	0.3203	0.5	CA	Jun 1993	19:52-23:44
6350	50	0.3203	1	CA	Mar 1993	12:29-5:24
6450	50	0.3203	2	CA	Jun 1993	19:52-23:44
8920	50	0.3203	8	CA	Mar 1993	12:29-5:24
8920	50	0.3203	2	CA	Jun 1993	19:52-23:44
8920	50	0.102	2-3	WHT	Jul 1994	18Jul. 17:53-23:02
						21Jul. 19:07-23:51
9480	50	0.3203	10	CA	Mar 1993	12:29-5:24
9480	50	0.102	2-3	WHT	Jul 1994	18Jul. 17:53-23:02
						21Jul. 19:07-23:51

Una muestra de éstas observaciones se presenta en la imágenes 2.4-2.10.

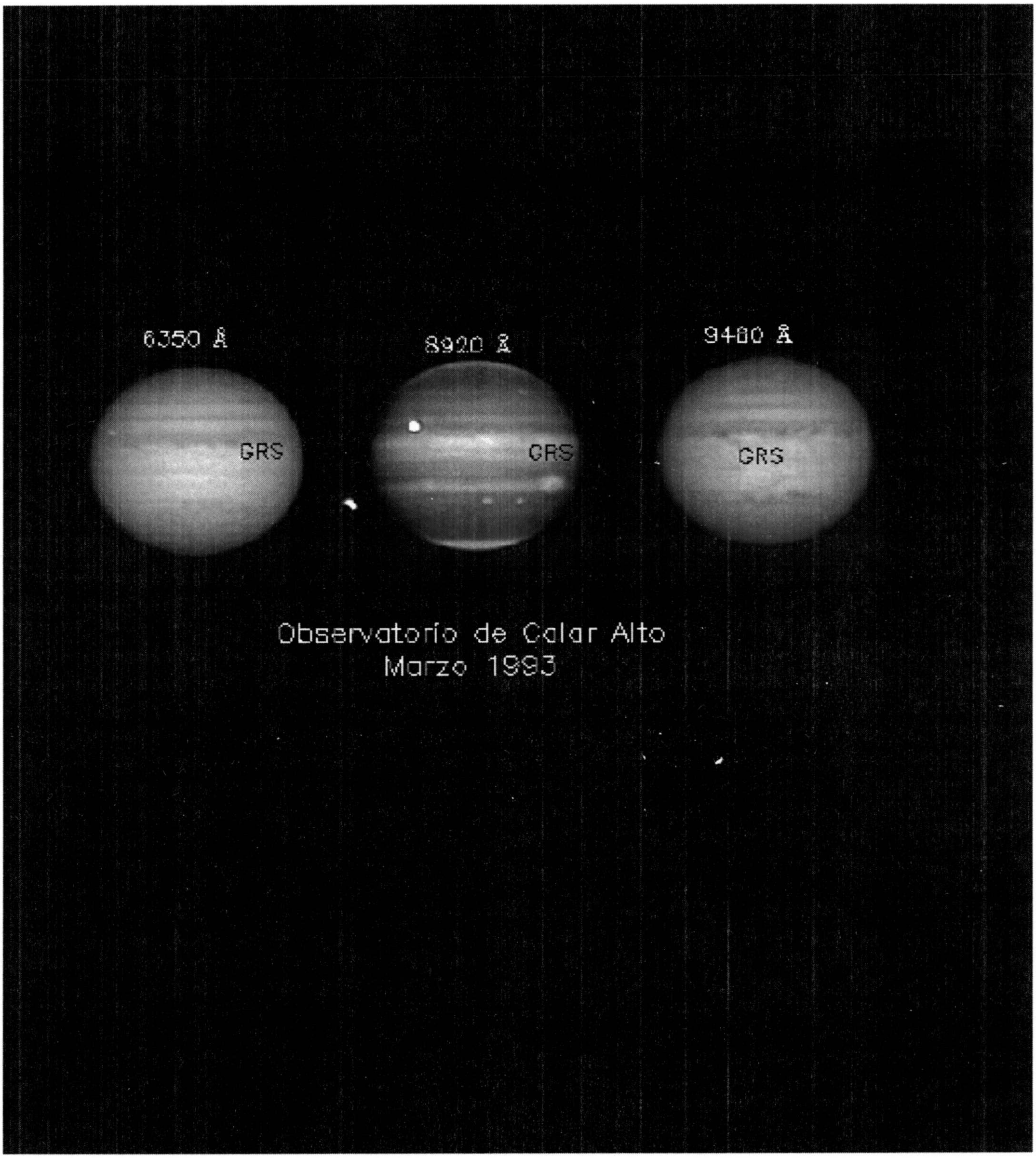


Figura 2.4: Imágenes obtenidas el 11 de Marzo de 1993 en el telescopio español de 1.52 m en el Observatorio de Calar Alto. Filtros 6350 Å, 8920 Å y 9480 Å.

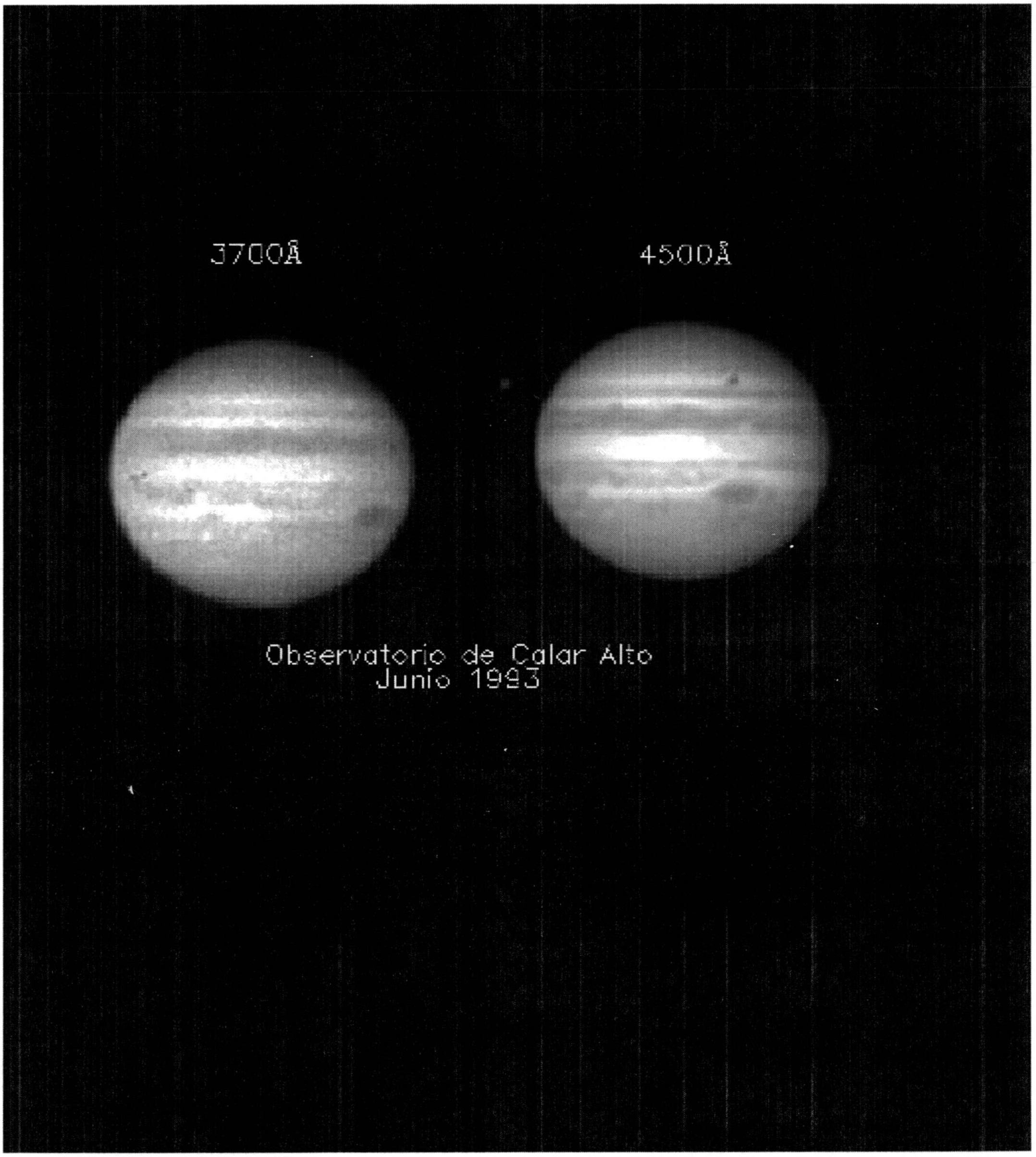


Figura 2.5: Imágenes obtenidas el 4 de Junio de 1993 en el telescopio español de 1.52 m en el Observatorio de Calar Alto. Filtros 3700 Å (9:59 TU) y 4500 Å (10:46 TU).

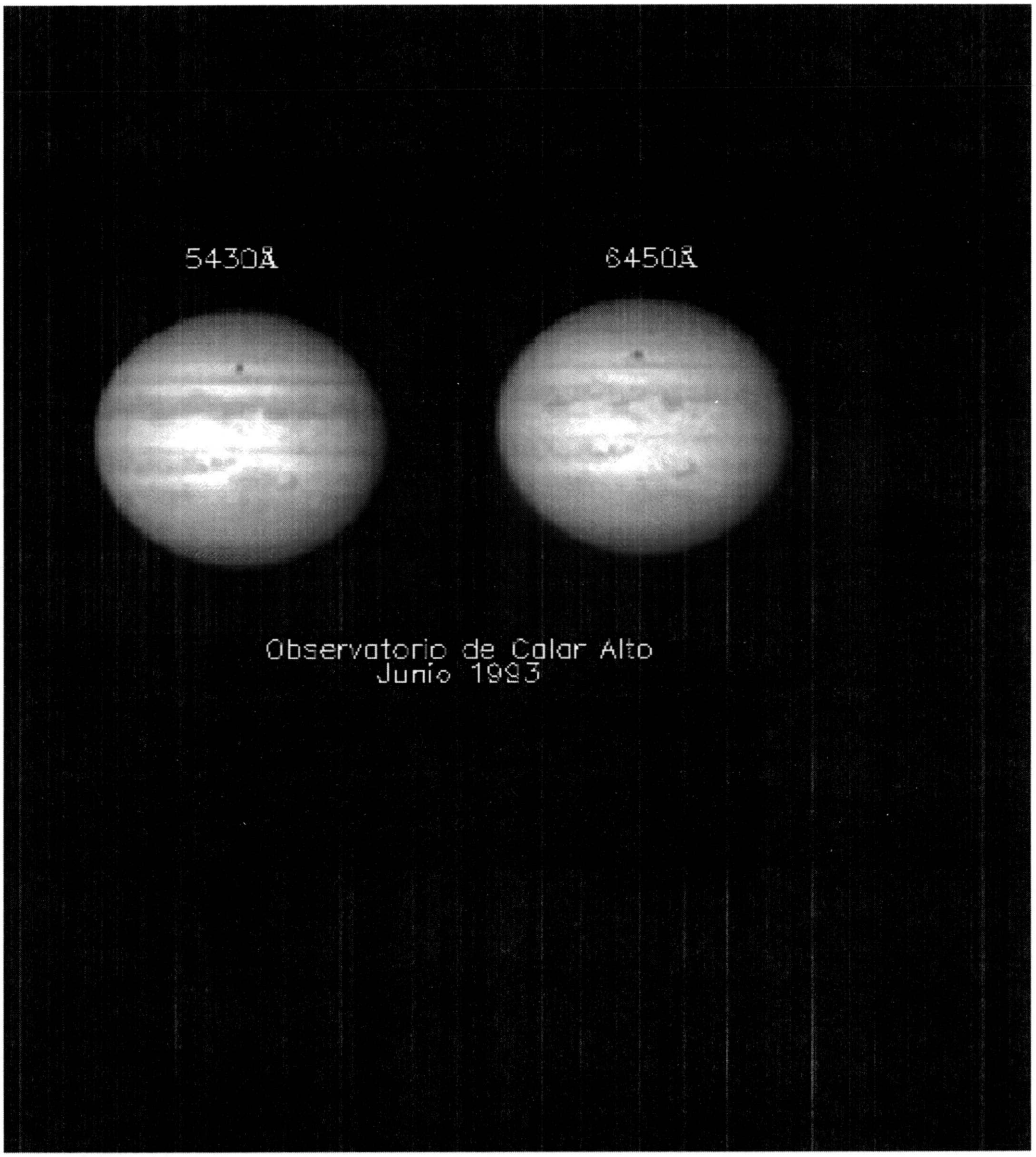


Figura 2.6: Imágenes obtenidas el 4 de Junio de 1993 en el telescopio español de 1.52 m en el Observatorio de Calar Alto. Filtros 5430 Å (11:14 TU) y 6450 Å (11:17 TU).

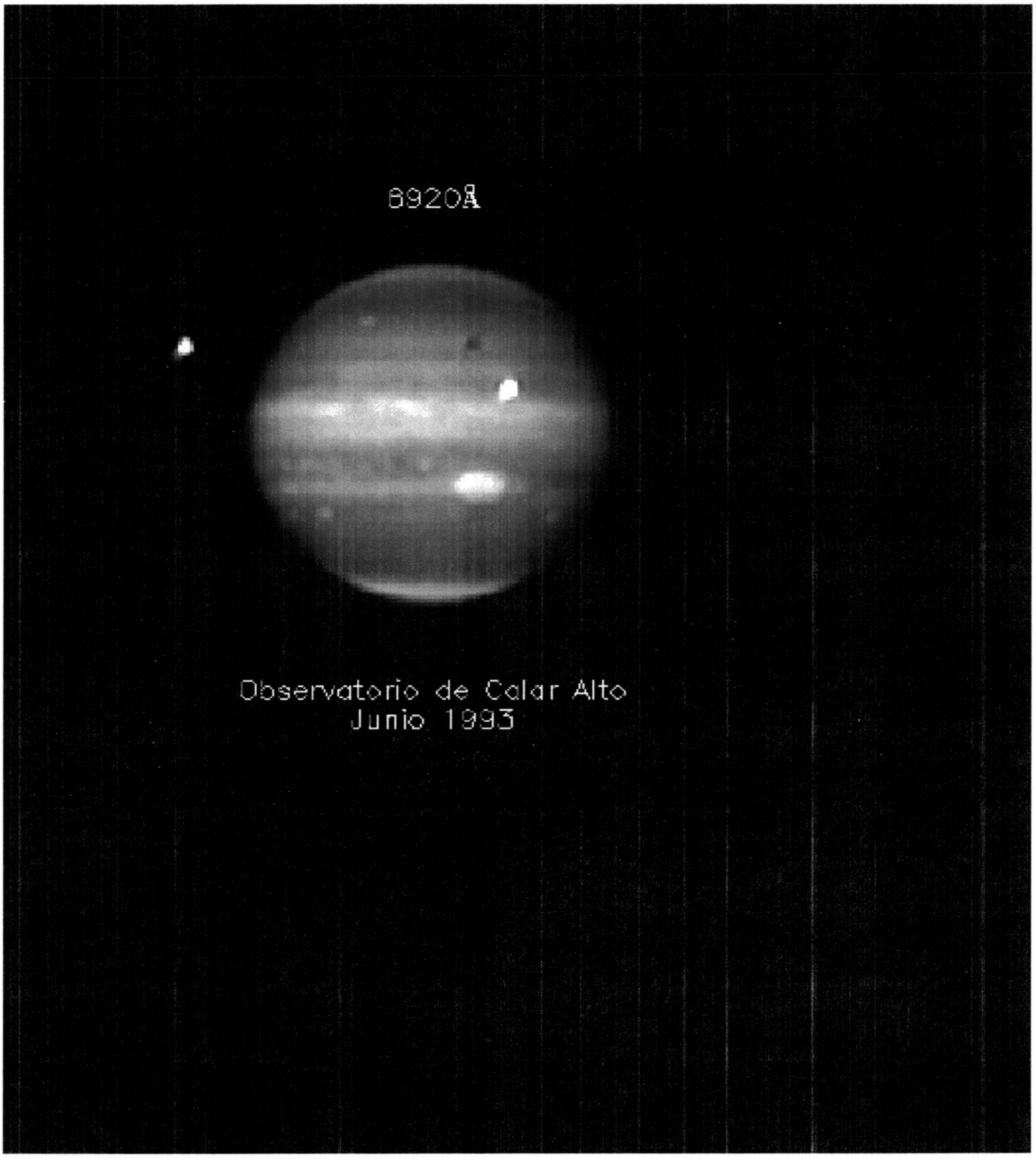


Figura 2.7: Imagen obtenida el 4 de Junio de 1993 en el telescopio español de 1.52 m en el Observatorio de Calar Alto. 10:56 TU. Filtro 8920 Å.

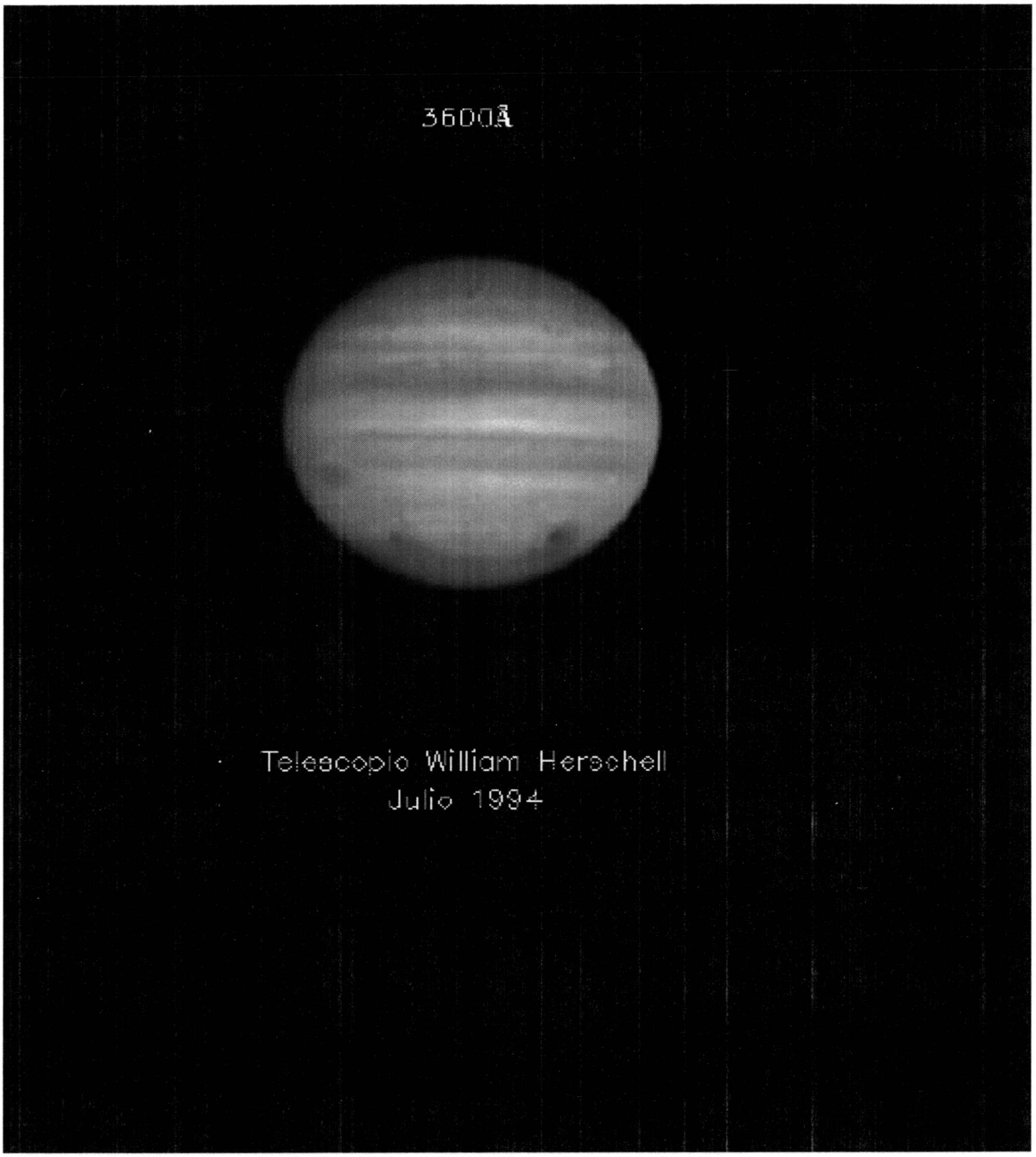


Figura 2.8: Imágenes obtenidas el 18 de Julio de 1994 en el telescopio William Herschell de 4.2 m en el Observatorio de La Palma. 21:23 UT. Filtro 3600 Å.

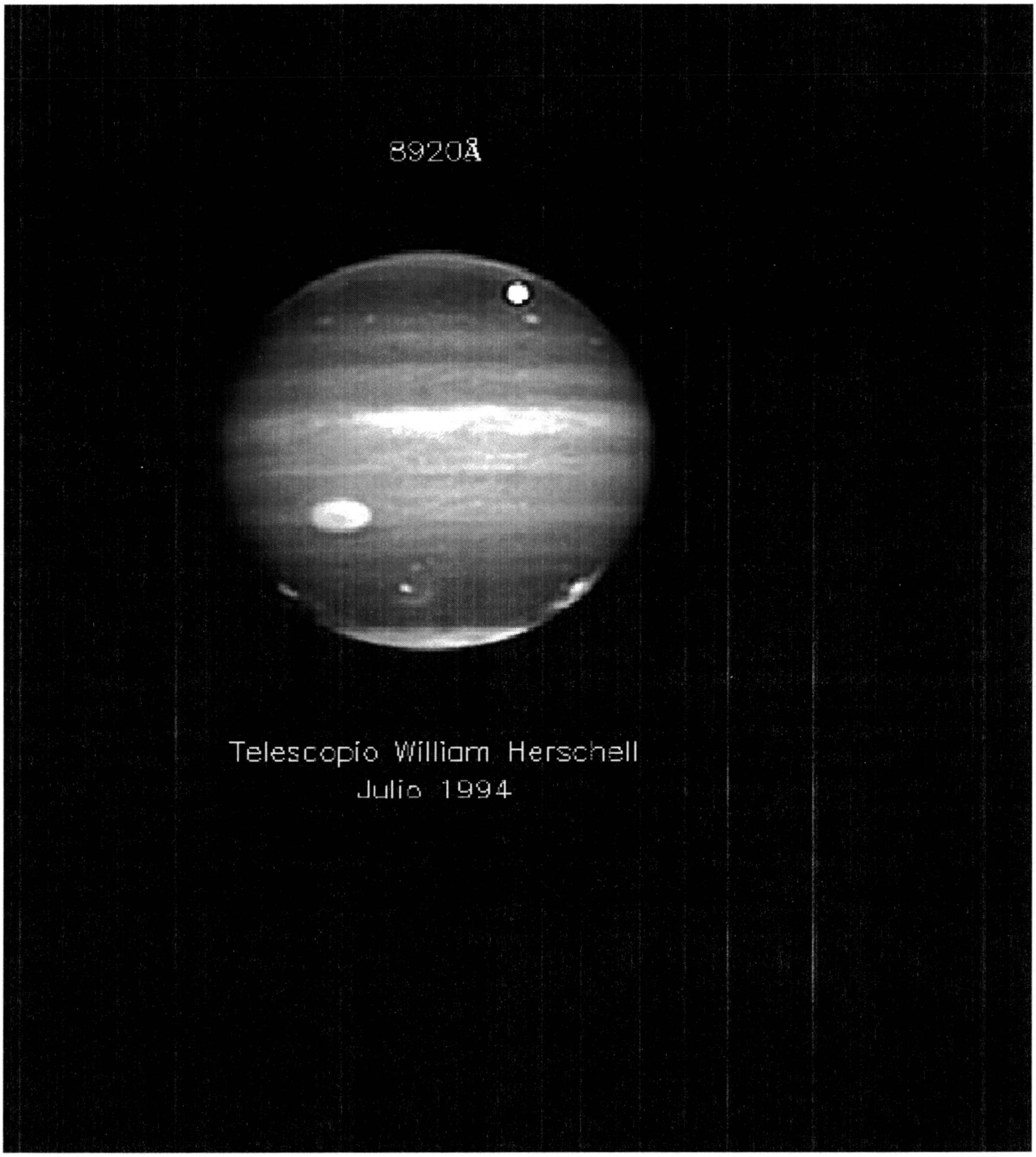


Figura 2.9: Imágenes obtenidas el 18 de Julio de 1994 en el telescopio William Herschell de 4.2 m en el Observatorio de La Palma. 22:04 TU. Filtro 8920 Å.

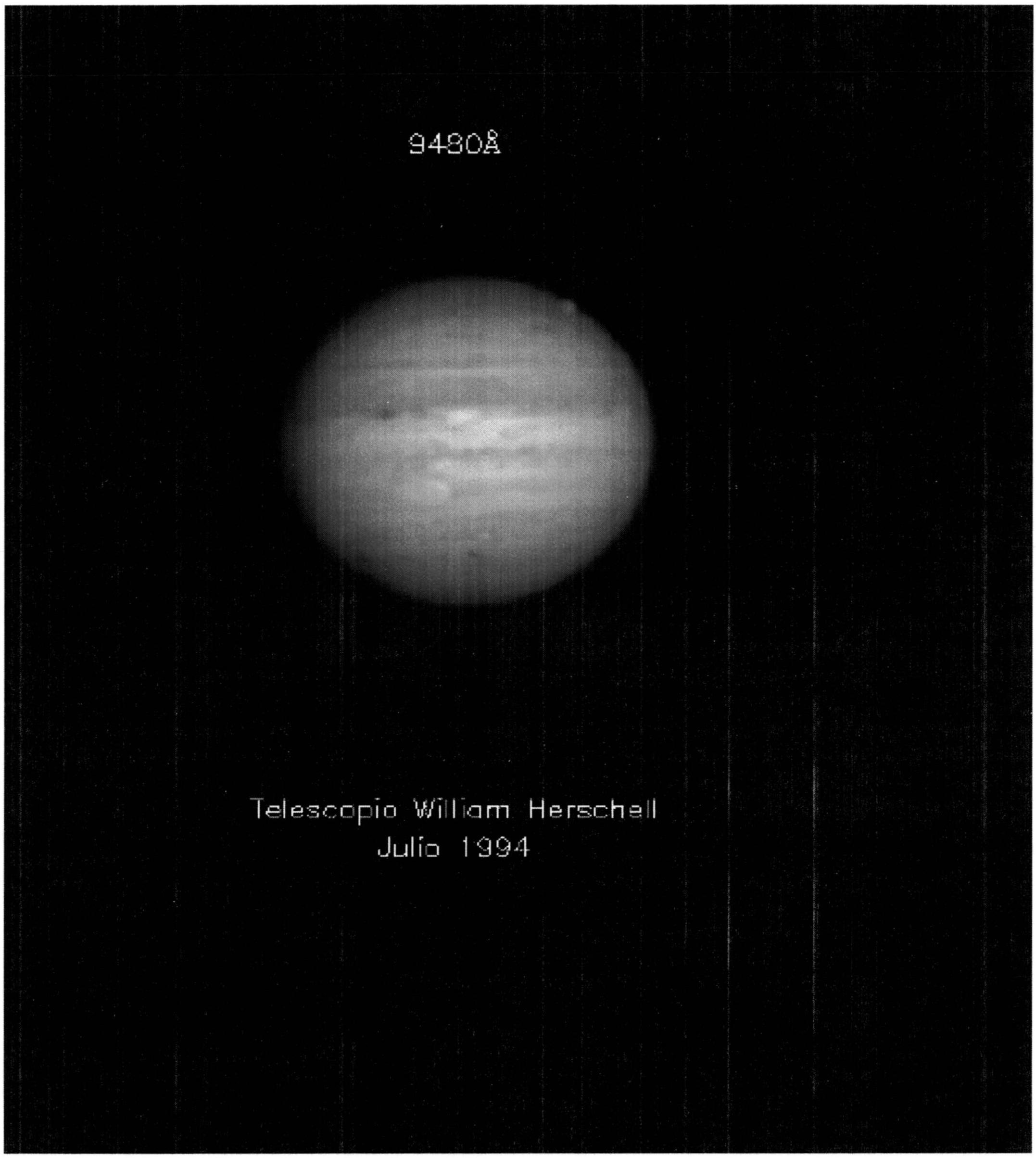


Figura 2.10: Imágenes obtenidas el 18 de Julio de 1994 en el telescopio William Herschell de 4.2 m en el Observatorio de La Palma. 22:22 TU. Filtro 9480 Å.

2.4.1 Filtros utilizados.

Los filtros utilizados en las diferentes campañas de observación se han seleccionado de forma que se cubrieran todos los rangos de presiones donde, posiblemente, se encontraran los aerosoles siendo además sensibles a los rangos de tamaños que nos pudiésemos encontrar. UV (3600 y 3700Å): La eficiencia de scattering (Q_{sca}) es mucho más alta para partículas pequeñas conforme nos acercamos al ultravioleta. Si nos fijamos en la representación de Q_{sca} frente al parámetro de tamaño ($x = \frac{2\pi a}{\lambda}$) obtenido por Hansen y Travis (1974) (figura 2.11), y calculamos la Q_{sca} para un radio de partículas, por ejemplo, de $0.2\mu m$ tendremos que:

$$x_1 = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{2\pi * 2000\mathring{A}}{3600\mathring{A}} = 3.49$$
$$Q_1 \sim 2.42 \tag{2.15}$$

$$x_2 = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{2\pi * 2000\mathring{A}}{9480\mathring{A}} = 1.325$$
$$Q_2 \sim 0.25 \tag{2.16}$$

por lo que conforme nos acerquemos al ultravioleta, las imágenes serán más sensibles a la radiación dispersada por las partículas más pequeñas.

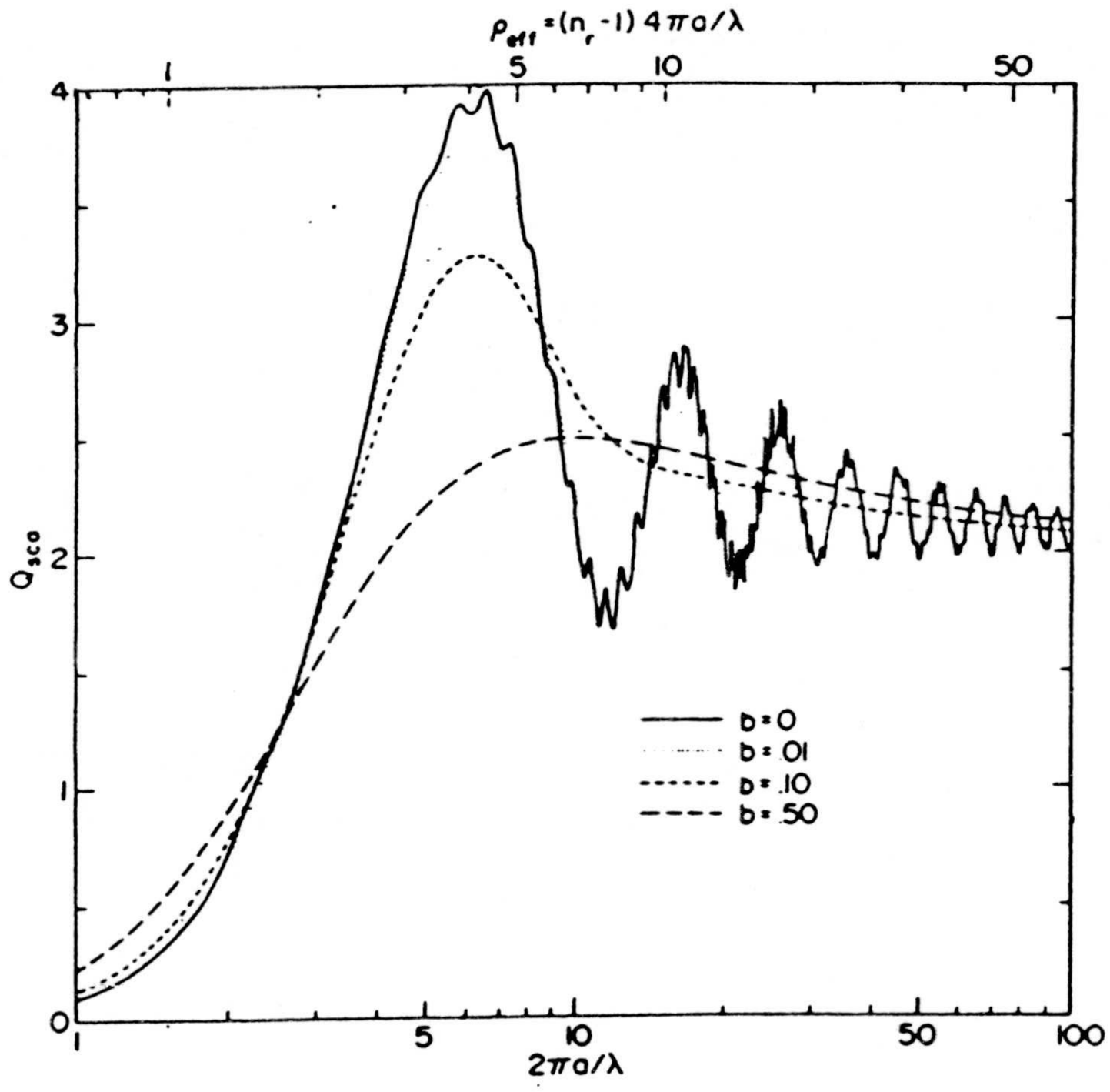


Figura 2.11: Factor de eficiencia, Q_{sca}, en función del parámetro de tamaños, $2\pi a/\lambda$. Para la representación se ha utilizado una distribución de tamaños tipo $n(r) = Cr^{(1-3b)/b}e^{-r/ab}$ utilizando distintos valores de la varianza b. Los índices de refracción son: $n_r = 1.33$ y $n_i = 0$, (Hansen, 1969).

Para sondear distintos niveles de presión se han seleccionado filtros sintonizados en diferentes bandas de absorción del metano. Como sabemos, la radiación de una determinada longitud de onda λ se debilitará al atravesar un espesor de la atmósfera Z de densidad ρ según la siguiente expresión:

$$I_\lambda(z_1, z) = I_\lambda(0)e^{-(\int_0^{z_1} k_\lambda \rho dz)} \tag{2.17}$$

siendo k_λ el coeficiente de absorción del gas. En el caso que estamos considerando el gas es el metano cuyos coeficientes han sido calculados por Karkoschka (1994) y se presentan en la tabla 2.2.

De esta forma de acuerdo con la expresión 2.17, cuanto mayor sea el coeficiente de absorción, k_λ, menor será la distancia z_1 que recorrerá la radiación antes de ser absorbida. Por lo tanto, el hecho de que veamos luz reflejada por los aerosoles en alguno de estos filtros nos indicará, al menos, el valor del tope de la distribución de los mismos, sondeando los filtros menos absorbentes las capas más profundas.

2.4.2 Calibración en Reflectividad.

Una vez obtenidos los valores de la reflectividad I/F en la región de interés, se procedió a calibrarlos en reflectividad absoluta. Para ello, se obtuvieron los albedos planetarios (la reflectividad del disco completo) y se compararon con los valores obtenidos por Karkoschka (1994) en cada una de las longitudes de onda utilizadas en las observaciones. De esta forma, la reflectividad absoluta vendrá dada por la siguiente expresión:

$$(I/F)_{abs} = \frac{(I/F)_{aeros.}}{\frac{(I/F)_{disco}}{área}} * albedo_{Kark.} \tag{2.18}$$

Los albedos obtenidos por Karkoschka se presentan en la tabla 2.2

UNIVERSIDAD DE GRANADA
29 ABR. 1997
COMISION DE DOCTORADO

Tabla 2.2: Filtros utilizados, ancho de banda (FWHM) y coeficiente de absorción k_λ y albedos planetarios integrado al ancho del filtro.

λ ($\AA$)	FWHM ($\AA$)	K_λ	Albedo
3600	560	0.0000	0.455
3700	150	0.0000	0.31
4500	150	0.0009	0.4228
5430	100	0.0743	0.4919
6350	50	0.0700	0.5201
6450	50	0.0225	0.4802
8920	50	25.5600	0.0432
9480	50	0.1664	0.742

CAPÍTULO 3

Técnicas de Cálculo Radiativo.

3.1 Introducción.

En el capítulo anterior se ha expuesto como calcular, a partir de las observaciones, los valores de la reflectividad en la región del planeta que nos interese. En este capítulo, se desarrollan distintas técnicas para, a partir de estos valores de reflectividad, obtener información sobre la estructura vertical de la atmósfera.

Existen dos formas de abordar el problema de la interacción de la radiación con la materia: *el problema directo*, en el que dada una distribución de partículas cuya geometría, tamaño y composición conocemos, iluminada por una radiación también conocida, se determina el campo generado en cualquier lugar del espacio, y el *problema inverso*, que es el que se estudia en esta tesis, en el que, a partir del análisis del campo dispersado (los datos que obtenemos en el observatorio), se deducen las propiedades ópticas y físicas de las partículas responsables del mismo. Las técnicas para resolver este problema son las que se exponen en este capítulo. Para ello se empieza introduciendo una serie de conceptos básicos, describiéndose en los siguientes apartados la ecuación de transporte radiativo y las distintas aproximaciones que se pueden hacer de ella (dependiendo del caso que se quiera estudiar). Al final del mismo, se describe la técnica utilizada para la resolución de la ecuación: *el método de las ordenadas discretas*, dándose las razones por lo que se ha elegido frente a otras. Una vez resuelta la ecuación de transferencia podremos, mediante el procedimiento que se explicará en el siguiente capítulo, obtener la distribución vertical de aerosoles y sus propiedades físicas y ópticas, considerando como aerosol cualquier partícula suspendida en la atmósfera. Cuando la agrupación de aerosoles sea ópticamente delgada hablaremos de neblina o *"haze"*; mientras que si es una región más densa, hablaremos de nubes. Hay un gran número de libros y artículos que estudian la transferencia radiativa en la atmósfera, algunos de los cuales han sido utilizados para el desarrollo de este capítulo y son referenciados al final de esta memoria.

3.2 Conceptos Básicos.

La cantidad diferencial de energía radiante dE_λ en un intervalo de tiempo dt y en el intervalo de longitudes de onda λ, $\lambda + d\lambda$, que atraviesa un elemento de área dA, en una dirección confinada a un diferencial de ángulo sólido, orientado en un ángulo θ respecto a la normal de dA según podemos ver en la figura 3.1, viene dada por:

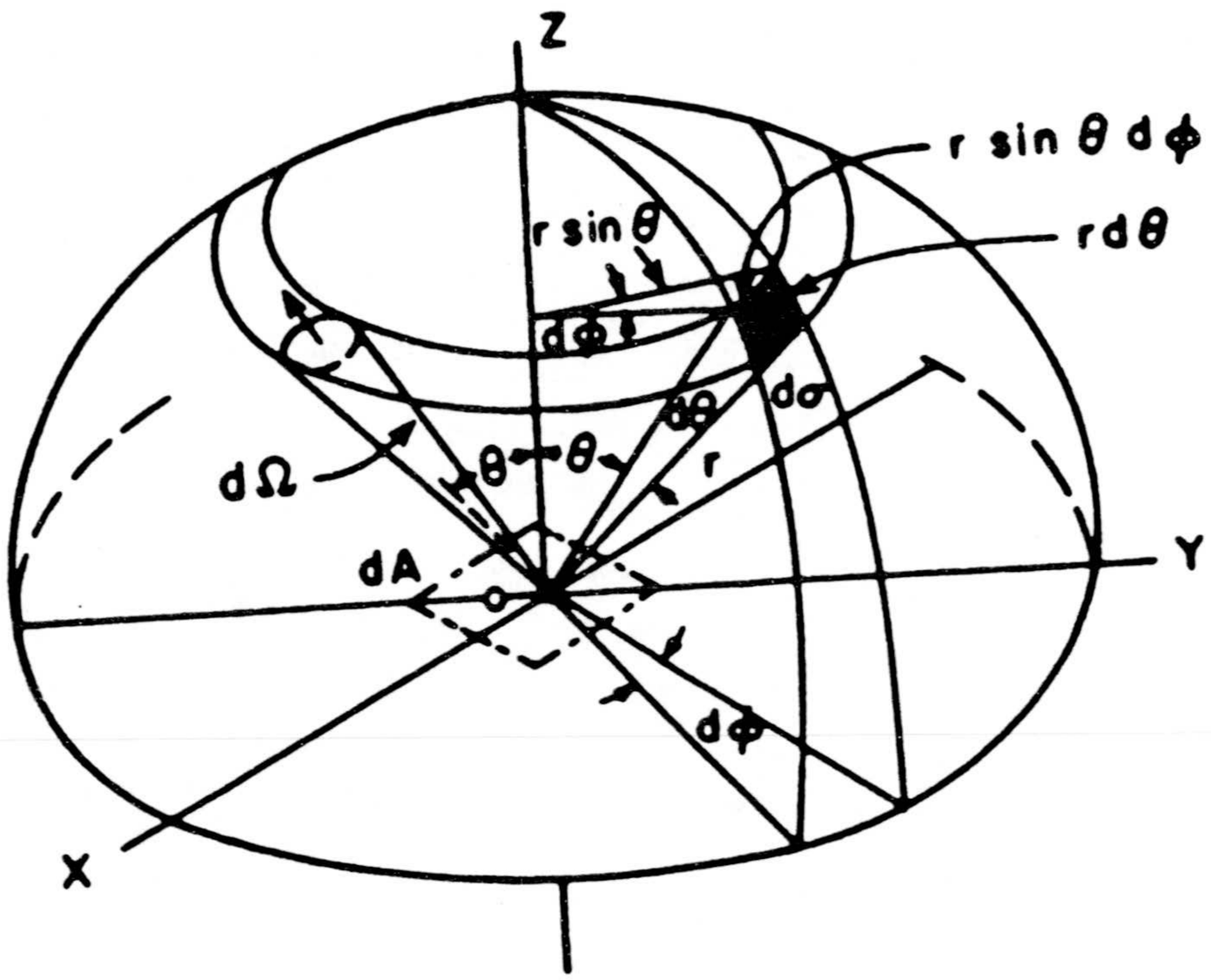


Figura 3.1: Representación del ángulo sólido en coordenadas polares. Se muestra tambien un haz de radiación atravesando un elemento de área dA en las direcciones confinadas a un diferencial de ángulo sólido $d\Omega$.

$$dE_\lambda = I_\lambda cos\theta d\Omega dA d\lambda dt, \tag{3.1}$$

que nos define *la intensidad monocromática* o *radiancia*:

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{cos\theta d\Omega d\lambda dt dA} \tag{3.2}$$

De esta forma, sus dimensiones son la energía en unidad de área, tiempo, frecuencia y ángulo sólido (e.g., erg/cm^2 s sr Hz).

La *densidad de flujo monocromático* o *irradiancia monocromática* de la energía radiante es definida por la componente normal de I_λ integrada sobre el ángulo sólido esférico:

$$F_\lambda = \int_\Omega I_\lambda cos\theta d\Omega \tag{3.3}$$

que, en coordenadas polares, viene dada por:

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\theta, \phi) cos\theta sen\theta d\theta d\phi \tag{3.4}$$

Si la radiación es *isótropa* (independiente de la dirección), la densidad de flujo monocromático será:

$$F_\lambda = \pi I_\lambda \tag{3.5}$$

La *densidad total de flujo* de energía radiante, irradiancia, para todas las longitudes de onda (energía en la unidad de área y en la unidad de tiempo) puede obtenerse integrando la densidad de flujo monocromática sobre el espectro electromagnético completo:

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda \tag{3.6}$$

Por otra parte, el flujo total f, o *potencia radiante* W (energía en la unidad de tiempo) es definida por:

$$f = \int_A F dA \tag{3.7}$$

En el campo de la transferencia radiativa es muy utilizado el término *sección eficaz* que nos da el área que recibiría la misma cantidad de energía que ha sido separada de la radiación incidente por una partícula, por lo tanto vendrá dada en unidades de área (cm^2). La sección eficaz de extinción, en unidades de área, será la suma de las secciones eficaces de *scattering* y *absorción*. No obstante, cuando la sección eficaz se refiere a la unidad de masa, las unidades serán (cm^{2}g^{-1}) y hablaremos de *sección eficaz de masa*. Si la sección eficaz se multiplica por la densidad en número (cm^{-3}), o cuando la sección

eficaz de masa es multiplicada por la densidad (g cm^{-3}), nos referiremos al *coeficiente de extinción, scattering o absorción*, dependiendo del caso que estemos considerando. Otra magnitud de gran interés, ya que es el dato que se obtiene de las observaciones, es la reflectividad (I/F), que nos da la razón entre la intensidad reflejada y la intensidad incidente. La reflectividad planetaria a cada longitud de onda la podremos calcular según la siguiente expresión:

$$I/F = \frac{F_P^*}{BF_e^*}\left(\frac{R}{a}\right)^2 \frac{\pi}{A} \tag{3.8}$$

donde:

$F_P^* \equiv$ Flujo del área observada del planeta.

$F_E^* \equiv$ Flujo de la estrella de calibración.

$R \equiv$ Distancia Sol-Planeta

$a \equiv$ Distancia Sol-Tierra

$A \equiv$ área de apertura del detector en estereo radianes.

$B \equiv$ relaciona el flujo de la estrella de calibración (análogo solar) y el Sol mediante sus magnitudes visuales.

$$B \equiv 10^{(m_e - m_\odot)/2.5} \tag{3.9}$$

$m_e \equiv$ magnitud visual de la estrella.

$m_\odot \equiv$ magnitud visual del Sol

3.3 La ecuación de transferencia.

En un medio homogéneo, la intensidad de radiación monocromática I_λ, es debilitada por interacción con la materia. La intensidad de radiación I_λ, después de atravesar un cierto espesor ds en la dirección de propagación, se convertirá en $I_\lambda + dI_\lambda$ de modo que tenemos:

$$dI_\lambda = -K_\lambda \rho I_\lambda ds \tag{3.10}$$

donde ρ es la densidad del material y K_λ es la *sección eficaz de extinción de masa* o simplemente el *coeficiente de extinción* (suma del *coeficiente de absorción* k_λ, y el de *scattering* σ_{sca}) que nos da la cantidad de energía perdida por su interacción con la materia para una radiación de longitud de onda de λ, y vendrá en unidades de área en unidad de

masa (cm^2g^{-1}). No obstante, no se puede suponer que esta disminución de intensidad sea necesariamente pérdida, ya que puede ocurrir que reaparezca en otras direcciones debido a *procesos de scattering*, los cuales se explicarán con mayor detenimiento en las secciones siguientes. Por lo tanto, se tendrá que distinguir entre la *absorción real* y la energía que ha sido absorbida para ser rerradiada en todas direcciones. Además, la intensidad se podrá ver incrementada por la emisión térmica del material. Estos dos procesos se incluirán en la función fuente j_λ, que nos dará el incremento de intensidad debido a la emisión y al *scattering* desde todas las direcciones en la dirección que estamos considerando.

$$dI_\lambda = j_\lambda \rho ds \tag{3.11}$$

Combinando las ecuaciones 1.8 y 1.9 tendremos que:

$$dI_\lambda = -K_\lambda \rho I_\lambda ds + j_\lambda \rho ds \tag{3.12}$$

Es conveniente definir la función fuente J_λ como:

$$J_\lambda \equiv \frac{j_\lambda}{K_\lambda} \tag{3.13}$$

Según esta definición, la función fuente tendrá unidades de intensidad de radiación, y la ecuación 1.10 queda:

$$\frac{dI_\lambda}{K_\lambda \rho ds} = -I_\lambda + J_\lambda \tag{3.14}$$

La ecuación (3.14) es la ecuación general de transferencia, que será fundamental en cualquier proceso de transferencia radiativa. A partir de ahora iremos particularizando dicha ecuación para cada caso y veremos como puede resolverse realizando diferentes aproximaciones.

3.3.1 Ecuación de transferencia en atmósferas plano-paralelas.

En este caso se considera que los parámetros atmosféricos varían solamente en la dirección vertical. Bajo esta suposición, los procesos de absorción y emisión seran simétricos con respecto al ángulo acimutal, y por tanto, la intensidad es función de la posición vertical y del ángulo cenital. Para esta aproximación nos interesa medir distancias lineales normales al plano de estratificación. Si llamamos z a dicha distancia, entonces la ecuación general de transferencia será:

$$cos\theta \frac{dI_\lambda(z;\theta,\phi)}{K_\lambda \rho dz} = -I_\lambda(z;\theta,\phi) + J_\lambda(z;\theta,\phi) \tag{3.15}$$

donde los ángulos θ y ϕ están representados en la figura 3.2. A partir de aquí, se omitirá el subíndice λ para simplificar la escritura. Introduciendo la profundidad óptica:

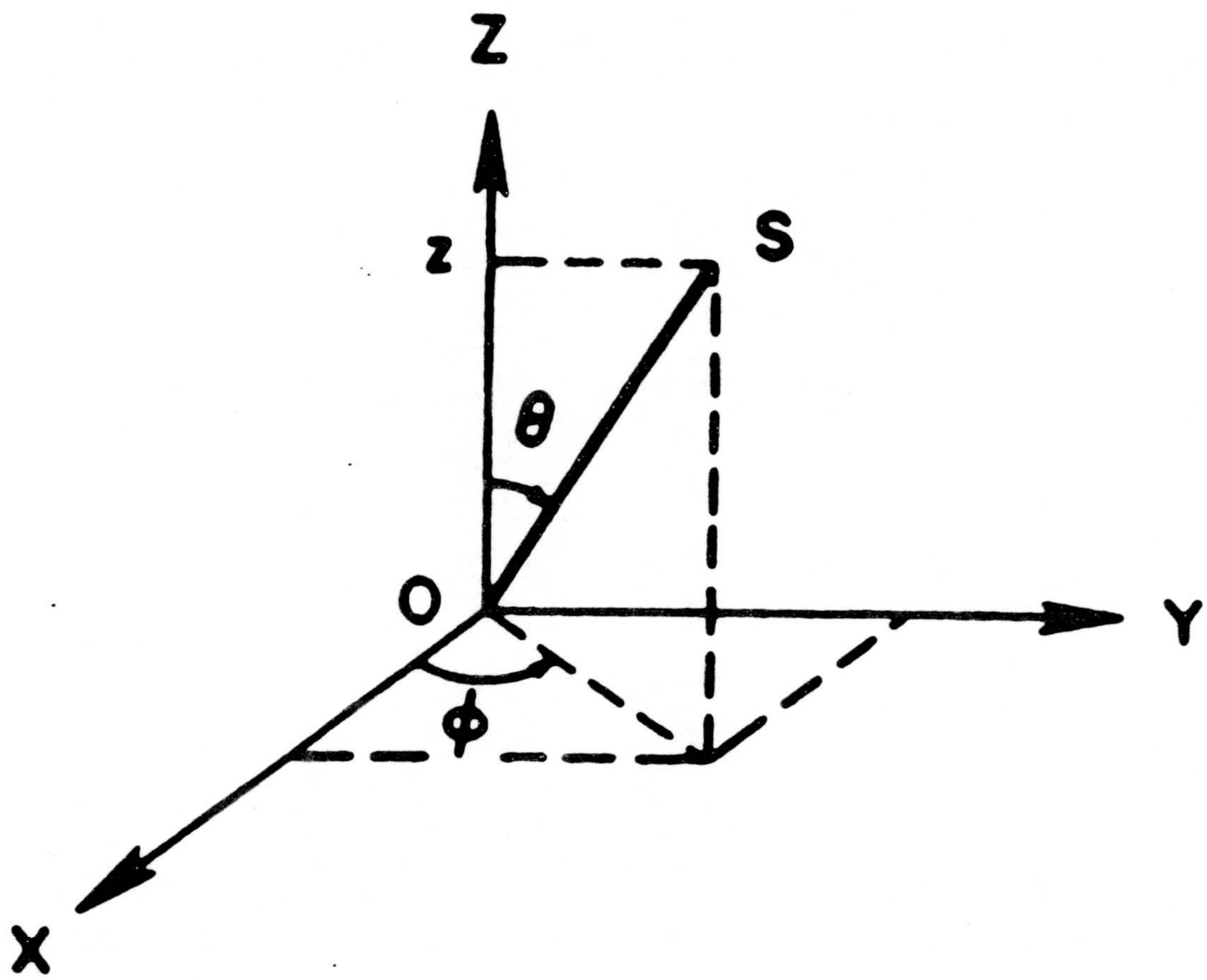


Figura 3.2: Geometría para una atmósfera plano-paralela.

$$\tau = \int_z^\infty k\rho dz', \tag{3.16}$$

que es medida desde arriba, la ecuación de transferencia quedará así:

$$\mu \frac{dI(\tau;\mu,\phi)}{d\tau} = I(\tau;\mu,\phi) - J(\tau;\mu,\phi), \tag{3.17}$$

donde $\mu = cos\theta$. Ésta es la ecuación básica para el problema de scattering múltiple en una atmósfera plano-paralela, la cual se podrá resolver para una atmósfera finita que esté confinada entre $\tau = 0$ y $\tau = \tau_1$, obteniendo las intensidades ascendentes y descendentes. Para obtener la intensidad ascendente, $(0 \leq \theta \leq \pi/2,\ 0 \leq \mu \leq 1)$ en el nivel τ, multiplicaremos la ecuación 1.15 por $e^{-\tau/\mu}$ e integraremos desde τ hasta $\tau = \tau_1$, quedándonos la siguiente expresión:

$$I(\tau;\mu,\phi) = I(\tau_1;\mu,\phi)e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_1} J(\tau';\mu,\phi)e^{-(\tau'-\tau)/\mu}\frac{d\tau'}{\mu} \quad (1 \geq \mu > 0), \tag{3.18}$$

Para calcular la intensidad descendente, $\pi/2 \leq \theta < \pi$ $(\mu < 0)$ en el nivel τ, multiplicaremos por $e^{\tau/\mu}$ y μ será sustituido por $-\mu$. Integrando ahora desde $\tau = 0$ hasta τ, llegaremos a la expresión:

$$I(\tau;-\mu,\phi) = I(0;-\mu,\phi)e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J(\tau';-\mu,\phi)e^{-(\tau-\tau')/\mu}\frac{d\tau'}{\mu} \quad (1 \geq \mu > 0), \tag{3.19}$$

donde $I(\tau_1;\mu,\phi)$ y $I(0;-\mu,\phi)$ representan las intensidades entrantes provenientes de la fuente en los límites superior e inferior respectivamente.

Para aplicaciones planetarias, es conveniente medir las intensidades emergentes en los límites superior e inferior de la atmósfera, de modo que, fijando $\tau = 0$ en 1.16

$$I(0;-\mu,\phi) = I(\tau_1;\mu,\phi)e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} J(\tau';\mu,\phi)e^{-\tau'/\mu}\frac{d\tau'}{\mu}, \tag{3.20}$$

donde el primer término representa la contribución de la base de la atmósfera y el segundo la contribución atmosférica. Por otra parte, fijando $\tau = \tau_1$ en 1.17 nos quedará:

$$I(\tau_1;-\mu,\phi) = I(0;-\mu,\phi)e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} J(\tau';-\mu,\phi)e^{-(\tau_1-\tau'/\mu)}\frac{d\tau'}{\mu}, \tag{3.21}$$

donde, de nuevo, el primer término representa la contribución de la parte superior, y el segundo, la atmosférica.

Veamos ahora distintas aplicaciones particulares de estas dos ecuaciones.

3.3.1.1 Ley de Lambert

Si los procesos de emisión y scattering son despreciables, podremos eliminar el término fuente, con lo que:

$$I(\tau) = I(0)e^{-\tau/\mu}, \tag{3.22}$$

que es conocida como la ley de Lambert.

3.3.1.2 Equilibrio Termodinámico Local (ETL)

Antes de describir las leyes que gobiernan este tipo de radiación daremos una serie de definiciones que serán necesarias para el desarrollo de este apartado.
Dada una radiación isótropa, de longitud de onda λ, incidente sobre la superficie de un cuerpo, parte de ella puede ser absorbida, parte reflejada y parte transmitida. Llamaremos *coeficiente de absorción* k_λ a la fracción que es absorbida por el cuerpo. k_λ depende de la naturaleza del cuerpo y de su temperatura. El *cuerpo negro* tiene coeficiente de absorción 1 para cualquier longitud de onda, es decir, absorbe toda la radiación que le llega. La radiación del cuerpo negro depende solo de su temperatura y no de su naturaleza. Para un cuerpo negro la intensidad emitida para una determinada λ, vendrá dada por la función de Planck:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/K\lambda T} - 1)}, \tag{3.23}$$

donde K es la constante de Boltzman, h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz y T la temperatura.
La longitud de onda a la que se produce el máximo de intensidad para la radiación del cuerpo negro será, en virtud de la ley de desplazamiento de Wien, inversamente proporcional a la temperatura. Para obtener dicho resultado solo tendremos que diferenciar la función de Planck con respecto a la longitud de onda e igualar a cero:

$$\frac{\partial B_{\lambda(T)}}{\partial \lambda} = 0, \tag{3.24}$$

obteniendo la longitud de onda del máximo

$$\lambda_m = a/T, \tag{3.25}$$

donde $a = 0.2897$ cm grado. Por otra parte, en un medio en *equilibrio termodinámico*, el campo de radiación vendrá dado por la ley de Kirchhoff, que nos dice que la emitancia

radiante por cualquier cuerpo en general (no-negro) es el coeficiente de absorción por la emitancia del cuerpo negro a la misma temperatura:

$$E_\lambda = k_\lambda E_{\lambda_n} \tag{3.26}$$

En equilibrio termodinámico, la función fuente dependerá solo de la temperatura y la longitud de onda lo cual simplifica enormemente el problema de transferencia radiativa. Evidentemente, el campo de radiación en una atmósfera, como un todo, no es isótropo ni su temperatura uniforme. No obstante, en un volumen localizado de la atmósfera, éste puede ser considerado isótropo y con una temperatura constante, donde las transiciones energéticas son determinadas por colisiones moleculares. En este contexto podremos hablar de **equilibrio termodinámico local (ETL)** y la ley de Kirchhoff será aplicable. Por lo tanto, si consideramos una atmósfera plano-paralela donde los procesos de scattering son despreciables y que está en ETL, la función fuente vendrá dada por la ley de Kirchhoff

$$J_\lambda = B_\lambda(T) \tag{3.27}$$

La ecuación de transferencia general 1.15 tendrá la forma:

$$\mu \frac{dI_\lambda(\tau,\mu)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,\mu) - B_\lambda(T) \;\; (Flujo\ ascendente) \tag{3.28}$$

$$-\mu \frac{dI_\lambda(\tau,-\mu)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,-\mu) - B_\lambda(T) \;\; (Flujo\ descendente), \tag{3.29}$$

cuya solución viene dada por las ecuaciones 1.16 y 1.17:

$$I_\lambda(\tau,\mu) = I_\lambda(\tau_1,\mu)e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_1} B_\lambda[T(\tau')]e^{-(\tau'-\tau)/\mu}\frac{d\tau'}{\mu} \tag{3.30}$$

$$I_\lambda(\tau,-\mu) = I_\lambda(0,-\mu)e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} B_\lambda[T(\tau')]e^{-(\tau-\tau')/\mu}\frac{d\tau'}{\mu} \tag{3.31}$$

3.3.2 Procesos de Scattering

Hasta ahora hemos despreciado en la ecuación de transporte radiativo los procesos de scattering. Sin embargo, el problema de transferencia puede dividirse en dos partes: la componentes directa y la difusa. La componente directa está asociada con la atenuación exponencial en la atmósfera del flujo solar que no ha sufrido scattering, $(\pi F_\odot e^{-\tau/\mu_0})$, mientras que la componente difusa la genera el rayo de luz que ha sufrido procesos

de scattering. En primer lugar explicaremos en qué consisten estos fenómenos y los introduciremos en las ecuaciones. Como hemos visto anteriormente, el scattering es un proceso físico asociado con la luz y su interacción con la materia mediante el cual, una partícula en el camino de una onda electromagnética extrae energía de la onda incidente rerradiándola en todas direcciones. De esta forma, la partícula debe ser considerada como un punto fuente de la energía dispersada.

$$Scattering = excitación + re - emisión$$

En la atmósfera, las partículas responsables del scattering cubren desde los tamaños de las moléculas de gas (10^{-8} cm) hasta los de las grandes gotas de lluvia y cristales de hielo (1cm).

La intensidad relativa dispersada dependerá fuertemente de la razón entre el tamaño de las partículas y la longitud de onda de la onda incidente. Así, si el tamaño de la partícula es grande, la energía dispersada se concentrará en la dirección de incidencia de la radiación. Cuando las partículas son mucho menores que la longitud de onda de la radiación incidente, el *scattering* es conocido como *scattering de Rayleigh*, (cuya teoría se explicará con detalle en la sección 3.3.3), ya que fue Lord Rayleigh en 1871 quien desarrolló la teoría, explicando el color y polarización del cielo. Cuando ($r \ll \lambda$) y además $r \ll \lambda \mid m \mid$ siendo $\mid m \mid$ el módulo del índice de refracción complejo de la partícula, se puede demostrar que, cuando incide luz natural de longitud de onda λ sobre una partícula de polarizabilidad α_p, la intensidad en un punto lejano viene dada por:

$$I = I_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \alpha_p^2 \frac{1}{2}(1 + cos^2\Theta), \tag{3.32}$$

siendo Θ el ángulo de scattering definido en la figura 3.4 . Según esta fórmula, la intensidad de luz solar dispersada por una molécula es proporcional a la intensidad incidente e inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda de la radiación incidente. Si las partículas son mayores, o comparables a la longitud de onda, el scattering es conocido como *scattering de Mie*. La teoría de scattering de Mie no tiene limitaciones para $r \ll \lambda$, convergiendo, en este caso, a la teoría de Rayleigh.

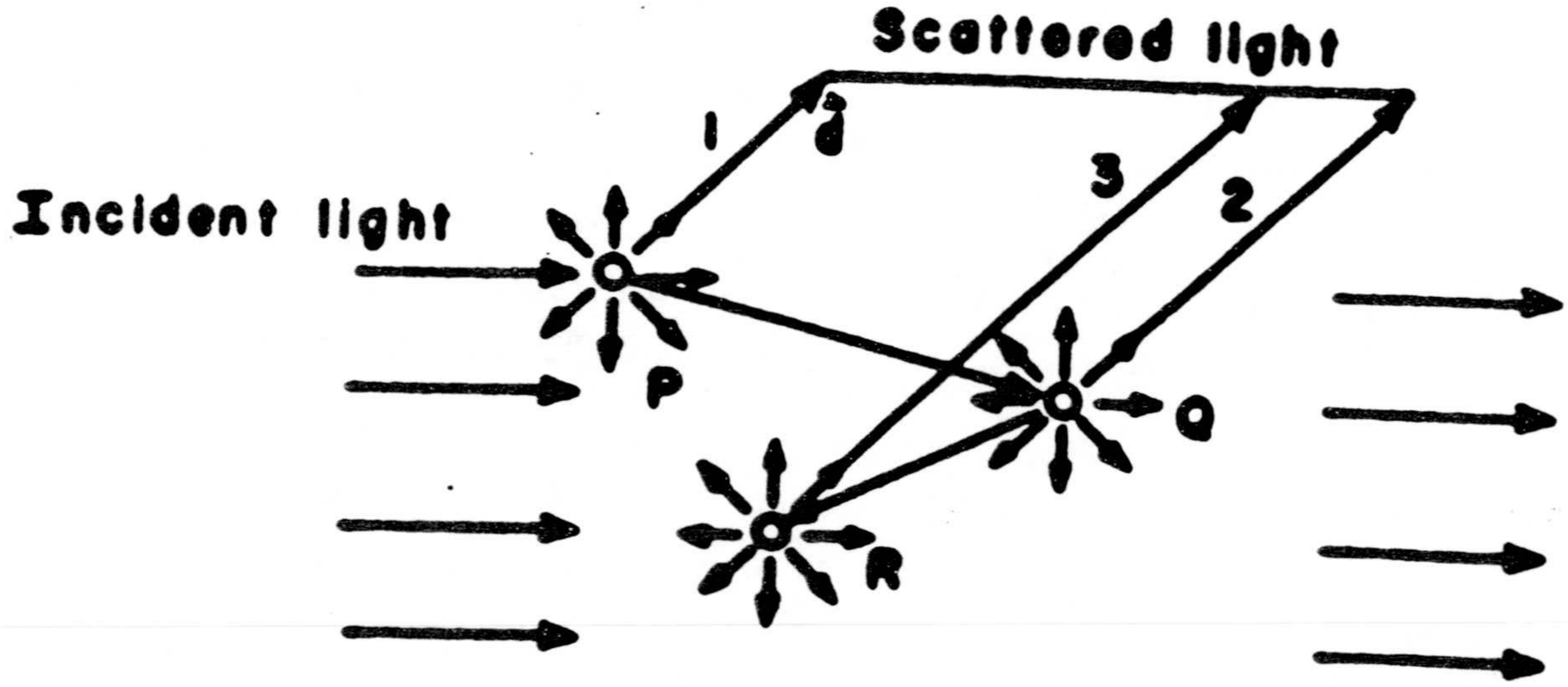


Figura 3.3: Procesos de scattering múltiple.

En la naturaleza nos encontraremos con agrupaciones de partículas. De esta forma, cada partícula será excitada por el campo externo y por el campo resultante dispersado por el resto de las partículas. Según se vé en la figura 3.3, una partícula en la posición P extrae energía del rayo incidente volviédola a radiar, mediante scattering, en todas direcciones. Por otra parte, una porción de esta energía dispersada alcanza la partícula en la posición Q, donde es dispersada de nuevo en todas las direcciones (scattering secundario). Además, la partícula situada en R, sufrirá scattering de tercer orden. El proceso mediante el cual el scattering se produce más de una vez se conoce como *scattering múltiple.* No obstante, si el número de partículas es lo suficientemente bajo y están lo suficientemente separadas, el campo dispersado por las partículas será despreciable frente al campo externo, y podremos hablar de *scattering simple.* Sin embargo, en los niveles atmosféricos que se estudian en esta tesis la aproximación de scattering simple no es válida y tendremos que realizar el estudio para el problema de scattering múltiple.

Basándonos en la ecuación de transferencia para atmósferas plano-paralelas (3.17), la función fuente tendrá tres contribuciones: emisión, scattering múltiple de la intensidad difusa y scattering simple de la radiación solar directa en el tope de la atmósfera $F_\odot$ que será atenuada al atravesar un espesor óptico τ. Veamos cómo introducir cada una de estas contribuciones en la función fuente.

La radiación electromagnética emitida desde la fotosfera solar tiene una temperatura equivalente de cuerpo negro de unos 6000 K, por lo que su pico de energía estará localizado en torno a 4.7 μm, según la ley de desplazamiento de Wien (3.25), estando las longitudes de onda que son importantes para la transferencia de flujo solar entre 0.2 y 4 μm. En las longitudes de onda con las que nosotros vamos a trabajar (desde el ultravioleta hasta el infrarojo cercano), la energía emitida por el planeta será despreciable comparándola con la emitida por el Sol. Por lo tanto, podremos eliminar el término de emisión térmica, por lo que la función fuente tendrá las siguientes contribuciones:

- Parte de la radiación entrante en la dirección (μ', ϕ') podrá ser rerradiada, tras scattering, en la dirección que estamos estudiando (μ, ϕ). Esta contribución vendrá dada por:

$$\frac{\varpi}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu', \phi') P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \tag{3.33}$$

que representa, por tanto, la radiación difusa múltiplemente dispersada, siendo P la función de fase que nos dará la probabilidad de que la radiación incidente en la

dirección (μ', ϕ') sea rerradiada en la dirección (μ, ϕ).

- La contribución directa debida al Sol será:

$$\frac{\varpi}{4\pi} F_{\odot} P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0}, \tag{3.34}$$

radiación que ha sufrido scattering simple tras atravesar un espesor óptico τ.

Por lo tanto la función fuente quedará:

$$\begin{aligned} J(\tau, \mu, \phi) &= \frac{\varpi}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu', \phi') P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \\ &\quad \frac{\varpi}{4\pi} F_{\odot} P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0}. \end{aligned} \tag{3.35}$$

siendo I la radiación difusa, P la función de fase y ϖ el albedo de scattering simple, definido como la razón entre el coeficiente de scattering σ_{sca} y el de extinción K_λ (scattering más absorción):

$$\varpi = \frac{\sigma_{sca}}{\sigma_{sca} + k_\lambda} \tag{3.36}$$

El albedo de scattering simple, la función de fase y el coeficiente de extinción son parámetros fundamentales en el problema de transferencia radiativa. Estos parámetros son función de la longitud de onda incidente, del tamaño y geometría de las partículas, y de los índices de refracción. La función de fase nos dará la distribución angular de la energía dispersada, redirigiendo la intensidad entrante en la dirección (μ', ϕ') hacia la dirección (μ, ϕ). La función de fase dependerá de las direcciones entrantes y salientes. No obstante, hay varios casos en la que ésta se puede expresar en función del ángulo de scattering (Θ), que viene definido por las direcciones entrante y saliente según la figura 3.4.

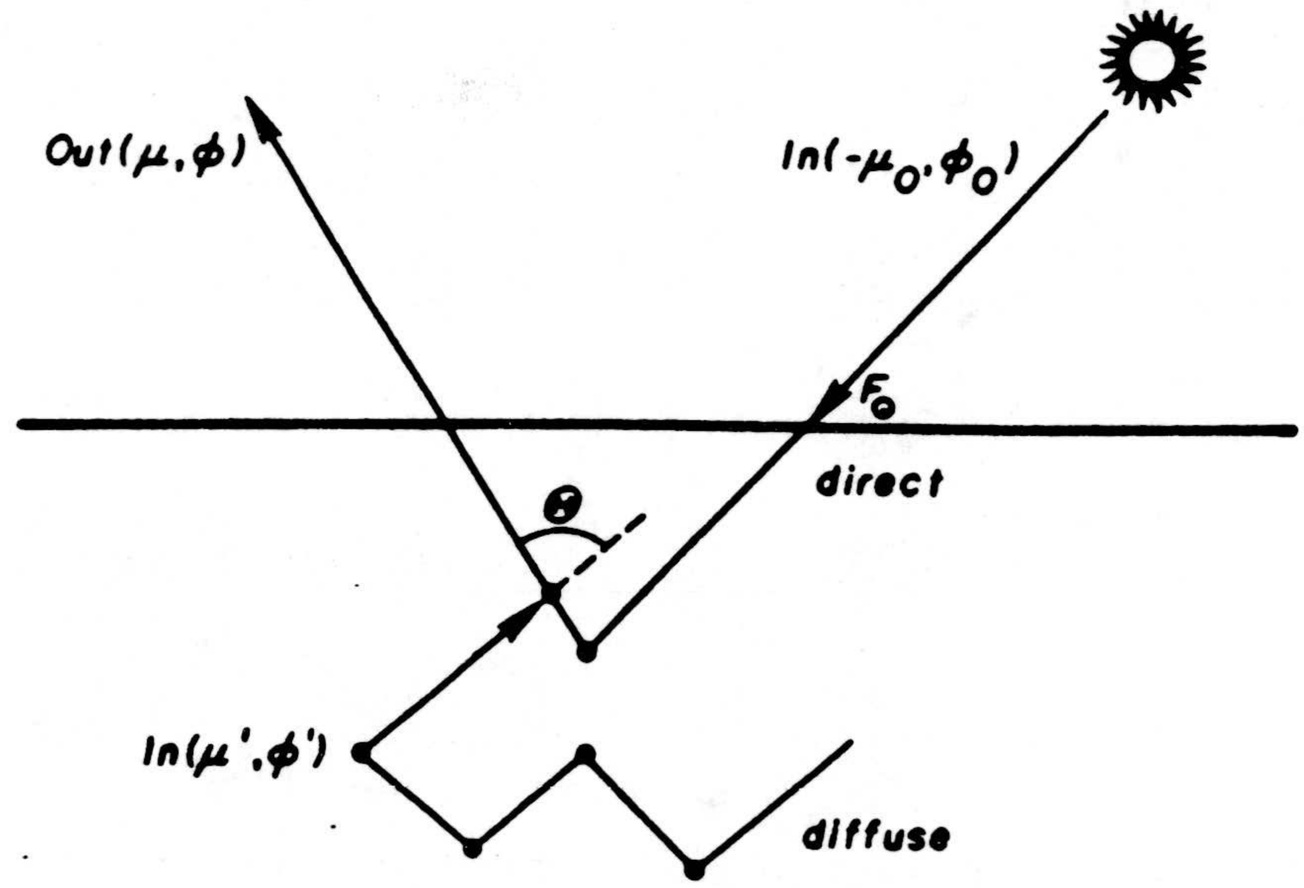


Figura 3.4: Definiciones de las componentes directa y difusa y del águlo de scattering Θ.

- Función de fase para scattering de Rayleigh:

$$P(cos\Theta) = \frac{3}{4}(1 + cos^2(cos\Theta)) \tag{3.37}$$

- La función de fase para partículas (scattering de Mie) es mucho más difícil de manejar pero, para muchas aplicaciones planetarias, a veces se suele utilizar una expresión analítica de la función de fase que se conoce como la *función de fase de Henyey-Greenstein*

$$P_{HG}(cos\Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2gcos\Theta)^{3/2}} = \sum_{l=0}^{N}(2l + 1)g^l P_l(cos\Theta), \tag{3.38}$$

donde

$$g = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} P(cos\Theta)cos\Theta dcos\Theta \tag{3.39}$$

- Para partículas esféricas, y para las no esféricas pero orientadas al azar en el espacio, la podremos expresar en términos del ángulo de scattering, haciendo un desarrollo en polinomios de Legendre:

$$P(cos\Theta) = \sum_{l=0}^{N} \varpi_l P_l(cos\Theta), \tag{3.40}$$

donde ϖ_l son constantes.

Considerando las propiedades de ortogonalidad y de recurrencia,

$$\int_{-1}^{1} P_l(\mu)P_k(\mu)d\mu = \begin{cases} 0 & l \neq k \\ \frac{2}{2l+1} & l = k \end{cases} \tag{3.41}$$

$$\mu P_l(\mu) = \frac{l+1}{2l+1}P_{l+1} + \frac{l}{2l+1}P_{l-1}, \tag{3.42}$$

los coeficientes vienen dados por:

$$\varpi_l = \frac{2l+1}{2}\int_{-1}^{1} P(cos\Theta)P_l(cos\Theta)cos\theta \quad l = 0, 1...N, \tag{3.43}$$

estando la función de fase normalizada a la unidad

$$\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_{-1}^{1} P(cos\Theta)d(cos\Theta)d\phi = 1 \tag{3.44}$$

Por lo tanto, $\varpi_0 = 1$. Por otra parte, el ángulo de scattering lo podemos expresar en términos de las direcciones de entrada y salida de la radiación según la expresión:

$$cos(\Theta) = \mu\mu' + (1-\mu^2)^{1/2}(1-\mu'^2)^{1/2}cos(\phi'-\phi), \tag{3.45}$$

Introduciendo la ecuación (3.45) en la expresión de la función de fase (3.40) tenemos:

$$P(\mu,\phi;\mu',\phi') = \sum_{l=0}^{N} \varpi_l P_l(\mu\mu' + (1-\mu^2)^{1/2}(1-\mu'2)^{1/2}cos(\phi'-\phi), \tag{3.46}$$

y teniendo en cuenta el pricipio de superposición de los polinomios de Legendre,

$$P(\mu,\phi;\mu',\phi') \sum_{m=0}^{N}\sum_{l=m}^{N} \varpi_l^m P_l^m(\mu)P_l^m(\mu')cosm(\phi'-\phi) \tag{3.47}$$

donde P_l^m son los polinomios asociados de Legendre, y

$$\varpi_l^m = (2-\delta_{0,m}\varpi_l \frac{(l-m)!}{(l+m)!}, \quad l = m,...,N, 0 \leq m \leq N \tag{3.48}$$

$$\delta_{0,m} = \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 0 & m \neq 0 \end{cases}$$

En el caso general, la función de fase dependerá tambien del azimut y, como hemos visto antes, la podremos expresar como una serie de polinomios de Legendre, por lo que la intensidad podrá ser expresada así:

$$I(\tau,\mu,\phi) = \sum_{m=0}^{N} I^m(\tau,\mu)cosm(\phi_0-\phi) \tag{3.49}$$

Sustituyendo (3.43) y (3.49) en (3.35) y, usando la ortogonalidad de los polinomios asociados de Legendre, la ecuación de transferencia se convertirá en $(N+1)$ ecuaciones independientes según la expresión:

$$\begin{aligned} \mu\frac{I^m(\tau,\mu)}{d\tau} &= dI^m(\tau,\mu) - (1+\delta_{0,m})\frac{\varpi}{4}\sum_{l=m}^{N}\varpi_l^m P_{l,m}(\mu) \times \\ &\int_{-1}^{1} P_{l,m}(\mu')I^m(\tau,\mu')d\mu' \\ &-\frac{\varpi}{4\pi}\sum_{l=m}^{N}\varpi_l^m P_l^m(\mu)P_l^m(-\mu_0)F_\odot e^{-\tau/\mu_0} \qquad m = 0,1,...N \end{aligned} \tag{3.50}$$

Este conjunto de ecuaciones será resuelto con el método de las ordenadas discretas.

3.3.3 Método de las Ordenadas Discretas

Este método fue desarrollado por Chandrasekhar (1960), aunque su implementación computacional presentaba numerosas dificultades. Stamnes y col. (1988) realizaron una nueva implementación numérica que solventa estas dificultades, resolviendo el problema de transferencia de radiación monocromática en una atmósfera plano-paralela con scattering, absorción y emisión térmica. Dicha implementación está disponible en FORTRAN en el código DISORT.

Partiremos de la ecuación (3.50) poniéndola de una forma más compacta:

$$\mu \frac{dI^m(\tau,\mu)}{d\tau} = I^m(\tau,\mu) - \int_{-1}^{1} D^m(\tau,\mu,\mu')I^m(\tau,\mu')d\mu' - Q^m(\tau,\mu) \quad (m = 0,1,2,..2N-1), \tag{3.51}$$

donde:

$$D^m(\tau,\mu,\mu') = \frac{\varpi(\tau)}{2} \sum_{l=m}^{2N-1} (2l+1) g_l^m(\tau) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \tag{3.52}$$

$$Q^m(\tau,\mu) = X_0^m(\tau,\mu) e^{-\tau/\mu_0} + \delta_{m0} Q^{térmico}(\tau) \tag{3.53}$$

$$\begin{aligned} X_0^m(\tau,\mu) &= \frac{\varpi(\tau) I_0}{4\pi}(2-\delta_{m0}) \sum_{l=0}^{2N-1} (-1)^{l+m}(2l+1) \\ &\times g_l^m(\tau) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu_0) \\ &\delta_{m0} = 1 \; si \; m = 0 \; (0 \; en \; otro \; caso) \\ &g_l^m(\tau) = g_l(\tau) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \\ &g_l(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} P_l(cos\theta) P(\tau, cos(\theta)) dcos\theta \end{aligned} \tag{3.54}$$

$$\mu_i \frac{dI^m(\tau,\mu_i)}{d\tau} = I^m(\tau,\mu_i) - \sum_{\substack{j=-N \\ j\neq 0}}^{N} w_j D^m(\tau,\mu_i,\mu_j) \times I^m(\tau,\mu_j) d\mu' - Q^m(\tau,\mu_i) \quad (i = \pm 1, ...\pm N) \tag{3.55}$$

siendo μ_i los puntos de cuadratura y w_i los pesos. Se ha incluido el término de emisión térmica para estudiar así el caso más general.

Como el albedo de scattering simple $\varpi(\tau)$ y la función de fase $P(\tau,\mu,\phi;\mu',\phi')$ son funciones de τ en un medio verticalmente inhomogéneo, las ecuaciones (3.19) forman (para cada m) un conjunto de 2N ecuaciones diferenciales acopladas con coeficientes variables para las que no existe solución analítica. Para obtenerla asumiremos que el medio está formado por L capas homogéneas adyacentes, dentro de cada una de las cuales consideraremos el albedo de scattering simple constante, aunque variable de una capa

a otra como podemos ver en la figura 3.5. La fuente térmica es aproximada por un polinomio en τ.

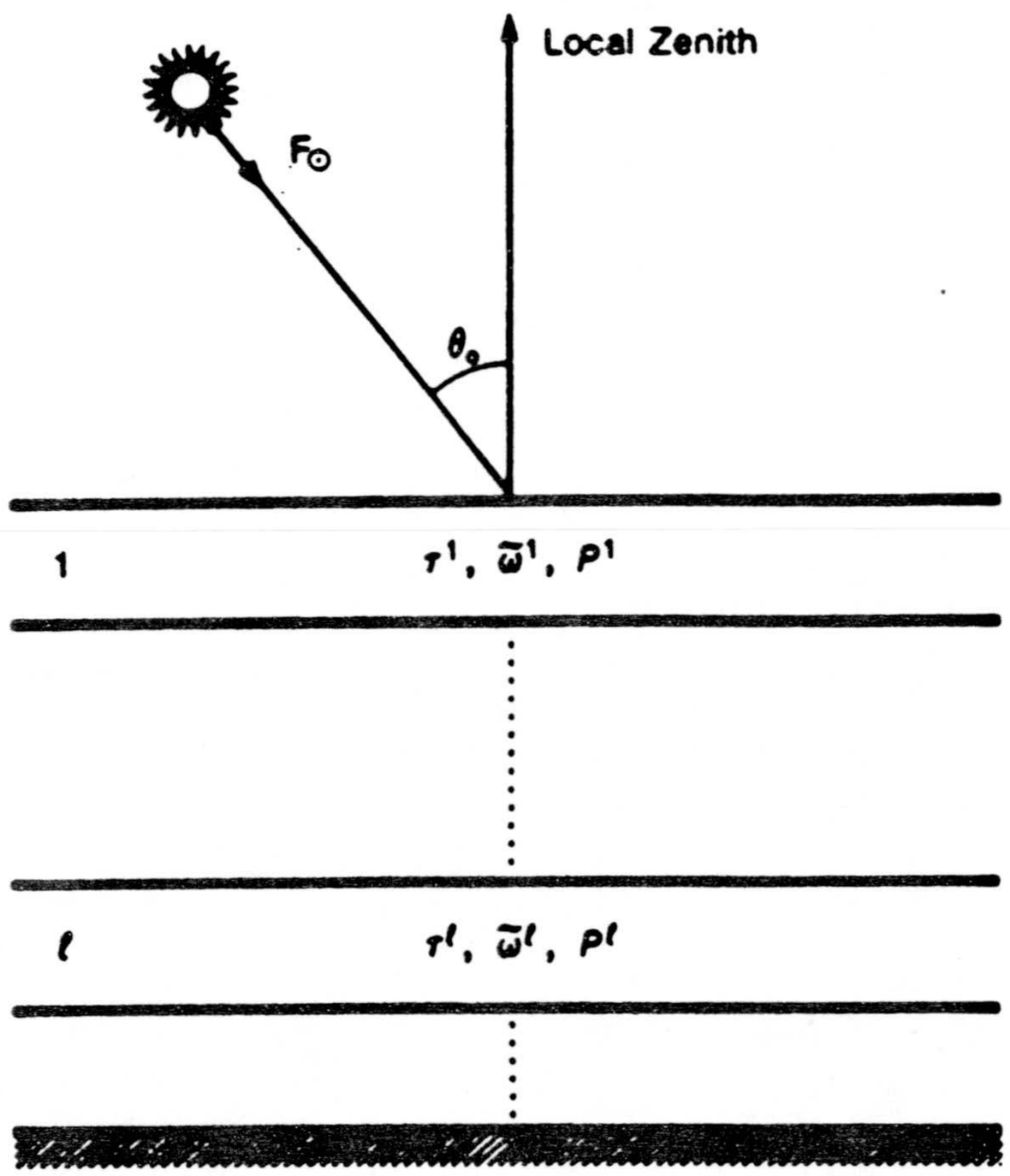


Figura 3.5: Ilustración esquemática del medio dividido en l capas.

Para cualquier capa de la figura 3.5, la ecuación (3.55) en forma matricial quedará:

$$\begin{vmatrix} \frac{dI^+}{d\tau} \\ \frac{dI^-}{d\tau} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\alpha & -\beta \\ \beta & \alpha \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I^+ \\ I^- \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \tilde{Q}^+ \\ \tilde{Q}^- \end{vmatrix} \tag{3.56}$$

donde:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^{\pm} &= [u^m(\tau, \pm\mu_i] \quad i = 1, ..., N \\ \tilde{\mathbf{Q}}^{\pm} &= \mathbf{M}^{-1}\mathbf{Q}^{\pm} \\ \mathbf{Q}^{\pm} &= Q^m(\tau, \pm\mu_i \quad i = 1, ..., N \\ \mathbf{M} &= \{\mu_i \delta_{ij}\} \quad i, j = 1, ..., N \\ \alpha &= \mathbf{M}^{-1}(\mathbf{D}^+\mathbf{W} - \mathbf{I}) \\ \beta &= \mathbf{M}^{-1}\mathbf{D}^-\mathbf{W} \\ \mathbf{W} &= (w_i\delta_{ij}) \quad i, j = 1, ..., N \\ \mathbf{D}^+ &= [D^m(\mu_i, \mu_j)] = [D^m(-\mu_i, -\mu_j)] \quad i, j = 1, ..., N \\ \mathbf{D}^- &= [D^m(-\mu_i, \mu_j)] = [D^m(\mu_i, -\mu_j)] \quad i, j = 1, ..., N \end{aligned} \tag{3.57}$$

El conjunto de ecuaciones (3.56) es un sistema de 2N ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas de coeficientes constantes. Para desacoplarlas utilizaremos métodos de álgebra lineal. Primero se buscará la solución de la ecuación homogénea ($\tilde{\mathbf{Q}} = 0$) que, al ser ecuación diferencial de primer orden, tendrá la forma:

$$I^{\pm} = G^{\pm}e^{-k\tau} \tag{3.58}$$

con

$$\begin{vmatrix} \alpha & \beta \\ -\beta & -\alpha \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \mathbf{G}^+ \\ \mathbf{G}^- \end{vmatrix} = k \begin{vmatrix} G^+ \\ G^- \end{vmatrix} \tag{3.59}$$

Por lo que nos encontramos con un problema de autovalores de orden $2N \times 2N$.

La ecuación matricial (3.59) se puede poner:

$$\begin{aligned} \alpha G^+ + \beta G^- &= kG^+ \\ \beta G^+ + \alpha G^- &= -kG^- \end{aligned} \tag{3.60}$$

Sumando y restando estas dos ecuaciones:

$$(\alpha - \beta)(G^+ - G^-) = k(G^+ + G^-) \tag{3.61}$$

$$(\alpha + \beta)(G^+ + G^-) = k(G^+ - G^-) \tag{3.62}$$

Si se despeja $(G^+ - G^-)$ de la primera ecuación y se introduce en la segunda se tendrá:

$$(\alpha - \beta)(\alpha + \beta)(G^+ + G^-) = k^2(G^+ + G^-). \tag{3.63}$$

La ecuación (3.63) se resolverá para obtener los autovalores y autovectores $(G^+ + G^-)$, utilizándose este resultado para despejar $(G^+ - G^-)$. La solución particular se podrá expresar como un polinomio en τ

$$I(\tau, \mu_i) = \sum_{l=0}^{K} Y_l(\mu_i)\tau^l \tag{3.64}$$

Los coeficientes $Y_l(\mu_i)$ serán determinados resolviendo ecuaciones algebraicas. La solución general de la ecuación (3.55) será una combinación lineal, de coeficientes C_j, de todas las soluciones homogéneas más la solución particular para la emisión térmica y la radiación solar:

$$\begin{aligned} I(\tau, \mu_i) \quad &= \textstyle\sum_{j=-N}^{N} C_j G_j(\mu_i) e^{(} - k_j\tau) \\ &\quad + \delta_{m0} \textstyle\sum_{l=0}^{K} Y_l(\mu_i)\tau^l, \end{aligned} \tag{3.65}$$

donde C_j son las constantes de integración y k_j y $G_j(\mu_i)$ son los autovalores y autovectores respectivamente.

Otro método muy utilizado para resolver el problema radiativo es el *método de adición de capas* o *adding* que se basa en el hecho de que, resuelto el problema para una capa de espesor óptico pequeño τ_0, se podrá utilizar esta solución para capas de espesores $2\tau_0$, $4\tau_0$, etc., mediante un procedimiento de doblado (véase por ejemplo Hansen, 1969). Las ventajas que presenta el método de las ordenadas discretas frente al de doblado es que, en el primero, el tiempo de cálculo para capas individuales es independiente de la profundidad óptica. Además, al dar una solución analítica para la intensidad difusa dependiente del espesor óptico, se podrá calcular el campo de radiación interno sin ningún esfuerzo computacional adicional.

Hasta aquí se ha visto como resolver la ecuación de transferencia radiativa, pero necesitamos una serie de parámetros de entrada: el *albedo de scattering simple* (ϖ), y el *espesor óptico* (τ), que son los que nos definirán el problema. Vamos a ver como calcularlos.

En las atmósferas planetarias tendremos que tener en cuenta, tanto el scattering de Rayleigh (debido al gas) como el de Mie (debido a los aerosoles). Veamos como calcular

cada una de estas contribuciones:

En general, la intensidad dispersada por un elemento de volumen pequeño, viene dada por el coeficiente de scattering, k_{sca}, dado en cm^{-1} por:

$$k_{sca} = \frac{\kappa_{sca}}{dv} = \frac{1}{dv}\sum_i \kappa_{sca,i}, \tag{3.66}$$

donde la suma se extiende a todas las partículas en el diferencial del volumen y $\kappa_{sca,i}$ es la sección eficaz de scattering de la partícula i.

Como hemos visto, la función de fase P, nos dá la distribución angular de la radiación dispersada. Se puede representar mediante una matriz de cuatro filas por cuatro columnas según la siguiente expresión:

$$\mathbf{P}(\Theta) = \left\{ \begin{array}{cccc} P^{11} & P^{12} & P^{13} & P^{14} \\ P^{21} & P^{22} & P^{23} & P^{24} \\ P^{31} & P^{32} & P^{33} & P^{34} \\ P^{41} & P^{42} & P^{43} & P^{44} \end{array} \right\}$$

P y $\kappa_{sca,i}$ nos definen la luz dispersada por un elemento pequeño de volumen pero, para la solucción del problema de scattering múltiple, tenemos que conocer un tercer parámetro: el *albedo de scattering simple*, (ϖ), que se define como la fracción dispersada de la energía total perdida de la radiación incidente. En general, $\kappa_{sca,i}$, P y ϖ, dependen de la orientación del volumen dv respecto a la dirección incidente no obstante, como hemos visto antes, para partículas esféricas y las no esféricas orientadas al azar, la función de fase se puede expresar en función del ángulo de scattering, de esta forma, la matriz de fase queda según la siguiente expresión:

$$\mathbf{P}(\Theta) = \left\{ \begin{array}{cccc} P^{11} & P^{21} & 0 & 0 \\ P^{21} & P^{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P^{33} & -P^{43} \\ 0 & 0 & P^{43} & P^{44} \end{array} \right\}$$

Además k_{sca} y ϖ las podremos considerar constantes.

Lo primero que tenemos que calcular para caracterizar el problema es k_{sca}, ϖ y $\mathbf{P}$ para las diferentes partículas. Esto nos llevará a obtener la dependencia de la radiación dispersada de la naturaleza de los dispersores (geometría, distribución de tamaños y propiedades ópticas).

Scattering de Rayleigh: El scattering de Rayleigh se produce cuando el tamaño de las partículas sea mucho menor que la longitud de onda de la radiación incidente. El coeficiente de scattering para moléculas de gas orientadas al azar viene dado por:

$$k_{sca} = \frac{8\pi^3}{3}\frac{(n_g^2-1)^2}{\lambda^4 N}\frac{6+3\delta}{6-7\delta}, \tag{3.67}$$

donde N es el número de moléculas por unidad de volumen, n_g el índice de refracción del gas y δ el *factor de depolarización*, el cual está tabulado para diferentes gases y cuyo valor para el H_2 es de 0.02 (Penndorf, 1957). La sección eficaz de scattering por partícula será por tanto:

$$\kappa_{sca} = \frac{k_{sca}}{N} = \frac{8\pi^3}{3}\frac{(n_g^2-1)^2}{\lambda^4 N^2}\frac{6+3\delta}{6-7\delta} \tag{3.68}$$

la ecuación (3.68) se puede obtener promediando la ecuación (3.32) sobre todos los ángulos de scattering, utilizando la relación entre la polarizabilidad y el índice de refracción:

$$\alpha_p = \frac{n_g^2-1}{4\pi N} \tag{3.69}$$

Para una mezcla de gases:

$$k_{sca} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N}\sum_i v_i (n_{g,i}-1)^2 \frac{6+3\delta_i}{6-7\delta_i}, \tag{3.70}$$

siendo v_i la fracción en volumen del gas i.

Vamos ahora a calcular la profundidad óptica debido al scattering de Rayleigh que viene dada por:

$$\tau_R(h) = \int_h^\infty \sigma_{sca}\rho dh', \tag{3.71}$$

donde ρ es la densidad del gas y κ_{sca} el coeficiente de scattering por unidad de masa. Suponiendo equilibrio hidrostático, la presión es:

$$P(h) = \int_h^\infty g\rho dh', \tag{3.72}$$

donde g es la aceleración de la gravedad. Por lo general la dependencia de κ_{sca} y g con la altura puede despreciarse, por lo que:

$$P = \frac{g\tau_R}{\kappa_{sca}}. \tag{3.73}$$

Como $k_{sca} = \kappa_{sca}\rho$ y $\rho = \overline{\mu}N$, donde $\overline{\mu}$ es el peso molecular medio:

$$P = g\overline{\mu}\tau_R\left[\frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N^2}\sum_i v_i (n_{g,i}^2-1)^2\frac{6+3\delta_i}{6-7\delta_i}\right]^{-1} \tag{3.74}$$

Por lo tanto, conociendo los índices de refracción de las moléculas podremos obtener el espesor óptico para el scattering de Rayleigh.
Para la atmósfera de Júpiter, introduciendo los valores de los gases H_2 y He ($\overline{\mu} = 2.3$, $g = 2322\ cm\ s^{-2}$) se tiene que, la profundidad óptica entre los niveles de presión p_2 y p_1 viene dada por:

$$\tau_R = 0.009\lambda^{-4}(1 + 0.015\lambda^{-2})\Delta p \tag{3.75}$$

donde $\Delta p = p_2 - p_1$ expresada en bares y λ en micras. Por ejemplo, para $\Delta p = 1\ bar$, $\tau_R = 0.1$ si $\lambda = 0.55\ \mu m$.

Scattering de Mie: Para partículas de composición y geometrías arbitrarias, el campo eléctrico de la radiación dispersada a una distancia R de la partícula viene dado por:

$$\left\{ \begin{array}{c} E_r^s \\ E_l^s \end{array} \right\} = \frac{exp(-ikR + ikz)}{ikR} \left\{ \begin{array}{cc} S_1(\Theta,\phi) & S_4(\Theta,\phi) \\ S_3(\Theta,\phi) & S_2(\Theta,\phi) \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{c} E_r^i \\ E_l^i \end{array} \right\} \tag{3.76}$$

siendo $k = 2\pi/\lambda$, Θ el ángulo de scattering y ϕ el ángulo acimutal. El principal objetivo en la teoría de scattering es calcular la matriz de scattering, ya que a partir de ella, obtendremos k_{sca}, P y ϖ. Para el caso de esferas homogéneas isótropas, la matriz de scattering viene dada por:

$$\mathbf{S} = \left\{ \begin{array}{cc} S_1(\Theta) & 0 \\ 0 & S_2(\Theta) \end{array} \right\} \tag{3.77}$$

Para una esfera simple, la teoría de Mie da el resultado de la matriz de scattering en forma de dos series infinitas,

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)}[a_n\pi_n + b_n\tau_n] \tag{3.78}$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)}[b_n\pi_n + a_n\tau_n]. \tag{3.79}$$

π_n y τ_n son funciones sólo del ángulo de scattering Θ, mientras que a_n y b_n lo son del índice de refracción complejo $n_c = n_r - in_i$ y de $x = 2\pi r/\lambda$.
Las eficiencias de scattering y de extinción se pueden expresar tambien en función de estos coeficientes:

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n a_n^* + b_n b_n^*) \tag{3.80}$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) Re(a_n + b_n). \tag{3.81}$$

El cálculo de los coeficientes de scattering a_n y b_n y de las funciones angulares π_n y τ_n se realiza mediante la subrutina BHMIE implementada por Bohren y Huffman (1983), promediando para todos los posibles tamaños de partículas y ángulos de scattering. Las series infinitas en (3.78) se pueden interpretar físicamente como un desarrollo multipolar de la luz dispersada. Así, los coeficientes a_1, a_2 y a_3 nos darán las contribuciones dipolar, cuadrupolar y octupolar de la radiación respectivamente, mientras que los b_n nos dará la expansión magnética. Estos resultados, como se ha dicho, son para partículas esféricas, que es la aproximación que se considera en este trabajo. Evidentemente las partículas que pueblan las atmósferas planetarias no serán necesariamente esféricas, pero la teoría de Mie nos proporciona una descripción de primer orden de las propiedades ópticas de dichas partículas. No obstante, habrá casos en los que esta aproximación no será válida, como se verá en los siguientes capítulos. De hecho, uno de nuestros proyectos futuros es el estudio de las propiedades ópticas de partículas no esféricas. Por otra parte, en la Naturaleza no tenemos un tamaño único de partículas, sino que nos encontraremos con distribuciones de tamaños. En la mayoría de las aplicaciones que se han llevado a cabo en el desarrollo de esta tesis se ha considerado una distribución de tamaños ("$log-normal$") según la siguiente expresión:

$$n(r) = N\frac{exp[-0.5(ln(r) - ln(r_m)^2/(ln(\sigma))^2]}{\sqrt{2}\pi r ln(\sigma)}, \tag{3.82}$$

donde r_m es el radio modal de la distribución, r el radio de las partículas, σ es la anchura de la distribución, y N es la densidad de la columna de partículas. Por lo tanto las magnitudes definidas anteriormente deberán ser promediadas a la distribución de tamaños según:

$$k_{sca} = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_{sca}(r)n(r)dr, \tag{3.83}$$

y con

$$k_{ext} = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_{ext}(r)n(r)dr, \tag{3.84}$$

Teniendo en cuenta las contribuciones del gas y de los aerosoles, los espesores ópticos y los albedos de scattering simple vendrán dados por:

$$\tau_{sca} = \tau_{aer} + \tau_{ray} \tag{3.85}$$

$$\tau_{total} = \tau_{gas} + \tau_{aer} + \tau_{ray} \tag{3.86}$$

$$\varpi = \frac{\tau_{sca}}{\tau_{total}} \tag{3.87}$$

En el siguiente capítulo veremos la aplicación de estos resultados a distintas partes de la atmósfera Joviana.

CAPÍTULO 4

Estudio de distintas estructuras de la atmósfera Joviana

4.1 Introducción.

En el capítulo anterior se ha visto como resolver la ecuación de transporte radiativo. En éste veremos como obtener información sobre la estructura vertical de la atmósfera de Júpiter a partir de estos resultados. En esta tesis, como se dijo en la introducción, estamos interesados en el estudio de distintas estructuras de la atmósfera Joviana: los aerosoles estratosféricos depositados tras el impacto del *cometa Shoemaker-Levy 9* contra Júpiter en julio de 1994, la *Gran Mancha Roja*, las *Manchas calientes ("Hot spots")* y los *Casquetes Polares*. Para ello, se explica primero la técnica utilizada en dicho análisis, particularizándose después para cada una de estas estructuras.

- Se calculan las reflectividades de la zona de interés, cubriendo el máximo número de geometrías observacionales posibles (según se explica en el capítulo 2).

- Se propone una estructura vertical en la que se han considerado como fijos los siguientes parámetros atmosféricos:

  1. Indice de refracción del gas $n_{c,gas}=1$

  2. Razón de mezcla del metano

  $$\frac{[CH_4]}{[H_2]+[He]} = 1.8 \times 10^{-3} \quad \text{(Dato de Gautier y col., 1982).}$$

  3. Razón de mezcla del Hidrógeno:

  $$\frac{H_2}{[H_2]+[He]} = 0.85 \quad \text{(Dato de Gautier y col., 1982).}$$

  4. P(T) Perfil de presión frente a la temperatura se ha tomado de Lindal y col., (1981), basado en las medidas del Voyager. En la figura 4.1 se muestra dicho perfil.

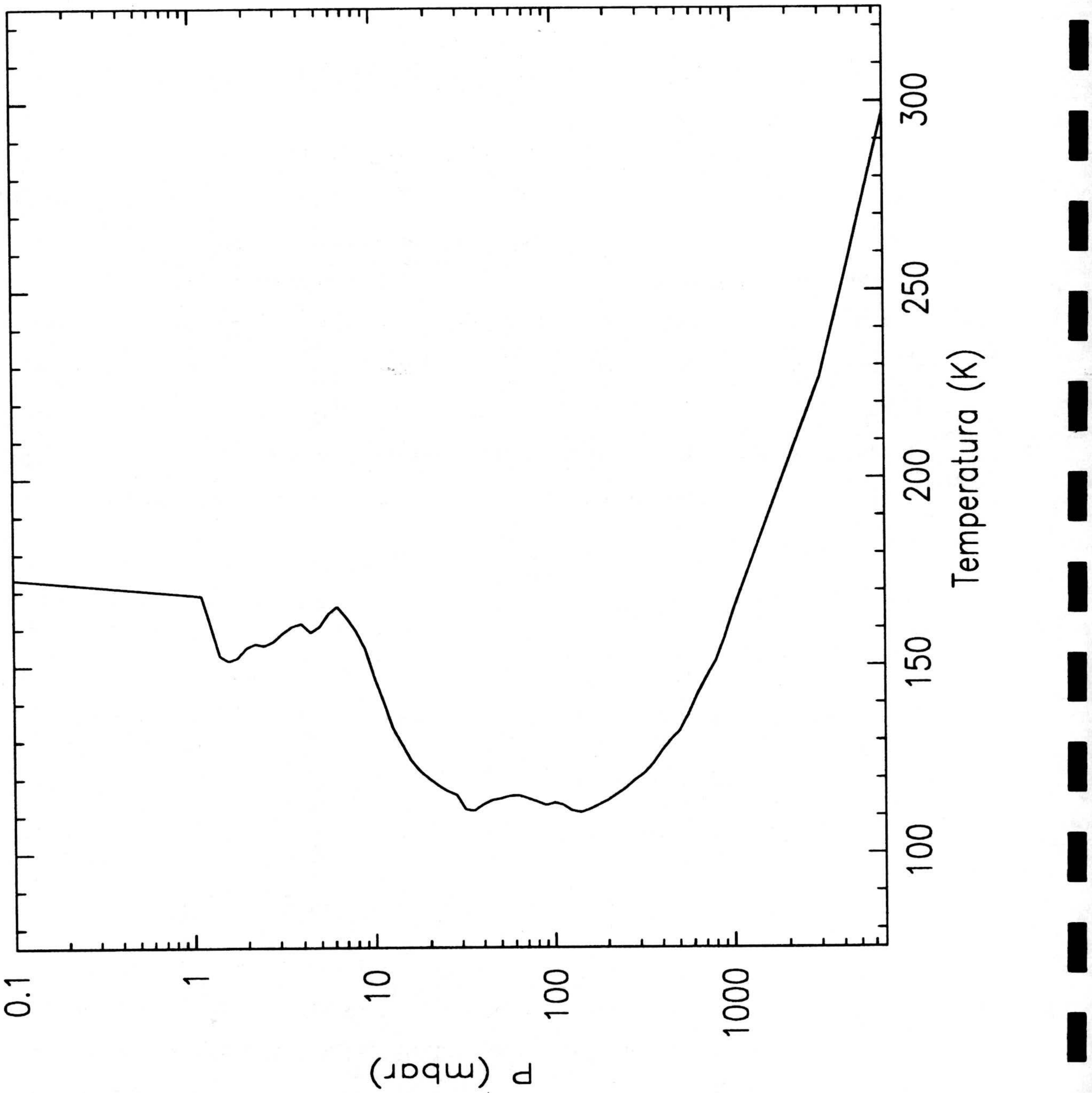


Figura 4.1: Perfil de temperaturas frente a la presión obtenido a partir de los datos de Lindal y col., 1981.

5. Valor de la gravedad en el ecuador $g = 23.22\ ms^{-2}$
6. Coeficientes de absorción del metano (K_ν). Se han tomado de Karkoschka (1994).
7. Como base de la distribución de nubes en todos los casos, se ha considerado una nube semi-infinita caracterizada mediante una función de fase de Henyey-Greenstein de dos términos, según la siguiente expresión:

$$P(g_1, g_2, f, \theta) = f P_{HG}(g_1, \theta) + (1 - f) P_{HG}(g_2, \theta) \tag{4.1}$$

donde

$$P_{HG} = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2gcos\theta)^{3/2}} \tag{4.2}$$

Para los parámetros g_1, g_2 y f_1 se han elegido los valores típicos de las nubes jovianas dados por Tomasko y col. (1978).

- Se introducen como variables del modelo las siguientes magnitudes:
  1. Indices de refracción de los aerosoles ($n_{c,aer}$=$n_{r,aer}$-$in_{i,aer}$) para cada longitud de onda (λ).
  2. Densidad de la columna de partículas (N).
  3. Radio modal de la distribución de partículas, r_m, fijando la anchura de la distribución, σ, a 1.2 en todos los casos.
  4. Niveles de presión entre los que se encuentran las estructuras nubosas propuestas, $p_1, p_2, .., p_n$.

  Estos valores se introducen en el modelo, dando lugar a los valores de la reflectividad producida por tal distribución.

- Se compararán dichos valores con los valores "experimentales" de la reflectividad obtenidos de las imágenes y, si lo resultados se ajustan a los valores "experimentales" (considerando como buenos los resultados que se encuentren dentro de un intervalo de $\pm 10\%$ los valores experimentales, que corresponde generalmente al error relativo en las reflectividades experimentales), la distribución propuesta será la correcta. Si las reflectividades obtenidas mediante el modelo propuesto no se ajustan a las medidas, se realiza un proceso iterativo mediante el cual se van variando los parámetros atmosféricos hasta conseguir el ajuste.

A lo largo de las siguientes secciones se presentan dos formas de representar los valores de la reflectividad:

1. Representación directa de la reflectividad (I/F) frente a la longitud planetográfica.
2. Aplicando la *ley de Minnaert*:

$$I/F\mu = (I/F)_0(\mu\mu_0)^k, \tag{4.3}$$

donde μ_0 es el coseno del ángulo de incidencia, μ el coseno de salida de la radiación dispersada, k es el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo, "*limb darkening*" que se calcula empíricamente y $(I/F)_0$ es el valor de la reflectividad en el centro del disco ($\mu = \mu_0 = 1$). Dicha ley nos da la variación del brillo a lo largo del disco. La ecuación 4.3 se suele escribir:

$$log(I/F\mu) = logI_0 + klog(\mu\mu_0) \tag{4.4}$$

Con esta representación se puede determinar el parámetro k. La ley de Minnaert proporciona un parámetro simple adecuado para la descripción de la variación del brillo a lo largo del disco. El hecho de utilizar este tipo de representación nos facilita la comparación con datos de fechas diferentes. Veamos el estudio realizado a las diferentes estructuras Jovianas.

4.2 La Gran Mancha Roja.

4.2.1 Introducción.

Al observar Júpiter nos encontramos con que tiene una atmósfera bastante peculiar con una estructura de bandas brillantes y oscuras y la presencia de óvalos de distintos brillos y tamaños. Todas las estructuras son nubes de distintos espesores y colores. Entre todas ellas destaca la *Gran Mancha Roja* o "*Great Red Spot*" (GRS), que es la más prominente y estable del planeta joviano, habiendo sido observada desde hace más de 300 años. La GRS se encuentra situada en la región Tropical Sur, limitada al sur por el borde del cinturón surecuatorial sur ($SEBs$) y al norte con el cinturón surtropical norte ($STBn$) según se indica en la figura 4.2.

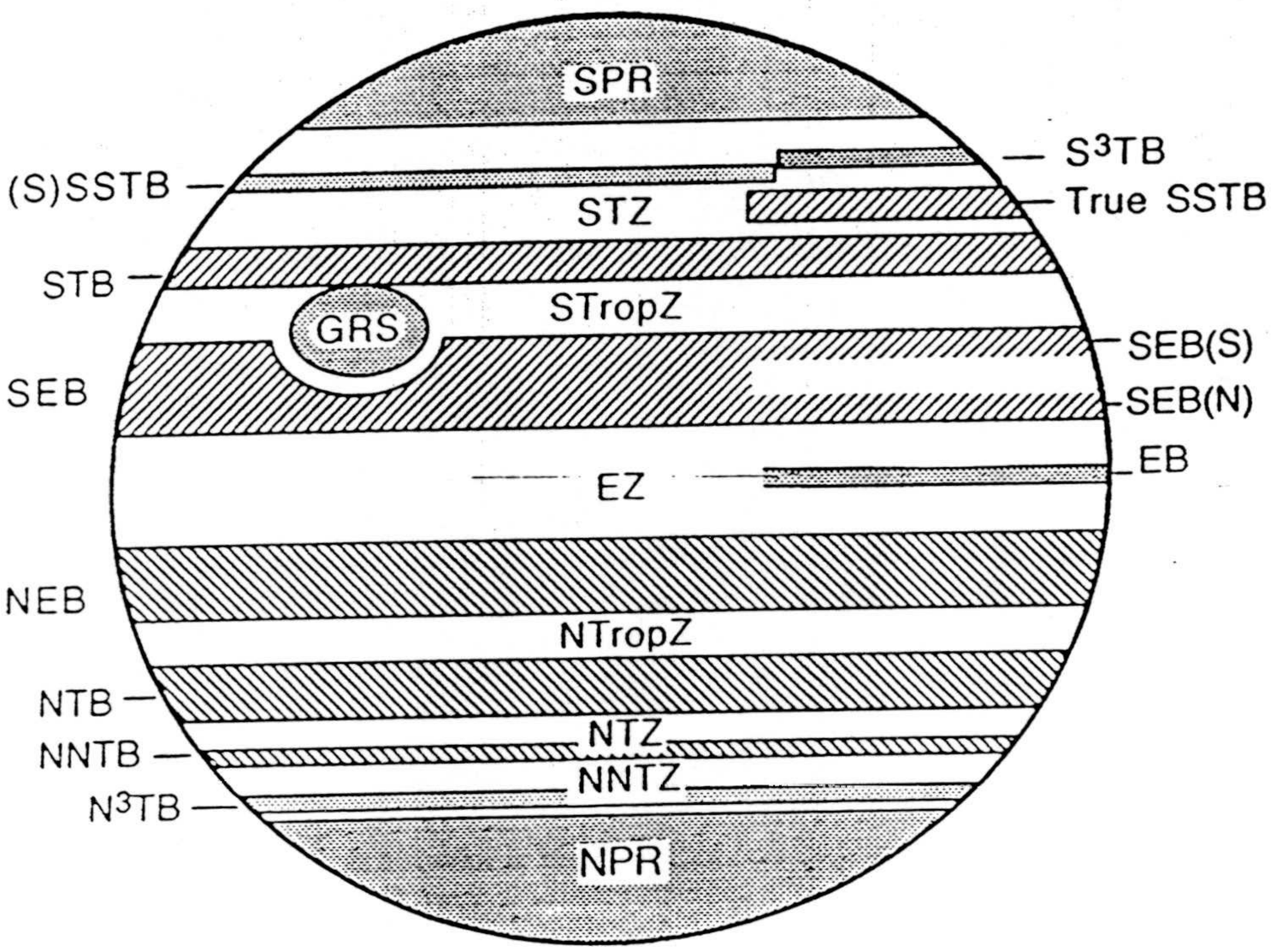


Figura 4.2: Estructura de cinturones y zonas en la atmósfera de Júpiter. Cuando un cinturón es doble, las componentes norte y sur son abreviadas como $SEB(N)$ y $SEB(S)$.

Este gran óvalo, centrado en latitud planetocéntrica -20.5°, varía de tamaño con el tiempo. (A partir de aquí, para simplificar la notación, se considerarán las coordenadas planetocéntricas a menos que se diga lo contrario). En la tabla 4.1 se muestran las dimensiones de la Mancha en diferentes fechas. Su tendencia es contraerse con el tiempo a razón de 0.14°/año. Independientemente de estas variaciones en el tamaño, se pueden apreciar variaciones en su brillo y color, en coincidencia o no, con otros tipos de fenómenos en las regiones atmosféricas cercanas a ella. Su periodo de rotación, excepto pequeñas fluctuaciones, es bastante constante, en torno a 9^h55^m.

Tabla 4.1: Dimensiones de la *Gran Mancha Roja* entre 1879 y 1979.

Año	longitud (km)	anchura (km)
1879-1882[1]	39,000	12,000
1970-1980[1]	24,000	14,500
Marzo 1979[2]	22,340	11,170
Julio 1979[2]	20,940	11,170

[1] Rogers (1995)

[2] Sada y col. (1996)

4.2.2 ¿Qué es la *Gran Mancha Roja*?

Considerada como un gran vórtice anticiclónico es, al igual que las *zonas*, una región de altas presiones cubierta por nubes. La parte superior de estas nubes es mas fría que sus alrededores, lo que puede ser debido al hecho de que son nubes situadas en la parte superior de una columna de aire caliente ascendente. Su circulación se mide mediante la vorticidad (cuya componente horizontal nos da la razón a la cual la velocidad alrededor del centro aumenta con el radio), alcanzando un valor de unos $6 \times 10^{-5}\ s^{-1}$. Pero, ¿en qué consiste y cómo se mantiene durante tanto tiempo? Su circulación es en el sentido contrario de las agujas del reloj, lo que quiere decir que, al estar en el hemisferio sur, es anticiclónica, debiendo ser una región de altas presiones. El movimiento del "aire" en un planeta, el cual está controlado por la conservación del momento angular, producirá movimientos circulares perpendiculares a la fuerza aplicada. Esto es conocido como el efecto *Coriolis*, que requiere que las regiones de altas presiones estén rodeadas por

vientos fluyendo en dirección antihoraria en el hemisferio sur, o en dirección horaria en el hemisferio norte (anticiclones), siendo la circulación contraria para regiones de bajas presiones (ciclones). No obstante, la analogía entre la *GRS* (anticiclónica) con los huracanes terrestres (ciclónicos) es apropiada. Los fuertes vientos ciclónicos alrededor de los centros de bajas presiones de un huracán se encuentran al nivel del mar, pero a mayores alturas, la tormenta es un centro de altas presiones con flujo anticiclónico. Las imágenes meteorológicas de satélites revelan que, de igual forma, este movimiento espiral en la parte superior está dirigido en la dirección opuesta en los niveles bajos de la atmósfera. Lo que nosotros observamos de la *GRS* es el movimiento de la región superior. Los primeros modelos detallados de la *GRS* se realizaron de acuerdo con esta analogía con los huracanes terrestres, los cuales tienen una circulación tridimensional en la que el aire húmedo es absorbido hacia la región ascendente del centro, donde el vapor de agua condensa para formar nubes, liberando así calor. El aire caliente asciende manteniendo la circulación, de modo que el centro es una columna convectiva con nubes. Según Kuiper (1972b), aceptando la *GRS* como un huracán, existen varias razones para explicar las diferencias en la persistencia de la Mancha en la atmósfera Joviana, frente a las cortas escalas de tiempo que presentan los huracanes tropicales terrestres:

- Las tormentas terrestres pierden el agua al condensar ésta sobre el océano. Sólo la evaporación o el transporte de nuevo aire húmedo podría mantener activa la columna. Sin embargo, en Júpiter, el agua condensada caería sobre una región más caliente de la atmósfera lo que originaría una rápida evaporación manteniendo "indefinidamente" la tormenta.

- En Júpiter no existen diferencias día-noche de suministro de calor desde las partes inferiores de la atmósfera, siendo ésta la principal causa de ruptura de los huracanes terrestres.

- Se ha demostrado que la estabilidad de las tormentas terrestres aumenta al aumentar su diámetro. Ooyama (1969), estudió la estabilidad de los ciclones tropicales obteniendo un valor de 2000 km como límite superior del diámetro de la región de convección organizada en la atmósfera terrestre. Sustituyendo los valores apropiados para Júpiter en la fórmula de Ooyama, se obtendría un valor de 3200 km en la latitud de la *Mancha Roja* y si, como en la Tierra, el diámetro de los cirros cubre una región seis veces mayor, obtendríamos una extensión de la tormenta de 20000

km. que es el tamaño aproximado de la *GRS*.

No obstante, según este modelo se requeriría un rápido flujo saliente, de modo que las nubes se deberían mover hacia fuera en unos 8-10 días. Este hecho, sin embargo, fue refutado por las observaciones del Voyager.

Tras estas primeras hipótesis, se han realizado numerosos modelos para explicar tanto el mecanismo de la *GRS* como el del resto de óvalos y remolinos que se forman en la atmósfera joviana. Así, Williams y colaboradores (1984, 1988) realizaron un modelo atmosférico global demostrando que, incluso en las condiciones más simples (capa atmosférica fina y considerando únicamente, flujo anticiclónico global), se originarían vórtices fácilmente. La *Gran Mancha Oscura* (*Great Dark Spot*) de Neptuno es un óvalo anticiclónico cuyo tamaño relativo al planeta y latitud son muy parecidos a los de la *GRS*, aunque se encuentra embebida en un flujo anticiclónico global más que en entre dos corrientes de vientos como ocurre con la *GRS*. Por lo tanto éste modelo simple sería válido para Neptuno, aunque, introduciéndose la corriente de la *SEBs* en el modelo, se podría formar en latitudes tropicales una estructura similar a la de la *GRS*.

En 1986, Antipov y colaboradores iniciaron una serie de experimentos en los que simularon la atmósfera de Júpiter mediante tanques de agua en rotación. Para producir perturbaciones ciclónicas o anticiclónicas en el flujo, las distintas regiones del tanque se movían con diferente velocidad, originándose un vórtice anticiclónico similar a la *GRS* según se muestra en la figura 4.3. En estos modelos solo se simulaba una rotación diferencial de la atmósfera, pero no se tenían en cuenta las variaciones de temperatura. Sin embargo, los óvalos tambien pueden originarse por diferencias horizontales de temperatura, como simularon Read y Hide (1983, 1984). De nuevo se usó un tanque en rotación, pero, en esta ocasión, con dos cilindros coaxiales conductores, produciendo calentamientos y enfriamientos, alternativamente, en las regiones internas y externas de las paredes del fluido. El gradiente de temperatura origina corrientes de convección que dan lugar a la creación de remolinos, lo que se conoce como la "*inestabilidad baroclínica*". En las condiciones en que el tanque origina sólo inestabilidades baroclínicas suaves, se originan un par de remolinos semejantes a la *GRS* y a la región de perturbación de la *SEB*, según es muestra en la figura 4.3.

Figura 4.3: a.Modelo experimental de un recipiente con rotación diferencial. Las lineas de flujo muestran un gran óvalo anticiclónico. b. Modelo experimental en un tanque rotante con calentamientos y enfriamientos diferenciales. Las lineas de flujo muestran un gran óvalo anticiclónico acompañado por un óvalo ciclónico débil, que representan la GRS y la región perturbada de la SEB.

Si estos experimentos se corresponden con un modelo realista de la atmósfera de Júpiter está aún por demostrar, ya que se han introducido muchos parámetros arbitrarios y no se conocen las fuentes de calentamiento o enfriamiento del planeta, aunque los resultados parecen asemejarse mucho a lo que ocurre en la atmósfera Joviana.

Aunque la *GRS* ha sido observada durante mas de 300 años, su origen, evolución y naturaleza todavía no se conocen a ciencia cierta. Por otra parte, el aspecto de la *GRS* depende fuertemente de la actividad del cinturón sur-ecuatorial (*South equatorial belt* (*SEB*)), que es el cinturón más ancho del planeta y, dependiendo de su actividad, el más oscuro. Algunas veces, este cinturón, es dividido en dos regiones, conocidas como los cinturones ecuatoriales norte y sur (*SEBn* y *SEBs*), por una división conocida como la "*SEB zone* (*SEBZ*)". La *SEB* tiene diferentes ciclos de actividad, siendo el más espectacular la regeneración ("*revival*") de la misma; Esta regeneración viene acompañada de una serie de perturbaciones que afectan a todas las estructuras de la región, involucrando enormes turbulencias ciclónicas. Desde el año 1919, la *SEB* ha estado sujeta a una serie de palidecimientos semiperiódicos seguidos de regeneramientos cataclísmicos. Las regeneraciones, que suelen ocurrir en ciclos de tres años o múltiplos de tres, se han producido 15 veces en este siglo, siendo la última la iniciada en abril del 1993. Siempre se inician con una repentina y localizada aparición de manchas brillantes y oscuras que se extienden rápidamente en longitud hasta que el cinturón entero está en un estado de perturbación. En dicha región se producen grandes variaciones en el brillo y en la actividad. Chapman y Reese (1968) describen la secuencia de esta forma:

1. Antes de la perturbación, la *Mancha Roja* aparece muy oscura y prominente en el violeta y en el azul, mientras que la componente Sur de la SEB es muy fina y débil. Las regiones circundantes son muy brillantes y con muy pocos detalles (escasez de manchas).

2. Repentinamente aparece una mancha oscura situada en la *SEBZ* entre las dos componentes del cinturón, como se ve en el dibujo (*c*) de la figura 4.4.

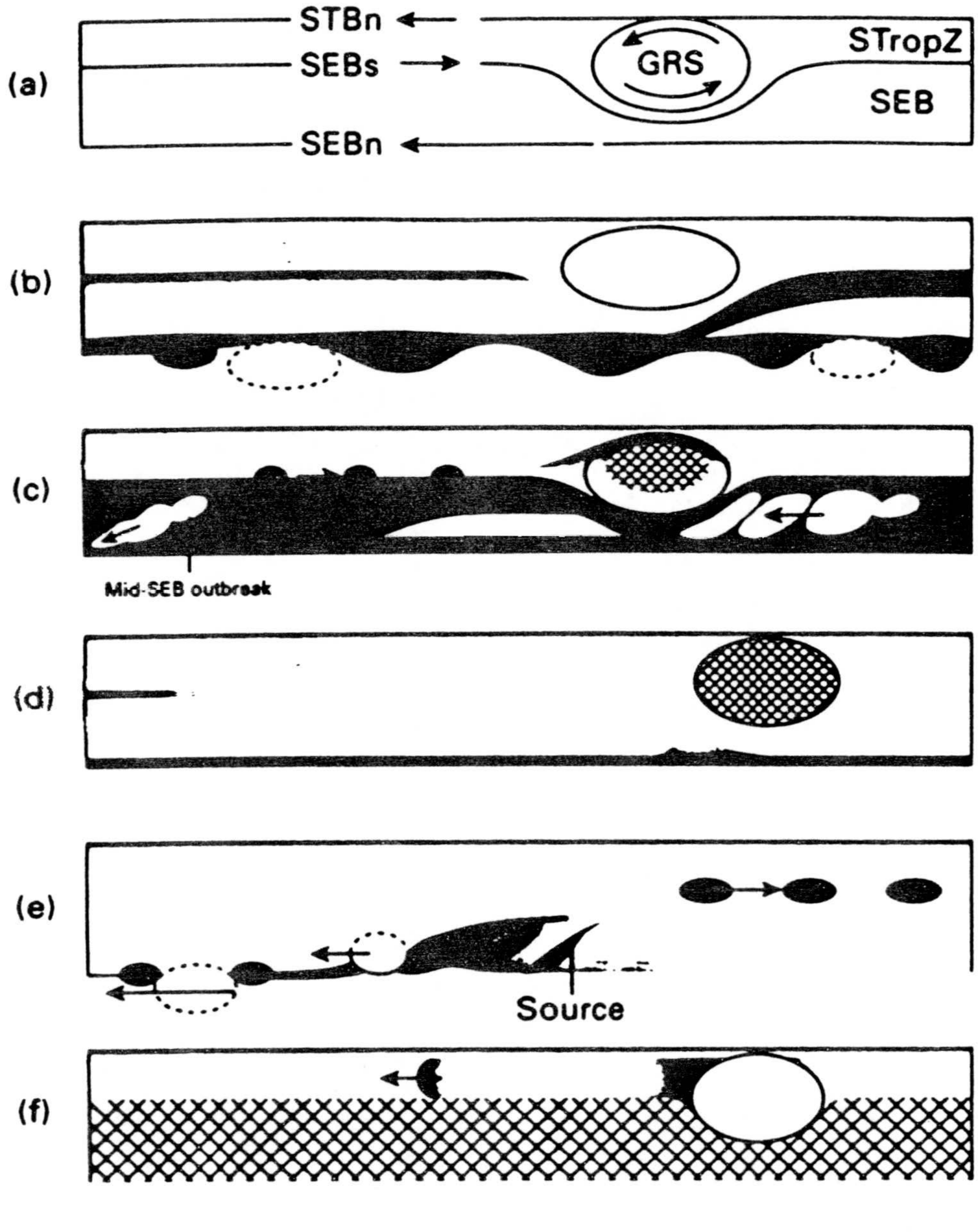


Figura 4.4: Diagrama del aspecto típico de la región Sur Tropical. (a) Vientos y abreviaciones. (b) SEB en reposo. (c) SEB activa. (d) SEB débil. (e) Regeneración de la SEB (no se muestra la GRS). (f) Consecuencias de la regeneración de la SEB. La zona con cruces representa la zona rojiza en el cinturón.

3. En los días siguientes, se forman muchas manchas en longitudes cercanas a la primera, moviéndose algunas rápidamente hacia longitudes mayores a lo largo de la componente Sur del cinturón ($SEBs$), mientras que otras lo hacen hacia longitudes menores a lo largo de la componente norte del cinturón (SEBn).
4. Después de algunas semanas, cuando las manchas que retroceden a lo largo de $SEBs$ alcanzan la vencidad de la *Mancha Roja*, ésta palidece rápidamente, hasta casi desaparecer.
5. En menos de dos meses las dos corrientes de manchas de ambas componentes de la SEB han rodeado completamente el planeta.
6. Durante este tiempo, la "$SEBz$" se ha rellenado con manchas oscuras aumentando su contraste frente al del cinturón nor-ecuatorial.
7. Las manchas continúan apareciendo cerca de la longitud de la erupción original.
8. Después de varios meses, la actividad comienza a debilitarse y Júpiter vuelve gradualmente a su apariencia anterior a la perturbación; esto es: la GRS reaparece, la componente Sur de la SEB se debilita y las regiones adyacentes vuelven a tener su brillo original.

Las fuentes de la regeneración están tan localizadas que hacen rechazar la idea de que se trate de algún fenómeno pasajero. Se presentan las siguientes ramas en la perturbación (Reese , 1972):

- La rama de la $SEBs$. Consiste en una serie de manchas oscuras cerca de latitud -19° que se mueven en longitud, en la dirección positiva del *Sistema II*, con una velocidad media de 3.6° por día.
- La rama de la $SEBn$. Con una gran cantidad de manchas alargadas y oscuras y óvalos brillantes en la latitud -8° moviéndose, en la dirección negativa del *Sistema II*, a razón de 6.7° por día.
- La rama de la $SEBZ$. Consistente en manchas oscuras alternando con óvalos brillantes que avanzan más lentamente en el interior de la SEB, a unos 1.7° por día.

La pregunta que se nos plantea es: ¿por qué empieza la regeneración en unos puntos tan localizados?, ¿ existe algún factor desencadenante?

- Hipótesis de la *fuente uniformemente rotante* de Reese: Reese comparó las longitudes de las "erupciones" iniciales para comprobar si éstas eran debidas a una o a más fuentes permanentes, que podrían estar fijas en alguna capa interna del planeta. Inicialmente representó la longitud de las fuentes en el *Sistema II* sin encontrar relación alguna entre ellas pero, cuando lo hizo en el *Sistema III* descubrió que éstas caían sobre tres lineas paralelas según se ve en la figura 4.5. Este hecho fue interpretado como la representación de tres focos permanentes que se mueven con un periodo de rotación de 9h 55m 30.11s. *É*stas serían regiones de inestabilidad potencial, a partir de las cuales se iniciaría la regeneración. Reese especuló con la hipótesis de la existencia de un algún proceso físico como causante de estas perturbaciones desde posibles fuentes rotantes, induciendo a pensar en estas fuentes como volcanes que expulsarían sólidos y gases en la atmósfera desde sus posiciones fijas en una hipotética superficie sólida. Esta teoría apoyaría la consideración de la *Mancha Roja* como una columna de Taylor (Hide, 1963) en la que se considera la *Mancha* como una estructura atmosférica formada sobre alguna estructura topográfica sujeta presumiblemente a una superficie sólida. Roger (1995), apunta la posibilidad de que los focos sean debidos a circulaciones o incluso a objetos flotando a niveles más profundos. Según esto, las nubes aparecerían en la atmósfera encima de columnas convectivas de aire caliente ascendente, siendo el calor de condensación del vapor de agua en niveles inferiores la fuente energética que las origina. La condensación de vapor de agua en una capa profunda originaría una inversión de la temperatura entre esta capa y la que habría por encima de condensación de SH_2 y NH_3, y el calor "atrapado" entre estas dos capas podría originar la expulsión, casi explosiva, de nubes desde abajo de la nube de amoniaco. La cantidad de energía requerida para este fenómeno fue calculada por Kuiper (1972a), quien estimó un tiempo necesario de unos ocho años para acumularla, que es del orden de magnitud del tiempo observado entre las mayores regeneraciones de la SEB. Sería interesante estudiar la estructura vertical de nubes en las regiones de las primeras erupciones en la regeneración de la SEB, ya que la existencia o no de la nube de amoniaco en dichas regiones podría confirmar esta última teoría.

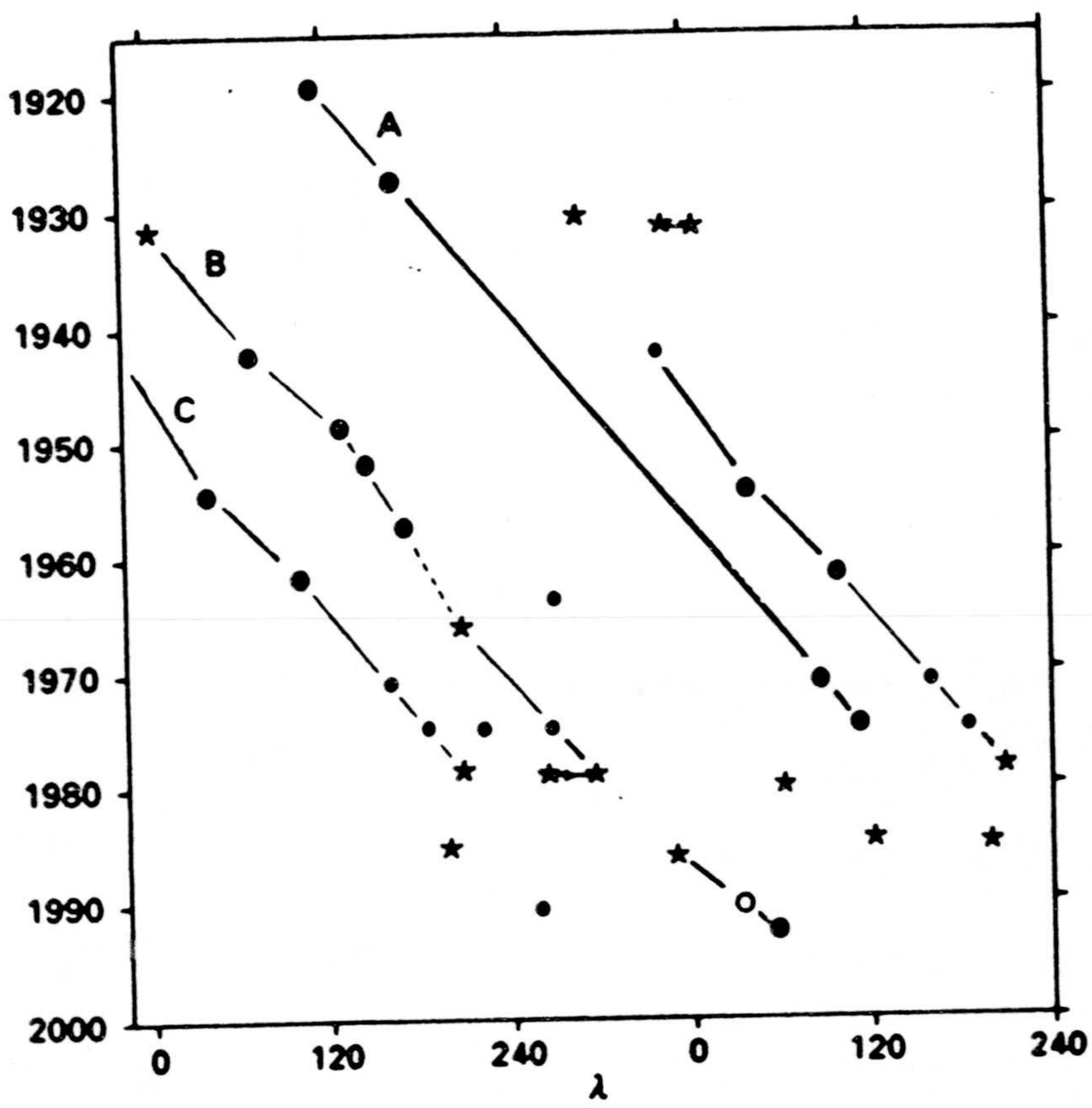


Figura 4.5: "Fuentes permanentes" según el modelo de Reese. Se representan las longitudes de la erupción en el *Sistema III* frente al tiempo. Las lineas A. B y C representan las hipotéticas fuentes permanentes (Roger, 1989).

UNIVERSIDAD DE GRANADA
29 ABR. 1997
COMISION DE DOCTORADO

Existe, por tanto, una correlación entre entre el aspecto de la *Mancha Roja* y la actividad del cinturón sur-ecuatorial. En esta tesis se ha realizado un estudio de la distribución vertical de partículas en la GRS en tres fechas diferentes:

- 11 Marzo 1993: Justo antes de la regeneración el cinturón (que se inició entre el 6 y el 7 de abril de 1993).
- 4 Junio 1993
- 18 y 21 de julio 1994,

Se han encontrado diferencias significativas entre la distribución de partículas en la *GRS* obtenidas obtenida antes de la formación del cinturón (marzo 1993) y las obtenidas en las dos fechas posteriores.

4.2.3 Modelo GRS

El estudio se ha iniciado con las imágenes obtenidas con el Telescopio de 4.2-m William Herschel, en el Observatorio del Roque de los Muchachos en la isla de La Palma en julio 1994. Dichas observaciones, se realizaron con los siguientes filtros:

- 3600 Å (filtro estándar ultravioleta).
- 8920 Å (correspondiente a una banda de absorción el metano).
- 9480 Å (correspondiente al continuo adyacente a esa banda).

En primer lugar, se realizó un modelo de la "*atmósfera ambiente*"; esto es, en las regiones adyacentes a la mancha, para poder así distinguir las diferencias reales entre la estructura vertical de la *Mancha Roja* y la de dichas regiones. Para ello se realizó un corte en latitud -20.5°, evitando la región donde se encuentra la mancha, proponiéndose la estructura de nubes típica en la atmósfera joviana:

- Neblina estratosférica.
- Nube de amoniaco.
- Nube semi-infinita.

Para ajustar esta región se partió, además de los parámetros indicados en el apartado anterior, de los siguientes:

- Propiedades ópticas de los hielos de amoniaco obtenidos por Martonchik y col. (1984).

- Valores para los parámetros de la nube semi-infinita: $g_1 = 0.80$, $g_2 = -0.70$, $f = 0.938$, tomando el albedo de scattering simple igual a 0.997.

Las bajas temperaturas presentes en las troposferas de los planetas exteriores dan lugar a la condensación de numerosos gases atmosféricos, originando una estructura de varias capas de nubes. En el caso de Júpiter las nubes son: nube de hielos de amoniaco (NH_3), nube de cristales de hidrosulfuro de amonio (NH_4SH) y de hielos de agua (H_2O). El cálculo teórico de dicha distribución de nubes se puede realizar mediante cálculos matemáticos sencillos suponiendo equilibrio termodinámico, de modo que se producirá la condensación cuando la presión parcial de un constituyente sea mayor que su presión de vapor saturado (Atreya S.K. 1986). Así, la estructura típica de nubes que cabe esperar en la atmósfera Joviana será la presentada en la figura 4.6.

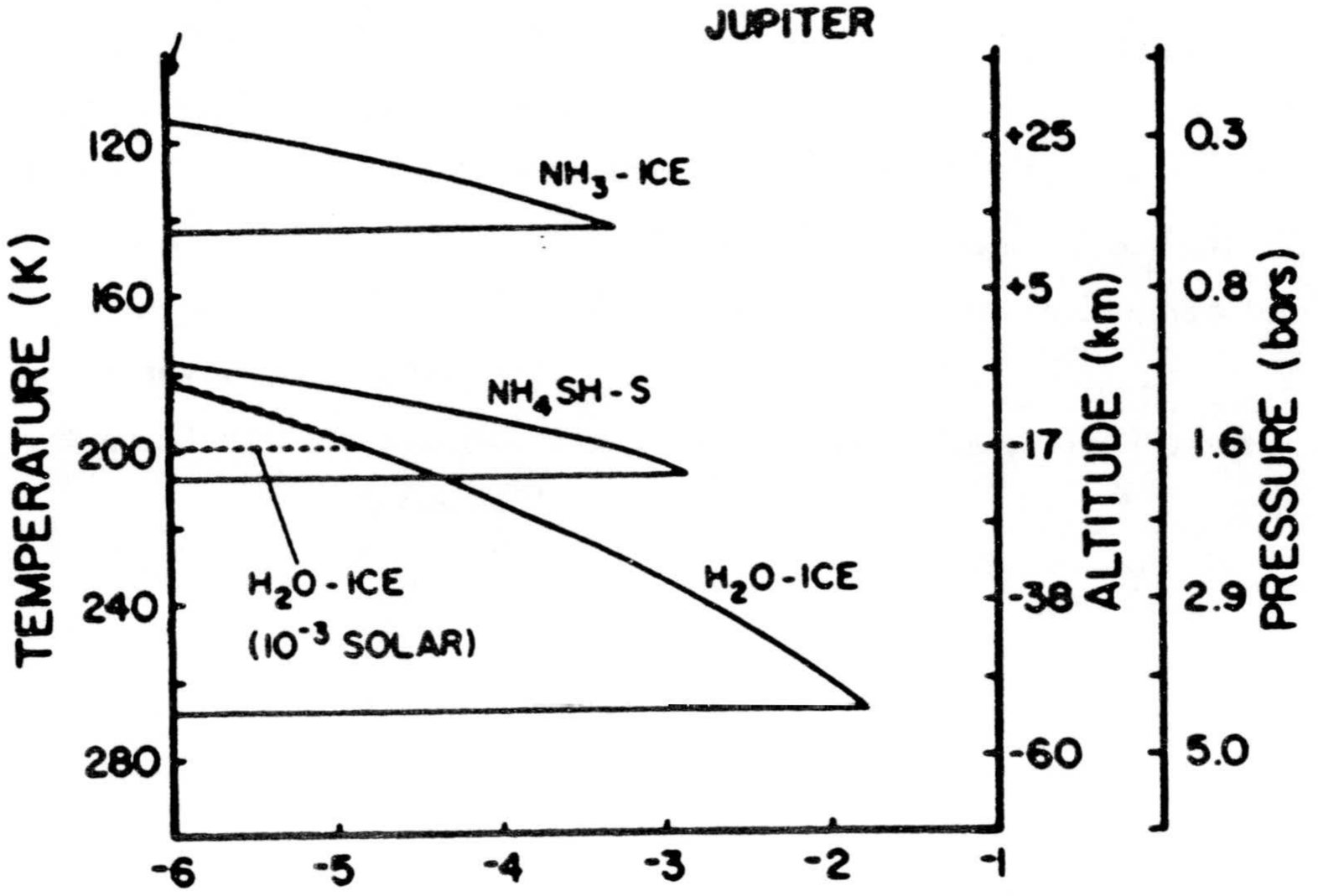


Figura 4.6: Modelo para bajas latitudes de la estructura de nubes en Júpiter. (Atreya 1985).

Ésta es la estructura de la que partimos en nuestro modelo, teniendo en cuenta que, en el rango de longitudes de onda con los que trabajamos, tenemos resolución sólo hasta la nube de hidrosulfuro de amonio, ya que el espesor óptico es tan grande que la radiación no alcanzaría a la nube de agua. Por lo tanto, ésta última nube (la de NH_4SH) la simulamos para nuestro modelo mediante una nube semi-infinita, cuya función de fase se ha simulado mediante la función de Henyey-Greenstein de dos términos que hemos definido anteriormente. Por otra parte es conocida la existencia de una neblina estratosférica (West 1986).

Así pues, para modelizar la región adyacente a la GRS, partimos de esta estructura típica: una capa de neblina estratosférica, una nube de amoniaco y una nube semi-infinita. Tras probar diferentes combinaciones de los parámetros libres del modelo, obtuvimos el mejor ajuste de la distribución que se muestra en la tabla 4.2. En dicha tabla podemos ver que la neblina estratosférica se encuentra entre 100 y 150 mbar, la nube de amoniaco entre 400 y 700, habiéndose colocado la nube semi-infinita en 2000 mbar. También se presentan las propiedades ópticas de las partículas de las diferentes nubes.

Tabla 4.2: Modelo atmosférico en latitud –20.5°. La primera capa de partículas se corresponde con la neblina estratosférica y la segunda con la nube de NH_3

pmin (mbar)	pmax (mbar)	N (cm^{-2})	r_m (μm)	n_r (3600 Å)	n_r (9480 Å)	n_i (3600 Å)	n_i (9480 Å)	Prof. óptica at (9480 Å)
100	150	0.4×10^{9}	0.24	1.6	1.6	0.009	5.0×10^{-5}	1.36
400	700	0.4×10^{8}	1.0	1.47	1.41	6.32×10^{-6}	4.8×10^{-5}	3.53

En la figura 4.7 se representan los valores de la reflectividad centro-limbo para el corte en latitud –20.5°, frente al mejor resultado del modelo que se corresponde con la estructura descrita en la tabla 4.2.

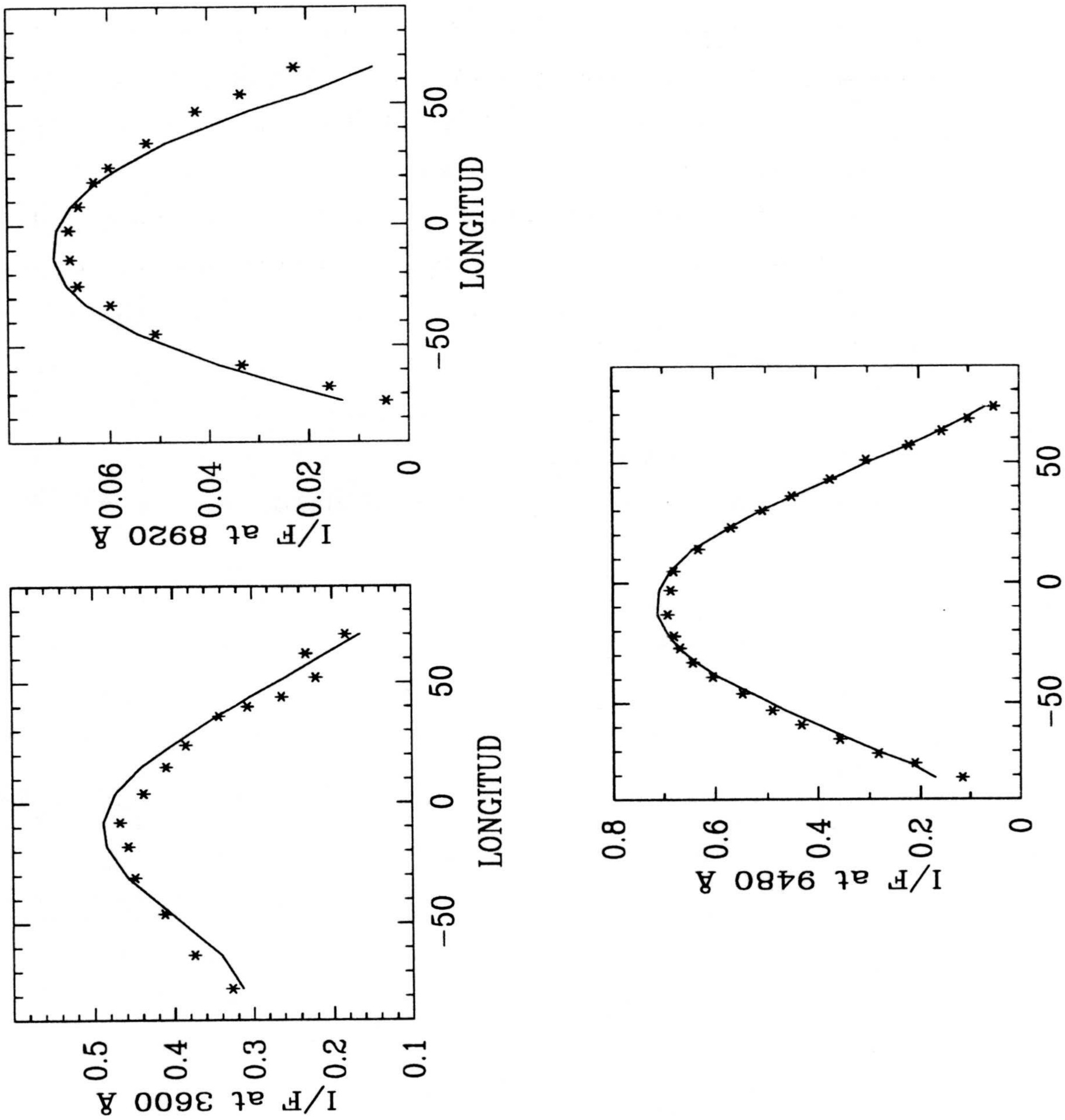


Figura 4.7: Representación de reflectividades frente a la longitud en latitud -22° evitando la *Mancha Roja*. La reflectividad observada se representa con asteriscos y el resultado del modelo con linea continua.

Alternativamente, basándonos en los resultados obtenidos por Moreno (1996), se obtuvo otra distribución de partículas en ésta región. Moreno (1996), obtuvo solucciones para la estructura vertical en la región ecuatorial, con partículas menores de 0.05 μm. En dicho trabajo se utilizaron imágenes del ultravioleta cercano (230, 275, 335 y 410 nm) obtenidas el 5 de mayo, 1994 por el telescopio espacial Hubble. Para conseguir un resultado que estuviera de acuerdo con los tamaños obtenidos por este autor, fue necesario variar el coeficiente de absorción del metano con la presión: $K_\nu = 21.5(km - am)^{-1}$ $p \leq 243.4$ mbar y $K_\nu = 25.5(km - am)^{-1}$ $p > 243.4$ mbar. Simulándose la nube de amoniaco mediante una función de dos términosde Henyey-Greenstein de parámetros: $g_1 = 0.8$, $g_2 = -0.8$, $f = 0.969$, variando su albedo de scattering simple desde 0.998 para las imágenes de 3600 Å y 0.981 para la región de 9000 Å. Las propiedades ópticas de las partículas se presentan en la tabla 4.3.

En la figura 4.8 se representan los valores de la reflectividad centro-limbo para el corte en latitud –20.5°, frente al mejor resultado del modelo que se corresponde con la estructura descrita en la tabla 4.4.

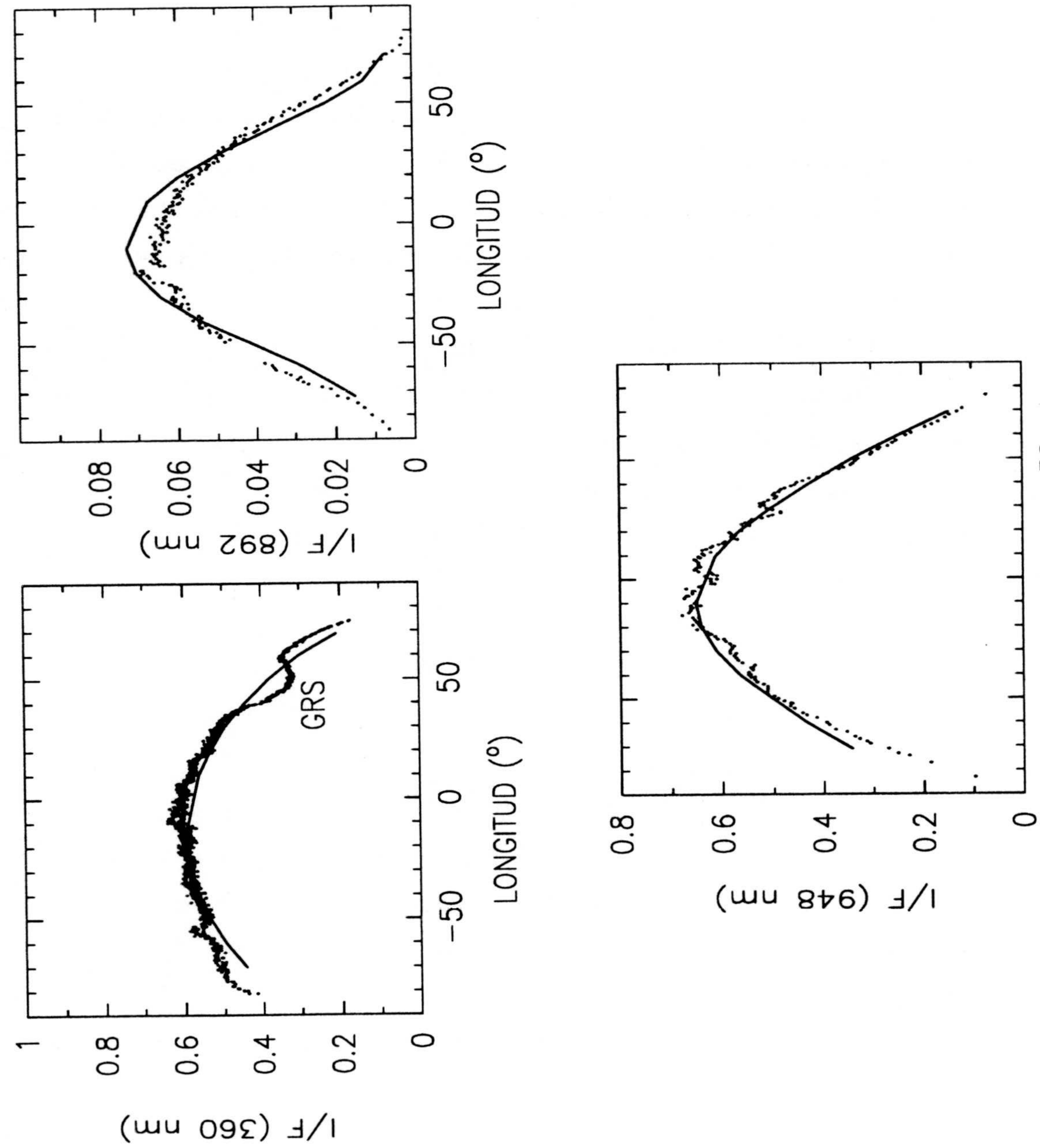


Figura 4.8: Representación de reflectividades frente a la longitud en latitud -22°. La reflectividad observada se representa con puntos y el resultado del modelo con linea continua.

A partir de los datos de laboratorio a temperatura ambiente del metano en el visible e infrarrojo cercano, Fink y col., (1977), dedujeron, a partir de un modelo aleatorio de bandas, que la transmisión venía dada por:

$$T = exp\left[\frac{-K_\nu a}{(\frac{k_\nu a}{\pi Y_\nu p} + 1)^{1/2}}\right], \tag{4.5}$$

donde K_ν es el coeficiente de absorción, a es la abundancia, p la presión y Y_ν el coeficiente de presión. Para el caso de la región espectral cercana a 8900Å, $Y_\nu \sim 13\ atm^{-1}$, lo que indica que la transmitancia va a depender de la presión, aunque sea ligeramente. Existe tambien la posibilidad de que tanto K_ν como Y_ν dependan, además, de la temperatura, lo que se ha demostrado en el caso de las bandas centradas en 6190 y 7250 Å (Smith y col., 1990; Singh y O'Brien, 1995). Por lo tanto, una dependencia de K_ν en 8900 Å con la altura podría estar justificada.

El mejor ajuste, con estas restricciones, se obtuvo para una estructura distribuida en 15 capas entre 0.5 y 400 mbar. Las propiedades ópticas para este último ajuste, se presentan en la tabla 4.3 y la distribución de la estructura vertical en la tabla 4.4. La distribución presentada en la tabla 4.2 presenta el inconveniente de la alta profundidad óptica de la neblina estratosférica (~ 1.4), mucho mayor que la obtenida por otros autores (por ejemplo West y col., 1979). Sin embargo esto pone de manifiesto el hecho de la no unicidad de las solucciones en un problema de tantos parámetros libres. Por otra parte, los tamaños de los aerosoles estratosféricos, en el primer caso, estarían de acuerdo con los tamaños requeridos para justificar los valores de intensidad observados a altos ángulos de fase obtenidos por Tomasko y col., 1978. Dichos autores establecieron los tamaños en el rango entre 0.14 y 0.25 μm. No obstante, la fuerte polarización lineal producida por éstos aerosoles, requiere tamaños menores de $0.1\mu m$ (Tomasko y Smith, 1982; West y col., 1983 y Smith 1986). La divergencia en estos resultados la explican West y Smith, 1991, atribuyendo geometrías irregulares a los aerosoles, por lo que la suposición de partículas esféricas no sería apropiada.

Tabla 4.3: Modelo atmosférico en latitud −20.5°.

n_r (3600 Å)	n_r (9480 Å)	n_i (3600 Å)	n_i (9480 Å)	Prof. óptica at (9480 Å)
1.4	1.8	10^{-4}	10^{-5}	0.128

Una vez obtenida la estructura en la región sin la *Mancha Roja* se procedió al estudio de la Mancha propiamente dicha en las fechas indicadas anteriormente. Para ello el procedimiento fue el siguiente:

- Se obtuvo la posición (en pixeles) del centro de la *GRS* en cada una de las imágenes, cubriendo un amplio rango de geometrías observacionales (desde el limbo hasta posiciones cercanas al meridiano central) según se muestra en las imágenes 4.9, 4.10 y 4.11.

Tabla 4.4: Distribución vertical de partículas en el ecuador, (Moreno, 1996).

p_1 (mbar)	p_2 (mbar)	r. medio (μm)	N ($\times 10^9 cm^{-2}$)
0.5	0.7	0.0106	0.08
0.7	1.0	0.0106	0.14
1.0	1.5	0.0108	0.19
1.5	2.2	0.0111	0.21
2.2	3.3	0.0144	0.21
3.3	4.8	0.0119	0.20
4.8	7.0	0.0124	0.19
7.0	10.4	0.0130	0.18
10.4	16.5	0.0138	0.18
16.5	27.7	0.0149	0.17
27.7	47.7	0.0165	0.15
47.7	81.7	0.0191	0.12
81.7	141.4	0.0241	0.09
141.4	243.4	0.0351	0.06
243.4	404.4	0.0524	0.03

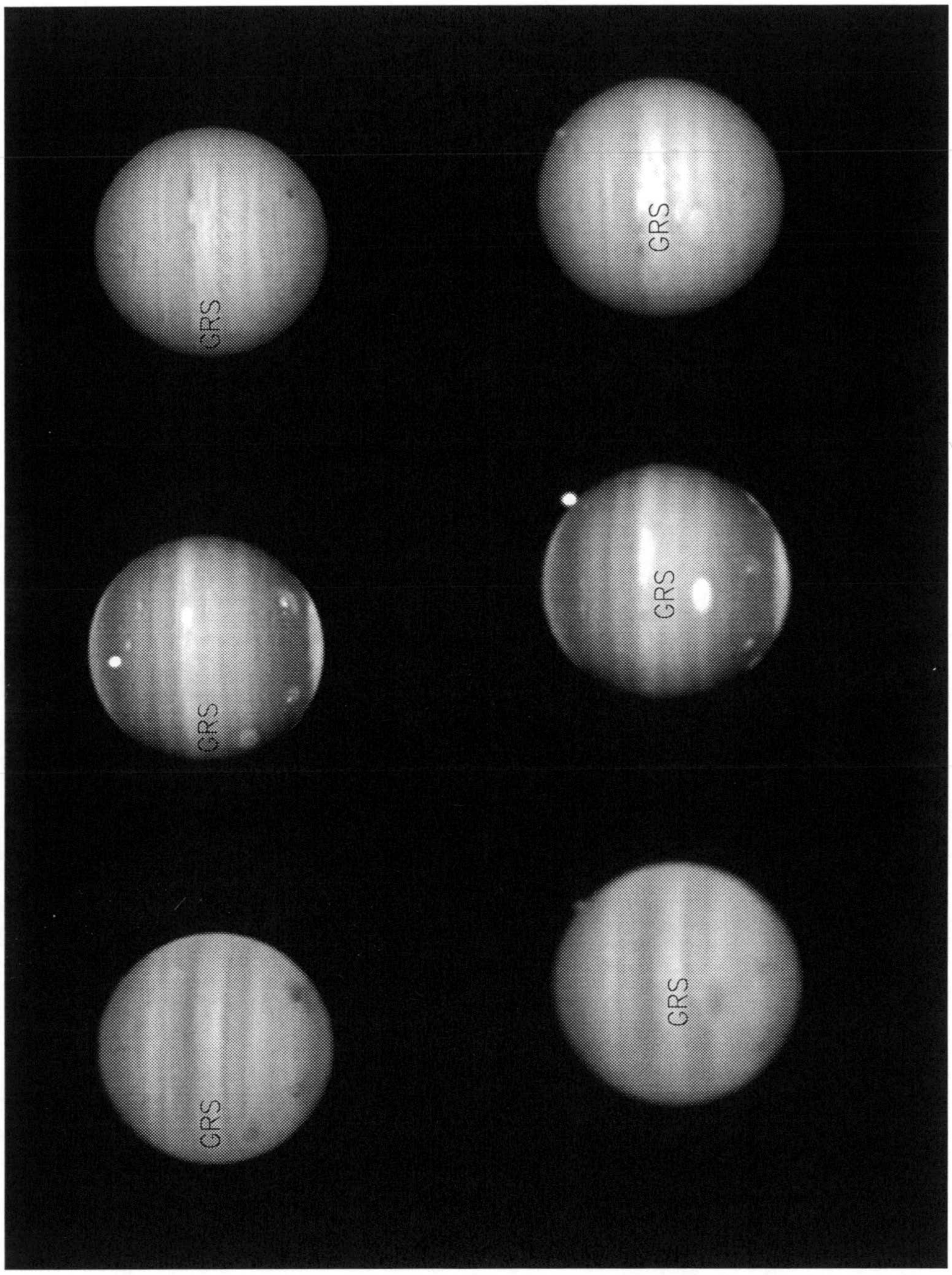


Figura 4.9: Imágenes tomadas el 18 julio de 1994 con el Telescopio William Herschell. Se muestra el rango de geometrías observacionales utilizadas en el modelo.

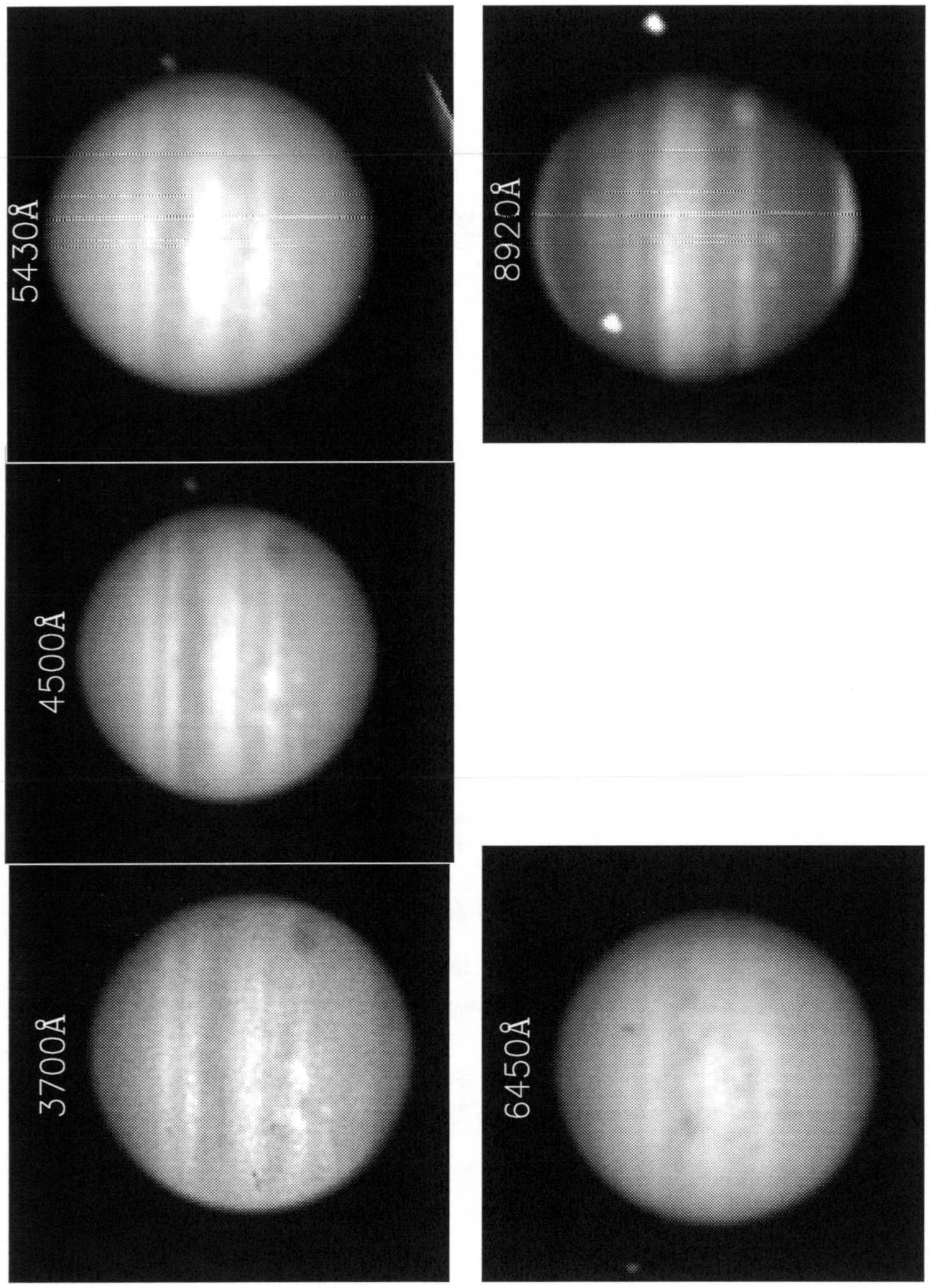


Figura 4.10: Imágenes tomadas en Junio de 1993 con el Telescopio español de 1.5 m en el Observatorio de Calar Alto, Almería.

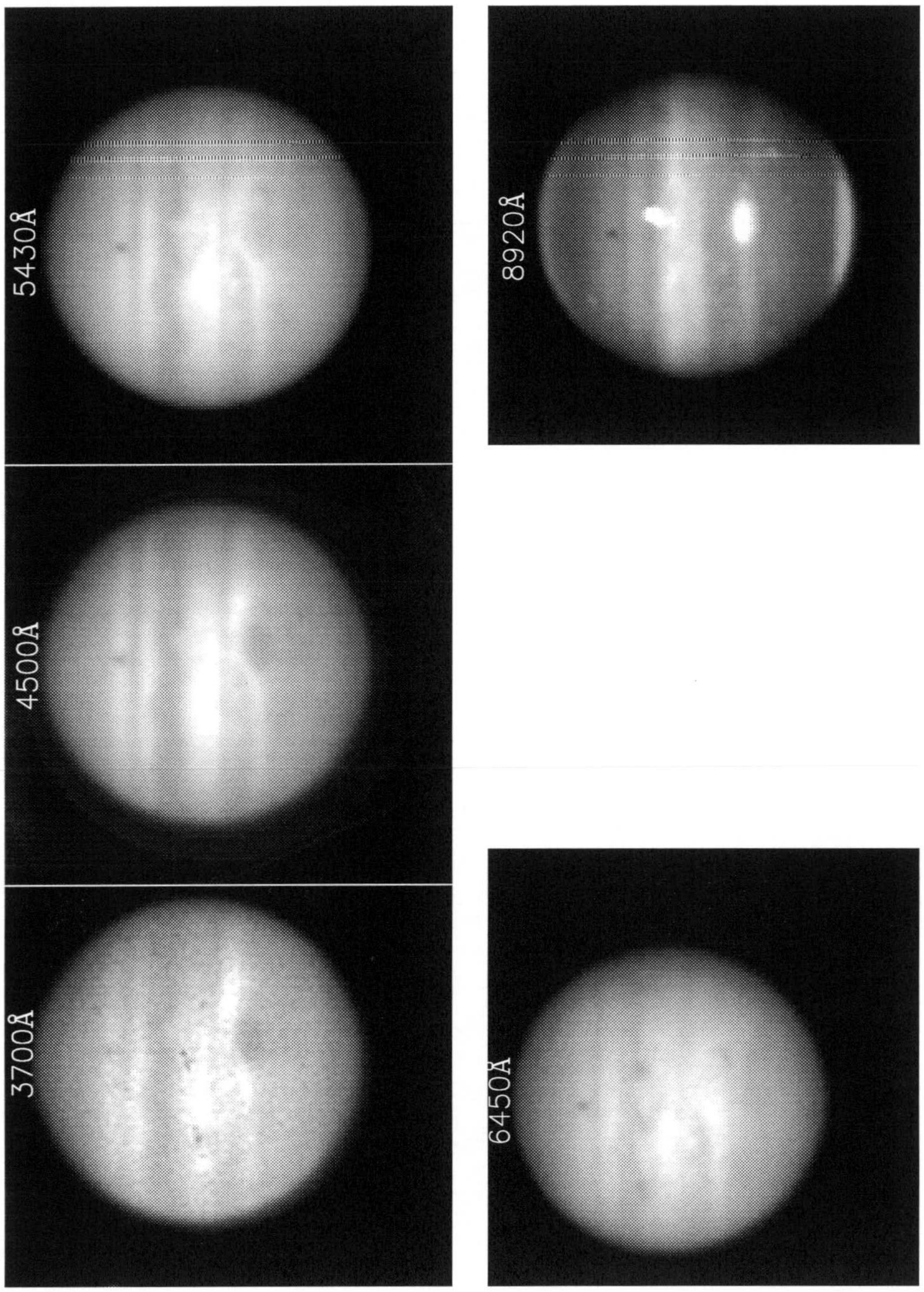


Figura 4.11: Igual que 4.10.

- Estas coordenadas se transformaron a las correspondientes coordenadas planetocéntricas y ángulos de scattering: μ, μ_0, $\Delta\Phi$.

- Se procedió al cálculo de la intensidad promediada a una región de 2" $\times$2.5" centrada en el corazón de la mancha.

- Una vez calibrados los datos en reflectividad absoluta se introdujeron en el modelo proponiéndose diferentes estructuras de partículas. La estructura vertical de la que partimos se basa en los estudios realizados hasta la fecha de la *GRS* y que se detallan a continuación.

Hay numerosas hipótesis que intentan explicar la coloración de las nubes jovianas. Urey (1952) fue el primero en sugerir que las reacciones fotolíticas en la atmósfera de Júpiter podrían producir especies coloreadas a partir de componentes carbonados. Sagan y Khare (1971) sometieron una mezcla de CH_4, SH_2 y NH_3 a la radiación de una lámpara de mercurio a 2537 y 1849 Å. En estos experimentos iniciales, solo la radiación de onda corta fue capaz de producir material coloreado después de 14 días de exposición. La radiación de mayor longitud de onda (2537Å) no produjo ningún material de color rojo o marrón. Experimentos posteriores (Khare y Sagan, 1973) produjeron un polímero marrón (96% de azufre) y un polímero amarillo conteniendo OH y NH_2. Existen además otras hipótesis (Lewis y Prinn, 1969) que atribuyen el color a la rápida disociación ultravioleta del H_2S y la irradiación ultravioleta de las partículas de NH_4SH que dan lugar a azufre elemental y polisulfuros de amonio e hidrógeno. Pero, desde la detección de la fosfamina (PH_3) en la atmósfera joviana (Ridway, 1974), el fósforo rojo (P_4) producido por la fotolisis del PH_3, ha sido el principal candidato como cromoforo responsable de la coloración de la *GRS* y de otras regiones del planeta, ya que la razón de fotodisociación de la fosfamina es alrededor de 1000 veces mayor que la del CH_4 y que la mayoría de los productos de la disociación del CH_4 estudiados hasta la fecha son sin color.

De alguna forma, la detección de PH_3 es algo sorprendente, ya que éste debería estar presente solo bajo el nivel de 800 K (porción inobservable de la atmósfera). Entre 800 y 300 K el PH_3 es oxidado por el agua para formar P_4O_6 mientras que, en niveles superiores a los 300 K, P_4O_6 condensará como H_3PO_3. Una posible explicación para la observación de la fosfamina sería considerar que la difusión vertical es más rápida que las reacciones termoquímicas. La fosfamina es disociada por la radiación ultravioleta de longitudes de

onda menores que 2350 Å según el siguiente esquema:

$$\begin{aligned} PH_3 &\longrightarrow PH_2 + H \\ PH_2 + PH_2 &\longrightarrow PH + PH_3 \\ PH + PH &\longrightarrow P_2 + H_2 \\ H + H + M &\longrightarrow H_2 + M \\ P_2 + P_2 + M &\longrightarrow P_4 + M \\ P_4 &\longrightarrow P_4(s), \end{aligned} \tag{4.6}$$

donde M es cualquier molécula. Para obtener una estimación de la densidad de partículas de fósforo rojo producido, Prinn y Lewis (1975) realizaron un modelo dinámico-químico para intentar explicar el color de la GRS en el que la fosfamina es transportada hacia arriba por difusión turbulenta hasta la región de producción por encima de los 80 mbar, donde su tiempo de vida medio es de unos 38 días para su conversión en fóforo rojo. El fósforo rojo resultante es transportado hacia abajo por difusión turbulenta y por sedimentación gravitacional hasta su región de destrucción, por debajo de los 20 bar, donde se evaporaría en un tiempo medio de una hora, pasando a P_4 gaseoso, y completándose el ciclo mediante la reacción termoquímica:

$$P_4 + 6H_2 \rightleftharpoons 4PH_3. \tag{4.7}$$

Con este modelo, Prinn y Lewis llegaron a la conclusión de que la coloración de la GRS es una consecuencia de la fuerte mezcla vertical de esta región que elevaría la fosfamina dando lugar al fósforo rojo como se ha explicado anteriormente. Por otra parte, Noy y col. (1981) sometieron a radiación ultravioleta, una mezcla de fosfamina en hidrógeno, simulando así la atmósfera joviana. El material formado en este experimento fue amarillo, no rojo oscuro como el fósforo rojo disponible comercialmente. Los datos de laboratorio se compararon con los datos de reflectividad de la GRS obtenidos por Reese (1971) y Orton (1975) entre 0.25 y 0.6 μm calculando las propiedades de scattering de partículas esféricas compuestas de fósforo producido fotoquímicamente. El índice de refracción real se fijó a 2.14 mientras que el imaginario es función de la longitud de onda determinado por las medidas de laboratorio. El radio efectivo de las partículas se varió entre 0.02 μm y 1.2 μm, usándose la teoría de Mie para calcular las propiedades de scattering y absorción de las partículas, y considerando que las partículas de fósforo están situadas sobre una

superficie con reflectividad unidad en todas las longitudes de onda, aproximando así la nube de amoniaco en la región de interés.

Tras estos cálculos, Noy y col., llegaron a la conclusión de que, para que las partículas tuviesen una apariencia roja, era necesario que la profundidad óptica disminuyera rápidamente al aumentar la longitud de onda, para lo cual, las partículas deben ser mucho menores que la longitud de onda de la radiación incidente. Así pues, concluyeron que, si el fósforo es el responsable de la coloración de la *GRS*, las partículas deben ser del orden de 0.05 μm de radio. Por otra parte, según los datos de polarización del Pioneer (Doose, 1976) el tope de las nubes de la *GRS* debe ser varios kilómetros más alto que en la zona sur-tropical. Con los resultados obtenidos por Noy y colaboradores y esta última restricción, intentamos reproducir estos resultados ajustándolos a las reflectividades obtenidas en julio de 1994. Para ello se fijó el tamaño de las partículas a 0.05 μm y el índice de refracción real a 2.14, mientras que la concentración de partículas se fue modificando hasta alcanzar espesores ópticos parecidos a los obtenidos por Noy y col. y que se muestran en la tabla 4.5.

Tabla 4.5: Propiedades de ópticas de las partículas de fósforo (Noy y col. (1981))

$\lambda(\mu m)$	n_i	Prof. óptica
0.25	0.451	3.665
0.3	0.372	2.65
0.4	0.242	1.00
0.5	0.179	0.4466
0.6	0.099	0.1925

En principio se utilizó una capa reflectante para simular la nube de amoniaco, intentándose distintas combinaciones de partículas para obtener una profundidad óptica alrededor de 1 para el filtro de 3600 Å. La distribución que "mejor" se ajustaba a los datos experimentales se muestra en la tabla 4.6. Al comprobar que no era posible obtener buenos resultados del modelo con estas restricciones, se sustituyó la capa reflectante por la nube de amoniaco obtenida para la región fuera de la *GRS*, sin conseguirse obtener resultados satisfactorios. En la figura 4.12 se muestra en linea discontinua el resultado del modelo con la capa reflectante y en linea de puntos el resultado para la misma dis-

Tabla 4.6: Distribución vertical de partículas en la *Mancha Roja* utilizando los resultados obtenidos por Noy y colaboradores, colocando una capa reflejante a partir de 450 mbar simulando la nube de amoniaco.

pmin(mbar)	pmax (mbar)	N(cm^{-2})	n_i ($\lambda = 3600\mathring{A}$)	Prof. óptica acum.
2.	85	1.2×10^9	0.3	0.2714
85.	130.	1.5×10^9	0.3	0.4368
130.	450.	1.75×10^9	0.3	0.868

tribución pero sustituyendo la capa reflectante por la nube de NH_3 a partir de 450 mbar.

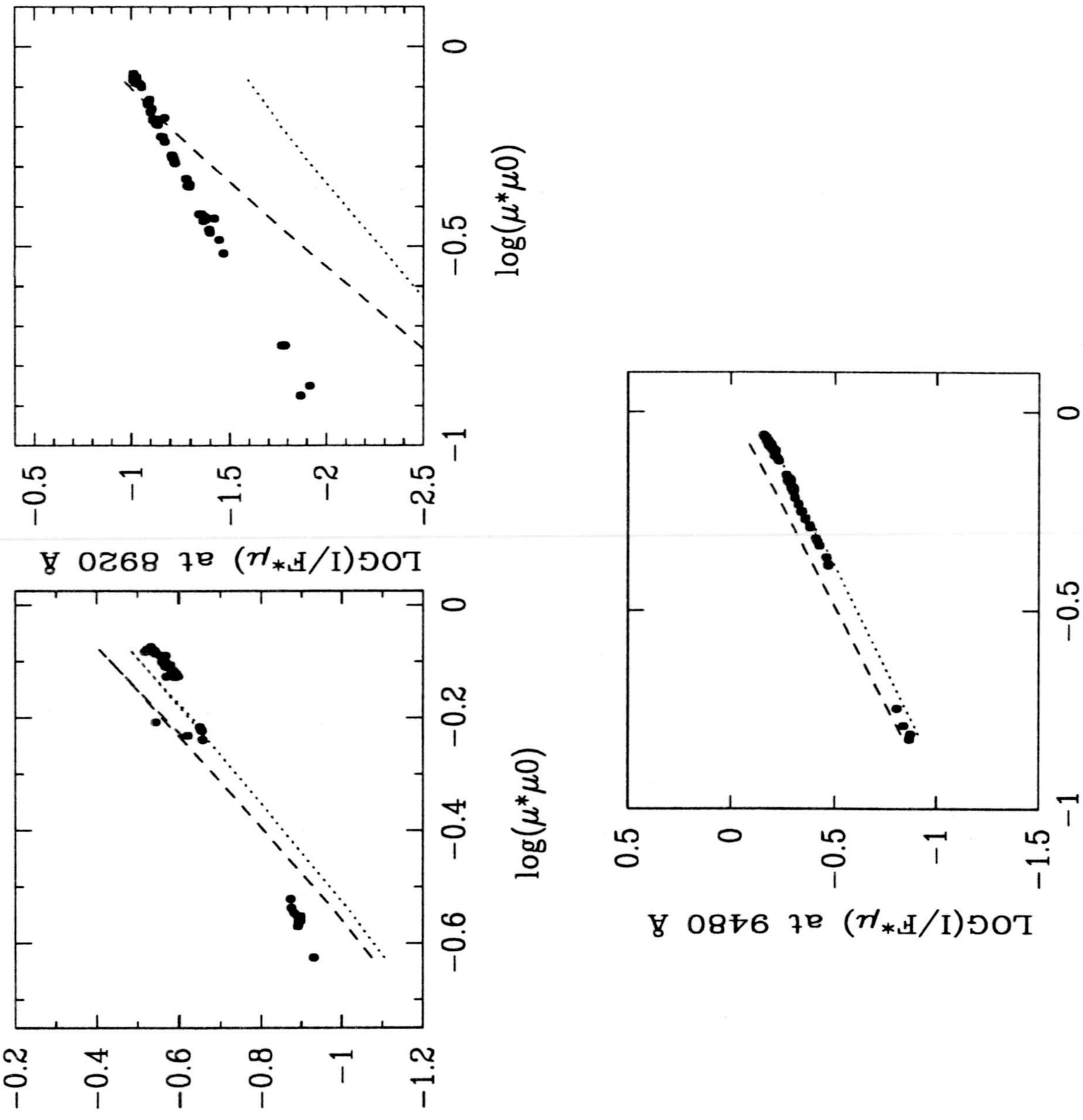


Figura 4.12: Representación de Minnaert de la parte central de la *Gran Mancha Roja*. Los valores observados se representan con puntos. La linea discontinua representa los resultados del modelo utilizando los datos de Noy y col. simulando la nube de NH_3 con una capa reflectante. La linea de puntos corresponde al mismo modelo que la discontinua pero sustituyendo la capa reflectante por la nube de amoniaco.

Una vez que se demostró que no se podían ajustar los datos con las partículas de fósforo, se procedió a perturbar la *atmósfera ambiente* introduciendo partículas de diferentes tamaños y propiedades ópticas, con rangos comprendidos entre los valores que se muestran en la tabla 4.7.

Tabla 4.7: Variación de los parámetros utilizados en el modelo de la GRS.

rmin(μm)	rmax (μm)	n_i^{min} (UV)	n_i^{max} (UV)	n_i^{min} $(Cont.)$	n_i^{max} $(Cont.)$
0.05	1.	0.004	0.5	1E-5	0.01

En las tablas 4.8 y 4.9 se muestran la estructura vertical obtenida en el mejor ajuste y los espesores ópticos en cada capa para las distintas longitudes de onda respectivamente.

Tabla 4.8: Distribución vertical de partículas en una región de 2"$\times$ 2.5" centrada en el corazón de la GRS para los datos de julio 1994.

pmin (mbar)	pmax (mbar)	N (cm^{-2})	$r_m(\mu m)$	
2.1	85	0.65×10^8	0.18	
85	130	0.80×10^8	0.2	Partículas GRS
130	450	0.85×10^8	0.6	
450	700	0.4×10^8	1.0	Nube NH_3

Tabla 4.9: Espesores ópticos de las distintas capas de la GRS.

λ ($\AA$)	τ_1	τ_2	τ_3	τ_{NH_3}
3600	0.34	0.44	2.72	8.07
8920	0.36	0.25	3.80	9.90
9480	0.07	0.14	3.51	8.79

Una vez obtenido el mejor ajuste, se realizó un test de sensibilidad del modelo para comprobar que, efectivamente, la distribución obtenida, es la única que ajusta los datos observacionales. Para ello se variaron los parámetros de entrada del modelo entre los valores que se muestran a continuación:

Concentración de la capa superior, N_1:

$$0.45 \times 10^8 \leq N_1 \leq 0.85 \times 10^8$$

Concentración de la capa intermedia, N_2:

$$0.6 \times 10^8 \leq N_2 \leq 1.0 \times 10^8$$

Concentración de la capa inferior, N_3:

$$0.65 \times 10^8 \leq N_3 \leq 1.05 \times 10^8$$

Radio modal de la capa superior, r_1 (μm):

$$0.16 \leq r_1 \leq 0.2$$

Radio modal de la capa intermedia, r_2 (μm):

$$0.18 \leq r_2 \leq 0.22$$

Radio modal de la capa inferior, r_3 (μm):

$$0.5 \leq r_3 \leq 0.7$$

Indice de refracción imaginario, $n_i(3600\mathring{A})$:

$$4.3E-3 \leq n_i(3600\mathring{A}) \leq 10.3E-3$$

Indice de refracción imaginario, $n_i(9480\mathring{A})$:

$$1E-5 \leq n_i(9480\mathring{A}) \leq 1.5E-4$$

El modelo se ejecutó para todas las posibles combinaciones de estos valores. Las distribuciones, que dieron resultados dentro de un 10% de error, se presentan en la tabla 4.10.

Por otra parte, el metano es uno de los gases más abundantes en la atmósfera después del hidrógeno y el helio. Sus bandas de absorción nos dan información sobre la altura de las nubes visibles. *É*ste absorbe a distintas longitudes de onda en el infrarrojo. La primera banda importante del metano con la que nos encontramos en el espectro es en 8900 Å. De esta forma, Júpiter es mucho más oscuro en esta longitud de onda, que en longitudes de onda cercanas, ya que la radiación se absorbe antes de alcanzar el tope de

UNIVERSIDAD DE GRANADA
29 ABR. 1997
COMISION DE DOCTORADO

Tabla 4.10: Combinaciones de parámetros que ajustan el modelo.

N_1	N_2	N_3	r_1	r_2	r_3	$n_i(3600\AA)$	n_i(8920-9480$\AA$)
0.45E8	0.6E8	0.85E8	0.18	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.45E8	0.6E8	0.85E8	0.18	0.20	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.45E8	0.8E8	0.85E8	0.16	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.45E8	0.8E8	0.85E8	0.18	0.20	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.65E8	0.6E8	0.85E8	0.16	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.65E8	0.8E8	0.85E8	0.16	0.18	0.5	7.3E-3	5.0E-5
0.65E8	0.8E8	0.85E8	0.18	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.65E8	0.8E8	0.85E8	0.16	0.20	0.5	7.3E-3	5.0E-5
0.65E8	0.8E8	0.85E8	0.20	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.85E8	0.6E8	0.65E8	0.16	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.85E8	0.6E8	0.85E8	0.16	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.85E8	0.6E8	0.85E8	0.18	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.85E8	0.6E8	0.85E8	0.20	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.85E8	0.8E8	0.85E8	0.16	0.20	0.6	7.3E-3	5.0E-5
0.85E8	0.8E8	0.85E8	0.18	0.18	0.6	7.3E-3	5.0E-5

las nubes. No obstante, como podemos ver en las imágenes 4.9, la *GRS* es la estructura más brillante en esta logitud de onda, por lo que los resultados de reflectividad del modelo correspondiente a la longitud de onda de este filtro, será muy sensible a la altura del tope de la distribución. Por esta razón, se ha estudiado la "sensibilidad" del modelo a este parámetro. Para ello, se varió p_1 entre 0.01 mbar y 10 mbar. La representación superaba al 10% de error para valores mayores que 7 mbar e inferiores a 0.8 mbar. En la figura 4.13 se muestra la representación de Minnaert para estos dos niveles de presión, comparándose con el mejor ajuste.

Una vez realizado este estudio, se probó la distribución obtenida para el mejor ajuste de los datos relativos a julio de 1994, con las imágenes de junio de 1993. El procedimiento seguido fue el mismo que en el caso anterior, esto es, se calculó la reflectividad integrada a una región de 2" $\times$2.5" centrada en el núcleo de la mancha y se comparó con los datos de reflectividad obtenidos por el modelo. El resultado se muestra en la figura 4.14.

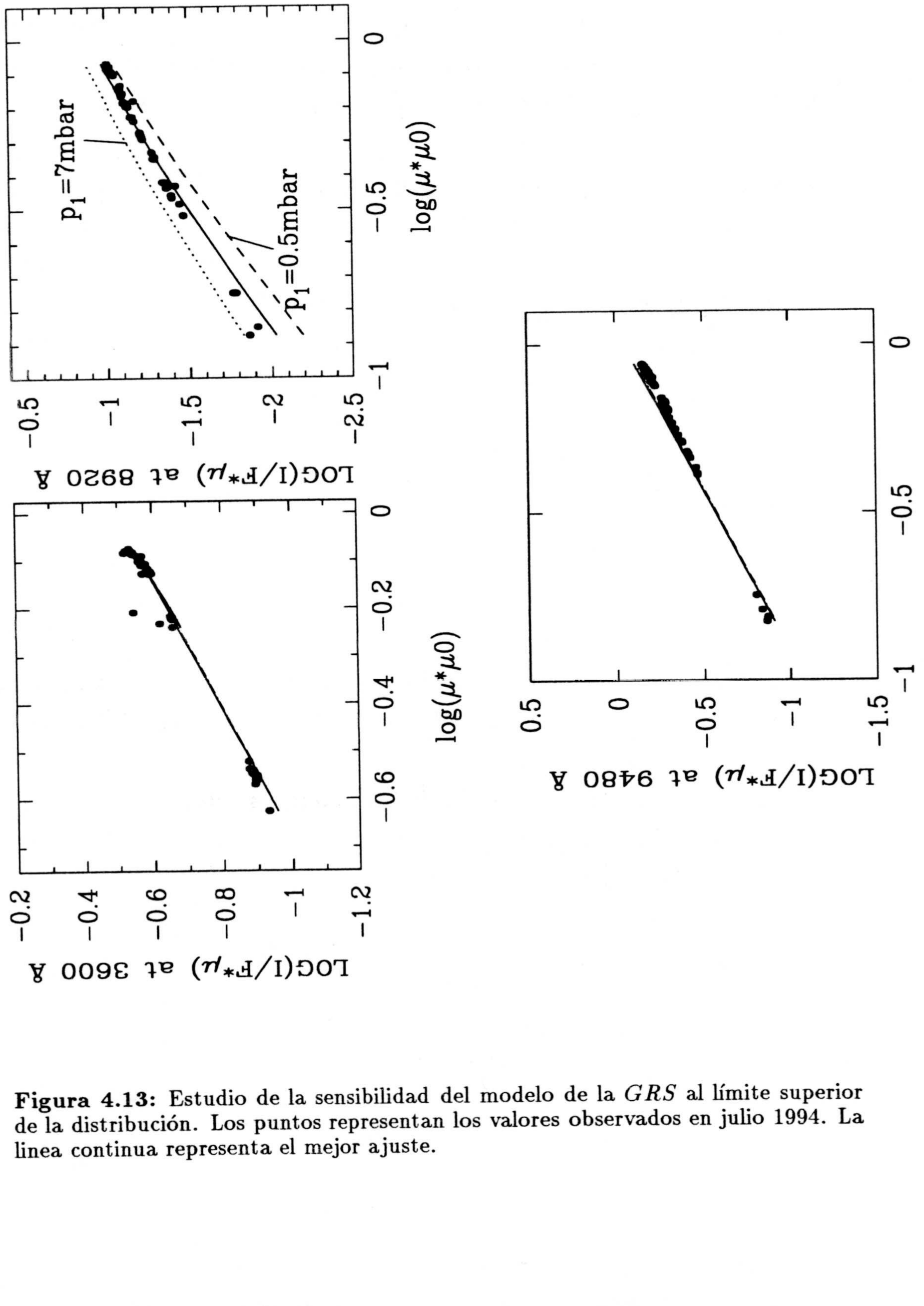


Figura 4.13: Estudio de la sensibilidad del modelo de la *GRS* al límite superior de la distribución. Los puntos representan los valores observados en julio 1994. La linea continua representa el mejor ajuste.

Como se puede ver, el modelo ajusta bastante bien a los datos observacionales sin cambiar ningún parámetro de la distribución obtenida para julio de 1994, por lo que consideramos que no se han producido cambios relevantes en la estructura vertical de nubes entre estas dos fechas. No obstante, como se ha dicho anteriormente, existe una gran relación entre el aspecto de la GRS y la actividad del cinturón sur-ecuatorial, por lo que consideramos interesante realizar un estudio de la Mancha en fechas anteriores al inicio de la regeneración del cinturón. Para ello se han utilizado imágenes obtenidas en el telescopio español de 1.5 m en el Observatorio de Calar Alto, Almería, en la noche del 10-11 marzo de 1993, justo antes de la regeneración de la SEB que se inició el 6 de abril de 1993.

Tabla 4.11: Distribución vertical de partículas en una región de 2" × 2.5" centrada en el corazón de la GRS para los datos de marzo 1993.

pmin (mbar)	pmax (mbar)	N (cm^{-2})	$r_m(\mu m)$	
0.7	100	0.65×10^8	0.18	
100	180	0.80×10^8	0.4	Partículas GRS
180	500	0.85×10^8	0.5	
500	700	0.40×10^8	1.0	Nube NH_3

Para este estudio la metodología fue la misma que la empleada en los casos anteriores, estudiando la reflectividad de la parte central de la mancha cubriendo el mayor rango de geometrías observacionales posible. Inicialmente se intentaron ajustar los datos con la distribución obtenida para las dos fechas anteriores pero, como se ve en la figura 4.15, el ajuste no fue bueno, por lo que se procedió a variar la distribución de partículas hasta que el modelo se ajustase a los datos observacionales.

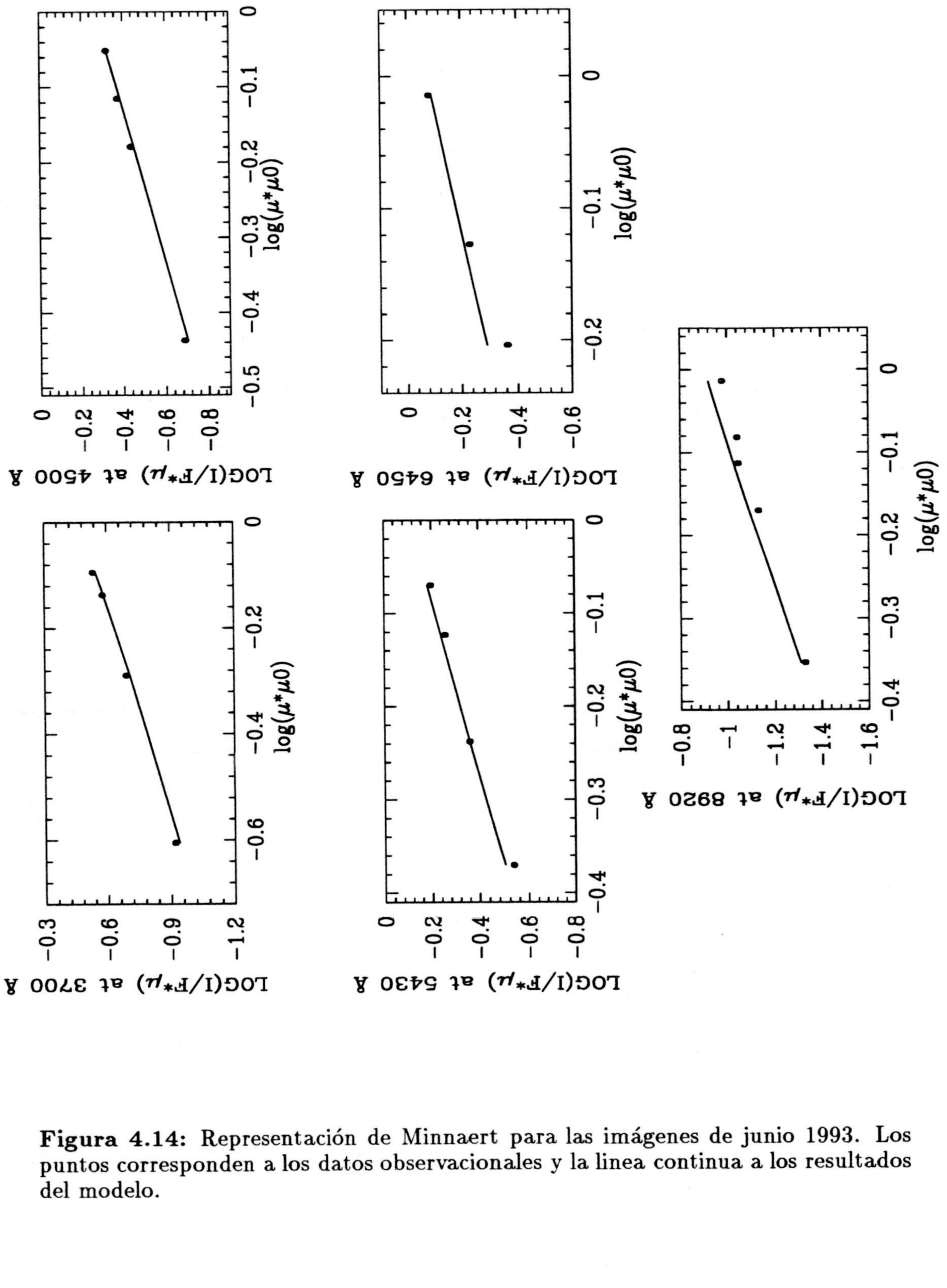


Figura 4.14: Representación de Minnaert para las imágenes de junio 1993. Los puntos corresponden a los datos observacionales y la linea continua a los resultados del modelo.

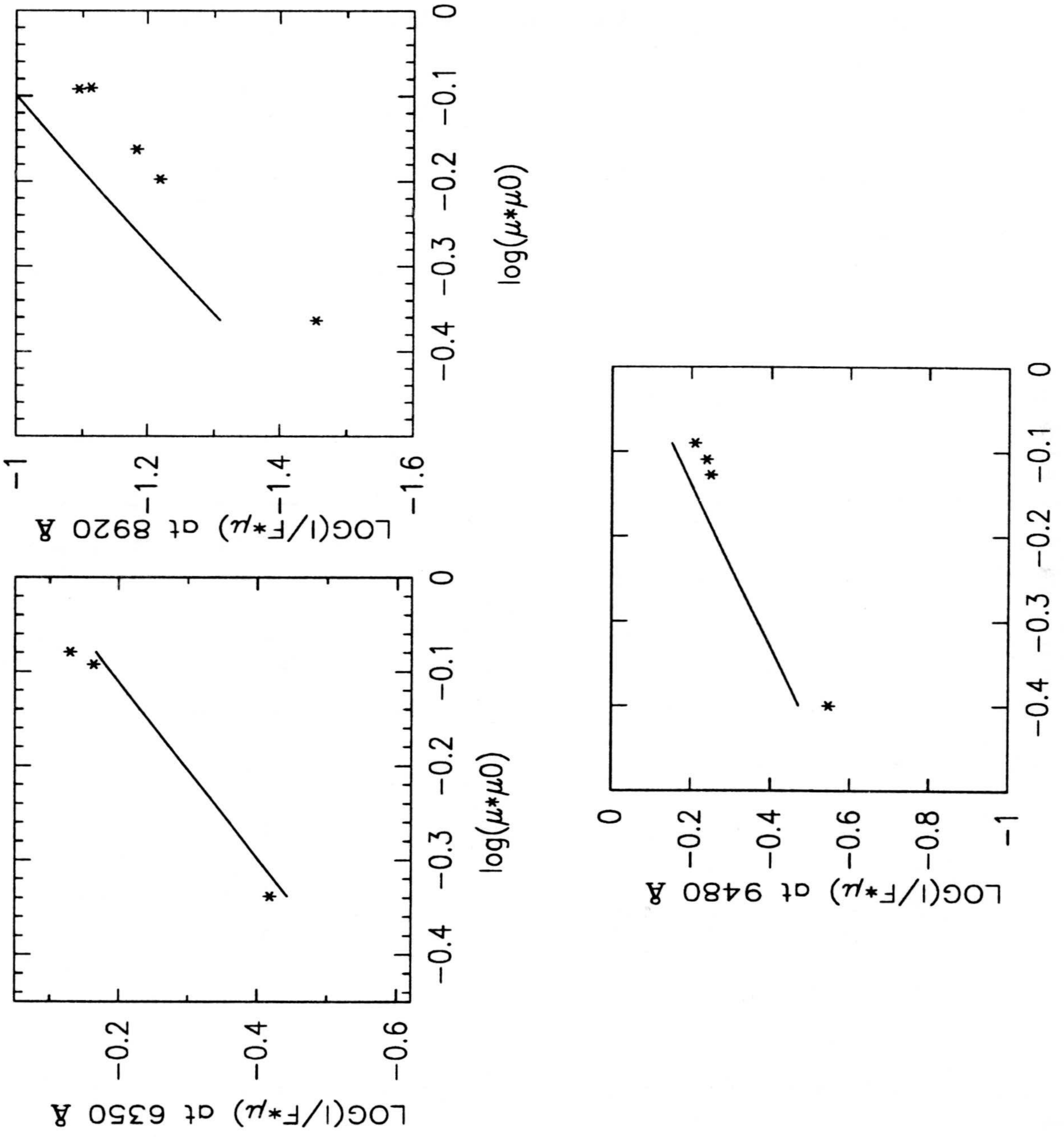


Figura 4.15: Representación de Minnaert donde los asteriscos representan los datos observacionales en marzo 1993 y la linea continua los resultados del modelo con la distribución de partículas obtenida para julio 1994.

Los resultados de la distribución para el mejor ajuste se presentan en la tabla 4.11. Tambien se ha estudiado hasta que punto, los valores dados para la nube de NH_3 en la región de la *GRS* son exactos. Al ser el espesor óptico en las capas superiores tan alto, la radiación que alcanza la nube de amoniaco está muy debilitada por lo que podría no afectar a las propiedades de scattering de la distribución total. Para ello se ha ido disminuyendo la concentración de partículas en la nube de NH_3 hasta que fue afectado el resultado del modelo. La variación de la concentración de partículas y por lo tanto, el espesor óptico de dicha nube se presentan en la tabla 4.12

Tabla 4.12: Variación de la concentración de cristales de amoniaco y los espesores ópticos resultantes.

	Con_1/τ	Con_2/τ	Con_3/τ
3600 Å	$0.4\times10^8/3.31$	$0.25\times10^8/1.73$	$0.17\times10^8/0.94$
6350 Å	$0.4\times10^8/3.5$	$0.25\times10^8/1.96$	$0.17\times10^8/1.34$
8920 Å	$0.4\times10^8/4.2$	$0.25\times10^8/2.7$	$0.17\times10^8/1.94$
9480 Å	$0.4\times10^8/3.52$	$0.25\times10^8/2.58$	$0.17\times10^8/1.75$

Los resultados del modelo se muestran en las figuras 4.16 y 4.17. Se puede ver que la variación de la concentración de la nube de amoniaco no afecta demasiado al resultado final del modelo.

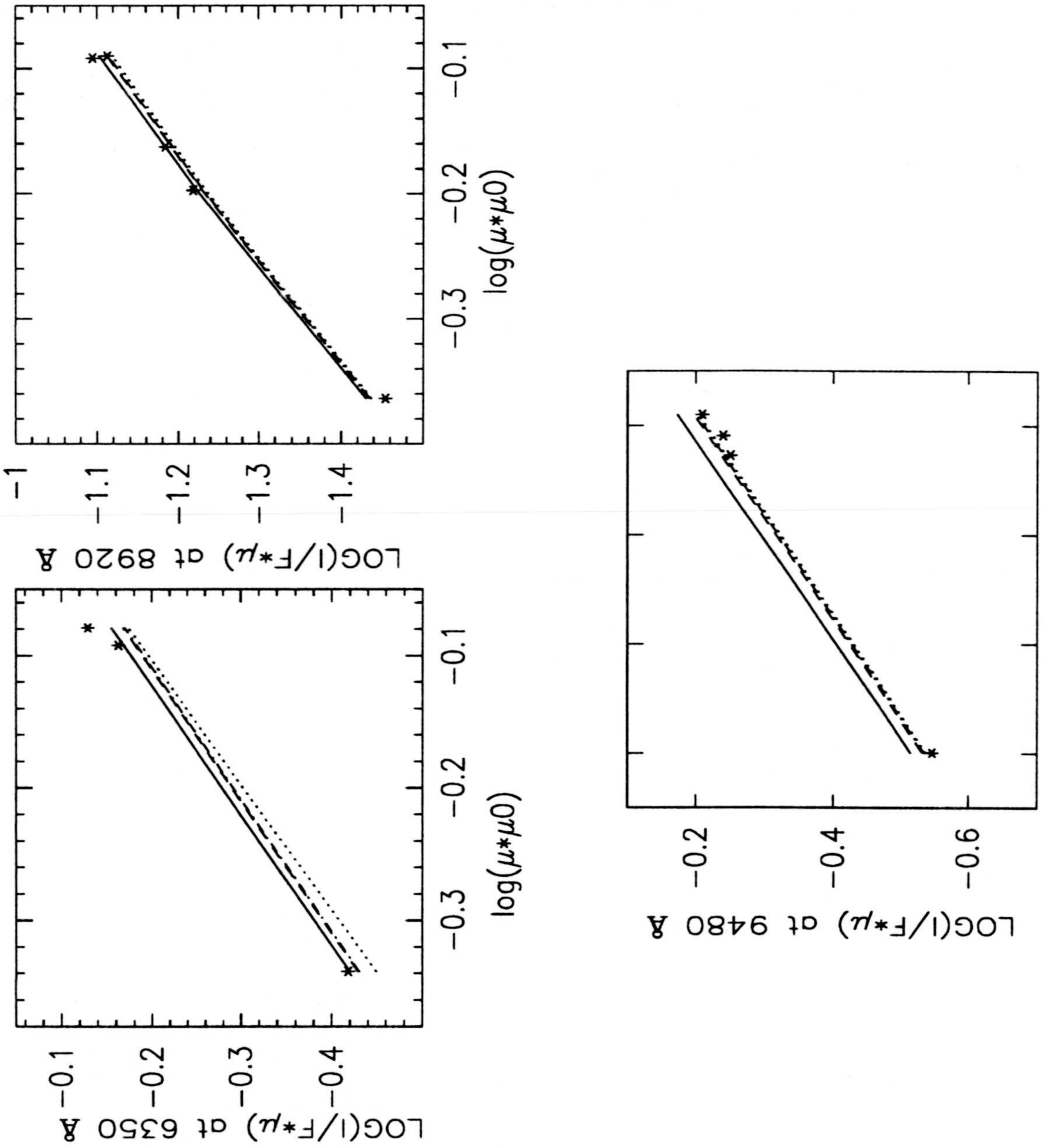


Figura 4.16: Representación de Minnaert para las imágenes de marzo de 1993. La linea continua es para la concentración Con_1, la rayada para Con_2 y la de puntos para Con_3.

4.3 Conclusiones.

Como se ha expuesto en el anterior apartado, hasta ahora había sido aceptado el hecho de que el fósforo rojo producido por la fotolisis de la fosfamina era el causante del color de la *Mancha Roja*. Sin embargo, nos ha sido imposible ajustar nuestros datos de reflectividad con partículas que tuviesen las propiedades ópticas del fósforo, incluso variando el radio modal de las partículas fuera del rango obtenido por Noy y col. En la figura 4.18 se comparan los índices de refracción imaginarios obtenidos por Noy y col. de las partículas producidas por la fotolisis de la fosfamina obtenidos por dichos autores con los de las partículas obtenidas en nuestra distribución, apareciendo diferencias muy apreciables.

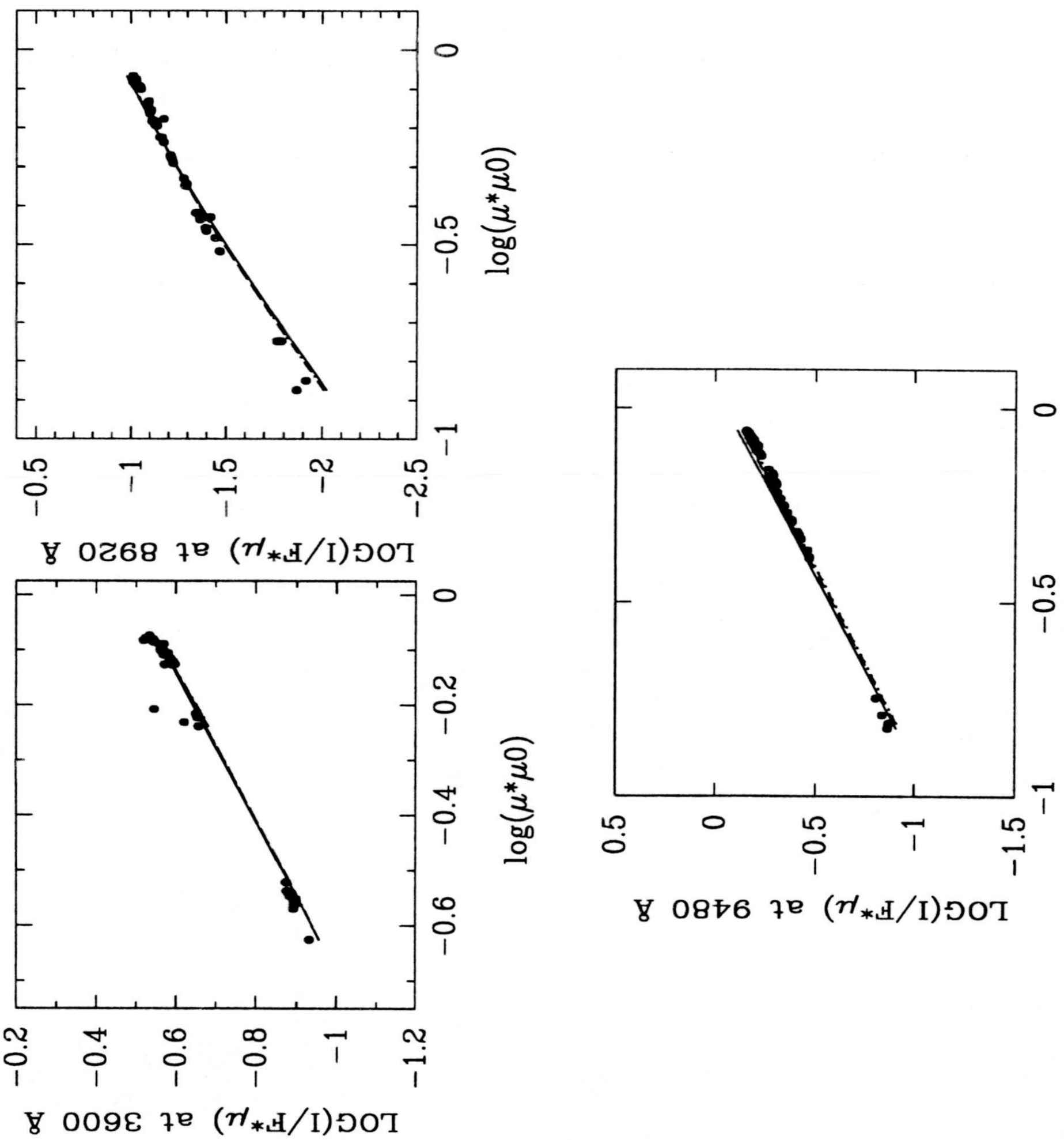


Figura 4.17: Igual que 4.16 para las imágenes de julio de 1994.

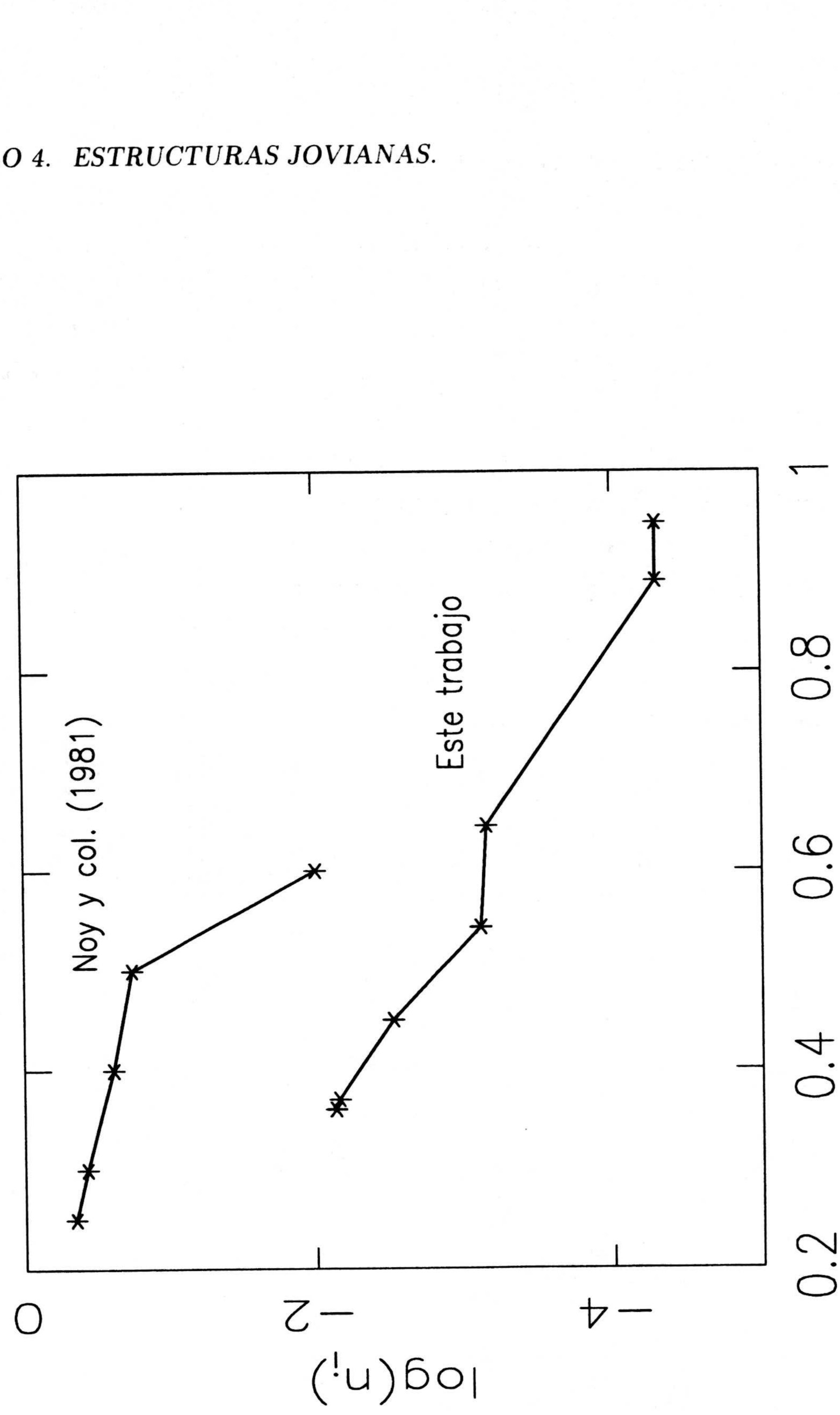


Figura 4.18: Comparación entre las propiedades ópticas del fósforo rojo obtenidas por Noy y col. y las de las partículas propuestas para la GRS en este trabajo.

Por otra parte, si comparamos los resultados obtenidos en la *GRS* y en la región adyacente, vemos que las partículas en la *Mancha* entre 100 y 500 mbar (para marzo de 1993) y entre 85 y 130 mbar (para junio de 1993 y julio 1994) son bastante más grandes (0.5-0.6μm) que en la región cercana a la mancha (0.24μm). Por ello, se ha llegado a la conclusión de que las diferencias de color entre la *GRS* y las regiones adyacentes pueden ser debidas a las diferencias de tamaño y de distribución espacial originando diferentes fenómenos de scattering, más que a una diferencia entre la naturaleza de las partículas en ambas regiones. Otro punto a favor de esta teoría es que, tras el análisis de los datos obtenidos por el espectómetro interferómetro infrarrojo (IRIS) a bordo del Voyager por Griffith y col. (1992), no se encontró diferencia entre las abundancias de fosfamina en la *GRS* y de otras regiones estudiadas, por lo que no se pudo concluir que el fósforo rojo fuese el responsable del color de la *Mancha*. Por otra parte, los resultados obtenidos para los niveles atmosféricos entre los que se encuentra la *GRS*, nos la muestra como una estructura prominente en la atmósfera, lo que ya se apuntaba al observar las imágenes en las bandas de absorción del metano donde la *Mancha* aparece muy brillante. En la figura 4.19, se muestran imágenes de la *GRS* obtenidas el 26 de junio de 1996 en cuatro filtros diferentes mediante instrumentación a bordo del satélite Galileo.

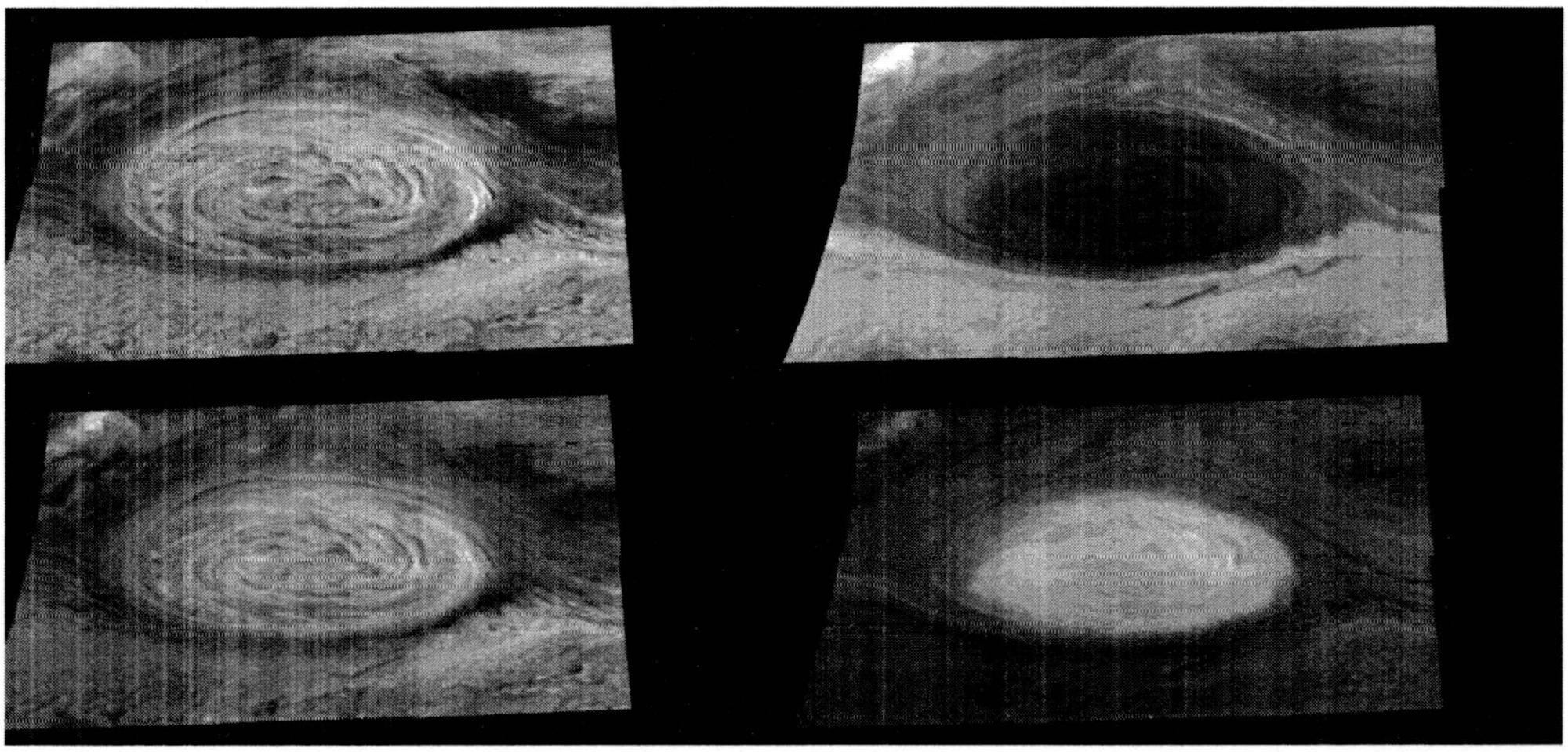


Figura 4.19: Imágenes obtenidas el 26 de junio de 1996 a bordo del satélite Galileo. Se compara la *Gran Mancha Roja* en 4 longitudes de onda: de izquierda a derecha, y de arriba abajo 415 nm, 757 nm, 732 nm y 886 nm.

Es dificil precisar los procesos físicos que podrían originar la relación entre la actividad del cinturón surecuatorial y el aspecto de la *Mancha Roja*, ya que no se conoce a ciencia cierta los mecanismos que originan y mantienen ambos fenómenos por separado. No obstante, si tenemos en cuenta la secuencia de la regeneración de la SEB expuesta en el apartado 4.2.2, es destacable el hecho de que la GRS varía su aspecto cuando las manchas que se han generado a lo largo de la $SEBs$ alcanzan la vencindad de la *Mancha*. Dowling e Ingersoll (1989), basándose en que, las variaciones en la velocidad en el flujo de un río, revelan variaciones en la profundidad, calcularon la topografía bajo la GRS. Para ello midieron variaciones de vorticidad en torno a la GRS, obteniendo un mapa de "*espesor*" de los vientos que nos da la velocidad de los mismos a distintos niveles atmosféricos frente a la latitud, como se muestra en la figura 4.20. Estos autores llegaron a la conclusión de que la circulación disminuye con la altura sobre la GRS, implicando, por tanto, que la velocidad de los vientos es mayor en el nivel de las nubes visibles. Por otra parte, si vemos el mapa de movimientos aparentes dentro de la GRS obtenidos por Sada y col. (1996) (fig. 4.21), a partir de las medidas de los Voyager 1 y 2 podríamos pensar que, al acercarse las estructuras originadas en la regeneración de la SEB a las vecindades de la GRS, éstas pueden ser embebidas en el movimiento turbulento de la *Mancha*. De esta forma, la distribución vertical final de partículas dependerá de los parámetros que afectan a la microfísica de las mismas en el interior de la *Mancha*.

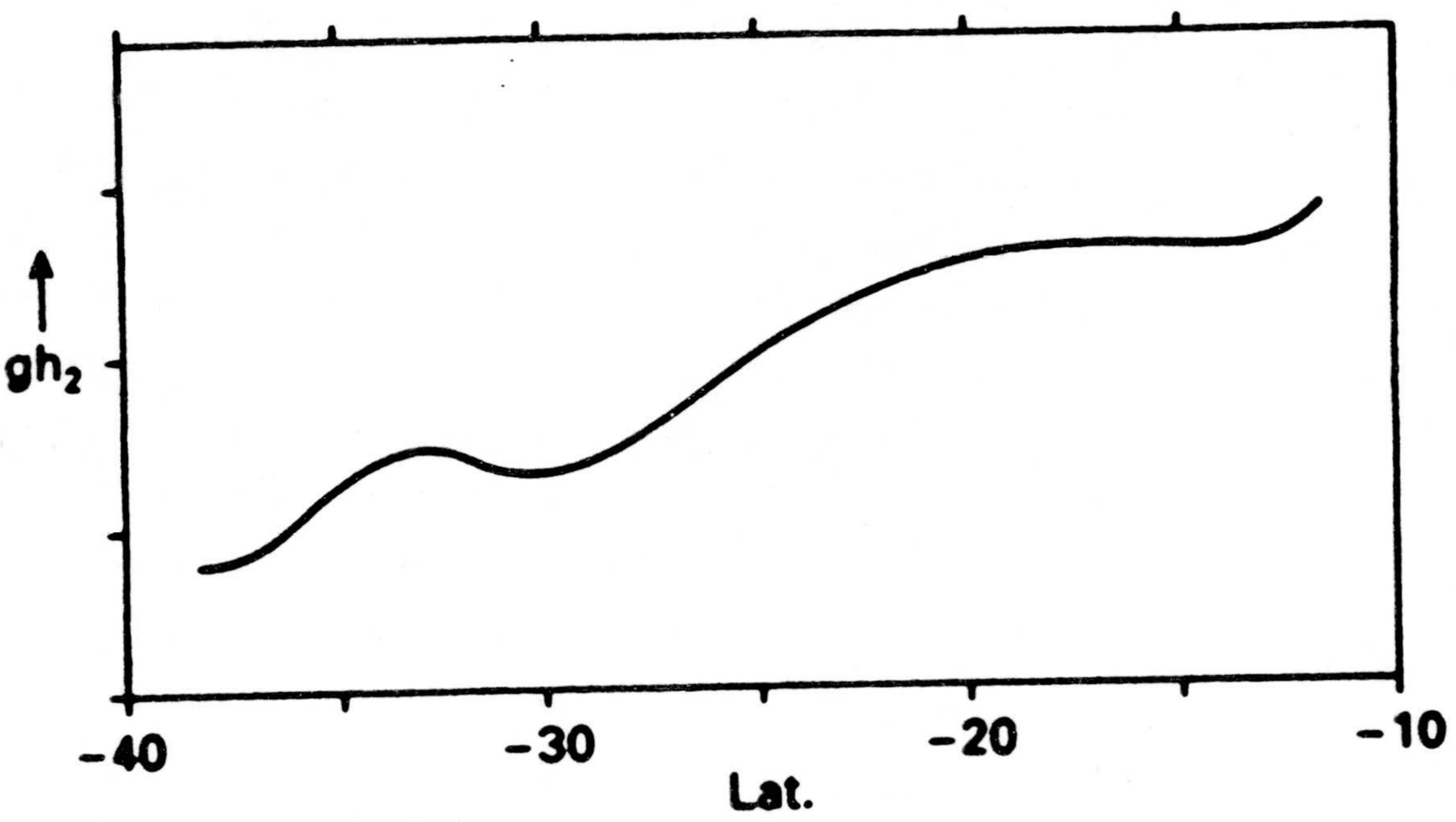


Figura 4.20: Perfil de velocidades de la GRS frente a la latitud (modelo de Dowling e Ingersoll, 1989). Se observa que, en el Sur, flujo se extiende hacia niveles más profundos.

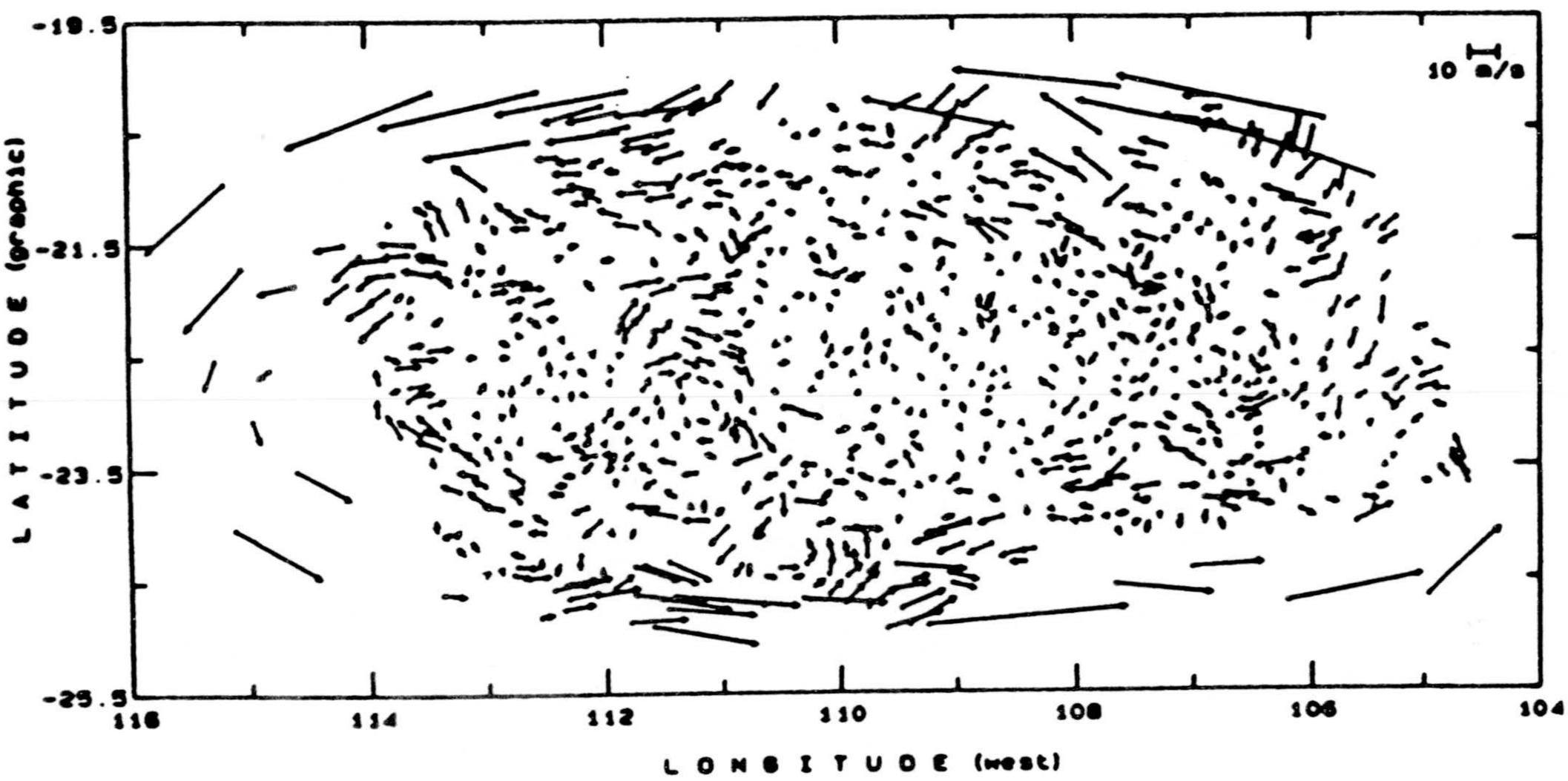


Figura 4.21: Medidas del movimiento aparente dentro de la *GRS*. Se destaca la transición abrupta entre el régimen de alta velocidad de la parte externa de la *Mancha* y el regimen de la región interna.

CAPÍTULO 5

Regiones Polares.

5.1 Introducción.

Júpiter muestra fuertes variaciones latitudinales a lo largo del disco. Los polos se presentan en el ultravioleta como regiones "oscurecidas", más parecidas a los cinturones que a las zonas. Esta diferencia en su aspecto es debida a la mayor cantidad de aerosoles estratosféricos en estas latitudes. Existen numerosas evidencias que constatan esta afirmación:

- Los mapas de polarimetría obtenidos por *Pioneer* (Smith y Tomasko, 1984), presentaron un incremento en la polarización de la luz reflejada en las longitudes de onda del rojo y del azul para latitudes mayores de 40°. Este hecho está relacionado con el aumento de la abundancia de aerosoles estratosféricos, conforme nos acercamos a las regiones polares.

- Existe una fuerte disminución del albedo del planeta, en el ultravioleta, para latitudes mayores de 30°-40°, como ya se observó en los estudios de fotopolarimetría en 0.24 μm realizados por *Voyager* (Hord y col., 1979).

- En las bandas de absorción del metano, las regiones polares se presentan como zonas muy brillantes, indicando la existencia de aerosoles en niveles altos de la atmósfera.

Por otra parte, el tamaño de las regiones polares varía con el tiempo, con un límite inferior en latitud en el Polo Norte de 48° mientras que para el Sur está entorno a los 57.4°. Presentan, además, una asimetría Norte-Sur: la región polar Sur es mas pequeña en extensión, aunque más gruesa ópticamente que la Norte, como se deriva de la observación de las fuertes bandas de absorción del metano. En este capítulo se muestra que estas diferencias pueden explicarse si atribuimos la formación de aerosoles en dichas regiones a fenómenos aurorales. Además, se obtendrá la distribución vertical de aerosoles estratosféricos en la región polar Sur.

5.2 Origen de los aerosoles polares.

Los procesos aurorales juegan un papel muy importante en la producción de aerosoles en las regiones altas de la atmósfera de Júpiter. Desde su detección, mediante el espectrómetro ultravioleta (UVS) del Voyager (Broadfoot y col., 1979; Sandel y col., 1979), la emisión auroral en las bandas Lyman y Werner del H_2 ha sido ampliamente estudiada mediante el *International Ultraviolet Explorer* (IUE). El descubrimiento de la emisión auroral del H_3^+ (Drossart y col. 1989) y, posteriormente, las imágenes en $3.4\mu m$, han proporcionado una potente herramienta para el estudio de las auroras jovianas, ya que la fuerte absorción del CH_4 en esta longitud de onda, enmascara la emisión térmica y la luz reflejada desde niveles atmosféricos más profundos. Como resultado, la emisión auroral del H_3^+ puede ser observada con un contraste muy alto frente al disco planetario, que es muy oscuro en esta longitud de onda.

En la región auroral, se produce H_2^+ principalmente por impacto de electrones sobre H_2 (la ionización por radiación ultravioleta solar es practicamente despreciable):

$$H_2 + e^- \longrightarrow H_2^+ + 2e^-. \tag{5.1}$$

A su vez, el H_2^+ reacciona con el H_2 para formar H_3^+,

$$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H \tag{5.2}$$

Existen varias posibilidades para la explicación de los aerosoles absorbentes en el ultravioleta. Por una parte, los iones aurorales de azufre podrían dar lugar a polvo de azufre. Otra posibilidad es que el calentamiento auroral altere la química y la dinámica que rige la formación del "*haze*" en otras latitudes. No obstante, la opinión más extendida fue sugerida por Yung y Strobel (1980): los iones de hidrocarburos de los planetas gigantes se forman indirectamente de las reacciones ión-neutro, empezando con la ionización del H_2 para formar H_3^+ como se muestra en la secuencia 5.1-5.2. Si las partículas impactantes son lo suficientemente energéticas para penetrar la homopausa del metano, la química será modificada por la abundancia de los hidrocarburos de la región. Se entiende como homopausa el nivel atmosférico en el cual el coeficiente de difusión turbulenta (que tiende, en ausencia de química, a establecer una distribución atmosférica de acuerdo con la escala de altura media de la atmósfera) es igual al coeficiente de difusión molecular (que tiende a separar las especies de acuerdo con su propio peso molecular) para el componente i. Sobre esta altura, dominará la difusión molecular. En la tabla 5.1 se presentan las características de la homopausa (Atreya, 1986).

Tabla 5.1: Características de la homopausa donde K es el coeficiente de difusión turbulenta en bajas latitudes.

K$[cm^2s^{-1}]$	Densi. $[cm^{-3}]$	Altura[1]	Pres. [bar]
$1.4(+0.8,-0.7) \times 10^6$	1.4×10^{13}	440	10^{-6}

[1] altura en km sobre 1 bar.

En regiones donde la cantidad de metano es despreciable, las reacciones 5.1-5.2 serán las que predominen. No obstante, conforme nos vamos adentrando en la atmósfera y aumenta la concentración de CH_4, el H_3^+ reaccionará con el metano:

$$H_3^+ + CH_4 \longrightarrow CH_5^+ + H_2 \qquad (5.3)$$

$$K_1 = 2.4 \times 10^{-9} \quad \text{(Anicich y Huntress 1986)}$$

Para que este camino sea más efectivo que la recombinación del H_3^+:

$$H_3^+ + e \longrightarrow H_2 + H \;\; o \;\; H + H + H \qquad (5.4)$$

$$K_2 < 10^{-10} \;\; \text{(Adams y Smith 1988)}$$

$$K_2 = 1.8 \times 10^{-7} \; \text{(Amano 1988)}$$

se debe cumplir que

$$[CH_4] \times K_1 > [e] \times K_2, \qquad (5.5)$$

donde el primer término de la inecuación nos da la velocidad de destrucción del CH_4 para formar CH_5^+ y el segundo expresa la velocidad de pérdida de electrones para formar $H_2 + H$ o $H + H + H$. Si consideramos $[e] = 10^7\ cm^{-3}$ (Waite y col. 1983) en la región auroral, la producción de iones de hidrocarburos ocurrirá cuando $[CH_4] > 10^8 cm^{-3}$. Por otra parte, el CH_5^+ no es un ión terminal, sino que reaccionará rápidamente con otros hidrocarburos neutros para formar cadenas largas según el estudio realizado por Anicich y Huntress (1986):

$$\begin{aligned} CH_5^+ + C_2H_2 &\longrightarrow C_2H_3^+ + CH_4 \qquad K = 1.56 \times 10^{-9} \\ C_2H_3^+ + C_2H_2 &\longrightarrow C_4H_3^+ + H_2 \qquad K = 2.16 \times 10^{-10} \end{aligned} \qquad (5.6)$$

Los siguientes pasos en la cadena fueron estudiados por Brill y Eyler (1981):

$$\begin{aligned} C_4H_3^+ + C_2H_2 &\longrightarrow C_4H_3^+ + H_2 \qquad K = 2.1 \times 10^{-10} \\ C_4H_3^+ + C_2H_2 &\longrightarrow C_6H_5^+ \\ C_6H_5^+ + C_2H_2 &\longrightarrow C_8H_7^+ \\ &\longrightarrow C_8H_6^+ + H \end{aligned} \tag{5.7}$$

Estos autores detectaron también la formación de $C_{10}H_6^+$ y $C_{10}H_8^+$ en sus respectivos experimentos. Las mayores moléculas de hidrocarburos absorben a mayores longitudes de onda, especialmente los anillos aromáticos y los enlaces $C-C$ dobles y triples. Por lo tanto, los aerosoles estratosféricos estarán, probablemente, constituidos por estas largas cadenas de hidrocarburos formadas mediante fenómenos aurorales. El problema que se nos presenta ahora es saber si los electrones serán lo suficientemente energéticos para alcanzar los niveles atmosféricos donde la concentración de metano sea suficiente para que la ionización de éste sea más efectiva que la del hidrógeno.

5.3 ¿ Cuánto penetran las auroras?

El nivel de penetración de las partículas aurorales viene dado por el *rango*, que nos da la máxima distancia que un electrón, de una determinada energía, puede penetrar en un material determinado. Para obtenerlo nos basamos en los cálculos realizados por Gerard y Singh (1982). Se define la función pérdida total en el gas j a energía E_0, $L(E_0)$ según:

$$-\left[\frac{dE_0}{dz}\right]_j = \frac{n_j(z)L_j(E_0)}{cos\theta} \tag{5.8}$$

siendo θ el ángulo de incidencia del electrón, E_0 la energía y $n(z)$ la densidad del gas expresada en número de moléculas por unidad de volumen a una altura z. En los niveles atmosféricos donde los fenómenos aurorales son más efectivos, nos encontraremos con una mezcla de H_2 y H, por lo que tendremos:

$$-\frac{dE_0}{dz} = \frac{n(z)L_T(E_0)}{cos\theta}, \tag{5.9}$$

donde

$$L_T(E_0, z) = \sum_j f_j(z)L_j(E_0), \tag{5.10}$$

siendo $n(z)$ la densidad total en número y $f_j(z)$ la fracción parcial del gas j a la altura z. Si consideramos la función de pérdida del H como la mitad de la del H_2. la función total quedará:

$$L_T(E_0, z) = \frac{1}{2}(1 + f_{H_2})L_{H_2}(E_0) = F(z)L_{H_2}(E_0) \tag{5.11}$$

La función de pérdida de los electrones en H_2 entre 1 ev y 10 kev que se muestra en la figura 5.1 fue obtenida por Cravens y col. (1975).

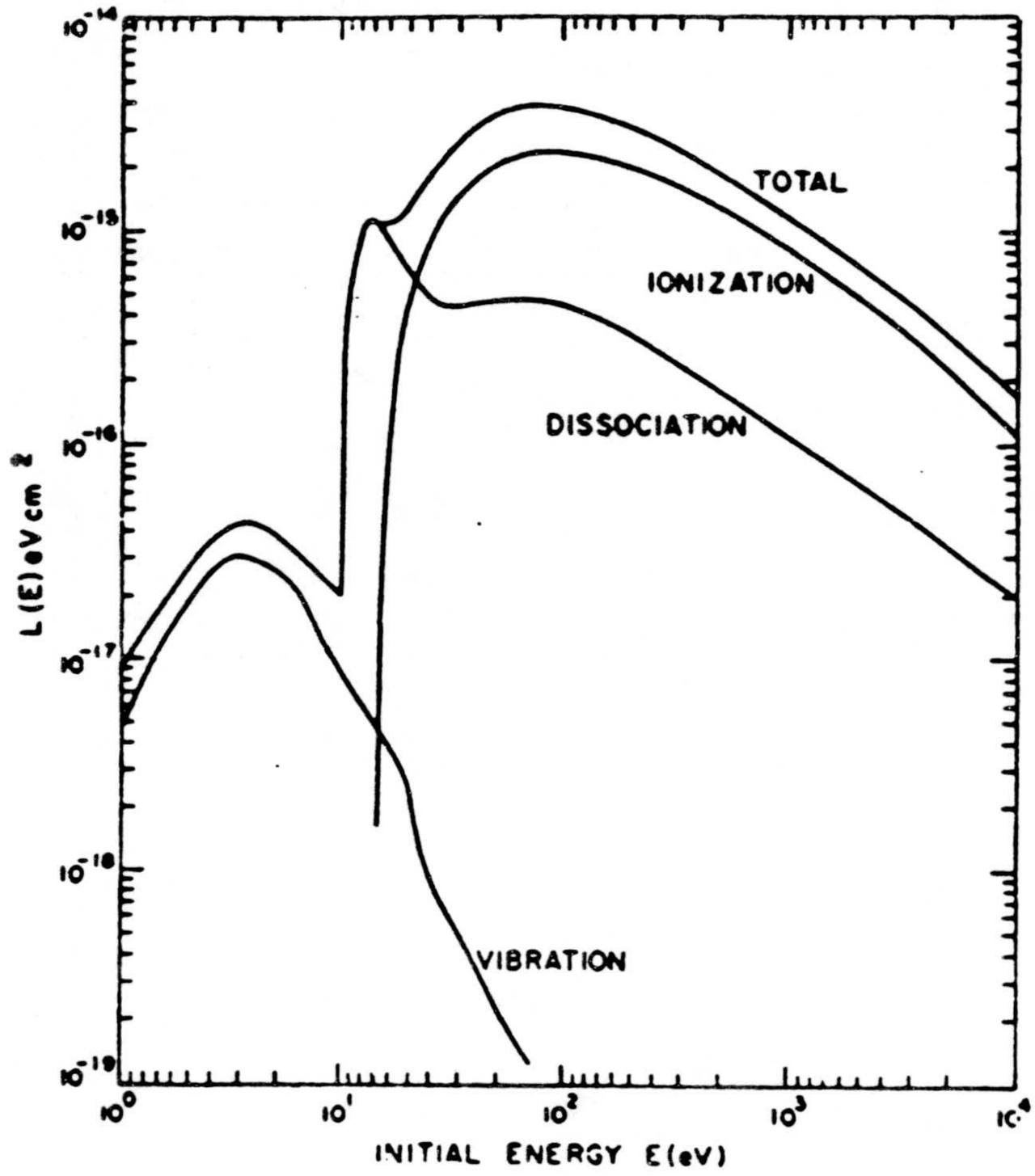


Figura 5.1: Función de pérdida total $L(E)$ en función de la energía E. Tambien se muestran las contribuciones de ionización, disociación y excitación vibracional, (Cravens y col., 1975).

Para energías por encima de 13 ev la función podemos representarla según la expresión:

$$L_{H_2} = \frac{L_0}{(E/A)^P + (E/B)^M + (E/C)^N} \tag{5.12}$$

donde $q_0 = 6.514 \times 10^{-14} ev^2 cm^2$, $R_e = 13.6\ ev$ y los parámetros adimensionales se muestran en la tabla 5.2

Tabla 5.2: Parámetros para la función de pérdida de H_2.

Z	P	M	N	A	B	C
5.03	0.823	0.125	-0.96	100.0	60.0	140.0

Si introducimos la expresión 5.12 en 5.11 y ésta en 5.9 e integramos entre E_0 y E nos quedará:

$$\frac{E^{P+1}}{A^P(P+1)} + \frac{E^{M+1}}{B^M(M+1)} + \frac{E^{N+1}}{C^N(N+1)} =$$

$$\frac{E_0^{P+1}}{A^P(P+1)} + \frac{E_0^{M+1}}{B^M(M+1)} + \frac{E_0^{N+1}}{C^N(N+1)} - \frac{L_0}{cos\theta}\int_\infty^z F(z')n(z')dz' \tag{5.13}$$

donde $n(z')$ es la densidad en número a la altura z' y E es la energía de un electrón de energía inicial E_0 a la altura z.

Si en la ecuación 5.13 fijamos $E = 0$, podremos representar la energía inicial del electrón frente a la densidad de la columna o frente a la presión, es decir, el nivel de presión que alcanzará una partícula con una energía inicial determinada. Esta cantidad es lo que hemos definido anteriormente como *rango*. El resultado se muestra en la figura 5.2. La representación se ha realizado considerando $\theta = 0$.

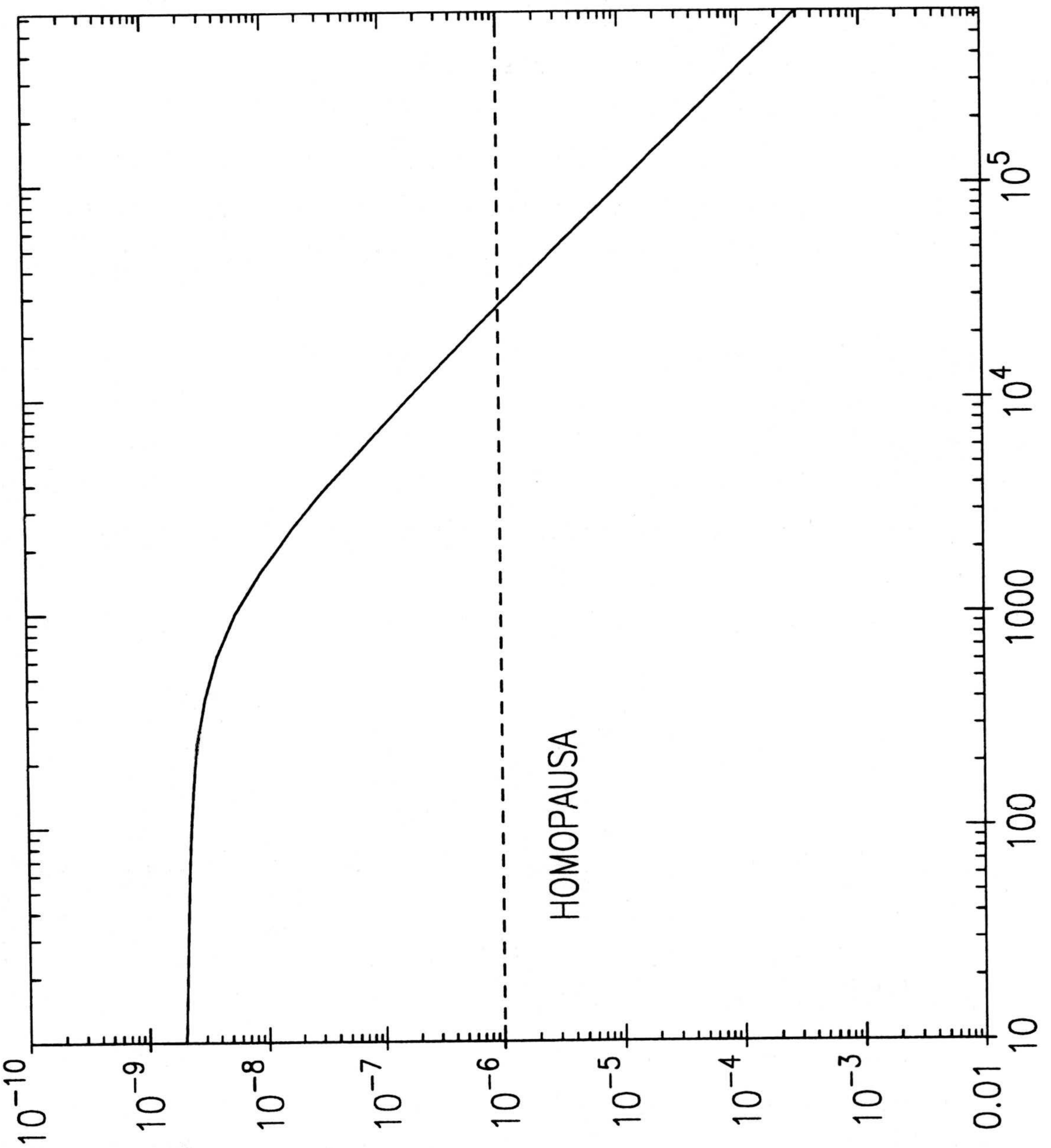


Figura 5.2: Energía inicial del electrón frente al *rango*.

Como vemos en dicha gráfica, los electrones más energéticos alcanzarán la homopausa. Además, hay numerosas evidencias que confirman esta hipótesis. Así, Drossart y col., (1989), detectaron H_3^+ en regiones donde la concentración de metano es significativa; además de distintas zonas de máximos de emisión en el infrarrojo en las regiones polares, originadas por excitación colisional de las moléculas de hidrocarburos en la estratosfera joviana, como se explica en el apartado 5.5.

El problema que se nos plantea es la procedencia de la alta cantidad de partículas que dan lugar a fenómenos aurorales tan energéticos (se requiere una potencia de 10^{14} W para justificar las emisiones ultravioletas observadas frente a las emisiones aurorales terrestres (10^{11} W)). Este hecho se explica en el siguiente apartado.

5.4 Origen de las partículas energéticas.

Mucho antes de que el Pioneer 10 realizara las primeras observaciones "*in situ*" de la magnetosfera joviana (Smith y col., 1973), había conocimientos de su existencia debido al estudio de las emisiones de radio. Júpiter posee un fuerte campo magnético de origen interno cuyo eje dipolar está inclinado 10° respecto al eje de rotación (Connerney, 1993), y que presentan una fuerte asimetría norte-sur que se aprecia claramente si comparamos el valor máximo del campo en el hemisferio norte (14G) con el del hemisferio sur (11G). Por otra parte, en la figura 5.4, se muestra el "*Io Flux Tube*"; es decir, el camino trazado sobre la superficie del planeta por las lineas de campo que pasan a través del satélite Io. La asimetría que presentan estas lineas entre el polo norte y el sur será determinante en la formación de los aerosoles en estas regiones. Io es uno de los pocos cuerpos sólidos del sistema solar cuya superficie varía en escalas de tiempo adecuadas para ser detectadas por el ojo humano. Esta variabilidad era conocida desde hace tiempo, aunque fueron las observaciones del Voyager (Smith y col., 1979) y más recientemente las del Galileo (figura 5.3) de la actividad volcánica del satélite, las que proporcionaron el mecanismo adecuado para justificar dichos fenómenos. Pero, ¿cúal es la causa de tan violenta actividad volcánica? Peale y col. (1979) propusieron un modelo, justo antes del Voyager, según el cual, Europa y Ganímedes inducen una excentricidad forzada en la órbita de Io, íntimamente relacionada con el estado térmico del satélite. En efecto, esta excentricidad forzada por la resonancia orbital origina que los efectos de mareas ("*tidal effects*") sean variados continuamente, sometiendo al satélite a continuas deformaciones que calentarán su interior, dando lugar a la alta actividad volcánica mencionada anteriormente.

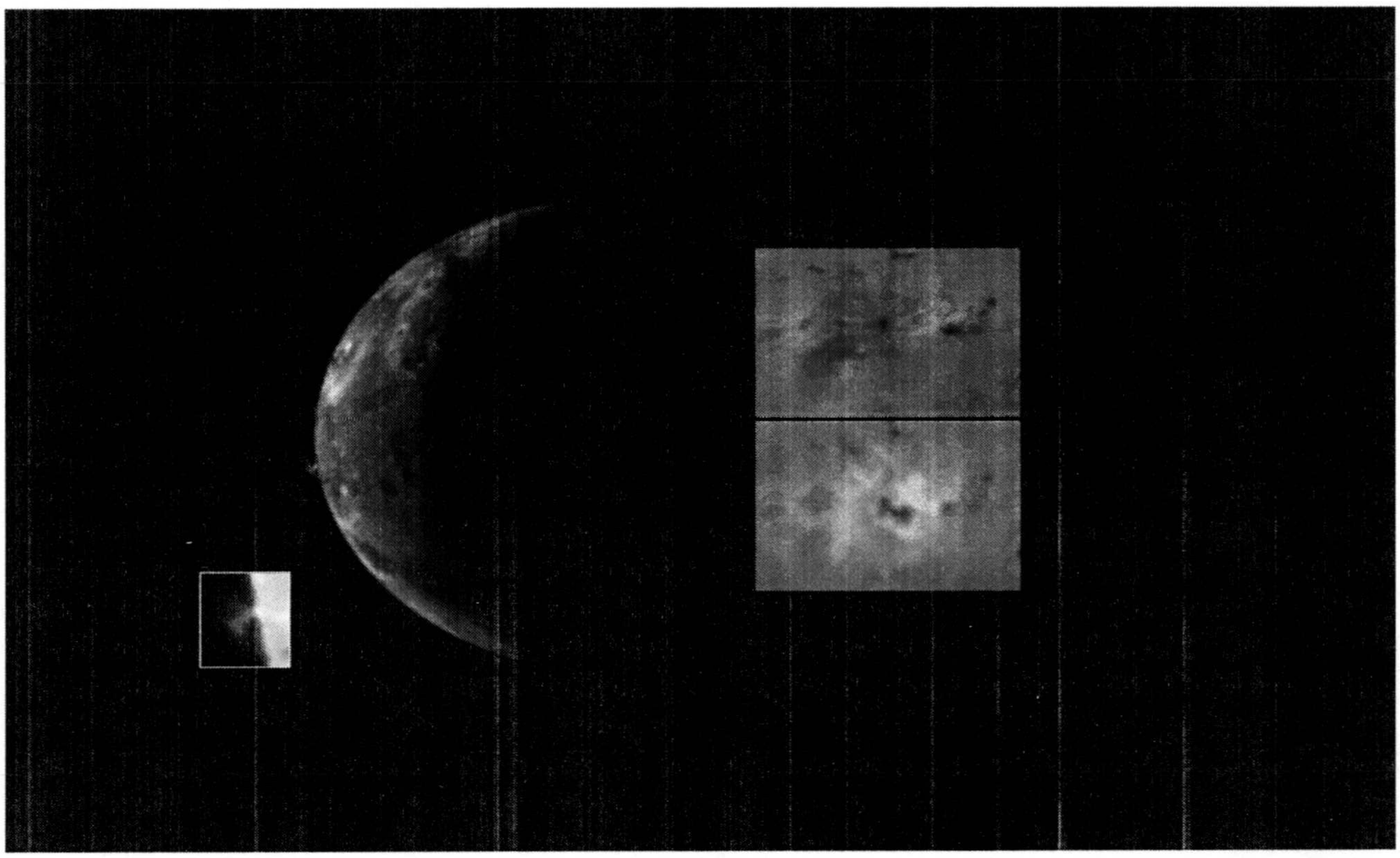


Figura 5.3: Erupción volcánica en Io. La eyección alcanza una altura de unos 100 km sobre la superficie del satélite. Las imágenes de la derecha muestran los cambios producidos cerca del volcán Ra Patera entre 1979 (imágenes del Voyager) y éstas, que han sido obtenidas por instrumentos a bordo del satélite Galileo (agosto,1996).

De esta forma, los volcanes de Io inyectan material (principalmente SO_2) a razón de $10^8 g\ s^{-1}$ (Cheng 1980). La mayoría del gas procedente de las erupciones vuelve a caer sobre la superficie, mientras que las moléculas que escapen de la atmósfera se mueven lentamente, formando una estructura en forma de toroide alrededor de la órbita de Io. Este gas neutro es ionizado rápidamente por impactos de electrones magnetosféricos y por intercambio de carga con iones magnetosféricos. dando lugar al toro de plasma de Io. Por lo tanto, Io es la fuente dominante de plasma en la atmósfera joviana. Estas partículas cargadas serán aceleradas a lo largo de las líneas de campo e impactarán en las regiones polares, definiendo lo que se conoce como *zonas aurorales*. Smith y Tomasko (1984) realizaron un estudio de los datos de fotometría y polarimetría obtenidos por el Voyager, observando una alta polarización en las regiones polares, llegando a las siguientes conclusiónes:

- La "*neblina*" polar cubre generalmente un área mayor en el Norte que en el Sur.
- Su extensión es variable en el tiempo. lo que indica un regeneración de la misma.
- Las escalas de tiempo de estas variaciones (del orden de semanas) no pueden ser atribuibles a variaciones estacionales.
- La capa de aerosoles es ópticamente más gruesa en el Sur, aunque su extensión latitudinal es menor que en el Norte.

La asimetría en el área de estos aerosoles. atribuyendo su origen a fenómenos aurorales, puede ser explicada al ver las zonas aurorales como se muestra en la figura 5.4 (Connerney y col., 1981).

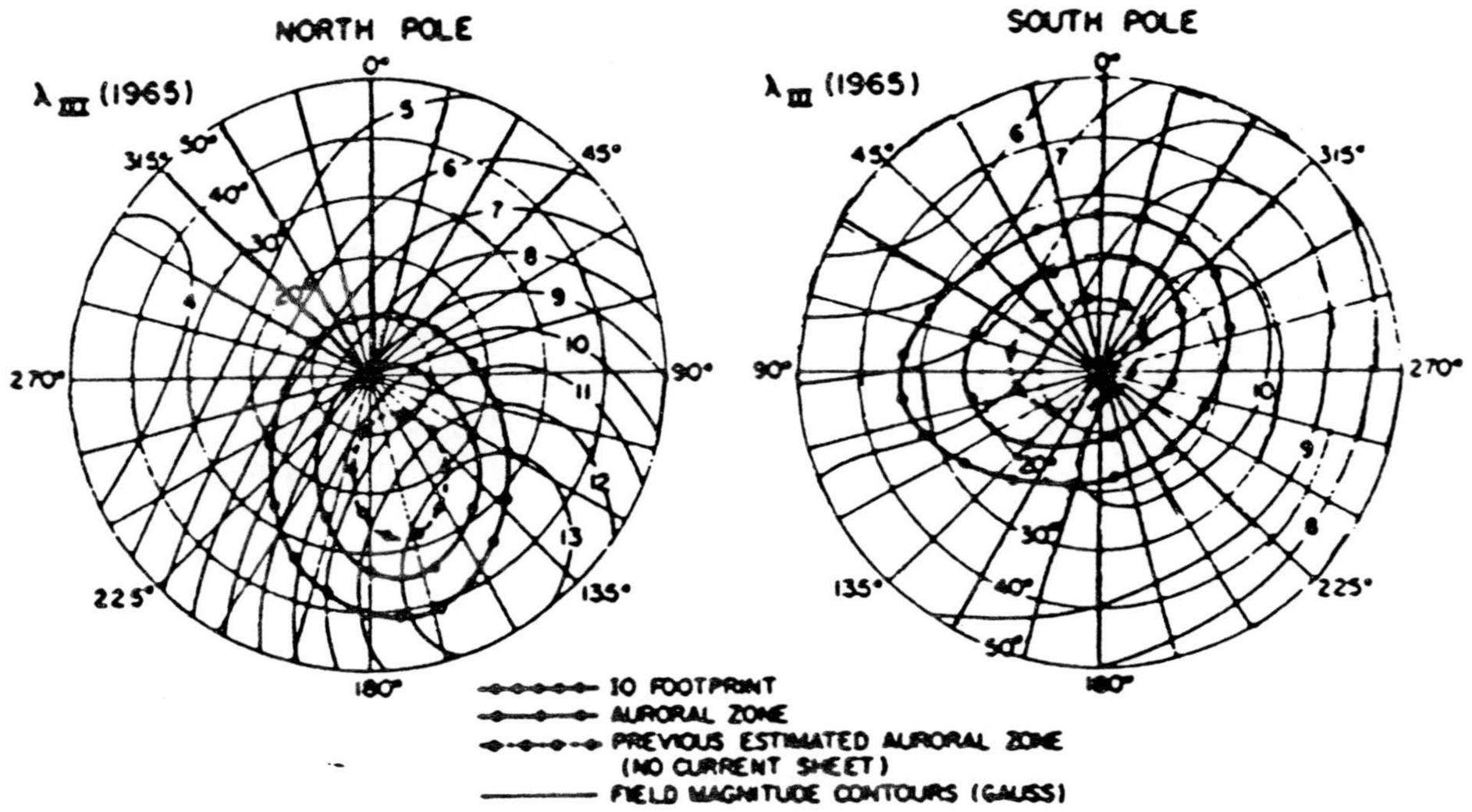


Figura 5.4: Comparación de la región definida por las lineas de campo que atraviesan la órbita de Io (*Io footprint*) y la zona auroral, (Connerney y col., 1981).

En las figura 5.5 y 5.6 se representa un corte de reflectividad del disco frente al número de pixeles para dos imágenes obtenidas en el telescopio William Herschel con los filtros de 3600 Å y 8920 Å en las que se ven claramente la asimetría de ambos polos.

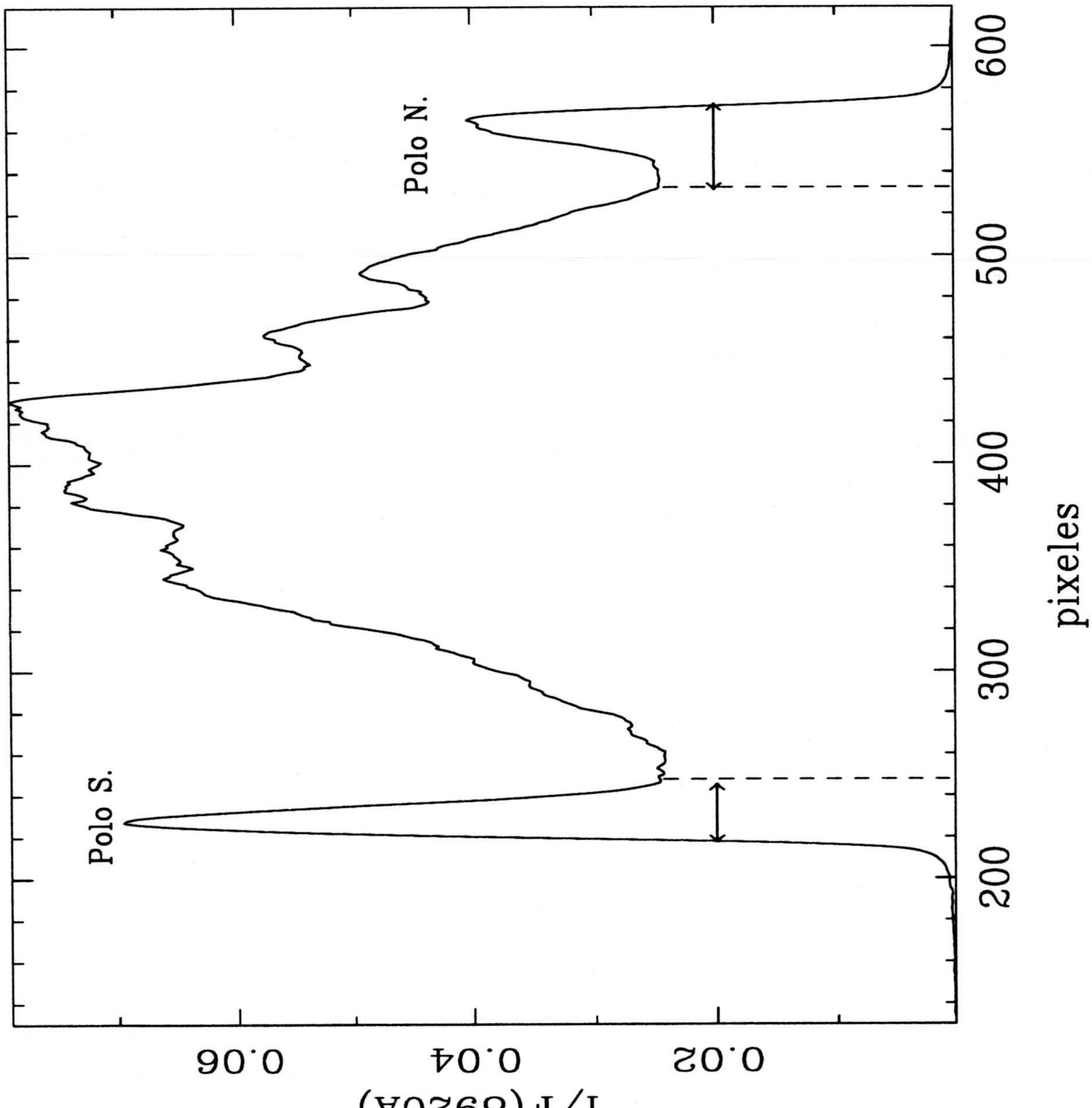


Figura 5.5: Corte de reflectividad del disco para el filtro de 8900 Å frente al número de pixeles.

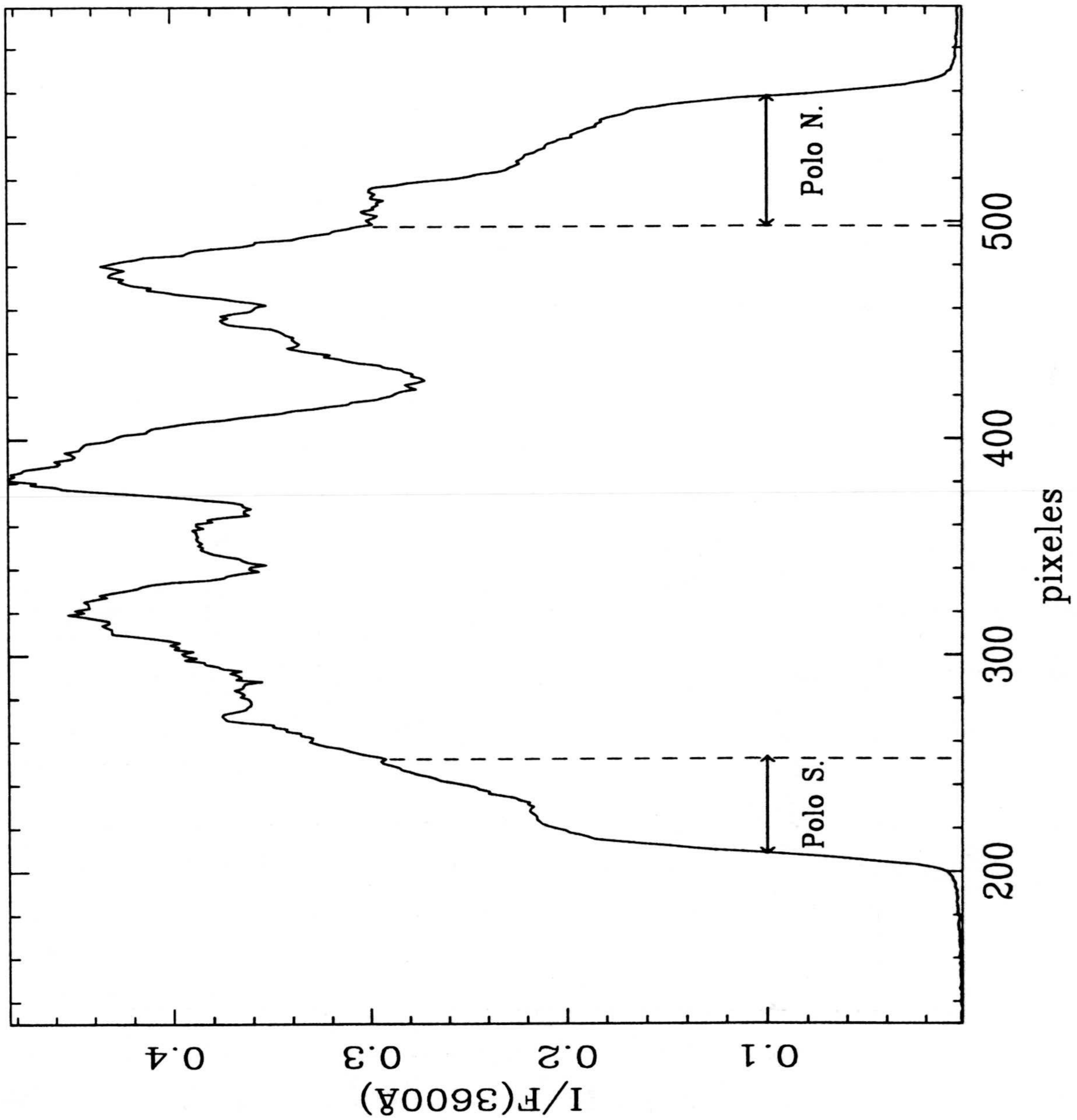


Figura 5.6: Corte de reflectividad del disco para el filtro de 3600 Å frente al número de pixeles.

5.5 Estructura vertical de partículas.

A grandes latitudes, el espesor de la capa de aerosoles estratosféricos es lo suficientemente grande para que las propiedades de las partículas puedan obtenerse independientemente de las partículas troposféricas. West y col., (1986), utilizaron los datos de reflectividad y "*limb darkening*" en el ultravioleta para estudiar la distribución vertical de aerosoles en estas regiones, llegando a la conclusión de que, si los aerosoles estan confinados en una capa fina, dicha capa debe estar en torno a los 25 mbar; en caso contrario, éstos estarían situados entre 10 y 50 mbar (aunque Cook y col., (1979) estimaron el límite superior en torno a los 3.5 mbar). Estas observaciones requerían una columna de partículas en torno a 7×10^8 partículas cm^{-2} con un radio de 0.2 μm. La capa de aerosoles es tan gruesa y oscura en el ultravioleta que se podría extender incluso hasta niveles más altos de presión. Posteriormente, Moreno (1996) estudió los aerosoles estratosféricos en la región polar sur, mediante imágenes obtenidas en el ultravioleta (230-410 nm) por el Hubble Space Telescope (HST). En dicho trabajo se realiza un modelo microfísico en una dimensión, en el que se supone la producción de pequeñas partículas en una determinada región de la atmósfera, ya sea mediante procesos fotoquímicos o mediante fenómenos aurorales. Una vez formados, estos "*embriones*" aumentarán su tamaño mediante coagulación Browniana, y serán distribuidos a lo largo de la atmósfera mediante procesos de sedimentación y difusión turbulenta. En ese trabajo se fijó el índice de refracción real a 1.4, simulándose la nube de amoniaco a partir de 400 mbar mediante una función de fase de dos términos de Henyey-Greenstein obtenida de los datos de fotometría del Pioneer (Tomasko y col., 1978). En la región polar sur se supuso que la mayor parte de los aerosoles se originan mediante fenómenos aurorales, aunque tambien se tiene en cuenta la condensación de la hidracina. La distribución final que mejor ajustaba los datos de reflectividad se presenta en la tabla 5.3. Además no se consiguieron soluciones del modelo compatibles con tamaños de las partículas mayores de 0.1 μm.

En esta tesis se ha obtenido la distribución verical de partículas en la región polar sur teniendo en cuenta las restricciones impuestas por los resultados obtenidos por estos autores. Para ello se extendió el estudio hasta el infrarrojo cercano. El principal problema con que nos encontramos es la reducción geométrica de las imágenes ya que, pequeños errores cometidos en el centrado de las imágenes nos pueden llevar a grandes errores en el cálculo de los ángulos de scattering μ y μ_0. Por otra parte, como ya apuntaron West y col., 1979, el límite hacia el ecuador del área de brillo polar en 8900 Å es asimétrico

Tabla 5.3: Distribución vertical de partículas en latitud -65 ° (Moreno, 1996).

p_1 (mbar)	p_2 (mbar)	r. medio (μm)	N ($\times 10^9 cm^{-2}$)
0.5	0.7	0.0132	1.10
0.7	1.0	0.0138	1.96
1.0	1.5	0.0142	3.60
1.5	2.2	0.0143	6.67
2.2	3.3	0.0144	9.66
3.3	4.8	0.0163	7.68
4.8	7.0	0.0234	3.41
7.0	10.4	0.0354	1.81
10.4	16.5	0.0473	1.48
16.5	27.7	0.0561	1.48
27.7	47.7	0.0623	1.55
47.7	81.7	0.0669	1.54
81.7	141.4	0.0700	1.53
141.4	243.4	0.0717	1.30
243.4	404.4	0.0725	0.5

longitudinalmente. Además, como ya se apuntó en el apartado 4.2.3, la discrepancia entre los tamaños de los aerosoles estratosféricos (especialmente los de las regiones polares) obtenidos a partir de los datos de polarización y a partir de las observaciones a altos ángulos de fase, podrían podrían indicar que las partículas del *haze* tienen geometrías irregulares (West y col., 1991)

Veamos ahora el método seguido para el estudio de la región polar Sur:

Se comenzó realizando cortes de limbo a limbo en latitud -70° para cada uno de las longitudes de onda utilizadas (3600 Å, 8920 Å y 9480 Å). El estudio, a mayor latitud que en el artículo de Moreno (1996), se ha realizado para evitar las variaciones longitudinales del borde de la región auroral que se mencionan anteriormente, y que son más significativas en latitudes más cercanas al ecuador en el filtro de 8920 Å. No obstante, en los datos de reflectividad obtenidos para la banda de absorción del metano, no se obtuvo una región homogénea desde un limbo a otro, sino que se podían apreciar manchas brillantes al lado de otras regiones más oscuras. Estas diferencias no se han podido apreciar en las imágenes del ultravioleta ni en las del continuo. Para comprobar este hecho se han realizado cortes en el meridiano central para varias imágenes separadas en el tiempo para así, detectar posibles variaciones en la reflectividad entre unas zonas y otras de la región polar Sur. Los resultados se muestran en las imágenes 5.7, 5.8 y 5.9.

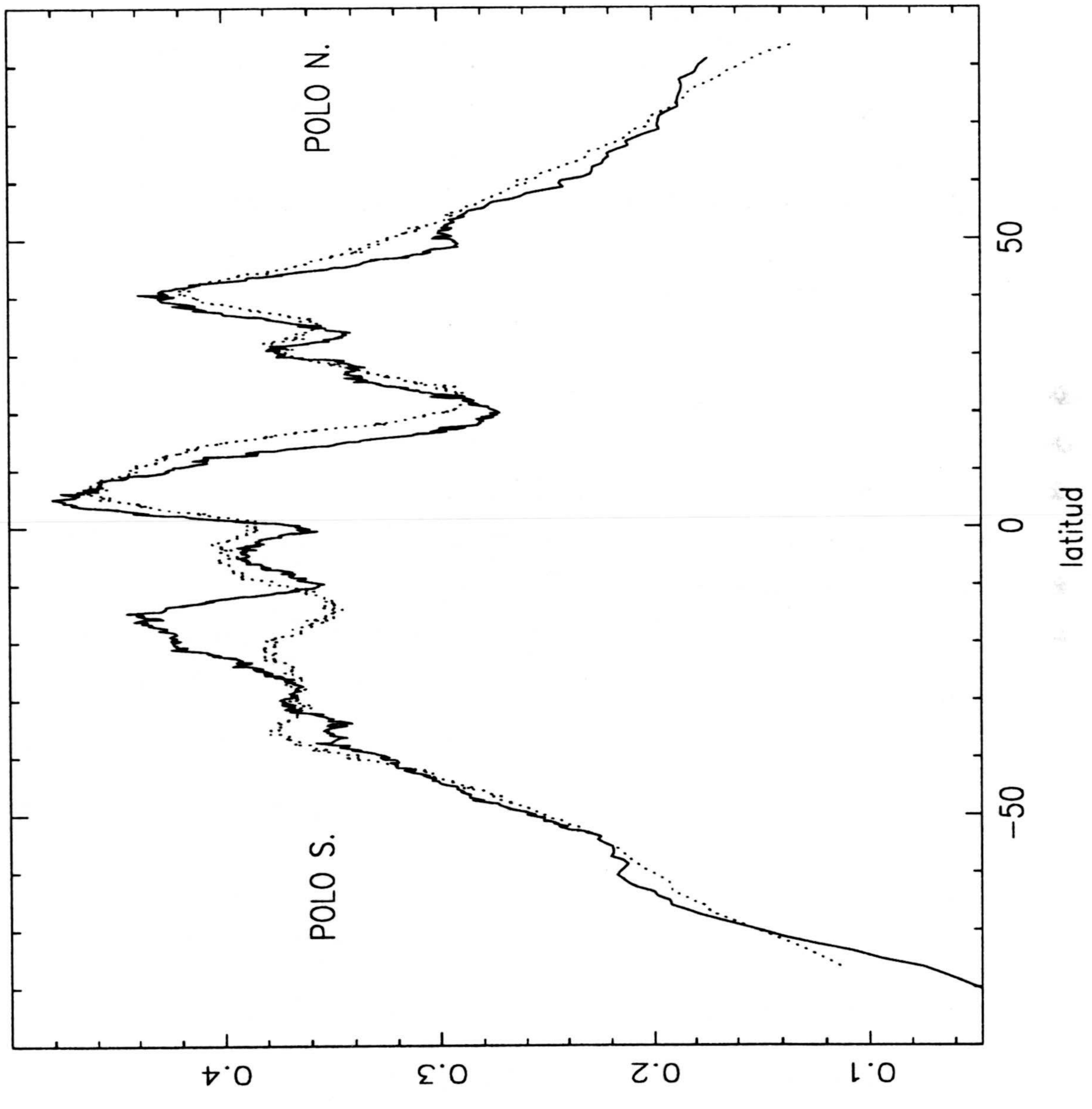


Figura 5.7: Representación de la reflectividad frente a la latitud para un corte en el meridiano central para las imágenes de ultravioleta. La linea continua corresponde a una imagen tomada a las 21:23 TU y la de puntos a 22:25 TU.

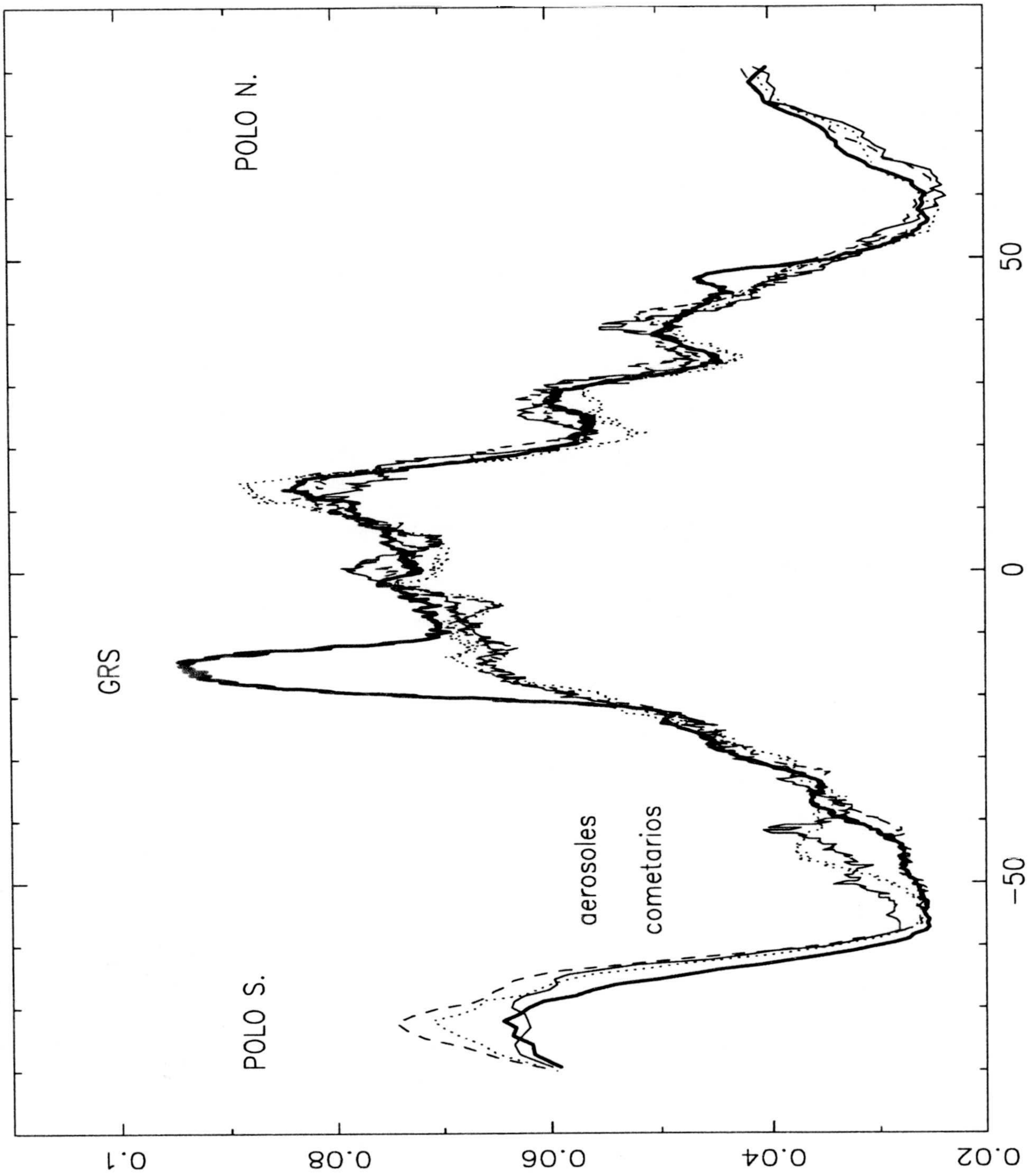


Figura 5.8: Representación de la reflectividad frente a la latitud para un corte en el meridiano central de imágenes tomadas con el filtro de 8920 Å. La linea continua corresponde a una imagen tomada a las 20:29 TU, la de rayas a las 21:13 TU, la de puntos a las 22:03 TU y el trazo grueso corresponde a una imagen tomada a las 22:35 TU. Todas las imágenes fueron tomadas el 18 de julio de 1994 en el WHT.

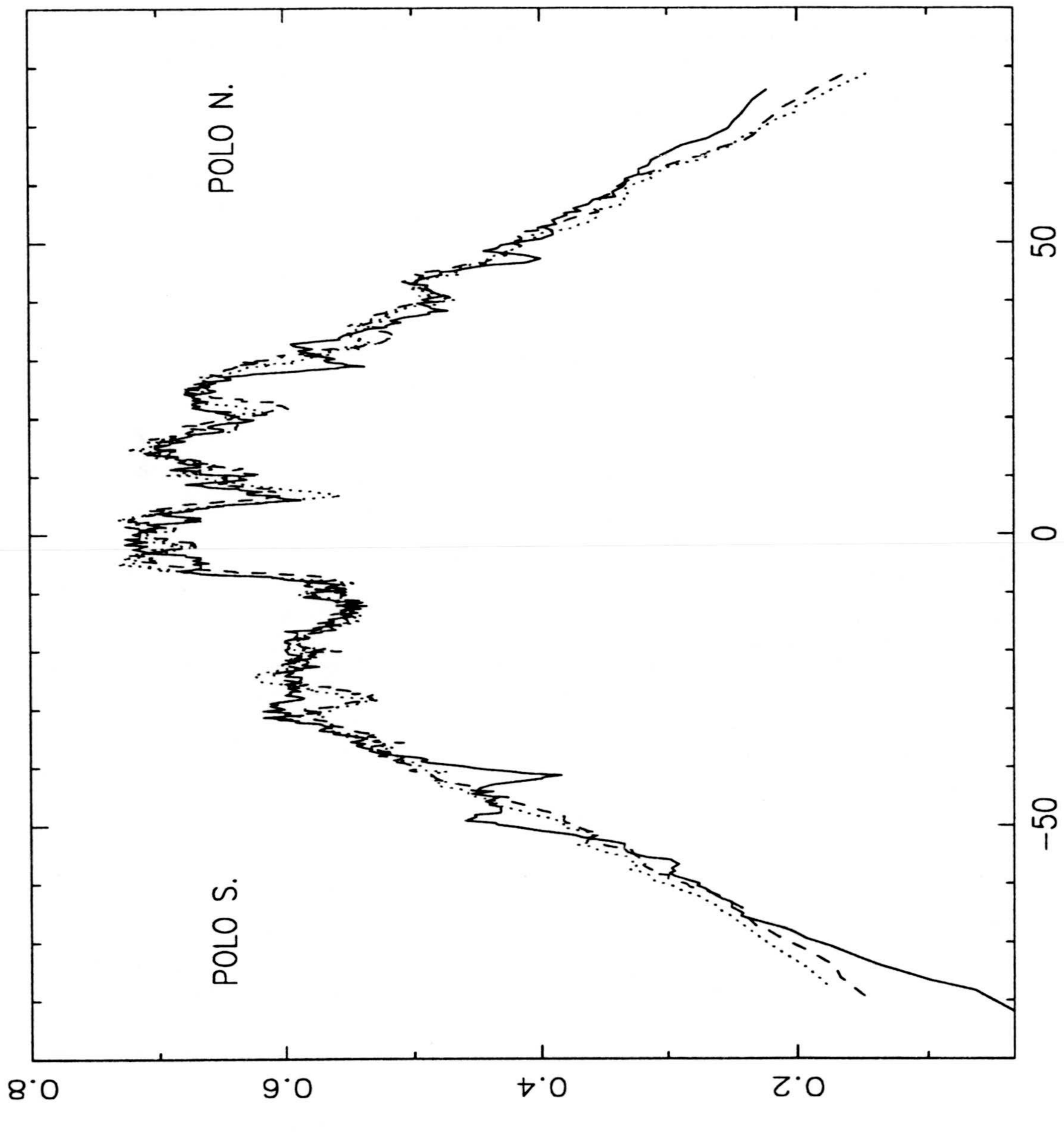


Figura 5.9: Representación de la reflectividad frente a la latitud para un corte en el meridiano central en imágenes tomadas con el filtro de 9480 Å el 18 de julio de 1994 con el WHT. La linea continua corresponde a una imagen tomada a las 21:18 TU, la de rayas a las 21:46 TU, la de puntos a las 21:52 TU.

En dichas gráficas se aprecian cambios en la reflectividad de la región polar sur en las distintas imágenes en la región de 8900 Å, que llegan a ser cercanas al 20%. Por lo tanto, la distribución vertical de partículas variará de unas longitudes a otras. Se han realizado numerosos estudios sobre la variación de la intensidad de la emisión auroral en el ultravioleta con la longitud (Skinner y Moss, 1984, Skinner y col. 1984, Herbert y col., 1987). Estos estudios revelaron una región con un máximo de emisión confinado en longitud 180° (Sistema III) en la región auroral norte, mientras que la zona auroral sur es más homogénea, con un aparente máximo en el brillo en torno a la longitud 0°. Por otra parte, estos estudios se han complementado mediante las observaciones en el infrarrojo. Estas observaciones también han detectado máximos de emisión en regiones conocidas como *manchas calientes* o *hot spots*, (considerando como manchas calientes regiones de máximos de emisión, debidas al nivel fundamental de vibración ν_4 del metano, éstas manchas no deben confundirse con las *hot spots* de la región ecuatorial que se estudian en el capítulo 7). Se ha encontrado que, en la región auroral norte, estas manchas calientes están más localizadas que la región de máxima emisión en el ultravioleta, estando extendida en longitud. La mancha se detecta en 8 μm en longitud 180° y latitud 60°. Además, se encuentra dentro de la región auroral definida por las lineas de campo magnético, lo cual no ocurre para las emisiones ultravioletas como se muestra en la figura 5.10.

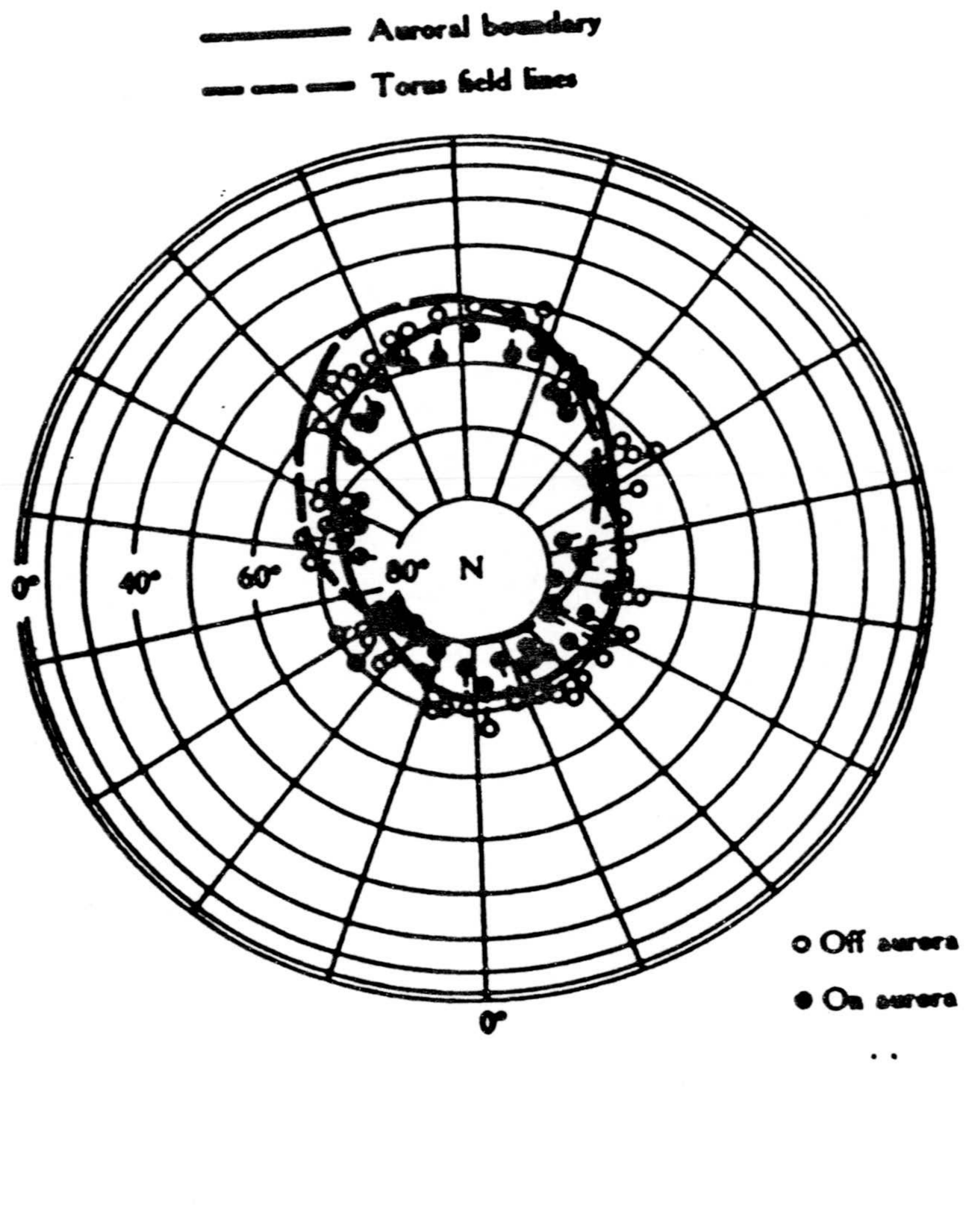


Figura 5.10: Geometría de la zona auroral norte medida por Broadfoot y col. (1981). Los puntos representan las emisiones aurorales en el ultravioleta detectadas dentro de la zona auroral, mientras que los círculos representan las detectadas fuera de estas zonas.

Ésto nos indica que las emisiones aurorales en distintas regiones espectrales pueden ser debidas a diferentes fuentes magnetosféricas. Si nos centramos en el estudio de estas emisiones infrarrojas en la región auroral sur veremos que no están tan localizadas. Caldwell y col. (1980) detectaron fuertes emisiones en el infrarrojo ($8\mu m$) en determinadas longitudes cerca de los polos en ambos hemisferios. En el polo Sur este *abrillantamiento* estaba localizado en 60° de longitud. En posteriores trabajos (Caldwell y col., 1983 y Caldwell y col., 1988) se detectó que estos abrillantamientos están localizados en la región polar norte en latitud 60° y longitud 180°, mientras que en el sur, están confinados en latitud -70°. Pero la longitud a la que se producen dichos máximos es variable, barriendo todas las longitudes, excepto el rango entre 96 y 268°. Ya que no se conoce ningún proceso por el cual podría aumentar la abundancia del metano en estas pequeñas regiones, estos máximos de emisión térmica del metano estratosférico se han interpretado como la manifestación térmica de un mayor número de partículas energéticas impactando en los niveles altos de la atmósfera, lo que se traduciría en una mayor producción de aerosoles estratosféricos. Este teoría se refuerza con el hecho de que también se han detectado emisiones de otros hidrocarburos en estas *manchas calientes* (acetileno (C_2H_2), etileno (C_2H_4) y benceno (C_6H_6) (Kim y col., 1985)) y, por tanto, explicaría el hecho de que se observen regiones más brillantes en las imágenes del CH_4, como se muestra en las figuras 5.11-5.13.

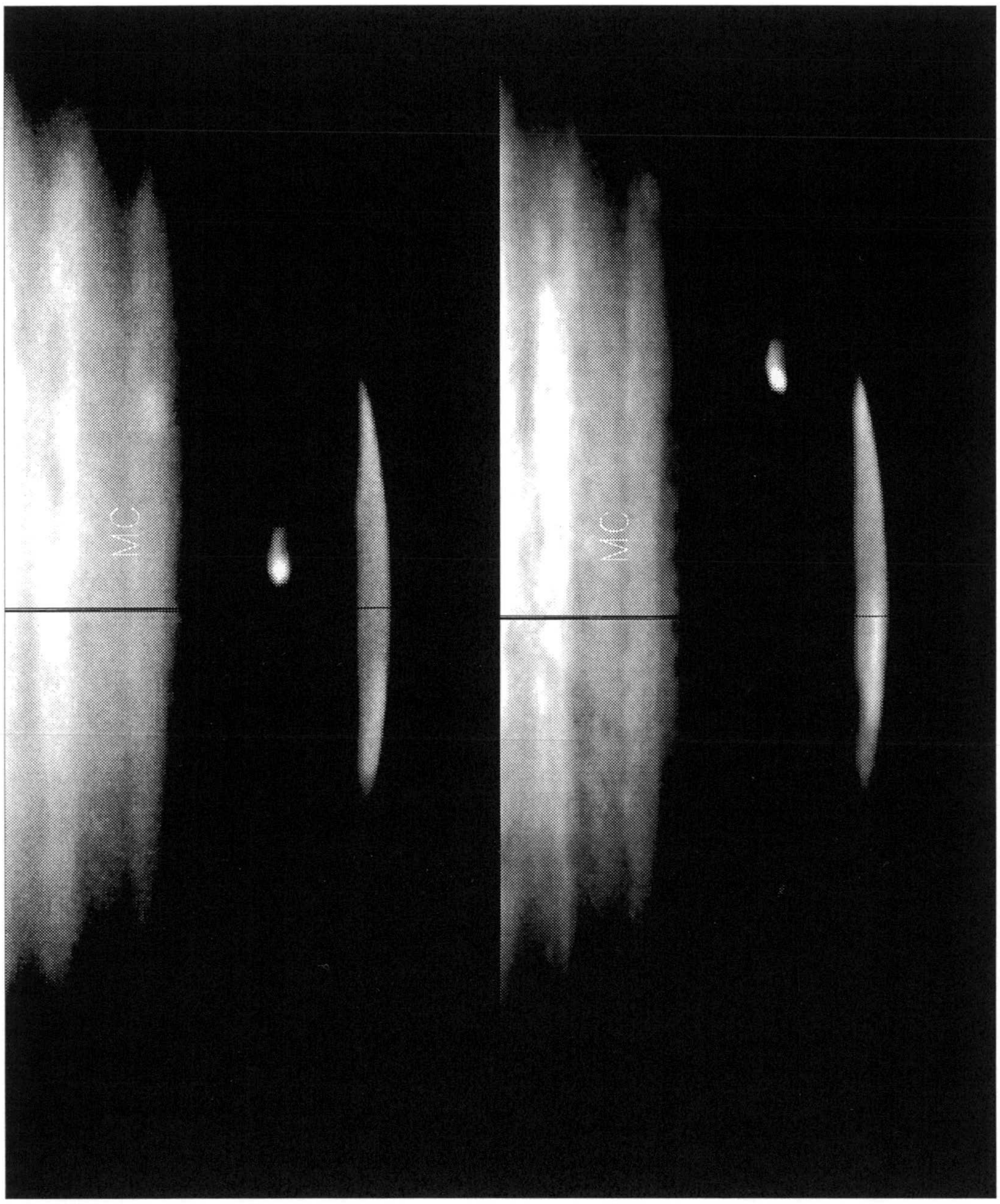


Figura 5.11: Imágenes tomadas el 18 julio de 1994 con el Telescopio William Herschell. Se presenta la hora a la que fueron obtenidas las imágenes en tiempo universal (UT). En linea continua se presenta una corte en el meridiano central como referencia para el moviento en el tiempo de las manchas brillantes en la región polar Sur.

UNIVERSIDAD DE GRANADA
29 ABR. 1997
COMISION DE DOCTORADO

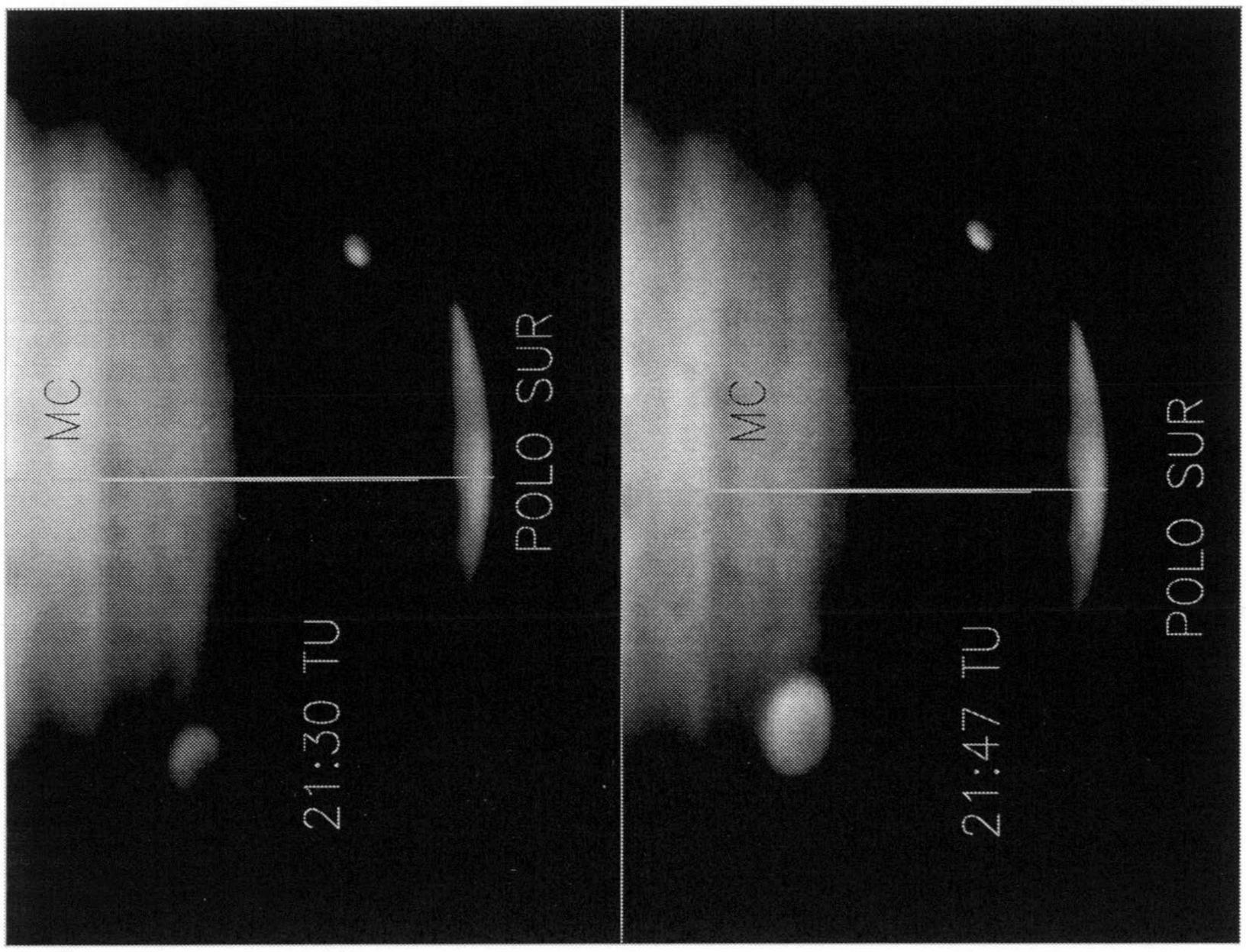


Figura 5.12: Igual que figura 5.11.

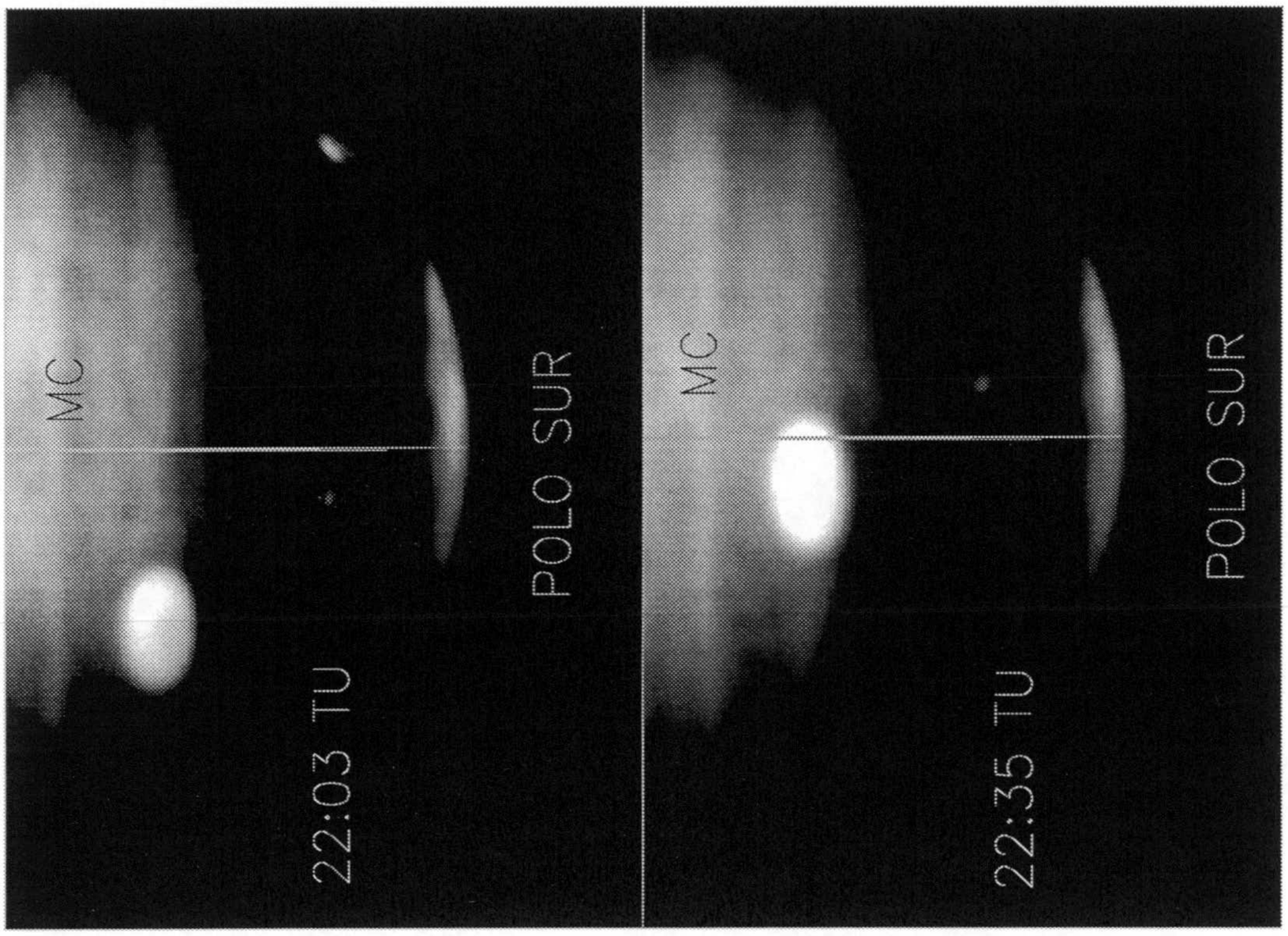


Figura 5.13: Igual que figura 5.11.

Al encontrarse fija la "*hot spot*" en la región polar norte, cabe pensar que la fuente de excitación esté relacionada con el campo magnético. En la figura 5.14 se reproduce la figura 5 del artículo de Caldwell y col., (1980) en la que se muestra que existe una correlación entre las "*hot spot*" o zonas de máxima emisión y las "*zonas aurorales*", definidas por las lineas de campo magnético según el modelo de Ness y col., (1979).

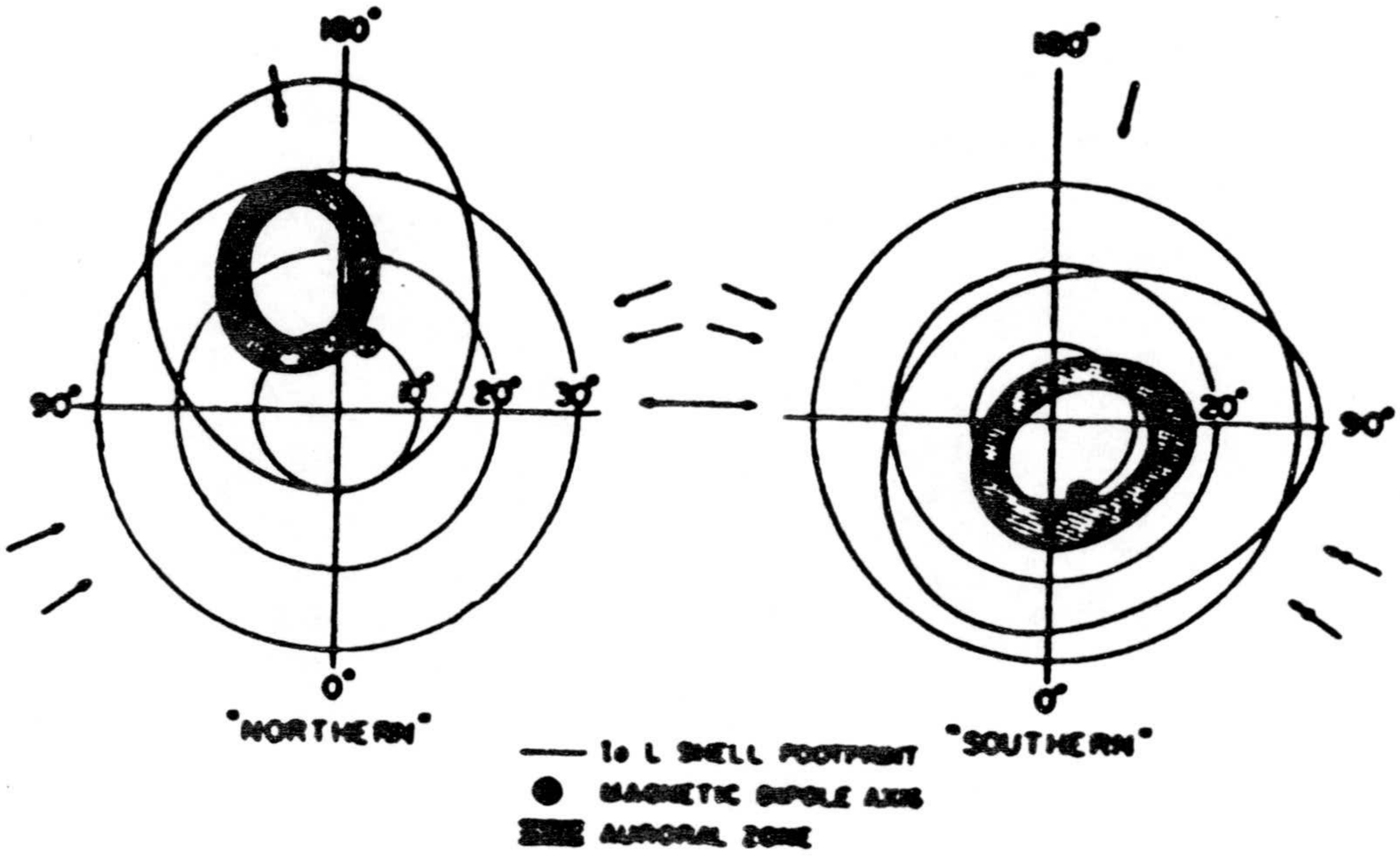


Figura 5.14: Posición de las zonas aurorales, *Io footprint*, y polos magnéticos obtenidos de Ness y col. (1979). Las flechas dobles indican las regiones de abrillantamiento infrarrojo.

Drossart y col., (1992) analizaron las emisiones del H_3^+ en 3.53 μm, estudiando la variación longitudinal de las emisiones. Encontraron, tambien, máximos de emisión localizados en 180° de longitud del sistema III en la región polar norte, mientras que en el sur, la mancha presenta un movimiento en el sistema de referencia III. No obstante, los máximos de brillo se encuentran confinados entre las longitudes -20° y 140°. Los perfiles de intensidad frente a la longitud obtenidos por estos autores se muestran en la figura 5.15. En dicha gráfica se pueden ver que los mayores picos de intensidad se encuentran entre 40 y 110° de longitud.

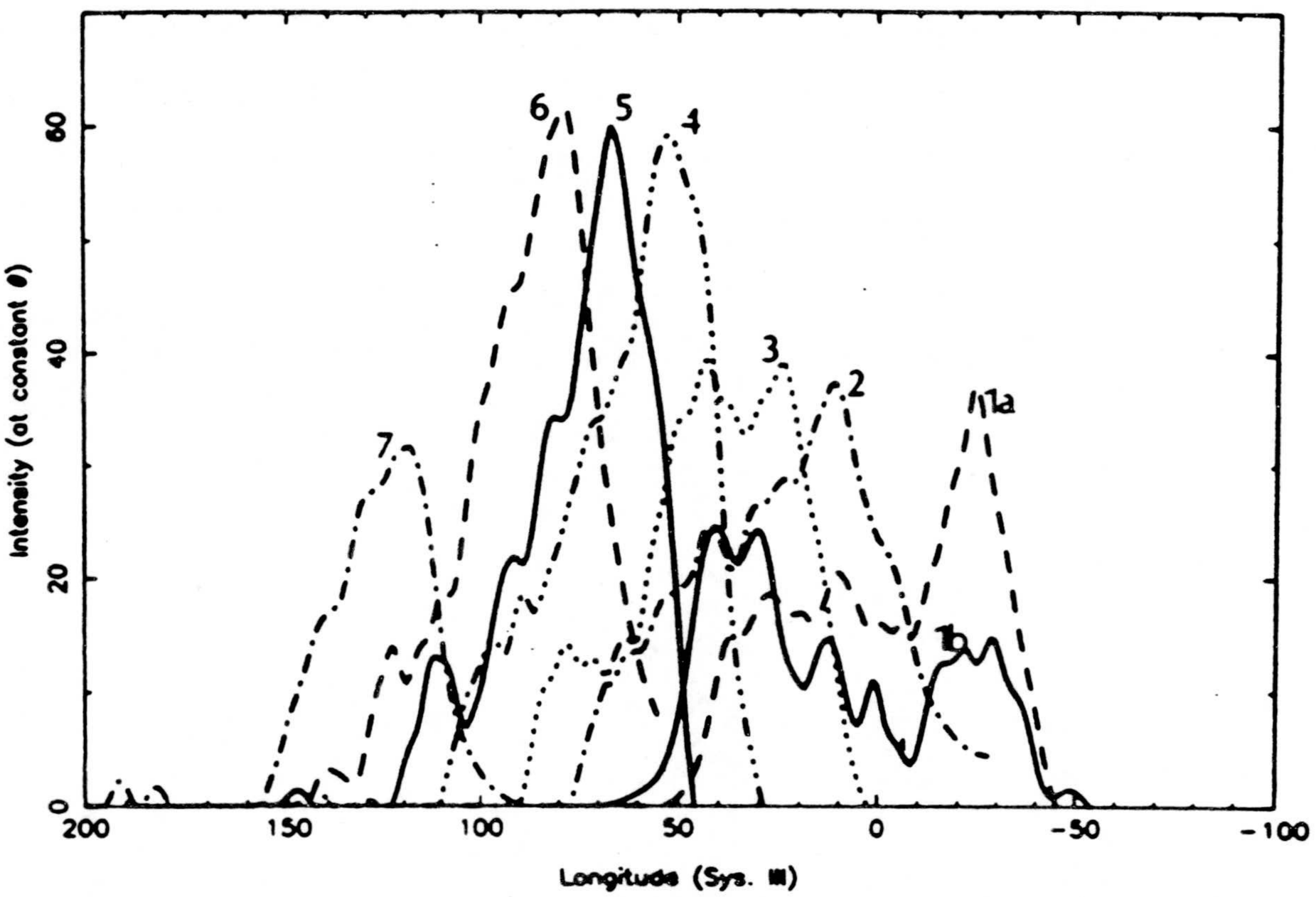


Figura 5.15: Cortes en longitud en distintas imágenes tomadas a lo largo de tres horas. Los cortes presentan variaciones en la intensidad de la mancha.

Si nos fijamos en la imagen 5.12, encontramos la mancha brillante en el meridiano central a las 21:47 UT, que corresponde a una longitud de 78.6° en el sistema de referencia III. Por lo tanto, está centrada en la región de máxima emisión térmica detectada por Drossart y col., (1992).

La metodología seguida para el estudio de la distribución vertical de partículas en esta región ha sido la siguiente:

- Filtro 8920 Å: Se ha hecho un seguimiento de la mancha brillante y de la región oscura adyacente (figura 5.11) de limbo a limbo. Se han obtenido los parámetros necesarios para introducir en los modelos (ángulos de scattering y valor de la reflectividad), modelizándose independientemente estas dos regiones.

- Filtros 3600 Å y 9480 Å: Al no apreciarse diferencias de brillo entre unas imágenes y otras en el meridiano central, se realizó un corte en latitud -70°, utilizando una única imagen para cada uno de los filtros, cubriendo así todo el rango de geometrías observacionales.

Se ha partido de la distribución obtenida por Moreno (1996) incluyendo una nube de NH_3 entre 400 y 700 mbar, tomando las propiedades ópticas de las partículas de amoniaco de Martonchik (1984). El índice de refracción real de los aerosoles por encima de 400 mbar se fijó a 1.4, introduciendo el imaginario como variable del modelo. Para obtener un resultado satisfactorio, se tuvieron que introducir diferentes valores de la distribución inicial, entre las que destaca la necesidad de introducir partículas de 0.23 μm entre 243 y 400 mbar. La distribución para el mejor ajuste se presenta en las tablas 5.4 y 5.5.

Como cabía esperar, considerando el origen auroral de los aerosoles y el hecho de que la zona brillante es identificada como una *hot spot*, existe un mayor número de partículas entre 10.4 y 47.7 mbar en una proporción cercana al 12%. Los resultados de reflectividad del modelo se muestran mediante una representación de Minnaert en la figura 5.16.

Tabla 5.4: Distribución vertical de partículas en latitud -70 ° para los filtros de 3600 Å y 9480 Å y la zona oscura de las imágenes de 8920 Å.

p_1 (mbar)	p_2 (mbar)	r. medio (μm)	N ($\times 10^9 cm^{-2}$)	τ (9480 Å)
0.5	7.0	0.04	34.0	0.006
7.0	10.4	0.07	1.81	0.003
10.4	16.5	0.08	1.58	0.008
16.5	27.7	0.10	1.58	0.027
27.7	47.7	0.10	1.65	0.029
47.7	81.7	0.10	1.54	0.026
81.7	141.41	0.10	1.53	0.027
141.41	243.4	0.10	1.30	0.025
243.4	400.	0.23	0.5	0.607
400.	700.	1.00	0.09	9.270

Tabla 5.5: Distribución vertical de partículas en latitud -70 ° en la *hot spot* (imágenes de 8920 Å).

p_1 (mbar)	p_2 (mbar)	r. medio (μm)	N ($\times 10^9 cm^{-2}$)
0.5	7.0	0.04	3.40
7.0	10.4	0.07	1.81
10.4	16.5	0.08	1.78
16.5	27.7	0.10	1.78
27.7	47.7	0.10	1.65
47.7	81.7	0.10	1.54
81.7	141.41	0.10	1.53
141.41	243.4	0.10	1.30
243.4	404.	0.23	0.5
400.	700.	1.00	0.09

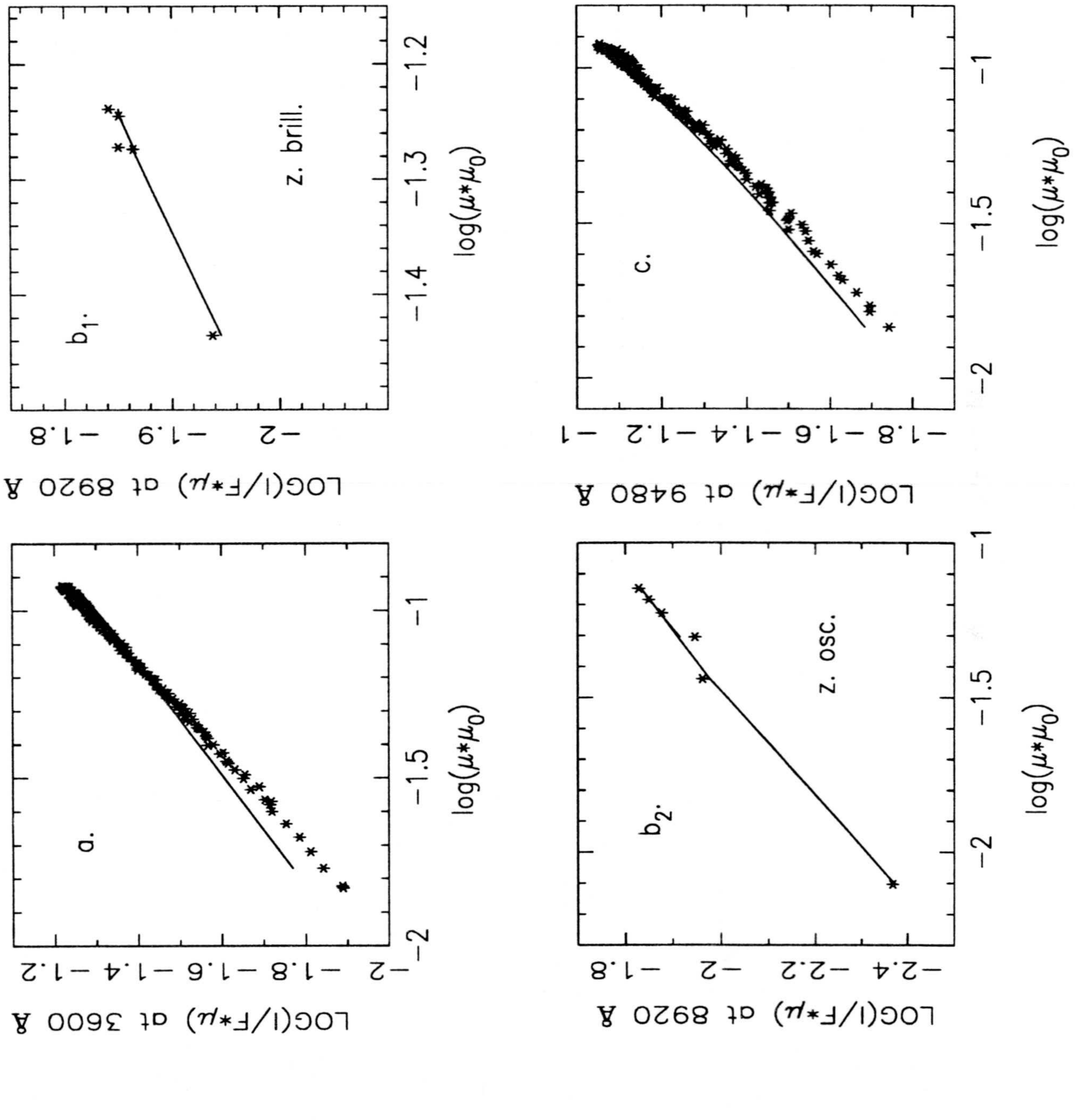


Figura 5.16: Representación de Minnaert para las imágenes de julio 1994. Los asteriscos corresponden a los datos observacionales y la linea continua a los resultados del modelo. Las figuras b_1 y b_2 corresponden al resultado del modelo en la *hot spot* y en la zona oscura adyacente respectivamente.

UNIVERSIDAD DE GRANADA
COMISION DE DO

Tabla 5.6: Indices de refracción imaginarios para la distribución de partículas en la región polar sur.

FILTRO (Å)	2180	2550	3360	3600	4100	8920	9480
n_i	0.027 [1]	0.018[1]	0.008[1]	0.0115	0.0045[1]	0.002	0.002

[1] Moreno (1996).

5.6 Conclusiones

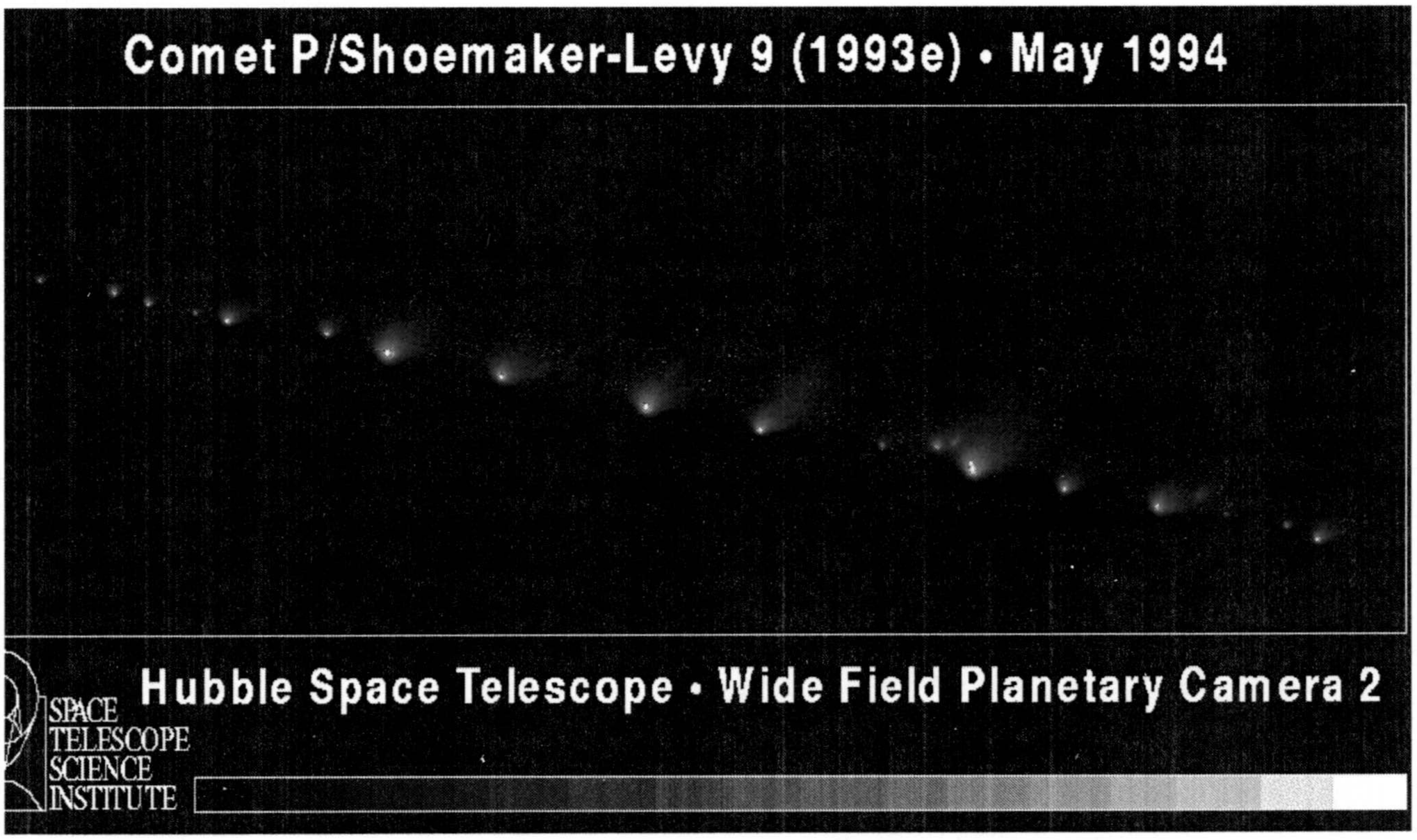
Se han detectado variaciones longitudinales de la concentración de aerosoles de al región polar sur en las imágenes de 8920Å (banda de absorción del CH_4). Estas regiones más densas están correlacionadas con las regiones de máximos de emisión auroral en el infrarrojo, correspondientes con niveles fundamentales de vibración del metano. La distribución de aerosoles en ambas regiones se ha encontrado entre 0.5 y 400 mbar; situándose la nube de amoniaco entre 400 y 700 mbar. Los radios de las partículas varían entre 0.04 y 0.23 μm, atribuyéndose su origen a fenómenos aurorales.

CAPÍTULO 6

El Impacto del Cometa Shoemaker Levy 9 con Júpiter.

6.1 Introducción.

El 26 de marzo de 1993, Carolyn y Eugene Shoemaker y David Levy comunicaron en una circular de la *International Astronomical Union* (*IAU*), el descubrimiento de un tren cometario en el que se podían discernir, al menos, 5 núcleos. Desde un primer momento estaba claro que la dinámica orbital de éste cometa era única. Posteriores observaciones demostraron que el cometa se había dividido en unos 20 fragmentos. Probablemente, la fragmentación se había producido por las fuerzas de mareas en su último acercamiento a Júpiter. Marsden (1993a) apuntó, tras realizar estudios sobre su órbita, que ésta habia sido modificada por el campo gravitatorio joviano y, la solución más probable, era una órbita de muy baja excentricidad, indicando que el objeto, al menos temporalmente, se encontraba orbitando en torno a Júpiter. Comunicaciones posteriores a la *International Astronomical Union*, (*IAU*) (Nakano, 1993 y Yeomans, 1993) confirmaron este hecho. Además el cometa habría tenido un acercamiento al planeta en julio de 1992. En este paso habría estado a una distancia de 0.0008 UA del centro del planeta, habiendo traspasado, por tanto, el *límite de Roche*. La fragmentación por las fuerzas de mareas al traspasar el límite de Roche de un gran cuerpo perturbante es un mecanismo común para la ruptura cometaria.


Comet P/Shoemaker-Levy 9 (1993e) • May 1994
SPACE TELESCOPE SCIENCE INSTITUTE
Hubble Space Telescope • Wide Field Planetary Camera 2

Este hecho explicaría la división del núcleo cometario en distintas partes. Además se llegó a la sorprendente conclusión de que el siguiente paso por el planeta gaseoso en julio de 1994 sería a una distancia de 0.0003 UA, siendo el radio de Júpiter de 0.0005 UA. Por lo tanto, estaríamos ante la primera colisión "*predicha*" de un cometa. Los primeros cálculos revelaron que el evento tendría lugar en la cara oculta de Júpiter vista desde la Tierra, aunque la localización precisa era todavía incierta. Estudios posteriores llegaron a la conclusión de que la localización del impacto estaba mucho más cercano al limbo de lo que se esperaba tras los primeros cálculos, aunque siempre en la cara oculta, (Yeomans y Chodas, 1993b). Estas predicciones hicieron posible que el impacto fuese observado en una campaña sin precedentes tanto en observatorios terrestres como espaciales. Tras conocerse el previsible impacto del cometa se realizaron numerosos estudios de su órbita para obtener tanto la localización exacta de los impactos como el momento en que éstos tendrían lugar. En la figura 6.1 se presenta una imagen obtenida por el telescopio espacial en mayo de 1994 del tren cometario. Las primeras medidas de los núcleos individuales se pudieron empezar a realizar en Octubre de 1993. Chodas y Yeomans, 1993, obtuvieron las primeras soluciones orbitales y las mediciones de los tiempos de impacto para cada uno de los fragmentos los cuales fueron nombrados de la A a la Z dependiendo de su posición en el tren cometario. Marsden (1993), calculó la órbita de los 9 fragmentos más brillantes, obteniendo un resultado esperanzador: aunque las predicciones de los impactos apuntaban a que tendrían lugar en la cara oculta de Júpiter, estos últimos datos situaban la región de impacto mucho más cerca del terminador de la mañana, solo entre 5 y 10 grados detrás del limbo viéndolo desde la Tierra. Los últimos impactos, además, estarían aún más cerca del limbo. A partir de aquí el reto fue el seguimiento de cada uno de los fragmentos. A final del mes de enero de 1994, las imágenes del *Hubble* revelaron nuevos cambios en el tren cometario: los fragmentos J y M habían desparecido por completo, mientra que los que se encontraban en la regiøn P-Q se habían vuelto a fragmentar. Estas nuevas fragmentaciones dieron lugar a una nueva nomenclatura (P1/P2 y Q1/Q2). A principios de Junio se consiguió obtener las soluciones orbitales para cada uno de los fragmentos excepto para el Q2, aunque las predicciones de impacto para los más débiles (T y U) no estaban bien determindas.

6.2 ¿Qué ocurrió cuando penetraron los fragmentos en la atmósfera?

Tras la semana de los impactos empezaron a surgir las primeras incógnitas sobre lo que realmente había pasado:

- ¿Cúal fué la secuencia de fenómenos producidos al impactar los fragmentos en la atmósfera a una velocidad de 60 $km\ s^{-1}$? Nicholson (1996), explicó la secuencia para el fragmento R mediante observaciones en el infrarrojo (2.3, 3.2 y 4.5 μm). Inicialmente se detectó un débil flash observado en las tres longitudes de onda durante unos 30 segundos. Alrededor de 60 segundos después de la primera señal, tuvo lugar un segundo flash más brillante que el primero que empezó a decaer en torno a un minuto después de su detección. Estos dos sucesos se conocen como *primer y segundo precursor* respectivamente. Aproximadamente 6 minutos después del primer flash se produjo un abrillantamiento espectacular, alcanzando un pico de brillo unas cien veces mayor que el segundo precursor, unos 10 minutos después del impacto. Este abrillantamiento, conocido como *main event* o máximo principal, fue detectado tanto por los observatorios de Tierra como por el Galileo. El pico de flujo infrarrojo decayó en unos 3 minutos, apareciendo un máximo secundario unos nueve minutos después del pico. La secuencia se muestra en la imagen 6.2.

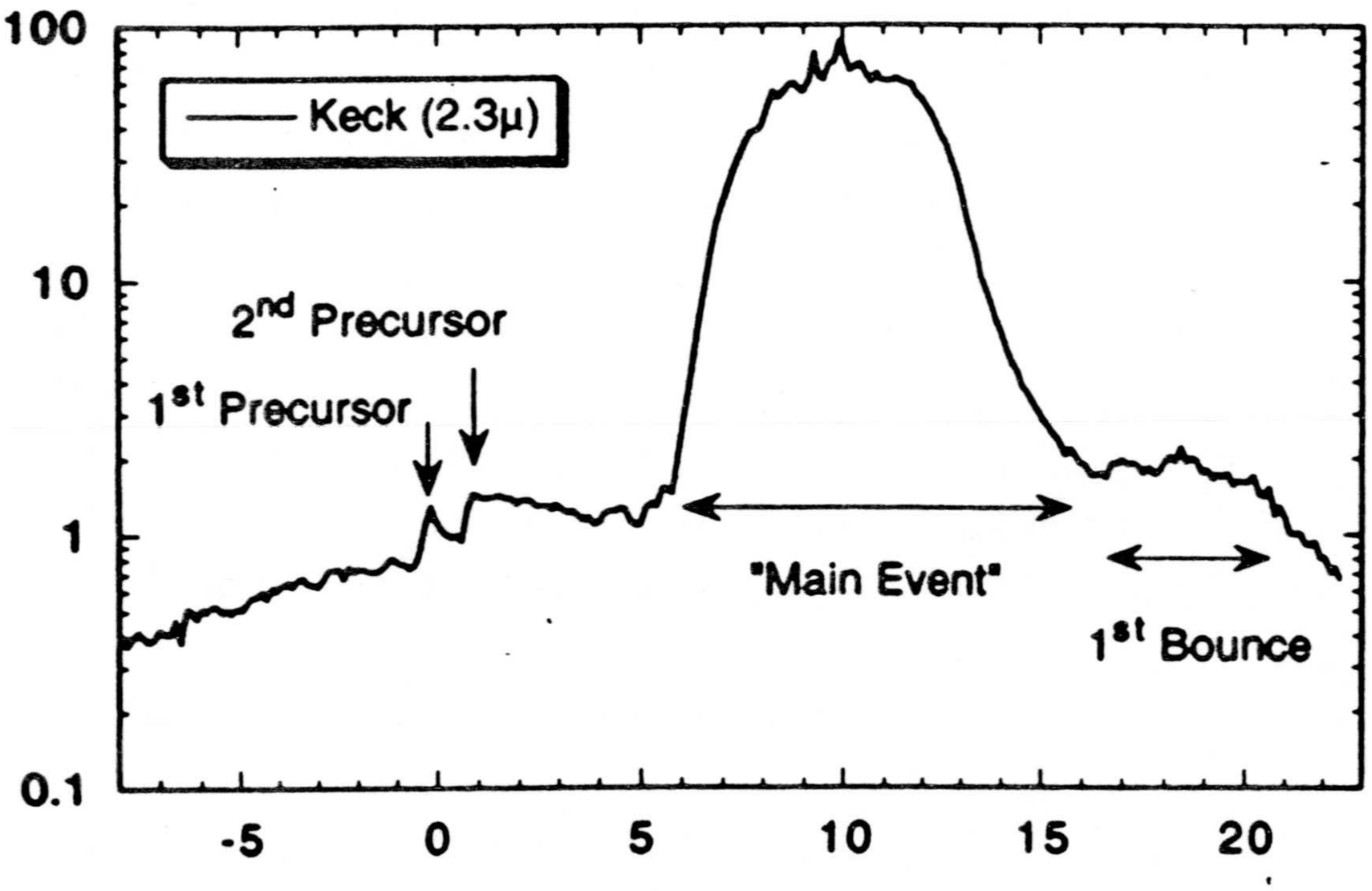


Figura 6.2: Curva de luz del fragmento R en 2.3 μm. (Graham y col., 1995)

Parece ser que el primer precursor corresponde a la emisión térmica originada por el fragmento principal al atravesar las capas superiores de la atmósfera. Esta emisión fue demasiado débil para ser detectada por los instrumentos a bordo de Galileo, menos sensibles que los utilizados desde Tierra. El segundo precursor se detectó entre 55 y 60 segundos después del inicio del primer precursor. Este segundo flash se ha interpretado como el efecto de la bola de fuego incandescente expandiéndose y ascendiendo sobre el limbo hacia nuestra linea de visión. Aproximadamente 6 minutos después de la detección del impacto empezaría el máximo principal. La explicación más probable para éste fenómeno es que la tremenda explosión de flujo infrarrojo estaría asociada con la re-entrada del material eyectado en la atmósfera joviana, donde su energía cinética sería convertida en energía térmica mediante calentamiento por choque. El decaimiento del brillo de esta segunda etapa correspondería al rápido enfriamiento de la bola de fuego. En éste momento, la bola estaría bastante fría, pero emergería de uno a dos minutos más tarde hacia la luz del Sol y la linea de visión del *Hubble Space Telescope*, alcanzando el penacho de material procedente tanto de la atmósfera como del cometa, una altura de unos 3200 km sobre el tope de las nubes de Júpiter, (Hammel y col., 1995). El máximo principal en el infrarrojo correspondería al periodo de caida sobre la atmósfera de la *bola* de material, que acurriría entre 6 y 15 minutos después del impacto. Durante el proceso de caida del material, al friccionar con la atmósfera, se iría calentado hasta alcanzar temperaturas de, al menos, 500-1000 K, y quizás mayores. El origen del máximo secundario no está muy claro aunque podría deberse al rebote desde la parte superior de la atmósfera, volviendo a entrar una segunda e incluso una tercera vez. En la figura 6.3 se muestra una ilustración de la secuencia de uno de los fragmentos penetrando en la atmósfera.

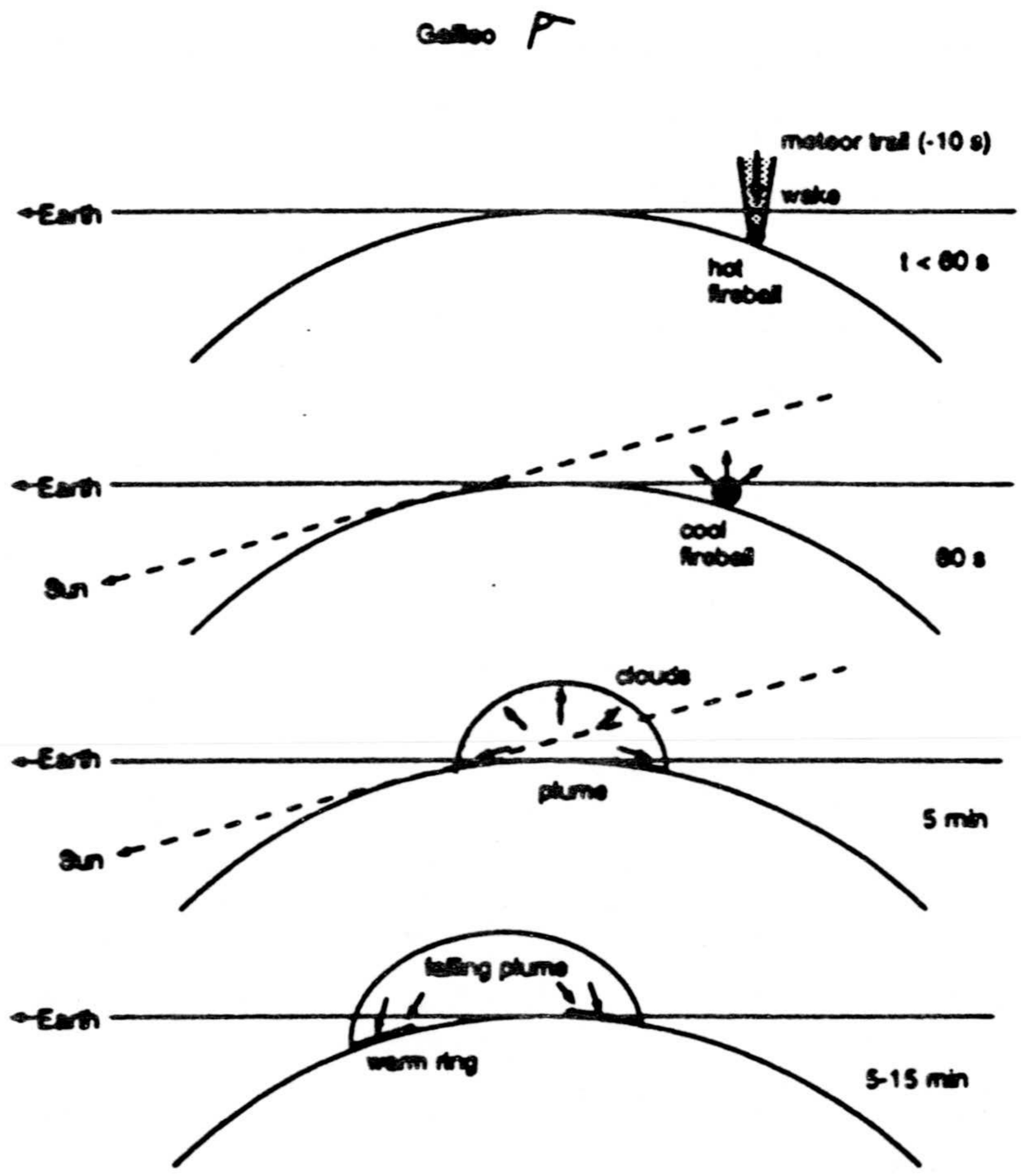


Figura 6.3: Ilustración de la geometría del impacto de un fragmento del SL9 (Zahnle, 1996). El primer precursor corresponde al fragmento entrando en la atmósfera . El segundo precursor se debe a la bola de fuego ascendiendo hacia la dirección directa de la linea de visión de la Tierra. Finalmente, cuando el material eyectado vuelve a caer hacia Júpiter, se produce un gran abrillantamiento en el infrarrojo.

- ¿Cuanto penetraron los fragmentos en la atmósfera y cúal es el origen de los aerosoles que se observan tras los impactos? Aún existen numerosas cuestiones sin resolver, entre ellas la profundidad que alcanzaron los fragmentos en su viaje por la atmósfera (para una discusión de los distintos modelos de penetración véase el trabajo de Molina y col., 1997). Existen evidencias observacionales de que los mayores fragmentos penetraron hasta la nube de hidrosulfuro de amonio (NH_4SH) aunque no alcanzaron la nube de agua. Por lo tanto existe un rango estrecho de la posible región de penetración. Otra incógnita a tener en cuenta es la fracción de material cometario que alcanzó dichas regiones. El cálculo de este parámetro está limitado por el desconocimiento que existe de la composición y propiedades mecánicas de los fragmentos, de hecho, el estudio de la composición del tren cometario era uno de los principales retos que se presentaban.

Los impactos produjeron fuertes choques tanto en su entrada inicial como despues, cuando el material fue eyectado y volvió a penetrar en la atmósfera, originando numerosos procesos químicos. El hecho más destacable fue la enorme detección de azufre diatómico (S_2) en la región del impacto G (Noll y col. 1995). Otros productos detectados poco comunes en la atmósfera Joviana son CS, CS_2, OCS, SO_2, HCN y CO además de H_2O y el H_2S, compuestos que se suponen bastante abundantes bajo las nubes visibles, (Lellouch y col. 1995). La cantidad de azufre detectada en la estratosfera tras los impactos es la única evidencia fuerte de la profundidad de penetración de los fragmentos, aunque Sekanina (1995) considerara la posibilidad de que el valor obtenido por Noll y col., 1995 estuviese sobreestimado en un factor 10^2 y, por tanto, la cantidad de azufre detectado podría ser debida al cometa en sí. Bocklée-Morvan y col., 1995, obtuvieron, a partir de observaciones milimétricas, una masa de azufre de 2×10^{12} g. Este dato es compatible con la proporción en masa de azufre del 3% para un cometa de 10^{14}g obtenida por Jessberger y col., 1988. Según estos datos, se obtendría un valor del radio del fragmento de unos 250 m para una densidad cometaria de 1 $g\ cm^{-3}$ y de unos 400 m si la densidad es de 0.2 $g\ cm^{-3}$.

Presumiblemente, cada fragmento fue vaporizado durante el impacto y sus moléculas se disociaron junto con una gran cantidad de componentes atmosféricos a lo largo del camino de la explosión.

6.3 Distribución vertical de partículas.

Los impactos de los fragmentos del cometa Shoemaker-Levy 9 dejaron marcas visibles en la atmósfera joviana en longitudes de onda desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano. Las manchas oscuras fueron fácilmente visibles incluso desde pequeños telescopios. El origen de estas manchas hay que buscarlo en pequeñas partículas de polvo depositadas en la atmósfera tras el impacto. Como se ha mencionado en el partado anterior, existe un gran desconocimiento sobre la composición de los cometas, así como sobre la fenomenología involucrada en la penetración de un cuerpo celeste en la atmósfera. Por lo tanto, la caracterización de estas partículas nos puede dar información sobre los procesos físicos y químicos de los impactos de alta velocidad en la baja atmósfera y sus consecuencias, lo cual nos serviría para estudiar posibles impactos de cuerpos celestes en la atmósfera terrestre. Por otra parte, nos da información sobre la composición del cuerpo impactante, así como de las capas más profundas de la atmósfera, de las cuales no tenemos información, ya que el bólido tras su explosión arrastraría material desde dichos niveles hasta la estratosfera. Además, éstas partículas nos servirán para el estudio del movimiento de la estratosfera de la que no teníamos, hasta ahora, ninguna información.

6.3.1 Estudio de las regiones de impacto.

En las imágenes de mayor resolución, se pueden distinguir en las zonas de impacto tres regiones claramente diferenciadas: (1) Un núcleo central, (2) anillo circular y (3) una estructura en forma de media luna alejada del núcleo principal, esta región sería originada por la caida del material eyectado tras la salida del bólido de la atmósfera según se muestra en la figura 6.4. En las imágenes utilizadas en este trabajo, no se distingue el anillo circular, aunque si el núcleo central y la estructura de media luna, dando a la mancha el aspecto de un ojo con su ceja por lo que, a partir de aquí nos referiremos al nucleo central como *ojo* y a la estructura en forma de media luna como *ceja*.

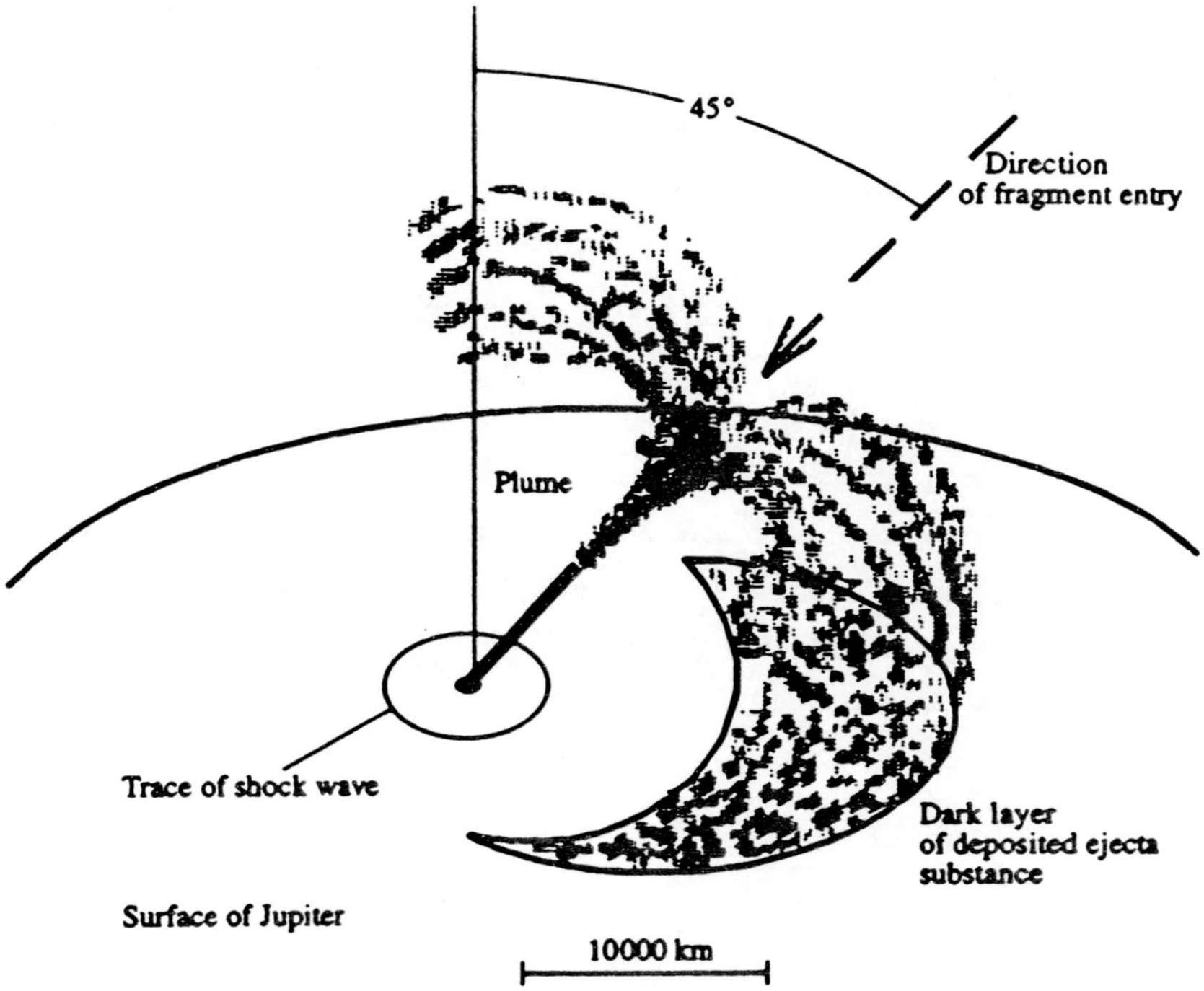


Figura 6.4: Esquema para la formación de la estructura formada por los productos eyectados en la atmósfera Joviana por las fragmentos mayores, (Schevchenko y col., 1996).

En las figuras 6.5 y 6.6, se muestran estas estructuras. Para hacernos una idea de los efectos que estos impactos causaron en la atmósfera Joviana se ha medido la extensión de estas nubes de polvo generadas tras el impacto, teniendo en cuenta que el radio terrestre es de 6370 km, las consecuencias fueron bastante espectaculares. Las distancias se presentan en la tabla 6.1, siendo a, b y c las distancias señaladas en la figura 6.7.

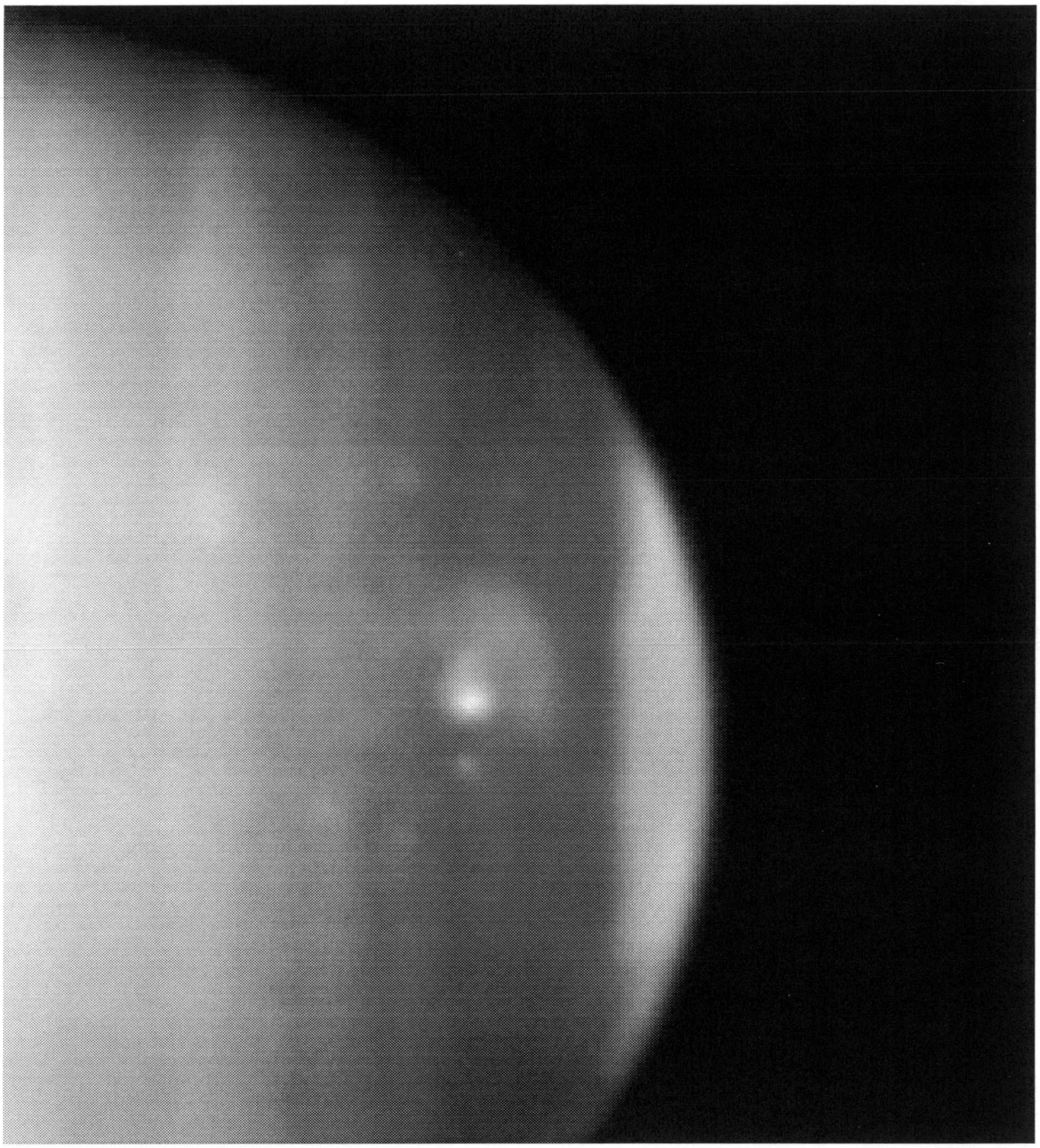


Figura 6.5: Estructura originada tras el impacto del fragmento G. La imagen fue obtenida 12 horas y 57 minutos despues de la detección del impacto.

Figura 6.6: Estructura originada tras el impacto del fragmento H. La imagen fue obtenida 1 hora y 42 minutos despues de la tetección del impacto.

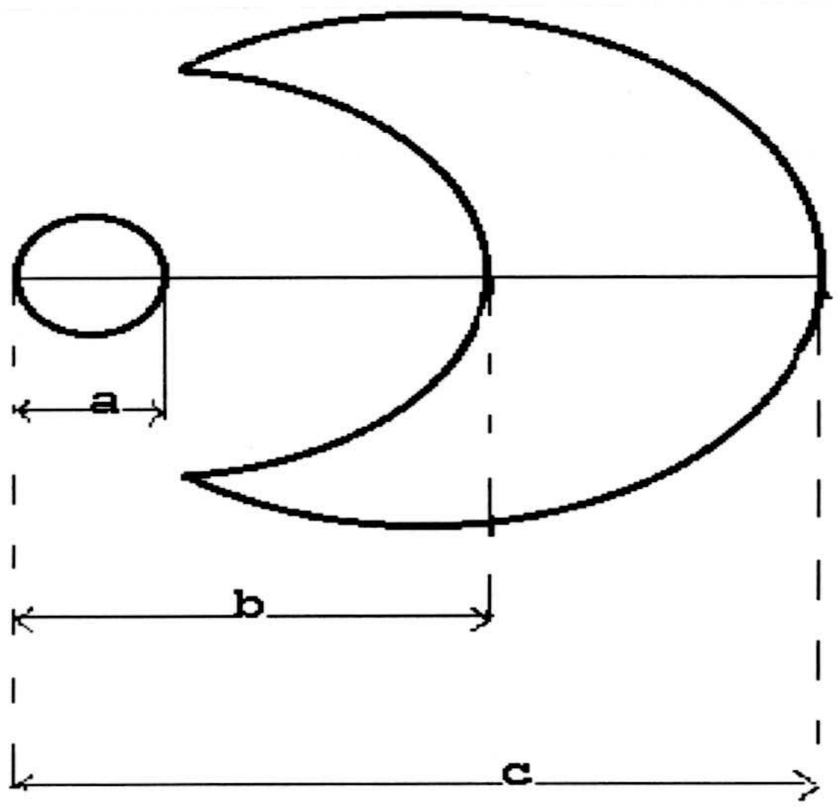


Figura 6.7: Distancias medidas en las manchas originadas tras los impactos de los fragmentos H y G.

Tabla 6.1: Distancias entre las distintas estructuras de las manchas generadas tras los impactos de los fragmentos G y H.

	H	G
a (km)	4700	5200
b (km)	7000	8000
c (km)	11000	13600

Un hecho a destacar es que el color de las partículas en ambas regiones (*ojo* y *ceja*) es el mismo. En esta tesis se han analizado, por primera vez, de forma separada ambas regiones en los impactos H y G, así como el ojo del complejo E/F ya que en él no se observó la ceja.

Para detectar perturbaciones reales en la estructura atmosférica producidas tras los impactos, se ha estudiado la distribución vertical de partículas en su misma latitud. Para ello se realizó un corte en latitud $-44°$, obteniendo los valores de reflectividad así como los ángulos de scattering en cada uno de los puntos. Para evitar los efectos de los impactos se eliminaron los puntos correspondientes a estas regiones. El mejor ajuste se obtuvo para una estructura vertical típica de la atmósfera Joviana: neblina estratosférica entre 50 y 100 mbar, nube de NH_3 entre 450 y 700 mbar y una nube semi-infinita caraterizada por una función de Henyey-Greenstein de dos términos a partir de 2 bar. Las características de esta estructura se presentan en la tabla 6.3.1.

Tabla 6.2: Modelo para la atmósfera sin perturbar en latitud $-44°$.

p_{min} (mbar)	p_{max} (mbar)	N (cm^{-2})	r_m (μm)	n_r (3600 Å)	n_r (8920-9480 Å)	n_i (3600 Å)	n_i (8920-9480 Å)	τ (9480 Å)
50	100	0.85×10^8	0.3	1.45	1.45	0.012	5.0×10^{-5}	0.39
450	700	0.3×10^8	1.0	1.47	1.41	6.32×10^{-6}	4.8×10^{-5}	3.06

La representación de Minnaert para el mejor ajuste se muestra en la figura 6.8.

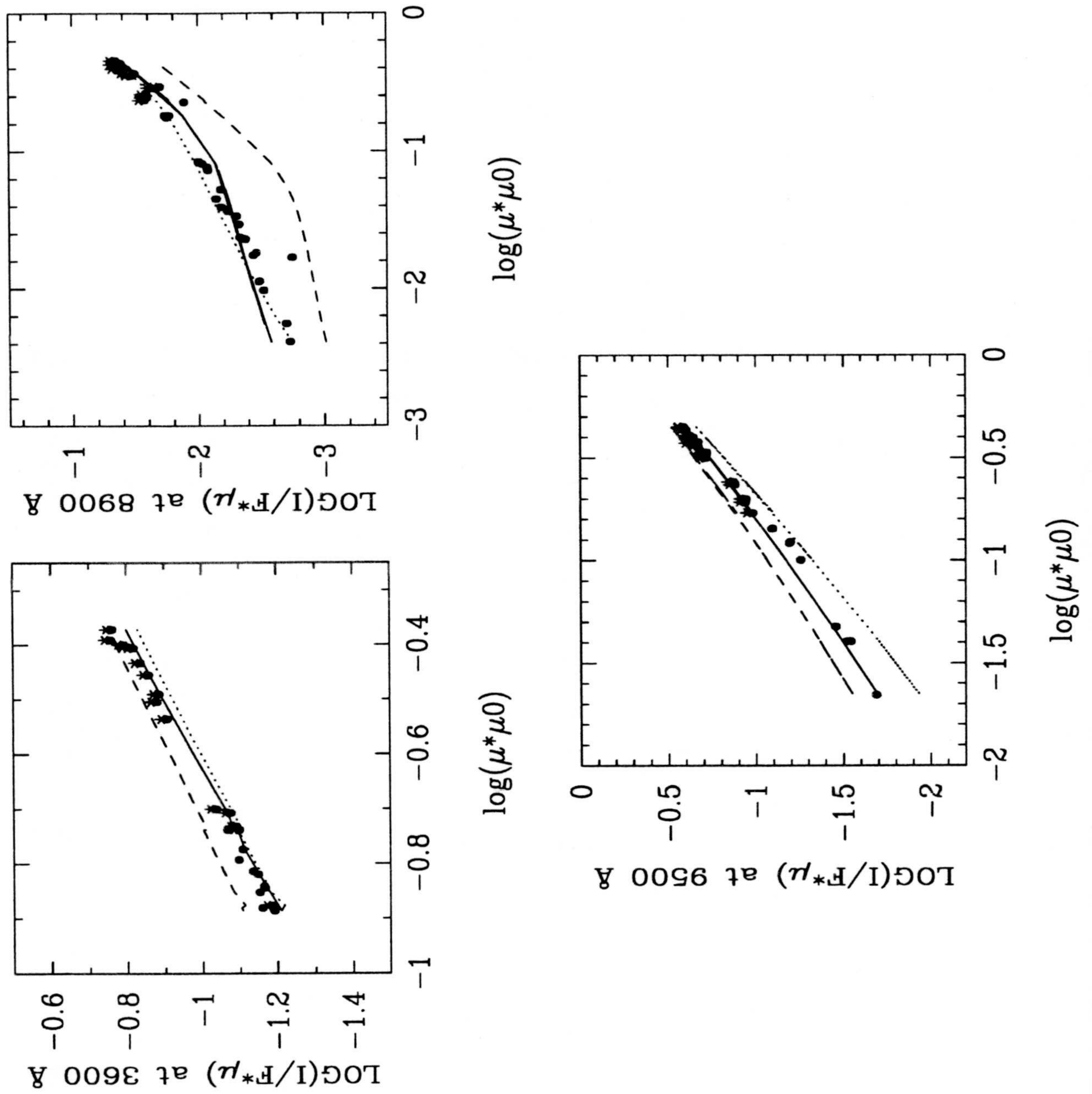


Figura 6.8: Representación de Minnaert para el modelo de la atmósfera sin perturbar en la misma latitud donde se produjeron los impactos del cometa Shoemaker-Levy 9. Los puntos representan los datos experimentales mientras que la linea continua representa el mejor resultado del modelo.

Se ha realizado un amplio estudio de las partículas originadas tras los impactos; West y col., 1995, analizaron las regiones centrales de los impactos mediante los datos obtenidos por el Telescopio espacial Hubble en el ultravioleta, visible y la banda de absorción del metano en 8890Å, así como el continuo adyacente. Por otra parte, los resultados de este trabajo, en el que se han analizado las imágenes obtenidas en el Telescopio William Herschel los días 18 y 21 de julio desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano se han publicado en los siguientes artículos: Moreno y col., 1995, Muñoz y col., 1996, y Molina y col., (en prensa). En la figura 6.9 se presenta una muestra de las imágenes utilizadas en estos trabajos en las que se aprecian las estructuras originadas tras los impactos de los fragmentos E, F, G y H.

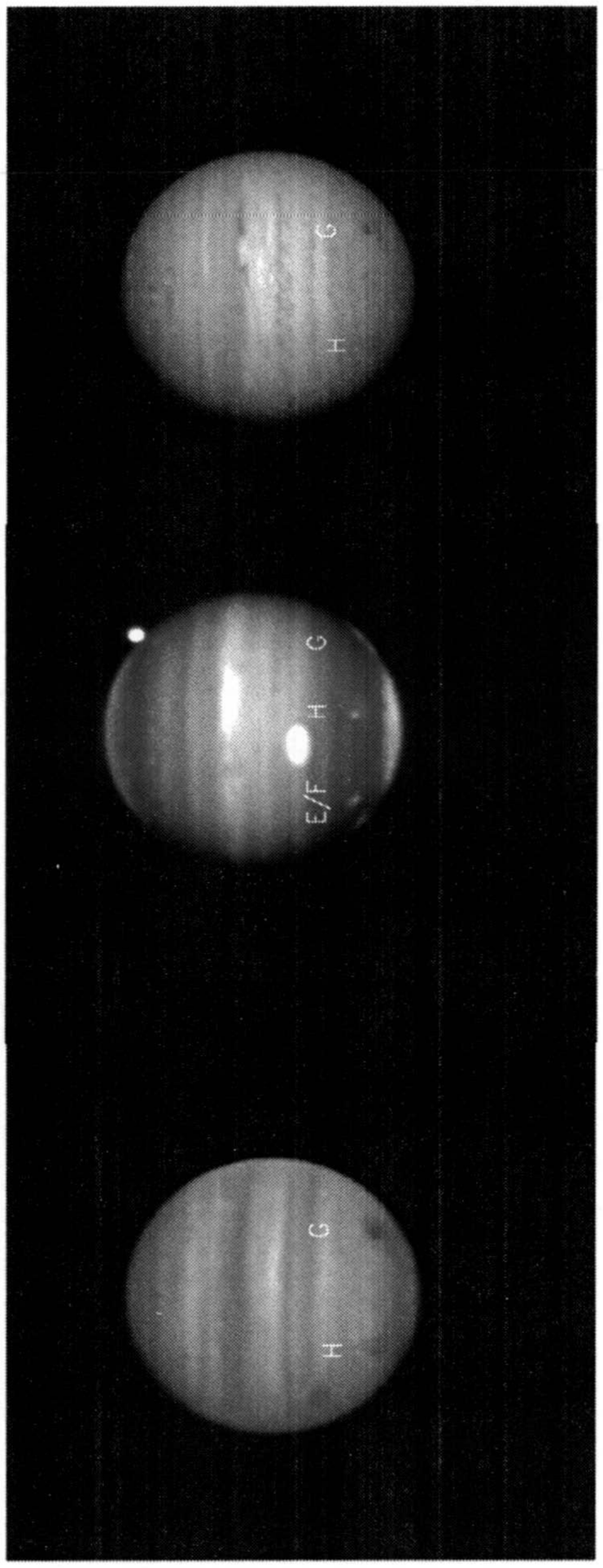


Figura 6.9: Imagenes obtenidas el 18 de julio de 1994 en el Telescopio William Herschell, La Palma. Las imágenes fueron obtenidas 1h 49 min después del impacto del fragmento H y 13h 51 min después del G (3600Å); 31h 19 min después del E, 3h 3 min después del H y 15h 5 min después del G (8920Å); 13h 43 min después del impacto del G y 1h 41 min después del H (9480Å).

En dichos artículos, se han obtenido la distribución vertical de aerosoles diferenciando entre la región central, (*ojos*), y las *cejas* de los fragmentos G y H y en el *ojo* del complejo E/F. Ortiz y col., 1995, presentaron espectros e imágenes directas en las bandas K y H (1.5-2.4 μm) obtenidas en el observatorio de Calar Alto, Almería. Banfield y col., obtuvieron imágenes en el rango espectral 2.0-2.3 μm realizadas en el telescopio de 5m Hale en Monte Palomar.

La estrategia seguida en nuestro trabajo (Moreno y col., 1995, Muñoz y col., 1996, y Molina y col. (en prensa)) se describe a continuación. Una vez modelizada la región sin perturbar se procedió a ajustar el modelo en los *ojos* de los impactos E/F, H y G. Para ello se calculó el valor medio de la reflectividad en una región de 0.7" $\times$0.7" centrada en el núcleo del impacto. Respecto a la región de la *ceja* del impacto se obtuvo la intensidad integrado en una región integrada de 0.3" $\times$ 0.3" centrada en la región más ancha de la misma. Para reducir el número de parámetros libres del modelo, se fijó el índice de refracción real de las partículas a 1.7 correspondiente al valor del *silicato astronómico* en la región espectral en la que hemos trabajado. Por otra parte, West y col., 1995, variaron el índice de refracción real entre 1.4 y 1.44, valores consistentes con numerosos materiales orgánicos y algunos inorgánicos como los cristales de amoniaco. No obstante, a pesar de estas diferencias, los valores obtenidos para este trabajo y aquellos obtenidos por West y col., 1995, son consistentes, por lo que cabe pensar que los valores de reflectividad no son muy sensibles a el índice de refracción real. Respecto a la parte imaginaria de los índices de refracción, los resultados obtenidos en este trabajo, estan de acuerdo con los obtenidos por West y col., 1995. En la figura 6.10 se comparan los índices de refracción obtenidos en estos trabajos con los de distintos compuestos, posibles candidatos a los aerosoles depositados en la estratosfera tras el impacto, ya sea procedentes de la propia atmósfera o del mismo cometa: los tholines orgánicos, (Khare y Sagan, 1984) son sólidos orgánicos de color rojo oscuro. Estos sólidos son producidos por irradiación sobre gases reductores. Estos materiales se consideran como fuertes candidatos a las partículas que dan lugar al color rojizo de la atmósfera de Titan. Por otra parte, el Poly-HCN es un compuesto del que se cree forma el revestimiento oscuro de muchos de los objetos de la parte externa del Sistema Solar. En concreto, el núcleo del cometa Halley y las nubes naranja-amarronadas de Júpiter y Saturno. Además, el azufre, se encuentra en el décimo lugar de las tablas de abundancia cósmica, considerándose, los productos de la síntesis del polysulfuro de amonio ($(NH_4)_2S$), como posibles candidatos a los cromoforos de las nubes Jovianas.

Las propiedades ópticas del azufre elemental fueron estudiadas por Sasson y col., 1985. Por otra parte, West 1996, apuntó la posibilidad de que las partículas depositadas en la atmósfera fueran agrupaciones de pequeños monómeros como los que se propusieron para las regiones polares (West y Smith, 1991). En éste caso, los valores del índice de refracción imaginario de las partículas, así como los de su tamaño, obtenido mediante la teoría de Mie, podrían ser erróneos.

West y col., 1995 obtuvo los mejores resultados para distribuciones de partículas esféricas cuyos radios estan entre 0.15 y 0.3 μm. Los resultados obtenidos en este trabajo estan dentro de este rango: 0.15 μm para el *ojo* y la *ceja* del fragmento H y el *ojo* del compuesto E/F mientras que, para el G, se obtuvo un valor de $0.2\mu m$. No obstante, se hicieron diferentes pruebas para detectar la sensibilidad de la distribución a este parámetro. Para esto se variaron los radios modales entre 0.1 y 0.3 μm. Los resultados se muestran en las figuras 6.11 y 6.12 para los ojos del complejo E/F y del fragmento G.

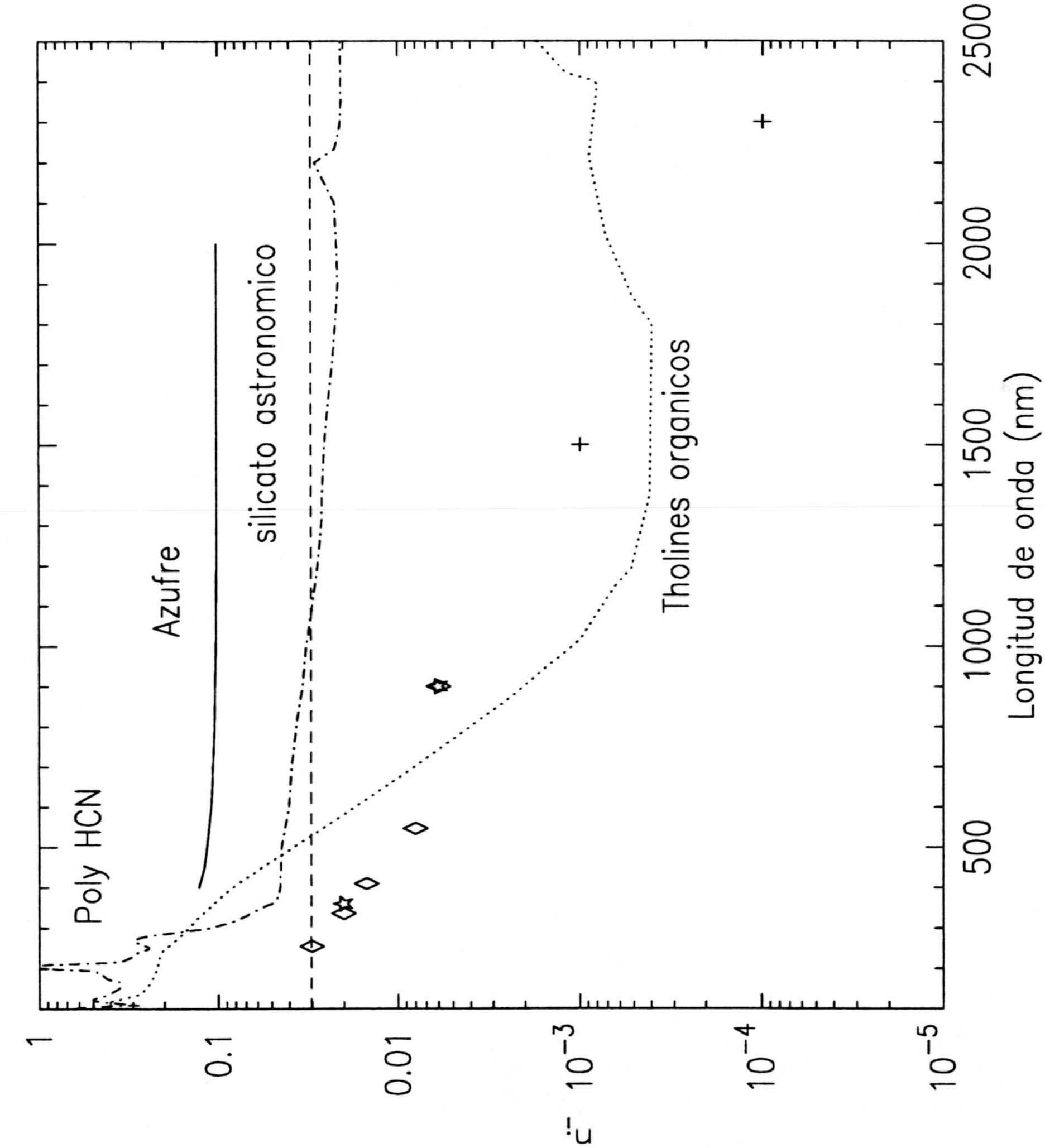


Figura 6.10: Indices de refracción imaginarios obtenidos por West y col., 1995 (rombos), Moreno y col., 1995 (estrellas) y Ortiz y col., 1995 (cruces).

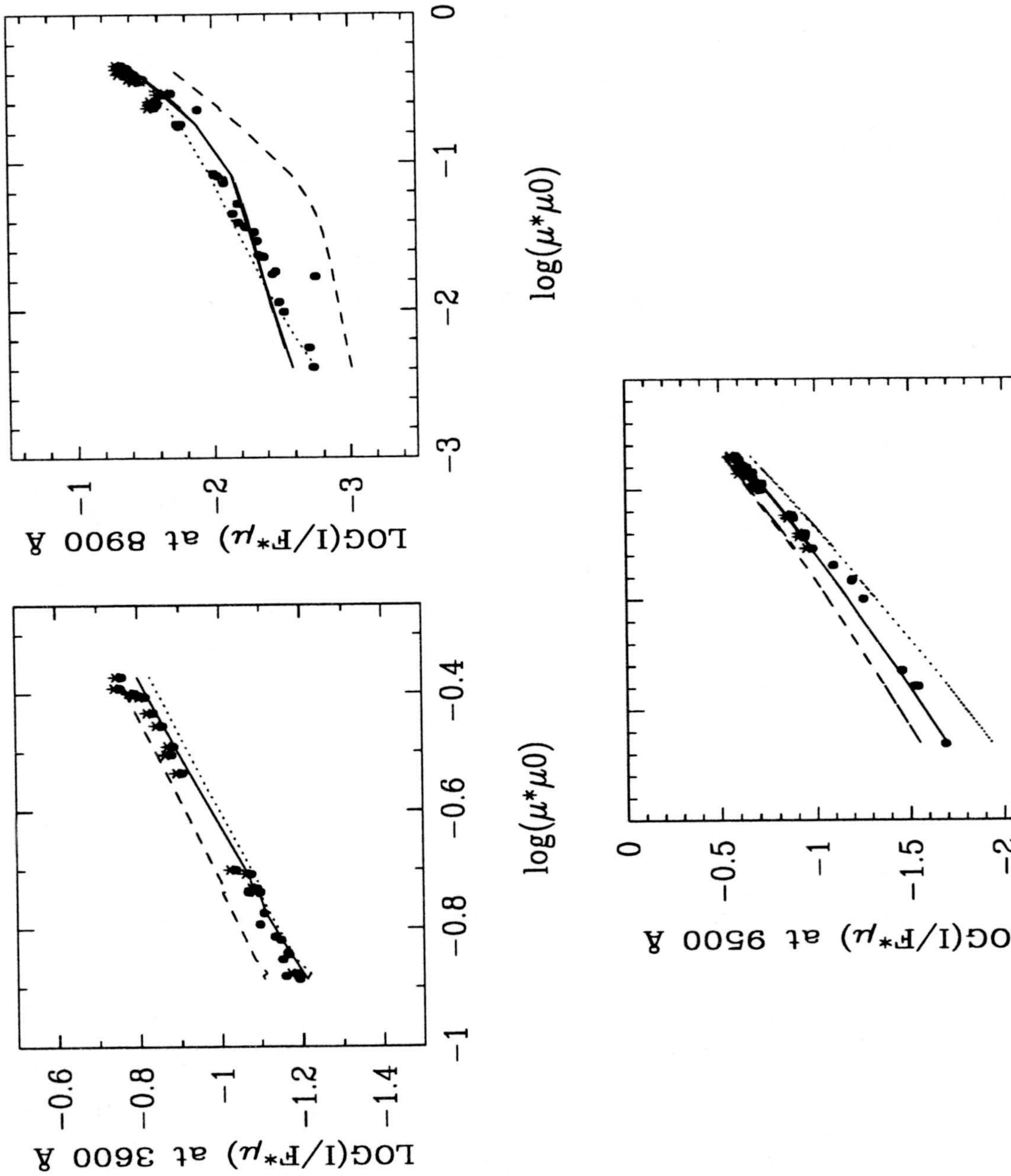


Figura 6.11: Dependencia del *limb – darkening* en el *ojo* del complejo E/F en las tres longitudes de onda al radio modal de las partículas. La linea continua corresponde al resultado para el mejor ajuste (r_m=0.15μm), la rallada corresponde a un radio modal de 0.1μm mientras que la de puntos es para $r_m = 0.2\mu m$.

Las estructuras obtenidas tras los impactos se presentan como manchas brillantes en las bandas de absorción del metano mientras que, en el ultravioleta, aparecen como manchas oscuras (figura 6.9). Éste hecho es debido a que los aerosoles cometarios se encuentran más altos que los de las regiones circundantes, reflejando por tanto fotones que de otra forma serían absorbidos por el metano y, absorbiendo otros que serían dispersados hacia atrás (sentido opuesto al de incidencia de la radiación) en longitudes de onda del ultravioleta por las moléculas de H_2 y de He. Contamos además con la fortuna de que, en la latitud donde se produjeron los impactos ($\sim -44°$), Júpiter tiene una reflectividad muy baja en las bandas de absorción del metano, por lo que el contraste entre los aerosoles cometarios y las regiones de alrededor es muy fuerte, pudiéndose observar claramente dichas estructuras. Estas evidencias observacionales han sido confirmadas con los resultados obtenidos por los modelos en las diferentes regiones de impacto. Dichos resultados sitúan el tope de la distribución de partículas en niveles estratosféricos: desde 1 mbar para los *ojos* de los fragmentos E/F y H hasta 0.2 mbar para el G. El límite inferior está situado en regiones troposféricas (entre 300 y 350 mbar). Estos resultados están de acuerdo con los obtenidos por West y col., 1995. Éstos autores encontraron que, los aerosoles, debían estar hasta niveles de unos pocos mbar o incluso menos para explicar la intensidad de radiación ultravioleta tan baja que se había medido en el limbo del planeta. Además, para justificar el comportamiento centro-limbo en la banda del metano se requería la existencia de partículas hasta, al menos, el nivel de 200 mbar. Por otra parte, existen discrepancias entre éstos resultados y los obtenidos por Banfield y col., 1996. Estos autores utilizaron observaciones espectrofotométricas en nueve longitudes de onda entre 2.0 y 2.35 μm. Para su estudio, consideraron como límites de la región de integración el 15% del pico de brillo de la mancha, estudiando regiones con un área media de $8"^2$. El hecho de realizar las observaciones en estas bandas estrechas del metano les permitía sondear distintos niveles atmosféricos comprendidos entre 1 bar y 20 mbar. No obstante, sus resultados situaban los aerosoles cometarios más altos que el límite de precisión fijado por los filtros utilizados (20 mbar) pero estableciendo el límite inferior en 50 mbar. Las diferencias entre los resultados obtenidos por Banfield y col. 1996 y los nuestros las atribuimos a las diferencias en los datos de reflectividad obtenidos en ambos casos. En efecto, si comparamos los datos de reflectividad obtenidos por Ortiz y col., 1995 y los de Banfield y col., 1996 para la región de impacto del fragmento H (figura 6.13) entre 2.0 y 2.35 μm, se ve claramente que éstos últimos son bastante más altos (hasta el

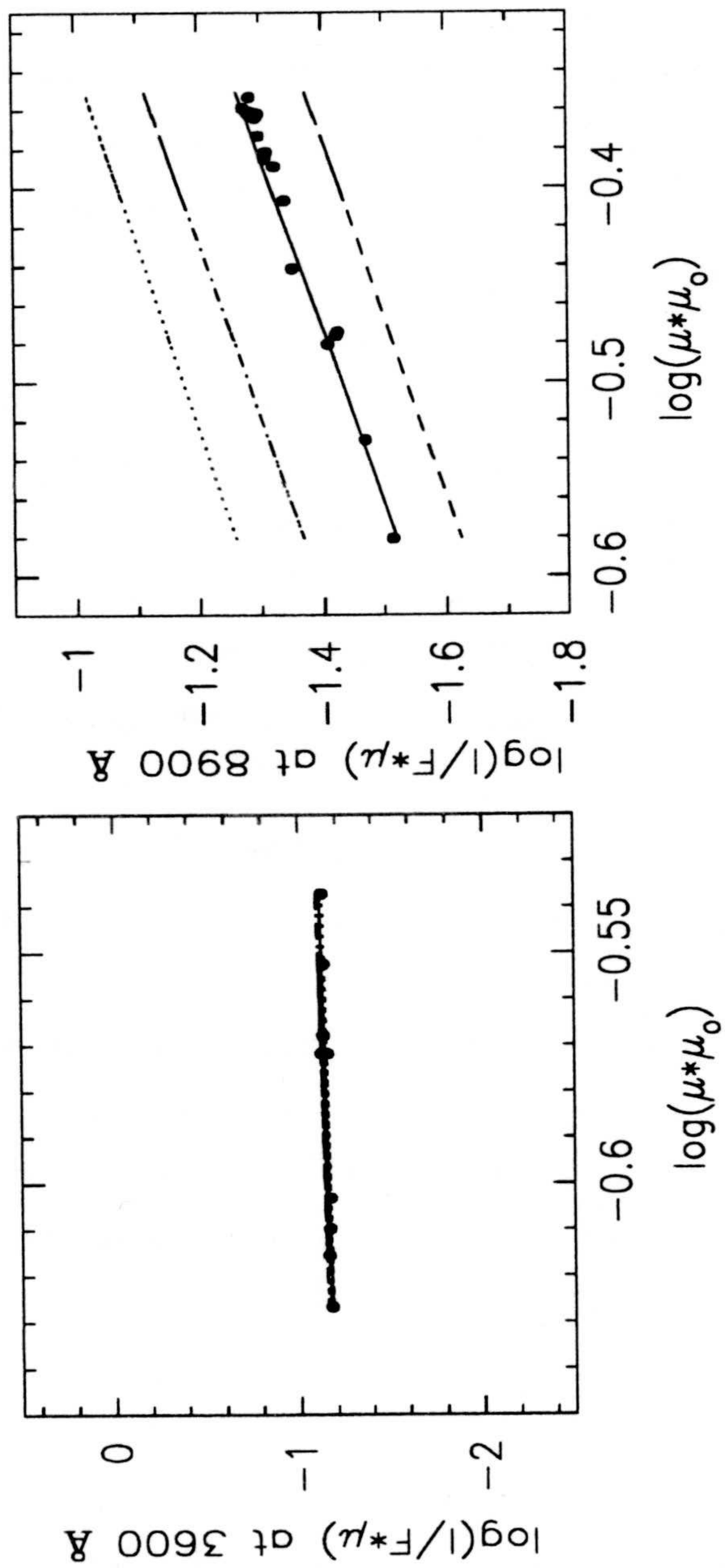


Figura 6.12: Dependencia del *limb – darkening* en el *ojo* del fragmento G en las tres longitudes de onda con el radio modal de las partículas. La linea continua corresponde al resultado para el mejor ajuste (r_m=0.2μm), la rallada es para r_m = 0.15μm, la de puntos para $r_m = 0.3\mu m$, y la de rallas y puntos para $r_m = 0.25\mu m$.

triple) que los obtenidos por Ortiz y col. Este hecho, indudablemente, origina sustanciales diferencias en los resultados del modelo ya que, como se ha mencionado anteriormente, una alta reflectividad en las bandas de absorción del metano, es originada por la existencia de partículas que reflejen la radiación desde regiones altas de la atmósfera. Por tanto, para justificar estos valores altos de reflectividad, es necesario colocar el límite inferior de la distribución en niveles atmosféricos altos.

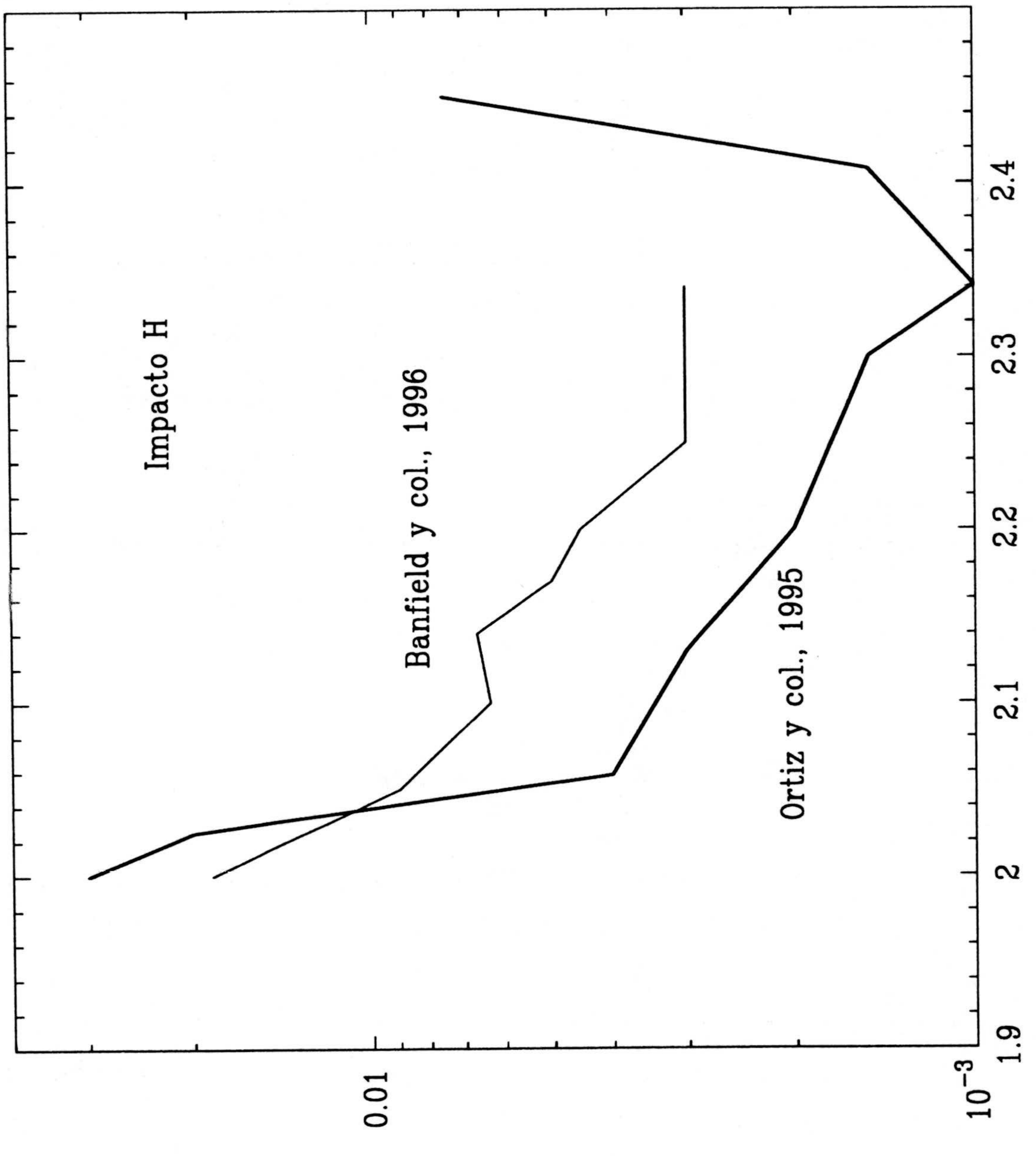


Figura 6.13: Comparación de los valores de reflectividad obtenidos para la región de impacto del fragmento H por Banfield y col., 1996 (trazo fino) y Ortiz y col., 1995 (trazo grueso).

6.3.2 Concentración de partículas. Tamaños de los fragmentos.

Atendiendo a los resultados de la concentración de partículas obtenida en cada una de las regiones de impacto (tabla 6.3) y, considerando el radio medio de las partículas, se puede calcular el volumen total que ocuparían las partículas si estuvieran agrupadas formando una esfera. Para ello consideramos el volumen de cada partícula en las diferentes regiones de impacto. En los *ojos* del fragmento H y del complejo E/F las partículas tienen una radio modal de 1.5 μm, mientras que en el G el radio es de 0.2 μm. De esta forma, el volumen por partícula será de $1.41 \times 10^{-20} m^3$ para el H y el E/F y de $3.35 \times 10^{-20} m^3$ para el G. Si consideramos ahora el área de las regiones de impacto (tabla 6.1) y las concentraciones totales de partículas en dichas regiones (tabla 6.3), nos llevará a un valor aproximado del diámetro de los impactores de unos 360 m para el E/F, 340 m para el H y unos 500 m para el G. Esta estimación se ha realizado considerando que todos los aerosoles depositados en la atmósfera proceden del impactor.

Una vez obtenida la distribución vertical de partículas en las regiones centrales de los impactos, procedimos a realizar la misma operación en las *cejas* de los mismos. Para ello, como se ha mencionado anteriormente, se calculó la reflectividad integrada en un área de 0.3" $\times$0.3" centrada en la región más ancha de la estructura. Como, en principio, no cabía esperar ningún mecanismo por el cual la composición y origen de los aerosoles en estas regiones fuese diferente a los que componen la región de los *ojos*, se consideraron como parámetros fijos del modelo los tamaños e índices de refracción. Para ello se asumieron los mismos valores que se obtuvieron en las regiones de los *ojos* para las correspondientes *cejas*. De esta forma, se fue modificando la densidad de aerosoles así como los niveles de presión que nos definen el rango de alturas de la distribución hasta conseguir un buen ajuste a los datos observacionales. La distribución de partículas que generaba los valores de reflectividad que mejor ajustaba los datos observacionales se muestra en la tabla 6.3. La representación de Minnaert para el mejor ajuste se muestra en las figuras 6.14 y 6.15 para los fragmentos G y H respectivamente.

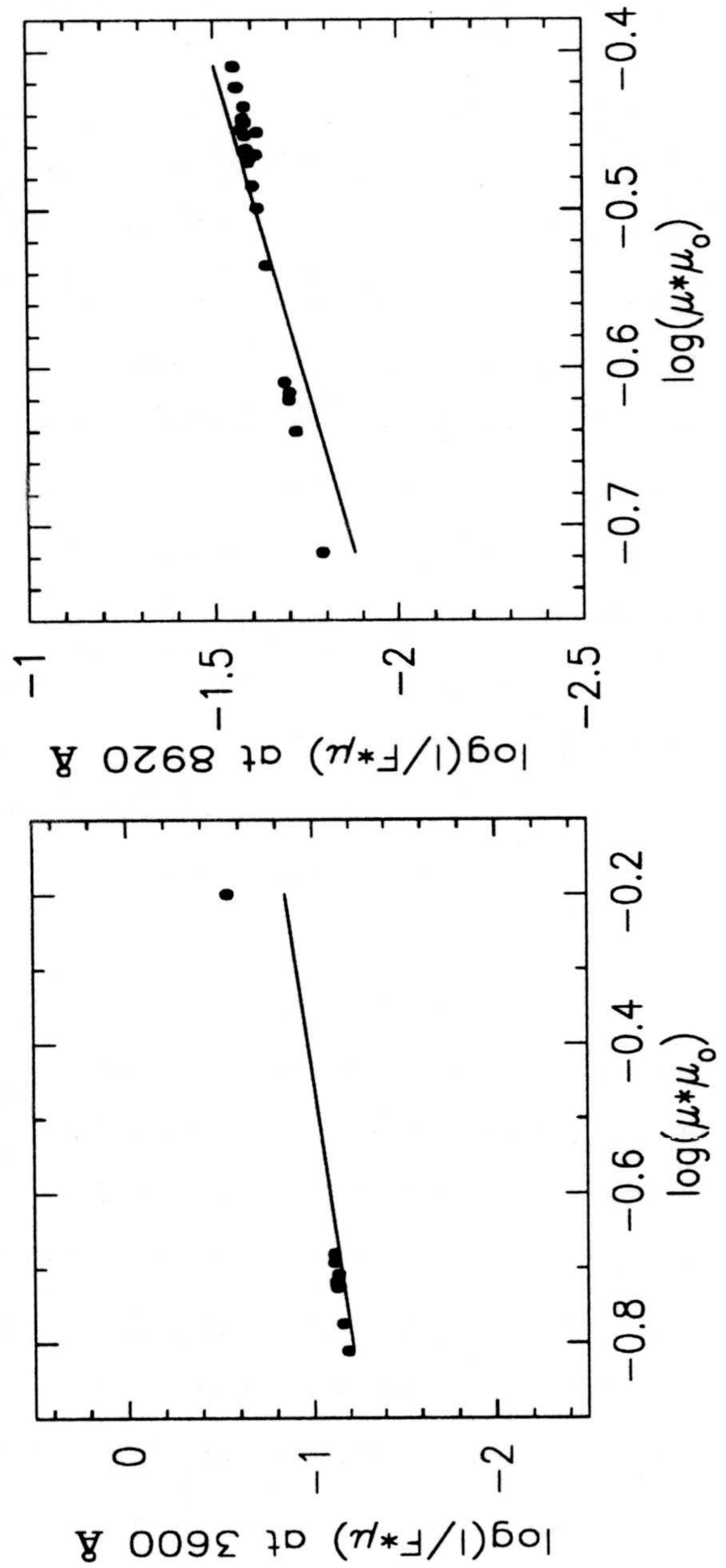


Figura 6.14: Representación de Minnaert para el mejor ajuste en la *ceja* de la región de impacto del fragmento G. Los puntos representan los datos observacionales y la linea continua los resultados del modelo.

Tabla 6.3: Estructura vertical de partículas para los núcleos de las regiones de impacto E/F, H y G a partir de la nube de NH_3. La capa superior está definida por los valores de presión p_1 y p_2 con una densidad de partículas N_{12} mientras que la inferior se encuentra entre p_2 y 450 mbar con una concentración N_{23}. La densidad total de la columna viene dada por N.

Impacto	p_1 (mbar)	p_2 (mbar)	N_{12} (cm^{-2})	N_{23} (cm^{-2})	N (cm^{-2})
ojo E/F	$1^{+2.0}_{-0.9}$	316 ± 35	$(1.5 \pm 0.3) \times 10^8$	$(9. \pm 4.5) \times 10^9$	$(9.1 \pm 4.5) \times 10^9$
ojo H	$1^{+2.0}_{-0.9}$	350 ± 35	$(2.4 \pm 0.5) \times 10^8$	$(8. \pm 4.0) \times 10^9$	$(8.2 \pm 4.0) \times 10^9$
ojo G	$0.2^{+0.3}_{-0.1}$	300 ± 50	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^9$	$(8.5 \pm 4.2) \times 10^9$	$(9.9 \pm 4.5) \times 10^9$
ceja H	0.05 ± 0.03	300 ± 50	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^9$	$(2. \pm 1.0) \times 10^9$	$(3.2 \pm 2.5) \times 10^9$
ceja G	0.8 ± 0.2	300 ± 50	$(8.0 \pm 1.0) \times 10^8$	$(9.0 \pm 4.5) \times 10^8$	$(1.7 \pm 5.5) \times 10^9$

Si comparamos la concentración total de partículas en las distintas regiones de impacto se ve que, en las regiones de las *ojos*, la concentración total es mayor (alrededor del triple para el fragmento H y el quíntuple para el G) que en sus correspondientes *cejas*. Por otra parte, si tenemos en cuenta la proporción de partículas en las distintas capas de la estructura vemos que, el porcentaje de partículas en la capa superior en la ceja es mayor que la correspondiente para la misma región en la zona de los *ojos* (ver tabla 6.4). Este hecho, además de la distancia a la que se encuentran estas estructuras de los núcleos centrales, es consistente con la idea de que las partículas, en dichas regiones, fueron eyectadas a altas velocidades desde los penachos detectados en el limbo del planeta por el Telescopio espacial (Hammel y col., 1995). Por otra parte, las partículas de las regiones centrales, (*ojos*), son originadas por el flujo de gas ascendente desde las capas más profundas en regiones cercanas al tubo por donde penetró el bólido así como las partículas que cayeron sobre este área despues de la eyección.

La estimaciones en los tamaños de los núcleos tambien estan de acuerdo con la clasificación de los tamaños de los fragmentos atendiendo a los picos de flujo en 2.3 μm realizada por Nicholson 1996. En este estudio, Nicholson ha representado el flujo del máximo principal en 2.3 μm frente a la clasificación de los fragmentos basada en las imágenes del Telescopio espacial Hubble (Hammel y col., 1995). Según éste diagrama, que se muestra en la figura 6.16, se pueden dividir los fragmentos en los siguientes grupos:

1. Fragmentos mayores: G, K y L. Produjeron picos en el infrarrojo de 200 Jy o mayores. generaron estructuras post-impacto fácilmente detectables desde

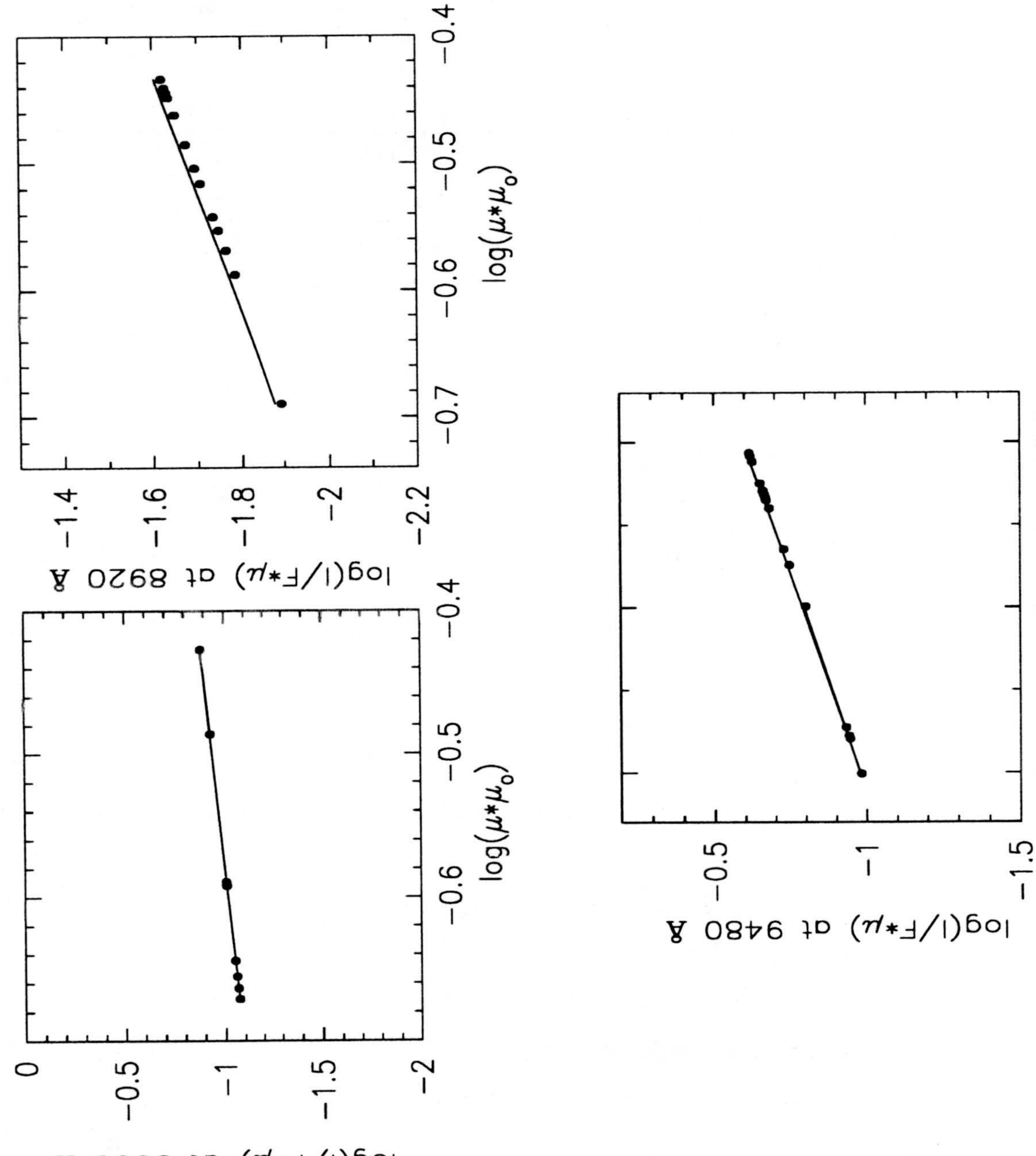


Figura 6.15: Representación de Minnaert para el mejor ajuste en la *ceja* de la región de impacto del fragmento H. Los puntos representan los datos observacionales y la linea continua los resultados del modelo.

Tabla 6.4: Porcentaje de partículas en cada capa de la estructura vertical para las distintas regiones de impacto de los fragmentos G y H.

	Ojo G	Ceja G	Ojo H	Ceja H
N_{12} % Conc. Part.	14.14 %	47.05%	2.63%	37.5%
N_{23} % Conc. Part.	85.85%	52.94%	87.91%	62.5%

Tierra.

2. Fragmentos de tamaño medio: E, H, Q1, R, S y W. Todos ellos (excepto el S y el W muy cerca de las regiones del G y del K por lo que no se pudieron distinguir) dieron lugar a estructuras de clase 2 según la clasificación del HST (2a: la región de impacto tiene una extensión entre 4000 y 8000 km, a ella pertenecen los fragmentos A, C, E, y H; 2b: la región de impacto es menor de 3000 km, en este caso estan los fragmentos R y Q1.) Los fragmentos pertenecientes a este grupo formaron estructuras post-impacto detectables desde Tierra.

3. Fragmentos pequeños: A, C y D. El máximo de emisión en el infrarrojo es pequeño (5-10 Jy). De hecho los fragmentos D y G cayeron en la misma zona, siendo el primero indistinguible. Por esta razón, en el estudio realizado para esta tesis, el fragmento D no ha sido tenido en cuenta al estudiar la región de impacto G. No obstante, el A y el C fueron considerados de clase 2a por las imágenes del Hubble, siendo el pico de emisión en 12 μm comparable al detectado para el E y el Q1.

4. Fragmentos muy pequeños: B, M, N, Q2, U y V. No dejaron ninguna estructura en la atmósfera Joviana detectable desde Tierra y solo el B, N y Q2 fueron detectables mediante imágenes de mayor resolución del HST. Los impactos B y M fueron detectados solamente por el telescopio Keck. El Q2 produjo un precursor muy claro aunque el máximo principal fue muy débil. El precursor del fragmento V fue detectado desde dos observatorios aunque no hay cons tancia del máximo principal. El impacto del fragmento U, por otra parte, es cuestionable.

5. F, G2, J, P1, P2 y T: no hay detecciones constatadas de dichos impactos. Los fragmentos J y M desparacieron, al menos, 6 meses antes de que se iniciasen los impactos. Los fragmentos P1 y P2 tambien se desintegraron aunque algo mas tarde.

Por lo tanto, los fragmentos E y H estarían dentro del grupo de fragmentos medianos (nuestra estimaciones de tamaño para el E es de 360m en diámetro y de 340 m para el H), mientras que el G sería de los mas grandes (500 m en diámetro según nuestras estimaciones).

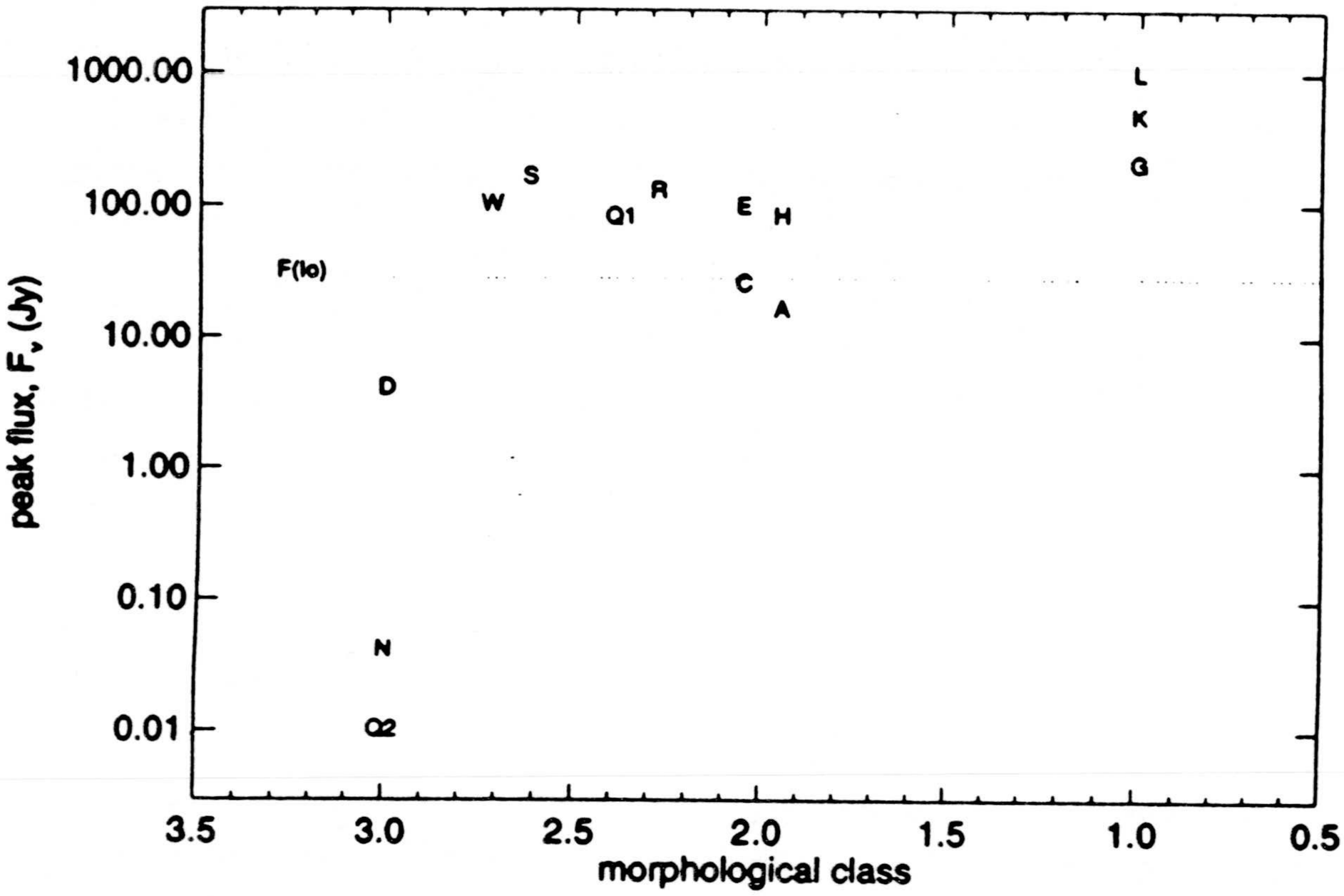


Figura 6.16: Comparación de los picos de flujo del máximo principal en $2.3\mu m$ frente a la clasificación de los impactos basada en las imágenes del HST (Hammel y col., 1995).

6.4 Conclusiones

Tras el análisis de parte de la gran cantidad de datos obtenidos durante la semana de impacto, el estudio de las partículas depositadas en la atmósfera tras los mismos nos llevan a las siguientes conclusiones: Aunque cabe pensar que dichas partículas sean agrupaciones de pequeños monómeros de formas irregulares, el estudio realizado considerándolas como esferas ha sido satisfactorio, obteniendose los mejores resultados para esferas con radios comprendidos entre 0.1 y 0.25 μm. Tras los impactos se originaron en la atmósfera estructuras de polvo en las que se podían distinguir un núcleo central (originado por el material expulsado desde niveles profundos de la atmósfera despues de su entrada en la misma y la posterior caida de partículas tras la erupción), y una estructura en forma de luna creciente alejada del núcleo originada por la caida de material tras la erupción mencionada anteriormente. La concentración de partículas en el núcleo central es mayor ($\sim$ 2.5 veces para el H y $\sim$6 veces para el G) que en su *ceja* correspondiente. Además, la proporción de partículas en las capas altas de la atmósfera es mayor en la zona de las *cejas* que en los *ojos* apoyando así el mecanismo de formación propuesto. Las partículas se encuentran entre 300 mbar alcanzando el tope superior niveles estratosféricos en torno a 1 mbar. Se ha hecho una estimación del tamaño de los fragmentos estudiados en este trabajo (E/F, G y H) obteniéndose valores que estan de acuerdo con las medidas de los picos del máximo principal en las imágenes de 2.3 μm situando al fragmento G entre los mayores (diámetro$\sim$500 m), y al E y H entre los medianos (diámetros de 360 y 340 m respectivamente). Las propiedades ópticas obtenidas para las partículas no coinciden con las de los materiales propuestos como componentes de las mismas (figura 6.13). No obstante, se considera que, entre un 10 y un 20 % del volumen total de partículas pueden ser silicatos y cristales de agua. Tambien se han detectado, en cantidades significantes, materiales orgánicos (CO, CS, OCS, CS_2 y HCN), así como el grafito y el azufre (S_2 y H_2S) (West 1996). Por lo tanto se concluye que las propiedades ópticas deben ser debidas a una mezcla termoquímica de todos estas sustancias.

CAPÍTULO 7

Manchas Calientes.

7.1 Introducción.

El 7 de diciembre de 1995, el módulo de descenso de la misión Galileo penetró en la atmósfera del planeta gaseoso obteniendo, por vez primera, medidas "*in situ*". La información recibida de la sonda definió las características de la atmósfera Joviana en la región de entrada de la misma hasta niveles bastante más profundos que los de las nubes visibles. La sonda comenzó a realizar medidas atmosféricas unos 53 segundos ($\sim$ 0.3 bar) después de lo que estaba previsto. Este retraso fue debido a un fallo en el procesador de comandos de la sonda que no activó el mecanismo de deceleración de entrada de la misma, abriéndose el paracaidas de frenado después de lo que estaba previsto. Debido a este fallo, las medidas empezaron a realizarse en la parte inferior del tope de la estructura de nubes (la supuesta nube de cristales de amoniaco) y no en la parte superior de la misma como se había previsto. En contraposición, las espectativas de medida en los niveles mas profundos fueron ampliamente superadas, alcanzando el nivel de presión de 24 bar frente a los 10 bar que estaban previstos. Esto ocurría 61.4 minutos desde su entrada en la atmósfera. La sonda llevaba a bordo 7 experimentos con los que se pretendían los objetivos que se presentan en la tabla 7.1.

Para determinar las características de la región de entrada de la sonda, fue necesario realizar observaciones desde tierra (Orton y col., 1996). En la figura 7.1 se muestran cuatro imágenes realizadas en 4 filtros diferente del infrarrojo cercano para sondear distintas regiones de la atmósfera Joviana. De esta forma, en 1.58 μm se muestrea la reflectividad de las nubes, en 3.8 μm la neblina estratosférica así como las nubes en la parte superior de la troposfera, en 2.3 μm, se estudia la estratosfera inferior mientras que, en 4.85 μm, se recibe información sobre la emisión térmica de la parte superior de las nubes. En la imagen se representa las distintas temperaturas atmosféricas mediante distintos tonos de rojos. Las regiones más oscuras corresponden a regiones de emisión con tempera turas cercanas a los 185 K miestras que las más brillantes estan asociadas a las áreas

Tabla 7.1: Instrumentos de la sonda Galileo.

Instrumentos	Objetivos
Atmospheric structure instrument (ASI)	Estructura térmica, vientos verticales
Energetic particle detector (EPI)	Parámetros de los cinturones internos de radiación
Lightining-radio emission detector (LRD)	Propiedades ópticas y de radio de los relámpagos
Helium abundance detector (HAD)	Abundancia relativa del helio
Nephelometer (NEP)	Parámetros de las nubes, localización
Net flux radiometer (NFR)	Flujo relativo Solar-planetario
Neutral mass spectrometer (NIMS)	composición
Doppler wind experiment (DWE)	perfil zonal de vientos
radio scintillation experiment	Turbulencias y señales de absorción
Ground-based Doppler wind	perfil zonal de vientos

más calientes con temperaturas en torno a los 255 K. El espectro de Júpiter no está practicamente afectado por absorciones gaseosas en esta longitud de onda, debiéndose la radiación emitida a emisión térmica más que a luz solar reflejada. Las manchas más brillantes (y por tanto más calientes) son regiones que se suponen libres de nubes que enmascaren la emisión térmica desde regiones más profundas. Estas manchas se conocen como *manchas calientes* o *hot spots*. Estas regiones más brillantes en 4.85 μm se corresponden con las zonas más oscuras que se aprecian en la misma latitud ($\sim 8N$) en nuestras imágenes en 9480 Å. Las *manchas calientes* cubren menos del 1% del área del planeta y en torno a un 15% en la latitud de la región de entrada de la sonda. Por tanto, los datos obtenidos en esta región tan singular, podrían no ser representativos de la atmósfera Joviana. En la tabla 7.2, se presentan los valores de mezcla respecto al hidrógeno obtenidos tras el análisis de los datos del Espectrómetro de Masas (Niemann y col., 1996).

Tabla 7.2: Razones de mezcla respecto al H_2 de distintas especies. R_S es la razón respecto al valor solar.

Especie	Atmósfera de Júpiter	R_S
^4He	0.156 ± 0.006	0.80
^{20}Ne	$(2.3 \pm 0.25) \times 10^{-5}$	0.1
^{36}Ar	$(1.0 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	1.6
^{84}Kr	$\leq (8.5 \pm 0.4) \times 10^{-9}$	≤ 5
^{132}Xe	$\leq (5 \pm 2.5) \times 10^{-9}$	≤ 50
CH_4	$(2.1 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	2.9
H_2O	$\leq (3.7 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	≤ 0.2
NH_3	$\leq (3.5 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	≤ 16
H_2S	$(7.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	2.2
D/H	$(5 \pm 2) \times 10^{-5}$	
$^3He/^4He$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	
$^{13}C/^{12}C$	0.0108 ± 0.0005	1.0

Estos valores vedrían a apoyar la teoría de *nucleación* de formación del planeta gaseoso frente a la de *condensación*. La teoría de *condensación* considera que Júpiter

se formó por condensación gravitacional de la materia de la nebulosa primigenia, lo que lleva a pensar que la composión del planeta debería ser muy cercana a la composición solar. Mientras que la de *nucleación* considera que el núcleo del planeta se formaría, por agregación de hielos y sólidos (planetesimales) de la nebulosa primitiva. Este núcleo provocaría el colapso de la envoltura gaseosa que lo rodeaba hasta formar su atmósfera (Gautier y Owen, 1989). Por otra parte, debido al calentamiento de estos planetesimales durante la formación del núcleo, se liberarían gases que contribuirían a la formación de la atmósfera. Si los hielos tenían altas cantidades de CO, CO_2, N_2 y largas cadenas de hidrocarbonos, podrían reaccionar con el H_2, presente en la atmósfera planetaria inicial para formar CH_4 y NH_3. Los experimentos de laboratorio demuestran que el H_2, He y Ne no pueden condensar formando hielos, excepto para temperaturas por debajo de 25 K, como ocurre con N_2, NH_3, CO, CH_4, Ar y otros gases nobles pesados. Tendríamos por tanto dos contribuciones para la formación de la atmósfera: gas procedente de la nebulosa original cuyo contenido en elementos condensables es bajo pero con proporciones solares de H, He y Ne, y gases que emanan desde el núcleo. El resultado será una mezcla de gases enriquecida respecto a la nebulosa primitiva de los gases de los compuestos que forman el núcleo. Lo cual explicaría el enriquecimiento de elementos pesados en la atmósfera. Respecto al agua, la sonda penetró más de 100 km bajo el tope de las nubes encontrándose que la abundancia de agua es el 20% de la abundancia solar en regiones más profundas de 10 bar, decreciendo hasta el 10% entre 10 y 8 bar. Este valor se mantiene hasta los 6 bar, decreciendo en un factor 10 entre 6 y 3 bar. Este hecho podría explicarse considerando que la región en la que penetró la sonda es más caliente, por lo que podría ser que la abundancia medida fuese menor que en el resto del disco aunque ésta hipótesis parece poco probable (Niemann y col., 1996). La escasez de agua tambien podría ser explicada mediante el modelo de nucleación ya que, según éste, el vapor de agua, menos volátil, permanecería cerca del núcleo, mientras que gases como CO, CH_4, y N_2 podrían escaparían enriqueciendo la atmósfera en C y N.

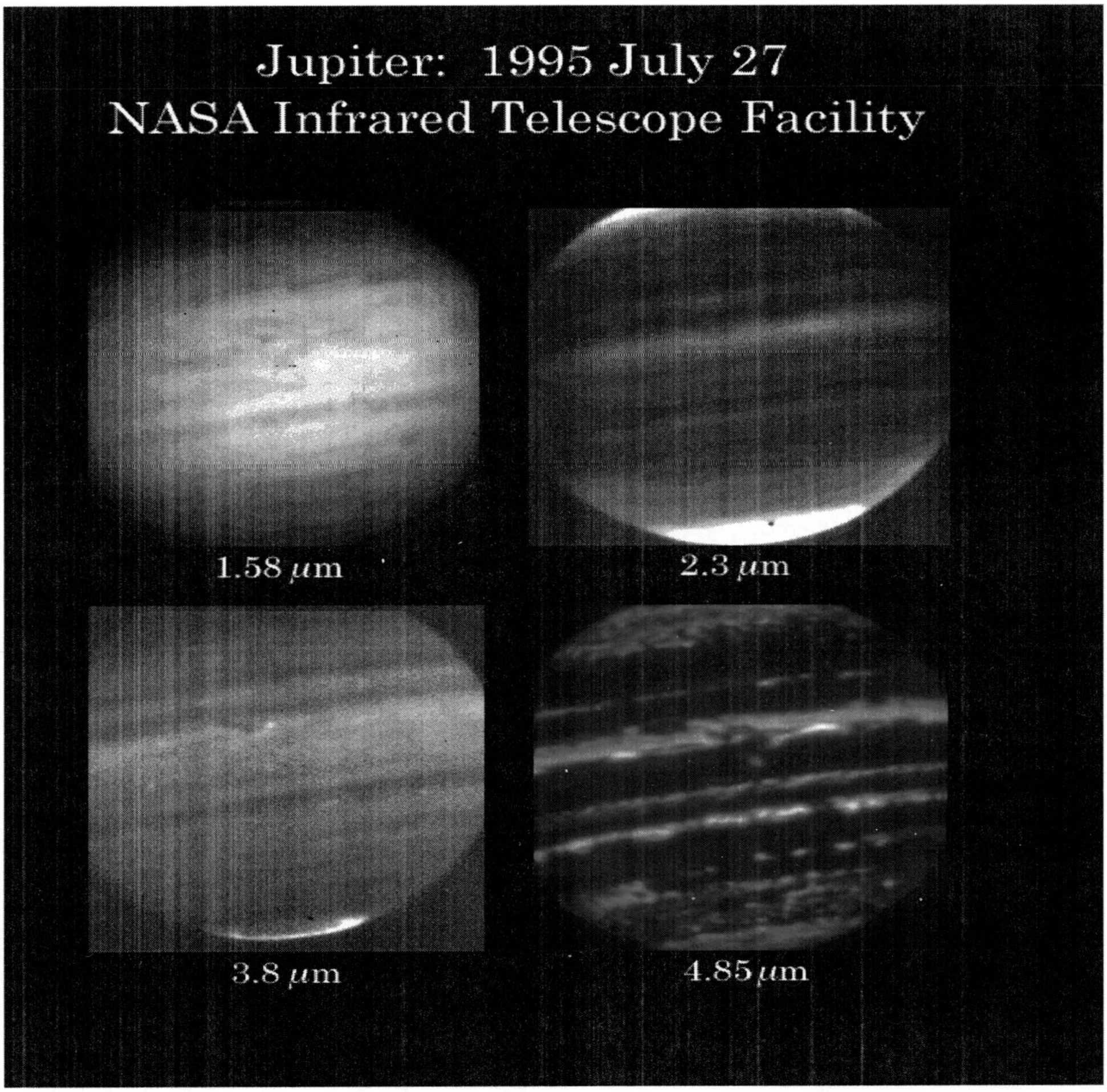


Figura 7.1: Imágenes de Júpiter en el infrarrojo cercano realizadas con la instrumentación del *Infrared Telescope Facility* en Mauna Kea, Hawaii.

7.2 Estructura vertical en las manchas calientes.

Ya en 1977, Terrile y Westphal realizaron observaciones de Júpiter en la región de 5 μm para obtener la distribución de temperaturas a lo largo del disco. Observaron que los niveles menores de flujo provenían de las zonas, obteniendo una temperatura para estas regiones en torno a los 195 °. Las regiones más calientes serían los cinturones, apareciendo picos de emisión en manchas localizadas en las regiones ecuatoriales con temperaturas en torno a los 260 K. Estas fuertes diferencias en los valores de la temperatura a partir de las medidas de flujo en 5 μm son debidas a la ocultación de calor de los niveles inferiores por nubes frías y ópticamente espesas. Esto requeriría que la cobertura de nubes no estuviese distribuida de una forma homogénea a lo largo del disco. Concretamente, las nubes altas deberían estar presentes sobre la zonas, bloqueando prácticamente todo el flujo de 5 μm procedente de niveles inferiores. Los cinturones aparecerían más calientes al estar relativamente libres de estas nubes. Por lo tanto, el hecho de que la región de entrada de la sonda Galileo fuese una de estas regiones donde la estructura nubosa es más tenue nos ha inducido a realizar un estudio sobre la distribución de nubes en estas áreas singulares de la atmósfera de Júpiter.

7.3 Metodología.

Como se ha dicho anteriormente, las *manchas calientes*, brillantes en las imágenes de 5 μm, se correponden con las manchas oscuras que se presentan en las imágenes obtenidas con el filtro de 9480 Å. En la figura 7.2 se muestra una imagen realizada el 18 de julio de 1994 en el telescopio William Herschel. En ella se muestra, rodeada por un circulo, una de estas manchas calientes. En la figura 7.3 se muestra un corte de reflectividad en latitud 8° N para esta imagen en la que se ve que la reflectividad es más baja para la mancha caliente que en las regiones adyacentes.

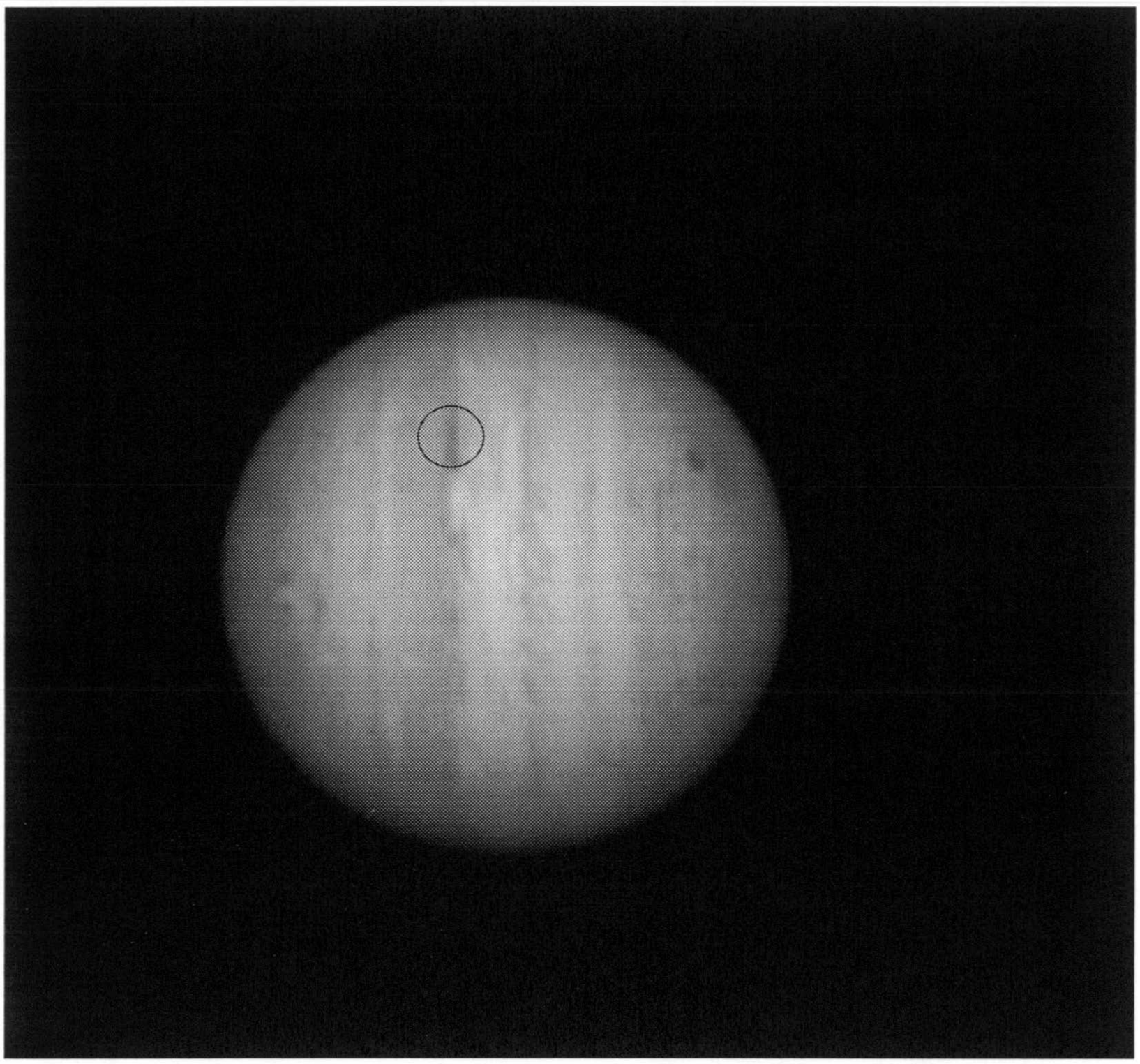


Figura 7.2: Imagen obtenida el 18 julio 1994 en el telescopio William Herschell con el filtro de 9480Å. La región oscura encerrada en el circulo corresponde a una *mancha caliente*.

El problema que nos encontramos al modelizar estas manchas es que no se observan practicamente en las imágenes en 3600 Å ni en las de 8920 Å. Para localizarlas en estos estos filtros se siguió el siguiente proceso:

- Se elegieron imágenes en 9480 Å buscando, a partir de ellas, otras en 3600 y 8920 Å que se hubiesen realizado inmediatamente antes o después que la primera para conseguir así que el giro del planeta fuese practicamente despreciable entre las tres imágenes.

- Se centraron y cortaron cada grupo de tres imágenes de modo que coincidiesen sus centros.

- Se realizaron cortes en latitud 8° (correspondiente a la latitud de las *manchas calientes*).

- Se calcularon las coordenadas de la *mancha caliente* en las imágenes de 9480 Å, realizándose cortes de reflectividad frente al número de pixeles en la latitud de la *mancha*. Estas gráficas se compararon para las tres imágenes apareciendo variaciones de reflectividad en las regiones que habían sido marcadas como *manchas calientes* en las imágenes de 9480 Å, confirmando así que el centrado de las imágenes era correcto.

Una vez localizada el área correspondiente a la *mancha caliente*, se calculó el valor de reflectividad en el máximo número de geometrías observacionales posibles. Procediendo de igual forma que en casos anteriores, se partió de la estructura vertical de nubes típica del atmósfera de Júpiter. El mejor ajuste se obtuvo para la distribución que se presenta en la tabla 7.3. En la figura 7.4 se muestra la representación de Minnaert para el resultado del mejor ajuste.

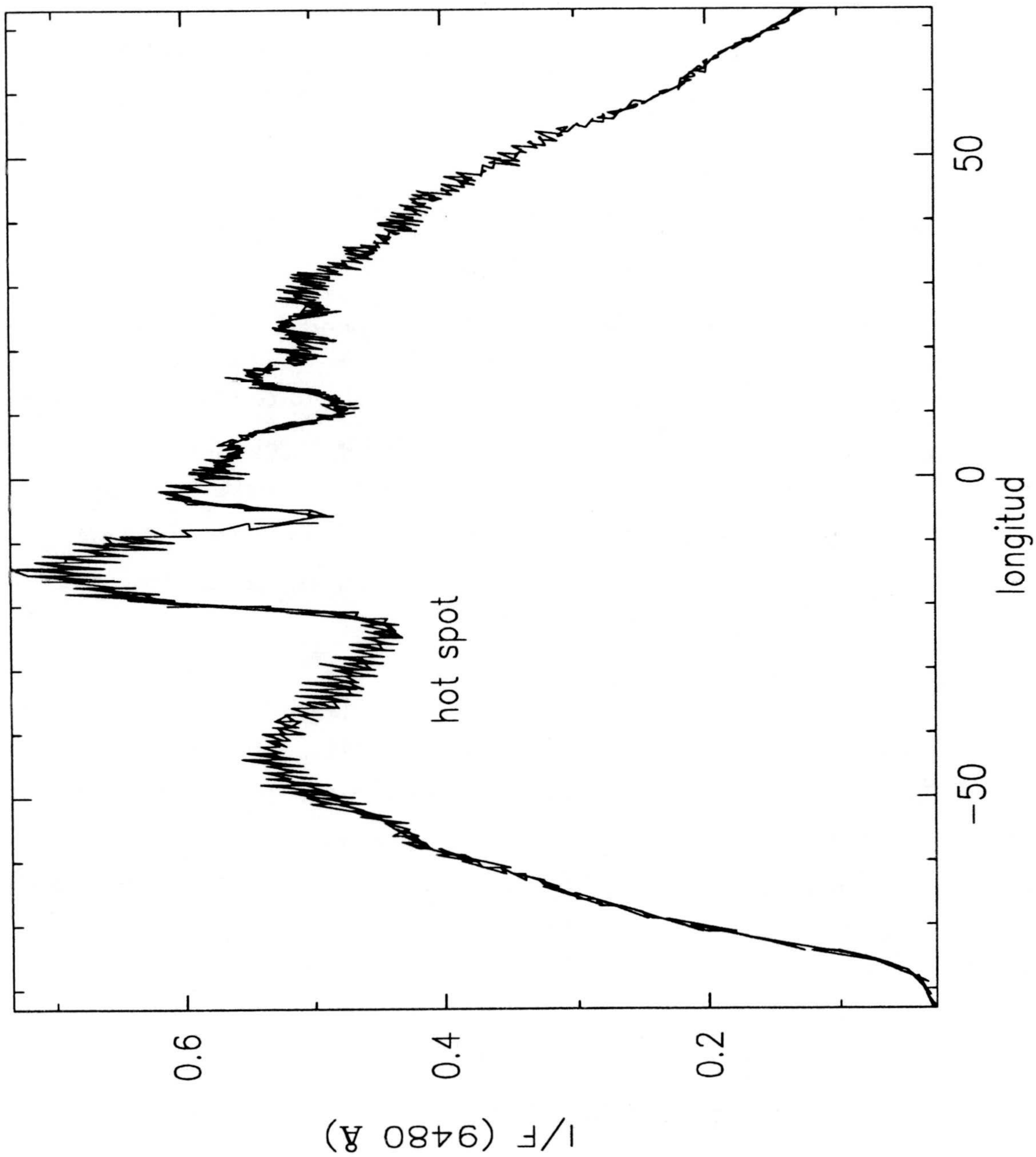


Figura 7.3: Representación de la reflectividad frente a la latitud para un corte en latitud 8 ° N (imagen de 9480 Å).

Figura 7.4: Representación de Minnaert para el mejor ajuste en la *mancha caliente*. Los puntos representan los datos observacionales y la linea continua los resultados del modelo.

Tabla 7.3: Distribución vertical de partículas en la región de la *mancha caliente*.

pmin (mbar)	pmax (mbar)	N (cm^{-2})	r_m (μm)	n_r (3600Å)	n_r (∼9000Å)	n_i (3600Å)	n_i (∼9000Å)	τ (9480 Å)
60.	110.	10^8	0.28	1.9	1.7	0.03	0.01	0.80
300.	500.	10^8	0.8	1.47	1.414	6.324e-6	4.7424E-5	8.14
1400.	1600.	1.5×10^8	0.5	1.7	1.7	5E-5	5E-5	0.0049

En 2000 mbar se situó una nube semi-infinita caracterizada por una función de Henyey-Greenstein de dos términos caracterizada por los parámetros $g_1 = 0.8$, $g_2 = -0.75$, $f = 0.979$ y un albedo de scattering simple $w = 0.97$.

7.4 Comparación con los resultados del modulo de descenso de Galileo.

Como se ha explicado en la introducción, la sonda inició sus medidas a partir de 0.42 bar, por lo que no se puede decir nada sobre la presencia de la neblina estratosférica (situada, según nuestros resultados, entre 50 y 150 mbar) a partir de los datos de la sonda.

7.4.1 Composición de la atmósfera de Júpiter.

La composición de la atmósfera entre 0.5 y 21 bar a lo largo de la trayectoria de la sonda se determinó mediante el *Quadrupole Mass Spectrometer* (Niemann y col., 1996). Los resultados obtenidos para la razón de mezcla del helio respecto al hidrógeno es de 0.156, cercano al valor solar. La cantidad de carbono es 2.9 veces la abundancia solar, siendo la de azufre mayor que la solar. Por otra parte, la de oxígeno es mucho menor que la solar. Las medidas de presión y temperatura realizadas por la sonda seguían una adiabática seca entre 0.41 y 24 bar, lo cual es consistente con la ausencia de la nube de agua y del bajo contenido de agua detectado por el *Mass Spectrometer* (Seiff y col., 1996).

7.4.2 Net Flux Radiometer.

Al penetrar en la atmósfera, el *Net Flux Radiometer* (NFR) midió los flujos de radiación solar y térmico netos para determinar donde y cómo está siendo calentada y enfriada la atmósfera por radiación, entendiendo como flujo neto, la diferencia entre los flujos ascendentes y descendentes. En torno a 0.5-0.6 bar se midió un calentamiento comparable al que se podía esperar que originara una nube de NH_3 de partículas grandes (100 μm) con una profundidad óptica en torno a 2 en 0.5 μm. Atreya y col., 1996, analizaron los datos obtenidos por el NFR. Según estos estudios, el mejor ajuste para los datos del NFR requiere que el NH_3 esté agotado bajo su nivel de condensación (0.6 bar), aumentando desde un valor $\sim 1/100$ el valor solar en 0.5 bar hasta 1/20 el valor solar en 1 bar. El hecho de este empobrecimiento de la abundancia de amoniaco, daría lugar a una nube muy tenue de cristales de amoniaco en torno a 0.5 bar y otra de cristales de NH_4SH en 1.4 bar. Estos resultados son consistentes con las nubes detectadas por el *Nephelometer* como se explica a continuación.

7.4.3 Nephelometer.

La única nube significante que detectó el *nephelometer* tiene su base en torno a 1.55 bar, aunque hay muchas indicaciones de concentraciones de pequeñas densidades de las partículas a los largo de la trayectoria de la sonda (Ragent y col., 1996). La composición de las partículas de esta nube es incierta. En estos niveles de presión, los cálculos de equilibrio termoquímico con las concentraciones de abundancias solares, predicen la existencia de especies condensadas como hidrosulfuro de amonia (NH_4SH), complejos compuestos de amoniaco y azufre y compuestos como el sulfuro de hidrógeno. Los resultados de las medidas de abundancias indican que las concentraciones de amoniaco y azufre son suficientes para producir la tenue estructura observada. La otra posibilidad es que se estuviese observando una nube débil de agua. No obstante, la temperatura en la base de la estructura observada ($\sim$90°C) es tan baja, que no es posible que la presión de vapor sea suficiente para justificar la nube de agua en estos niveles de presión. Ragent y col., 1996, han asumido que la nube está formada por algún componente de azufre y amoniaco. Hay que hacer notar tambien que el movimiento atmosférico, involucrando fuertes vientos verticales, puede producir una distribución espacial de partículas diferente de la predicha mediante los análisis de equilibrio estable. Tambien se ha detectado una nube fina (su espesor no es mayor de 0.5 km) en torno a 1.9 bar. Esta nube parece ser bastante

menos densa que la se midió por encima, por lo que se cree bastante probable que sea una porción de la misma.

Por tanto los resultados obtenidos en este trabajo y los obtenidos por la sonda son coherentes. En la tabla 7.4 se comparan los resultados de este trabajo así como los de los diferentes instrumentos de la sonda.

Tabla 7.4: Comparación de los niveles de presión donde se han detectado estructuras nubosas por los instrumentos de la sonda y los resultados de este trabajo.

	Este trabajo	Nephelometer	NFR
NH_3	$0.3 < P < 0.5$ bar		~ 0.5 bar
¿ NH_4SH?	$1.4 < P < 1.6$ bar	$1.5 < P < 1.6$ bar	~ 1.4 bar
??	2 bar	~ 1.9 bar	

7.5 Conclusiones

Los resultados del mejor de ajuste del modelo en estas regiones singulares de la atmósfera Joviana sitúa una capa de aerosoles estratosféricos (*haze*) entre 60 y 110 mbar. Se ha detectado tambien una posible nube de amoniaco entre 300 y 500 mbar y otra nube muy tenue entre 1400 y 1600 mbar. Los radios de las partículas en dichas nubes son de 0.28 μm para la neblina estratosférica, 0.8 μm para la nube de amoniaco y de 0.1 μm para la tercera nube cuya composición podría ser diferentes compuestos de azufre. Estos resultados concuerdan con los resultados del módulo de descenso de Galileo a partir de 0.42 mbar.

CAPÍTULO 8

Resumen y conclusiones.

8.1 Gran Mancha Roja.

Se ha realizado un modelo de la atmósfera ambiente en latitud $-20.5°$ obteniéndose dos estructuras compatibles con nuestros datos de reflectividad. El estudio de la distribución de partículas en la *Gran Mancha Roja* se realizó en tres fechas distintas: marzo de 1993 (antes de la regeneración de la SEB), junio de 1993 (después de la regeneración) y julio de 1994. La distribución vertical de partículas no ha variado entre junio de 1993 y julio 1994 aunque si se han observado diferencias respecto a los resultados de marzo 1993. Las partículas se encuentran entre 2.1 y 450 mbar en junio del 1993 y julio de 1994 y entre 0.7 y 500 mbar en marzo de 1993. Los radios modales de las partículas varían entre 0.18 y 0.6 μm atribuyéndose a éste último parámetro la diferencia de color respecto a las regiones circundantes, habiéndose demostrado la imposibilidad de ajustar los datos de reflectividad con párticulas de fósforo rojo.

8.2 Regiones Polares.

Se ha realizado un estudio de la capa de aerosoles estratosféricos de la región polar sur, tanto de los fenómenos que lo originan como de su distribución con la altura. En las imágenes de 8920 Å se han detectado variaciones longitudinales en la concentración de la estructura de aerosoles. Coincidiendo, la longitud correspondiente a el área de mayor concentración con las *manchas calientes* de máxima emisión vibracional del metano en el infrarrojo, sugiriendo así una mayor producción de hidrocarburos (firmes candidatos de la composición de las partículas de las regiones polares) mediante fenómenos aurorales. Se han obtenido, por tanto, la estructura vertical en ambas regiones, obteniéndose que las partículas se encuentran entre 0.5 y 400 mbar con radios modales variando entre 0.04 y 0.23 μm.

8.3 El impacto del cometa Shoemaker-Levy 9 con Júpiter.

Se han estudiado las partículas depositadas en las regiones de impacto de los fragmentos E/F, G y H, diferenciando entre los núcleos centrales *ojos* y las *cejas*. Los resultados sitúan el tope superior de las partículas en regiones estratosféricas ($\sim$ 1 mbar), encóntrandose una mayor proporción de partículas los niveles más altos de la distribución (desde el tope hasta, aproximadamente 300 mbar) en las regiones de las *cejas* que en las de los *ojos*. El radio modal de las partículas obtenido está entre 0.15 y 0.2 μm. Así mismo, a partir de la concentración de partículas en cada región se ha realizado una estimación del tamaños de los fragmentos, obteniéndose diámetros de 340, 360 y 500 m para el E, H y G respectivamente.

8.4 Manchas calientes.

Se ha estudiado la estructura nubosa de una de las típicas *mancha caliente* situadas en las regiones ecuatoriales ($\sim$ 8 N), comparando los resultados con los obtenidos por el módulo de descenso de Galileo. En la distribución final se ha situado una capa de neblina estratosférica entre 60 y 110 mbar, una nube de amoniaco entre 300 y 500 mbar y nube tenue entre 1400 y 1600 mbar cuya composición podría ser de distintos componentes de azufre.

Bibliografía

ADAMS N. G., AND SMITH D. "Rate coefficients in Astrochemistry." *T. J. Millar and D. A. Williams, Eds.,* **173-192,** 1988.

AMANO T. "Is the dissociative recombination of H_3^+ really slow?." *Astrophys. J.***329, L121-L124,** 1988.

ANICICH V.G., HUNTRESS W.T. "A survey of bimolecular ion-molecular reactions for use in modeling the chemistry of planetary atmospheres, cometary comae, and interstellar clouds." *Astrophys. J. Suppl. Ser.,* **62, 553-672,** 1986.

ANTIPOV S.V., NEZLIN M.V., SNEZHKIN E.N. AND TRUBNIKOV A.S. "Rossby autosoliton and stationary model of the Jovian Great Red Spot." *Nature.* **323, 238-240,** 1986.

ATREYA S.K. "Atmospheres ans Ionospheres of the Outer Planets and Their Satellites." *Springer-Verlag, Berlin.* 1986.

ATREYA S., OEWN T., WONG M. "Condensible Volatiles, Clouds, and Implications for Meteorology in the Galileo Probe Entry Region." *Bull. Am. Astron. Soc.,* **Vol. 28, No 3,** 1996.

BANFIELD D., GIERASH P., SQUYRES S., NICHOLSON P., CONRATH B., AND MATTHEWS K. "2 μm spectrophotometry of jovian stratospheric aerosols-scattering opacities, vertical distributions and wind speeds." *Icarus.* **121, 389-410,** 1996.

BJORAKER G. L., LARSON H. P., AND KUNDE V. G. "The abundance and distribution of water vapor in Jupiter's atmosphere." *Astrophys. J.,* **311,1058-1072,** 1986.

BOCKLEE-MORVAN D., LELLOUCH E., COLOM P., PAUBERT G., MORENO R., FESTOU M., DESPOIS D., SIEVERS A., CROVISIER J.,, GAUTIER D., AND MARTEN A. "Millimetre Observations of the Shoemaker-Levy 9 impacts on Jupiter in July 1994 at the IRAM and SESTS Telescopes: CO, CS and OCS." *European*

SL-9/Jupiter Workshop ESO Conference Proceedings, **52, 251-255,** 1995.

BOHREN, C. F., HUFFMAN D.R. "Absorption and Scattering of Light by Small Particles." *Wiley-Interscience Publication,* 1983.

BRILL F.W., EYLER J.R., "Sequential ion-molecule reactions in acetylene." *J. Phys. Chem.,* **85, 1091-1094,** 1981.

BROADFOOT A.L., BELTON M.J.S., TAKACS P.Z., SANDEL B.R., SHEMANSKY D.E., AJELLO J.M., ATREYA S.K., DONAHUE T.M., MOOS H.W., BERTAUX J.L., BLAMONT J.E., STROBEL D.F., MAcCONNELL J.C., DALGARNO A., GOODY R., AND McELROY M.B. "Extreme ultraviolet observations form Voyager I encounter with Jupiter." *Science,* **204, 979,** 1979.

CALDWELL J., TOKUNAGA A.T., AND GILLETT F.C. "Possible Infrared Aurorae on Jupiter." *Icarus,* **44, 667-675,** 1980.

CALDWELL J., TOKUNAGA A.T., AND ORTON G.S. "Further Observations of 8-μm Polar Brightenings of Jupiter." *Icarus,* **53, 133-140,** 1983.

CALDWELL J., HALTHORE R., ORTON G., AND BERGSTRALH J. "Infrared Polar Brightenings on Jupiter." *Icarus,* **74, 331-339,** 1988.

COCHRAN A.L., "Spectrophotometry with a self-scanned silicon diode array, III. A catalogue of energy distribution." *Publ. Astron., 16 Univ. Tex. at Austin.* 1980.

CONNERNEY J.E.P., ACUNA M.H., AND NESS N.F. "Modelling the Jovian current sheet an inner magnetosphere." *J. Geophys. Res.,* **92, 15329,** 1981.

CONNERNEY J.E.P. "Magnetic Fields of the Outer Planets." *J. Geophys. Res.,* **98, E10,** 1993.

COOK A.F., DUXBURY T.C., AND HUNT G.E., "A lower limit on the top of Jupiter's haze layer." *Nature,* **280, 780-781,** 1979.

CRAVENS T.E., VICTOR G.A., DALGARNO A., "The absorption of energetic electrons by molecular hydrogen gas." *Planet. Space. Sci.,* **23, 1059-1070,** 1975.

CHAMBERLAIN, J.W., "Theory of Planetary Atmospheres." *Academic press,* 1978.

CHANDRASEKHAR, S., "Radiative Transfer", *Dover Publications,* 1960.

CHAPMAN, C.R., REESE, E.J. "A Test of the Uniformly Rotating Source Hypothesis for the South Equatorial Belt Disturbances on Jupiter." *Icarus,* **9, 326-335.** 1968.

CHENG A.F. "Effects of Io's volcanos on the plasma torus and Jupiter's magnetosphere." *Astrophys. J.,* **242, 812-827** 1980.

CHODAS P. W., AND YEOMANS D. K. "The upcoming collision of comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter." *Bull. Am. Astron. Soc.,* **25, 1042,** 1993.

DOOSE, L.R. "Light Scattering Properties of Jupiter's Red Spot." *Ph. D. dissertation. University of Arizona,* 1976.

DROSSART P., MAILLARD J.P., CALDWELL J., KIM S.J., WATSON J.K.G., MAJEWSKY W.A., TENNYSON J., MILLER S., ATREYA S.K., CLARKE J.T., WAITE J.H. Jr AND WAGENER R. "Detection of H_3^+ on Jupiter." *Nature,* **340, 539-541** 1989.

DROSSART P., PRANGE R., AND MAILLARD J.-P., "Morphology of Infrared H_3^+ Emissions in the Auroral Regions of Jupiter." *Icarus,* **97, 10-25,** 1992.

FINK U., BENNER D. C., AND DICK K. A. "Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500 Å." *J. Quant. Spec. Radiat. Transfer,* **18, 447-457,** 1977.

FORTOV V.E., IVLEV A.V., AND KLUMOV B.A. "Interpretation of the Lightcurves Obtained during Comet Shoemaker-levy 9's Impact." *Icarus,* **124, 645-650,** 1996.

GAUTIER, D., BEZARD, B., MARTEN, A., BALUTEAU, J.P., SCOTT N., CHEDIN, A., KUNDE, V., AND HANEL, R. "The C/H Ratio in Jupiter from the Voyager Infrared Investigation." *Astrophys. J.,* **257,901.** 1982.

GAUTIER D., OWEN T., In Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres". the Galileo Probe Entry Region. Atreya S. K., Pollack J. B., Matthews M. S. *Eds., (Univ. of Arizona Press, Tucson),* 1989.

GERARD J.C., SINGH V. "A Model of Energy Deposition of Energetic Electrons and EUV Emision in the Jovian and Saturnian Atmospheres and Implications" *J. Geophys. Res.,* **87, 4525-4532** 1982.

GRAHAM J., DE PATER I., JERNIGAN J., LIU M., AND BROWN M. "W. M. Keck telescope observations of the comet P/Shoemaker-Levy 9 fragment R Jupiter collision." *Science,* **267, 1320-1323,** 1995.

GRIFFITH C.A., BEZARD B., OEWN T., GAUTIER D. "The Tropospheric Abundances of the NH_3 and PH_3 in Jupiter's Great Red Spot, from Voyager IRIS Observations." *Icarus,* **98,82-93.** 1992.

HAMMEL H. B., BEEBE R. F., INGERSOLL A.P., ORTON G.S., MILLS J. R., SIMON A. A., CHODAS P., CLARKE J. T., DE JONG E., DOWLING T. E., HARRINGTON J., HUBER L. F., KARKOSCHKA E., SANTORI C. M., TOIGO C. M., YEOMANS D., AND WEST R. A., "HST imaging of atmospheric phenomena created by the impact of comet Shoemaker-Levy 9." *Science,* **267, 1288-1296,** 1995.

HANSEN J.E., "Radiative Transfer by Doubling Very Thin Layers", *Astrophys. J.,* 565–573,1969.

HANSEN J.E., TRAVIS L.D., "Light Scattering in Planetary Atmospheres", Space Sci. Rev. 527–609,1974.

HERBERT F., SANDEL B.R., BROADFOOT A.L. "Observations of the Jovian UV aurora by Voyager." *J. Geophys. Res.,* **92, 3141-3154,** 1987.

HIDE, R. "Origin of the Jupiter Great Red Spot." *Nature,* **190, 895-896.** 1961.

HORD C.W., WEST R.A., SIMMONS K.E., COFEEN D.L., SATO M., LANE A.L., AND BERGSTRALH J.T. "Photometric observations of Jupiter at 2400 angstroms." *Science,* **206, 956-959** 1979.

HOVENIER J.W., "Symmetry relationships for scattering of polarized light in a slab of randomly oriented particles." *J. Atmos. Sci.,* **26** 488–499,1969.

JESSBERGER E.K., CHRISTOFORIDIS A., AND KISSEL J., "Aspects of the major element composition of Halley's dust." *Nature,* **322, 691-695,** 1988.

KARKOSCHKA, E. "Spectrophotometry of the jovian planets and Titan at 300 to 1000nm wavelength: the methane spectrum." *Icarus,* **111, 174-192.** 1994.

KHARE, B.N., AND SAGAN, C. "Red clouds in reducing atmospheres." *Icarus,* **20, 311-321.** 1973.

KHARE B. N., SAGAN C., THOMPSON W.R., ARAKAWA E.T., MEISSE C., AND TUMINELLO P.S., "Optical Properties of Poly-HCN and their astronomical applications." *Icarus,* **60, 127-137,** 1984.

KHARE B. N., AND SAGAN C., "Optical Constants of Organic Tholins Produced in a simulated Titanian Atmosphere: From Soft X-Ray to Microwave Frecuencies." *Can. J. Chem.,* **72, 678-694,** 1993.

KIM S.J., CALDWELL J., RIVOLO A.R., AND WAGENER R. "Infrared polar brightening on Jupiter. III. Spectrometry form the Voyager 1 IRIS experiment." *Icarus,* **64, 233-248,** 1985.

KUIPER, G.P. "Lunar and Planetary Laboratory estudies of Jupiter." *Sky and Telescope.,* **43, 4-8 75-81,** 1972a.

KUIPER, G.P. "Interpretation of the Jupiter Red Spot." *Commun. Lunar and Plan. Lab.* **9, (173), 249-313.** 1972b.

KUO-NAN LIOU, "An Introduction to Atmospheric Radiation.", *Academic press,* 1980.

KUO-NAN LIOU, "Radiation and Cloud Processes in the atmosphere." *Oxford University Press,* 1992.

LELLOUCH E., PAUBERT G., MORENO R., FESTOU M., BEZARD B., BOCKELEE-MORVAN D., COLOM P., CROVISIER J., ENCRENAZ T., GAUTIER D., MARTEN A., DESPOIS D., STROBEL D., AND SIEVERS A. "Chemical and thermal response of Jupiter to the impact of comet Shoemaker-levy 9." *Nature,* **373, 592-595,** 1995.

LEWIS, J.S., PRINN, R.G. *Science,* **169, 472.** 1969.

LINDAL, G.F., WOOD, G.E. LEVY, G.S., ANDERSON, J.D., SWEETNAM, D.N., HOTZ, H.B., BUCKLES, B.J., HOLMES, D.P., DOMS, P.E., ESHLEMAN, V.R., TYLER, G.L., AND CROFT, T.A. "The Atmosphere of Jupiter: an Analisis of the Voyager Radio Ocultation Measurements." *J. Geophys. Res.,* **86, 8721.** 1981.

LUNINE J. I., AND HUNTEN D. M. "Moist convection and the abundance of water in the troposphere of Jupiter." *Icarus***69, 566-570,** 1987.

MARSDEN B. G. *IAU Circular.,* **5744, April 3,** 1993a.

MARSDEN B. G. *IAU Circular.,* **5906, December 14,** 1993b.

MARTONCHIK, J. V., ORTON G.S., AND J.APPLEBY. "Optical properties of NH_3 ice from the far infrared to the near ultraviolet." *Appl. Opt.,* **23, 541-547** 1984.

MOLINA A., MORENO F., AND MUÑOZ O. "Aerosol Debris in the Core and Crescent-Shaped Regions of Comet P/Shoemaker-Levy 9 H and G Fragment Impact Sites on Jupiter." *Icarus,* **en prensa.**

MOLINA A., MORENO F., AND MUÑOZ O. "A discussion on Impact Models of the Shoemaker-Levy 9 fragments with Jupiter from some observational results." *Planet. Space. Sci.,* **en prensa.**

MORENO F., MUÑOZ O., MOLINA A., LOPEZ-MORENO J.J., ORTIZ J.L., RODRIGUEZ J., LOPEZ-JIMENEZ A., GIRELA F., LARSON S.M., AND CAMPINS H. "Physical properties of the aerosol debris generated by the impact f fragment-H of comet-P Shoemaker-Levy 9 on Jupiter." *Geophys. Res. Lett.,* **22, 1609-1612,** 1995.

MORENO F. "The Structure of the Stratospheric Aerosol Layer in the Equatorial and South Polar Regions of Jupiter." *Icarus,* **124, 632-644** 1996.

MUÑOZ O., MORENO F., AND MOLINA A. "Aerosol properties of Debris from the Fragments E/F of Comet Shoemaker-Levy 9." *Icarus,* **121, 305-310,** 1996.

NAKANO S. *IAU Circular.,* **5800, May 22,** 1993.

NECKEL H., AND LABS D. "The solar radiation between 3300 and 12500 Å." *Sol. Phys.,* **90,** 205–258, 1984.

NESS N.F., ACUNA M.H., LEPPING R.P., BEHANNON K.W., BURLAGA L.F., NEUBAUER F.M. "Jupiter's magnetic tail." *Nature,* **280, 799-802,** 1979.

NICHOLSON P. D., "Earth-based observations of impact phenomena." *The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter. IAU Colloquium 156.* **81,** 1996.

NIEMANN H. B., ATREYA S. K., CARIGNAN G. R., DONAHUE T. M., HABERMAN J. A., HARPOLD D. N., HARTLE R. E., HUNTEN D. M., KASPRZAK W. T., MAHAFFY P. R., OWEN T. C., SPENCER N., W., WAY S. H. "The Galileo Probe Mass Spectrometer: Composition of Jupiter's Atmosphere." *Science,* **272, 846,** 1996.

NOLL K., McGRATH M., TRAFTON L., ATREYA S., CALDWELL J., WEAVER H., YELLE R., BARNET C., AND EDGINGTON S. "HST spectroscopic observations of Jupiter after the collision of Comet Shoemaker-Levy 9." *Science,* **267, 1307-1313,** 1995.

NOY, N., PODOLAK, M. AND BAR-NUN A. "Photochemistry of Phosphine and Jupiter's Great Red Spot." *J. Geophys. Res.,* **86, 11,985-11,988** 1981.

OOYAMA K. "Numerical Simulation of the Life Cycle of Tropical Cyclones." *J. Atmos. Sci.,* **26, 3** 1969.

ORTIZ J.L. "Estructura vertical de nubes den Júpiter y Saturno basada en espectrofotometría CCD entre 0.6μm y 0.95μm." *Tesis doctoral,* 1994.

ORTIZ J.L., MUÑOZ O., MORENO F., MOLINA A., HERBEST T. M., BIRKLE K., BOHNHARDT H., AND HAMILTON D. P. "Models of the SL-9 collision-generated hazes." *Geophys. Res. Lett.,* **22, 1605-1608,** 1995.

ORTON G.S. "Spatially resolved absolute reflectivity of Jupiter: 3390-8400 Å." *Icarus,* **26, 159** 1975.

ORTON G., ORTIZ J. L., BAINES K., BJORAKER G., CARSENTY U., COLAS F., DAYAL A., DEMING D., DROSSART P., FRAPPA E., FRIEDSON J., GOGUEN J., GOLISH W., GRIEP D., HERNANDEZ C., HOFFMAN W., JENNINGS D., KAMINSKI C., KUHN J., LAQUES P., LIMAYE S., LIN H., LECACHEUX J., MARTIN T., McCABE G., MOMARY T., PARKER D., PUETTER R., RESSLER M., REYES G., SADA P., SPENCER J., SPITALE J., STEWART S., VARSIK J., WARELL J., WILD W., YANAMANDRA-FISHER P., FAZIO G., HORA J., DEUTSCH L. "Earth-Based Observations of the Galileo Probe Entry Site." *Science,* **272, 839-841,** 1996.

PEALE S.J., CASSEN P., REYNOLDS R.T. " Melting of Io Tidal Dissipation." *Science,* **203, 892-894,** 1979.

PENNDORF, R., *J. Opt. Soc. Amer.,* **47** 176,1957.

PRINN R.G., LEWIS J.S. "Phosphine on Jupiter and Implications for the Great Red Spot." *Science,* 1975.

RAGES K., POLLACK J.B., AND SMITH P.H. " Size estimates of Titan's aerosols based on Voyager high-phase-angle images." *J. Geophys. Res.,* **88, 8721-8728** 1983.

RAGENT B., COLBURN D. S., AVRIN P., RAGES K. A., "Results of the Galileo Probe Nephelometer Experiment." *Science,* **272, 854-856,** 1996.

REESE, E.J. "Jupiter: Its Red Spot and Disturbances in 1970-1971." *Icarus,* **17, 57-72** 1972.

READ P.L. AND HIDE R. "Long-lived eddies in the atmospheres oh Jupiter and Saturn." *Nature,* **302, 126-129** 1983.

READ P.L. AND HIDE R. "An isolated baroclinic addy as a laboratory analogue of the Great Red Spot on Jupiter." *Nature,* **308, 45-48** 1984.

RIDGWAY, S.T. *Bull. Am. Astron. Soc.,* **6, 376** 1974.

ROGERS, J.H. " Origins of outbreaks in the South Equatorial Belt of Jupiter." *J. British Astron. Assoc.rogers,* **99, 95-100,** 1989.

ROGERS, J.H. " The Giant Planet Jupiter." *Cambridge University Press,* 1995.

SADA, P.V., BEEBE R.F., CONRATH B.J. " Comparison of the Structure and Dynamics of Jupiter's Great Red Spot between the Voyager 1 and 2 Encounters." *Icarus,* **119, 311-335,** 1996.

SAGAN, C. AND KHARE, B.N. " Experimental Jovian photochemistry: initial results." *Astrophys. J.,* **168, 563-569,** 1971.

SAGAN, C. AND MILLER, S.L. " Molecular Synthesis in simulated reducing atmospheres." *Astron. J.,* **65, 499,** 1960.

SANDEL B.R., SHEMANSKY D.E., BROADFOOT A.L., BERTAUX J.L., BLAMONT J.E., BELTON M.J.S., AJELLO J.M., HOLBERG J.B., ATREYA S.K., DONAHUE T.M., MOOS H.W., STROBEL D.F., McCONNELL J.C., DALGARNO A., GOODY R., McELROY M.B., AND TAKACS P.Z. "Extreme ultraviolet observations form Voyager 2 encounter with Jupiter." *Science,* **206, 962,** 1979.

SASSON R., WRIGHT R., ARAKAWA E.T., KHARE B.N., SAGAN C., "Optical Properties of Solid and Liquid Sulfur at Visible and Infrared Wavelengths." *Icarus,* **64,**

368-374, 1985.

SEKANINA Z., "Collision of comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter: Impact study of two fragments from timing of precursor events." *IAU Circular.coll.,* **Baltimore, Maryland,** 1995.

SEIFF A., KIRK D. B., KNIGHT T. C. D., MIHALOV J. D., BLANCHARD R. C., YOUNG R. E., SCHUBERT G., ZAHN U. V., LEHMACHER G., MILOS F. S., WANG J., "Structure of the Atmosphere of Jupiter: Galileo Probe Measurements." *Science,* **272, 844,** 1996.

SHEVCHENKO V. V., CHIKMACHEV V. I., IVANOV S. I., TADZHIDINOV KH. G., AND KHODZHAEV. "Photographic Observations of Jupiter in the Period of the Impacts of Fragments of Comet Shoemaker-Levy 9." *Solar System research.,* **vol. 30, 2,** 1996.

SHOEMAKER C. S., SHOEMAKER E. M., AND LEVY D. *IAU Circular.,* **5725, March 26,** 1993.

SINGH K., O'BRIEN J. J. "Laboratory measurements of absorption coefficients for the 727 nm band of methane at 77 K and comparison with results derived form spectra of the giant planets." *J. Quant. Spec. Radiat. Transfer,* **vol. 54, No. 4, 607-619,** 1995.

SKINNER T. AND MOOS H.W. "Comparison of the Jovian north and south pole aurorae using the IUE observatory." *Geophys. Res. Lett.,* **11, 1107-1110,** 1984.

SKINNER T.E., DURRANCE S.T., FELDMAN P.D., AND MOOS H.W., "IUE Observations of longitudinal and temporal variations in the jovian auroral emission." *Astrophys. J.,* **278, 441-448,** 1984.

SMITH, E.J., DAVIS L., JONES D.E., COLEMAN P.J., COLBURN D.S., DYAL P., SONNET C.P. AND FRANDSEN A.M.A. " The magnetic field of Jupiter and its interaction with the solar wind." *Science,* **183, 305-306** 1974.

SMITH, B.A., SODERBLOM L.A., JHONSON T.V., INGERSOLL A.P., COLLINS S.A., SHOEMAKER E., HUNT G.E., MASURSKY H., CARR M.H., DAVIES M.E., COOK II A.F., BOYCE J., DANIELSON G.E., OWEN T., SAGAN C., BEEBE R.F., VEVERKA J., STROM R.G., MAcCAULEY J.F., MORRISON D., BRIGGS

G.A., SUOMI V.E. " The Jupiter System Through the Eyes of Voyager 1." *Science,* **204, 951(13)-971(31)** 1979.

SMITH, P.H., TOMASKO, M.G. " Photometry and polarimetry of Jupiter at large phase angles II. Polarimetry of the South Tropical Zone , South Equatorial Belt, an the Polar Regions from the Pioneer 10 and 11 missions." *Icarus,* **58, 35** 1984.

SMITH, P. " The Vertical Structure of the Jovian Atmosphere." *Icarus,* **65, 264-279** 1986.

SMITH, WM. H., CONNER C. P. " Absorption Coefficients for the 6190 Åband between 290 and 100 K with application to Uranus atmosphere." *Icarus,* **85, 58-64,** 1990.

SROMOVSKY L. A., BEST F. A., COLLARD A. D., FRY P. M., REVERCOMB H. E., FREEDMAN R. S., ORTON G. S., HAYDEN J. L., TOMASKO M. G., LEMMON M. T., "Solar and Thermal Radiation in Jupiter's Atmosphere: Initial Results of the Galileo Probe Net Flux Radiometer." *Science,* **272, 851,** 1996.

STAMNNES K., S-CHEE TSAY, WISCOMBE W., JAYAWEERA K., "Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media", *Appl. Opt.,* **27,** 2502–2509, 1988.

TERRILE R. T., AND WESTPHAL J. A., "The Vertical Cloud Structure of Jupiter from 5 μm Measurements." *Icarus,* **30, 274-281,** 1977.

TOMASKO, M.G., WEST, R.A. AND CASTILLO N.D. "Observations of the limb darkening of Jupiter at large phase angles. I. Analysis of imaging data of a prominent belt and zone from Pioneer 10." *Icarus,* **33, 558-92** 1978.

UREY, H.C. "The Planets." *New Haven Connecticut: Yale University Press,* 1952.

WAITE J.H., CRAVENS T.E., KOZYRA J., NAGY A.F., ATREYA S.K., AND CHEN R.H. "Electron precipitation and related aeronomy of the Jovian Termosphere and Ionosphere." *J. Geophys. Res.,* **88, 6143,** 1983.

WEST, R.A. "Spatially resolved methane band photometry of Jupiter I. Absolute reflectivity and center-to-limb variations in the 6190, 7250 and 8900$\AA$ bands. *Icarus,* **38, 12-33** 1979.

WEST, R.A., LANE A.L., HART H., SIMMONS K.E., HORD C.W., COFFEN D.L.,

ESPOSITO L.W., SATO M., POMPHREY R.B. "VOYAGER 2 Photopolarimeter observations of Titan." *J. Geophys. Res.,* **88, 8699-8708,** 1983.

WEST, R.A., STROBEL D.F., AND TOMASKO M.G., "Clouds, Aerosols and Photochemistry in the Jovian Atmosphere." *Icarus,* **65, 161-217,** 1986.

WEST R. A., SMITH P. H., "Evidence for aggregate particles in the atmospheres of Titan and Jupiter." *Icarus,* **100, 245-259,** 1991.

WEST R. A., KARKOSCHKA E., FRIEDSON A.J., SEYMOUR M., BAINES K. H., AND HAMMEL H. B., "Impact debris particles in Jupiter stratosphere." *Science,* **267, 1296-1301,** 1995.

WEST R. A., "Particles in Jupiter's atmosphere from the impacts of Comet P/Shoemaker-levy 9." *The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter. IAU Colloquium 156.* **269,** 1996.

WILLIAMS G.P. AND YAMAGATA T. "Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian eddies." *J. Atmos. Sci.,* **41, 453-478,** 1984.

WILLIAMS G.P. AND WILSON R.J. "The stability and genesis of Rossby vortices." *J. Atmos. Sci.,* **45, 207-241,** 1988.

YEOMANS D. K., AND CHODAS P. W., *IAU Circular.,* **5909, December 17,** 1993.

YUNG Y.L., AND STROBEL D.F., "Hydrocarbon photochemistry and Lyman alpha albedo of Jupiter." *Astrophys. J.,* **239, 395-402,** 1980.

ZAHNLE K., "Dynamics and chemistry of SL9 plumes." *The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter. IAU Colloquium 156,* **183-212,** 1996.