

De uso
Completa

UNIVERSIDAD DE VALLADOLID

Departamento de Ciencias Agroforestales
(E.T.S.I.A. de Palencia)



**MEDIDAS ESPECTRORADIOMETRICAS
PARA LA DETERMINACION DE
COMPONENTES ATMOSFERICOS
(OZONO, VAPOR DE AGUA Y AEROSOLES)
Y MODELIZACION DEL INTERCAMBIO RADIATIVO
EN LA ATMOSFERA**

Plinio Durán García
Valladolid-Palencia, Septiembre 1997

UNIVERSIDAD DE VALLADOLID

Departamento de Ciencias Agroforestales
(E.T.S.I.A. de Palencia)

A handwritten signature in black ink, reading "Victoria E. Galduro". The signature is written in a cursive style with a large, prominent loop at the beginning of the name.

**MEDIDAS ESPECTRORADIOMETRICAS
PARA LA DETERMINACION DE
COMPONENTES ATMOSFERICOS
(OZONO, VAPOR DE AGUA Y AEROSOLES)
Y MODELIZACION DEL INTERCAMBIO RADIATIVO
EN LA ATMOSFERA**

Memoria de trabajo de Tesis Doctoral presentada
por D. Plinio Durán García para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas.
Valladolid-Palencia, Septiembre 1997



UNIVERSIDAD DE VALLADOLID

DPTO. DE CIENCIAS AGROFORESTALES

Avda. de Madrid, 57

Tfno: (979) 72 90 48 - Fax: 71 20 99

34004 PALENCIA (España)

VICTORIA E. CACHORRO REVILLA, Profesor Titular de Escuela Universitaria del Departamento de Física Aplicada I de la Escuela Técnica Superior de Ingenierías Agrarias de Palencia perteneciente a la Universidad de Valladolid y Dra en Ciencias (sección Físicas) por la misma

CERTIFICA

que la presente memoria, titulada "Medidas espectralradiométricas para la determinación de componentes atmosféricos (ozono, vapor de agua y aerosoles) y modelización del intercambio radiativo en la atmósfera" ha sido realizada bajo mi dirección por D. Plinio Durán García, Licenciado en Ciencias Físicas.

Que el trabajo se encuadrada dentro de los proyectos de investigación desarrollados por el grupo de trabajo "Optica Atmosférica" de la Universidad de Valladolid y que se ha realizado dentro del Programa de Doctorado del Departamento de Ciencias Agroforestales de la E.T.S.I.A. de Palencia.

Que a mi juicio posee las suficientes aportaciones e interés para que pueda ser aceptada como Tesis Doctoral ante la Universidad de Valladolid.

Lo que con el fin de cumplimentar las regulaciones referentes a la obtención del Grado de Doctor, firmo en Palencia a 20 de Junio de 1997.

Victoria E. Cachorro



AGRADECIMIENTOS

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, quiero expresar mi gratitud a la Profesora Victoria E. Cachorro por su constante apoyo y dirección de esta Tesis, además deseo resaltar su atenta disposición, sus sugerencias e intervenciones, hechos tan importantes para llevar a buen término este trabajo.

Agradezco también al Profesor Angel de Frutos por sus comentarios y ayuda, especialmente en el tema de la instrumentación óptica de medida, además por permitirme compartir su espacio físico en la Facultad de Ciencias y poner a mi disposición los medios informáticos tan necesarios para el desarrollo de la Tesis.

Deseo también incluir aquí a mi amigo Prudencio Herrero con quién compartí el trabajo en pequeñas campañas de medidas de campo y a Ricardo Vergaz por su amistad y ayuda, principalmente por tener la paciencia de leer y corregir mi escritura.

Por último mi especial agradecimiento va para Jacqueline mi mujer y mis hijos, quienes han realizado un gran esfuerzo para acompañarme en esta aventura, de lo contrario ésto no hubiese sido posible.

INDICE

INDICE

Introducción	1
Capítulo I. Fundamentos de la transferencia radiativa en la atmósfera. Ecuación de transferencia radiativa	4
1.1 Conceptos y magnitudes radiométricas básicas	5
1.2 Propagación de la radiación en un medio material: absorción, dispersión y reflexión	7
1.2.1 Absorción	7
1.2.2 Dispersión	8
1.2.3 Reflexión	11
1.2.4 Atmósfera terrestre: componentes de la radiación solar. Radiación directa, difusa y global	12
1.3 La atmósfera terrestre. Composición y estructura	12
1.4 Espectro electromagnético y radiación solar fuera de la atmósfera	15
1.5 La ecuación de transferencia radiativa. Balance energético	16
1.5.1 Forma integral de la ecuación de transferencia. Ley de Beer-Lambert-Bouguer	17
1.5.2 Ecuación de transferencia para atmósferas plano-paralelas	18
1.6 Transferencia radiativa en una atmósfera dispersora plano-paralela	20
1.7 Algunos métodos de solución de la ecuación de transferencia radiativa	23
1.7.1 Método de dos flujos.	23
1.7.2 Método aproximado de Eddington.	26
1.8 Funciones de reflexión y transmisión	28
1.9 Bibliografía	30
Capítulo II. Características del espectrorradiómetro. Medidas experimentales	31
II.1 Características del espectrorradiómetro Li-cor 1800	31
II.1.1 Características físicas	31
II.1.2 Calibrado del Li-Cor 1800	35
II.2 Medidas experimentales	39
II.2.1 Proceso de medida de las irradiancias	39
II.2.2 Error en las medidas	42
II.3 Medidas realizadas	43
II.4 Bibliografía	48
Capítulo III. Determinación de componentes atmosféricos gaseosos: ozono y vapor de agua	49
III.1 Modelo de irradiancia directa	49
III.1.1 Absorción de ozono	52
III.1.2 Absorción de dióxido de nitrógeno	52

III.1.3	Absorción de vapor de agua	53
III.1.4	Absorción de oxígeno	54
III.1.5	Dispersión de Rayleigh	55
III.1.6	Dispersión de aerosoles	55
III.2	Determinación del espesor óptico de aerosoles	58
III.3	Determinación del contenido de ozono en la banda del visible	59
III.4	Determinación del vapor de agua en la atmósfera	66
III.4.1	Determinación del vapor de agua mediante dos métodos diferentes	66
III.4.2	Aplicación de los dos métodos anteriores a las medidas de 1995	71
III.4.3	Absorción del continuo	74
III.5	Bibliografía	78
Capítulo IV.	Caraterización de las propiedades físicas y radiativas de los aerosoles atmosféricos	80
IV.1	Espesor óptico de aerosoles	80
IV.2	Determinación del espesor óptico de los aerosoles y de los parámetros de Angstrom α y β	83
IV.3	Indices de turbiedad atmosférica. Resultados	87
IV.4	Caracterización de los aerosoles atmosféricos. Teoría	93
IV.4.1	Dispersión de Rayleigh	94
IV.4.2	Dispersión de Mie	95
IV.5	Distribución de tamaño de aerosoles. Distribución Log-normal	96
IV.6	Método de obtención de la función de la distribución de tamaños de los aerosoles	98
IV.6.1	Método de inversión de King	99
IV.6.2	Método de minimización aplicado a nuestros datos experimentales. Descripción y ejemplos	100
IV.7	Caracterización de aerosoles	107
IV.7.1	Evolución temporal de los parámetros de los aerosoles	107
IV.7.2	Correlación entre los parámetros de los dos tipos de caracterizaciones del aerosol atmosférico.....	115
IV.8	Bibliografía	118
Capítulo V.	Comparación teórico- experimental de la radiación espectral y evaluación de la reflectancia de la atmósfera	121
V.1	Modelo de dos flujos: resultados	121
V.2	Formulación teórica de las densidades de flujo en la atmósfera. Inclusión de la reflexión de la superficie del suelo	127
V.3	Modelización y comparación experimental de flujos a nivel de suelo. reflectancia en el límite superior de la atmósfera basado en datos experimentales	131
V.3.1	Introducción	131
V.3.2	Comparación teórico-experimental de densidades de flujo a nivel de suelo	132
V.3.3	Simulación de la reflectancia en el límite superior de la atmósfera basada en datos experimentales	153

V.4	Sensibilidad de la modelización atmosférica a los parámetros del mismo	157
V.4.1	Análisis de la influencia de g y ω_0	157
V.4.2	Análisis de la influencia del ángulo cenital solar y del espesor óptico de aerosoles	160
V.4.3	Análisis de la influencia del albedo del suelo	164
V.5	Bibliografía	167
Capítulo VI. Estudio de la corrección atmosférica en el rango VIS-NIR. Aplicación al índice de vegetación NDVI del sensor AVHRR-NOAA.		
VI.1	Características del índice de vegetación normalizado, NDVI	170
VI.2	Sensibilidad de las reflectancias de los canales 1 y 2 del sensor AVHRR-NOAA y NDVI a los componentes atmosféricos: aerosol y vapor de agua	174
VI.2.1	Sensibilidad de las reflectancias y NDVI a los aerosoles atmosféricos: espesor óptico y tipos de aerosoles (parámetro alpha)	175
VI.2.2	Sensibilidad de las reflectancias y NDVI a los aerosoles atmosféricos: parámetro de asimetría y albedo de "scattering" simple	189
VI.2.3	Sensibilidad de las reflectancias y NDVI al vapor de agua	193
VI.3	Sensibilidad de las reflectancias y NDVI al ángulo cenital solar	194
VI.4	Bibliografía	198
Conclusiones		*
Apéndice A		*
Apéndice B		*
Apéndice C		*

INTRODUCCION

INTRODUCCION

La interacción entre la radiación solar y la atmósfera constituye un factor de primer orden para caracterizar el estado físico de la atmósfera, aún más si consideramos que la radiación solar es la fuente primaria de energía bajo la que funciona este gran sistema termodinámico que es la Tierra. Sobre aquí el referimos a los enormes problemas medio-ambientales que sufre actualmente nuestro planeta: (contaminación atmosférica a escala planetaria y local, cambio climático, disminución del ozono atmosférico, deforestación, uso de suelos, desertización, etc.. todos ellos problemas ligados entre si y ligados al desarrollismo desmesurado de la sociedad actual. Sin embargo, es evidente que la propia sociedad toma conciencia de ello y pone en marcha todo el conjunto de mecanismos de que es capaz, desarrollando procesos, técnicas e instrumentos, impensables bajo otras condiciones.

Las técnicas ópticas de detección remota han sido siempre un medio donde la combinación de medidas radiométricas, espectroradiométricas, polarización, etc. nos han permitido obtener información de las propiedades y características de cuerpos lejanos al analizar la radiación emitida o reflejada por ellos, así como del medio donde se propagaba esta radiación.

Los avances en los últimos 30-40 años han sido espectaculares, fundamentalmente en el desarrollo y aplicación de estas técnicas fuera del laboratorio o de centros de observación ubicados en Tierra. Nos estamos refiriendo a las plataformas orbitales o satélites que portando muy diferentes tipos de sensores nos permiten un estudio detallado de la atmósfera o de la multitud de parámetros de la superficie de la Tierra (suelo, vegetación, mares, etc). A la detección pasiva bien mediante el análisis de la radiación emitida o reflejada por los cuerpos se une la detección activa, es decir aquella que se realiza mediante fuente de luz o radiación artificiales, abarcando desde las fuentes láser cuyo prototipo son toda la gama de sistemas LIDAR hasta las microondas, representado por ejemplo por el Radar de Apertura Sintética (SAR), etc.

Dejando relativamente de lado esta gran perspectiva de los problemas y soluciones en el ámbito de la investigación de la atmósfera pasamos a resumir mediante esta introducción el trabajo que nos ocupa. En esta memoria se pretende contribuir mediante la medida de las componentes directa y global de la radiación solar espectral a la determinación y caracterización de las propiedades ópticas o radiativas de la atmósfera en la vertical de nuestro punto de medida, (aparte de la extrapolable validez espacial que cada una de estos parámetros tiene) a la vez que utilizar dicha caracterización a la puesta a punto de una serie de metodologías de diversa aplicación: modelos de estimación de irradiancias solares, correcciones atmosféricas en el ámbito de la teledetección, etc..

Los procesos físicos de interacción de la radiación solar con el medio atmosférico, como la absorción selectiva y el "scattering" o dispersión nos permiten la determinación, de diversos componentes atmosféricos como el ozono, vapor de agua y aerosoles atmosféricos. Frente a la menor variabilidad espacio-temporal del ozono tenemos la enorme variabilidad del vapor de agua y aerosoles. Por otro lado, frente al carácter estratosférico del ozono, el troposférico de los dos últimos. Es decir la cantidad de vapor de agua y la carga del aerosol se sitúa en las primeras capas de la troposfera.

En el caso del ozono, la disponibilidad de datos sobre él en un determinado punto es significativo de una extensa área ya que su variabilidad espacial no es muy grande y la variabilidad diaria del orden del 3-5%. El vapor de agua es un parámetro clave en los estudios climáticos ya que es el gas que modula el efecto invernadero natural de la atmósfera de la Tierra. Su enorme variabilidad espacio-temporal hace que la disponibilidad de su medida sea de gran importancia en los estudios climáticos y otras muchas aplicaciones.

En cuanto a los aerosoles debemos llamar su atención porque si en principio es un parámetro de segundo orden en lo relativo a su influencia sobre el clima, sin embargo ha adquirido una importancia preponderante por varias razones: su creciente aumento por parte de la actividad humana, su escasa disponibilidad de datos a escala local y global, su enorme variabilidad espacio-temporal y el desconocimiento de su

Introduction

influencia final en el proceso del balance radiativo a que da lugar. Estas y otras causas, cada cual con un mayor o menor peso según la perspectiva que se vaya a analizar hacen que hoy en día el estudio de los aerosoles, como componente atmosférico sea de la mayor relevancia. La necesidad pues de cuantificar el carácter antropogénico del aerosol en la atmósfera debido al aumento de la contaminación atmosférica sobre todo el hemisferio Norte y su papel tanto positivo como negativo en el *feedback* o retroalimentación del sistema climático (calentamiento o enfriamiento) unido a su gran variabilidad espacio-temporal hacen de él un elemento del mayor interés para la cuantificación del efecto radiativo de los mismos sobre el clima, el denominado "*aerosol climate forcing*".

Si bien pretendemos en este trabajo iniciar o poner los primeros puntos para un estudio de las propiedades de los aerosoles ligado con este aspecto más climático-radiativo de los mismos, existe también otra perspectiva más directa y aplicada y de enorme demanda hoy en día en nuestro campo de trabajo que es el de la correcciones atmosféricas y calibración de sensores en el ámbito de la teledetección. Al final de esta memoria dejamos abierto este enorme campo, que se prevé en nuestro actuales y futuros proyectos de investigación

El mayor esfuerzo en la tesis aquí presentada se ha focalizado en el estudio de los aerosoles atmosféricos, caracterizados bien desde una perspectiva más simple y grosera a través de índices de turbiedad, como es la simple determinación de sus espesor óptico o la utilización de los índices de turbiedad de Angstrom o bien a un análisis más fino y detallado basado en el análisis de los procesos de *scattering* y la teoría de Mie. Este último estudio nos lleva a determinar sus características físicas (función de distribución de tamaños, radio efectivo, volumen (masa)) para a continuación llegar a los parámetros de tipo radiativo como el parámetro de asimetría, la función de fase, etc. Su determinación por técnicas espectroradiométricas y el estudio de su evolución en un ámbito continental como es el representativo del clima de la región de Castilla y León.

Este trabajo realizado dentro del grupo de Optica Atmosférica de la Universidad de Valladolid pretende contribuir a la caracterización de estos componentes atmosféricos los cuales son representativos del área climática del centro de la región de Castilla y León, zona de marcadas características continentales. Se ha pretendido en él compatibilizar al máximo el carácter experimental y teórico que viene desarrollando el grupo de Optica Atmosférica. En la faceta instrumental en cuanto al diseño de elementos ópticos que completen el sistema de medida, calibración, etc y la realización misma de las medidas experimentales. Por otro lado el desarrollo y validación de técnicas y métodos para la determinación de componentes atmosféricos basadas a su vez en el desarrollo y validación de modelos de transferencia radiativa en la atmósfera.

Pensamos que la mayor contribución de este trabajo es no solo lo raras y costosas de las medidas espectrales en si mismas sino el llevarlas a cabo durante un largo período de tiempo y con una secuencia completa, como es nuestro caso. Medidas que abarcan prácticamente todo el año 1995, desde comienzos de marzo a finales de octubre y que presuponen casi 400 espectros de radiación directa y 190 de global realizados en el Parque Tecnológico de Boecillo, durante nuestra estancia en el CTL, a lo que hay que sumar las medidas realizadas durante días específicos en el área rural de Boecillo, Valle de Esgueva, Páramos de Villabañez y Olivares de Duero, en la provincia de Valladolid así como la campaña en la Escuela de Capacitación Agraria de Viñalta en Palencia en julio de ese mismo año.

Sin embargo desde nuestro punto de vista lo más interesante e instructivo ha sido el desarrollo y validación de un modelo de transferencia radiativa a dos flujos que nos permite evaluar a nivel de suelo las tres componentes de la radiación solar espectral: directa, difusa y global así como la reflectancia de la atmósfera a nivel de satélite, ayudándonos a conocer y evaluar la influencia de los diversos parámetros que interviene en la modelización.

Si bien en este trabajo hemos utilizado la información que da el reparto espectral de la radiación solar para el estudio y caracterización de ciertos componentes atmosféricos, es decir dentro de los estudios puramente atmosféricos, no podemos dejar de referirnos a la utilidad que las medidas realizadas pueden tener en otros ámbitos, los cuales citamos brevemente.

En el campo de la energía solar, aparte de su utilización en el desarrollo de modelos predictivos,

Introduction

tenemos su aplicación al estudio de la conversión fotovoltaica, estudio de las propiedades ópticas de superficies absorbentes y reflectantes, captadores fototérmicos.

En agronomía, su utilización en la evaluación de los procesos de fotosíntesis para determinadas especies vegetales, cálculos evaluativos de evapotranspiración, estudio de materiales plásticos en invernaderos, medida de la reflectancia de suelos y superficies cultivadas o bosques (espectroradiometría de campo, como se la denomina en el ámbito de la teledetección y otras aplicaciones), evaluación de la radiación total o de la iluminación....

Estudios de iluminación y climatización de edificios y áreas.

En el campo de la salud pública, en lo referente a la determinación del ozono y la radiación UV y su incidencia en campos como la dermatología o oftalmología.

En la Químico-Física de la atmósfera, citando como ejemplo la fotólisis de multitud de reacciones químicas (formación y descomposición del ozono, óxidos de nitrógeno, etc) y la dependencia de la cts de fotodisociación de la cantidad de radiación presente en ese instante.

En teledetección ya mencionamos y veremos el papel que la determinación de los componentes atmosféricos y el desarrollo de modelos de TR tiene en la evaluación de la reflectancia atmosférica, ya que esta es realmente la base física de la teledetección.

En el campo de la biología, en todo lo referente a los procesos fotobiológicos, no solo de plantas como ya mencionamos sino de otros seres vivos, p.e. el plancton marino, etc.

CAPITULO I

FUNDAMENTOS DE LA TRANSFERENCIA RADIATIVA EN LA ATMOSFERA. ECUACION DE TRANSFERENCIA RADIATIVA



CAPITULO I

FUNDAMENTOS DE LA TRANSFERENCIA RADIATIVA EN LA ATMOSFERA. ECUACION DE TRANSFERENCIA RADIATIVA

La característica diferencial básica de nuestro planeta Tierra es la existencia de vida sobre él. Cuál es a su vez la causa o razones que hicieron eso posible?. Podría responderse que la existencia de una *atmósfera* adecuada. Definiendo la atmósfera como la capa o envoltura gaseosa que rodea la Tierra con una serie de cualidades, como la temperatura que estructura a ésta en una serie de capas bien definidas, la presión que rige los movimientos de aire (vientos) verticales y horizontales, la humedad (condensación, evaporación, etc.) y por ende la nubosidad, precipitación, etc., sin olvidarnos por su puesto del elemento clave, *la Radiación*, que es quien realmente aporta la energía primaria a este gran sistema termodinámico que es la Tierra.

Debemos pues enfatizar que la causa que rige el clima de la Tierra es la posición relativa de ésta con respecto al Sol, única fuente externa de la que recibimos energía, por tanto debemos ser capaces de evaluar esta energía primaria sobre nuestro planeta, es decir el campo radiativo del sistema Tierra-Atmósfera. Debemos pues acercarnos a conceptos como el de Radiación solar, Radiación Atmosférica o terrestre, transporte radiativo, etc. que sustentan el de *Equilibrio Radiativo de Temperatura del sistema Tierra-Atmósfera* (lo que nos lleva a entender el efecto invernadero de la atmósfera y los llamados gases de efecto invernadero). El equilibrio radiativo de temperatura se obtiene al establecer el balance energético de la Tierra (atmósfera más superficie Terrestre) como un objeto que absorbe y emite energía. La ecuación que rige el transporte o intercambio de radiación en un medio se denomina ecuación de transferencia (intercambio) radiativa, ETR.

La atmósfera absorbe energía en forma de radiación solar, (el sol es la única fuente externa) y emite y absorbe radiación infrarroja (lo que vulgarmente entendemos como calor). Recuerde que todo cuerpo en la naturaleza (y por ende la atmósfera o la superficie de la tierra) con una temperatura distinta de cero grados Kelvin emite radiación en forma de calor, denominada radiación térmica. Cuando es la superficie terrestre la que emite, ésta se denomina radiación terrestre, y si es la atmósfera, radiación atmosférica. Como ambas radiaciones están dentro de un rango de temperaturas muy parecido, la temperatura media de la superficie de la Tierra es de aproximadamente $15^{\circ} C$ ($288 K$) y la de la atmósfera $-18^{\circ} C$ ($255 K$), lo que de acuerdo a las de emisión del cuerpo negro sitúa a ambas en un rango entre 3 y 100 micras dentro del espectro electromagnético, región denominada infrarroja o larga longitud de onda. La radiación solar corresponde a un cuerpo cuya temperatura de emisión se sitúa alrededor de $6000 K$, lo que de acuerdo a las leyes de emisión del cuerpo negro la sitúan en un rango de $0.25-2.5 \mu m$, y se la designa también como radiación de corta longitud de onda.

La radiación emitida por un cuerpo es proporcional a T^4 (Ley de Stephan- Boltzman), es decir emite más energía (W/m^2) cuanto mayor es su temperatura, y su espectro (es decir el conjunto de longitudes de ondas que componen esa radiación) se sitúa en las regiones o rangos de longitud de onda más corta cuanto más energética (véase en la figura (1.6) el espectro electromagnético medido en $\mu m = 10^{-3} mm$, donde se sitúan estas radiaciones) como demuestran la ley de Plank o la ley de desplazamiento de Wien. Cuando el porcentaje de la cantidad de energía que emite la Tierra es igual al que absorbe se alcanza el equilibrio radiativo de temperatura, igual a $-18^{\circ} C$ ($255 K$). Esta temperatura debería ser la de la superficie de la Tierra, pero esta temperatura es mayor e igual a $15^{\circ} C$ ($288 K$). Esta diferencia se debe al efecto invernadero de la atmósfera, es decir la atmósfera

no solo emite radiación infrarroja sino que también la absorbe y de forma selectiva en ambos casos, es decir no se comporta como un cuerpo negro.

Los gases de efecto invernadero (vapor de agua y CO_2 fundamentalmente) absorben parte de la energía infrarroja emitida por la atmósfera y por la superficie Terrestre, impidiendo que ésta escape al espacio exterior. Esta energía absorbida es a su vez reemitida en todas las direcciones y hacia el suelo, con lo cual es de nuevo absorbida por la atmósfera y por las capas bajas de ésta. En balance el suelo absorbe más que emite, de forma que su temperatura media se sitúa por encima de $-18^\circ C$. Esto ha hecho que la atmósfera de la Tierra tenga unas características tan especiales cuando se la compara con las atmósferas de otros planetas y que su clima sea el idóneo para el desarrollo de la vida en él. Los gases de efecto invernadero son gases selectivos, es decir, son casi transparentes a la radiación de onda corta (solar) y muy absorbentes a la radiación de onda larga. Vemos pues que el efecto invernadero es muy positivo pero también tiene su lado negativo, pues el aumento en la atmósfera de estos gases por la contaminación atmosférica (CO_2 , CH_4 , etc.) puede alterar este equilibrio radiativo de la Tierra, modificando el clima y con consecuencias impredecibles sobre todo el planeta.

El objeto de este trabajo es acercarnos a algunos problemas que rigen el intercambio o transferencia radiativa en la atmósfera a fin de poner a punto una serie de modelos que nos permitan la evaluación de las densidades de flujo y radiancias en los límites de la atmósfera, bien a nivel de suelo o la medida por los sensores a bordo de plataformas orbitales o satélites (teledetección). Ello nos permitirá familiarizarnos con los parámetros que rigen estas modelizaciones a fin de su aplicación en metodologías concretas que nos permitan su determinación, como es el caso del ozono y vapor de agua atmosférico. También podremos determinar el espesor óptico de aerosoles y de caracterizar muchas de las propiedades que definen a las partículas o aerosoles atmosféricos. Todo ello gracias a las medidas espectroradiométricas a nivel de suelo de densidades de flujos en el rango solar que hemos llevado a cabo.

Así introduciremos a lo largo de esta memoria definiciones y conceptos generales, aplicables a otras atmósferas planetarias, como las magnitudes radiométricas de densidad de flujo, radiancia, etc.; conceptos como absorción, dispersión y funciones de transmisión y reflectancia de la atmósfera, espesor óptico, etc.; ecuación de transferencia radiativa, propiedades radiativas de los aerosoles, campo radiativo, etc., todo ello dentro del contexto de la transferencia radiativa en la atmósfera.

1.1 Conceptos y magnitudes radiométricas básicas

Al no existir una simbología estándar en este tema, en este trabajo se adopta la que aparece en la mayoría de los textos y artículos consultados tales como [Cachorro, 1993], [Iqbal, 1983], [Liou, 1980], [Lenoble, 1993], [Chandrasekhar, 1960] entre otros.

Si Q es la energía transportada por la radiación, medida en Joule (J), el flujo radiante $\Phi = dQ/dt$ es la energía radiante por unidad de tiempo. Φ es medido en Watios (W).

La densidad de flujo radiante F se define como

$$F = \frac{d\Phi}{dA} \quad (1.1)$$

y representa el flujo radiante que cruza un elemento de superficie dA . F tiene unidades de Watios por metro cuadrado (Wm^{-2}). Se distingue aquí entre la densidad de flujo, $d\Phi/dA$, que llega a una superficie, llamada *irradiancia* y la que emerge, $d\Phi/dA$, denominada *exitancia o emitancia*. La dirección del flujo no se especifica ya que éste llega o emerge de una superficie en todas direcciones dentro de un hemisferio sobre dicha superficie.

La *intensidad radiante* H es definida por

$$H = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (1.2)$$

donde $d\Omega$ es el elemento de ángulo sólido.

La intensidad es utilizada para caracterizar la emisión de fuentes puntuales. Sin embargo una fuente de extensión finita puede considerarse como una fuente puntual cuando la distancia de observación es mucho mayor que las dimensiones de la fuente.

La *radiancia* I es definida como el flujo radiante por unidad de ángulo sólido cruzando un elemento de superficie perpendicular a la dirección del haz de radiación, figura (1.1).

$$I = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA \cos\theta} = \frac{dF}{d\Omega \cos\theta} \quad (1.3)$$

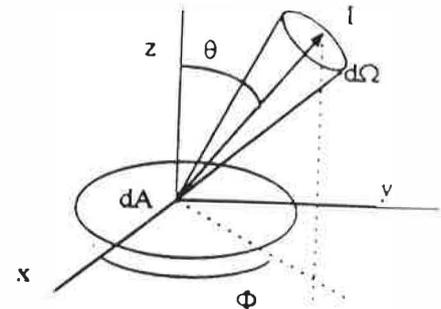


fig. 1.1: Esquema que define la radiancia

I es medido en Watts por metro cuadrado y por esteroradián ($Wm^{-2}sr^{-1}$). La radiancia tal como es definida es función de la dirección.

Para el caso de una superficie fuente cuya radiancia I es independiente del ángulo de observación θ , ésta es llamada *fuerza Lambertiana*.

De la ecuación anterior la densidad de flujo se obtiene a partir de la radiancia por

$$F = \int_{\Omega} I \cos\theta d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.4)$$

Cuando se tiene radiación isotrópica, I es independiente de la dirección (caso de una superficie fuente lambertiana) e introduciendo $\mu = \cos\theta$, entonces

$$F^{\downarrow} = \int \int I \mu d\mu d\phi = I \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 \mu d\mu \implies F = \pi I \quad (1.5a)$$

donde F^{\downarrow} es el flujo total descendente.

Igualmente podemos definir el flujo ascendente como

$$F^{\uparrow} = I \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^0 \mu d\mu \quad (1.5b)$$

En general las cantidades radiométricas anteriormente definidas varían con la longitud de onda λ y comúnmente para una λ específica éstas se denotan como Φ_{λ} , F_{λ} , I_{λ} .

La densidad de flujo total se obtiene entonces integrando sobre λ .

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda \quad (1.6)$$

Si ν es la frecuencia de la radiación

$$F_\nu = - \left(\frac{\lambda^2}{c} \right) F_\lambda \quad y \quad I_\nu = - \left(\frac{\lambda^2}{c} \right) I_\lambda \quad (1.7)$$

En este trabajo siempre utilizaremos magnitudes espectrales dependientes con la longitud de onda (mientras no se explicita lo contrario) y omitiremos el subíndice λ para mayor claridad.

1.2 Propagación de la radiación en un medio material: absorción, dispersión y reflexión

La interacción de la radiación con el medio material en el que se propaga conlleva los procesos de absorción y dispersión o "scattering" con las moléculas y partículas que componen dicho medio. Podemos estudiar estos procesos como la interacción de un haz de radiación, representado por su densidad de flujo o radiancia, con un conjunto o volumen unidad de moléculas o partículas, descrito por su densidad en ese medio. Dicho medio también presenta unos bordes o límites, representado en la mayoría de los casos por superficies que absorben y reflejan la radiación que les llega. Es necesario pues introducir los conceptos de absorción, transmisión y reflexión de una capa de espesor o longitud geométrica finita a través de unas funciones o coeficientes. En muchos casos el concepto de reflexión puede verse como un caso límite de la dispersión cuando la densidad de partículas forman un continuo. Un caso concreto puede ser el de una capa nubosa.

1.2.1 Absorción

La estructura cuantizada en los niveles o estados de energía que presentan las moléculas debido a sus energías de rotación, vibración y electrónica da origen a la complicada estructura que a su vez presentan sus espectros de absorción o emisión (ley de Kirchoff; coeficiente de emisión igual al de absorción), espectros del tipo electrónico-vibración-rotacional, vibracional-rotacional o rotacional puro. De forma que cuando un haz de luz o radiación se propaga por un medio gaseoso tiene lugar la interacción de la radiación con la materia a través del proceso de absorción denominado selectivo, por el carácter específico que cada gas tiene representado por su espectro característico de absorción. Los espectros moleculares de absorción y emisión son en general bastante complicados, presentando una estructura de bandas compuesto a su vez por infinidad de líneas espectrales (cada línea representa la absorción (emisión) de radiación de frecuencia ν correspondiente a la transición entre dos estados energéticos $E_i - E_j = h\nu$) que en la mayoría de los casos se solapan por las interacciones que presentan esos tres tipos de energías (espectros del tipo electrónico-vibración-rotación). La absorción de la radiación por una molécula o medio presupone la transformación de esta energía en otras formas de energía.

Suponiendo pues un medio M exclusivamente absorbente (sin dispersión). Un haz de radiación de radiancia I se ve atenuado por absorción al atravesar en dirección normal una capa de longitud geométrica dx (figura (1.2)), de forma que su radiancia se modifica a $I + dI$, siendo dI proporcional a la radiancia incidente en la capa, a la longitud de camino geométrico dx y a un coeficiente característico del medio y que representa su absorción, denominado coeficiente de absorción volúmico $k_a(x, \lambda)$ (unidades de L^{-1})

$$dI(x, \lambda) = -k_a(x, \lambda)I(x, \lambda)dx \quad (1.8)$$

Integrando a un camino finito x_1 y x_2 tenemos la conocida ecuación de atenuación en un medio, denominada ecuación de Beer-Lambert-Bouguer.

$$I(x_2) = I(x_1, \lambda)e^{-\tau_a(x_1, x_2, \lambda)} \quad (1.9)$$

donde

$$\tau_a(x_1, x_2, \lambda) = \int_{x_1}^{x_2} k_a(x, \lambda) dx \quad (1.10)$$

es el espesor óptico de absorción entre x_1 y x_2 . Debemos observar que el coeficiente de absorción en general depende del camino recorrido, es decir de la coordenada x , o lo que es lo mismo, es una función de punto. Depende pues de la densidad del medio y de las condiciones de presión y temperatura de cada nivel x . El espesor óptico es una cantidad adimensional y se reduce al producto del coeficiente de absorción (constante) por el camino geométrico en un medio homogéneo.

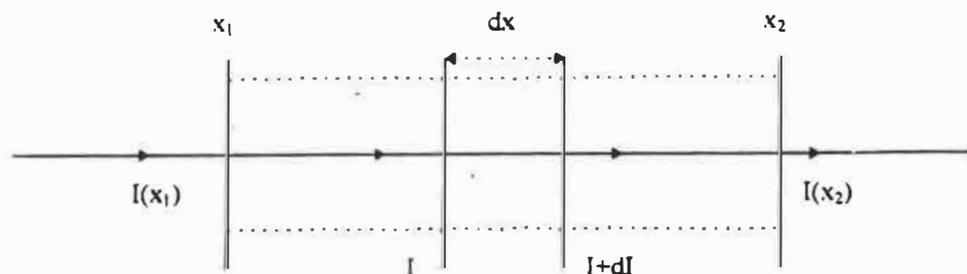


fig. 1.2: Ilustración de la atenuación de la radiancia al cruzar un medio material

Es útil en general expresar el camino recorrido teniendo en cuenta la densidad del medio ya que a su vez el coeficiente de absorción es proporcional a la densidad de éste, introduciendo así el coeficiente de absorción másico $k'_a(x, \lambda)$ ($kg^{-1} m^2$ o $gr^{-1} cm^2$). De esta forma el espesor óptico queda

$$\tau_a(x_1, x_2, \lambda) = \int_{x_1}^{x_2} k'_a(x, \lambda) \rho(x) dx \quad (1.11)$$

Podemos definir la transmitancia de una capa entre x_1 y x_2 a lo largo de la dirección de propagación

$$t_a(x_1, x_2, \lambda) = \frac{I(x_2, \lambda)}{I(x_1, \lambda)} = e^{-\tau_a(x_1, x_2, \lambda)} \quad (1.12)$$

La energía que no es absorbida es transmitida; por tanto se define la absorptancia de la capa (x_1, x_2) como

$$\alpha(x_1, x_2, \lambda) = \frac{I(x_1, \lambda) - I(x_2, \lambda)}{I(x_1, \lambda)} = 1 - t_a(x_1, x_2, \lambda) \quad (1.13)$$

1.2.2 Dispersión

cuando un haz de radiación atraviesa un medio, es atenuado por el proceso de "scattering" o dispersión, el cual puede ser entendido como un proceso en el cual la energía que incide sobre la partícula es redistribuida en todas las direcciones. Este proceso es debido a las inhomogeneidades del medio causado por la propia estructura de las moléculas y partículas. En los medios poco densos donde la distancia entre las partículas es mucho mayor que el tamaño de las mismas tenemos dispersión incoherente ya que no hay relación entre las fases de las ondas dispersadas y sólo se suman sus intensidades. Si la partícula en este proceso no absorbe nada de energía, de forma que toda la energía sale dispersada, se dice que es una dispersión o "scattering" puro. Si por el contrario la partícula se queda con parte de esta energía es una dispersión con absorción. Esta posibilidad se da siempre que el índice de refracción de las partículas respecto al medio es complejo, es decir tiene

una parte imaginaria. Si el índice de refracción de la partícula sólo tiene componente real estaremos ante un caso de "scattering" puro.

También puede entenderse el proceso de "scattering" como aquél en que la partícula absorbe toda la radiación que incide sobre ella y reemite en todas las direcciones del espacio. En la atmósfera las partículas responsables de la dispersión cubren tamaños desde las propias moléculas del gas constituyente del medio ($\approx 10^{-8} \text{ cm}$) hasta grandes gotas y granizos ($\approx 1 \text{ cm}$). Las características de la radiación dispersada dependen de la longitud de onda de la radiación, del índice de refracción de las partículas y del tamaño y forma de las mismas. Ello permite que a través de la luz dispersada podamos obtener información sobre el estado de turbiedad del medio así como sobre las características de las partículas.

La evaluación de la distribución de la energía y de las magnitudes envueltas en el proceso de dispersión se calculan mediante la teoría de Mie suponiendo que las partículas son esféricas [Wiscombe, 1986]; [Cachorro et al., 1989]; [Cachorro and Salcedo, 1991]. Aquellas partículas con ciertas simetrías también pueden calcularse mediante la teoría de Mie [Bohren and Huffman, 1983]; [Van der Hulst, 1957]. Generalmente se suele hacer la distinción entre dispersión por moléculas o dispersión de Rayleigh, cuando el tamaño de la partícula es considerablemente menor que la longitud de onda incidente, y dispersión de Mie, cuando estas son de tamaño comparable o superior a la longitud de onda.

Cuando:

$$r \ll \lambda \quad \Rightarrow \quad \text{dispersión de Rayleigh}$$

$$r \geq \lambda \quad \Rightarrow \quad \text{dispersión de Mie}$$

La dispersión de Rayleigh produce una distribución de luz simétrica (función de "scattering" simétrica) respecto de la dirección de propagación tal como se muestra en la figura (1.3) mientras que la dispersión de Mie presenta una distribución muy variable dependiendo de las características anteriormente citada: radio de la partícula, valor de la longitud de onda de la radiación, etc.. En un volumen que contiene muchas partículas, la luz incidente sobre una partícula es dispersada y esta luz es nuevamente dispersada por otra partícula y así sucesivamente. Cuando ésto ocurre se habla de dispersión múltiple y si cada partícula dispersa una sólo vez se dice que estamos en condiciones de dispersión simple. Podemos hablar también dentro de este contexto de los diversos órdenes de "scattering"; primero,segundo, tercero, etc.

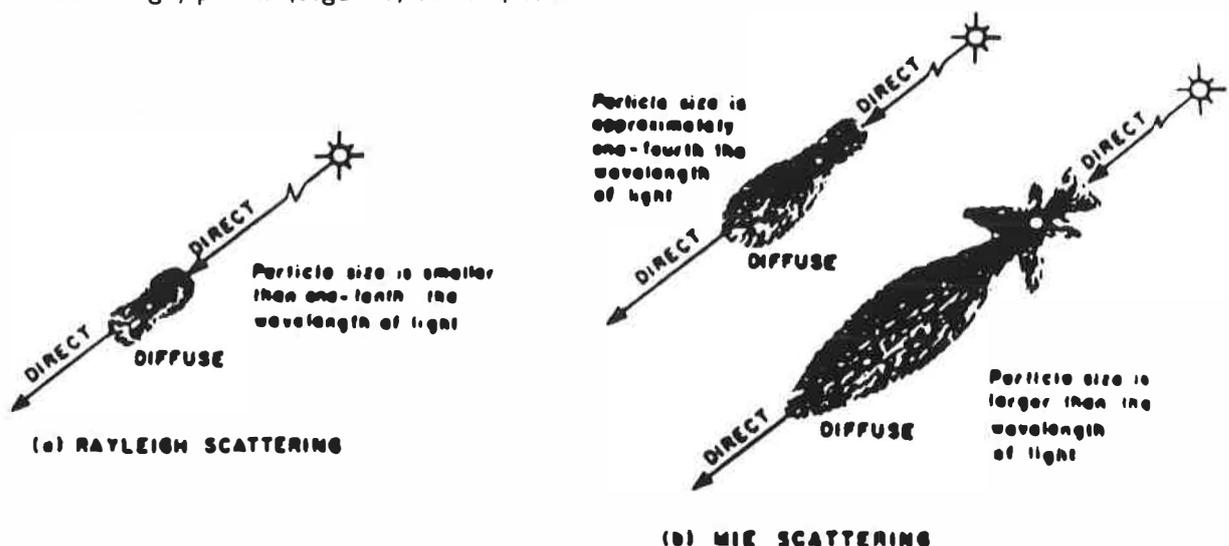


fig. 1.3: Ilustración de las funciones de fase de dispersión de Rayleigh y de Mie

Suponiendo un medio exclusivamente dispersivo, no absorbente, y en paralelo con la sección precedente, el medio es caracterizado por un coeficiente de dispersión o "scattering" volumétrico $\beta_s(x, \lambda)$ (L^{-1}) o coeficiente de "scattering" másico e igualmente tendremos el espesor óptico de dispersión

$$\tau_s(x_1, x_2, \lambda) = \int_{x_1}^{x_2} \beta_s(x, \lambda) dx \quad (1.14)$$

En el caso de que el proceso de dispersión no sea puro, sino que haya una cierta absorción por parte de las partículas hablaremos de coeficiente de extinción definido por la suma del coeficiente de "scattering" puro más un coeficiente de absorción

$$\beta_e = \beta_s + \beta_a \quad (1.15)$$

Similarmente tenemos el espesor óptico de extinción, suma del de dispersión y absorción

$$\tau_e = \tau_s + \tau_a \quad (1.16)$$

La importancia relativa entre "scattering" y absorción se caracteriza por un parámetro denominado albedo de "scattering" simple

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_e} \quad (1.17)$$

entonces la cantidad $1 - \omega_0$ representa la fracción de energía absorbida. Cuando $\omega_0 = 1$ se dice que se tiene un "scattering" conservativo o puro y no hay pérdida de energía. Sin embargo éste es siempre un caso ideal o límite dentro de un medio real, aproximación muy utilizada cuando tenemos un medio con una absorción muy pequeña.

Aparte de estos coeficientes lo que caracteriza a un medio dispersivo es la función que evalúa la redistribución angular de la radiación o radiación dispersada, denominada función de dispersión $f(\Theta)$ ($m^{-1}sr^{-1}$) donde Θ es el ángulo de "scattering", formado por las direcciones de incidencia y dispersión de la radiación (el plano formado por estas dos direcciones se llama plano de "scattering") (figura (1.4)).

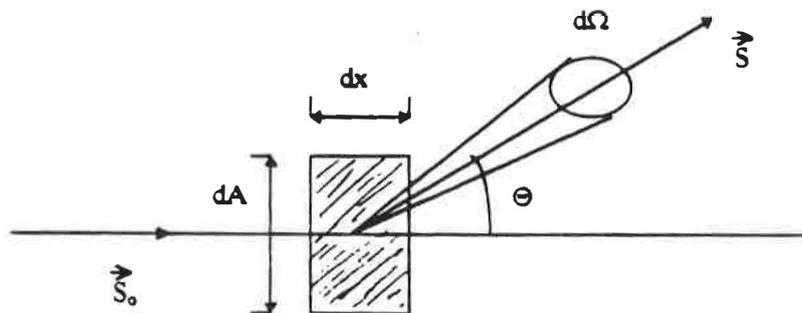


fig. 1.4: Esquema que indica la dirección del haz de radiación incidente y dispersado por un elemento de volumen

Supongamos un haz de radiación de densidad de flujo F que incide sobre un volumen elemental $dv = dA dx$; el flujo dispersado por ese volumen en una dirección s con un ángulo de dispersión Θ en el ángulo sólido $d\Omega$ es

$$d^2\Phi = f(\Theta) F dA dx d\Omega \quad (1.18)$$

Por tanto el flujo total perdido por dispersión se obtiene integrando $d\Omega$ a todas las direcciones del espacio

$$d\Phi = F dA dx \int_{4\pi} f(\Theta) d\Omega \quad (1.19a)$$

Por otro lado teniendo en cuenta el coeficiente de dispersión β_s , el flujo ha disminuido al atravesar el volumen dv en

$$d\Phi = \beta_s F dA dx \quad (1.19b)$$

con lo que se obtiene, igualando la relación entre el coeficiente de "scattering" y la función de "scattering".

$$\beta_s = \int_{4\pi} f(\Theta) d\Omega \quad (1.20)$$

Es conveniente introducir la denominada función de fase normalizada $P(\Theta)$ (sr^{-1}) dada por

$$P(\Theta) = \frac{4\pi}{\beta_s} f(\Theta) \quad (1.21)$$

1.2.3 Reflexión

Cuando se contabilizan en una capa de un medio la repartición de energía entre los procesos de absorción selectiva y el "scattering" (en general no conservativo) la luz dispersada hacia arriba y no transmitida hacia abajo, puede entenderse como una reflexión o cuantificarse como la función de reflectancia de la capa, como de forma similar definimos anteriormente la transmitancia y absortancia de esa capa. En ese sentido, también cuando tenemos dos medios de índice de refracción distintos o bien una superficie limita un medio material gaseoso hablamos de la reflexión o reflectancia de esa superficie. La reflexión sobre una superficie que sigue las leyes de Fresnel se denomina reflexión especular (por ejemplo sobre superficies muy pulidas, espejos, lo que ocurre sobre el mar, etc). Cuando el material presenta una cierta rugosidad tenemos la reflexión difusa.

En cualquier caso definimos la reflectancia de una superficie o de una capa como la razón entre el flujo reflejado frente el flujo incidente (se la denomina también reflectancia hemisférica y también albedo).

$$\rho = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = \frac{F_r}{F_i} \quad (1.22)$$

Si la superficie es lambertiana (difusor perfecto) se verifica $F_r = \pi I_r$

$$\rho = \frac{\pi I_r}{F_i} \quad (1.23)$$

Ese factor ρ es adimensional y sólo puede variar entre 0 y 1.

La cantidad ρF_i es la densidad de flujo radiativo reflejado o difundido por la superficie. Este, a su vez puede interpretarse como (o equivale a) la emitancia radiativa de esa superficie. Si la superficie es lambertiana equivale a una fuente isótropa.

Al considerar la radiancia reflejada $I_r(s)$ en la dirección s , para una densidad de flujo $F_i(s_0)$ con dirección de incidencia s_0 , se define la *reflectancia bidireccional* $\rho(s, s_0)$ por

$$\rho(s, s_0) = \frac{\pi I_r(s)}{F_i(s_0)} \quad (1.24)$$

Para una superficie reflectora lambertiana, $\rho(s, s_0) = \rho = cte.$

Para el caso planetario, además del albedo hemisférico, se introduce el llamado *albedo esférico*, S , que se define como el cociente entre el flujo total reflejado por el planeta y el flujo incidente sobre éste. El flujo reflejado por el planeta es

$$\Phi_r = 2\pi R^2 \pi F_0 \int_0^1 \rho(\mu_0) \mu_0 d\mu_0$$

donde πF_0 es la densidad de flujo en la parte superior de la atmósfera, y el flujo total recibido por este desde el sol, $\Phi_i = \pi R^2 \pi F_0$, entonces

$$S = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = 2 \int_0^1 \rho(\mu_0) \mu_0 d\mu_0 \quad \text{con} \quad \mu_0 = \cos\theta_0 \quad (1.25)$$

1.2.4 Atmósfera terrestre: componentes de la radiación solar.

Radiación directa, difusa y global

A medida que el haz de radiación en la dirección del sol se propaga en la atmósfera, se va atenuando por absorción selectiva y por "scattering" de los componentes atmosféricos (moléculas, nubes, etc.). De forma que el haz transmitido que finalmente alcanza un determinado nivel z de la atmósfera o la superficie de la tierra se denomina radiación directa o componente directa de la radiación. Esta puede medirse en una superficie normal al haz de radiación o sobre una superficie horizontal (lo que presupone proyectar sobre el vector normal a la superficie, o sea multiplicar por $\cos\theta_0$, con θ_0 ángulo cenital del sol).

El proceso de dispersión presupone, como hemos visto, que tengamos en la atmósfera radiación procedente de todas direcciones por la dispersión múltiple que va sufriendo cada haz, originario del haz directo. Esta componente de la radiación procedente de todas las direcciones se denomina radiación difusa. Esta situación de cielos claros, se ve acrecentada si a su vez contabilizamos el efecto de dispersión (puede verse como una reflexión) y absorción ante la existencia de nubes. La suma de la componente directa y difusa sobre el mismo plano nos da la radiancia global. Estas componentes podemos medirlas bien como una densidad de flujo o irradiancia o bien como radiancias, comportando en este caso una misma dirección determinada. También será útil en este sentido hacer uso de las definiciones de flujo ascendente y descendente y flujo neto hecho anteriormente.

La ecuación de transferencia o intercambio radiativo nos posibilita determinar el campo radiativo en un medio atmosférico. En el caso de atmósfera muy turbias (espesor óptico mayores que 1) y en atmósfera nubosas es preciso tener en cuenta la interacción "scattering"-absorción, lo cual complica la metodología en la resolución de la ecuación de transferencia radiativa, pero estos casos no serán tratados en esta memoria, ya que nuestras medidas están restringidas al caso de cielos claros.

1.3 La Atmósfera Terrestre. Composición y Estructura

La radiación solar que llega a la tierra, en su paso por la atmósfera, experimenta absorción y dispersión por los elementos que la constituyen. En la superficie de la tierra una fracción de la

radiación que llega es absorbida y la restante es reflejada nuevamente a la atmósfera. Por otra parte la superficie y la atmósfera emiten radiación de acuerdo a la ley de Kirchhoff, emisión que es importante en la región infrarroja del espectro. Para el estudio del problema de transferencia radiativa en la atmósfera es importante conocer su estructura y composición.

La atmósfera es la capa gaseosa que rodea a la tierra y está formada por gases constituyentes permanentes, gases constituyentes variables y por partículas sólidas y líquidas en suspensión. Los principales constituyentes forman una mezcla homogénea hasta aproximadamente el nivel de la Mesopausa (80-90 km): esta mezcla contiene un 78% de nitrógeno, 21% de oxígeno, 1% de argón, más otros porcentajes menores de gases como se muestra en la tabla (1.1) [Liou, 1980]. Esta región se conoce con el nombre de Homosfera que a su vez está dividida en tres capas: la Troposfera, Estratosfera y la Mesosfera, como se muestra en la figura (1.5) donde se representa un perfil de temperatura del aire y la terminología relacionada a las diferentes capas en las que se divide la atmósfera. Los gases constituyentes variables respecto al tiempo y al espacio más importantes son el ozono que se encuentra concentrado principalmente en la Estratosfera y el vapor de agua que está localizado en las capas bajas de la Troposfera, aunque éste también juega un papel importante en la Estratosfera. El vapor de agua es el componente más variable en la atmósfera y también de mayor importancia en el ámbito de los procesos de transferencia radiativa. Su dependencia con factores como las condiciones meteorológicas, latitud, condiciones estacionales y locales, hacen que su determinación tanto del perfil como su contenido total deba ser prácticamente puntual. Sobre la Homosfera, las moléculas pueden ser disociadas en átomos e ionizados por absorción de radiación de longitudes de onda corta; la región donde ésto ocurre es llamada Heterosfera y está constituida por dos capas: la Termosfera y la Exosfera.

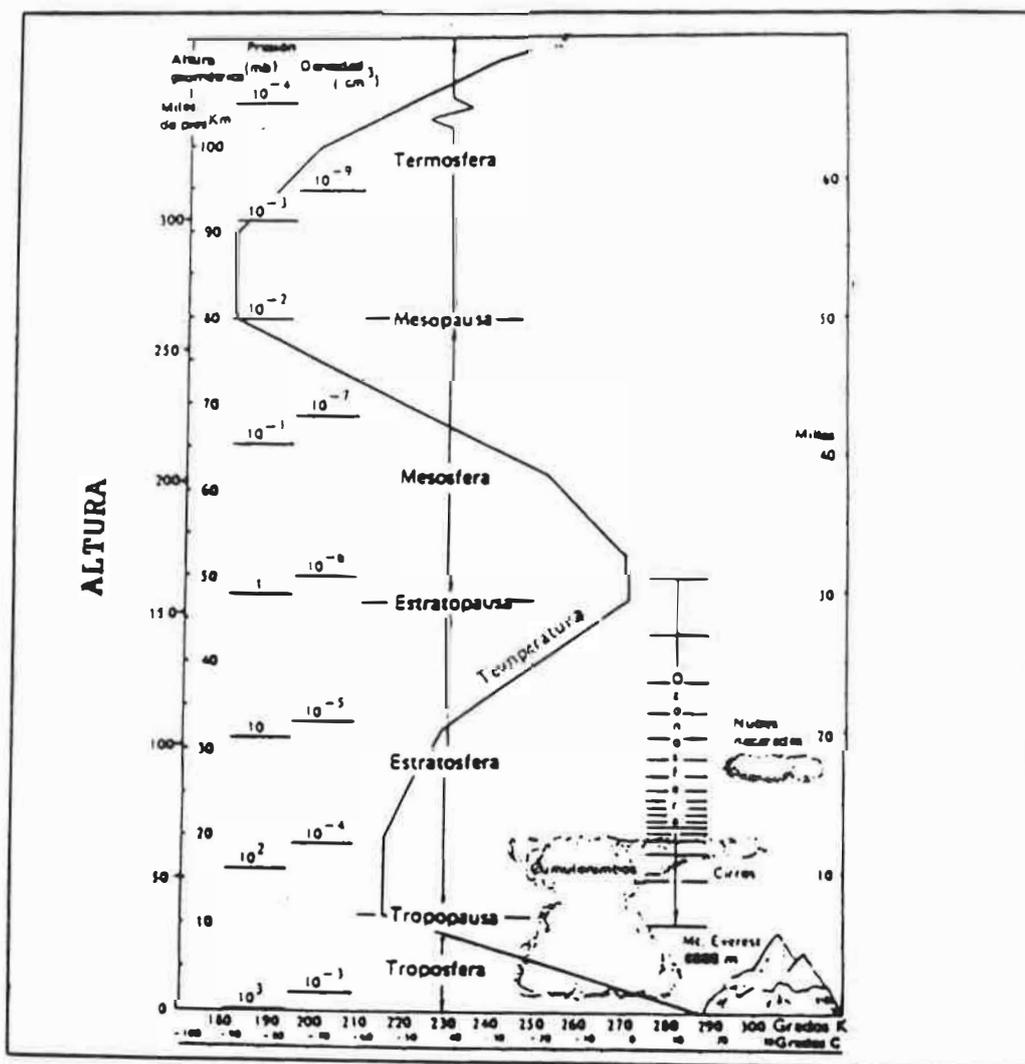
En los procesos de transferencia radiativa es importante la atmósfera baja y media, esto es, la Homosfera, la cual contiene alrededor del 99.9% de la masa atmosférica.

Como se ha mencionado, la atmósfera también contiene partículas sólidas y líquidas de diferentes orígenes, tanto naturales como antropogénicos, tales como polvo, hollín, pequeñas gotas de agua, cristales de hielo, etc., que presentan una gran variabilidad tanto espacial como temporal. Estas partículas componentes de la atmósfera se llaman *aerosoles* y juegan un papel fundamental en la absorción y dispersión de la radiación solar.

Los perfiles verticales de temperatura y presión son altamente variables con la latitud, estación del año y condiciones meteorológicas. Se han construido diferentes modelos de atmósfera para representar aproximaciones convenientes de atmósferas reales y que puedan ser utilizadas para cálculos de transferencia radiativa. Los modelos de atmósfera más comunes son: Tropical (15° N), Midlatitude Summer (45° N, Julio), Midlatitude Winter (45° N, Enero), Subarctic Summer (60° N, Julio), Subarctic Winter (60° N, Enero) y 1962 U.S. Standard Atmosphere [McChatchey et al., 1972].

Tabla 1.1

Composición de la atmósfera			
Constituyentes permanentes	% por volumen	constituyentes variables	% por volumen
nitrógeno (N_2)	78.084	vapor de agua (H_2O)	0-0.04
oxígeno (O_2)	20.948	dióxido de carbono (CO_2)	0.033
argón (Ar)	0.934	ozono (O_3)	$0 - 12 \cdot 10^{-1}$
neón (Ne)	$18.18 \cdot 10^{-4}$	Metano (CH_4)	$1.5 \cdot 10^{-1}$
helio (He)	$5.24 \cdot 10^{-4}$	óxido nitroso (N_2O)	$0.27 \cdot 10^{-1}$
criptón (Kr)	$1.14 \cdot 10^{-4}$	monóxido de carbono (CO)	$0.19 \cdot 10^{-1}$
Xenón (Xe)	$0.089 \cdot 10^{-4}$	dióxido de sulfuro (SO_2)	$0.001 \cdot 10^{-1}$
Hidrógeno (H_2)	$0.5 \cdot 10^{-4}$	dióxido de nitrógeno (NO_2)	$0.001 \cdot 10^{-1}$
		amoniaco (NH_3)	$0.004 \cdot 10^{-1}$
		óxido nítrico (NO)	$0.0005 \cdot 10^{-1}$
		sulfuro de hidrógeno (H_2S)	$0.00005 \cdot 10^{-1}$
		vapor de ácido nítrico (HNO_3)	Traza



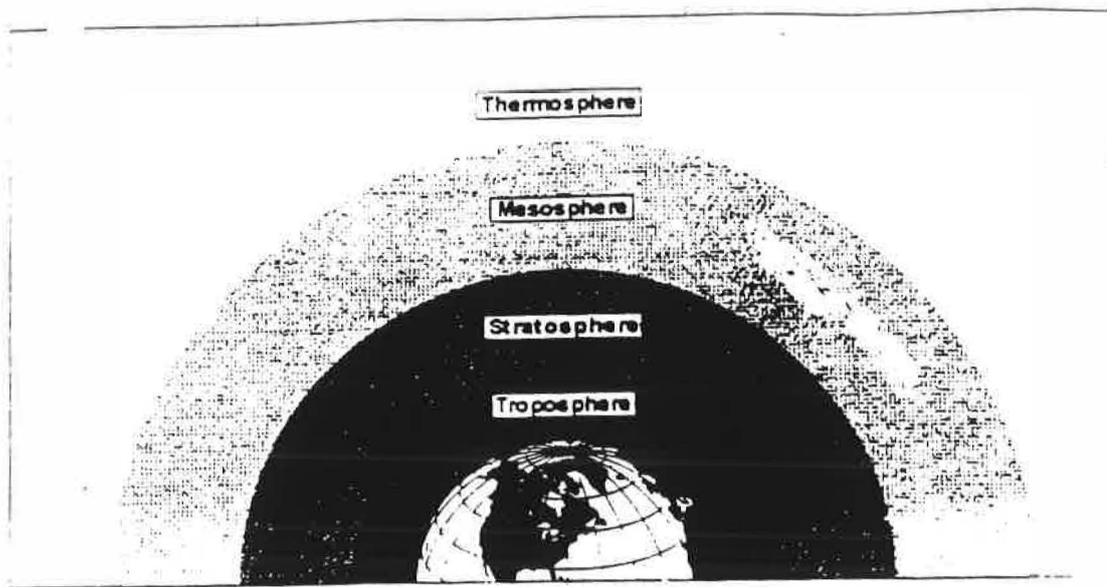


fig. 1.5: Estratificación de la atmósfera terrestre

1.4 Espectro electromagnético y radiación solar fuera de la atmósfera

La radiación electromagnética, una parte de la cual es la responsable de la transferencia radiativa en la atmósfera, cubre un rango en las longitudes de onda que va desde los rayos gamma (10^{-9} cm) hasta las ondas de radio (10^5 cm) formando lo que se denomina *espectro electromagnético*. En la figura (1.6) se representan las componentes del espectro electromagnético.

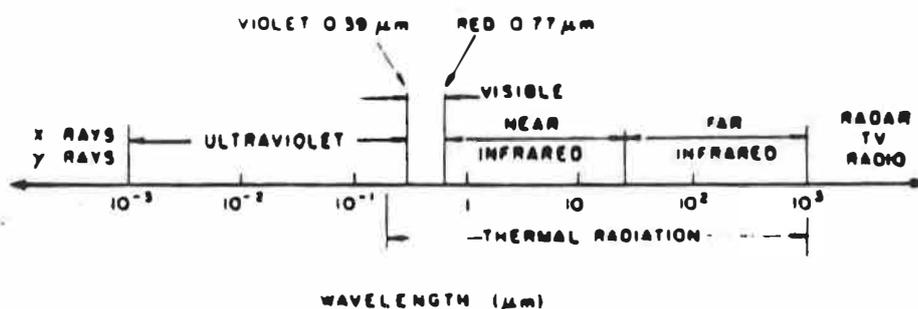


Fig. 1.6: Espectro electromagnético

La distribución de la radiación electromagnética emitida por el sol forma el espectro solar, que va de 0.25 a 2.5 micras. La *constante solar* es la cantidad de energía solar que llega al límite superior de la atmósfera por unidad de tiempo sobre una superficie de área unidad normal a la dirección de propagación de la radiación y situada en la parte superior de la atmósfera a una distancia media Tierra-Sol de $1.496 \times 10^8 \text{ km}$. Un valor actualizado de la constante solar basado en medidas realizadas con satélites es $1367 \pm 7 \text{ Wm}^{-2}$ [Iqbal, 1983]. Este valor es aceptado por la "World Metereological Organization (WMO)". En la figura (1.7) se representa esta distribución espectral en el rango de longitudes de onda de nuestro interés 300-1100 nm [Riordan, 1987].

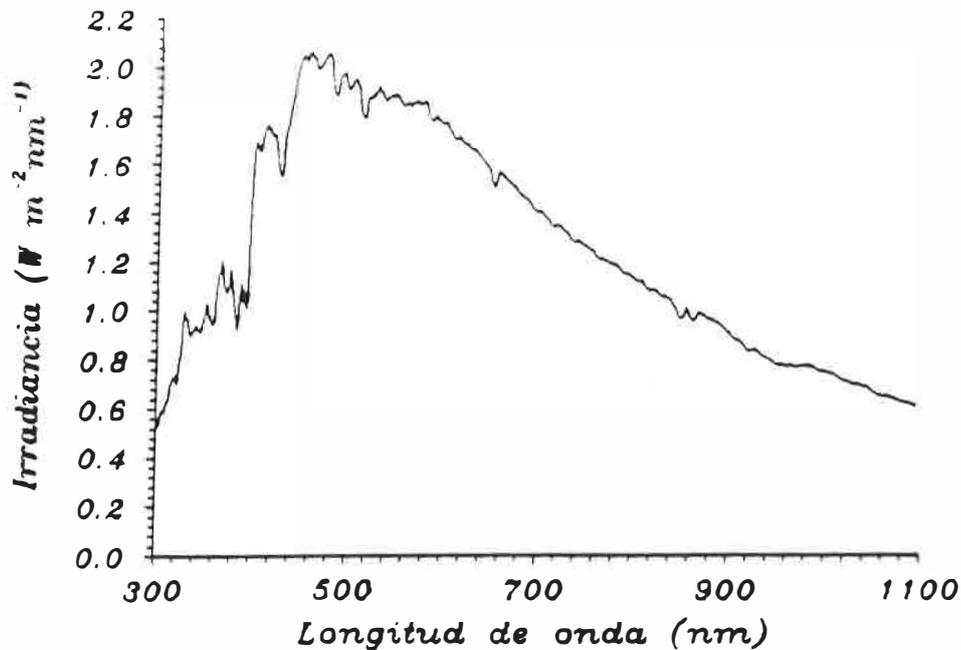


Fig. 1.7: Irradiancia solar espectral en el límite superior de la atmósfera en el intervalo de longitudes de onda 300-1100 nm

1.5 La ecuación de transferencia radiativa. Balance Energético

En esta sección se presenta la ecuación fundamental que gobierna el intercambio o transferencia de energía radiante en un medio material, llamada *ecuación de transferencia radiativa*. Para deducirla se hará uso de la conservación de la energía y con tal propósito se considera un cilindro infinitesimal en el medio, como el mostrado en la fig (1.8).

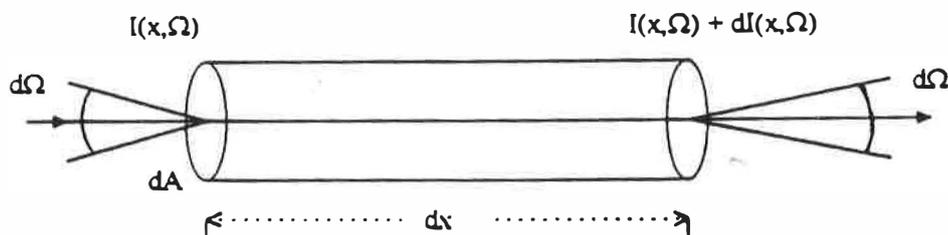


fig. 1.8: Esquema para la deducción de la ecuación de transferencia radiativa

En términos de la radiancia, la diferencia en el flujo de energía $d\Phi$ al cruzar la radiación perpendicularmente a las secciones del cilindro y confinado a un elemento de ángulo sólido $d\Omega$ en la dirección $\Omega = (\theta, \phi)$, viene dado por

$$d\Phi = \frac{dI(x, \Omega)}{dx} dx dA d\Omega . \quad (1.26)$$

Esta diferencia es debida al proceso de extinción de flujo a lo largo del cilindro, el cual viene dado

por

$$d\Phi_1 = -\beta_e I(x, \Omega) dx dA d\Omega . \quad (1.27)$$

A su vez, el flujo puede incrementarse por emisión del medio debido al proceso de dispersión múltiple de la radiación desde otras direcciones en la dirección del haz y también por la propia emisión del medio. El flujo ganado se expresa como

$$d\Phi_2 = \beta_e J(x, \Omega) dx dA d\Omega \quad (1.28)$$

donde

$$J(x, \Omega) = J_{sc}(x, \Omega) + J_{em}(x, \Omega)$$

es llamada *función fuente*. $J_{sc}(x, \Omega)$ es la función fuente debido a la dispersión y $J_{em}(x, \Omega)$ la función fuente de emisión. Contando el flujo ganado y perdido por el haz de radiación al cruzar el cilindro, se tiene

$$d\Phi = d\Phi_1 + d\Phi_2 .$$

reemplazando en esta última las ecuaciones (1.26), (1.27) y (1.28) se obtiene

$$\frac{dI(x, \Omega)}{\beta_e dx} = -I(x, \Omega) + J(x, \Omega) . \quad (1.29)$$

Esta es la ecuación de *transferencia radiativa*, fundamental en el estudio de transferencia de radiación en la atmósfera.

La función fuente en el caso de dispersión múltiple es

$$J_{sc}(x, \Omega) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} I(x, \Omega') P(\Omega, \Omega') d\Omega' \quad (1.30)$$

que corresponde al incremento de radiancia en la dirección Ω por dispersión de radiación incidente desde la dirección Ω' .

El caso de emisión tiene mayor importancia en la región infrarroja del espectro y, bajo condiciones de equilibrio termodinámico local, la función fuente de emisión viene dada por

$$J_{em}(x, \Omega) = J_{em}(x) = (1 - \omega_0) I_B(T(x)) \quad (1.31)$$

donde $I_B(T(x))$ es la radiancia de cuerpo negro a la temperatura $T(x)$.

1.5.1 Forma integral de la ecuación de transferencia. Ley de Beer-Lambert-Bouguer

De la ecuación (1.29) se puede obtener una forma integral de ésta. Para ello es conveniente recurrir al espesor óptico τ del medio, que como ya se ha definido anteriormente es

$$\tau(x_1, x) = \int_x^{x_1} \beta_e(x') dx' \quad \Rightarrow \quad d\tau(x_1, x) = -\beta_e dx \quad (1.32)$$

y la ecuación (1.29) queda

$$-\frac{dI(x)}{d\tau(x_1, x)} = -I(x) + J(x) . \quad (1.33)$$

Multiplicando la ec.(1.33) por el factor $e^{-\tau(x_1, x)}$ e integrando entre 0 y x_1 , se obtiene

$$I(x_1) = I(0)e^{-\tau(x_1, 0)} + \int_0^{x_1} J(x)e^{-\tau(x_1, x)} \beta_e dx . \quad (1.34)$$

Esta ecuación expresa que la radiancia en el punto x_1 en una dirección dada, resulta de la radiancia $I(0)$ atenuada por el medio (1er término) más la contribución por dispersión múltiple y emisión de todos los puntos anteriores x atenuados por el factor $e^{-\tau(x_1, x)}$ (2do término).

Si se considera sólo el haz de radiación en la dirección del sol y teniendo presente únicamente el proceso de atenuación del medio, sin considerar la contribución de radiación por dispersión desde otras direcciones, se tiene la denominada radiación solar directa, y de la ecuación (1.34) resulta

$$I(x_1) = I(0)e^{-\tau_1} \quad (1.35)$$

donde

$$\tau_1 = \tau(x_1, 0) = \int_0^{x_1} \beta_e(x') dx' .$$

La ecuación (1.35) es la ecuación de *Beer-Lambert-Bouguer* dada anteriormente por ec.(1.9) y es válida para cualquier medio material homogéneo e independiente de la dirección, por tanto también puede ser aplicada a la densidad de flujo y al flujo. En nuestro caso el medio será la atmósfera.

1.5.2 Ecuación de transferencia para atmósferas plano-paralelas

En aplicaciones a la atmósfera terrestre, es conveniente estratificar ésta en capas plano-paralelas. Se entiende por un medio con capas plano-paralelas aquél donde las magnitudes determinadas (las radiométricas por ejemplo) varían con la longitud vertical z perpendicular a las capas (fig.(1.8)) y las variaciones con las longitudes horizontales son despreciables.

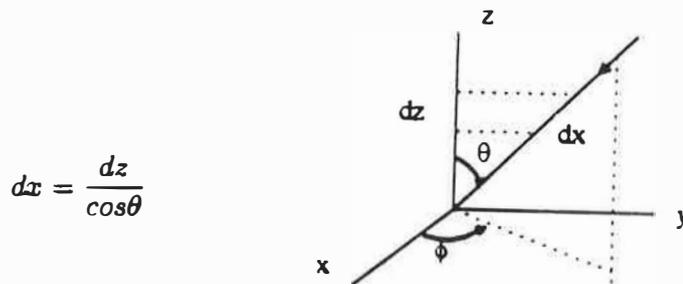


fig. 1.8: Esquema de coordenadas

En términos de la longitud vertical z , la ecuación de transferencia radiativa queda

$$\cos\theta \frac{dI(z, \theta, \phi)}{\beta_e dz} = -I(z, \theta, \phi) + J(z, \theta, \phi) \quad (1.36)$$

introduciendo el espesor óptico (definido en la dirección vertical)

$$\tau = \int_z^{\infty} \beta_e dz' \quad \Rightarrow \quad d\tau = -\beta_e dz \quad (1.37)$$

medido desde la parte superior de la atmósfera hacia abajo y haciendo $\mu = \cos\theta$, en términos de τ la ec.(1.36) queda

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - J(\tau, \mu, \phi) \quad (1.38)$$

con las funciones fuentes dadas por ecs.(1.30) y (1.31)

$$J_{sc}(\tau; \mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau; \mu', \phi') P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (1.39)$$

$$J_{em}(\tau) = (1 - \omega_0) I_B(T(\tau)) \quad (1.40)$$

Las condiciones de contorno son dadas para la radiancia descendente en el límite superior de la atmósfera y para la radiancia ascendente en el límite inferior.

Estas son las ecuaciones básicas para el estudio de transferencia radiativa en una atmósfera plano-paralela.

En el caso de una atmósfera con un espesor óptico finito, la solución de la ec.(1.38) es

$$I^{\downarrow}(\tau, \mu, \phi) = I^{\downarrow}(\tau_1, \mu, \phi) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} J(\tau', \mu, \phi) e^{-(\tau' - \tau)/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} \quad 0 \leq \mu \leq 1 \quad (1.41)$$

y

$$I^{\uparrow}(\tau, -\mu, \phi) = I^{\uparrow}(0, -\mu, \phi) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J(\tau', -\mu, \phi) e^{-(\tau - \tau')/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} \quad 0 \leq \mu \leq 1 \quad (1.42)$$

donde I^{\downarrow} es la radiancia ascendente e I^{\uparrow} la descendente.

En particular para las radiancias emergentes en los extremos se tiene

$$I^{\downarrow}(0, \mu, \phi) = I^{\downarrow}(\tau_1, \mu, \phi) e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} J(\tau', \mu, \phi) e^{-\tau'/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (1.43)$$

y

$$I^{\uparrow}(\tau_1, -\mu, \phi) = I^{\uparrow}(0, -\mu, \phi) e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} J(\tau', -\mu, \phi) e^{-(\tau_1 - \tau')/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (1.44)$$

donde los primeros términos representan la contribución de las fuentes en los extremos de la atmósfera atenuados por ella y los segundos representan la contribución de ésta.

Para este caso de atmósfera plano-paralela, la ley de Beer-Lambert-Bouguer para la radiancia directa queda

$$I(\tau, \mu, \phi) = I(0, \mu, \phi) e^{-\tau/\mu} \quad (1.45)$$

donde $\mu = \cos\theta$ está asociado al camino geométrico recorrido por la radiación respecto del cenit y τ es el espesor óptico vertical.

1.6 Transferencia radiativa en una atmósfera dispersora plano-paralela

La ecuación de transferencia en una atmósfera dispersora plano-paralela viene dada por las ecuaciones (1.38) y (1.39)

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau; \mu', \phi') P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (1.46)$$

En la región del espectro visible e infrarrojo cercano (luz solar) la función fuente de emisión es despreciable y la contribución de la atmósfera es debida a la dispersión o "scattering" múltiple de la radiación solar por las moléculas y aerosoles. Por tanto la forma de trabajar es considerar una atmósfera exclusivamente difusora sin tener en cuenta la absorción selectiva de los gases atmosféricos.

La radiación solar difusa es la parte de la radiación solar dispersada por las moléculas y partículas presentes en la atmósfera y por tanto procede de todas las direcciones.

En las aplicaciones prácticas es conveniente tratar por separado la radiancia directa y la radiancia difusa. Para determinar la ecuación de la radiancia difusa, se considera que la parte superior de la atmósfera es iluminada por haces planos paralelos de dirección (θ_0, ϕ_0) y densidad de flujo πF_0 (fig. (1.9)). Entonces, al considerar separadamente la radiancia difusa $I_d(\tau; \mu, \phi)$, la radiancia transmitida puede escribirse como

$$I(\tau; \mu, \phi) = I_d(\tau; \mu, \phi) + \delta(\mu - \mu_0) \delta(\phi - \phi_0) \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \quad (1.47)$$

donde δ es la función delta de Dirac.

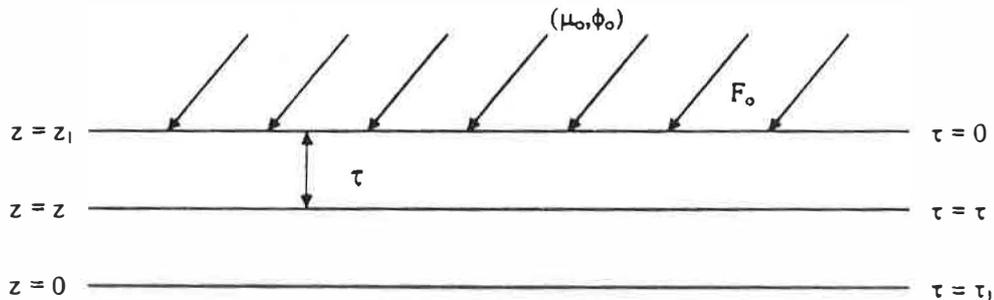


Fig. 1.9: Esquema de una atmósfera plano-paralela iluminada por haces solares

Reemplazando (1.47) en (1.46) se obtiene la ecuación de transferencia radiativa para I_d

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_d(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = & I_d(\tau; \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \phi; \mu', \phi') I_d(\tau; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ & - \frac{\omega_0}{4\pi} P(\mu, \phi; -\mu_0 \phi_0) \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (1.48)$$

con las condiciones de contorno

$$I_d^{\uparrow}(0; -\mu, \phi) = 0 \quad (\text{parte superior de la atmósfera}) \quad (1.49)$$

y si la superficie del suelo es un reflector lambertiano

$$I_d^{\uparrow}(\tau_1; \mu, \phi) = \rho \frac{F^{\downarrow}(\tau_1)}{\pi} \quad (\text{base de la atmósfera}) \quad (1.50)$$

donde τ_1 es el espesor óptico total de la atmósfera, ρ es la reflectancia del suelo y $F^+(\tau_1)$ la densidad de flujo que llega a éste. Si la superficie se considera como un cuerpo negro, entonces

$$I_d^-(\tau_1; \mu, \phi) = 0 \quad (\text{base de la atmósfera}) \quad (1.51)$$

Para resolver la ec.(1.48), la función de fase tiene que ser representada por una expresión matemática que describa lo mejor posible la situación real. Por ejemplo, para dispersión isotrópica $P(\Theta) = 1$, en la dispersión de Rayleigh o debida a las moléculas $P(\Theta) = 3(1 + \cos^2(\Theta))/4$. En el caso de las partículas se determina a partir de la teoría de Mie.

Basado en la geometría esférica, con el ángulo de dispersión $\Theta = (\mu, \phi; \mu', \phi')$ se tiene que

$$\begin{aligned} \cos\Theta &= \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\phi' - \phi) \\ &= \mu\mu' + (1 - \mu^2)^{1/2}(1 - \mu'^2)^{1/2}\cos(\phi' - \phi) \end{aligned} \quad (1.52)$$

Expandiendo la función de fase en polinomios de Legendre

$$P(\cos\Theta) = \sum_{l=0}^N \beta_l P_l(\cos\Theta) \quad \text{con} \quad \beta_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos\Theta) P_l(\cos\Theta) d(\cos\Theta) \quad (1.53)$$

y considerando el teorema de adición de los polinomios para (1.52), se tiene

$$P(\cos\Theta) = P(\mu, \phi; \mu', \phi') = \sum_{m=0}^N \sum_{l=m}^N \beta_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos m(\phi' - \phi) \quad (1.54)$$

donde

$$\begin{aligned} \beta_l^m &= (2 - \delta_{0m}) \beta_l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \quad (l = m, \dots, N, \quad 0 \leq m \leq N) \\ \delta_{0m} &= \begin{cases} 1 & \text{si } m = 0 \\ 0 & \text{otro valor} \end{cases} \end{aligned} \quad (1.55)$$

En forma similar se puede hacer una expansión en la radiancia como

$$I_d^-(\tau; \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I_d^m(\tau, \mu) \cos m(\phi_0 - \phi) \quad (1.56)$$

Al no haber riesgo de confusión, en lo que sigue se omitirá el subíndice d para identificar la radiancia difusa.

Reemplazando la ecuación (1.54) y (1.56) en (1.48) y teniendo presente la ortogonalidad de los polinomios, la ec.(1.48) puede resolverse separadamente para las $(N+1)$ funciones $I^m(\tau, \mu)$ de las $(N+1)$ ecuaciones

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI^m(\tau, \mu)}{d\tau} &= I^m(\tau, \mu) - (1 - \delta_{0m}) \frac{\omega_0}{4} \sum_{l=m}^N \beta_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I^m(\tau; \mu') d\mu' \\ &\quad - \frac{\omega_0}{4\pi} \sum_{l=m}^N \beta_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(-\mu_0) \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \quad (m = 0, \dots, N) \end{aligned} \quad (1.57)$$

Para $m = 0$, la radiancia expresada en ec.(1.56) corresponde al caso de independencia acimutal. Omitiendo el subíndice 0 la ec.(1.57) queda

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = & I(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{2} \sum_{l=0}^N \beta_l P_l(\mu) \int_{-1}^1 P_l(\mu') I(\tau; \mu') d\mu' \\ & - \frac{\omega_0}{4\pi} \sum_{l=0}^N \beta_l P_l(\mu) P_l(-\mu_0) \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (1.58)$$

Ecuación particularmente útil para cálculos de flujo, como se muestra a continuación.

La densidad de flujo difuso ascendente y descendente a un nivel τ cualquiera viene dado por

$$F_{dif}^+(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\tau; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi, \quad \mu \geq 0 \quad (1.59)$$

$$F_{dif}^-(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I(\tau; \mu, \phi) \mu d\mu d\phi, \quad \mu \leq 0 \quad (1.60)$$

Considerando que

$$\int_0^{2\pi} \cos m(\phi_0 - \phi) d\phi = 0 \quad m \neq 0, \quad (1.61)$$

y teniendo presente la ec.(1.56), se tiene

$$F_{dif}^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^{\pm 1} I(\tau; \mu) \mu d\mu = 2\pi \int_0^1 I(\tau; \pm\mu) \mu d\mu \quad (1.62)$$

Esto muestra que para cálculos de flujo, la dependencia acimutal en la expansión de la radiancia puede ser ignorada y la ecuación (1.58) es adecuada para estudios de transferencia de radiación en la atmósfera.

La función de fase para el caso de independencia acimutal se define como

$$P(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\phi' \quad (1.63)$$

Por otro lado de la ec.(1.54) con $m = 0$ se tiene

$$P(\mu, \mu') = \sum_{l=0}^N \beta_l P_l(\mu) P_l(\mu') \quad (1.64)$$

Con esta función de fase, la ecuación de transferencia para radiación difusa con independencia acimutal expresada por la ec.(1.58) puede ser reescrita como

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau; \mu') d\mu' - \frac{\omega_0}{4\pi} \pi F_0 P(\mu, -\mu_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (1.65)$$

Esta ecuación describe la componente difusa de la radiancia y de ella se obtiene que: para la densidad de flujo total ascendente

$$F^+(\tau) = F_{dif}^+(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, \mu) \mu d\mu \quad (1.66)$$

Para la radiación descendente hay que agregar la componente directa de la densidad de flujo

$$F_{dir}^-(\tau) = \mu_0 \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \quad (1.67)$$

entonces la densidad de flujo total descendente es

$$F^{\downarrow}(\tau) = F_{dif}^{\downarrow}(\tau) + F_{dir}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^{-1} I(\tau, \mu) \mu d\mu + \mu_0 \pi F_0 e^{-\tau \mu_0} \quad (1.68)$$

también llamado densidad flujo global.

1.7 Algunos métodos de solución de la ecuación de transferencia radiativa

Para resolver la ecuación de transferencia radiativa ec.(1.68), se han desarrollado diferentes métodos de solución, los que se pueden clasificar en: métodos analíticos exactos (funciones propias singulares, técnica de Wiener-Hopt, método matricial, etc.), métodos numéricos (Monte Carlo, "adding" o "doubling", ordenadas discretas, sucesivos órdenes de "scattering", etc.) y los métodos aproximados (aproximación de Eddington, método de dos flujos o "two-stream", método de perturbación, etc.). Una revisión de estos métodos de solución es presentada en [Lenoble, 1985]. Aquí se presentarán dos métodos de solución aproximados de gran interés para muchas aplicaciones prácticas que son el método de dos flujos y el de Eddington. En esta memoria, en el capítulo V se modelizarán transmitancias, reflectancias y densidades de flujo difusa y global en la atmósfera utilizando el método de dos flujos.

1.7.1 Método de dos flujos

El método de dos flujos es un método que consiste en resolver la ecuación de transferencia radiativa en forma aproximada, transformando ésta en un sistema de ecuaciones para el flujo ascendente y descendente, de ahí el nombre de dos flujos. Este método ha sido ampliamente investigado por diferentes autores [Coakley et al., 1974]; [Wiscombe et al., 1978]; [Meador et al., 1979]. Una formulación de la estructura típica de éste para el cálculo de densidades de flujo es dada por [Zdunkowski et al., 1980], esta formulación del método de dos flujos es frecuentemente usada por lo rápida, exacta y sencilla de ser aplicada a situaciones prácticas y permite obtener con buena aproximación la densidad de flujo difuso ascendente y descendente en una atmósfera plano-paralela.

De la ecuación de transferencia radiativa (1.65) y considerando las densidades de flujo ascendente y descendente dadas por la ec.(1.62), se obtiene

$$\begin{aligned} \frac{dF^{\uparrow}}{d\tau} &= \int_0^1 I_a(\tau; \mu) d\mu - \frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I_a(\tau; \mu') d\mu' d\mu - \omega_0 \pi F_0 \beta(\mu_0) e^{-\tau \mu_0} \\ \frac{dF^{\downarrow}}{d\tau} &= - \int_0^1 I_a(\tau; -\mu) d\mu + \frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(\mu, -\mu') I_a(\tau; \mu') d\mu' d\mu + \omega_0 \pi F_0 (1 - \beta(\mu_0)) e^{-\tau \mu_0} \end{aligned} \quad (1.69)$$

donde se ha definido

$$\beta(\mu_0) = \frac{1}{2} \int_0^1 P(-\mu, \mu_0) d\mu = 1 - \frac{1}{2} \int_0^1 P(\mu, \mu_0) d\mu, \quad (1.70)$$

$$I_a(\tau; \mu) = 2\pi I(\tau; \mu) \quad \text{y} \quad \int_0^1 P(\mu, -\mu_0) d\mu = \int_0^1 P(-\mu, \mu_0) d\mu \quad (1.71)$$

Una solución del sistema de ecuaciones (1.69) se determina considerando las siguientes aproximaciones

$$F^{\uparrow \downarrow} = \bar{\mu} \int_0^1 I_a(\tau; \pm\mu) d\mu = 2\pi \bar{\mu} \int_0^1 I(\tau; \pm\mu) d\mu, \quad (1.72)$$

y

$$\int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I_a(\tau; \mu') d\mu' = P(\mu, \bar{\mu}) I_a(\tau; \bar{\mu}) + P(\mu, -\bar{\mu}) I_a(\tau; -\bar{\mu}) \quad (1.73)$$

tal que

$$\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(\mu, -\mu') I_a(\tau; \mu') d\mu' d\mu = 2\omega_0(1 - \beta) \frac{F^\downarrow}{\bar{\mu}} + 2\omega_0\beta \frac{F^\uparrow}{\bar{\mu}} \quad (1.74)$$

donde β es definida por

$$\beta = \frac{1}{2} \int_0^1 P(\mu, -\bar{\mu}) d\mu \quad (1.75)$$

Sustituyendo las ecs.(1.72) y (1.74) en las ecs.(1.69) se tiene

$$\begin{aligned} \frac{dF^\uparrow}{d\tau} &= \frac{1}{\bar{\mu}} \{1 - \omega_0(1 - \beta)\} F^\downarrow - \frac{3\omega_0}{\bar{\mu}} F^\uparrow - \omega_0\pi F_0\beta(\mu_0)e^{-\tau\mu_0} \\ \frac{dF^\downarrow}{d\tau} &= -\frac{1}{\bar{\mu}} \{1 - \omega_0(1 - \beta)\} F^\downarrow + \frac{3\omega_0}{\bar{\mu}} F^\uparrow + \omega_0\pi F_0(1 - \beta(\mu_0))e^{-\tau\mu_0} \end{aligned} \quad (1.76)$$

Este sistema de ecuaciones se expresa en la forma estándar

$$\begin{aligned} \frac{dF^\uparrow}{d\tau} &= \alpha_1 F^\uparrow - \alpha_2 F^\downarrow - \alpha_3\pi F_0e^{-\tau\mu_0} \\ \frac{dF^\downarrow}{d\tau} &= -\alpha_1 F^\downarrow + \alpha_2 F^\uparrow + \alpha_4\pi F_0e^{-\tau\mu_0} \end{aligned} \quad (1.77)$$

Los valores de α_i son determinados de acuerdo a las aproximaciones consideradas para resolver las ecs.(1.69). Las aproximaciones adoptadas aquí son propuestas por [Zdunkowski et al., 1980] y de las ecs.(1.76) y (1.77) se tiene para los α_i

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{1}{\bar{\mu}} \{1 - \omega_0(1 - \beta)\} \\ \alpha_2 &= \frac{1}{\bar{\mu}} \omega_0\beta \\ \alpha_3 &= \omega_0\beta(\mu_0) \\ \alpha_4 &= \omega_0(1 - \beta(\mu_0)) \end{aligned} \quad (1.78)$$

En la dispersión múltiple por partículas, la mayor cantidad de radiación dispersada apunta en la dirección hacia adelante formando un cono de pequeña abertura; por tanto con esta asimetría en la dispersión de segundo orden y superior, la función de fase debe elegirse de modo que acentúe la dispersión en esta dirección. Una función de fase razonable que representa aproximadamente estas características es una función delta de Dirac, así

$$P^+(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1 - f)P(\mu, \mu') \quad (1.79)$$

Esta es llamada aproximación delta, donde f , coeficiente de "forward scattering", es la fracción de dispersión en la dirección hacia adelante. El valor usado aquí para f es el adoptado por [Zdunkowski et al., 1980] $f = g^2$.

Teniendo presente esta aproximación del "scattering" hacia adelante de la función de fase, los coeficientes α_i dados en la ec.(1.78) se transforman en

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= \frac{\{1 - \omega_0(1 - \beta)\}}{\mu_1(1 - \omega_0 f)} \\
 \alpha_2 &= \frac{\omega_0 \beta}{\mu_2(1 - \omega_0 f)} \\
 \alpha_3 &= \frac{(1 - f)\omega_0 \beta(\mu_0)}{1 - \omega_0 f} \\
 \alpha_4 &= \frac{(1 - f)\omega_0(1 - \beta(\mu_0))}{1 - \omega_0 f} \\
 \tau &\longrightarrow \tau' = (1 - \omega_0 f) \tau .
 \end{aligned} \tag{1.80}$$

Para determinar las cantidades β y $\beta(\mu_0)$, se parte de las ecuaciones (1.75) y (1.70), teniéndose

$$\begin{aligned}
 \beta &= \frac{3}{8}(1 - g) \\
 \beta(\mu_0) &= \frac{1}{2} - \frac{3}{4}\mu_0 \frac{g - f}{1 - f} \\
 f &= g^2 \\
 \mu_1 = \mu_2 = \bar{\mu} &= \frac{1}{2} \text{ (valor medio efectivo de } \cos\theta \text{)}
 \end{aligned} \tag{1.81}$$

La solución del sistema de ecuaciones (1.77) es

$$\begin{aligned}
 2F^+(\tau) &= \eta_1 A e^{-k\tau} + \eta_2 B e^{k\tau} + \gamma_1 \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \\
 2F^-(\tau) &= \eta_2 A e^{-k\tau} + \eta_1 B e^{k\tau} + \gamma_2 \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0}
 \end{aligned} \tag{1.82}$$

donde

$$\begin{aligned}
 \eta_1 &= 1 - \frac{k}{\alpha_1 + \alpha_2} \quad ; \quad \eta_2 = 1 + \frac{k}{\alpha_1 + \alpha_2} \\
 \gamma_1 &= \alpha - \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2} \left(\frac{\alpha}{\mu_0} + \alpha_4 - \alpha_3 \right) \quad ; \quad \gamma_2 = \alpha + \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2} \left(\frac{\alpha}{\mu_0} + \alpha_4 - \alpha_3 \right) \\
 \alpha &= \frac{\mu_0^2 Z_1}{1 - \mu_0^2 k^2} \\
 Z_1 &= - \left\{ (\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_4 + \alpha_3) + \frac{\alpha_4 - \alpha_3}{\mu_0} \right\} \quad ; \quad k^2 = \alpha_1^2 - \alpha_2^2 .
 \end{aligned} \tag{1.83}$$

Las cantidades A y B son constantes de integración que se obtienen a partir de condiciones de contorno dadas para la densidad de flujo en los extremos de la atmósfera. Adoptando las condiciones dadas por las ecuaciones (1.49) y (1.51)

$$F^+(\tau = 0) = 0 \quad \text{y} \quad F^-(\tau = \tau_1) = 0 ,$$

se tiene

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{\eta_1 \gamma_1 e^{-\tau_1/\mu_0} - \eta_2 \gamma_2 e^{k\tau_1}}{\eta_2^2 e^{k\tau_1} - \eta_1 e^{-k\tau_1}} \pi F_0 \\
 B &= \frac{\eta_1 \gamma_2 e^{-k\tau_1} - \eta_2 \gamma_1 e^{-\tau_1/\mu_0}}{\eta_2^2 e^{k\tau_1} - \eta_1 e^{-k\tau_1}} \pi F_0
 \end{aligned} \tag{1.84}$$

Otra aproximación en el método de dos flujos propuesta por [Liou, 1974], está basada en el procedimiento de ordenadas discretas. Este método consiste en reemplazar la integral de la ecuación (1.65) por un sumatorio. Según la fórmula de Gauss

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu = \sum_{j=-n}^n a_j f(\mu_j) \quad (1.85)$$

donde

$$a_j = \frac{1}{P'_{2n}(\mu_j)} \int_{-1}^1 \frac{P_{2n}(\mu)}{\mu - \mu_j} d\mu \quad (1.86)$$

y μ_j son los ceros de los polinomios de Legendre de orden par $P_{2n}(\mu)$. También

$$a_{-j} = a_j, \quad \mu_{-j} = -\mu_j, \quad \sum_{j=-n}^n a_j = 2 \quad (1.87)$$

Utilizando la fórmula de Gauss, la función de fase (1.64) con $N = 1$ y tomando $j = -1$ y 1 , de la ecuación (1.65) se obtiene el sistema de ecuaciones (1.77) con los α_i dados por la ec.(1.78). En esta aproximación

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{1}{2}(1 - g) \\ \beta(\mu_0) &= \frac{1}{2}(1 - 3g\mu_1\mu_0) \\ \mu_1 = \mu_2 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \end{aligned} \quad (1.88)$$

Con estas funciones ocasionalmente se obtienen valores de flujo físicamente irreales, efecto que sucede cuando $\beta(\mu_0)$ toma valores negativos. Este problema se evita introduciéndose la aproximación delta (1.79), [Schaller, 1979], teniéndose

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{1}{2}(1 - g) \\ \beta(\mu_0) &= \frac{1}{2} \left(1 - 3\mu_1\mu_0 \frac{g - f}{1 - f} \right) \\ f &= g^2 \\ \mu_1 = \mu_2 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \end{aligned} \quad (1.89)$$

1.7.2 Método Aproximado de Eddington

Este método también corresponde a los métodos de dos flujos y ha sido frecuentemente usado en la determinación de densidades de flujo de radiación en la atmósfera [Joseph et al., 1976]; [Zdunkowski et al., 1980]. Este está basado en la siguiente aproximación de la radiancia

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau) \quad (1.90)$$

De ésta, las densidades de flujo ascendente y descendente vienen dadas por

$$F^{\pm 1}(\tau) = 2\pi \int_0^1 \mu \{ I_0(\tau) \pm \mu I_1(\tau) \} d\mu = 2\pi \left\{ \frac{1}{2} I_0(\tau) \pm \frac{1}{3} I_1(\tau) \right\} \quad (1.91)$$

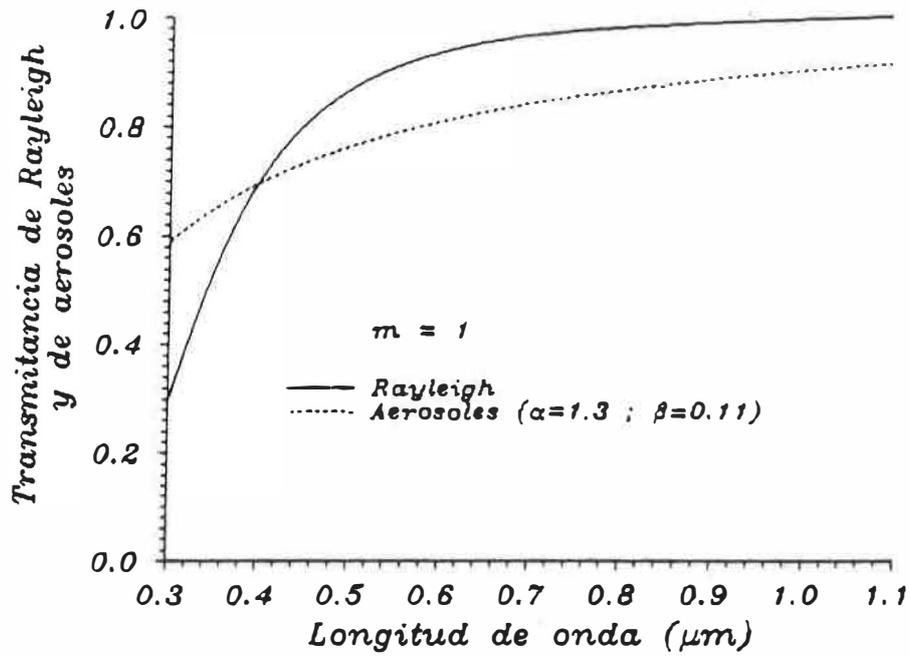


fig. 3.4: Transmitancia de Rayleigh y de aerosoles

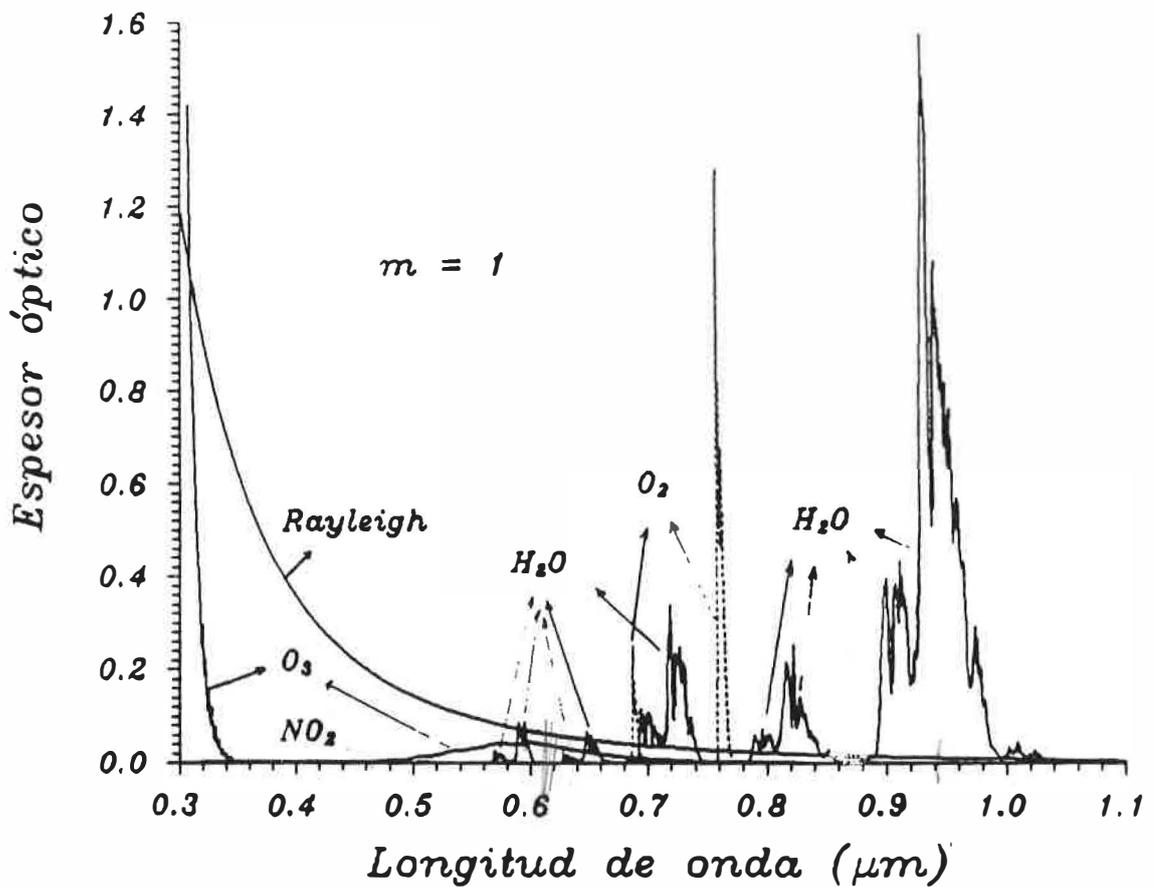


fig. 3.5: Espesor óptico de Rayleigh, del vapor de agua, ozono, oxígeno y dióxido de nitrógeno

III.2 Determinación del espesor óptico de aerosoles

El espectro del espesor óptico de aerosoles es la base para la caracterización de los aerosoles atmosféricos, fundamentalmente su función de distribución de tamaños y parámetros derivados, radio efectivo, masa, etc. o bien en un aspecto más externo el propio espesor óptico define la turbiedad de la atmósfera. En el caso que nos ocupa, la determinación de la cantidad de ozono, necesitamos determinar el espesor óptico de aerosoles. Ello es debido a que el ozono en el visible, representado por la banda de Chappuis, presenta una absorción muy débil a la vez que es bastante ancha y se solapa con débiles absorciones por parte del vapor de agua (véase la figura (3.5)). Todo ello nos lleva a la necesidad de conocer previamente el espesor óptico de aerosoles. Para ello se ha buscado un procedimiento, que hemos denominado método de las ventanas, que describiremos a continuación y que retomaremos de nuevo en el capítulo IV.

Si el objetivo en sí mismo fuese la propia determinación del espesor óptico de aerosoles, el otro procedimiento que podría haberse seguido presupone conocer de antemano los valores de las cantidades de ozono y vapor de agua que interfieren con él. Ello requiere conocer de estaciones próximas este tipo de datos, los cuales en general no son fácilmente asequibles (obsérvese que en el caso del ozono la variación espacial no es muy grande, no así en el caso del vapor de agua). Por todo ello el primer procedimiento es el más adecuado en nuestro caso ya que nos permite determinar simultáneamente el espesor óptico de aerosoles y a su vez la cantidad de ozono, como veremos a continuación. La cantidad de vapor de agua no requiere necesariamente la determinación del espesor óptico como veremos más tarde, pues su determinación se realiza en la banda de 940 nm, de fuerte absorción.

De la ecuación (3.1), el espesor óptico total experimental a nivel de suelo viene dado por

$$\tau(\lambda) = -\frac{1}{m} \ln \left\{ \frac{F_{dir}(\lambda)}{DF_0(\lambda)} \right\} \quad (3.29)$$

donde $F(\lambda)$ son los valores de irradiancia espectral directa medidos a nivel de suelo con el espectral-radiómetro, $F_0(\lambda)$ es el espectro de irradiancia extraterrestre, D es el factor de corrección Tierra-Sol y m es la masa óptica.

Por otro lado el espesor óptico de la atmósfera puede ser expresado como la suma de los espesores ópticos de los componentes atmosféricos dados por la ecuación (3.5)

$$\tau(\lambda) = \tau_R(\lambda) + \tau_a(\lambda) + \tau_{gas}(\lambda) \quad (3.30)$$

De la figura (3.5) se observa que hay regiones del espectro donde sólo se produce dispersión de Rayleigh, estando libres de absorciones por parte de los gases, estas ventanas de absorción son:

- de 370 a 450 nm
- de 748 a 757 nm
- de 776 a 782 nm
- de 862 a 872 nm

Hacemos notar que el dióxido de nitrógeno tiene una banda de absorción que abarca el primer intervalo que se ha mencionado (370-450 nm), sin embargo frente a la absorción de ozono y vapor de agua es despreciable de modo que ésta región se puede considerar como una ventana de absorción. También las otras zonas son afectadas por la llamada *absorción del continuo* cuyo origen y estudio aún no está claro, pero se sabe que su efecto es mínimo frente a las absorciones de los otros gases. Por consiguiente de ec. (3.30), si se descuenta el espesor óptico de Rayleigh, en esas cuatro zonas el espesor óptico total de la atmósfera equivaldrá al espesor óptico de aerosoles.

De las ventanas mencionadas se observa que la del visible tiene 80 longitudes de ondas y las tres del infrarrojo cercano tienen 25. Para evitar estas diferencias y compensar los pesos de las ventanas

se ha tomado un punto de cada tres en la ventana del visible. Esta opción está justificada por el hecho de que en este tramo la dependencia del espesor óptico con la longitud de onda es suave.

De la teoría se sabe que el espesor óptico de aerosoles varía suavemente con la longitud de onda, así con los datos de estas zonas se ajusta una función potencial ($\tau_a = \beta\lambda^{-\alpha}$) que corresponde a la expresión propuesta por Angstrom para la turbiedad atmosférica. En la gráfica (3.6) se muestra el espesor óptico total de atmósfera junto con el espesor óptico de aerosoles obtenido por este método de las ventanas. Para ilustrar el método se han escogido dos días tal que uno tiene una turbiedad atmosférica alta (16-08-95) y el otro una turbiedad baja (16-10-95) como se aprecia en la figura.

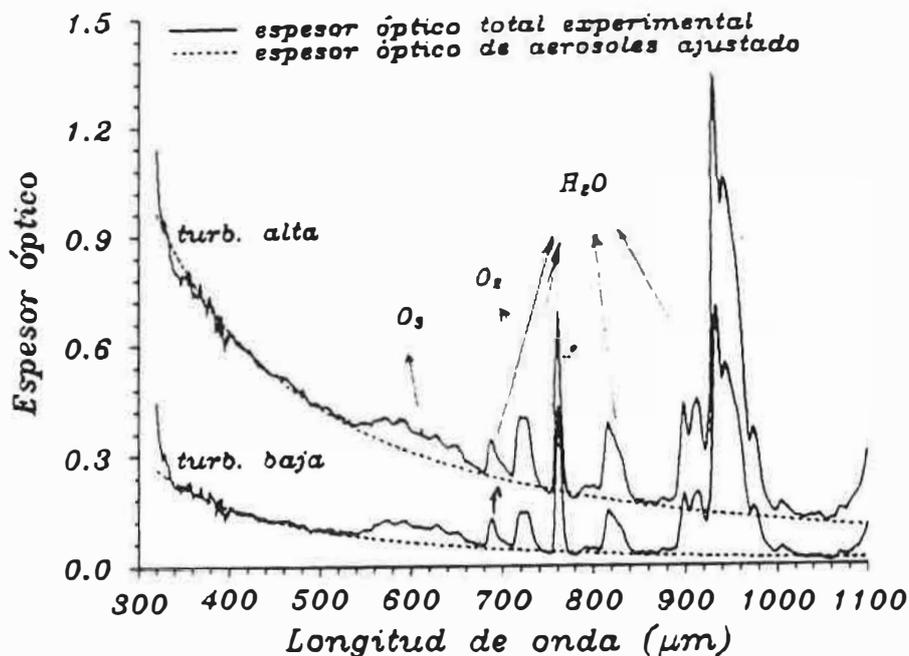


fig. 3.6: Obtención del espesor óptico de aerosoles a través de las ventanas de absorción

III.3 Determinación del contenido de ozono en la banda del visible

El ozono tiene una banda de absorción en el espectro visible en el intervalo de longitudes de onda entre 450 y 750 nm (banda de Chappuis), con su máximo centrado alrededor de los 600 nm (ver figura (3.2) y (3.5)).

Basado en la banda de absorción de Chappuis, se ha desarrollado un método para determinar la cantidad total de ozono en la vertical de la atmósfera por medio de medidas de irradiancia solar espectral directa [Cachorro, Durán y De Frutos 1996]. Este método considera que la radiación es atenuada en la atmósfera debido a las moléculas de aire y aerosoles de acuerdo a la ley de Beer-Lambert-Bouguer. De las ecuaciones (3.29) y (3.30), una vez que se ha determinado el espesor óptico de aerosoles se determina el espesor óptico del ozono del cual se obtiene su contenido para cada longitud de onda en las zonas entorno al máximo de la banda de Chappuis donde no hay absorción de las moléculas de agua y oxígeno, de modo que en esas zonas la absorción es atribuida completamente al ozono. En la figura (3.7) se muestra el espesor óptico total experimental de la atmósfera y el teórico con y sin la contribución de la absorción del ozono para el espectro medido el día 13-04-95 a las 17:43 hr, también se ha incluido el que hemos llamado espesor óptico experimental

de aerosoles, que se obtiene una vez que se ha determinado la cantidad de ozono y vapor de agua, descontando los espesores ópticos de los gases componentes y de Rayleigh al espesor óptico total experimental (ec.(3.29)). La figura (3.8) muestra los valores de ozono obtenidos del espectro anterior para cada longitud de onda en las ventanas del agua y oxígeno en el intervalo de 560 a 645 nm, la línea continua indica el valor medio y la zona ancha el error asociado al método.

Para obtener el error asociado en el cálculo de la cantidad de ozono, se hace uso del método de propagación de errores. De la ecuación (3.29), el error del espesor óptico total es

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon(m) + \frac{1}{m\tau} \{ \varepsilon(F_0) + \varepsilon(F) \} \quad (3.31)$$

Los valores de irradiancia extraterrestre F_0 y los de la masa óptica determinada por la ecuación (3.4) para ángulos zenitales menores de 80° están afectados por un error relativo de aproximadamente 0.1%. En cuanto al error asociado a la medida del espectrorradiómetro, como se ha mencionado en el capítulo II, en la banda de Chappuis las medidas tienen un error inferior al 3%. Reemplazando estos valores en la ecuación (3.31) se tiene

$$\varepsilon(\tau) = 0.001 + \frac{0.031}{m\tau} \quad (3.32)$$

Por otro lado el error asociado al espesor óptico de Rayleigh es aproximadamente un 1% y para los aerosoles teniendo en cuenta los valores medidos de τ y m y según nuestro método de obtener el espesor óptico, se estima que el error involucrado no supera el 4.5%. Por tanto asumiendo este error del 4.5% para el espesor óptico del ozono, se obtiene un error asociado a cada uno de los valores de la cantidad de ozono entre 9% y 11%.

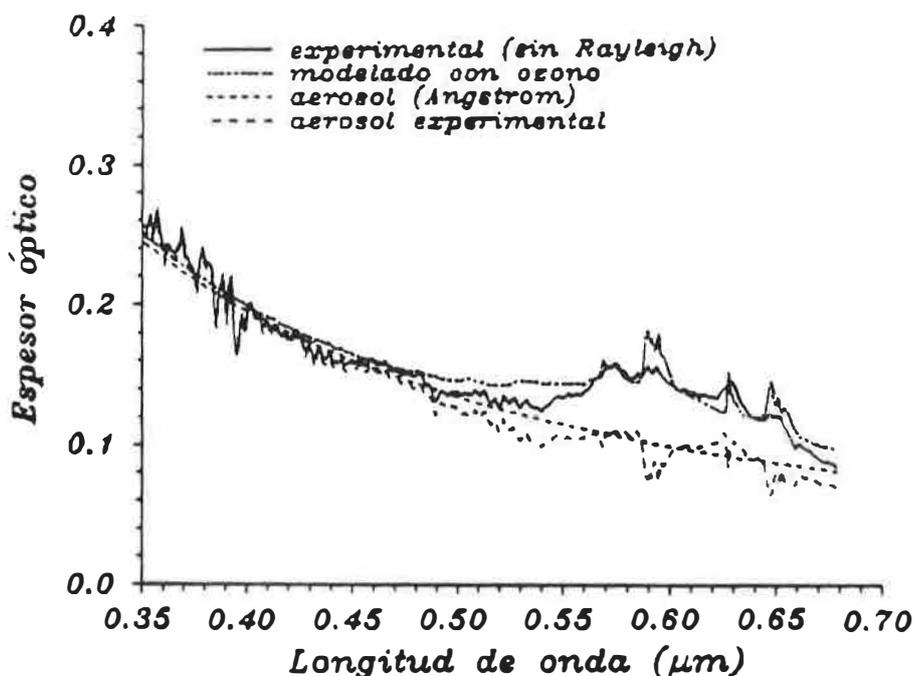


fig. 3.7: *Espesor óptico experimental de la atmósfera (sin Rayleigh) junto con el modelado con y sin la contribución del ozono y el espesor óptico de aerosoles experimental*

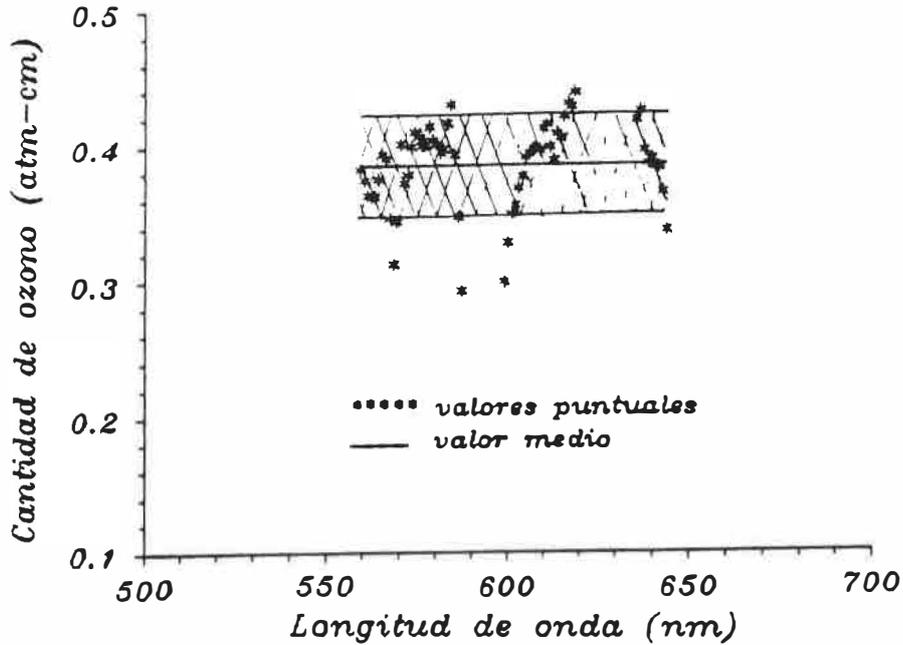


fig. 3.8: Valores de ozono para cada longitud de onda junto con el valor medio y su error correspondiente al espectro medido el día 13-04-95 a las 17:43 hrs

Como puede observarse de la figura (3.8), hay una gran dispersión de los valores de ozono dependiendo de la longitud de onda, sin embargo el valor medio da un resultado adecuado como se muestra en la figura (3.6) con el ajuste entre la curva modelada con la contribución de ozono y la experimental.

Se hace notar que en la región 480-550 nm la curva experimental cae más rápido que la modelada y este efecto es mayor en los espectros medidos en horas cuando la masa óptica es baja ($m \approx 1$). En las figuras (3.9a y b) se muestra este efecto para dos espectros medidos el día 30-10-95. Al primero (gráfica (3.9a)) le corresponde una masa óptica de $m = 3.99$ y al segundo (gráfica (3.9b)) una masa óptica de $m = 1.62$. Como se observa en la figura (a) el espesor óptico cae más suavemente y se obtiene una mejor aproximación en esta región con el espesor óptico modelado. En lo posible, para la determinación del contenido de ozono se han escogido, de los espectros medidos en el día, aquéllos que tienen mayor masa óptica.

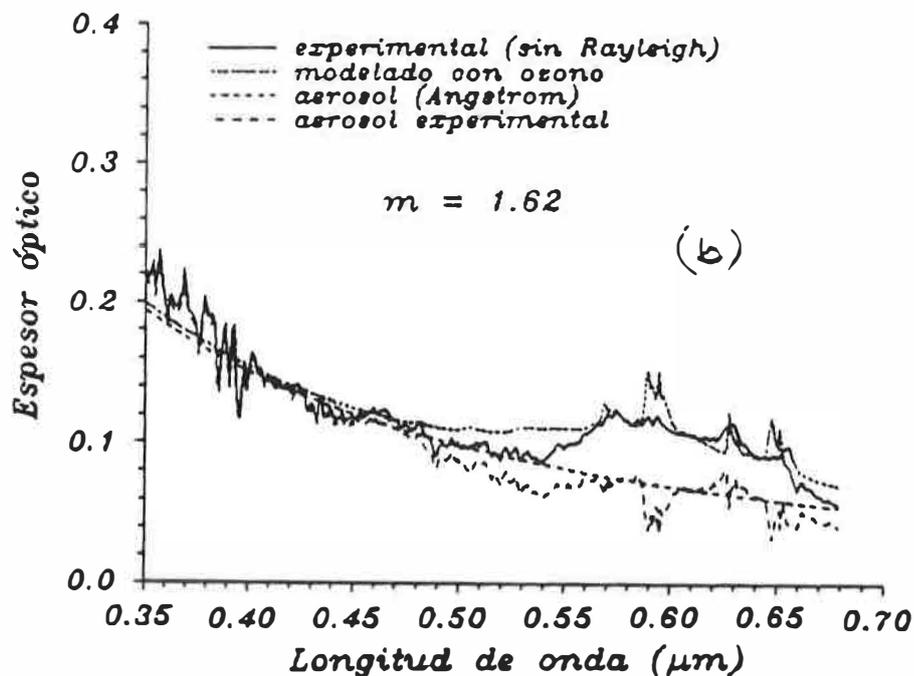
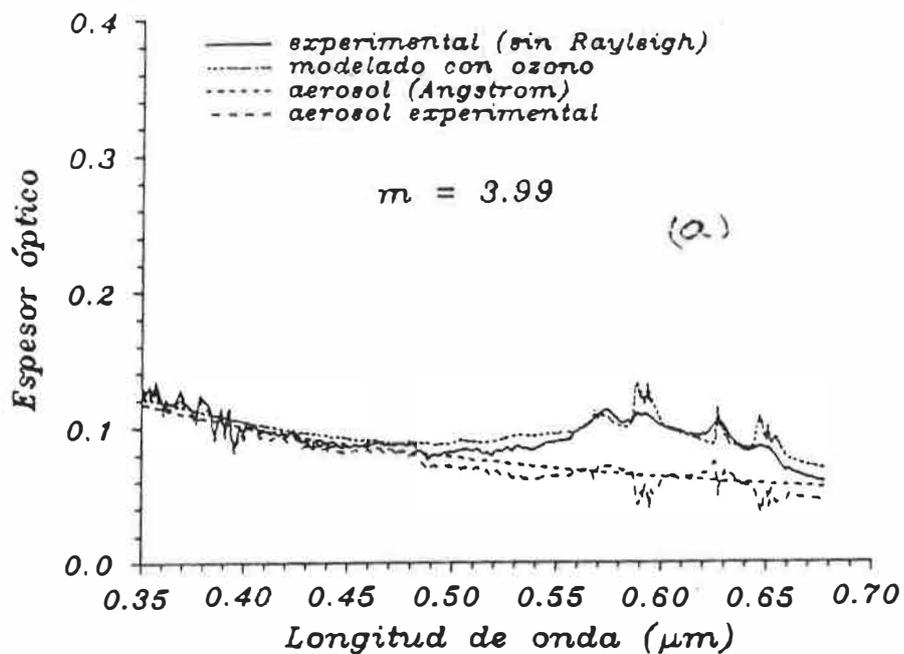


fig. 3.9: Figuras que muestran el efecto de la caída del espesor óptico experimental en la región $0.48-0.55 \mu\text{m}$ (zona enmarcada con un círculo) en función de la masa óptica

La figura (3.10) muestra los valores de ozono obtenido para cada longitud de onda en las ventanas del agua y oxígeno en el intervalo de 560 a 645 nm junto con el valor medio para cinco espectros medidos el día 13-04-1995.

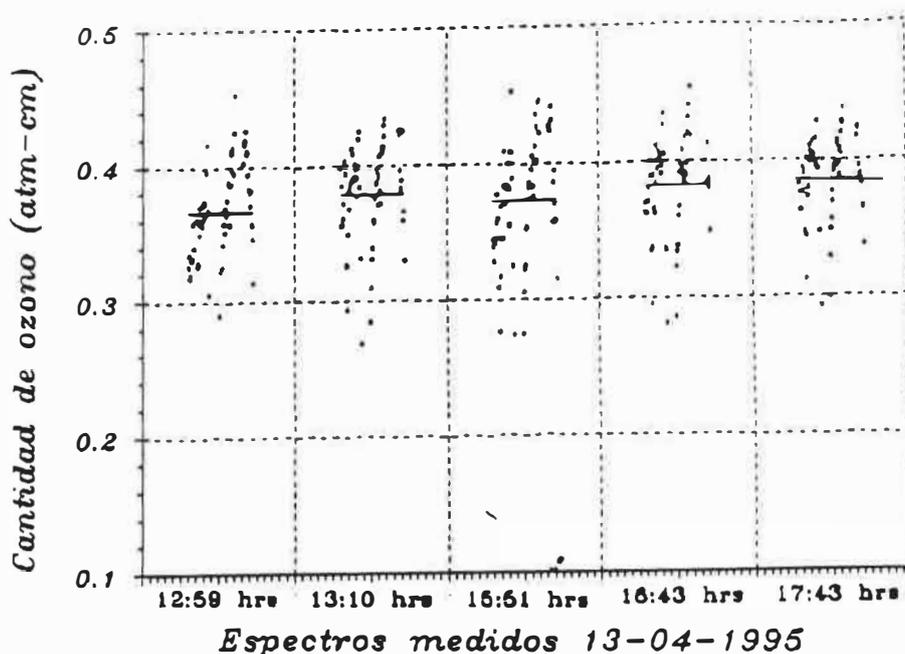


fig. 3.10: Valores de ozono para cada uno de los 5 espectros medidos el día 13-04-95 junto con su valor medio

Este método también ha sido aplicado a los datos de irradiancia en la región ultravioleta del espectro en el rango de longitudes de onda 300 – 350 nm, zona donde está ubicada la banda de absorción de Huygens. Los valores de ozono obtenidos para cada longitud de onda también presentan una gran dispersión y los valores medios son considerablemente más bajos que los obtenidos en la banda de Chappuis. Sin embargo, se ha considerado que estos valores son de baja fiabilidad debido a que en esta región los valores de irradiancia son bajos y el error en la medida del espectrorradiómetro en esta zona es muy alto, aproximadamente entre 10 a 15%.

También para comparar se ha aplicado el clásico método de absorción diferencial (ver apéndice A) para determinar el contenido de ozono tomando el par de longitudes de onda 309 y 329 nm. Se ha escogido este par de longitudes de onda de los cuatro pares propuesto para los medidores Dobson porque los valores de ozono obtenidos son cercanos a los obtenidos en la banda de Chappuis. La figura (3.11) muestra simultáneamente la evolución de los valores de ozono obtenidos usando la banda de Chappuis en el visible y los dos métodos usando la banda del UV, para el día de medida 13-04-95. Al hacer un análisis de la evolución diaria de los valores de ozono, se observa una mejor concordancia entre los valores de ozono obtenidos por los métodos mencionados para bajos valores de la masa óptica (aproximadamente menor que 2), donde se aprecia una diferencia de 0.03 atm-cm (30 UD) y diferencias mayores (≈ 0.05 atm-cm) para masas de aire más altas. Los valores de ozono determinados durante el día aumentan o decrecen sin una tendencia clara.

La figura (3.12) muestra la evolución del ozono obtenido durante el mes de Abril de 1995 considerando los tres métodos. El valor de ozono diario se obtiene tomando el promedio de las medidas realizadas.

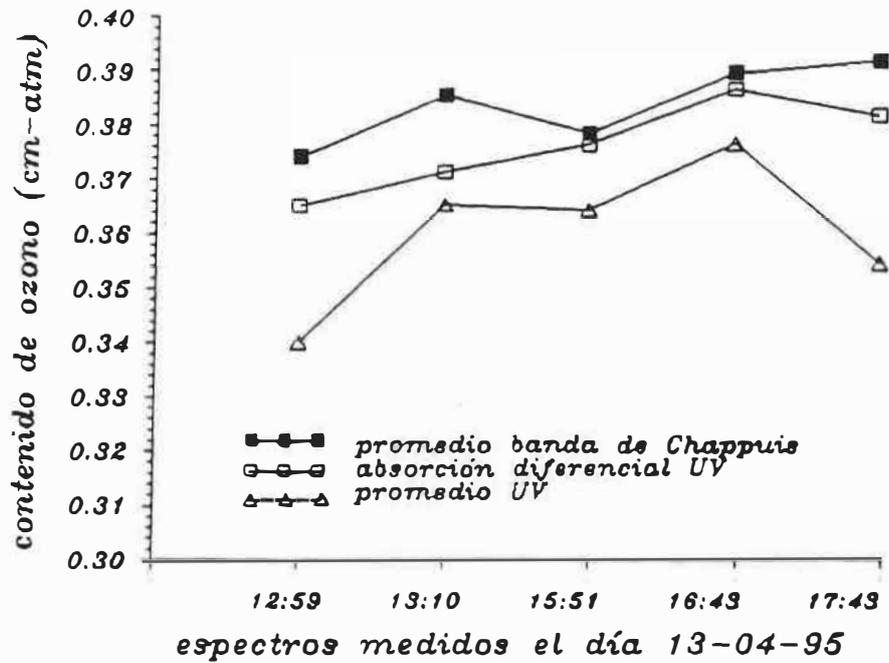


fig. 3.11: Valores de ozono usando la banda de Chappuis y los dos métodos de la banda UV

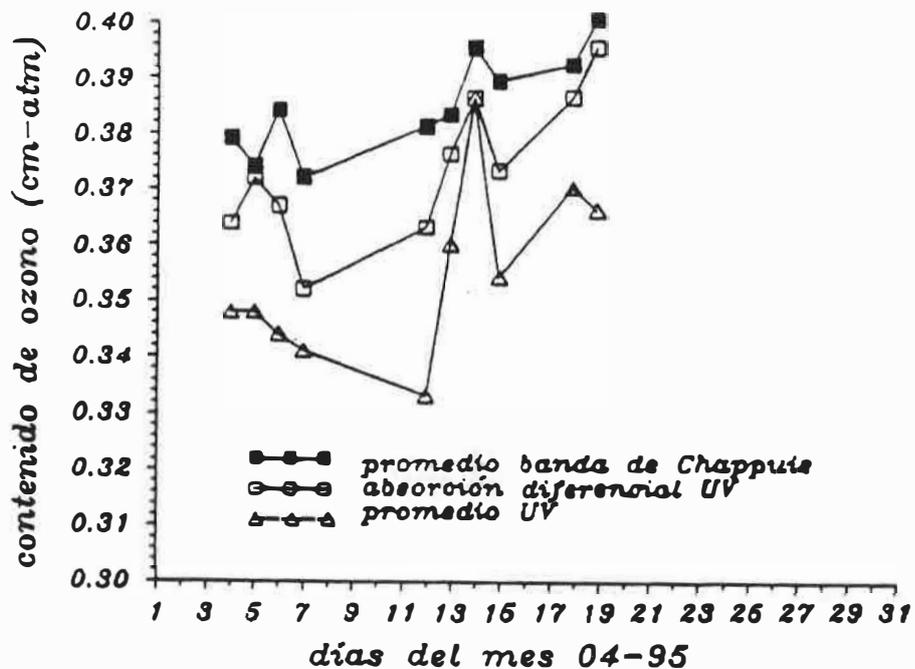


fig. 3.12: Evolución del valor medio diario del ozono durante el mes de abril de 1995

En la figura (3.13) se representan los valores de ozono obtenidos durante el año 1995 (de Marzo a Octubre) por el método usado en la banda del visible (símbolos cuadrados) y con el método de absorción diferencial en el UV (símbolos asteriscos). El número de espectros medidos durante el día con los que se determina el ozono es variable dependiendo de las condiciones atmosféricas. Por lo general se tienen entre 3 a 4 valores diarios de ozono y en la gráfica se representan estos valores instantáneos en lugar de los valores medios diarios. Junto a estos dos conjuntos de datos se han incluido los valores de ozono obtenidos por la estación del Arenosillo (37.2° de latitud) (símbolos circulares). Esta estación está ubicada en el sur de España (Huelva) y pertenece al INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial), enmarcada en la red de observación del ozono global del WMO donde se realizan medidas sistemáticas con un medidor Dobson. Las líneas continuas son para ilustrar con mayor claridad la tendencia del valor de ozono en el tiempo en cada caso.

Como se observa, los valores de ozono medidos en Arenosillo están por debajo de los determinados con nuestros métodos en Boecillo aproximadamente unos 30 a 40 unidades Dobson, manteniéndose a lo largo del año la misma tendencia; además, como puede verse nuestro seguimiento de ozono no muestra cambios importantes en el valor del contenido de ozono. La evolución espacio-temporal de los valores de ozono mostrado en la figura (3.13) está de acuerdo a lo esperado en estas latitudes [Brasseur, 1982].

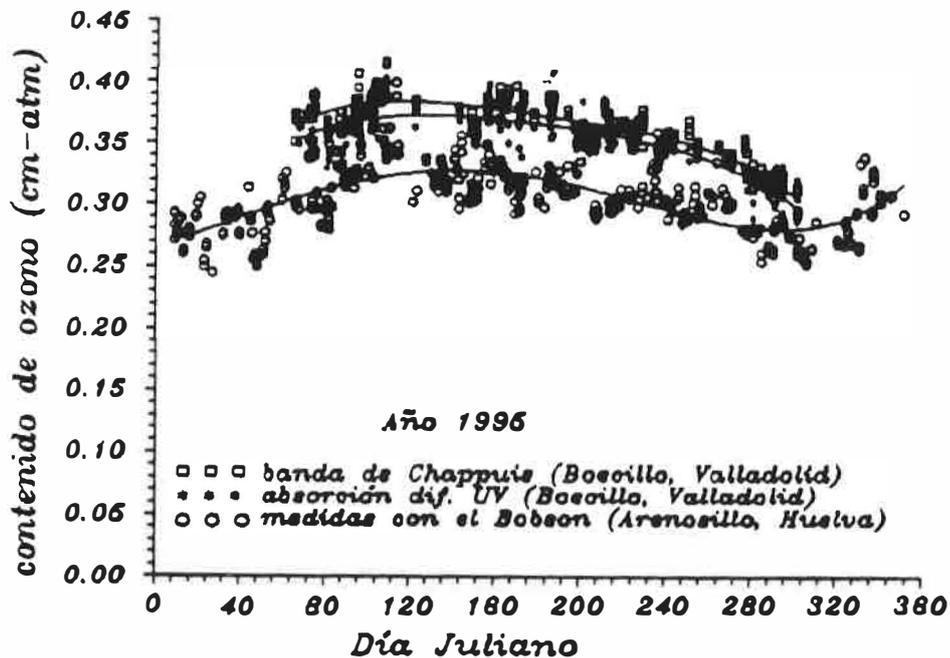


fig. 3.13: Evolución del valor de ozono durante el año 1995 (de Marzo a Noviembre) junto con los valores obtenidos por la estación del Arenosillo (Huelva)

III.4 Determinación del vapor de agua en la atmósfera

No vamos a resaltar aquí la importancia que la determinación del vapor de agua tiene como parámetro clave, habida cuenta además de su variabilidad espacio-temporal, en los estudios atmosféricos y climáticos: interacción atmósfera-biosfera, ciclo hidrológico, balance energético, cambio climático, etc. únicamente mencionar aquí el reciente trabajo de [Arking, 1995] en el que se enfatiza la infraestimación de la absorción del vapor de agua en la atmósfera que actualmente comportan los modelos climáticos.

Aquí estamos interesados en un punto de vista más específico, es decir un análisis de las metodologías fotométricas y espectrorradiométricas para la determinación del vapor de agua en la atmósfera basadas en la absorción o transmitancia de la misma en los modelos de transferencia radiativa. Así pues en este apartado vamos a determinar el vapor de agua en la atmósfera presentando las posibilidades que esta metodología tiene junto con nuestras medidas experimentales de la irradiancia solar espectral directa.

Ya hemos visto las bandas de absorción que presenta el vapor de agua en la región de 300-1100nm, vamos a tomar la banda de 940nm, también denominada $\rho\sigma\tau$, para esta determinación habida cuenta que es la que mejor absorción tiene y por tanto su mayor sensibilidad permite determinar un mayor rango de valores del vapor de agua y con mayor precisión. Es por ello que su modelización presenta un mejor acuerdo entre los valores teóricos y experimentales (lo cual significa que sus coeficientes de absorción se conocen con mayor precisión) con respecto a las otras bandas de esa región espectral.

Antes de continuar deberíamos mencionar que el mayor problema en la determinación o error asociado a su determinación en esta banda está ligado a la absorción del continuo, efecto éste no muy bien conocido y cuyos coeficientes parecen presentar hoy en día un error alrededor del 50%. Dado el tipo de datos experimentales sobre los que se basa esta técnica que vamos a utilizar no es despreciable el efecto de la absorción del continuo. A pesar de ello y con el fin de evaluar su aportación, vamos en una primera fase a despreciarla, lo cual tampoco es una mala hipótesis de trabajo dado el gran error de sus coeficientes, como ya hemos mencionado.

III.4.1 Determinación del vapor de agua mediante dos métodos diferentes

La base de esta determinación son los valores de la transmitancia de absorción del vapor de agua dado por la ecuación (3.16) y de la ecuación de la irradiancia (3.6), amén de los valores de las diferentes transmitancias en la región de análisis de 850-1000nm (solo Rayleigh y aerosoles). Obsérvese que la función de las transmitancias Rayleigh y aerosoles son funciones suaves frente a la función transmitancia de absorción selectiva del vapor de agua (esto no sucede con el ozono en el visible, donde sus coeficientes de absorción varían lentamente con la longitud de onda).

Aunque en los párrafos anteriores hemos hablado de la cantidad de vapor de agua sin más, la cantidad a la que vamos a referirnos aquí es la cantidad w , lo que hemos llamado cantidad de vapor de agua equivalente, pues es la que aparece explícitamente en la ec.(3.16). El paso de esta cantidad a la ~~cantidad real~~ cantidad de vapor de agua en la vertical de la atmósfera u , es una relación lineal dada por $u = 1.16w + 0.06$ (figura (3.14)) que hemos obtenido mediante los perfiles de presión y temperatura de los seis modelos de atmósfera estandar [McClatchey et al., 1978] comúnmente utilizados. [Cuomo et al., 1992] han obtenido una correlación idéntica utilizando 1200 radiosondeos experimentales.

De ahora en adelante en este capítulo, utilizaremos la palabra cantidad de absorbente o cantidad de vapor de agua al referirnos a la cantidad w , (aunque será usada indistintamente para referirse a w o a u).

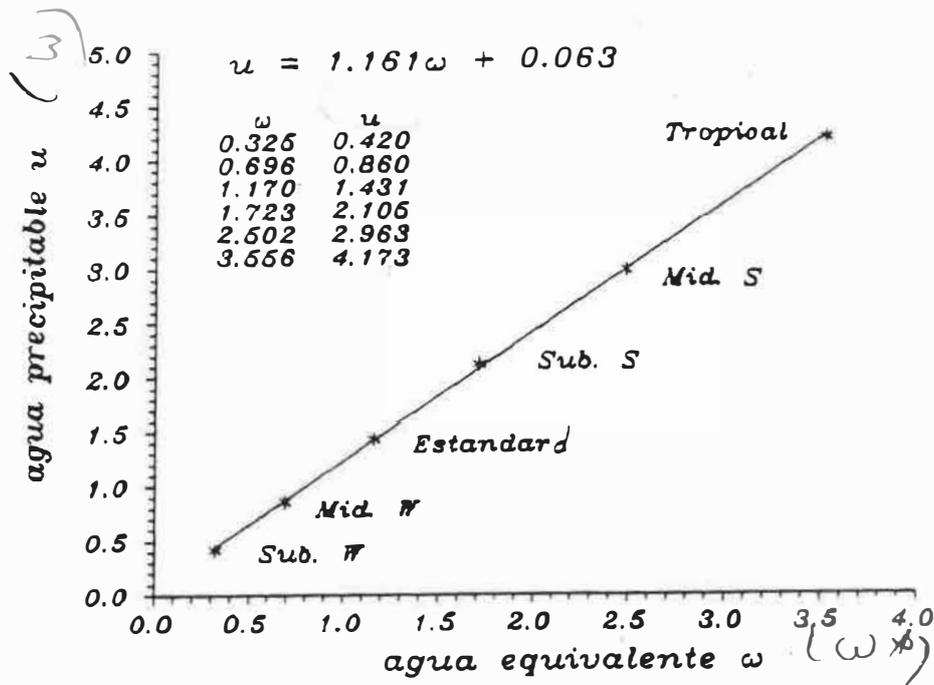


fig. 3.14: Relación entre la cantidad de agua equivalente w y el agua precipitable u

Vamos a utilizar tres métodos diferentes para esta determinación. A su vez cada método presenta distintas variaciones en su aplicación.

El primer método es un procedimiento de mínimos cuadrados no lineal, que vamos a denominar de minimización [Cachorro et al., 1986]. Se busca el valor de w que hace mínima la desviación standard entre los valores teóricos o modelizados y los valores experimentales de la transmitancia de la atmósfera (bien la total o la debida exclusivamente al vapor de agua, también podemos trabajar directamente con la irradiancia).

La región espectral concreta que hemos utilizado va de 900 a 980nm, pero a este respecto hemos observado la influencia que la elección de los bordes de la banda podía ejercer sobre el valor de la determinación. Esta cuestión será tratada en el método 2 ya que sobre el método 1 ejerce solamente una pequeña influencia. A fin de visualizar los resultados hemos tomado un espectro concreto de medida (en este caso del 13 de Septiembre de 1995, con una masa de aire de 2.1) cuyo valor del vapor de agua es intermedio (aproximadamente 1.3) y sobre él podemos observar el tipo de problemas que tenemos en la figura (3.15).

Tenemos en la figura (3.15a) en la región de 850-1000nm los valores de la irradiancia experimental y la modelizada, donde las transmitancias de Rayleigh y aerosoles se evalúan de acuerdo a los métodos anteriormente expuestos. Los valores modelizados corresponden a evaluar la transmitancia del vapor de agua con un valor de $w = 1.35 \text{ gr cm}^{-2}$ que es el que se ha obtenido en el proceso de minimización y que por tanto evalúa el valor teórico de la transmitancia que da el mejor acuerdo con los datos experimentales. Sin embargo observamos que hay diferencias importantes entre los valores modelizados y los experimentales, pues el modelo presenta una mayor variabilidad con la longitud de onda, es decir parece presentar una mayor resolución espectral. Podemos deducir claramente de la figura que esta variabilidad está ligada a la forma de obtener o seleccionar los coeficientes de absorción de los ficheros contenidos en el LOWTRAN7. Estos ficheros presentan los coeficientes en número de onda y con una resolución constante de 5 cm^{-1} , y que por tanto no es constante al transformarla en longitud de onda. Es por ello que nosotros hicimos un muestreo cada 1 nm , eligiendo

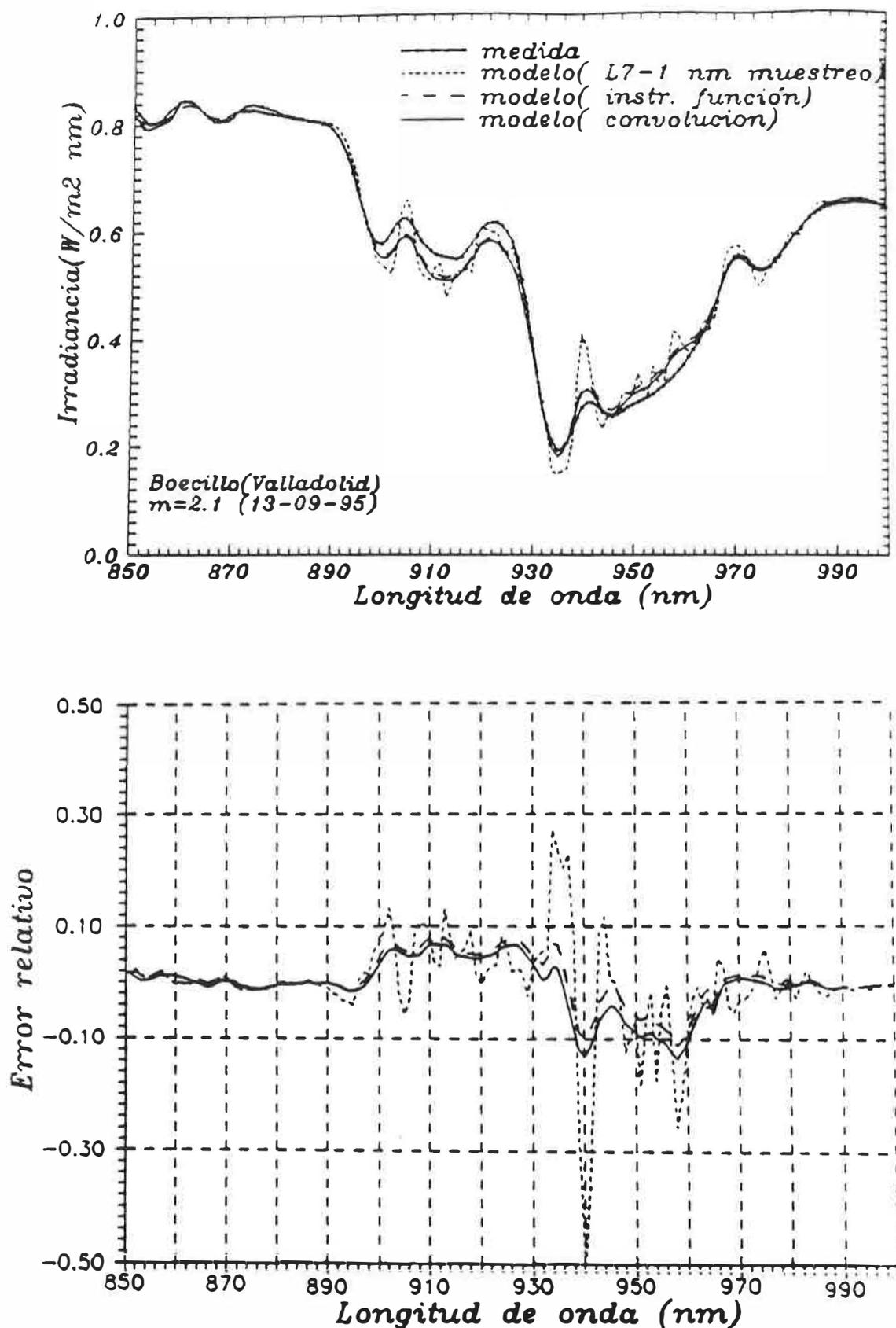


fig. 3.15: La figura (a) representa los valores de irradiancia experimentales y modelizados. La Figura (b) muestra el error relativo entre ellos

el coeficiente que más cerca estaba de 300, 301, 302, etc. hasta 1100nm, para tener el mismo muestreo que los datos experimentales. Como la resolución de 5 cm^{-1} es bastante mayor que 1 nm , los coeficientes contienen la variabilidad propia de esta resolución a pesar del muestreo.

Ahora bien para comparar espectros, bien experimentales frente a modelizados, estos deberán presentar la misma resolución espectral. Por otro lado no es correcto suavizar coeficientes de absorción, sólo transmitancias o irradiancias. En nuestro caso, la resolución espectral de nuestro instrumento según las especificaciones de la casa LICOR es de 6 nm , sin embargo estas especificaciones no son suficientes para el estudio que nosotros queremos realizar. Esto nos llevo a determinar la función aparato del LICOR en el laboratorio la cual resultó una función rendija triangular, $\Phi(\lambda)$, de 11 nm de base. Es por ello que el segundo espectro que aparece en la figura anterior (que denominamos suavizado) corresponde a suavizar el espectro modelizado anterior o convolucionar éste con la función aparato. Vemos ahora una mejor concordancia entre los valores teóricos y los experimentales, para la misma cantidad de agua ($w = 1.35$). Así pues lo correcto para determinar el vapor de agua es convolucionar los valores del modelo (ec.(3.6)) con la función aparato de acuerdo a la siguiente expresión

$$F'(\lambda) = \int_{\lambda-\Delta\lambda/2}^{\lambda+\Delta\lambda/2} DF_0(\lambda) T(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda \quad (3.33)$$

donde $\Phi(\lambda)$ es la función aparato.

La cantidad que se obtiene es ligeramente diferente, e igual a $w = 1.37\text{ gr cm}^{-2}$. El tercer espectro representado en la figura anterior corresponde a la irradiancia (ec.(3.33)) calculada con este vapor de agua. La figura (3.15b) muestra las diferencias relativas (en tantos por uno) de los dos espectros teóricos correspondientes a $w = 1.35\text{ gr cm}^{-2}$ y $w = 1.37\text{ gr cm}^{-2}$ (sobre los que el proceso de minimización da el vapor de agua óptimo) frente al experimental. Vemos pues que a nivel de comparar los espectros dados por el modelo y los experimentales debe aplicarse la función aparato, sin embargo como las diferencias no son muy grandes, las variaciones en la determinación del vapor de agua conllevan sólo un pequeño error. Depende pues la precisión con la que queramos la determinación, lo que nos llevara a tomar un modelo con mayor o menor resolución si no se conoce la función aparato del espectrorradiómetro. Observamos en este caso que el método de mínimos cuadrados es poco sensible a la resolución espectral de los datos pues lo que hace es comparar la forma de la banda como un todo; sin embargo, como veremos a continuación, es el más adecuado para el tipo de medidas de que disponemos. En la sección siguiente evaluaremos el error o las diferencias relativas entre estas dos posibilidades de aplicar el método 1 sobre los más de 280 espectros medidos en el año 1995.

El método 2 consiste en modelizar la irradiancia medida exactamente igual que antes pero ahora podemos deducir para cada longitud de onda el vapor de agua, ya que disponemos de valores absolutos y podemos explicitar el valor del vapor de agua de las ecuaciones (3.16) y (3.6), llegando a

$$w = \frac{\{-\ln [T_{H_2O}(\lambda)]\}^{1/a(\lambda)}}{m C_{H_2O}(\lambda)} \quad (3.34)$$

donde la transmitancia experimental para el vapor de agua es

$$T_{H_2O}(\lambda) = \frac{F_{exp}(\lambda)}{DF_0(\lambda) T_R(\lambda) T_a(\lambda)} \quad (3.35)$$

A continuación podemos hallar el valor medio y su desviación standard como hicimos en el caso del ozono. Debemos mencionar ahora, aunque podríamos haberlo mencionado antes, que el método anterior no precisa de valores absolutos ya que el valor del vapor de agua se determina por la forma de la banda (valores relativos), no por sus valores absolutos.

De la expresión anterior y con los coeficientes originales del LOWTRAN7, C_{H_2O} , muestreados a 1 nm podemos deducir el valor del vapor de agua para cada longitud de onda. Esto corresponde a la curva con muchos picos o variaciones de la figura (3.16). Vemos pues que los valores del vapor de agua presentan una gran variación para las diferentes longitudes de onda de 900 a 980 nm (la zona anterior a 900 es debido al efecto ya mencionado de bordes y será discutido mas adelante). Así en 903 y 958 tenemos valores dobles del valor medio y en 940 nm aún mucho más. Es decir observamos un gran ruido, que se debe a las importantes diferencias observadas en el primer espectro modelizado de la figura (3.15a y b)

Utilizar la expresión (3.33) para determinar el vapor de agua a cada longitud de onda comporta un proceso de inversión muy complicado, es por ello que vamos a seguir el siguiente procedimiento: podemos recalcular unos nuevos coeficientes de absorción de menor resolución, es decir de la resolución que precisa el modelo para una comparación adecuada con los datos experimentales sin más que convolucionar los datos de la transmitancia. Para cada longitud de onda se cumple que

$$T_{conv}(\lambda) = \exp\{-(C''(\lambda) w m)^a\} \quad (3.36)$$

lo cual nos permite explicitar y obtener cada coeficiente $C'_{H_2O}(\lambda)$ (ya que en este proceso la cantidad de agua utilizada es la misma en los dos lados de la igualdad). La ventaja de tener estos coeficientes es que ahora podemos de nuevo despejar directamente el vapor de agua de la misma expresión (3.34). La curva suave de la figura (3.16) muestra los valores de la cantidad de vapor de agua obtenidos de esta forma. Vemos pues, como era de esperar que la curva general tiene menos variaciones que la anterior lo que comporta menos error asociado a la determinación del valor medio, debido a que las diferencias entre los valores teóricos y experimentales son menores en este segundo caso que en el primero (es equivalente al tercer espectro de la figura (3.15a) y segunda curva de la figura (3.15b)). Las líneas horizontales de la figura representan el valor medio de ambas curvas, 1.40 y 1.32 con desviaciones standard del orden del 30%.

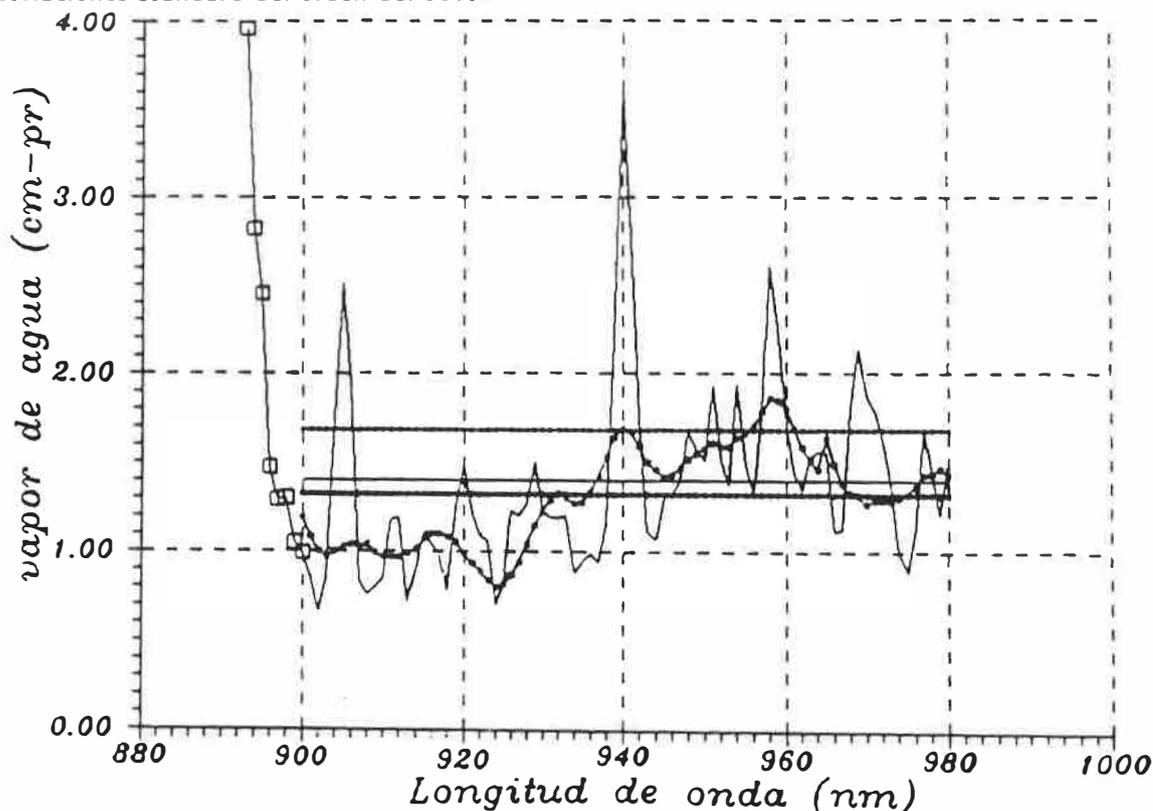


fig. 3.16: Representación de los valores del vapor de agua con los coeficientes originales y suavizados junto con sus respectivos valores medios

Como ya mencionamos, al utilizar inicialmente este procedimiento no fijamos en 900 y 980 nm exactamente los bordes de la banda de absorción, ya que ésta puede tomarse también entre 890-900 o 890-910, etc.. Observamos sin embargo mediante la figura anterior que el valor medio depende ostensiblemente de la anchura o zona elegida, al presentar ésta valores del vapor de agua bastante variables. Curiosamente podemos ver que los valores de la izquierda de 938 o 940 (o sea hacia la mitad de la banda) salen por debajo del valor medio y los de la derecha por encima de él. Los valores del vapor de agua fuera de la zona 900-980 nm presentan una tendencia fuerte de incremento y dado que en estas zonas la modelización parece funcionar algo peor, creemos que entraña menos error en la determinación eliminar esas zonas (como mostramos en la figura (3.16) los valores del vapor de agua en la región espectral anterior a 900 nm).

Mostramos en la figura (3.17) los nuevos coeficientes $C'_{H_2O}(\lambda)$ frente a los originales del LOW-TRAN7 muestreados a 1 nm $C_{H_2O}(\lambda)$. La curva inferior corresponde a los coeficientes de absorción del continuo, que serán discutidos más tarde.

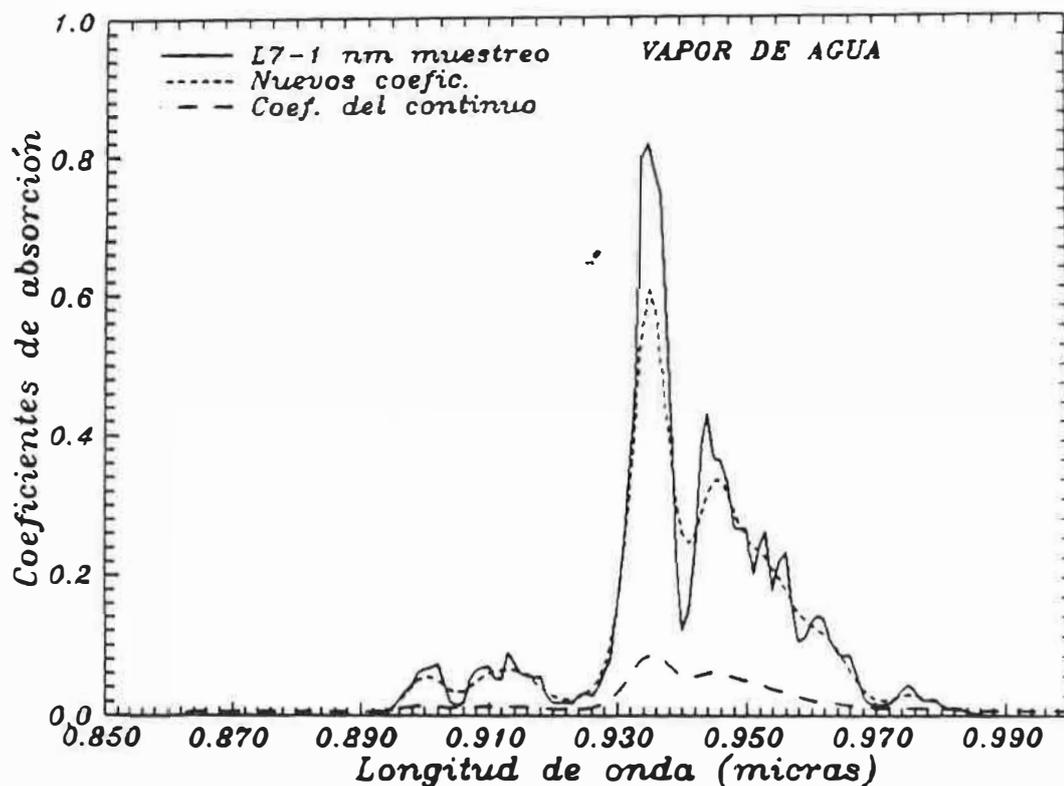


fig. 3.17: Representación de los coeficientes de absorción del vapor de agua

Podemos observar que una vez que poseemos estos nuevos coeficientes podemos de nuevo utilizar la modelización de la expresión (3.34) para recalcular el agua por el método 1. Este proceso es prácticamente equivalente al de la convolución y tan válido como él, pero no da tampoco exactamente los mismos valores para el vapor de agua, aunque las diferencias son muy pequeñas. Veremos a continuación las diferencias.

III.4.2 Aplicación de los dos métodos anteriores a las medidas de 1995

La aplicación de los dos métodos anteriores con sus variantes a las medidas experimentales de los más de 280 espectros de irradiancia directa realizados durante el año 1995, nos van a permitir

no sólo obtener los valores del contenido de vapor de agua en la atmósfera sino también evaluar las diferencias entre esos diferentes procedimientos. Estas diferencias relativas pueden equipararse a errores relativos en la estimación del vapor de agua si consideramos que un procedimiento es más correcto que otro, pero ello depende del tipo de instrumento y medidas que se posean. Estos procedimientos pueden considerarse pues como correctos ya que en muchos instrumentos no cabe la posibilidad de elegir uno u otro, sino que esta viene dada por las características del mismo, habrá por tanto que delimitar el error asociado al mismo.

La elección de los canales más o menos anchos para el diseño de radiómetros, fotómetros, o sensores adecuados, requiere conocer a priori el comportamiento de la modelización con las medidas experimentales de alta o moderada resolución como las que aquí analizamos, es decir se precisan análisis de este tipo. A veces la utilización de una modelización de alta resolución espectral a la que se aplica la convolución con la función de transmitancia de un filtro relativamente estrecho (basta con 10 nm) no permite acceder a las diferencias que aquí observamos, lo que comporta errores en la determinación que no son detectables. Es por ello que es el tipo de análisis que aquí hemos llevado a cabo el que permite testear la propia modelización y los errores que ello puede comportar en la determinación del componente atmosférico, en este caso el vapor de agua.

En la figura (3.18) mostramos el vapor de agua determinado con los que teóricamente son los dos procedimientos más correctos, correspondientes al método 1 y 2 respectivamente. Es decir en el método 1 lo correcto es utilizar la convolución con la función del instrumento de los valores del modelo y en el método 2 utilizar los nuevos coeficientes que dan los valores teóricos de la irradiancia de la misma resolución que los valores experimentales. Como las diferencias tampoco son muy grandes, representar todos los valores del vapor de agua para todos los procedimientos sobre la misma figura nos llevaría a no distinguirlos y a emborronarla. Los puntos que aparecen representados por rombos corresponden a la determinación teniendo en cuenta la absorción del continuo en el método 1 y será discutida más adelante.

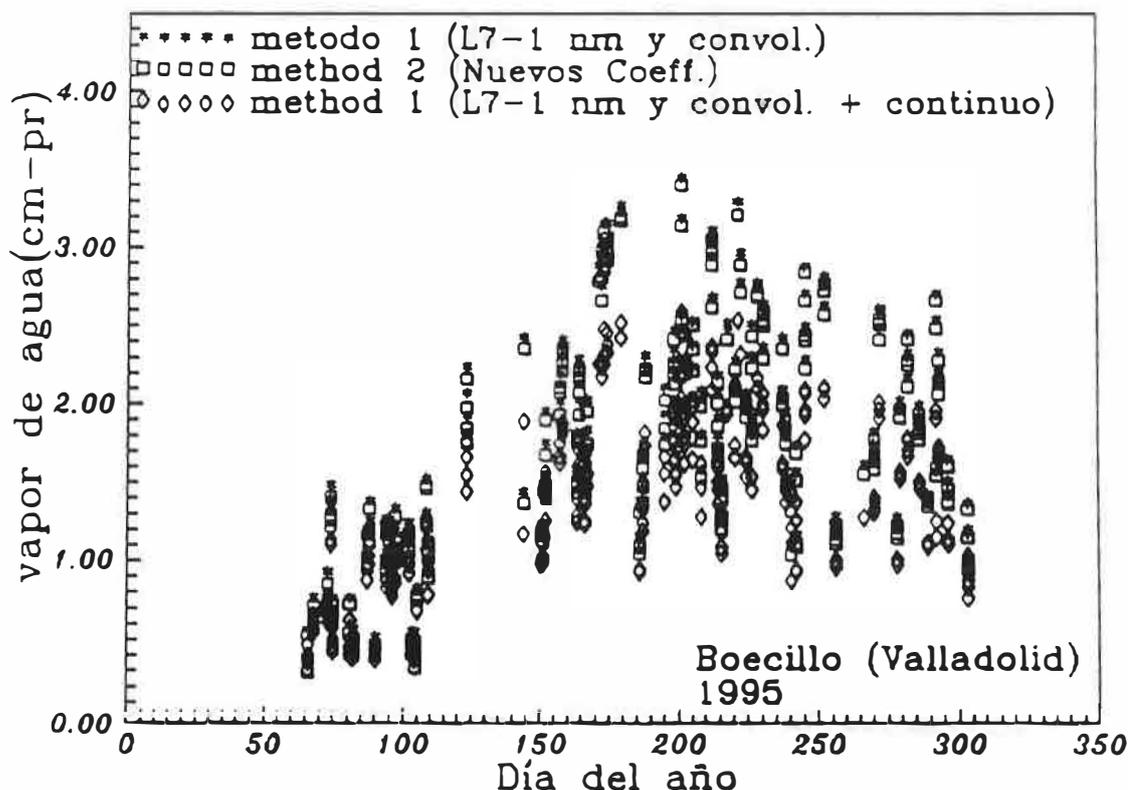


fig. 3.18: Valores del vapor de agua determinado según los dos procedimientos más correctos

Con respecto a la figura (3.18) vemos como era de esperar valores pequeños del vapor de agua, menores de 1 cm-pr durante los meses de marzo y abril, que van aumentando progresivamente al acercarnos al verano donde se registran los valores máximos, cercanos a 3.5 cm-pr. Sin embargo durante el verano observamos una gran variabilidad pues tenemos valores que oscilan entre 1 y casi 4 cm-pr. También durante el día se observa una gran variabilidad. Sería deseable aquí contrastar estos valores obtenidos del vapor de agua con datos de otras estaciones cercanas que determinen el vapor de agua por otros procedimientos, radiosondeos e incluso medidas de satélite, como hemos hecho para el caso de la determinación del ozono, pero no disponemos de datos de este tipo. La variabilidad espacio-temporal del vapor de agua hace que la comparación de este tipo de medidas se realice entre estaciones relativamente cercanas o en el caso de comparaciones con radiosondeo, esta suele realizarse en experiencias muy puntuales [Cachorro et al. 1996] ya que es difícil disponer de gran cantidad de radiosondeos. El uso de medidas de satélites nos llevan al proceso contrario, pues son precisamente este tipo de medidas que poseemos en tierra, las que se realizan para validar las metodologías de satélite. A este respecto estamos realizando un estudio del comportamiento de los canales diseñados para el sensor MODIS del satélite EOS para la determinación del vapor de agua, pero que queda fuera del objetivo de este trabajo.

En la figura (3.19) mostramos ya las diferencias relativas en la estimación del vapor de agua obtenidas comparando los dos métodos y sus variantes. Así los puntos representados por asteriscos nos dan las diferencias entre las dos posibilidades que hemos descrito para el método 2. Estas se

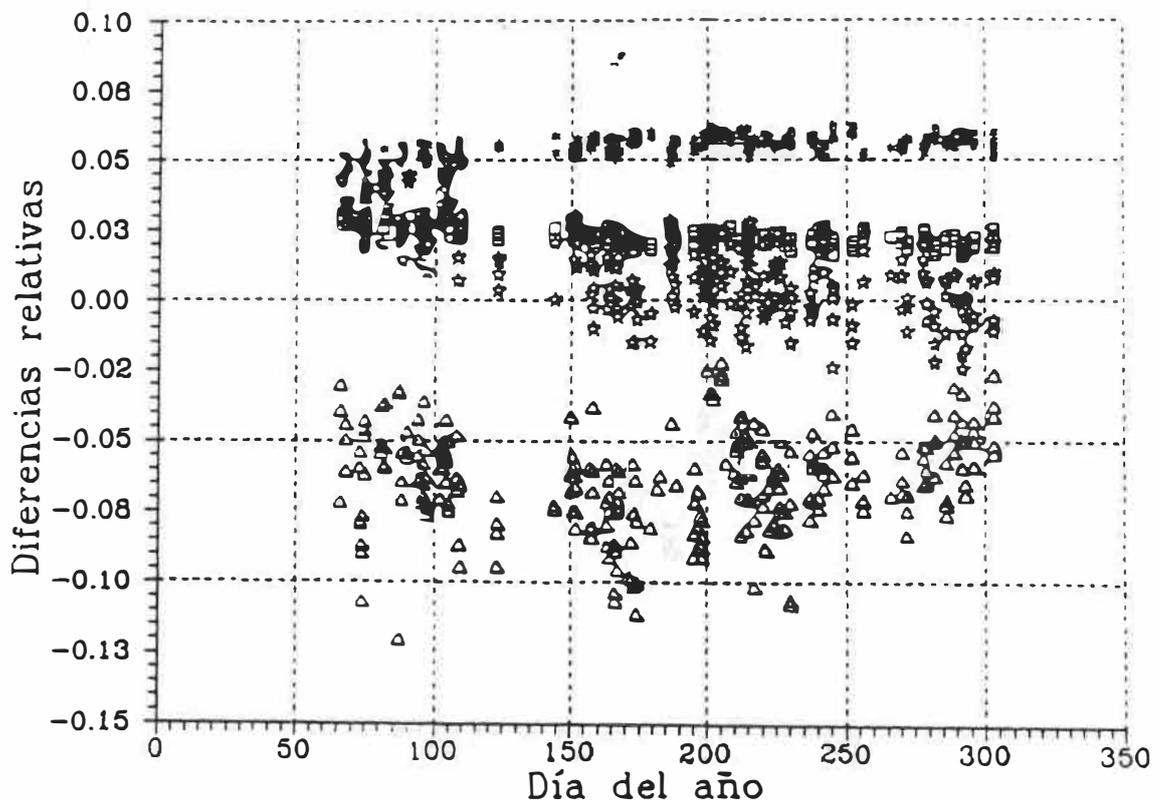


fig. 3.19: Representación de las diferencias relativas en la determinación del vapor de agua según los dos métodos y sus variantes

mantienen constantes para todos los datos del año 95 alrededor del 6%. La misma tendencia pero con valores alrededor del 3% se dan en la comparación del procedimiento que consideramos más correcto del método 1 (es decir considerando la convolución) y el de utilizar los nuevos coeficientes en la modelización. A su vez la comparación con la otra posibilidad de aplicar el método 1, es decir sin convolución, muestra unas diferencias relativas alrededor del 3% para los valores iniciales del vapor

de agua del año 95, es decir para valores menores de 1 cm-pr y después estas diferencias oscilan tanto positivamente como negativamente alrededor de cero. Ello muestra la poca sensibilidad del método 1 a la resolución espectral, como ya habíamos mencionado, lo cual pone de manifiesto que el uso de un modelo de alta resolución siempre es compatible con medidas de más baja resolución usando el método 1.

Al comparar el método 1 (su procedimiento más correcto) con el método 2, a través también de su procedimiento más correcto, hemos obtenido los puntos representativos por triángulos en la figura (3.19). Estos muestran una gran dispersión, entre un 2% y un 13% cualesquiera que sean los valores (grande o pequeños) del vapor de agua. Los valores del vapor de agua determinados por el método 1 son siempre mayores en esos porcentajes que los determinados por el método 2. Las diferencias del método 2 con el procedimiento menos correcto del método 1 aunque no lo hemos dibujado presenta una enorme dispersión. Este presenta diferencias menores para los valores pequeños del vapor de agua, inferiores a 1 cm-pr, y valores superiores hasta en un 15% para valores grandes del vapor de agua. Es decir infravalora hasta en 5% los valores bajos del vapor de agua y sobrevalora hasta en un 15% los valores grandes del vapor de agua.

III.4.3 Absorción del continuo

Los mecanismos físicos de la absorción del continuo no son bien conocidos, lo que nos lleva a que los coeficientes de absorción que representan a la misma lleven asociadas una gran incertidumbre, que puede llegar hasta el 50%. Es por ello que habida cuenta de este error y el que evaluaremos debido a tener o no en cuenta este efecto, que es menor, ponen de manifiesto que a veces se desprecie la absorción del continuo.

Ya hemos mostrado en la figura (3.18) los valores obtenidos el tener en cuenta la absorción del continuo, pero es tal vez la figura (3.20), la más ilustrativa para cuantificar las diferencias de contabilizarle o no. Como puede verse éstas van aumentando desde alrededor de un 15% para valores del agua menores a 1 cm-pr hasta un 28% para valores máximos, situándose en promedio en una sobrevaloración para el vapor del agua entre el 20 y 25% el no contabilizar el continuo.

Ello pone claramente de manifiesto la necesidad de mejorar los mecanismos de conocimiento de este efecto y sus coeficientes de absorción. Una estimación realista para conocer cuál es el verdadero porcentaje debido a la contribución del continuo, sería contrastar estos valores del vapor de agua con otros obtenidos mediante otras metodologías bien distintas, como la de microondas. Con todo ello las medidas de campo como éstas no son las idóneas para estudiar detalladamente los mecanismos físicos que rigen este efecto pero sí son muy interesantes a fin de cuantificarle. Para conocer los mecanismos de la absorción del continuo se requieren medidas muy cuidadosas y sofisticadas a nivel de laboratorio.

Para contrastar la sofisticación del modelo que evalúa la absorción del continuo y la manera en que nosotros lo hemos evaluado y aplicado aquí, describimos a continuación el método siguiente basado en el código LOWTRAN [Kneizys et al., 1983]

La contribución del vapor de agua continuo a través del coeficiente de absorción, $k_c(\nu)$, viene dado por la expresión

$$k_c(\nu) = \sigma_s \nu \tanh \left(\frac{hc\nu}{2kT} \right) \left[\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_0} \right) \bar{C}_s(\nu, T) + \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_0} \right) \bar{C}_f(\nu, T) \right] \quad (3.37)$$

donde T es la temperatura (K), ν el número de onda (cm^{-1}), $hc/k = 1.43879 K/cm^{-1}$, σ_s es la densidad numérica del vapor de agua, σ_f la densidad de las restantes moléculas de la atmósfera y σ_0 es la densidad numérica de referencia definida a 1013 mb y 296 K. Los coeficientes $\bar{C}_s(\nu, T)$ y $\bar{C}_f(\nu, T)$ [$(cm^{-1} mol/cm^2)^{-1}$] son parámetros determinados en el rango espectral de 0-20000

cm^{-1} . La dependencia de los \bar{C}_s con la temperatura es obtenida por medio de una interpolación lineal entre los valores tabulados de \bar{C}_s a 260 K y 296 K de temperatura.

El espesor óptico total debido al vapor de agua continuo para una trayectoria en la atmósfera supuesta de N capas, viene dada por

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \int_i k_c(\nu) ds &= C_s(\nu, 296) \sum_{i=1}^N \int_i \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_0} \right) \sigma_s ds \\ &+ [C_s(\nu, 260) - C_s(\nu, 296)] \sum_{i=1}^N \left(\frac{296 - T_i}{296 - 260} \right) \int_i \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_0} \right) \sigma_s ds \quad (3.38) \\ &+ C_f(\nu, 296) \sum_{i=1}^N \int_i \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_0} \right) \sigma_s ds \end{aligned}$$

donde ds es el incremento de longitud, T_i es la temperatura de la i -ésima capa y

$$\begin{aligned} C_s(\nu, 296) &= \nu \tanh \left(\frac{hc\nu}{2k(296)} \right) \bar{C}_s(\nu, 296) \\ C_s(\nu, 260) &= \nu \tanh \left(\frac{hc\nu}{2k(260)} \right) \bar{C}_s(\nu, 260) \quad (3.39) \\ C_f(\nu, 296) &= \nu \tanh \left(\frac{hc\nu}{2k(296)} \right) \bar{C}_f(\nu, 296) \end{aligned}$$

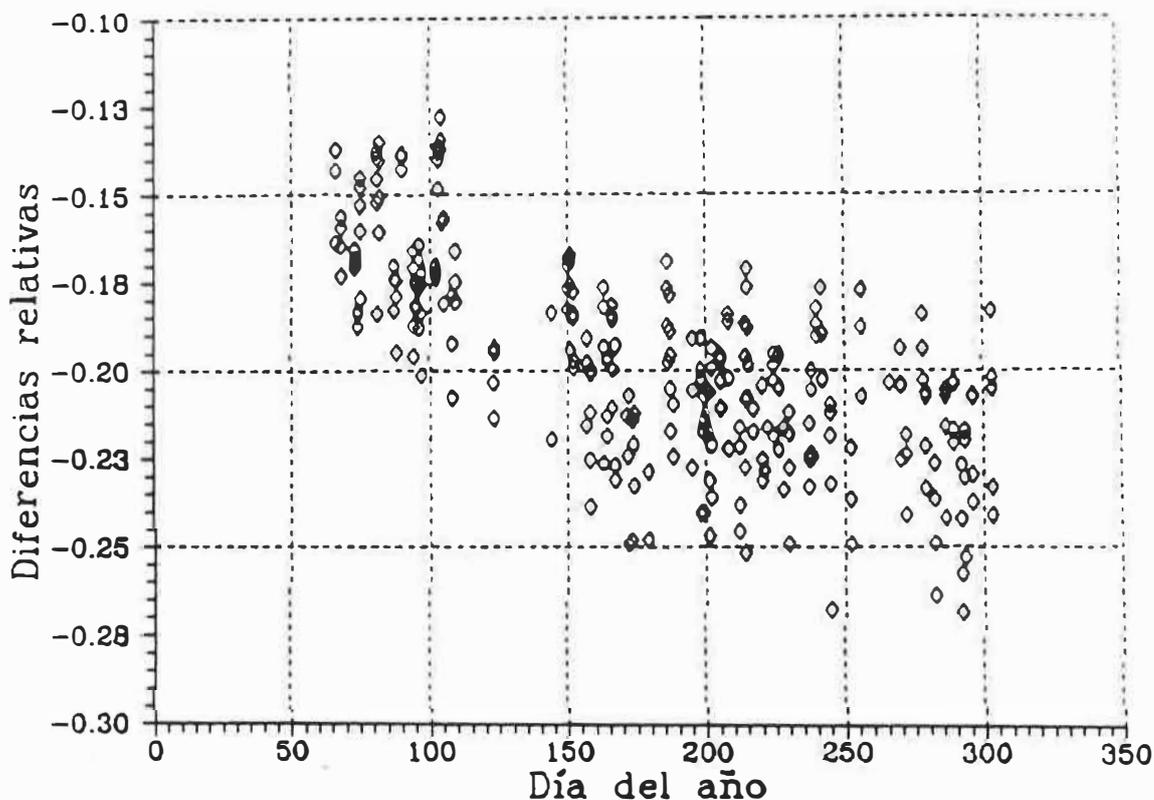


fig. 3.20: Representación de las diferencias relativas en la determinación del vapor de agua contabilizando y no el vapor de agua continuo

La manera en que nosotros hemos trabajado es la siguiente. Hemos ejecutado el código LOW-TRAN7 bajo la opción de transmitancias para evaluar las transmitancias de absorción de los difer-

entes componentes atmosféricos (vapor de agua, CO_2 , O_2 , O_3 , etc.) para una masa de aire $m = 1$. De esta forma conocemos la transmitancia y el espesor óptico debido a la absorción del continuo. Dichas simulaciones se han realizado para 4 de los 6 modelos de atmósfera con que trabaja el LOW-TRAN7: la tropical que corresponde al máximo de vapor de agua ($w = 3.55 \text{ cm} - pr$), la USA standard 76 ($w = 1.17 \text{ cm} - pr$) y las correspondientes a verano ($w = 2.5 \text{ cm} - pr$) e invierno ($w = 0.69 \text{ cm} - pr$) de latitud media. La idea era buscar una expresión sencilla que diera cuenta de esta absorción. Pensamos una expresión de la misma forma que la absorción selectiva pero con $a = 1$. Es decir una expresión lineal con la cantidad de absorbente y donde $C_{cont}(\lambda)$ represente los coeficientes de absorción del continuo.

$$T_{cont}(\lambda) = \exp\{-C_{cont}(\lambda) m w\} \tag{3.40}$$

Si resultaba que para esos cuatro casos, que abarcan desde el máximo al mínimo de las cantidades de vapor de agua que se dan en la atmósfera (y que eran conocidas) se obtenían los mismos coeficientes $C_{cont}(\lambda)$ usando la expresión anterior, ésta era válida para calcular la absorción del continuo. El resultado de estos coeficientes ya se mostró en la figura (3.17) y el error asociado evaluado como la diferencia relativa de estos coeficientes obtenidos para los dos casos extremos (tropical y latitud media en invierno) puede verse en la figura (3.21).

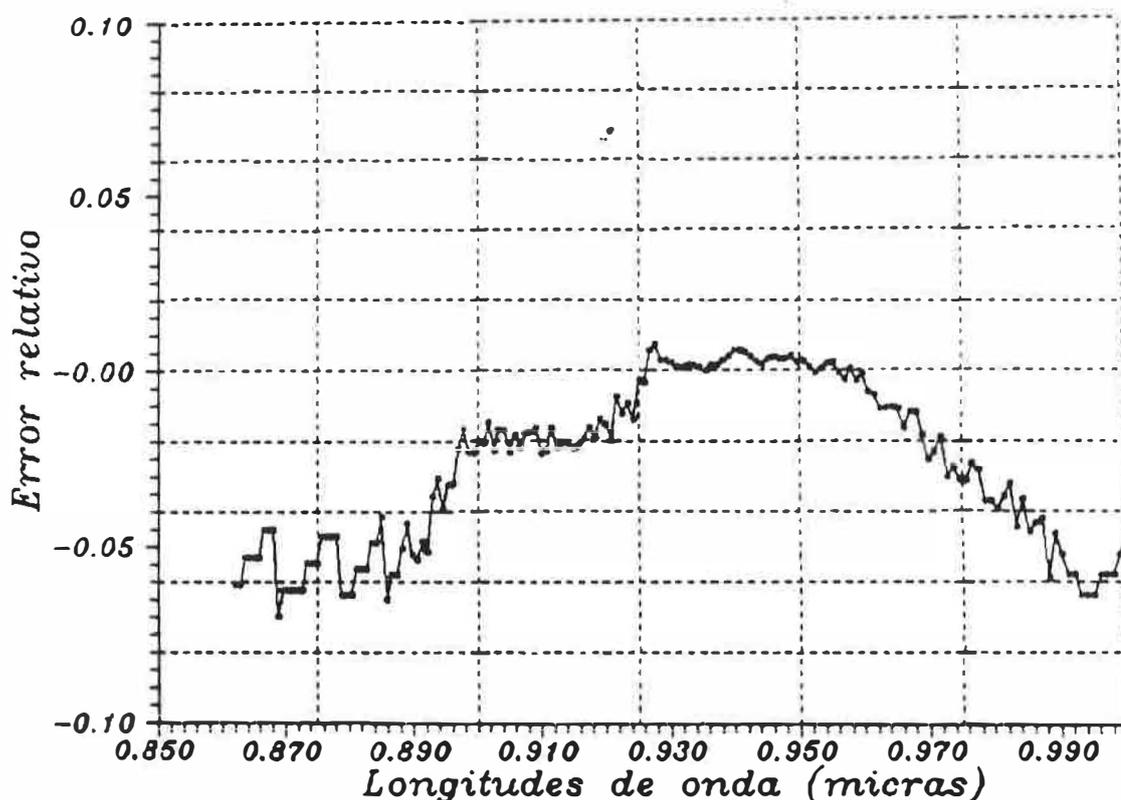


fig. 3.21: Diferencia relativa de los coeficientes de absorción del vapor de agua continuo entre los modelos de atmósfera tropical y el latitud media en invierno

Tenemos un error del 5-6% en los bordes de la banda y éste es del 0% en el centro de la misma.

En la figura (3.22) mostramos la contribución de la componente selectiva únicamente y la de ésta con el continuo a la absorción total, en el espectro sobre el que venimos trabajando, así como el espectro ya mostrado en la figura (3.14) donde se despreciaba el continuo. El valor obtenido para el vapor de agua es de 1.10 $\text{cm} - pr$ frente al valor 1.37 $\text{cm} - pr$ anterior. En este caso hemos visualizado en la figura (3.22a) la transmitancia total, en vez de la irradiancia, donde se han sumado

las contribuciones de Rayleigh y aerosoles a las dos componentes del vapor de agua, a fin de una mejor comparación con el valor experimental. En la figura (3.22b) hemos dibujado las diferencias relativas.

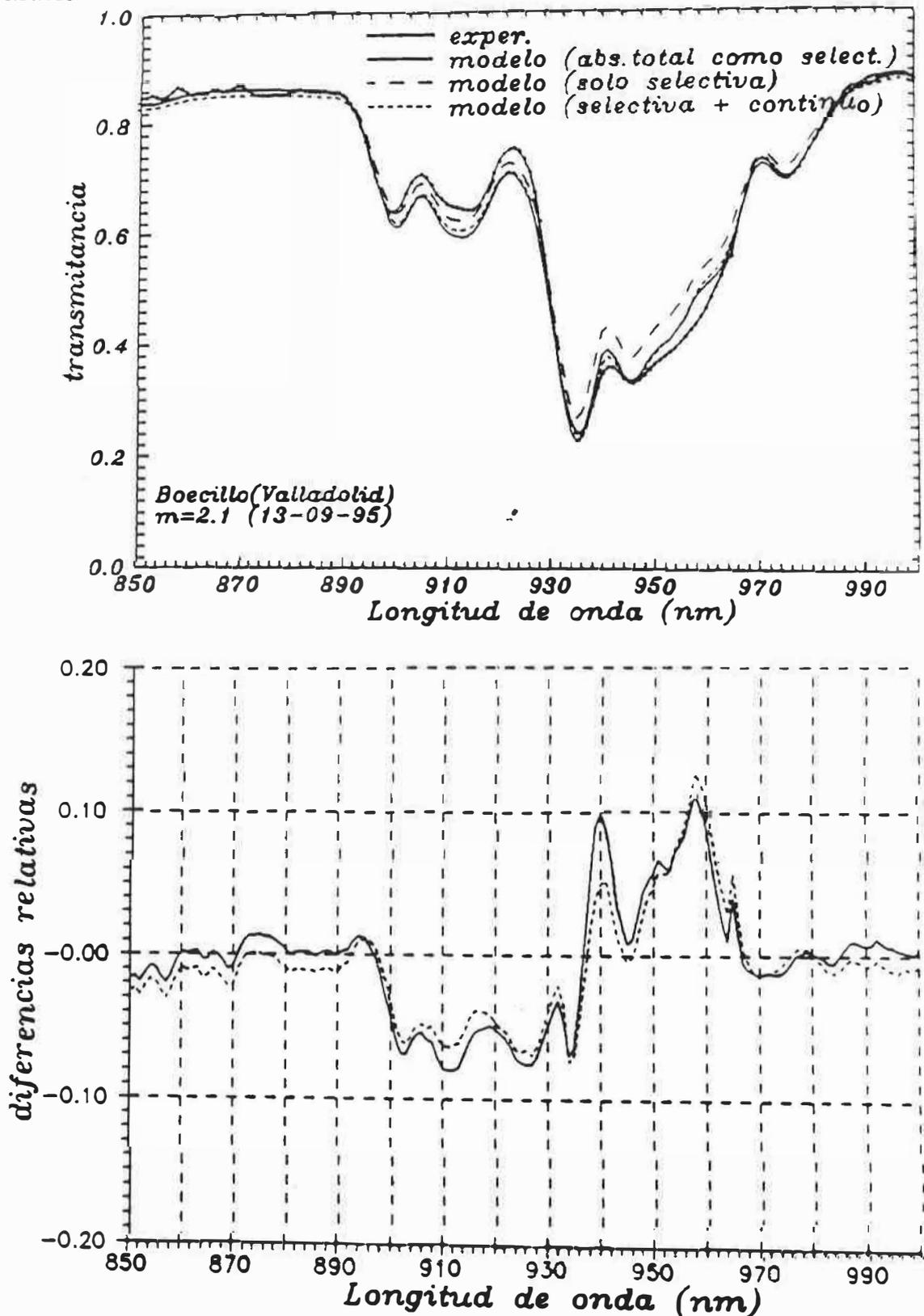


fig. 3.22: (a) Transmitancia del vapor de agua con y sin la contribucion del continuo, (b) representacion de las diferencias relativas

Vemos que el contabilizar el continuo supone lógicamente un valor del vapor de agua considerablemente menor pero que no mejora sustancialmente la modelización. Las diferencias de la figura (3.22b) muestran una ligera mejora, pero las diferencias relativas, del orden del 6% entre 900-930 nm y entre 0-12% en la zona 930-970 nm, entre el espectro modelizado y el experimental no mejoran por la incorporación del continuo. La diferencia que se observa en la zona de no absorción selectiva, de la ventana de 850 nm, se debe a que la transmitancia de aerosoles se ajustó sin contabilizar el continuo.

Resumiendo pues esta metodología para la determinación del vapor de agua nos encontramos que mientras no se conozca con una mayor precisión la absorción del continuo, tenemos un amplio abanico de posibilidades a aplicar, pues sus errores asociados son menores que los debidos al continuo. Recomendamos que se tenga en cuenta esta absorción, pues en todo caso el error que podemos asociarle contabilizando su propia incertidumbre nos llevaría a una infravaloración del vapor de agua que puede estimarse alrededor del 10%

III.5 Bibliografía

- Amoruso A., Cacciani M., DiSarria A. and Fiocco G. (1990). Absorption cross section of ozone in the 590 to 610 nm region at 299 K. *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, pp. 20565-69.
- Angstrom A. (1964). The parameter of atmospheric turbidity. *Tellus*, 16, 64-75.
- Brasseur G. (1982). *Physique et chimie de l'atmosphère moyenne*. 1ed. Masson.
- Cachorro V.E., de Frutos A.M. and Casanova J.L. (1986). Determination of total vertical water vapor in the atmosphere. *Atmos. Res.*, Vol. 20, pp. 67-74.
- Cachorro V.E., Durán P. and de Frutos A.M. (1996). Retrieval of vertical ozone using the Chappuis band with high spectral resolution solar radiation measurements. *Geophys. Res. Lett.* Vol. 23, 3325-3328.
- Cuomo C., Espósito F. and Pavese G. (1994). A differential absorption technique in the near infra-red to determine precipitable water. *Atmospheric Environment*, Vol. 28, No. 5, pp. 977-987.
- Gueymard C. (1993). Development and Performance Assessment of a Clear Sky Spectral Radiation Model. *Solar '93- 22nd ASES Conf.*, Washington, DC.
- Gueymard C. (1994). Update Transmittance Functions for Use in Fast Spectral Direct Beam Irradiance Models. *Proceeding of the 23rd American Solar Energy Society Annual Conference*, San Jose, CA.
- Iqbal M. (1983). *An Introduction to Solar Radiation*. Academic Press, New York.
- Junge C.E. (1955). The size distribution and aging of natural aerosol as determined from electrical and optical data on the atmosphere. *J. Meteorology*, Vol. 12, pp. 13-25.
- Kneizys F.X., Shettle E.P., Gallery W.O, Chetwynd J.H., Abreu L.W., Selby J.E.A., Clough S.A. and Fenn R.W. (1983). *Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN6*. Air Force Geophysics Laboratory. Hanscom AFB. Mass. (USA).
- Lenoble J. (1993). *Atmospheric Radiative Transfer*. A. Deepak Publishing.
- McClatchey R.A., Fen R.W., Selby J.E.A., Volz F.E. and Garing J.S. (1972). *Optical properties of the atmosphere*. AFGCL-72-0497. Air Force Geophysics Laboratories, Bedford MA (USA).
- Molina L.T. and Molina M.J. (1986). Absolute absorption cross section of ozone in the 185 to 350 nm wavelength range. *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, D13, pp. 14501-14508.

- Pierluissi J.H., Tomiyama K. and Gomez R.B. (1979). Analysis of the Lowtran transmission functions. *Applied Optics*, Vol. 18, No. 10, pp. 1607-12.
- Pierluissi J.H. and Chang-Ming Tsai. (1986). Molecular transmittance band model for oxygen in the visible. *Applied Optics*, Vol. 25, No. 15, pp. 2458-60.
- Pierluissi J.H. and Chang-Ming Tsai. (1987). New LOWTRAN models for the uniformly mixed gases. *Applied Optics*, Vol. 26, No. 4, pp. 616-618.
- Pierluissi J.H., Maragoudakis C.E. and Tehrani-Movahed R. (1989). New LOWTRAN band model for water vapor. *Applied Optics*, Vol. 28, No. 18, pp. 3792- 95.
- Schneider W., Moortgat G.K., Tyndall G.S. and Burrows J.P. (1987). Absorption cross-section of NO_2 in the UV and visible (200-700 nm) at 298 K. *J. Phot. and Photobiol., A: Chemistry* 40, pp. 195-217.

CAPITULO IV

CARACTERIZACION DE LAS PROPIEDADES FISICAS Y RADIATIVAS DEL AEROSOL ATMOSFERICO

CAPITULO IV

CARACTERIZACION DE LAS PROPIEDADES FISICAS Y RADIATIVAS DE LOS AEROSOLES ATMOSFERICOS

En este capítulo se hace un estudio de los aerosoles atmosféricos. El espectro del espesor óptico de aerosoles es la base para determinar diversos parámetros que caracterizan a los aerosoles presentes en la atmósfera en el lugar y momento de la medida, por ende es esencial una buena determinación de ésta magnitud.

Un parámetro importante para caracterizar el estado de los aerosoles en la atmósfera es el coeficiente de turbiedad, de gran interés en aspectos relacionados con meteorología, climatología, contaminación, teledetección, etc.. Los parámetros más utilizados en este caso son los coeficientes de turbiedad de Angstrom, que se determinan a partir del espesor óptico experimental.

Para introducir los aerosoles en cálculos de procesos de transferencia radiativa en la atmósfera, es necesario tener su descripción. Los aerosoles atmosféricos quedan completamente descritos al dar su composición química, su forma y su distribución de tamaño en cada punto dentro de la atmósfera (bien a través del número de partículas, volumen, masa, etc.). La descripción que se realiza en este capítulo está basada en la suposición de que las partículas son esféricas y su composición química únicamente determina el índice de refracción de los aerosoles. El carácter polidispersivo de los aerosoles viene representado por una función de distribución de tamaño que en general es multimodal, lo que representa la diversidad de fuentes y orígenes, así como transformaciones de los mismos en la atmósfera.

IV.1 Espesor óptico de aerosoles

Diversos métodos se han desarrollado para obtener el espesor óptico de aerosoles en la atmósfera, los más importantes son el método de inversión de matrices [King et al., 1978] y el método de inversión de Flitner que a su vez determina la cantidad de ozono [Flitner et al., 1993]; [Martinez-Lozano et al., 1996]; [Utrillas, 1995], sin embargo estos métodos se han desarrollado teniendo presente que las medidas se han realizado con fotómetros los cuales son calibrados por el método de Langley, es decir no presentan una calibración a nivel de laboratorio suficiente.

Al aplicar el método de Langley para obtener el espesor óptico de la atmósfera se obtiene un único valor que sería representativo para todo el día, esto hace que este método esté fuertemente limitado por las condiciones climáticas del día. Para que los resultados obtenidos sean representativos debe cumplirse la condición de que los días seleccionados con las medidas a utilizar, la atmósfera debe tener una gran estabilidad óptica, esto es, tienen que ser días despejados con visibilidades superiores a los 20 km y que la turbiedad atmosférica no varíe a lo largo del día durante el tiempo en que se realicen las medidas [Utrillas, 1995]. En condiciones normales esta situación es muy difícil que se presente ya que el espesor óptico de la atmósfera varía a lo largo del día. En la figura (4.1) se muestra a modo de ejemplo el espesor óptico total de la atmósfera para los espectros medidos el día 2-08-95.

Si las medidas de irradiancia son realizadas con un espectrorradiómetro de moderada-alta resolución espectral ya calibrado, la determinación del espesor óptico total y de aerosoles puede realizarse para cada uno de los espectros medidos. En el capítulo III se ha descrito una metodología

para determinar el espesor óptico de aerosoles, el cual fue necesario para obtener la cantidad total de ozono y vapor de agua. Para tal propósito la metodología más adecuada en la determinación del espesor óptico de aerosoles fue el método que denominamos de las ventanas y mediante un ajuste supervisado entre los datos experimentales y modelizados se eligen las ventanas más adecuadas para ello y con estas se ajusta una curva potencial ($\tau_a = \beta\lambda^{-\alpha}$), determinándose así los valores de α y β . En esta sección retomaremos nuevamente este tema para ampliar su contenido.

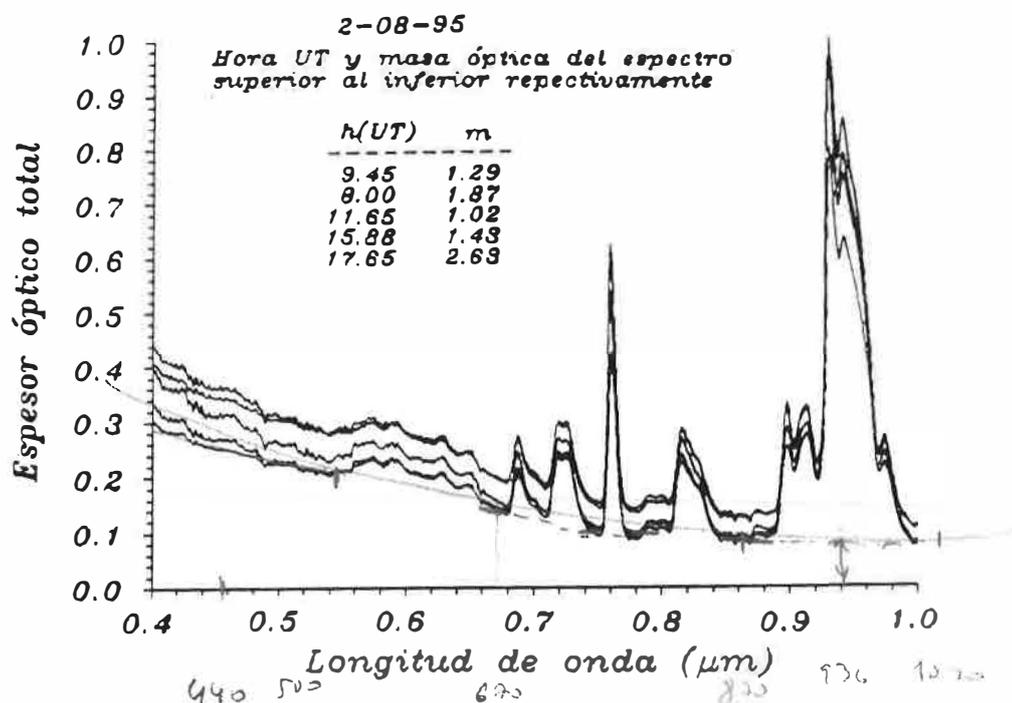


fig. 4.1: Espesor óptico total de la atmósfera, día 2-08-95.

Conocida la cantidad total de ozono y vapor de agua en el momento de la medida, que son los gases que más cambian con el tiempo, el espesor óptico experimental de aerosoles se obtiene descontando al espesor óptico total de la atmósfera el espesor óptico del ozono, vapor de agua, oxígeno, dióxido de nitrógeno y el de Rayleigh.

En la figura (4.2) se muestra el espesor óptico de aerosoles para los espectros medidos el día 25-08-95. La hora (UT) y la masa óptica están ordenadas en el mismo sentido de los espectros, del superior al inferior. De aquí se observa como cambia el espectro del espesor óptico de aerosoles durante el día, teniéndose que por la mañana este tiene valores más altos que por la tarde (ver también fig. (4.1)), situación que se presenta en todos los días que hemos analizado (alrededor de 30 días), también observamos que masas ópticas iguales (por la mañana y por la tarde) no corresponden al mismo espesor óptico de aerosoles, como se aprecia en los espectros con línea punteada correspondientes a una masa óptica de 1.51. Hacemos notar aquí que la variación del espesor óptico de aerosoles con la longitud de onda es suave y que los picos observados en las curvas se debe a la sobrevaloración o infravaloración de los componentes gaseosos en la atmósfera (el caso de la sobrevaloración del vapor de agua en la región del visible ha sido discutido en el capítulo III).

Con las medidas realizadas en la campaña del año 1995, en la figura (4.3) se representan varios espectros de espesor óptico de aerosoles cubriendo las situaciones desde días con valores de espesor óptico alto (atmósfera turbia) hasta días donde cuyos valores son bajos (atmósfera limpia). Prácticamente toda la gama de espectros de espesores ópticos de aerosoles determinados en la campaña tienen esta forma, algunos más inclinados que otros pero estos están dentro del rango que se muestra en la figura, es decir valores de α positivos en general. De estos espectros también se

aprecia claramente que el espesor óptico de aerosoles va decreciendo con la longitud de onda, lo que significa que su influencia es mayor en el rango visible y va disminuyendo a medida que la longitud de onda aumenta.

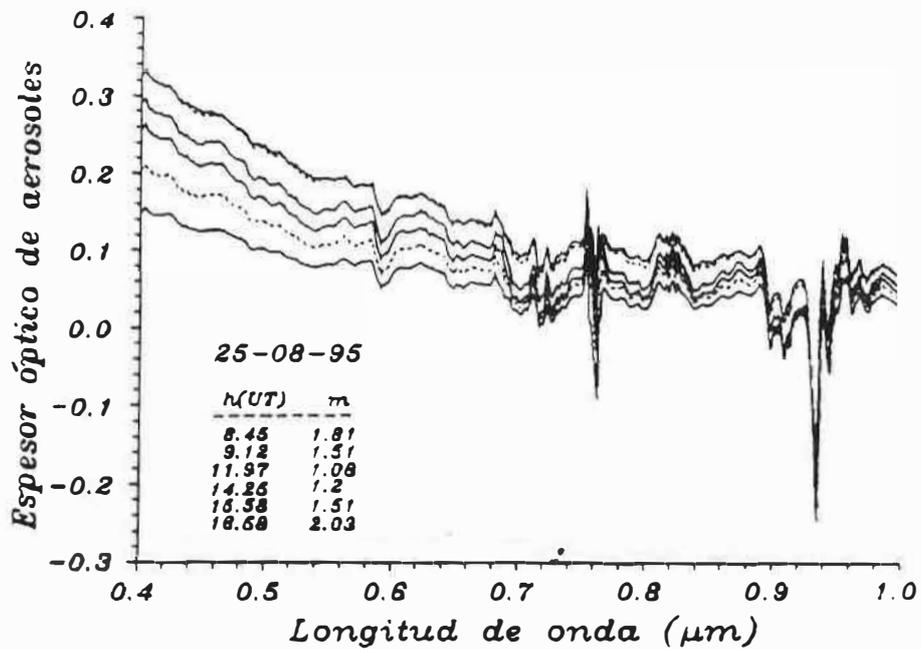


fig. 4.2: Evolución del espesor óptico de aerosoles a lo largo de un día (25-08-95).

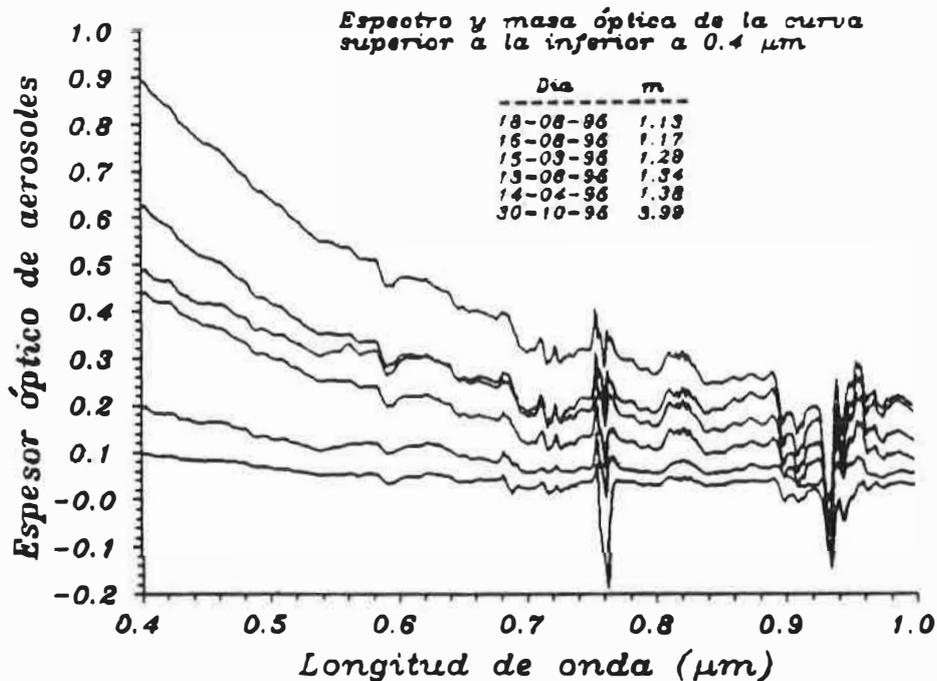


fig. 4.3: Espesor óptico de aerosoles para diferentes condiciones atmosféricas, desde días con atmósfera turbia (curva superior) a días con atmósfera limpia (curva inferior).

IV.2 Determinación del espesor óptico de los aerosoles y de los parámetros de Angstrom α y β .

Como ya hemos mencionado, al contar con medidas de alta resolución espectral, el espesor óptico de aerosoles teórico se ha determinado mediante el método que hemos denominado de las ventanas espectrales de absorción, descrito en el capítulo III. Dentro de este método mencionamos dos alternativas ligeramente diferentes en lo que se refiere a la elección de las ventanas para la determinación de los parámetros α y β . La primera, que denominamos método de las ventanas supervisadas, consiste en elegir las ventanas más adecuadas (variables por tanto) para conseguir el mejor ajuste entre los datos modelizados y experimentales. Esta metodología resulto ser la más conveniente para determinar el contenido total de ozono y vapor de agua en la vertical de la atmósfera. Sin embargo esto se realiza por parte del mismo investigador espectro por espectro y por ello resulta un trabajo tedioso. La segunda alternativa, denominada método de las ventanas directas (o automáticas), consiste simplemente en definir las ventanas espectrales directamente.

Con las ventanas espectrales se ajusta directamente una curva potencial $\tau_a = \beta \lambda^{-\alpha}$ o se linealiza la ecuación de Angstrom tomando logaritmos

$$\ln \tau_a = -\alpha \ln \lambda + \ln \beta$$

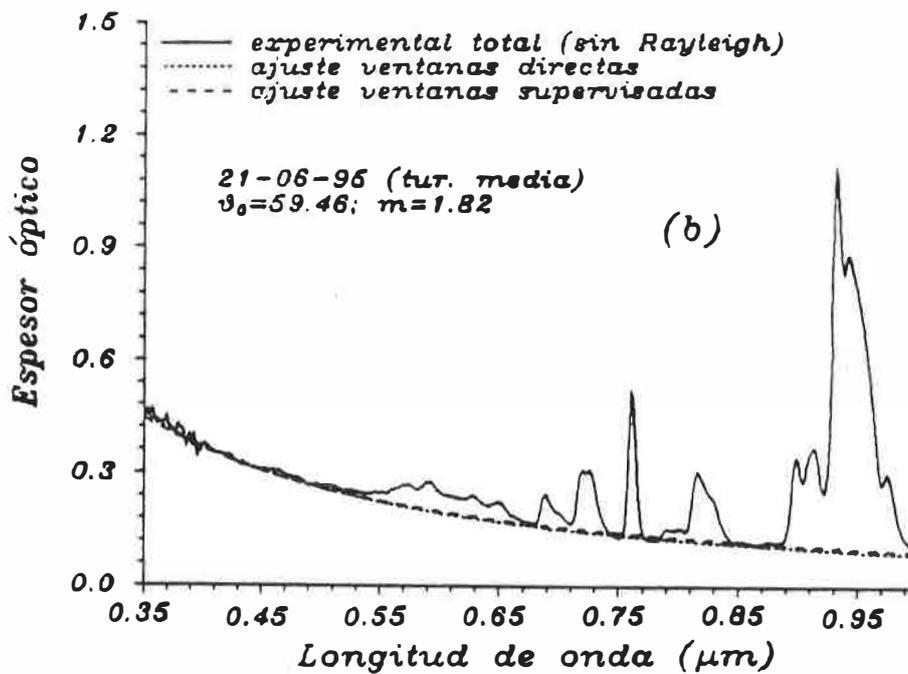
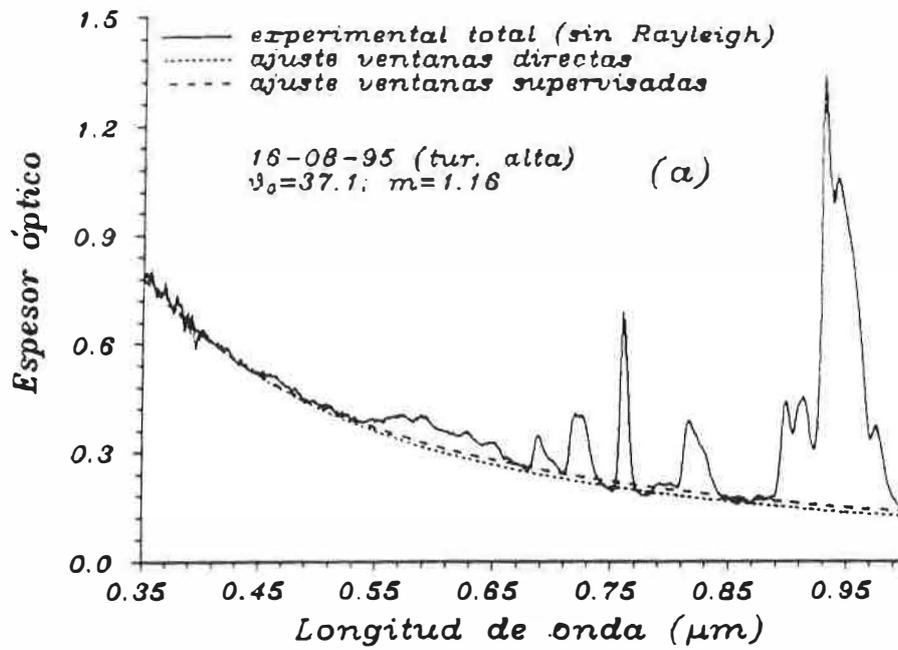
proporcionandonos así un valor de α la pendiente y uno de β la ordenada en el origen.

En las figuras (4.4a, b y c) se presentan tres ejemplos donde se muestra el espesor óptico total experimental sin la contribución de Rayleigh (línea continua), el espesor óptico de aerosoles por el método de las ventanas directas (línea punteada) y por el de las ventanas supervisadas (línea discontinua). La figura (a) representa las medidas correspondiente a un espectro de espesor óptico alto medido el día 16-08-95; $m = 1.16$, la figura (b) representa a uno de espesor óptico medio medido el 21-06-95; $m = 1.82$ y la figura (c) a uno de espesor óptico bajo correspondiente al día 22-03-95; $m = 1.39$.

De estas figuras (4.4a, b y c) se observa que no hay una gran diferencia entre los espesores ópticos de aerosoles obtenido por los dos métodos de las ventanas y además se aprecia que esta diferencia disminuye para espectros de espesores ópticos bajo. Donde se aprecia mejor esta diferencia es en los valores de los parámetros de Angstrom, para los cuales se tiene:

Espesor óptico:	alto 16-08-95	medio 21-06-95	bajo 22-03-95
ventanas supervisadas:	$\alpha = 1.674$ $\beta = 0.154$	$\alpha = 1.509$ $\beta = 0.091$	$\alpha = 1.593$ $\beta = 0.044$
ventanas directas:	$\alpha = 1.795$ $\beta = 0.122$	$\alpha = 1.603$ $\beta = 0.085$	$\alpha = 1.655$ $\beta = 0.039$

Obsérvese que el parámetro α obtenido por el método de las ventanas directas tiene valores más altos que los correspondientes a las ventanas supervisadas y respecto al parámetro β es lo inverso, se obtienen valores ligeramente menores con el método de las ventanas directas. Estas diferencias son importantes en la determinación del ozono en la banda de Chappuis debido a la débil absorción que este presenta, pero en la medelización de las densidades de flujo radiativo estas diferencias son despreciables. Las diferencias relativas entre ambos métodos para el conjunto de datos del año 1995 serán analizadas mas adelante.



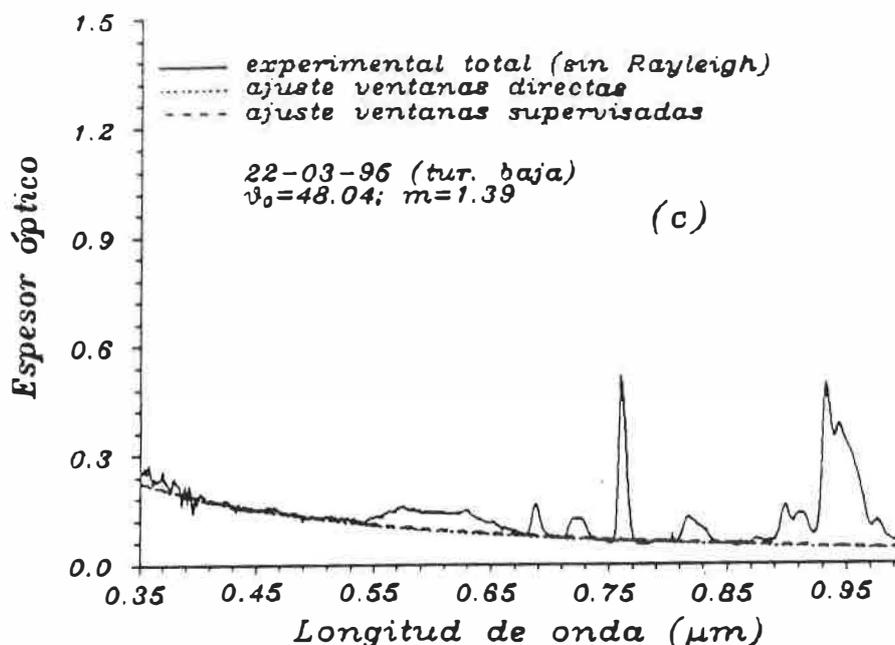
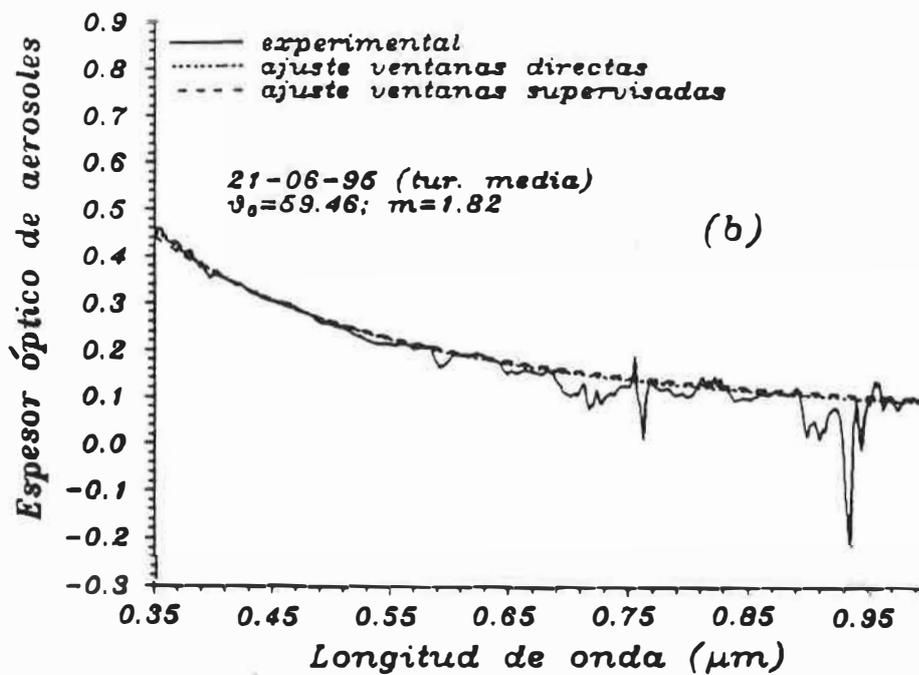
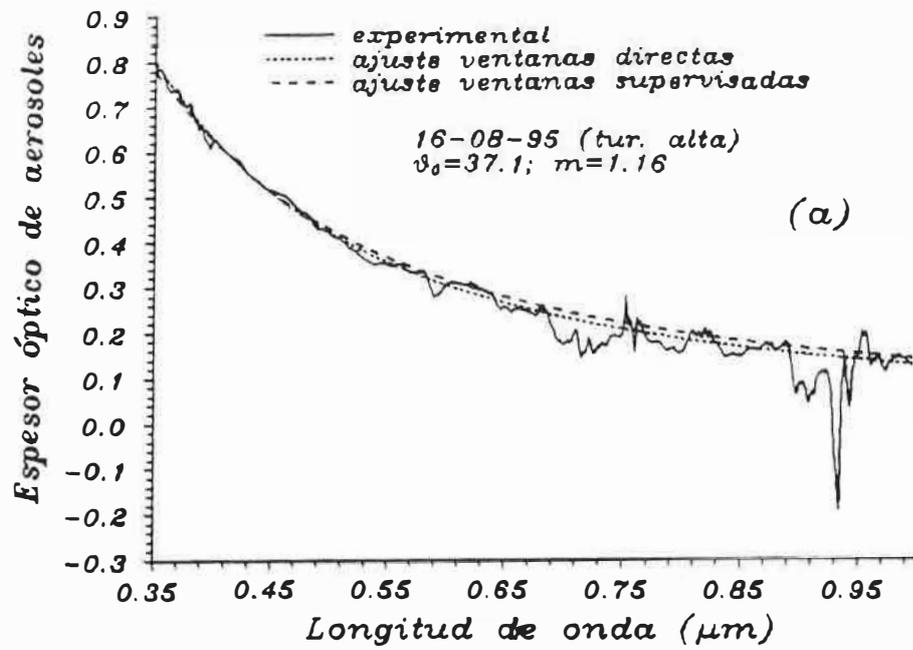


fig. 4.4: (a), (b) y (c) Espesor óptico total y espesor óptico de aerosoles determinado por el método de las ventanas directas y supervisadas

Para los mismos espectros anteriores, en las figuras (4.5a, b y c) se muestran el espesor óptico de aerosoles experimental (es decir, se han descontado las absorciones del anterior) y los dos teóricos obtenidos por el método de las ventanas (directas y supervisadas) a través de la ecuación de Angstrom. De aquí observamos, y en general de acuerdo a nuestras medidas experimentales, que el espesor óptico de aerosoles teórico representado a través de la ecuación de Angstrom, $\tau_a = \beta \lambda^{-\alpha}$, se ajusta bien a nuestros datos experimentales en el rango de longitudes de onda 350-1000 nm. Esta metodología se ha empleado en contraposición a otra ya utilizada [Cachorro et al., 1987]; [Vergaz, 1997], donde directamente se ajustaba todo el espectro de aerosoles (una vez eliminada la contribución de Rayleigh y la debido a la cantidad de ozono y vapor de agua obtenidos por otros métodos e instrumentación), sin embargo, hay que mencionar que debido a las absorciones mal modelizadas, el espectro de aerosoles que se determina tiene mucho ruido (ver por ejemplo figuras (4.2) y (4.3)) lo que introduce un mayor error al realizar el ajuste.

El método de las ventanas tiene la ventaja frente al anterior que no precisa conocer a priori las cantidades de absorbentes que interfieren. Es el único posible de utilizar cuando estas cantidades no se conocen y nos permitirá a su vez determinarlas en una segunda fase.



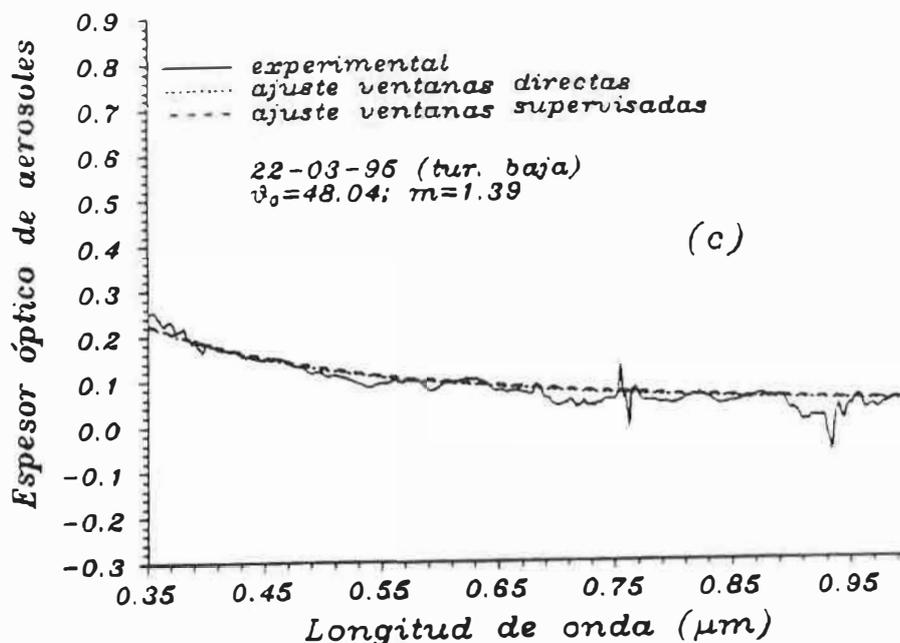


fig. 4.5: (a), (b) y (c) Espesor óptico de aerosoles experimental y teóricos obtenidos por el método de las ventanas directa y supervisadas

IV.3 Índices de turbiedad atmosférica. Resultados

La turbiedad atmosférica es un concepto relativo al grado de limpieza o suciedad en que se encuentre la atmósfera, o equivalentemente al grado de transparencia que presenta a la radiación solar en su paso por ella. De acuerdo con esto, este concepto está relacionado con la cantidad de aerosoles presentes en la atmósfera y por ende al espesor óptico de aerosoles.

Se han utilizado diversos coeficientes para caracterizar la turbiedad de la atmósfera a través del espesor óptico de aerosoles, entre los cuales algunos son: el factor de turbiedad de Linke [Coulson 1975], el coeficiente de turbiedad de Schuepp [Coulson 1975] y los más tradicionales y que nosotros representaremos aquí que son los coeficientes de turbiedad de Angstrom dados por los parámetros α y β [Angstrom, 1961, 1964] y el índice de turbiedad dado por el valor del espesor óptico de aerosoles a la longitud de onda de 550 nm (aunque también se toma la de 500 nm). Estas longitudes de ondas son elegidas debido a que cercanas a ellas se produce el máximo de la radiancia espectral solar sin absorción de los gases atmosféricos y por tanto será en ellas donde se pueda apreciar la atenuación con más claridad (aunque a 550 nm puede influir la banda de Chappuis del ozono).

Respecto de los coeficientes de turbiedad de Angstrom o parámetros de turbiedad α y β , presentan la ventaja frente a los anteriores de Linke y Schuepp en que tienen un carácter espectral. Existen varios métodos para determinarlos a partir de un espectro de irradiancia solar directa [Cachorro et al, 1987a; 1987b]; [Kauffman, 1993]; [Utrillas et al, 1994]. Aquí utilizamos la metodología que ya hemos descrito anteriormente para representar el espesor óptico de aerosoles mediante la ecuación de Angstrom.

Con el espesor óptico de aerosoles en función de la longitud de onda obtenido de las medidas de irradiancia directa tomadas en la campaña del año 1995, podemos realizar un seguimiento de la turbiedad atmosférica. Así, la figura (4.6a) muestra el espesor óptico de aerosoles a 500 nm y

550 nm durante el período de medidas (de Marzo a Octubre) del año 1995. De esta se observa que aproximadamente en los días julianos 90, 150 y 230 aparecen tres episodios bien definidos de alta turbiedad atmosférica. Sin embargo no se aprecia una tendencia clara en todo el período de medidas excepto su claro aumento durante los meses de verano. En la figura (4.6b) se representa esta misma información pero se grafica el valor medio mensual. Aquí se aprecia más claramente que se produce un máximo en el mes de Junio, seguido de los meses Julio y Agosto, comprobándose que es en verano cuando se registra una mayor turbiedad en la atmósfera, cosa por otra parte esperada.

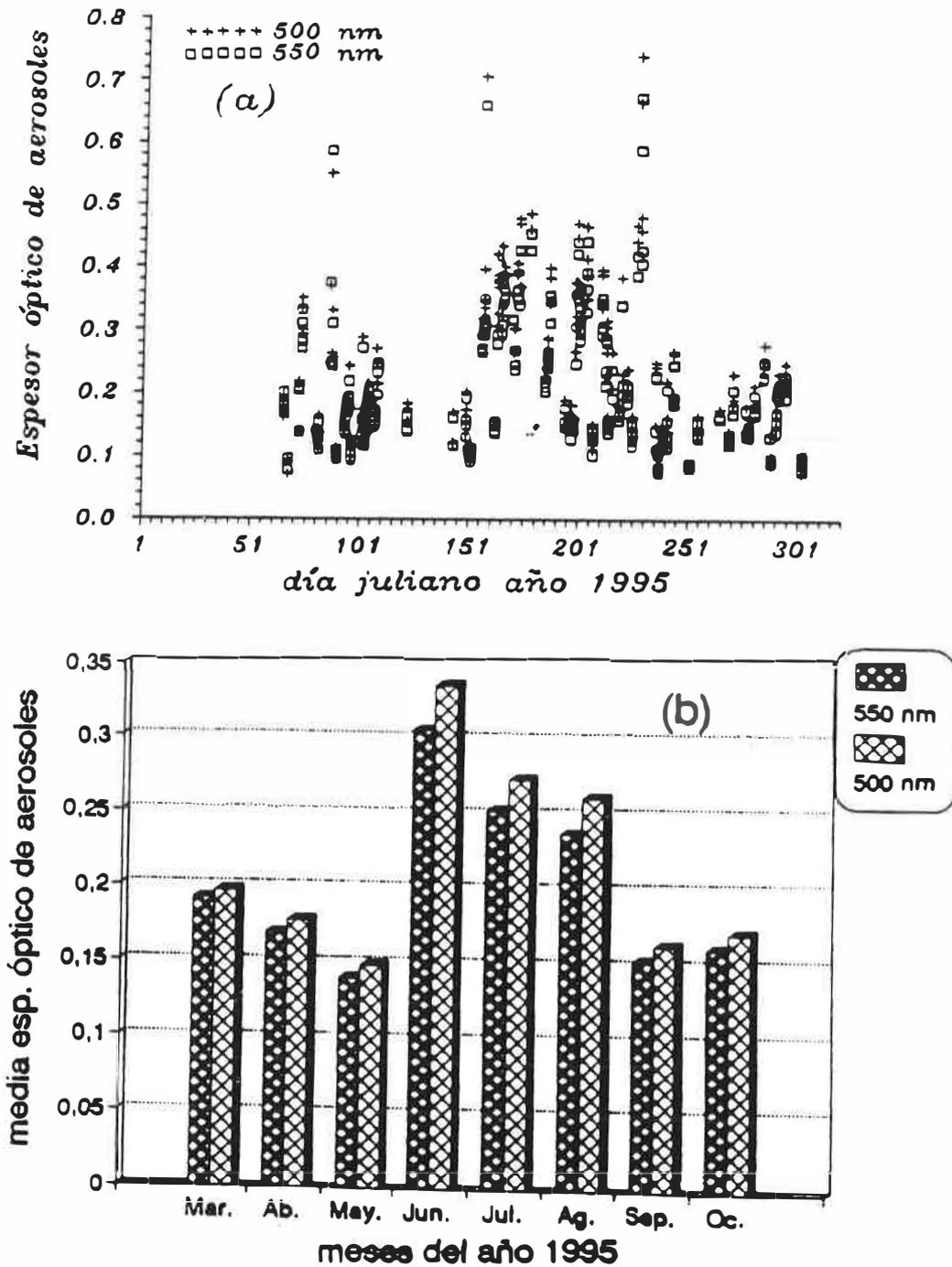


Fig. 4.6: (a) y (b) Evolución del espesor óptico de aerosoles a las longitudes de onda de 500 y 550 nm durante el período de medidas del año 1995

Las cosechas y el polvo en suspensión reforzados por la continua presencia de situaciones anticiclónicas podría explicar el aumento del espesor óptico en verano, lo cual indica una mayor carga de aerosoles en la atmósfera en esa época. Sin embargo veremos en las figuras siguientes que las características de este aerosol son muy diferentes (compárense las figuras (4.6b) y (4.8a)).

Mostramos a continuación los parámetros de turbiedad de Angstrom α y β obtenidos de las medidas realizadas durante la campaña del año 1995. En las figuras (4.7a y b) se muestran los parámetros α y β obtenidos por el método de las ventanas según las dos formas de elección de éstas (directa o automática y supervisada) y en la figura (4.8a y b) se grafican los valores medios mensuales de estos parámetros.

Observamos de aquí que el parámetro β tiene una distribución similar al espesor óptico de aerosoles a 500 y 550 nm visto anteriormente, lo que es lógico ya que éste en la ecuación de Angstrom es el coeficiente de turbiedad o atenuación, o sea representa el espesor óptico a 1000 nm. En la figura (4.6) vemos la buena correlación entre el espesor óptico a 500 y 550 nm, lo cual es lógico dada la proximidad de ambas longitudes de onda. Podemos observar también al comparar las figuras (4.6) con las (4.7b) y (4.8b) la correlación existente entre 500 o 550 y 1000 nm (β). Ello significa a su vez que la linealidad que predice la ley de Angstrom es bastante buena dentro de este rango de trabajo, ya que en general dentro del rango 300-1000 nm la curva del espesor óptico presenta cierta curvatura en el diagrama log-log. La correlación entre β y el espesor óptico experimental a 1000 nm [Vergaz, 1996] mostró una correlación superior a 0.95.

En cuanto al parámetro α que presenta la dependencia del espesor óptico con la λ y por tanto esta relacionado en principio con las características de tamaño del aerosol, como el radio medio o el radio efectivo, observamos al comparar sus figuras con las del espesor óptico o con las de β que éste se incrementa de Marzo a Junio, con un mínimo en Julio para a continuación volver a aumentar en agosto, donde además se produce el máximo y después caer. Las variaciones de α no son tan acusadas como las de $\tau(0.55)$ o β y es curiosa por un lado la caída de β de Marzo a Mayo y de Junio a Octubre frente al comportamiento de α (figuras (4.8a y b)).

Debemos sin embargo mencionar que la caída de $\tau(0.55)$ o β correspondiente al mes de Mayo no es significativa del comportamiento de ese mes de primavera. El mes de Mayo del año 1995 fué bastante atípico (cosa que por cierto se ha repetido durante la escritura de esta tesis en 1997) pues fué un mes muy lluvioso y con mal tiempo y el número de días medidos se redujo a 4 con 14 espectros.

Con todos los valores de estos parámetros durante la temporada de medidas, se obtiene un valor medio por el método de las ventanas directa de $\alpha = 1.658$, $\beta = 0.074$ y por el método de las ventanas supervisadas $\alpha = 1.49$, $\beta = 0.083$.

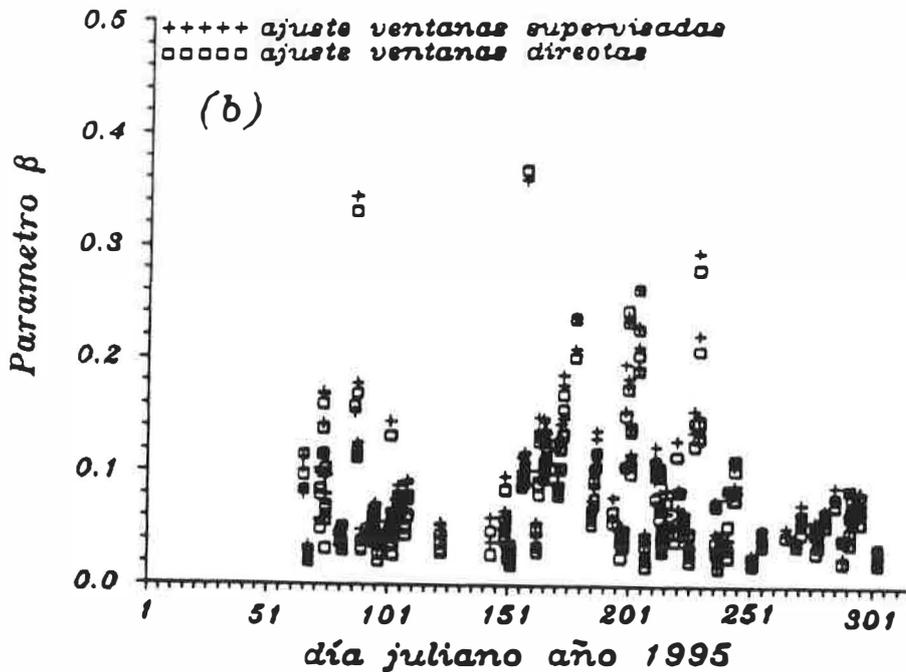
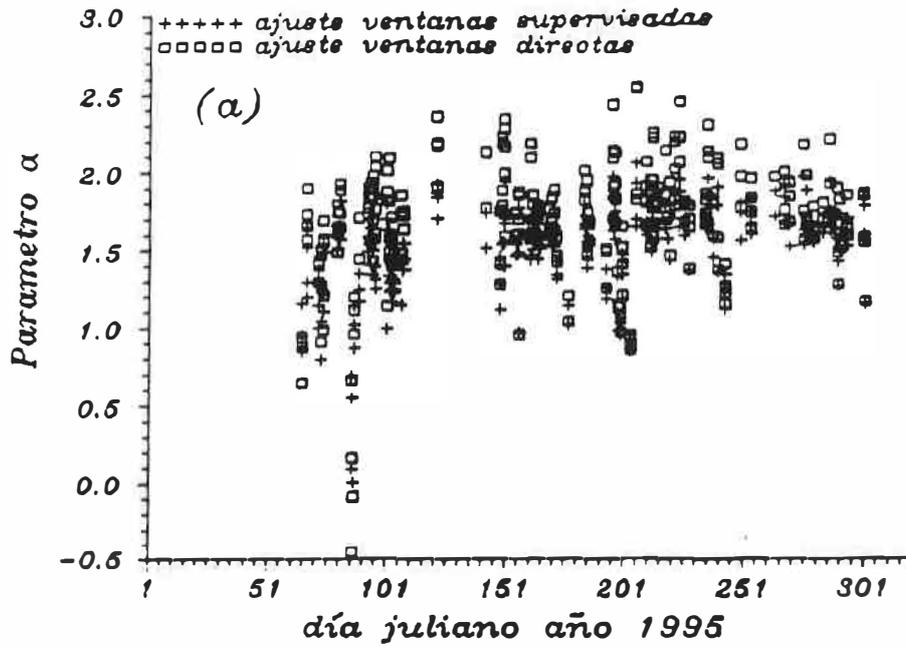


fig. 4.7: (a) y (b) Evolución de los parámetros de turbiedad α y β durante la campaña de medidas del año 1995

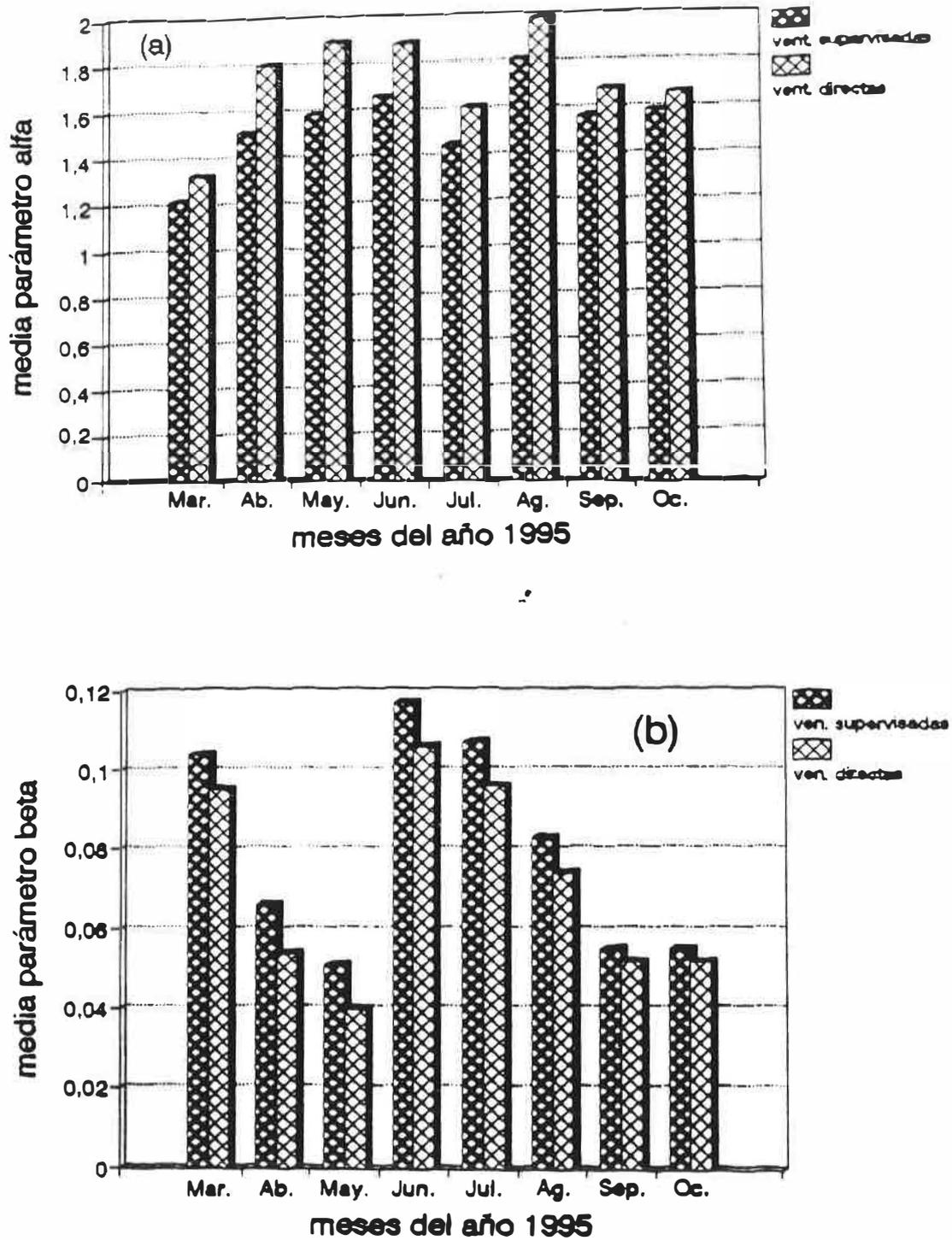


fig. 4.8: (a) y (b) Evolución de los valores medios de los parámetros de turbiedad α y β durante la campaña de medidas del año 1995

La evaluación del error asociado a los parámetros de Angstron α y β depende en primera instancia del error del espesor óptico de aerosoles y en segundo lugar a la bondad del método de ajuste. La estimación del error asociado al espesor óptico de aerosoles ya se realizó en el capítulo III a partir de la expresión de propagación de errores ec.(3.32) y se fijó del orden del 4% teniendo en cuenta el rango de valores de la masa de aire m medida y los valores absolutos obtenidos para el espesor óptico τ . Ahora bien debemos mencionar de acuerdo a la expresión (3.32), que este error depende de forma inversa del camino óptico $m\tau$, lo cual es lógico, pero no así si se analizan los dos parámetros separadamente. La masa de aire trabaja al revés del espesor óptico y además ambos no son independientes. Al aumentar la m , el error en la estimación de la masa de aire también aumenta (efectos de refracción y curvatura en la atmósfera), lo que provoca mayor error en $m\tau$ y por tanto en τ . Sin embargo tomando la expresión (3.32) daría un menor error para τ . Debemos además tener en cuenta que al aumentar m disminuye la irradiancia y por tanto aumenta de nuevo el error en el espesor óptico. Observamos pues que los condicionantes experimentales y matemáticos no van siempre de la mano.

Así para $m = 3$ y $\tau = 0.1$ y 0.6 , tenemos un error relativo del 10% y 2%. Para $m = 1$ y los mismos valores de τ tenemos 30% y 5%. Para las condiciones medias de trabajo $m = 1.5$ y $\tau = 0.2$ nos lleva al 10%. Sin embargo teniendo en cuenta el error de las medidas experimentales de la irradiancia (capítulo II) creemos que la asignación de un error experimental del orden 4-5% es el más correcto.

En cuanto a los errores de α y β estos pueden determinarse por un lado de acuerdo a los errores que da el ajuste lineal, en general bastante pequeños, menores del 3%, o bien mediante las expresiones de la propagación de errores. Esta última posibilidad ya fué analizada por nosotros en un trabajo anterior [Cachorro et al., 1987] y da lugar a errores en α y β bastante irrealistas. Es por ello que nos pareció interesante a la vista del hecho de que habíamos utilizado dos métodos, el de la ventanas automático y supervisado para la determinación de estos dos parámetros de turbiedad, calcular sus diferencias relativas. Ellas de alguna manera nos dan una idea de la incertidumbre o imprecisión asociadas a esta determinación.

En la figura (4.8c) se han representado para cada mes del período de medida analizado el valor medio de las diferencias relativas para α y β . Observamos que las diferencias relativas para ambos parámetros van bastante parejas (se observa una ligera diferencia en el mes de Junio) oscilando entre un 5% y un 20%. Se observa fácilmente que esas diferencias relativas o el error relativo de β es mayor para valores menores de este pero en realidad observando las gráficas de evolución diaria podemos deducir que los errores mayores aparecen cuando tenemos mayor dispersión en las medidas o sea valores muy variables en un determinado período, como ocurrió en los meses de Abril y Mayo.

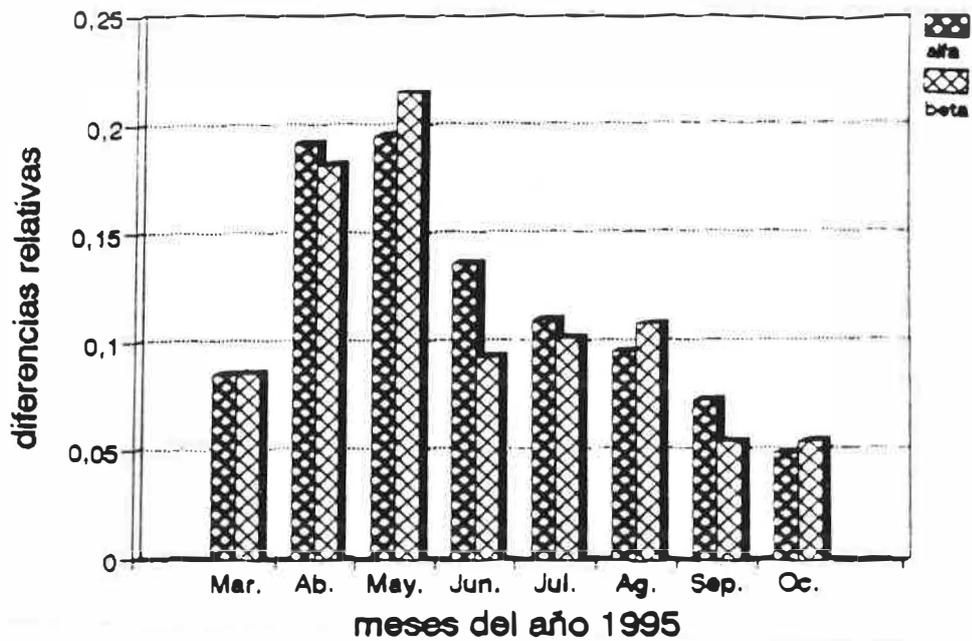


fig. 4.8c: Valor medio mensual de las diferencias relativas de los parámetros de turbiedad α y β durante la campaña de medidas del año 1995

IV.4 Caracterización de los aerosoles atmosféricos. Teoría

En esta sección nos limitaremos a definir algunos parámetros que caracterizan a los aerosoles presentes en la atmósfera, tanto en sus características físicas como radiativas, parámetros necesarios para los cálculos de transferencia radiativa en la atmósfera.

Respecto a las características físicas [Lenoble et al, 1984], los aerosoles quedan descritos si damos su distribución de tamaños, la composición química y su forma.

En cuanto a la forma, las partículas líquidas son aproximadamente esféricas, pero las sólidas son muy irregulares y variables. Los modelos de aerosoles para partículas irregulares son complejos, y se simplifican al suponer que estas son esféricas. Esta aproximación es válida al asumir que una gran cantidad de partículas irregulares se comportan en promedio aproximadamente como lo hacen las esféricas.

El tamaño de una partícula se caracteriza por su radio r y la distribución de tamaños por la función $n(r)$ que representa el número de partículas por unidad de volumen con radios comprendidos entre r y $r + dr$. De aquí se tiene que

$$\int_0^{\infty} n(r) dr = N \quad (4.1)$$

donde N es el número total de partículas por unidad de volumen o densidad numérica (cm^{-3}). La cantidad de aerosoles también puede ser expresada por medio del volumen de aerosoles por unidad de volumen de aire ($\mu\text{m}^3/\text{cm}^3$) o por la concentración de masa de aerosoles (si es conocida la densidad media de los mismos), en $\mu\text{g}/\text{cm}^3$.

$$V = N \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr \quad (4.2)$$

Respecto a la composición química, su caracterización también es compleja, sin embargo para nuestro propósito de estudio de transferencia radiativa esta influye sólo en la determinación del índice de refracción de los aerosoles, $n = n_r - in_i$, donde la parte imaginaria n_i es directamente proporcional al coeficiente de absorción de los aerosoles. Diferentes autores [Yamamoto et al, 1969]; [Reagan et al, 1977]; [Gillespie et al, 1992] han encontrado valores representativos del índice de refracción de aerosoles atmosféricos, teniéndose que la parte real oscila entre los valores de 1.33 del agua pura y 1.54 de los silicatos, y la parte imaginaria entre 0.0 y los 0.5 del vapor de agua en la zona infrarroja. El valor más típico que se toma para los aerosoles continentales, como es nuestro caso, es el de 1.5 para la parte real y 0.01 para la imaginaria.

Las características radiativas de los aerosoles están relacionadas con la dispersión y absorción de la radiación por parte de las moléculas y partículas presentes en la atmósfera. Como ya hemos señalado (Capítulo I), la dispersión por moléculas, $r \ll \lambda$, es descrita por la teoría de Rayleigh y la dispersión por partículas, $r \geq \lambda$, por la teoría de Mie.

IV.4.1 Dispersión de Rayleigh

En la atmósfera la dispersión de Rayleigh es generada principalmente por las moléculas de aire. En el desarrollo de la teoría, se considera una molécula como una pequeña esfera dieléctrica. Los campos de radiación incidente inducen multipolos eléctricos que oscilan a la misma frecuencia de la onda incidente, lo que hacen que estos a su vez irradien esta energía en direcciones diferentes a la de incidencia. Si la longitud de onda de la radiación es mucho mayor que el radio de la partícula, sólo tendrán importancia los dipolos eléctricos.

El coeficiente de dispersión de Rayleigh es

$$\beta_R = N\sigma_s \quad (4.3)$$

donde N es el número de moléculas por unidad de volumen y σ_s es la sección eficaz de dispersión.

De la teoría de Rayleigh se deduce que [Liou, 1980]

$$\beta_R = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (4.4)$$

donde n es el índice de refracción y δ es el factor de depolarización que varía con la longitud de onda [Burcholtz, 1995].

El espesor óptico de Rayleigh a una altitud z_0 viene dado por

$$\tau_R(\lambda, z_0) = \int_{z_0}^{\infty} \beta_R(\lambda, z) dz \quad (4.5)$$

A partir de resultados numéricos tabulados para el espesor óptico, se han formulado ecuaciones analíticas. Entre ellas se encuentran las siguientes [Teillet et al, 1990]

$$\text{Gueymard} \quad \tau_R = (a_1 \lambda^4 + a_2 \lambda^2 + a_3 + a_4 \lambda^{-4})^{-1} \quad (4.6)$$

$$\text{donde: } a_1 = 117.2594, a_2 = -1.3215, a_3 = 3.2073 * 10^{-4}, a_4 = -7.6842 * 10^{-5}$$

$$\text{Lecner} \quad \tau_R = 0.008735 \lambda^{-1.08} \quad (4.7)$$

$$\text{Moller} \quad \tau_R = 0.00879\lambda^{-4.09} \quad (4.8)$$

$$\text{Margraff and Griggs} \quad \tau_R = 0.0088\lambda^{-4.15-0.2\lambda} \quad (4.9)$$

$$\text{Frohlich and Shaw} \quad \tau_R = 0.00838\lambda^{-\alpha} \quad (4.10)$$

$$\text{donde} \quad \alpha = -3.916 - 0.074\lambda - \frac{0.05}{\lambda}$$

$$\text{Codigo Lowtran5} \quad \tau_R = \lambda^{-4} (115.6406 - 1.3366\lambda^{-2})^{-1} \quad (4.11)$$

$$\text{Hansen and Travis} \quad \tau_R = 0.008569\lambda^{-4} (1 + 0.013\lambda^{-2} + 0.00013\lambda^{-4}) \quad (4.12)$$

En todas las expresiones el valor de λ está en μm .

El espesor óptico determinado por estas ecuaciones tiene una variación máxima entre ellos de 3 a 4%, diferencia que aparece dependiendo de los valores considerados del índice de refracción con la longitud de onda y del factor de depolarización utilizado

En la deducción de las ecuaciones anteriores (4.6) a (4.12), se adoptaron valores constantes para el factor de depolarización. Un valor aceptable propuesto por Young es $\delta = 0.0279$, cantidad utilizada en el cálculo de la ec.(4.6).

Una revisión mas actualizada del espesor óptico de Rayleigh es realizado por [Burcholtz 1995]. Considera valores actualizados del índice de refracción y del factor de depolarización en función de la longitud de onda, pero los resultados no difieren sustancialmente de los resultados dados por las ecuaciones anteriores.

IV.4.2 Dispersión de Mie

La dispersión de radiación electromagnética por partículas de cualquier tamaño y formas geométricas simples, es descrita por la teoría de Mie. Sin embargo, al aplicar esta teoría a situaciones reales como la atmósfera es conveniente suponer que las partículas son esferas homogéneas isótropas.

De la teoría de Mie para partículas homogéneas e isotropas se tiene que la sección eficaz de extinción para una partícula de radio r [Cachorro et al, 1989; 1991]; [Van de Hulst, 1957], viene dada por

$$\sigma_e = \pi r^2 Q_e = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}[a_n + b_n] \quad (4.13)$$

donde Q_e es el factor de eficiencia de extinción, $x = 2\pi r/\lambda$ es el denominado parámetro de tamaño y a_n y b_n son los coeficientes de la teoría que dependen del índice de refracción de la partícula y del parámetro de tamaño. Estos coeficientes, a_n y b_n , vienen determinados a través de las funciones de Bessel y Hankel.

Igualmente, para el factor de eficiencia de dispersión, se tiene que

$$Q_s = \frac{\sigma_s}{\pi r^2} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (4.14)$$

y el factor de eficiencia de absorción se obtiene de

$$Q_a = Q_e - Q_s \quad (4.15)$$

La función de fase P_1 y el parámetro de asimetría g_1 para una partícula, vienen dados por

$$P_1 = \frac{2}{x^2 Q_s} (i_1 + i_2) \quad (4.16)$$

y

$$g_1 = \langle \cos\theta \rangle = \frac{4}{x^2 Q_s} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re} (a_n a_{n-1}^* + b_n b_{n-1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} \operatorname{Re} (a_n b_n^*) \right\} \quad (4.17)$$

donde i_1 e i_2 son las llamadas funciones de intensidad y el exponente asterisco indica el complejo conjugado de la magnitud correspondiente.

Para un conjunto de partículas con distribución de tamaño $n(r)$, se definen el coeficiente de extinción como

$$\beta_e = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_e(\lambda, r, n) n(r) dr \quad (4.18)$$

el coeficiente de dispersión

$$\beta_s = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(\lambda, r, n) n(r) dr \quad (4.19)$$

la función de fase

$$P = \frac{1}{\beta_s} \int_0^{\infty} \pi r^2 P_1(\lambda, r, n, \theta) Q_s(\lambda, r, n) n(r) dr \quad (4.20)$$

el parámetro de asimetría

$$g = \frac{1}{\beta_s} \int_0^{\infty} \pi r^2 g_1(\lambda, r, n) Q_s(\lambda, r, n) n(r) dr \quad (4.21)$$

y el albedo de "scattering" simple como

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_e} \quad (4.22)$$

El coeficiente de extinción es generalmente variable con la altura z debido al perfil de aerosoles $n(r, z)$, se define el espesor óptico de la atmósfera entre las capas z_1 y z_2 debido al proceso de extinción de las partículas como

$$\tau_a(\lambda) = \int_{z_1}^{z_2} \beta_e(\lambda, z) dz = \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_e(\lambda, r, n) n(r, z) dr dz \quad (4.23)$$

IV.5 Distribución de tamaño de aerosoles. Distribución Log-normal

La distribución de tamaño de aerosoles $n(r)$ es una función que además de caracterizar la granulometría de las partículas del medio, es esencial para obtener los parámetros que determinan las características radiativas de los aerosoles.

Existe una gran variedad de expresiones analíticas que se utilizan para describir la distribución de tamaño de los aerosoles. Un resumen de las más utilizadas de ellas se encuentran en [Lenoble et al, 1984]. Nosotros en este trabajo hemos elegido la distribución Log-normal porque se considera actualmente la más adecuada y cómoda para determinar los parámetros involucrados mediante un ajuste del espesor óptico de aerosoles a nuestros datos experimentales [Vergaz, 1996]. También es

la que se utiliza en el modelo "Standard Radiation Atmosphere" [WPC-12, 1986] para todos los componentes de aerosoles y en el código más utilizado, el Lowtran7 y en la referencia obligada de [D'Almeida et al., 1991].

Antes de limitarnos a revisar la distribución Log-normal, es conveniente recordar algunas definiciones útiles.

La distribución de tamaño $n(r)$ es frecuentemente caracterizada por: el radio modal r_M , definido por

$$\frac{dn(r)}{dr} = 0 \quad (4.24)$$

es decir, es el radio para el cual la distribución cambia su comportamiento, estos es, donde tiene un máximo o mínimo. El radio medio,

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\infty} r n(r) dr}{\int_0^{\infty} n(r) dr} \quad (4.25)$$

En la teoría de Mie, para obtener el coeficiente de extinción y de "scattering" intervienen las funciones $\pi r^2 Q_e$ y $\pi r^2 Q_s$ respectivamente; basados en estas, se considera más adecuado definir el radio efectivo de la distribución pesado por el factor $r^2 n(r)$ [Lenoble et al., 1984] y cuyo significado físico es que la dispersión generada por un sistema de partículas es equivalente a representar la distribución real de los radios de las partículas por una distribución de radios igual al radio efectivo

$$r_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr} \quad (4.26)$$

también se caracteriza el ancho de la distribución por la varianza efectiva

$$v_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} (r - r_{eff})^2 r^2 n(r) dr}{r_{eff}^2 \int_0^{\infty} r^2 n(r) dr} \quad (4.27)$$

En términos de los momentos de la distribución, como corresponde al cálculo normal de variaciones; el momento de orden k se define como

$$M_k = \frac{\int_0^{\infty} r^k n(r) dr}{\int_0^{\infty} n(r) dr} \quad (4.28)$$

Ahora pasamos a definir la distribución Log Normal, que viene dada por

$$n(r) = \frac{C}{r \ln \sigma} \exp\left(-\frac{\ln^2 r/r_g}{2 \ln^2 \sigma}\right) \quad (4.29)$$

donde σ y r_g son los parámetros a determinar mediante los ajustes; σ es la desviación estándar y r_g se denomina radio geométrico y puede considerarse como el radio modal de la distribución en la cual el logaritmo del radio se distribuye normalmente ($r n(r) = f(\ln r)$) [Graham et al., 1986].

De las definiciones anteriores se tiene que el radio modal es

$$r_M = r_g e^{-\ln^2 \sigma} \quad (4.30)$$

Los momentos son

$$M_k = C \sqrt{2\pi} r_g^k \exp\left(\frac{k^2}{2} \ln^2 \sigma\right) \quad (4.31)$$

Si imponemos la condición de normalización $\int_0^{\infty} n(r)dr = 1$, entonces $C = 1/\sqrt{2\pi}$ y

$$\bar{r} = r_q \exp\left(\frac{1}{2} \ln^2 \sigma\right) \quad (4.32a)$$

$$r_{eff} = r_q \exp\left(\frac{5}{2} \ln^2 \sigma\right) \quad (4.32b)$$

$$v_{eff} = \exp(\ln^2 \sigma) - 1 \quad (4.32c)$$

Estas ecuaciones (4.30) a (4.32) permiten determinar los parámetros r_q y σ si se tiene un modelo de aerosoles caracterizado con algunos de los parámetros r_M , M_k , \bar{r} , r_{eff} o v_{eff} .

Aunque acabamos de describir la función log-normal monomodal, realmente el carácter polidispersivo de los aerosoles atmosféricos presenta una distribución de tamaños multimodal, es decir viene dada por la suma de dos, tres, etc., en general se suelen distinguir tres modos, funciones monomodales, cada una con sus parámetros característicos [Junge, 1963]; [Towmey, 1977]; [Seinfeld, 1986]. Varios estudios han mostrado [Davies, 1974]; [Whitby, 1978]; [Hidy, 1984]; [Mészáros, 1981] que una representación de tipo multimodal es muy adecuada pues cada una representa un diferente origen con procesos físico-químicos de formación y transformación diferentes.

Los aerosoles son formados básicamente por dos procesos, una fuente primaria que incluye la dispersión del material de la superficie de la Tierra (como polvo del suelo, partículas sólidas del mar de carácter salino, cenizas de procesos de combustión de la biomasa y de origen industrial) y una segunda fuente resultante de las reacciones químicas atmosféricas y los procesos de coagulación y condensación. Podemos clasificar a los aerosoles según diferentes criterios, como por ejemplo su origen, natural o antropogénico, sus mecanismos de formación, etc., sin embargo la más utilizada y fina (aparte de la concentración másica total $\mu gr/m^3$, etc.) como ya hemos visto es a través de la distribución de sus tamaños.

Para nuestros estudios también son interesantes de utilizar la distribución de superficie, la volúmica o bien la másica (sin más que multiplicar por la densidad de las partículas). Así del análisis de la distribución másica de tamaños de las partículas es fácil observar la existencia de dos modos bien definidos: particular finas y gruesas. Un análisis más detallado mediante la medida de la función $n(r)$ pone de manifiesto tres modos [Seinfeld, 1986]: modo de nucleación, entre unos nanómetros y $0.1 \mu m$, su contribución a la masa total es despreciable y su eliminación de la atmósfera muy rápida. El Modo de acumulación, entre $0.1-$ y $1-2 \mu m$, que forman una parte importante de la masa pero que su característica más importante es que son las más efectivas ópticamente. El llamado modo de partículas gruesas "Coarse mode", entre 2 y $100 \mu m$, con una contribución también importante a la masa [Cachorro and de Frutos, 1997] y cuya formación es debida básicamente a procesos mecánicos. Cada modo tiene su particular mecanismo de formación, por tanto composición, permanencia y eliminación de la atmósfera como ya hemos mencionado. A veces encontramos ligeras diferencias para los límites marcados para estos tres modos, así en [Whitby, 1978] encontramos que el modo de nucleación es generado por nucleación espontánea del material gaseoso (moléculas) para partículas menores de $0.04 \mu m$, el modo de acumulación entre 0.04 y $0.5 \mu m$ son formadas por coagulación y procesos de condensación y el modo de partículas grandes aquellas superiores a $1 \mu m$ originadas por procesos mecánicos sobre la superficie (tierra y océano).

IV.6 Método de obtención de la función de la distribución de tamaños de los aerosoles.

Diversos métodos se han desarrollado para obtener esta función $n(r)$ a través de la ecuación (4.23) con datos del espesor óptico de aerosoles. Los más tradicionales son el método de inversión de matrices desarrollado por [Phillips, 1962]; [Twomey, 1963] y posteriormente extendido por otros

autores como [Yamamoto et al., 1969]; [King et al, 1978]. Una descripción y aplicación detallada de este método es realizada por [Utrillas, 1995], y una aplicación de este método a medidas experimentales puede verse en [Cachorro and de Frutos, 1994]. Otro procedimiento es utilizar expresiones analíticas adecuadas con dos, tres o más parámetros que se determinan por método de ajuste o minimización entre el espesor óptico de aerosoles dado por esta función y los experimentales.

La ventaja de los métodos de inversión es que no se precisa hacer una suposición a priori de la función analítica de distribución de los aerosoles, pero sus desventajas vienen en principio del reducido valor de los límites r_1 y r_2 a asignar a la función de distribución de tamaños y por otro lado hemos observado que la solución resulta ser muy dependiente del número de clases o particiones que se realizan en el intervalo $r_1 - r_2$, el cual a su vez suele venir dado por el número de longitudes de onda de que se dispone en la medida del espesor óptico. Esta falta de unicidad esta ligada al eterno problema que presentan los métodos de inversión en este aspecto: la solución no es única

Después de una previa utilización del método de inversión de King (ya utilizado por nosotros en otras ocasiones [Cachorro and de Frutos, 1994]) a más de 30 casos de nuestros datos, lo que será presentado a continuación, obtuvimos que en la mayoría de ellos la función presentaba un carácter monomodal, lo cual nos decidió a utilizar un método de minimización tomando la función log-normal monomodal tomando como límites para ella de $r_1 = 0.01$ y $r_2 = 20 \mu m$. Otra razón de peso a esta elección está en el hecho de que nosotros lo que determinamos es la función $n_c(r)$ es decir la función de distribución sobre toda la columna atmosférica, la cual representa una función efectiva representativa de una capa homogénea única para la atmósfera, que produce una atenuación efectiva o equivalente a la multitud de funciones de distribución de tamaños que puedan existir en la realidad sobre las distintas capas sobre la vertical.

En lo relativo a los límites de la distribución, el borde superior r_2 no presenta problemas como ya se ha demostrado en un trabajo previo en donde se estudio el comportamiento de la función log-normal frente al límite superior para la extinción, el volumen (o masa) y la razón entre ambas [Cachorro and Tanr, 1995]; [Cachorro and de Frutos 1997]. Por otro lado en lo que se refiere al límite inferior éste se fijo en $0.001 \mu m$ en vez de $0.01 \mu m$, se debió a que los resultados que se obtienen para r_0 con ambos bordes estaban en general por debajo de $0.01 \mu m$, como se puede observar en la figura (4.15) mostrada mas adelante

IV.6.1 Método de inversión de King

La ecuación (4.23) se puede escribir en la forma [King et al., 1978] al considerar la atmósfera como una única capa homogénea

$$\tau_i = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_{e_i}(r, n) n_c(r) dr \quad \equiv \quad N_c \int \pi r^2 Q_e n(r) dr \quad (4.33)$$

donde $\tau_i = \tau_a(\lambda_i)$ son los valores de espesor óptico de aerosoles determinados a las longitudes de ondas λ_i con $i = 1, 2, 3, \dots, M$, $Q_{e_i}(r, n) = Q_e(\lambda_i, r, n)$ y $n_c(r)$ es la distribución de tamaño de las partículas integrada a toda la columna vertical de la atmósfera, pues téngase en cuenta que nuestros datos experimentales son sobre toda la columna vertical de la atmósfera.

Como se observa en esta ecuación (4.33), la función a determinar, $n_c(r)$, es una función continua. El método de inversión consiste en dividir el intervalo de radio $r_1 - r_2$ en N subintervalos y sustituir esta función por una función discreta de la forma

$$n_c(r) = \sum_{j=1}^N f_j h(r) \quad (4.34)$$

donde los coeficientes f_j correspondientes a los intervalos de r son desconocidos (a determinar) y

$h(r)$ es una función conocida que debe variar rápidamente con r . Frecuentemente se toma para $h(r)$ la función de distribución de Junge $h(r) = r^{-(\nu-1)}$ con $\nu \approx 3.0$.

Reemplazando la ecuación (4.34) en (4.33) se tiene

$$\tau_i = \sum_{j=1}^N f_j \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{e1}(r, n) h(r) dr \quad (4.35)$$

expresión que se puede escribir en la forma matricial

$$\tau = \mathbf{A}\mathbf{f} + \varepsilon \quad (4.36)$$

donde $A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{e1}(r, n) h(r) dr$ son valores conocidos y ε es un vector cuyas componentes ε_i representan las desviaciones entre los valores experimentales τ_i y los determinados $\sum_{j=1}^N A_{ij} f_j$. Estas desviaciones son originadas tanto por los errores que afectan a los datos experimentales como los errores asociados a la función $\pi r^2 Q_{e1}(r, n)$.

Una solución para el vector \mathbf{f} que evita las inestabilidades que aparecen al resolver la ecuación (4.36) directamente es

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^t \mathbf{S}^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^t \mathbf{S}^{-1} \tau \quad (4.37)$$

donde \mathbf{S} es una matriz de covarianza del error asociado a las medidas de τ_i , \mathbf{H} es la matriz definida por Twomey y γ es un multiplicador de Lagrange no negativo.

El valor de γ se obtiene de

$$\gamma_{rel} = \frac{\gamma}{(\mathbf{A}^t \mathbf{S}^{-1} \mathbf{A})_{11}} \quad (4.38)$$

donde γ_{rel} se varía de 10^{-3} a 1 y se elige aquel valor mínimo que cumpla que todos los elementos del vector \mathbf{f} sean positivos.

IV.6.2 Método de minimización aplicado a nuestros datos experimentales.

Descripción y ejemplos

Con los valores del espesor óptico de aerosoles determinado a partir de un espectro de irradiancia directa medido, se determina la distribución de tamaño de aerosoles $n(r)$ por un método de minimización entre los valores experimentales y teóricos. Sin embargo aquí no se ha trabajado directamente con el espesor óptico experimental sino que se ha tomado para éste el obtenido por el ajuste de la expresión de Angstrom por el método de las ventanas. Se hizo esta opción ya que se analizaron una serie de casos y se observó que el espesor óptico reconstruido con la teoría de Mie era de la misma bondad que el obtenido por el método de ajuste de Angstrom. Recuérdese que el espesor óptico experimental esta acompañado de un ruido al eliminar las absorciones selectivas, razón por la cual se optó por el método de ajuste por ventanas. Ello nos permite disminuir el tiempo de cálculo, pues al ser esta una función suave nos permite trabajar con menor número de longitudes de onda para el proceso de comparación de datos experimentales-teóricos (Angstrom-Mie) ya que el cálculo teórico del espesor óptico empleando la teoría de Mie es en general muy pesado.

La función de mérito que se tomó para la minimización es

$$F = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{\lambda=1}^N (\tau_{exp}(\lambda) - \tau_{teo}(\lambda))^2} \quad (4.39)$$

Debemos generar teóricamente la expresión (4.23) donde $n(r)$ es la función log-normal unimodal con parámetros a determinar r_q y σ . Pero también debemos determinar el número total de partículas sobre la vertical N_c . Por tanto tenemos tres parámetros. El parámetro N_c no depende de la forma del espesor óptico con la longitud de onda como se desprende de la expresión (4.33) y como $n_c(r)$ esta normalizada tenemos que para cada longitud de onda se verifica

$$\tau_{teo}(\lambda) = N_c \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_e(\lambda, r, n) n_c(r) dr \quad (4.40)$$

Es decir N_c da la altura de la curva del espesor óptico con la longitud de onda pero no su forma que depende únicamente de r_q y σ . Como a su vez r_q y σ están ligados por el radio efectivo (expresión 4.32b) ello significa que pueden existir más de un par de valores (r_q, σ) que minimizen la función de mérito. Es por ello que teniendo en cuenta esto, así como que el tiempo para el proceso de minimización para un solo parámetro es menor, sería aceptable un valor para σ igual a 2.5 de acuerdo a los modelos de aerosoles que aparecen en la bibliografía [Shettle and Fenn 1979]; [WCP-112, 1986]. Así pues se normalizan a sus áreas respectivas ambas curvas, teórica y experimental del espesor óptico y a partir de aquí se sigue un proceso iterativo [Vergaz, 1996] para la determinación de r_q sabiendo que el intervalo de radios iniciales que se introduce es de 0.001-0.1 μm .

Si en algún caso se observa un resultado de r_q mayor que 0.1 se tomará un nuevo intervalo entre 1 y 0.1 μm . Una vez obtenido dicho valor de r_q el valor de N_c se puede obtener de dos formas casi equivalentes ya que por un lado N_c es la razón entre el valor de la cte de normalización para la curva de valores teóricos del r_q obtenido y la del valor experimental correspondiente. Pero también para cada longitud de onda de trabajo según la expresión (4.40) tenemos un valor de N_c . Se calcula pues el valor medio y la desviación standard. Esta desviación standard en valores relativos se asigna como el error en la determinación de N_c (figura 4.16b), el cual esta alrededor del 5%. A su vez, aunque no mostramos las diferencias entre estos dos valores de N_c obtenidos, diremos que sus diferencias relativas son bastante menores que el error que hemos asignado anteriormente a N_c del 5%, lo cual refrenda que la manera de obtener a N_c es bastante adecuada.

El error con el que se determina r_q es variable pues es más alto para valores bajos de r_q y disminuye al aumentar r_q siendo el error estimado promedio del 5%.

Se precisa estimar un valor para el índice de refracción de los aerosoles. Se tomó el valor 1.5 - 0.01i por ser este el más representativo de los aerosoles de tipo continental. La mayor parte de las situaciones sinópticas que corresponden a nuestros datos experimentales reflejan unas características de este tipo, aunque en algunos casos podemos observar situaciones diferentes (masas de aire de carácter atlántico o bien situaciones de vientos del sur de origen norteafricano). Es por ello que consideramos de interés introducir otro índice de refracción de valor 1.5. Un estudio más detallado de las características de las masas de aire que definen o pueden definir el tipo de aerosol será realizado en posteriores estudios.

Antes de aplicar este método de una manera automática a nuestros datos experimentales se eligieron una serie de espectros representativos de las condiciones de turbiedad alta, media y baja y sobre ellos se aplicó el método anterior donde de nuevo el observador decidía cual era el mejor ajuste por simple visualización pero también se calcula la función de mérito para posibles comparaciones. De esta manera se determinan simultáneamente r_q y σ , lo cual al ser dos parámetros, retrasaba el proceso de decisión por parte del visualizador considerablemente. En estas condiciones se analizaron más de 20 casos de los cuales se muestran algunos ejemplos. Este resultado se compara con el

obtenido aplicando el método de inversión de King. En este caso para las modelizaciones hemos considerado el índice de refracción $n = 1.5 - 0.01i$ y los límites superior e inferior de la granulometría para $n_c(r)$ fueron 0.01 y $5 \mu m$. El decidir que bordes se asigna a la granulometría será discutido más adelante.

Se muestran a continuación los siguientes ejemplos. En la figura (4.9) se representa el espesor óptico de aerosoles experimental (símbolos asteriscos) y el ajustado, obtenido a través de la ecuación (4.23) con $n(r)$ representado por la función de distribución log-normal (símbolos cuadrados). Los valores obtenidos del ajuste para los parámetros σ , r_g y la desviación estandar entre el espesor óptico ajustado y experimental para los tres espectros seleccionados correspondientes a los días con turbiedad atmosférica alta, media y baja son:

Turbiedad atmosférica:	alto	medio	bajo
	18-08-95	13-06-95	30-10-95
parámetros σ y r_g :	$\sigma = 2.591$ $r_g = 0.008$	$\sigma = 2.4$ $r_g = 0.0093$	$\sigma = 2.5$ $r_g = 0.0116$
Desviación estandar:	0.0021	0.0016	0.0011
parámetros α y β :	$\alpha = 1.628$ $\beta = 0.204$	$\alpha = 1.948$ $\beta = 0.0765$	$\alpha = 1.554$ $\beta = 0.022$

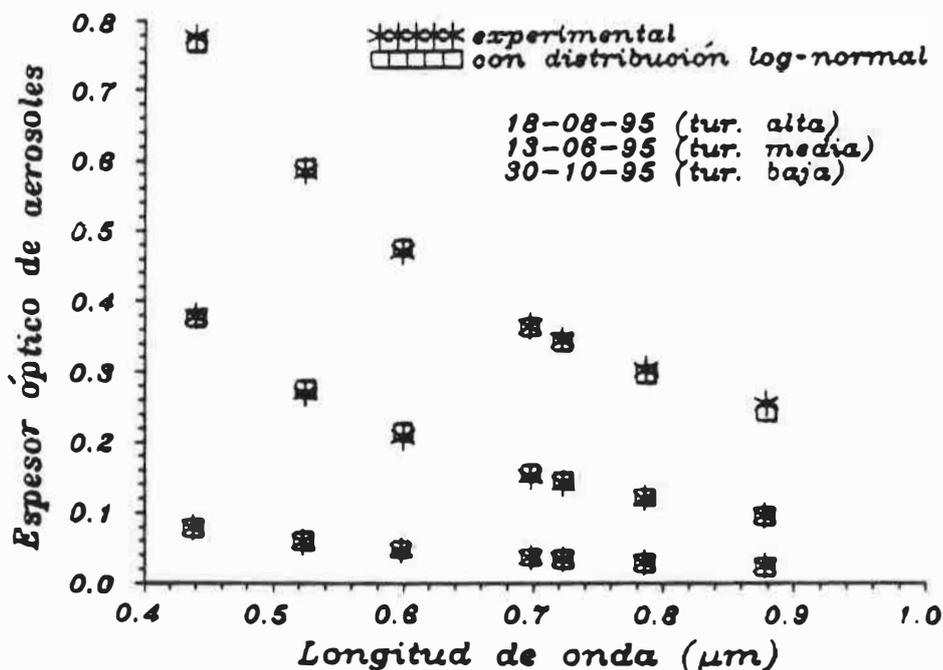
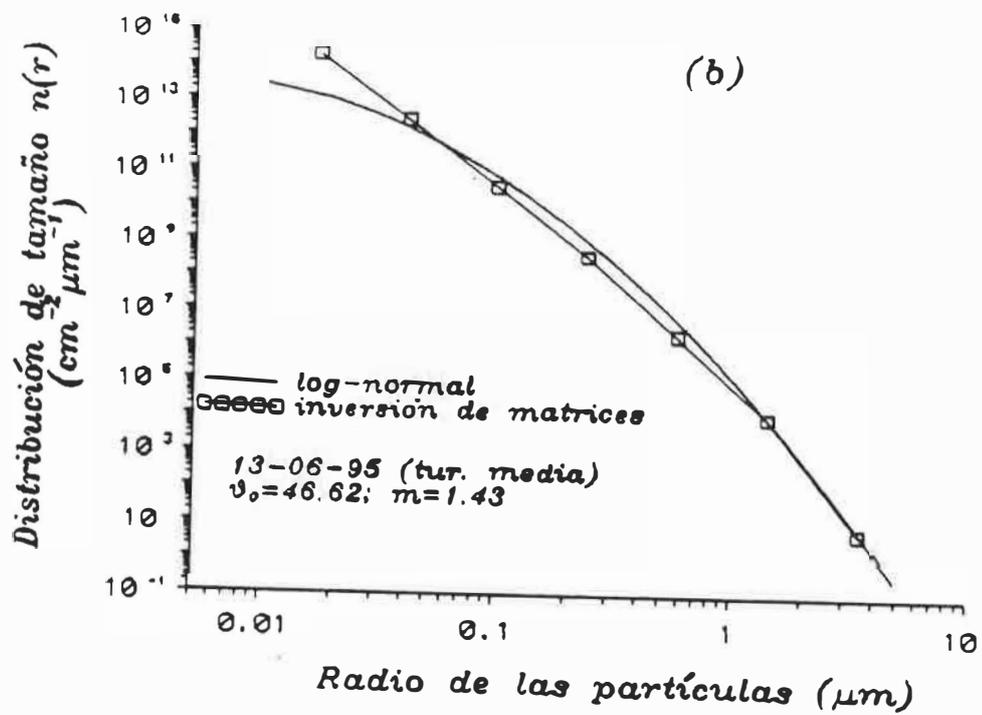
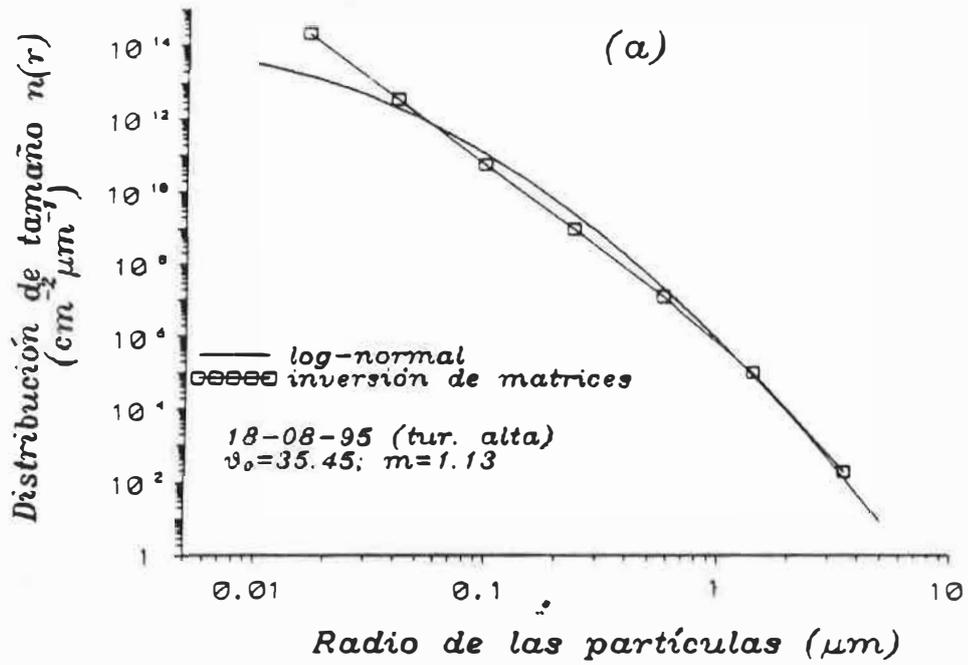


fig. 4.9: Espesor óptico de aerosoles experimental junto con el que se obtiene del ajuste con la función de distribución log-normal

En las figuras (4.10a, b y c), hemos representado la distribución de tamaño de los aerosoles correspondientes a los tres espectros medidos los días antes mencionados. La línea continua corresponde a la distribución de tamaño representada por la distribución log-normal y la línea punteada que une los símbolos cuadrados es la obtenida por el método de inversión de matrices tomando para $h(\tau)$ la función de Junge $r^{-(\nu+1)}$ con $\nu = 3.1$.



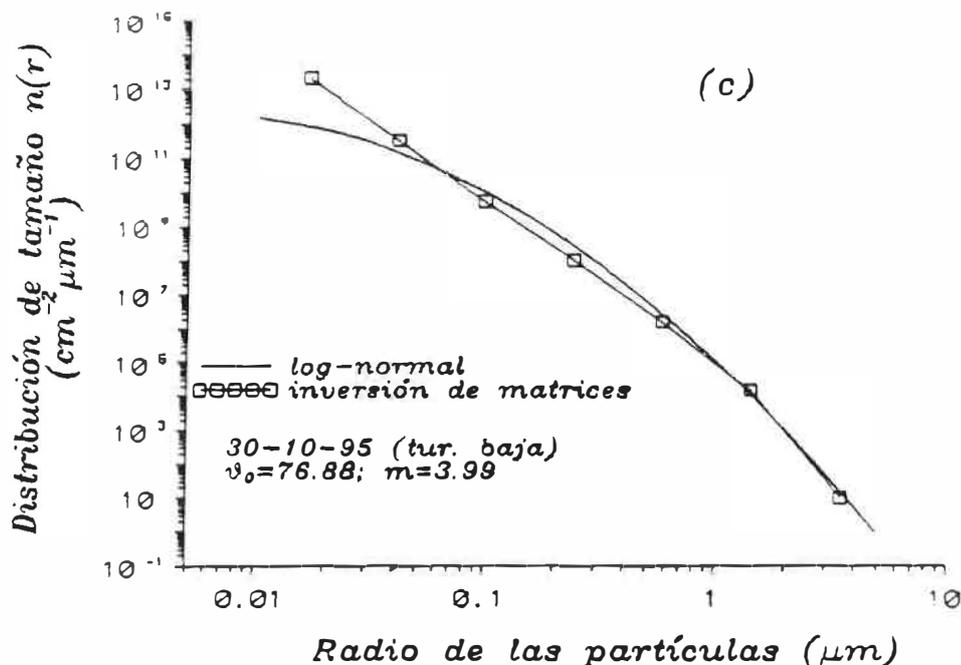


fig. 4.10: (a), (b) y (c) Distribución de tamaño de aerosoles representada por una distribución log-normal, junto con la obtenida según el método de inversión de matrices

Observamos de estas figuras que las distribuciones de tamaño obtenidas por estos dos métodos se aproximan bastante bien, existiendo una mayor diferencia en el borde donde las radios de las partículas son pequeños.

La figura (4.11) muestra simultáneamente la distribución de tamaño de los aerosoles según la función de distribución log-normal para los tres espectros indicados.

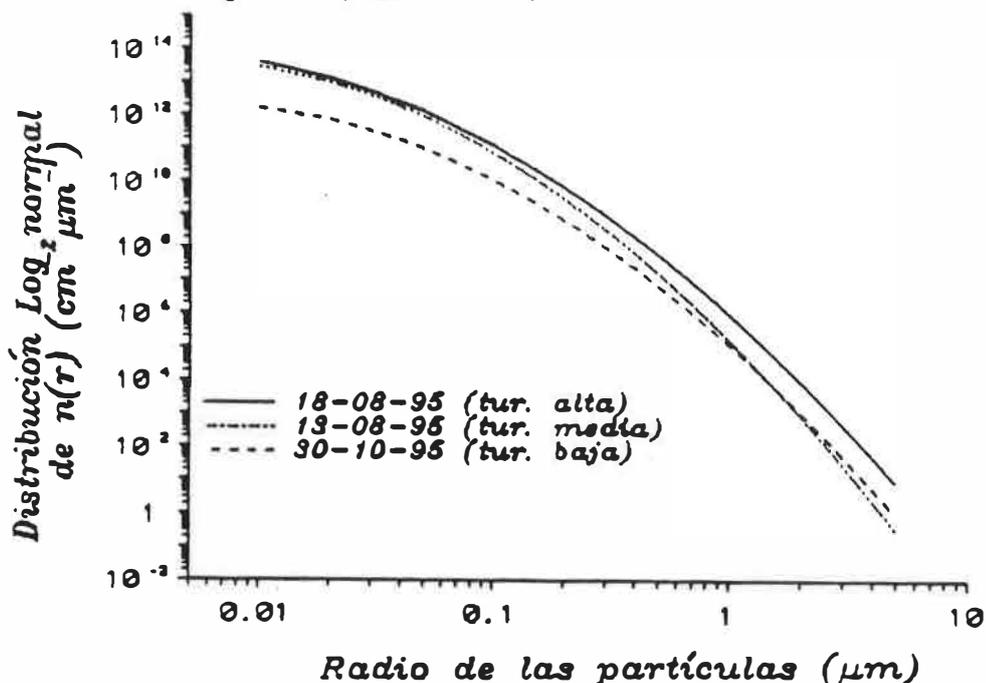


fig. 4.11: Distribución de tamaño de los aerosoles para los tres espectros mencionados según la distribución log-normal

De esta figura podemos apreciar que el número de partículas en función del radio no baja de forma uniforme al disminuir la turbiedad de la atmósfera, como se observa en la distribución de tamaño para los días con turbiedad alta y media, donde el número de partículas con radios pequeños aproximadamente menores a $0.1 \mu m$ permanece casi igual en ambos días, sin embargo la diferencia está en el número de partículas con radios mayores a $0.1 \mu m$. Situación análoga se observa si se comparan los días con turbiedad media y baja, donde ahora la mayor diferencia está en las partículas con radios pequeños y para partículas grandes las curvas de distribución de tamaño terminan cruzandose.

Al determinar el área bajo la curva se obtiene de nuevo el número total de partículas que hay en toda la columna vertical en la atmósfera, N_c con radios entre 0.01 y $5.0 \mu m$. Se comprobó que éste valor era idéntico al obtenido anteriormente. En nuestro caso, se obtienen $3.5 * 10^{11} \text{ par/cm}^2$, $2.5 * 10^{11} \text{ par/cm}^2$ y $2.0 * 10^{10} \text{ par/cm}^2$ para los espectros medidos en los días con una atmósfera de turbiedad alta, media y baja respectivamente. De aquí se tiene que el número total de partículas disminuye a medida que la turbiedad de la atmósfera baja.

Con la distribución de tamaño de los aerosoles determinada, podemos calcular los parámetros que definen las características radiativas de estos a través de las ecuaciones (4.18) a (4.23). Estos parámetros son esenciales en la solución de la ecuación de transferencia radiativa.

En la figura (4.12) se muestra el parámetro de asimetría y el albedo de "scattering" simple en función de la longitud de onda, para los tres espectros medidos los días que se indican, y en la figura (4.13) se representa la función de fase, determinada para un ángulo de observación de 30° y los ángulos cenitales solares correspondientes a las horas de medidas de dichos espectros.

Como se observa de estas gráficas, (4.12) y (4.13), estos parámetros varían suavemente con la longitud de onda, lo que permite representarlos sin dificultad por una ecuación paramétrica que resulta más comoda en su aplicación a situaciones prácticas. Por ejemplo para el espectro del día 18-08-95, se tiene que $g = 0.717 - 0.212\lambda + 0.051\lambda^2$ y $\omega_0 = 0.941 - 0.0142\lambda - 0.0162\lambda^2$.

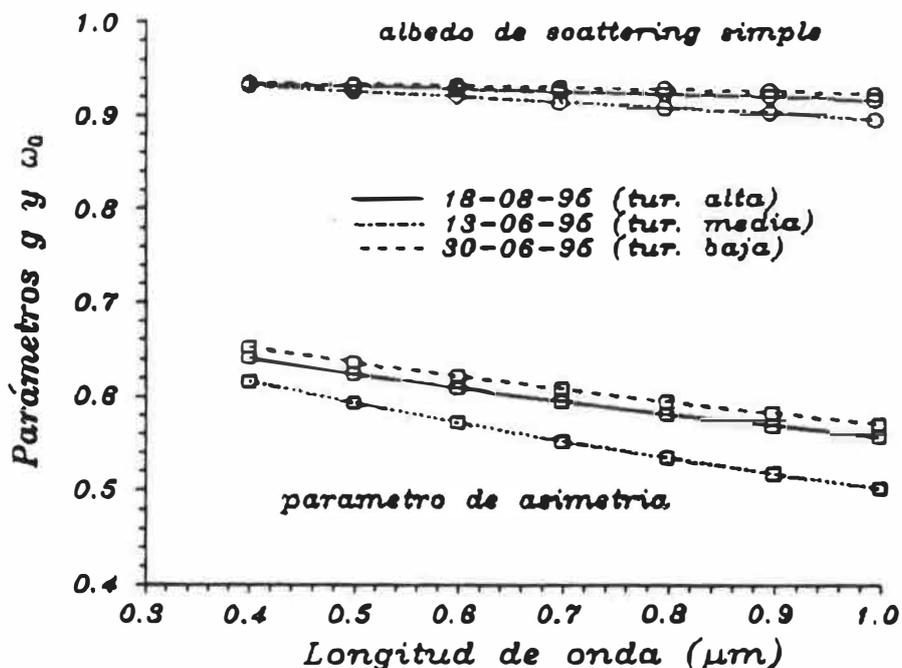


fig. 4.12: Parámetro de asimetría y albedo de "scattering" simple en función de la longitud de onda

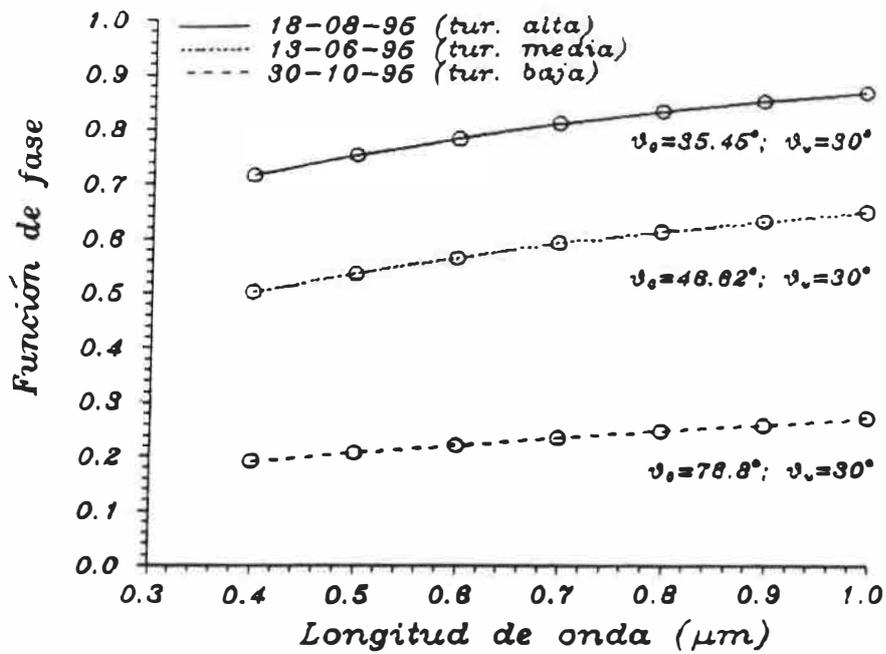


fig. 4.13: Función de fase en términos de la longitud de onda

La función de fase de los aerosoles tiene una fuerte dependencia del ángulo de "scattering", o sea, del ángulo cenital del sol y del de observación. Esta dependencia se muestra en la figura (4.14) donde se ha determinado la función de fase considerando la distribución de tamaño correspondiente al espectro medido el día 18-08-95 (figura (4.10a)).

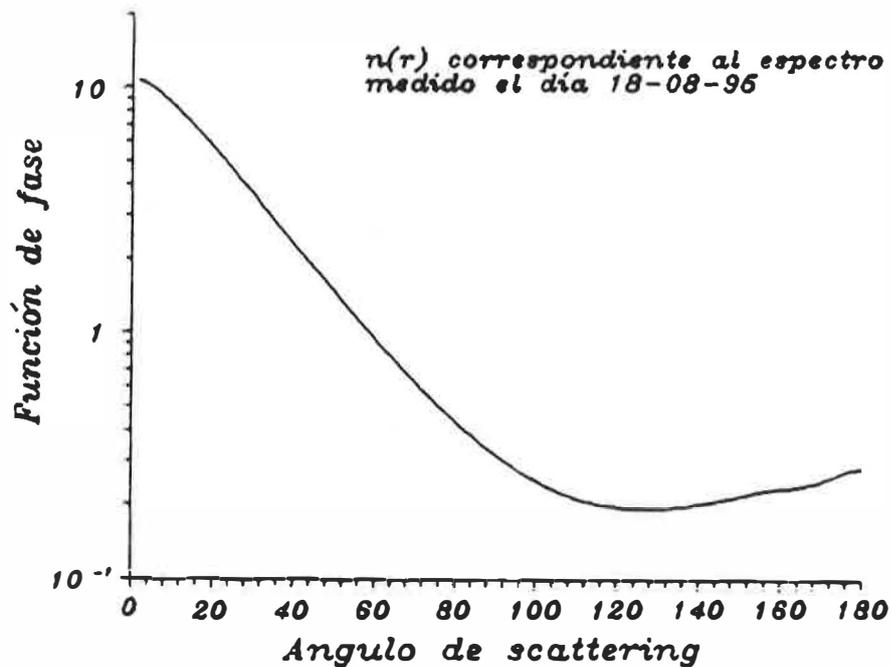


fig. 4.14: Función de fase en términos del ángulo de "scattering"

IV.7 Resultados. Caracterización de los aerosoles

Presentamos aquí los resultados obtenidos para los parámetros que caracterizan física y radiativamente a los aerosoles atmosféricos sobre la vertical durante la campaña del año 1995, mediante el método de minimización automático descrito.

IV.7.1 Evolución temporal de los parámetros de los aerosoles

En todas las figuras aparecen los resultados para los dos índices de refracción utilizados.

En las figuras (4.15) y (4.16) presentamos la evolución durante el período de medida de los dos parámetros que nos definen la granulometría del aerosol (al fijarse $\sigma = 2.5$), es decir el radio geométrico y la cantidad total de partículas sobre la vertical N_c . Un dato ya muy interesante es que disponemos del rango de valores del radio geométrico que va de 0.002 a 0.03 μm , alcanzando incluso el valor de 0.1 μm para uno de los tres episodios de alta turbiedad medidos. No se observan tendencias especiales como ya observamos en los índices de turbiedad e incluso podríamos decir que el aumento del aerosol en los meses de verano es menos observable mediante este parámetro r_g , aunque se observa muy bien en la gráfica (4.16) que nos da el número total de partículas sobre la vertical. Podemos observar muy claramente con ambas figuras como al aumentar r_g disminuye N_c .

Los valores de N_c presentan un gran rango de variabilidad, lo cual es lógico dado que representan al número total de partículas sobre la vertical de medida. Oscilan entre 10^9 y 10^{13} partículas por cm^2 , aunque el mayor número aparece entre 10^{10} y 10^{11} y encontramos también valores extremos de 10^8 y algunos más de 10^{13} . El número de partículas sobre la vertical no es un parámetro muy bueno para cuantificar a la mismas en el sentido de que en general presenta un rango de variabilidad de varios ordenes de magnitud y además depende lógicamente del límite inferior r_l fijado para la granulometría (que para estos resultados es de 0.001 μm). Para hacerse una mejor idea de su magnitud si suponemos una atmósfera efectiva equivalente o altura patrón de la misma para los aerosoles $H_p = 1 km$, el rango de valores anterior representaría una variación en la concentración de partículas por cm^3 desde 10^4 a 10^8 .

Las figuras (4.17) y (4.18) muestran los valores medios mensuales de estos dos parámetros. El valor medio tan alto para r_g del mes de Marzo se debe al episodio de alta turbiedad que aparece el día juliano 87 y que presenta por contra un número de partículas muy bajo. Los otros dos episodios de alta turbiedad parecen más compensados en los valores de r_g y N_c y también menos evidentes al estar dentro del período en que aparecen en media valores más altos de la turbiedad atmosférica de verano.

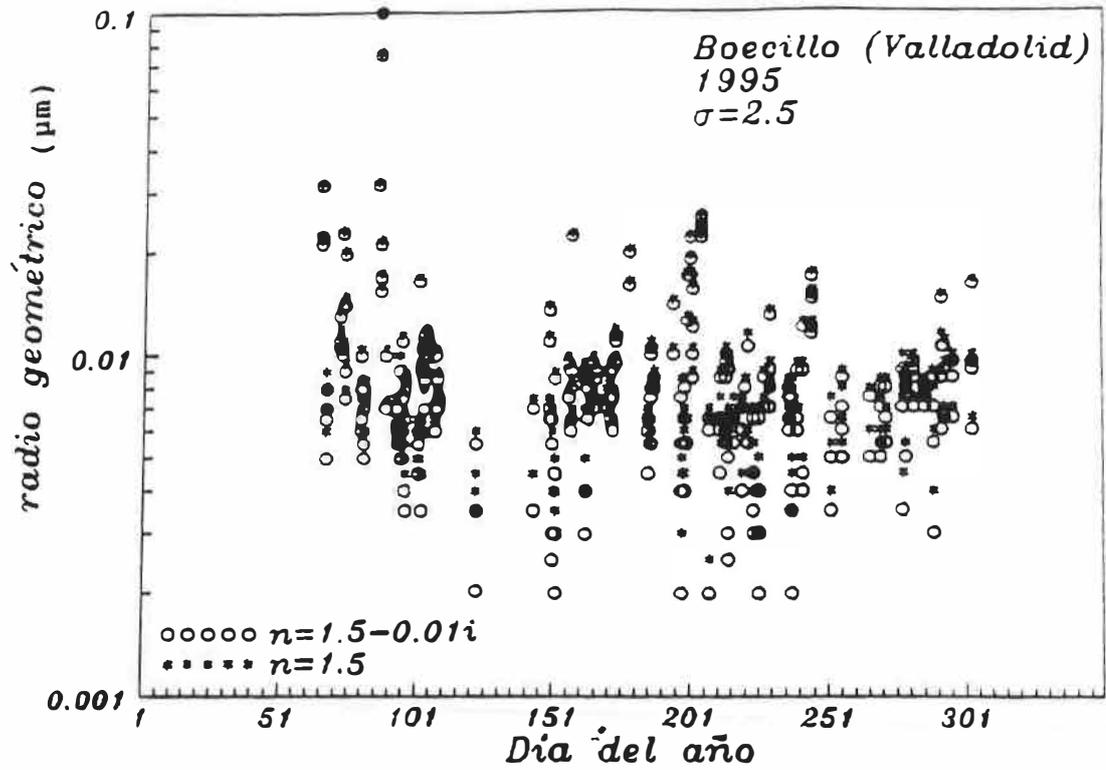


fig. 4.15: Evolución del radio geométrico de las diferentes distribuciones de tamaño de los aerosoles durante el año 1995.

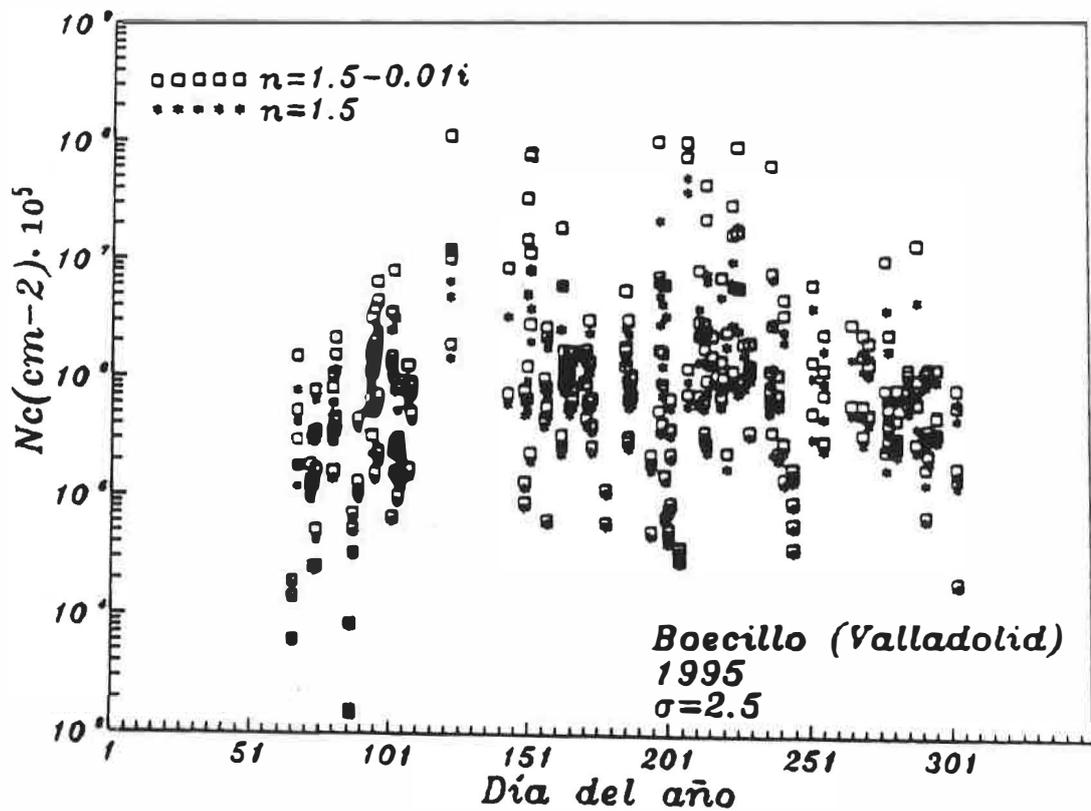


fig. 4.16: Evolución del número total de partículas en la vertical, N_c , durante en el año 1995

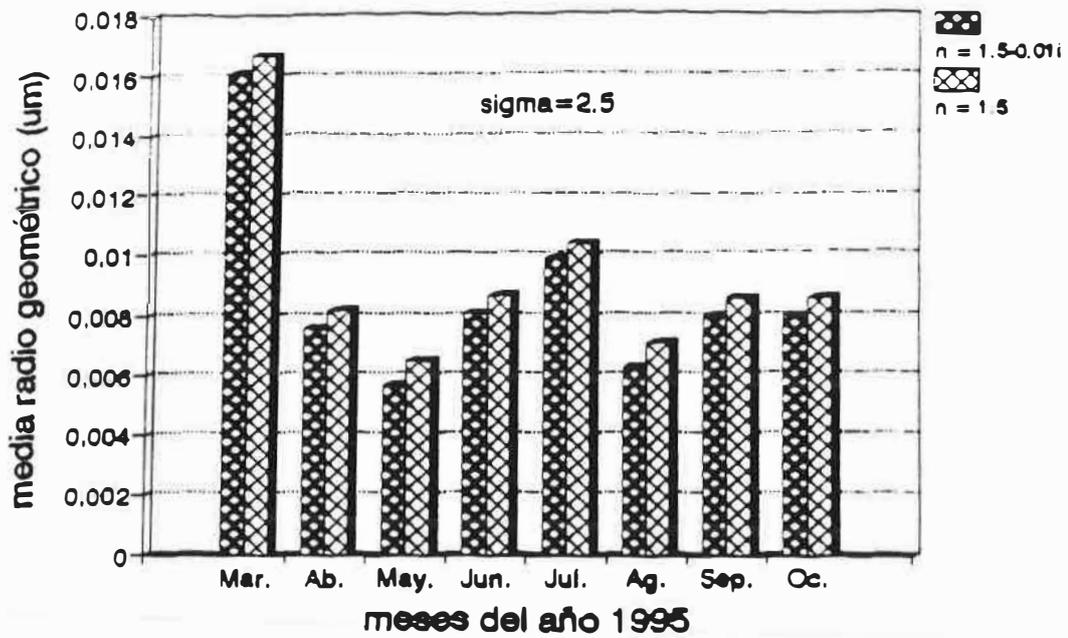


fig. 4.17: Evolución del valor medio mensual del radio geométrico durante el año 1995

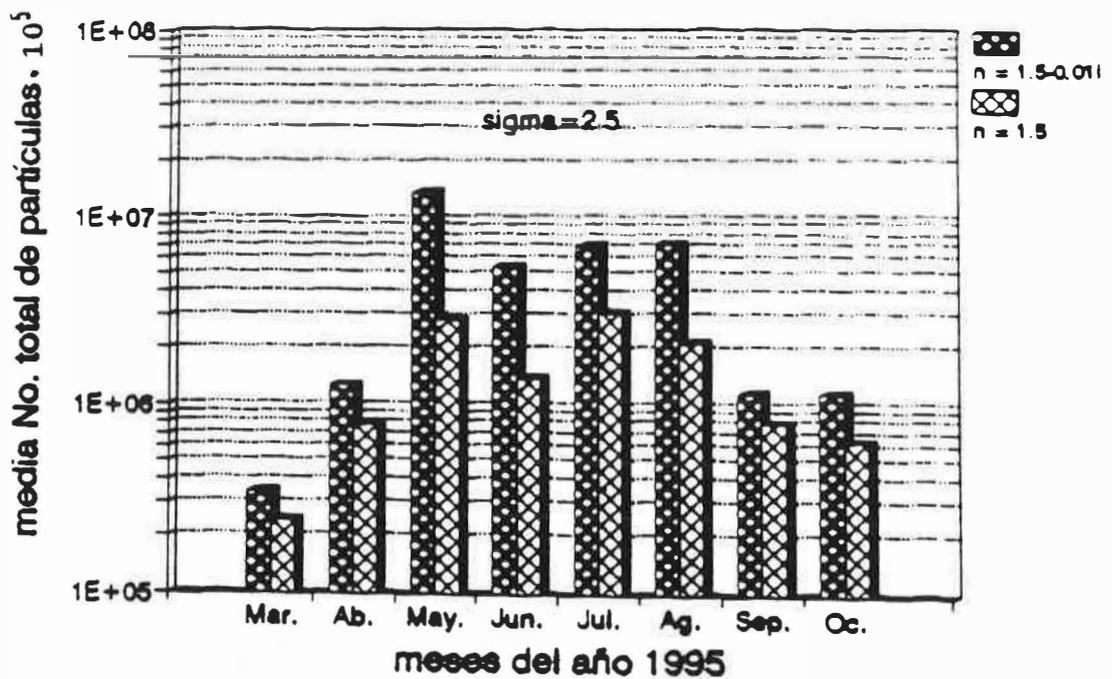


fig. 4.18: Evolución del valor medio mensual del número total de partículas en la vertical durante en el año 1995

En cuanto a las diferencias que aparecen en los valores de r_q , dependiendo del valor del índice de refracción, éstas son relativamente pequeñas, sin embargo aparecen más acentuadas en N_c y sobre todo en valores altos de éste. Obsérvese cláramente como para valores altos de r_q y por tanto bajos para N_c los valores para ambos índices son casi iguales diferenciándose a medida que r_q disminuye (N_c aumenta). Es decir como ya se habían obtenido analizando otras granulometrías como la de Junge [Cachorro and de Frutos, 1994]; [Cachorro and De Frutos 1995] para turbiedades medias-altas la absorción por parte del aerosol representada por el índice de refracción complejo es despreciable pero su influencia se deja sentir para turbiedades bajas.

En cuanto a los errores asociados a estos dos parámetros debemos mencionar que los calculados son debidos al método de minimización utilizado y por tanto no se contabiliza el error experimental asociado a la medida subyacente como es el espesor óptico. Sin embargo habíamos calculado la desviación estandard, que llamamos función de mérito, entre los valores del espesor óptico experimental y teórico que dió el mejor ajuste, y ésta resulta ser del orden de 10^{-5} . El error estimado para r_q va de 30% para valores de r_q en torno a $0.001 \mu m$ y 0.5% para $0.1 \mu m$ de acuerdo al intervalo que se estableció en el proceso de iteración. En la figura (4.19) aparece el error asociado a cada determinación de N_c , situándose ésta en la banda 2-4%.

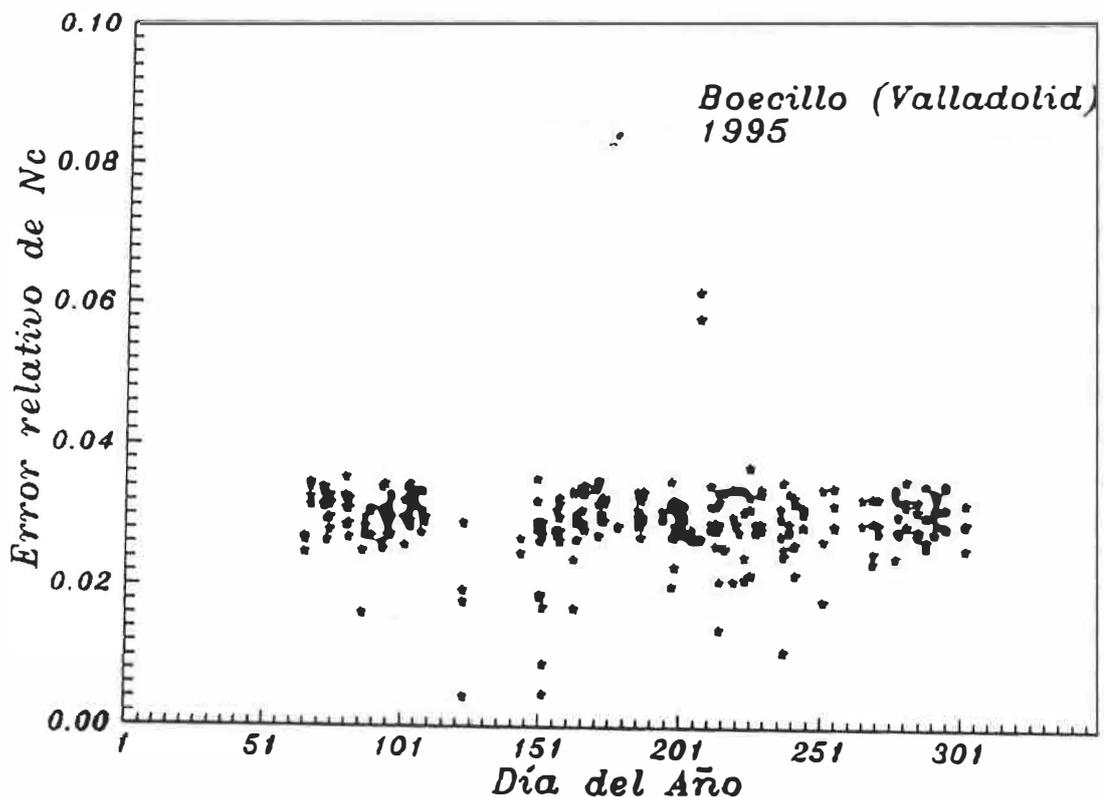


fig. 4.19: Error relativo de cada valor de N_c , determinado durante en el año 1995

La figura (4.20) correspondiente al radio efectivo es equivalente a la del radio geométrico ya que ambas difieren en una constante pues se tomó σ constante e igual a 2.5 (recuerde la expresión (4.32)). Lo significativo de esta figura es que nos presenta los valores o rango en que se mueve el radio efectivo, los cuales oscilan entre 0.01 y 0.3 μm , con el episodio de turbiedad del día 87 que les lleva a casi 1 μm .

Debemos significar que es este parámetro y no el radio geométrico quien realmente caracteriza al aerosol desde el punto de vista tanto radiativo como físicamente ya que él representa el radio de una dispersión monomodal que produce la misma atenuación por unidad de camino que la correspondiente granulometría de la que procede. La figura (4.21) muestra los valores medios mensuales para los dos índices de refracción.

A nivel de suelo o en el ámbito de la contaminación atmosférica la cantidad o carga del aerosol se mide en gr/cm^3 o $\mu gr/cm^3$, sin embargo una medida equivalente si descontamos la densidad de las partículas es el volumen de partículas por unidad de volumen de aire ($\mu m^3/cm^3$), que no es otra cosa que el denominado volumen de las partículas. Anteriormente ya mencionamos que la medida de las partículas a través de N_c no era la más adecuada. En el ámbito de las medidas del espesor óptico la magnitud V o volumen total de partículas es el volumen ocupado por las partículas respecto de un volumen de base $1 cm^2$ y altura la de la columna atmosférica, lo cual viene expresado en $\mu m^3/cm^2$. Como vemos tiene dimensiones de longitud L por lo cual también se expresa en μm , representando entonces la altura del paralelepípedo de $1 cm^2$ de sección, volumen realmente ocupado por el total de partículas sobre la vertical.

En la figura (4.22) mostramos la evolución puntual del volumen de partículas a lo largo del año 95 y en la figura (4.23) sus valores medios mensuales. Estos valores oscilan entre 0.01 y 0.3 μm para nuestros datos experimentales, mostrando una distribución bastante uniforme sobre ambas gráficas con los máximos en los meses ya mencionados de Junio, Julio y Agosto.

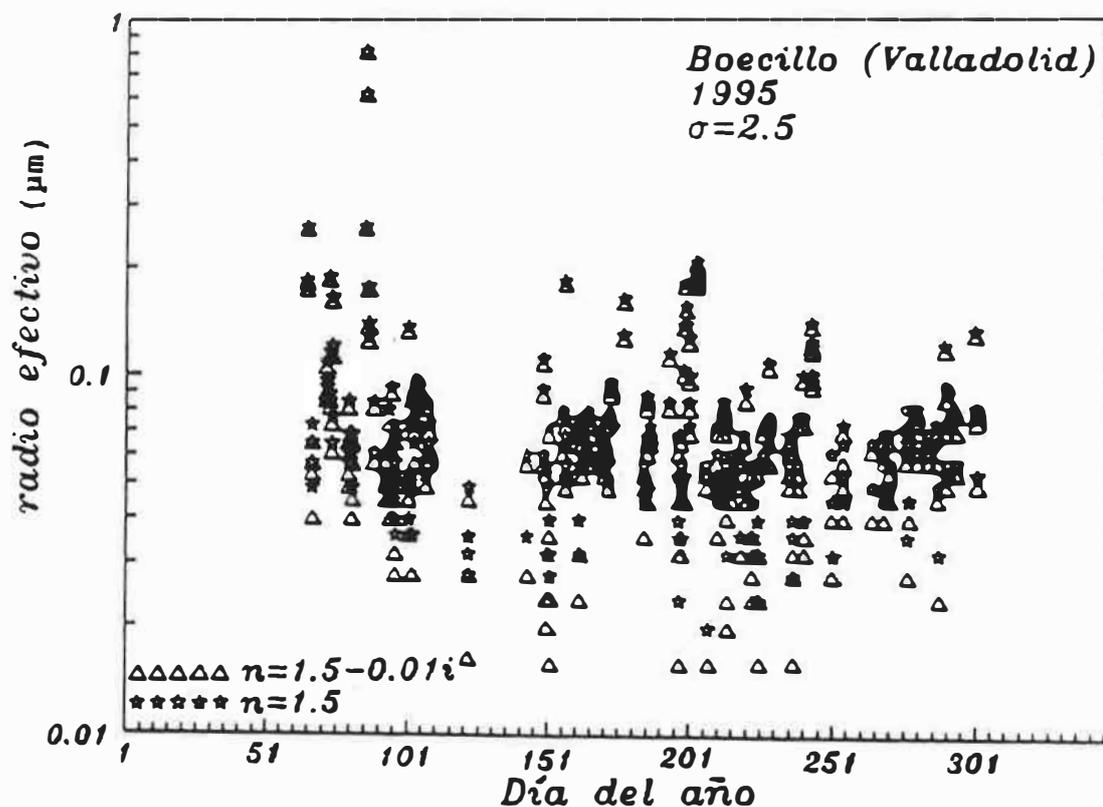


fig. 4.20: Evolución del radio efectivo durante las campaña de medidas del año 1995

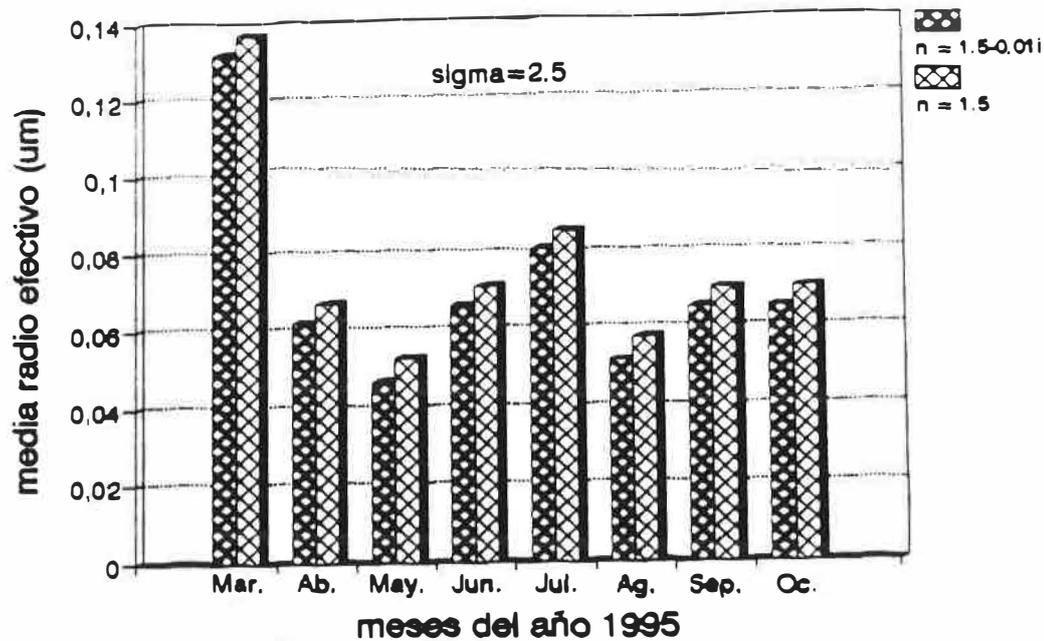


fig. 4.21: Evolución del valor medio mensual del radio efectivo durante el año 1995.

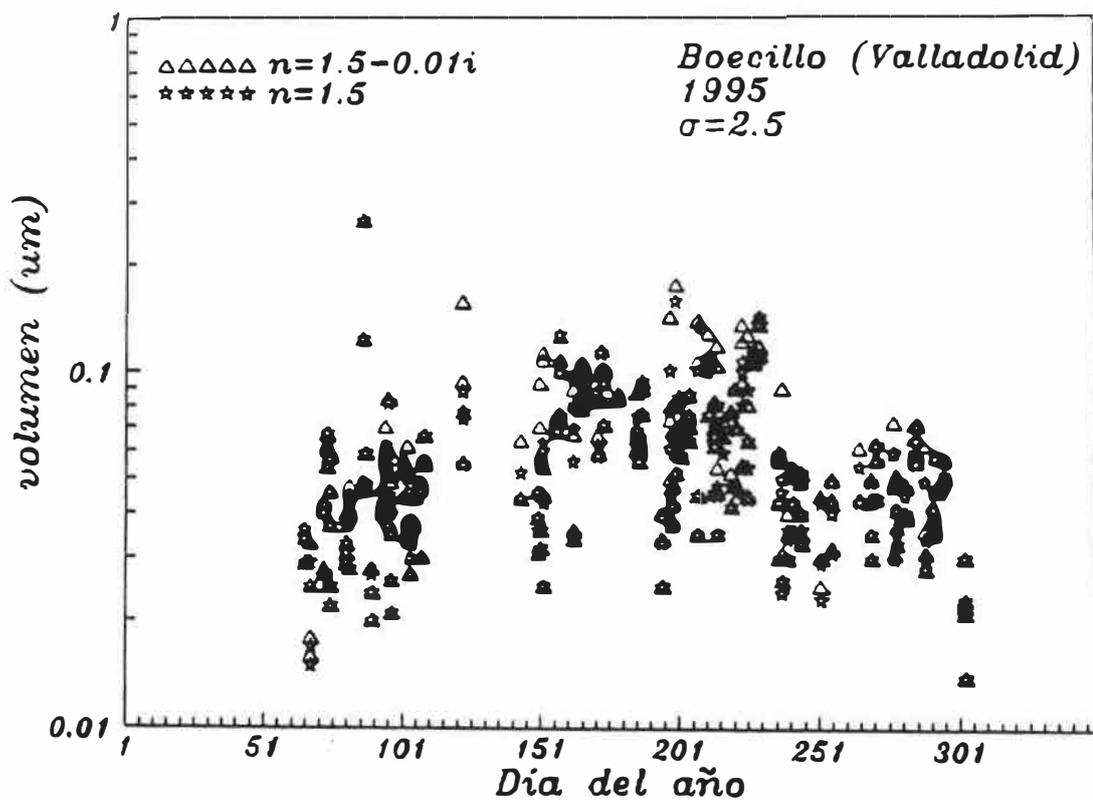


fig. 4.22: Evolución del volumen de partículas durante la campaña de medidas del año 1995

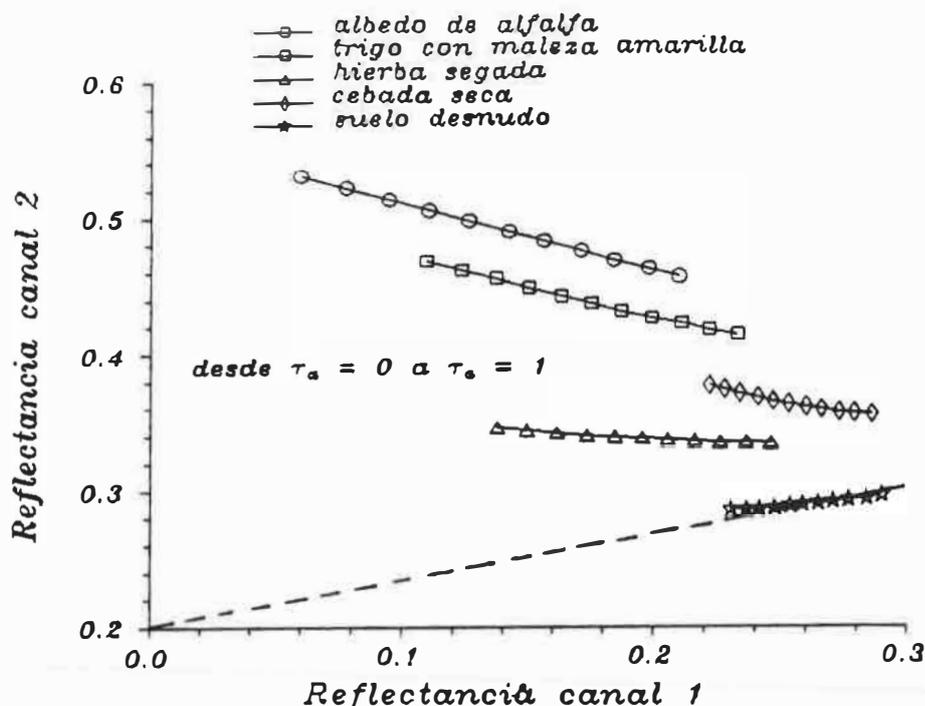


fig. 6.8: Representación en el espacio rojo-infrarrojo de las reflectancias en el límite superior de la atmósfera en función del espesor óptico de aerosoles

La figura (6.9a y b) muestra la reflectancia del canal 1 y 2 respectivamente, a nivel de suelo (línea horizontal) y del satélite para tres valores de α : 0.7, 1.3 y 2.2 para los dos tipos de cubiertas: alfalfa y cebada seca, donde como puede apreciarse los resultados son bastante bien diferenciables. Las gráficas (6.10) muestran las diferencias relativas correspondientes a las (6.9). Siempre más sensible la vegetación verde que la amarilla al aerosol. Como ya se vio, la diferente respuesta cuantitativa de un canal y del otro hacen difícil la comparación a este nivel. En las figuras (6.11) se han materializado más detalladamente estas diferencias realizándose las diferencias de la reflectancia respecto de la reflectancia para α de 1.3. De esta manera se puede evaluar más cuantitativamente como afecta el tipo de aerosol dentro de cada canal y como vemos éste es menos importante, es decir el canal 1 es sólo ligeramente más sensible al tipo de aerosol que el canal 2. Es decir es el valor del espesor óptico y en mucho menor medida el tipo de aerosol, el elemento que produce mayores diferencias en la reflectancia. Esto, también puede apreciarse en la figura (6.12). Finalmente en la figura (6.13) se muestran estos resultados a través de los valores del NDVI y las correspondientes diferencias.

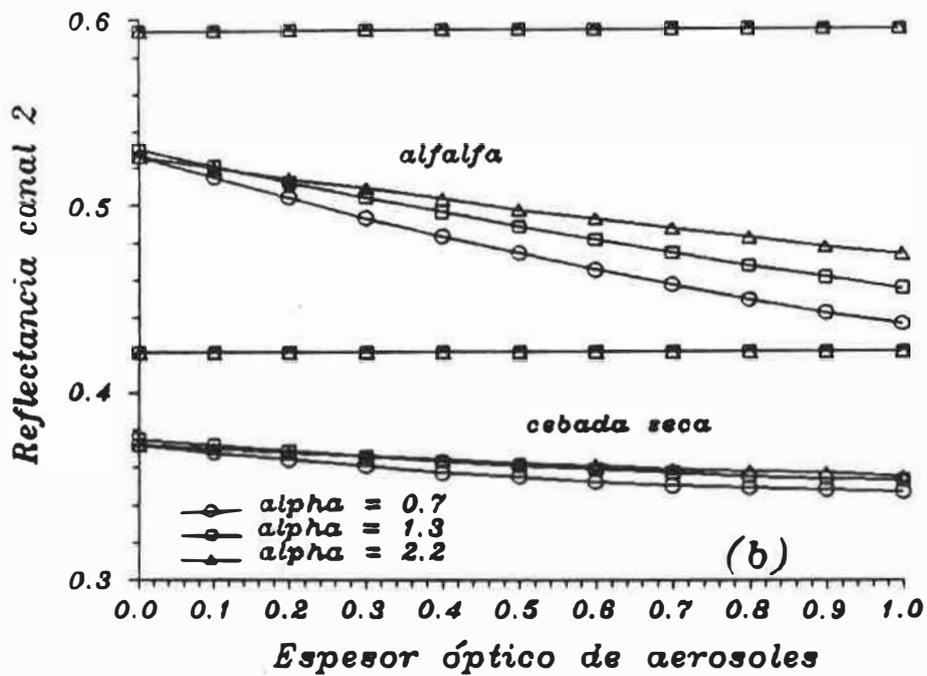
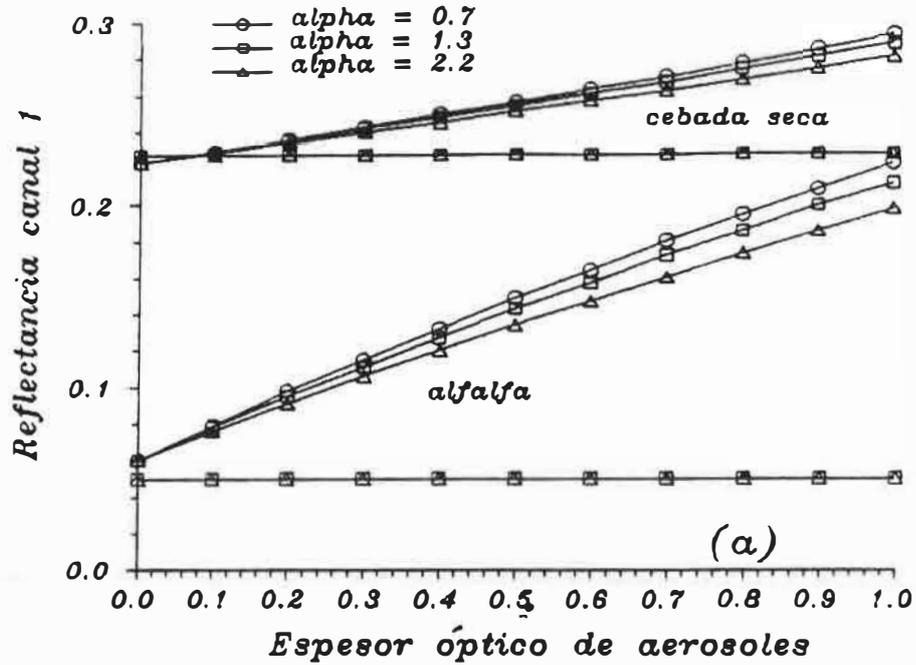


fig. 6.9: (a) y (b) Reflectancia de los canales 1 y 2 en función del espesor óptico de aerosoles para las superficies y valores de alpha indicados.

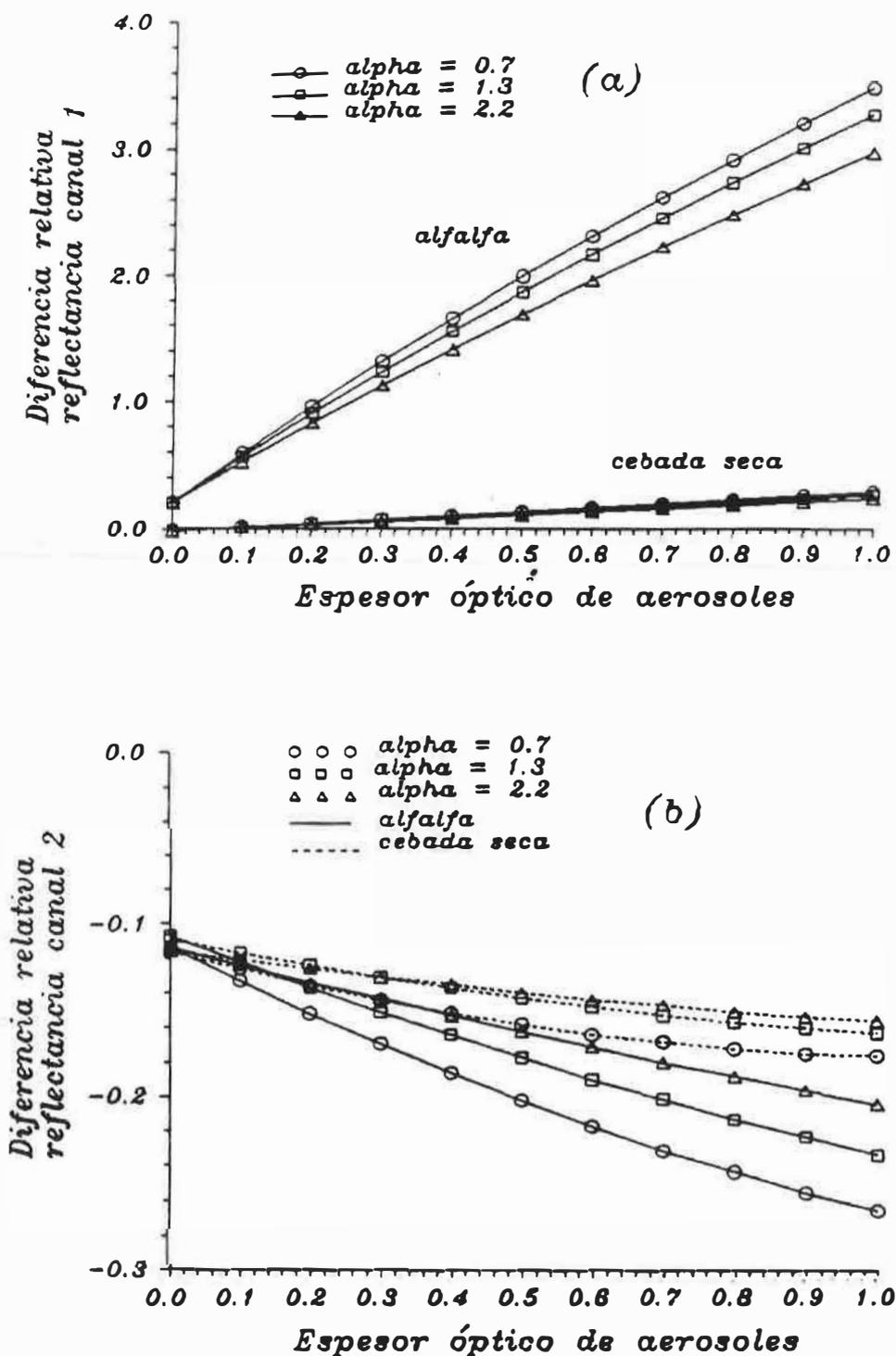


fig. 6.10: (a) y (b) Diferencias relativas de la reflectancia de los canales 1 y 2 respecto de sus valores obtenidos a nivel de suelo.

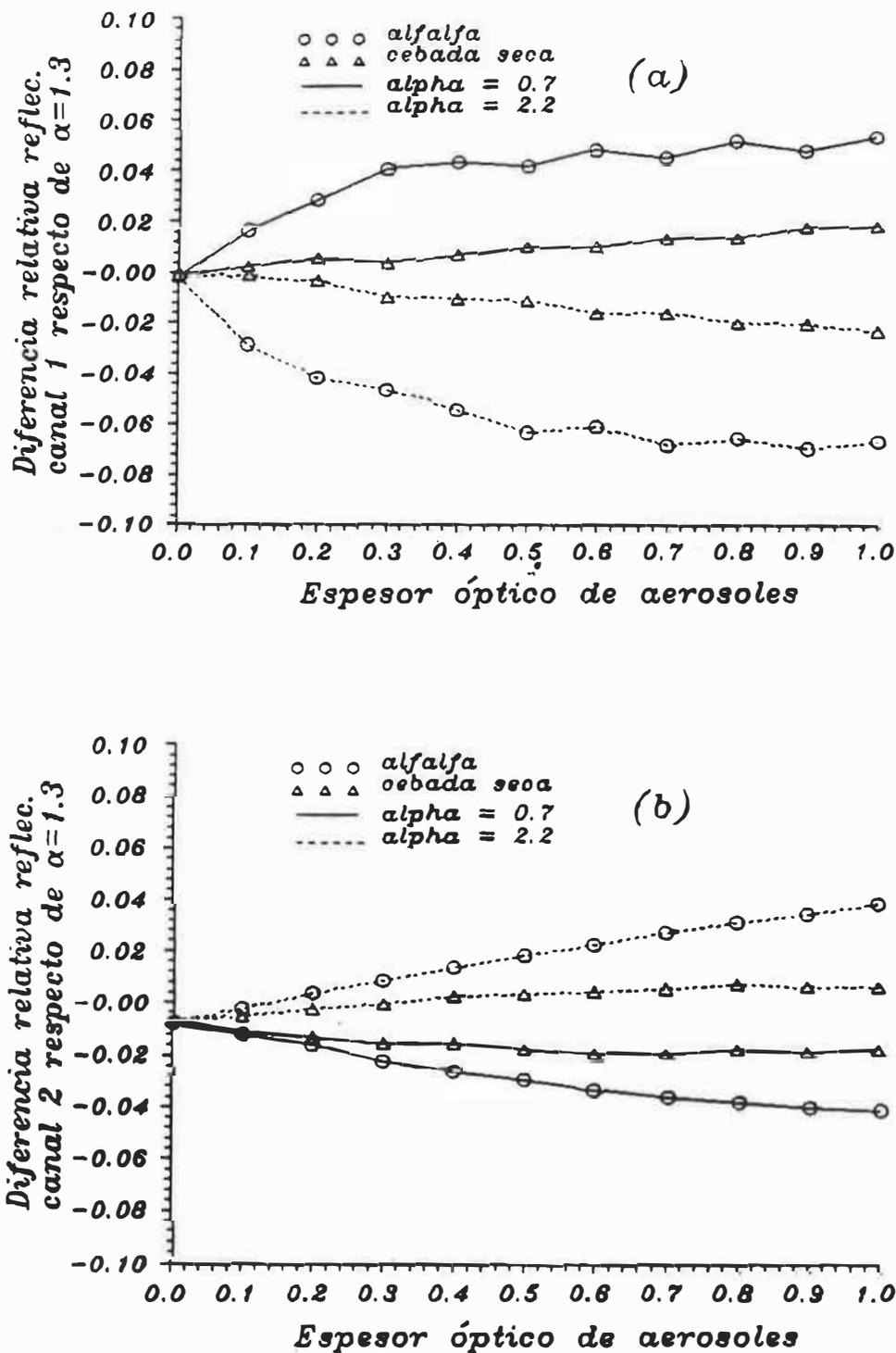


fig. 6.11: (a) y (b) Diferencias relativas de la reflectancia de los canales 1 y 2 respecto de sus valores para $\alpha = 1.3$

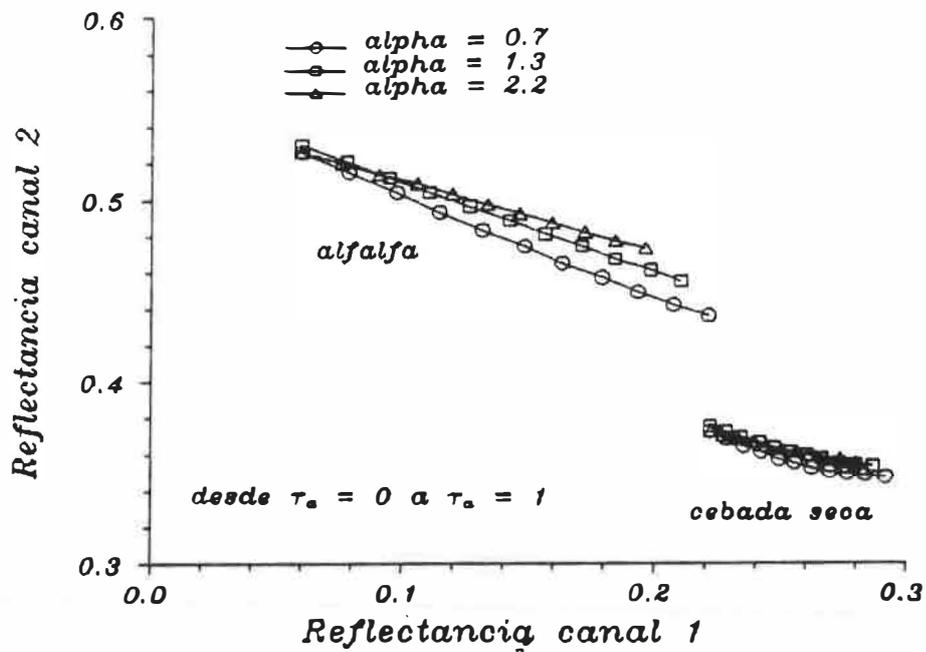
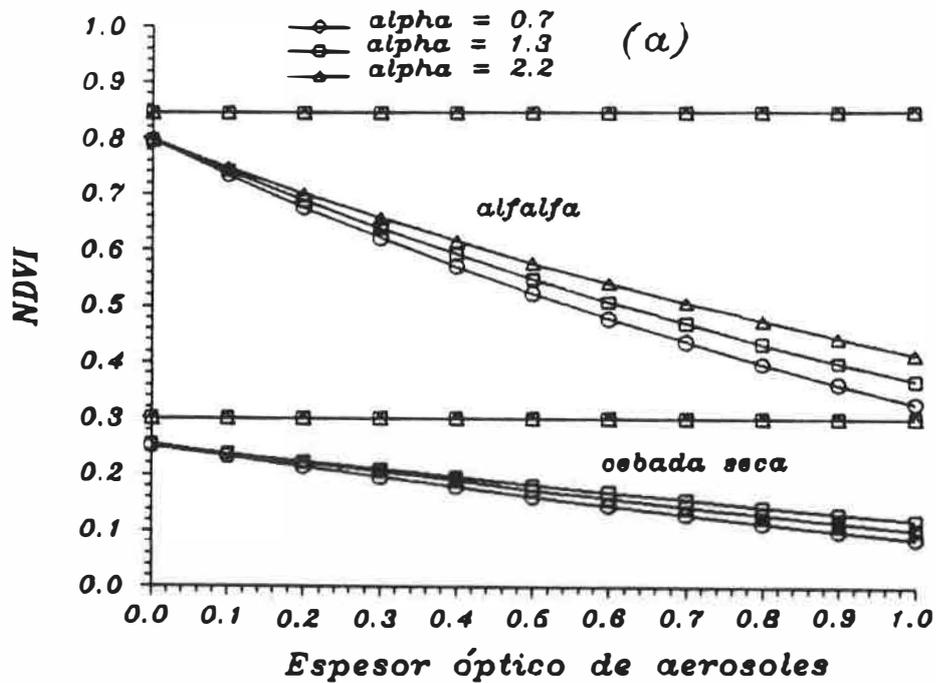


fig. 6.12: Representación en el espacio rojo-infrarrojo de las reflectancias en el límite superior de la atmósfera en función del espesor óptico de aerosoles para los valores de alpha indicados.



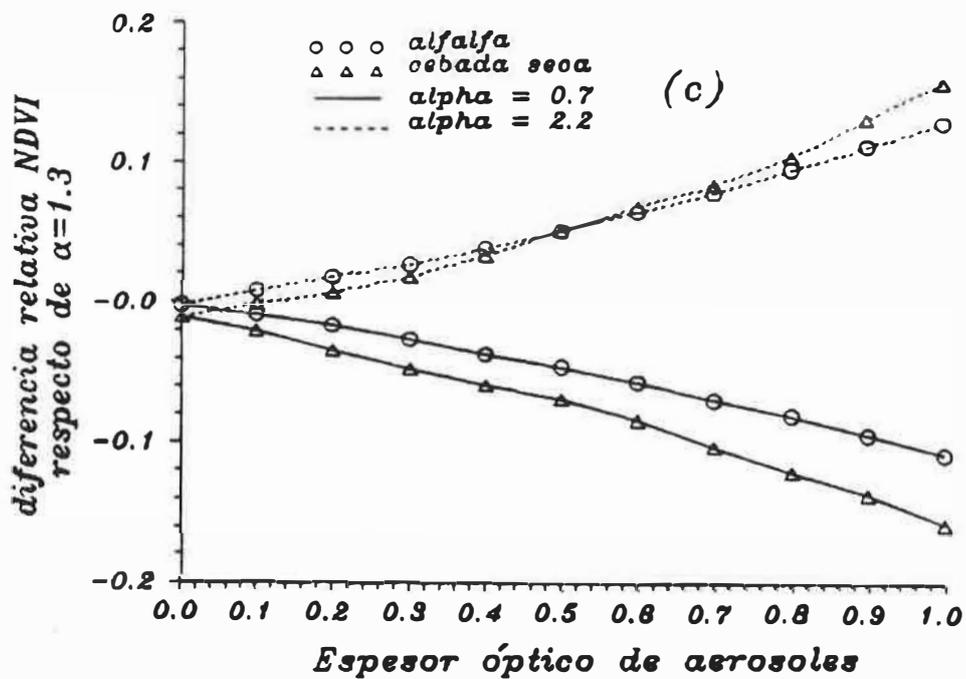
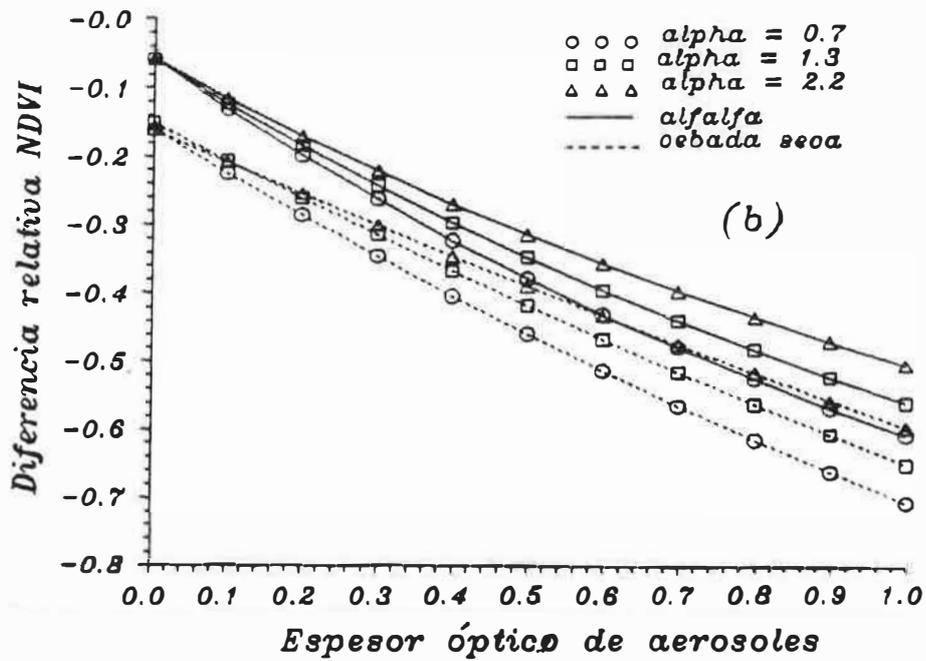


fig. 6.13: (a) NDVI en función del espesor óptico de aerosoles para las superficies y valores de α indicados.
 (b) diferencias relativas del NDVI respecto de sus valores a nivel de suelo.
 (c) diferencias relativas respecto de sus valores para $\alpha = 1.3$

La figura (6.14) muestra ya, mediante 8 puntos correspondientes a ocho tipos de cubiertas diferentes o albedos (tomado en sentido general esta designación) medidos, sus valores de los índices NDVI a nivel de suelo y los simulados a nivel de satélite para dos espesores ópticos a la longitud de onda de 550 nm. Uno el que corresponde al valor medio de los datos medidos (capítulo IV) y por tanto a una turbiedad típica de nuestra área de medida y otro, el valor 0.5, que representaría una turbiedad alta. En ambos casos el valor de α considerado es 1.3 y el valor de β resultante a 550 nm, marcará la variación con la longitud de onda a lo largo del visible y cercano infrarrojo del espesor óptico. Los ocho casos dan valores del índice a nivel de suelo desde 0.19 a 0.9, que lógicamente disminuyen en la cima de la atmósfera desde 0.1 a 0.7 aproximadamente. Observamos que para valores bajos del índice (suelos desnudos y rastrojo) la influencia de las condiciones atmosféricas son menores y estas aumentan a medida que aumenta el valor del índice (vegetación verde y madura).

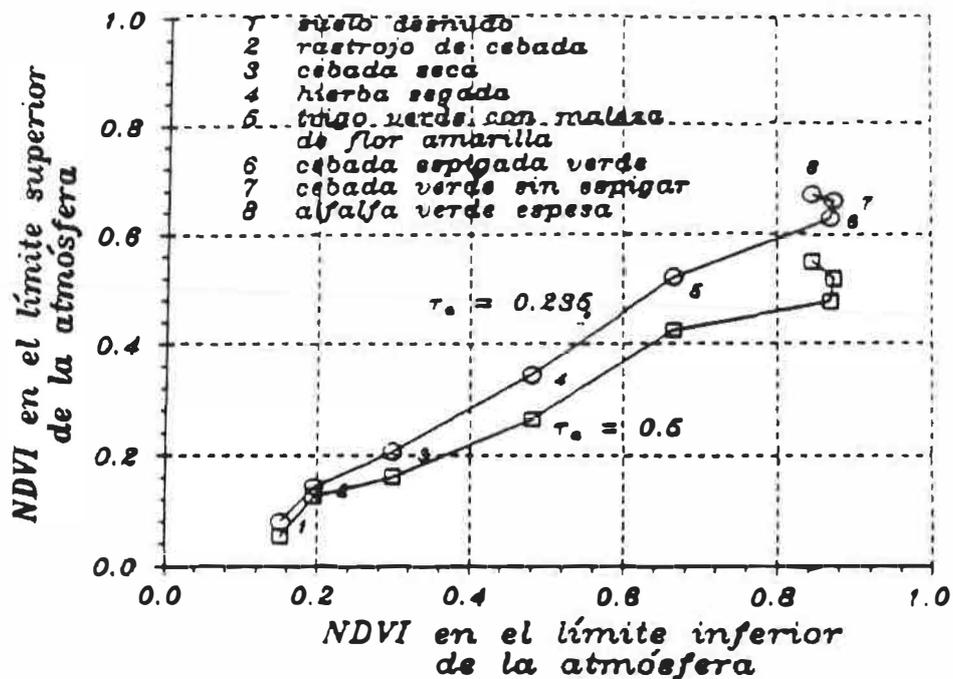


fig. 6.14: NDVI en el límite superior de la atmósfera en función del NDVI medido a nivel de suelo

La figura (6.15a y b) nos ilustra las diferencias absolutas y relativas del NDVI simulado respecto de su valor a nivel de suelo respectivamente para los dos espesores ópticos considerados. Para ambos, las diferencias absolutas para suelo desnudo y rastrojo son pequeñas y estas aumentan a medida que aumenta el verdor de la vegetación. Por el contrario evaluando los valores relativos vemos que son los valores bajos del índice los que se muestran más sensible al efecto de la atmósfera, estabilizándose bastante el error que lleva el no contabilizar la corrección, en este caso alrededor del 30% para $\tau_a = 0.235$ y alrededor del 40-50% para un $\tau_a = 0.5$, siendo mucho más realista por tanto el primero.

También son interesantes de analizar las figuras (6.16a y b) y (6.17) a fin de ir familiarizándose con los comportamientos de los valores de los índices frente a las reflectancias de los canales 1 y 2 [Huete et al., 1997]. Estas gráficas ponen otra vez de manifiesto como una misma superficie o pixel muestra una posición muy distinta en el espacio NDVI-CANAL dependiendo de las condiciones atmosféricas en que se haya tomado la imagen, siempre más acentuada en las superficies de alto contenido en clorofila.

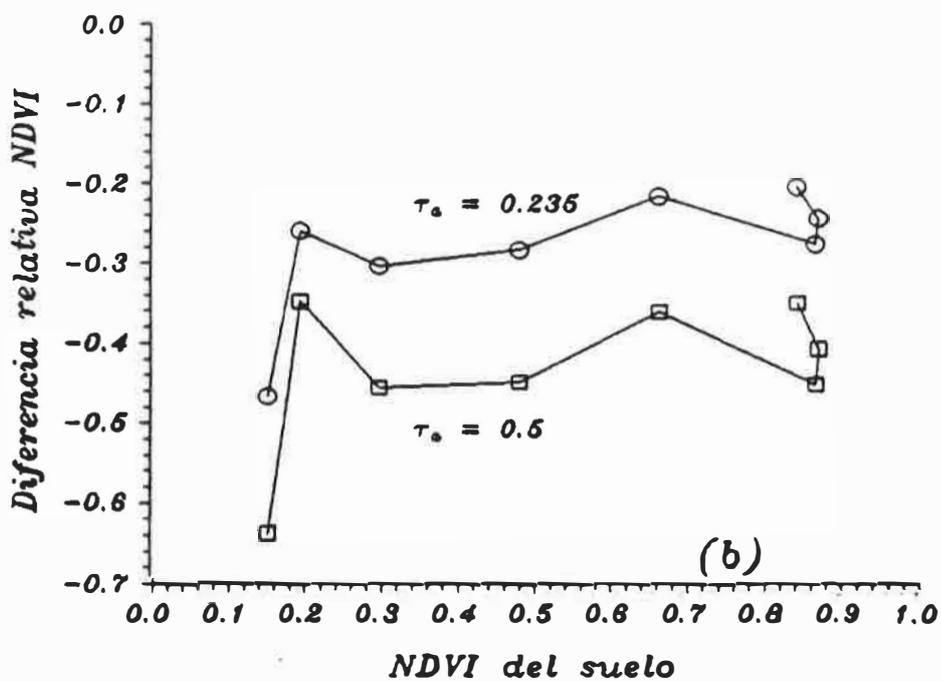
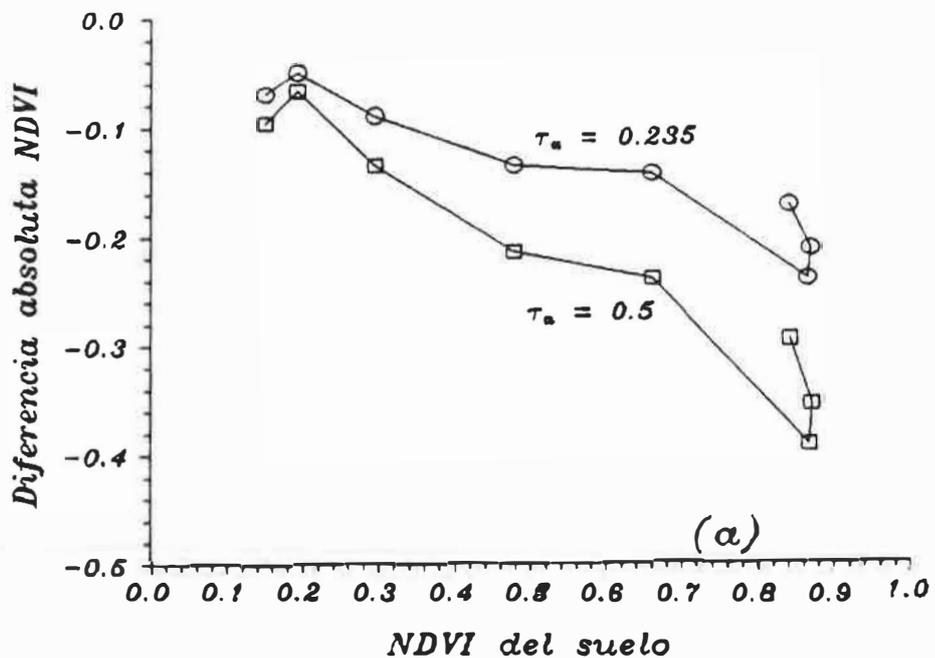


fig. 6.15: (a) y (b) Diferencias absolutas y relativas del NDVI respecto de su valor a nivel de suelo

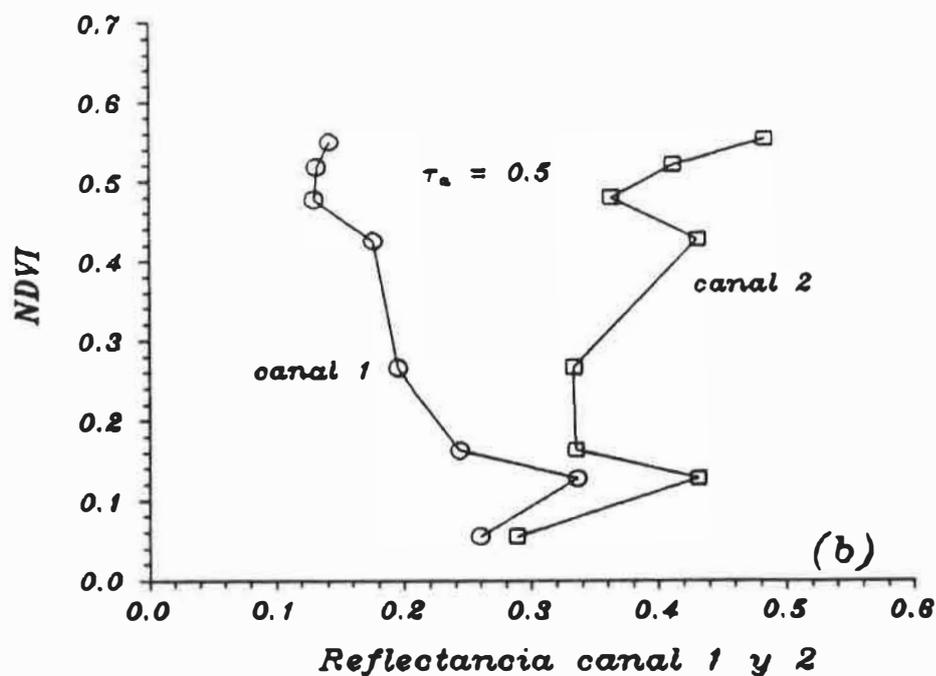
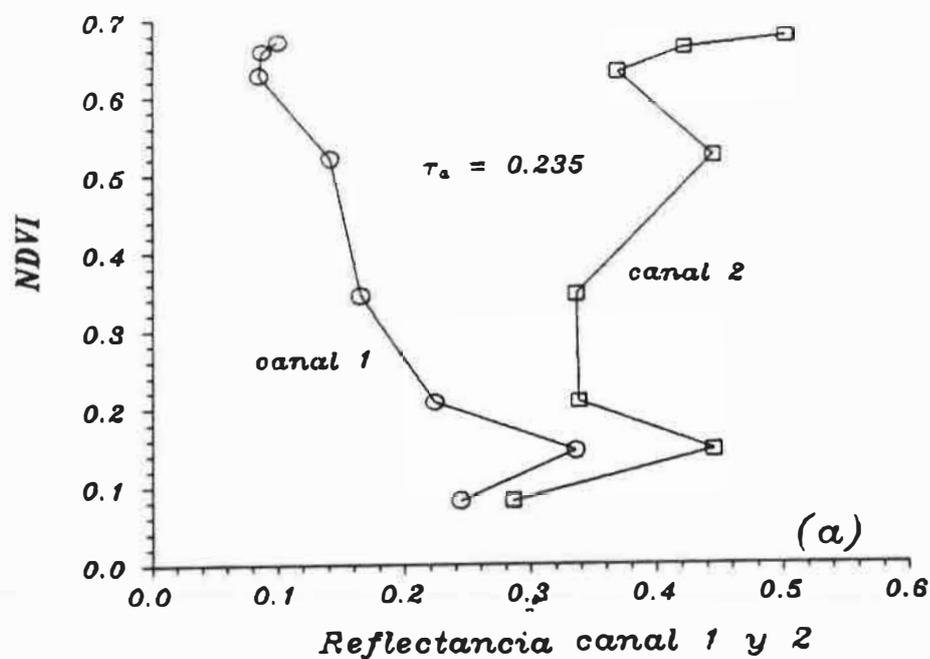


fig. 6.16: (a) y (b) Representación del NDVI frente a la reflectancia de los canales 1 y 2.

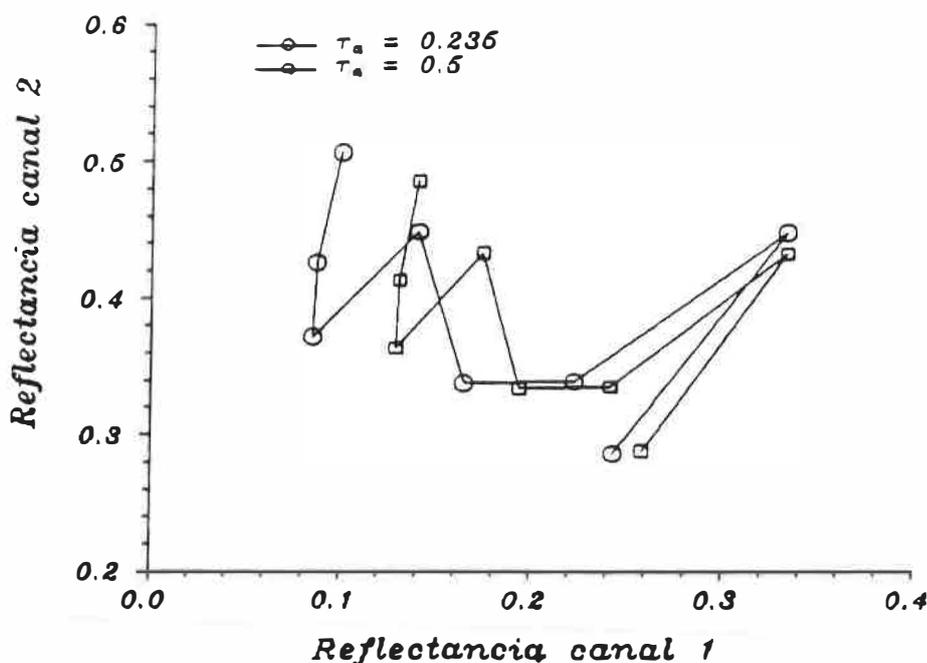


fig. 6.17: Representación en el espacio rojo-infrarrojo de las reflectancias en el límite superior de la atmósfera para los ocho tipos de cubiertas de suelo

VI.2.2 Sensibilidad de las reflectancias y NDVI a los aerosoles atmosféricos: parámetro de asimetría y albedo de "scattering" simple.

La sensibilidad del efecto atmosférico al parámetro de asimetría g y el albedo de "scattering" simple ω_0 ya se vio en parte en las figuras (5.25) del capítulo anterior. Los efectos de estos dos parámetros se considerarán de segundo orden respecto a la influencia del espesor óptico. Es por ello que sólo se ha considerado la superficie más sensible a la variación del espesor óptico como es la alfalfa y el valor del espesor óptico, como venimos realizando, se fijó en 0.235 ($\alpha = 1.3$). Considerando los valores de $g = 0.65$ y $\omega_0 = 0.88$, típicos de un aerosol continental, la tabla (6.1) nos muestra los valores típicos de estos dos parámetros para distintos modelos atmosféricos y componentes básicos de los mismos.

Como ya vimos que la dependencia de estos parámetros con la longitud de onda no era muy grande vamos a considerarlos constantes en estas simulaciones. La figura (6.18a) nos muestra la reflectancia del canal 1 y 2 y del NDVI en función de ω_0 , desde 0.6 a 1 para un g constante e igual a 0.65 tomando el espesor óptico mencionado y la figura (6.18b) para la variación con el parámetro de asimetría (de 0.4 a 0.95)

Tabla (6.1)

Valores de g y ω_0 para las cuatro componentes básicas de un modelo de aerosoles y para distintos modelos de aerosoles atmosféricos		
Composición	g	ω_0
Componentes básicos (*)		
Partículas de polvo	0.88	0.65
Partículas solubles en agua	0.63	0.96
Partículas oceánicas	0.78	1
Partículas de cenizas (hollín)	0.34	0.21
=====		
Modelos de aerosoles (*)		
Continental	0.64	0.89
Marítimo	0.74	0.99
Urbano-Industrial	0.59	0.65
=====		
modelos de aerosoles atmosféricos (**)		
Continental limpio	0.65	0.95
Continental promedio	0.64	0.97
Urbano	0.64	0.94
Desértico	0.78 - 0.82	0.73 - 0.77
Marítimo limpio	0.79	1
Marítimo mineral	0.8	de 0.7 a 1
Marítimo contaminado	0.69	0.96

(*) WCP-112 (World Climate Programme). (1986). A Preliminary Cloudless Standard Atmosphere for Radiation Computation. International Association for Meteorology and Atmospheric Physics, Radiation Commission, WMO/TD-NO.24.

(**) D'Almeida G.A., Koepke P. and Shettle E.P. (1991). Atmospheric Aerosol: Global Climatology and Radiative Characteristics, A Deepak Publishing. Hampton, VA(USA).

De estas gráficas se observa que en el caso de la variación con ω_0 (figura. (6.18a)), los cambios que experimentan las reflectancias de los canales 1 y 2 en el límite superior de la atmósfera son pequeños, teniéndose que la reflectancia del canal 1 permanece prácticamente constante en función de ω_0 (ver también figura(5.25a)). Con estos cambios en las reflectancias, el NDVI experimenta una variación muy pequeña. Para el caso de la variación con el parámetro de asimetría (figura (6.18b)), se aprecia que la reflectancia del canal 2 permanece casi constante y la del canal 1 disminuye suavemente (ver también figura (5.25b)), sin embargo estos cambios en la reflectancia hacen que el NDVI experimente una variación significativamente mayor que en el caso anterior. Como se puede ver, el NDVI es más sensible a los cambios con el parámetro de asimetría, el cual a su vez tiene una mayor influencia sobre la reflectancia en la región de longitudes de onda del visible.

La mejor información está contenida evaluando las diferencias relativas correspondientes a las figuras anteriores. Obsérvese que estas variaciones son ya adicionales a la variación del propio NDVI a nivel de satélite que hemos calculado bajo las condiciones promedio $\tau_a = 0.235$, $g = 0.65$ y $\omega_0 = 0.88$. En el primer caso (figura (6.19a)) vemos que ambas reflectancias van muy parejas desde -10% hasta 4% con apenas influencia sobre el NDVI. Para la variación con el parámetro de asimetría g (figura (1.19b)) ya vimos el comportamiento inverso de las reflectancia de los canales 1 y 2 (figura (5.26) del capítulo V), muy influyente sobre el canal 1 y apenas sobre el 2 afectando al NDVI desde un -10% al 10%.

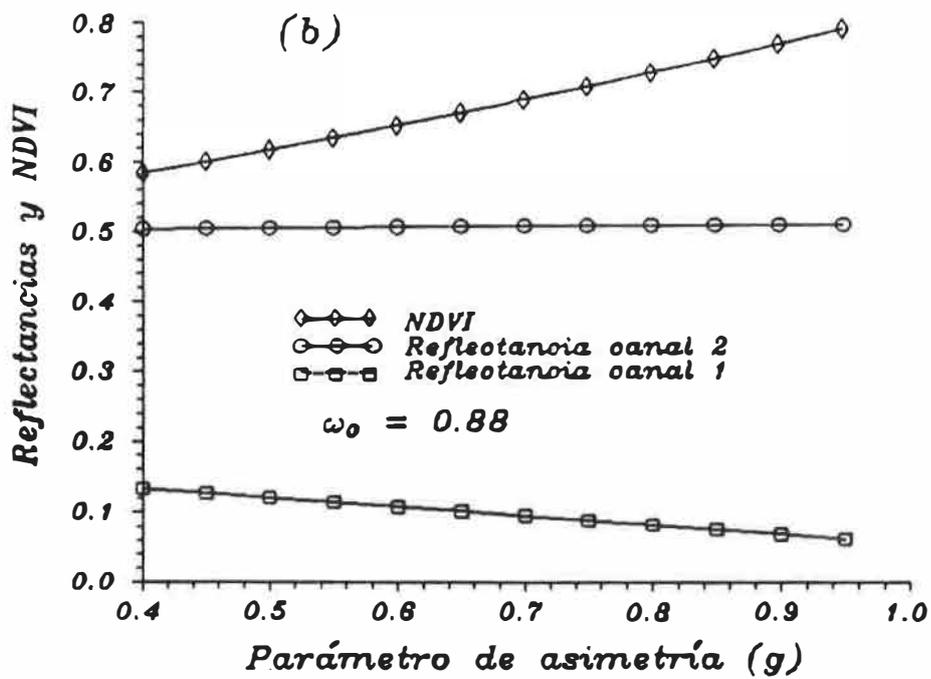
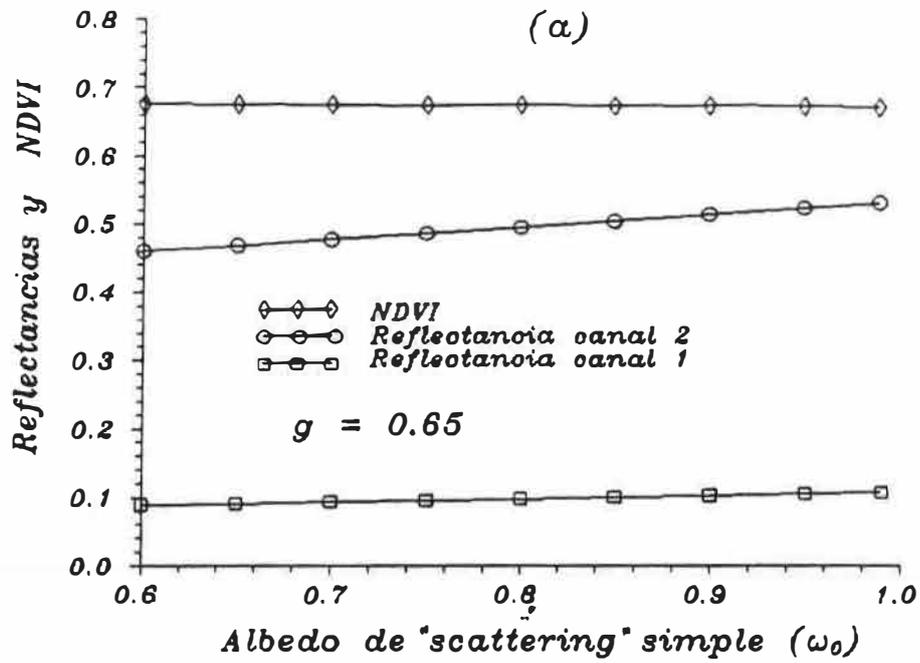


fig. 6.18: (a) y (b) Reflectancia en el límite superior de la atmósfera e índice de vegetación normalizado (NDVI) en función de ω_0 y g

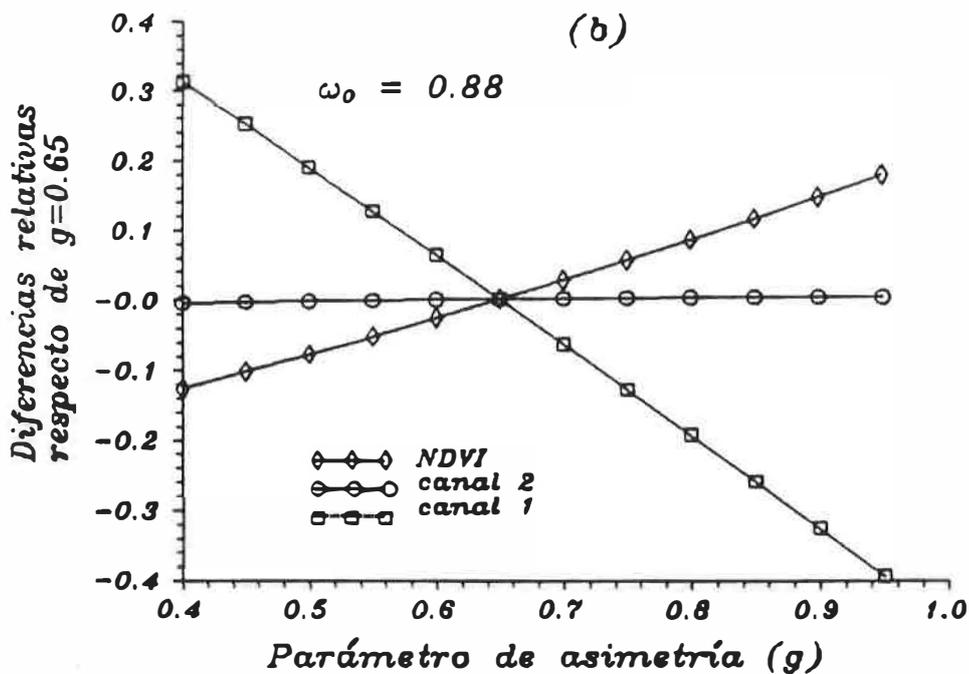
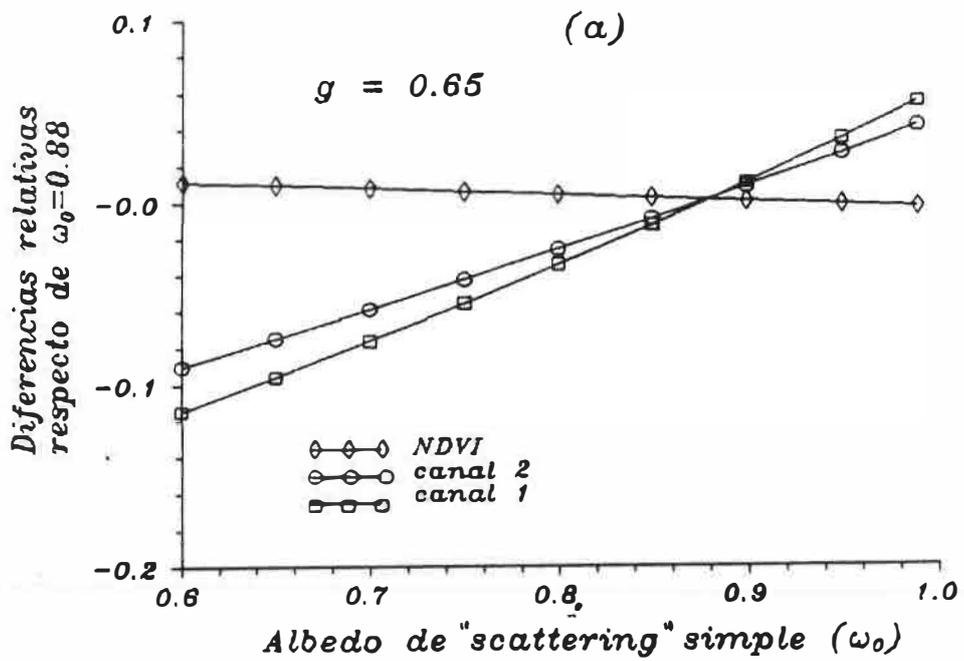


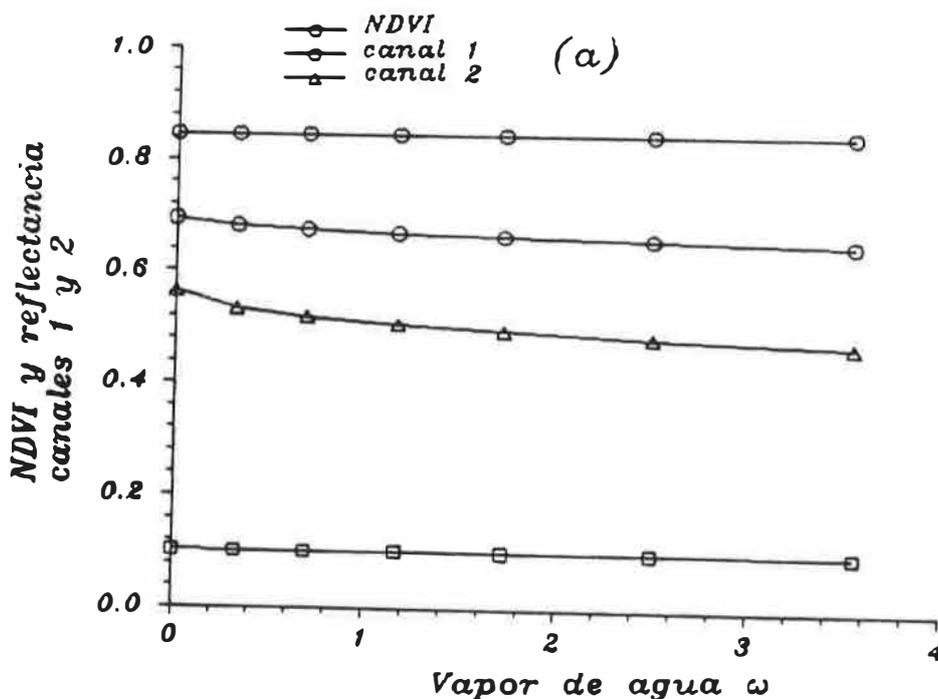
fig. 6.19: (a) y (b) Diferencias relativas del NDVI y de la reflectancia de los canales 1 y 2 respecto de las condiciones medias $\omega_0 = 0.88$ y $g = 0.65$

VI.2.3 Sensibilidad de las reflectancias y NDVI al vapor de agua.

La corrección atmosférica del vapor de agua se ha realizado bajo las mismas condiciones de los dos últimos parámetros, es decir para un ángulo cenital solar y de observación de 30° , un valor de $\tau_a = 0.235$ ($\alpha = 1.3$) y para un cubierta vegetal de alfalfa. A través de la figura (6.20) pueden analizarse estos resultados, como era de esperar el NDVI disminuye pero muy ligeramente desde 0 para una cantidad de agua precipitable de $\omega = 0$ hasta un 5% para $\omega = 3.6$. El canal 1 no llega al 2% y el canal 2 a un 16%.

La característica básica que tiene la influencia del vapor de agua, al igual que el aerosol, es su gran variabilidad espacio-temporal en relación al ozono y "scattering" de Rayleigh. Es por ello que con el fin de observar más detalladamente su influencia se ha evaluado también para el NDVI dos casos más, el primero para observación en el nadir para un ángulo cenital solar de 30° y el segundo para observación de 30° con ángulo cenital solar de 60° (figura (6.20b)). Como puede apreciarse para el primer caso la diferencia es ligeramente inferior al caso de 30° - 30° anterior o sea alrededor del 4% para $\omega = 3.6$ y en el caso de 60° - 30° grados, esta alcanza el 12%

No hemos incluido aquí los resultados para un suelo desnudo o los casos de escasa vegetación, pero estos resultados y otros [Soufflet, 1992]; [Soufflet et al., 1992]; [Tanré et al., 1992] pone de manifiesto la importancia del vapor de agua sobre regiones áridas de escasa vegetación o de gran variabilidad de la misma. Aunque la influencia preponderante es en el canal 2 tampoco hay que desestimar su influencia en el canal 1. La llegada de los nuevos sensores (MODIS; MERIS; etc) de multitud de bandas de anchura desde 10 nm, ya mencionados, hace que cuestiones como por ejemplo la sobrevaluación de la absorción que hemos detectado por parte del vapor de agua en el visible (ya se mencionó este punto en el capítulo III) puede ser del máximo interés.



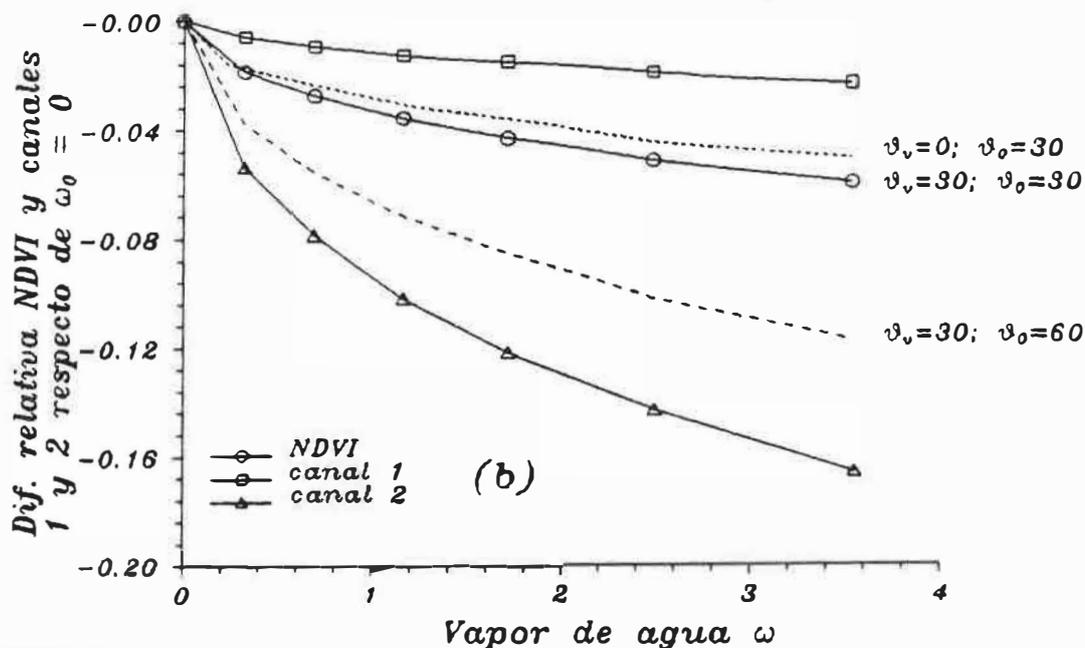


fig. 6.20: (a) NDVI y reflectancia de los canales 1 y 2 en función del vapor de agua.
(b) Diferencias relativas de estas cantidades con respecto a su valor con vapor de agua igual a cero

VI.3 Sensibilidad de las reflectancias y NDVI al ángulo cenital solar.

Como ya hemos venido diciendo, la diferencia fundamental de esta corrección frente a las anteriormente analizadas es que ésta si es contabilizada en el procesamiento de la imagen, ya que cada pixel lleva asociado su ángulo de observación y el ángulo de posición solar correspondiente. Sin embargo un estudio más detallado del que aquí mostramos, empleando esta misma metodología, nos puede evaluar bajo que condiciones y que tipo de cubiertas muestran una mayor sensibilidad a estas variaciones y con ello disminuir el número de cálculos a realizar en el mismo procesamiento de la imagen, dadas por supuesto las características de la misma (es decir si estamos por ejemplo evaluando la imagen de toda España o sólo de una región de pequeña extensión). Teniendo en cuenta además que los estudios de NDVI presuponen un análisis multitemporal, donde la síntesis o "compositing" de la imagen resultante conlleva que el mismo pixel esta iluminado de forma diferente.

La figura (6.21a) nos muestra para el NDVI las variaciones absolutas con el ángulo cenital solar de las cinco cubiertas vegetales que hemos venido tomando en este estudio (como siempre las líneas horizontales son el NDVI evaluado a nivel de suelo). En este caso no son tan interesante esos valores o diferencias absolutas del NDVI, arriba o abajo, sino la variación relativa de la propia curva o curvatura que nos está marcando las diferencias entre un valor de 30° o 40° , etc. Lo que está claro es que observaciones a partir de 40° empiezan ya a ser importantes y que estas son bastante más acusadas para suelos desnudos o de escasa vegetación, como siempre infravalorando el valor del NDVI. El canal 2 muestra una gran estabilidad frente al ángulo solar siendo algo más acusado para vegetación escasa que densa y el canal 1 es algo más variable, pero en todo caso el comportamiento es bastante estable y no se dispara hasta los valores de 60° . (veanse figuras (6.22) y (6.23)).

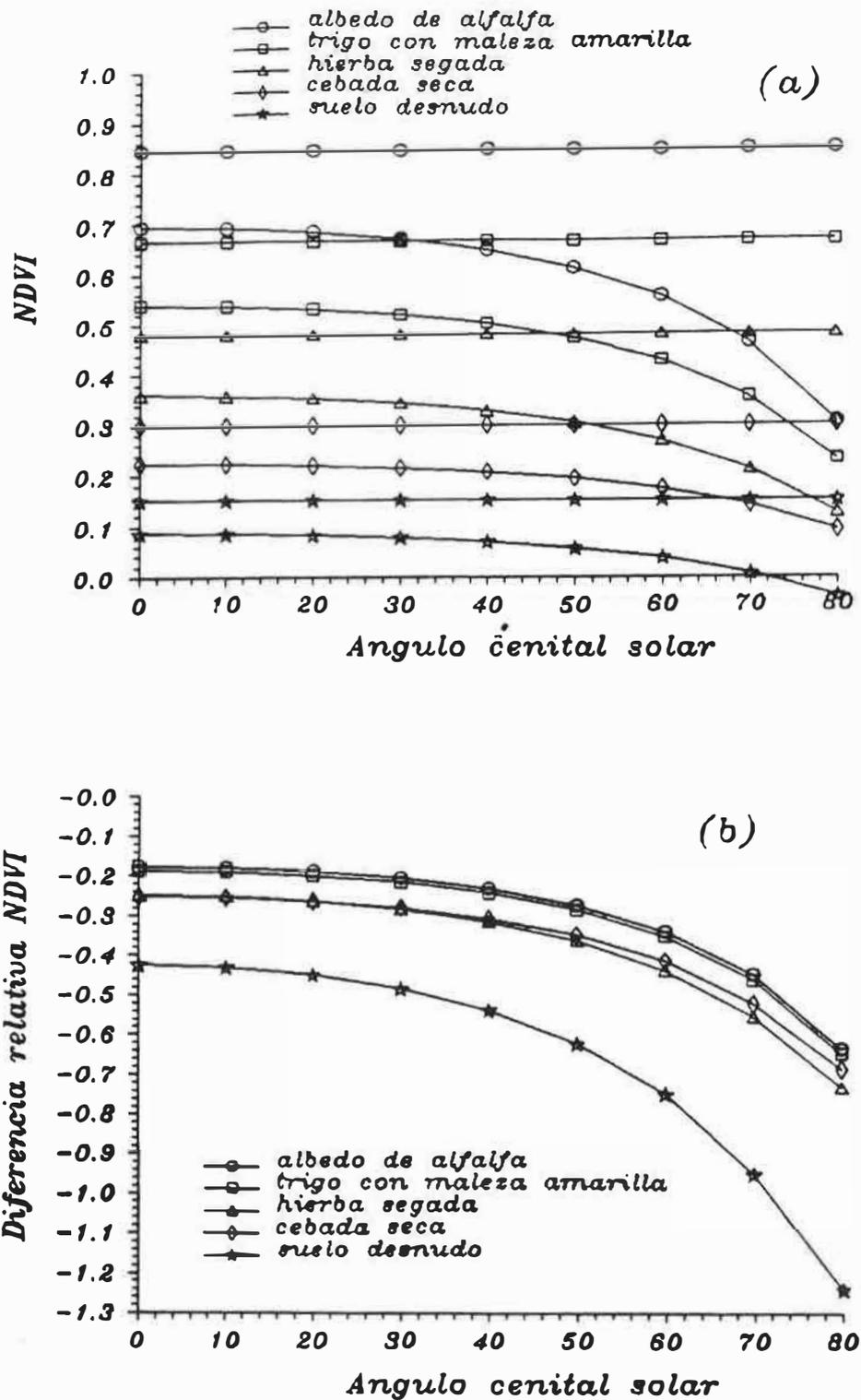


fig. 6.21: (a) NDVI en función del ángulo cenital solar para las cubiertas de suelo que se indican.
 (b) Diferencias relativas del NDVI con respecto a su valor medido en el suelo

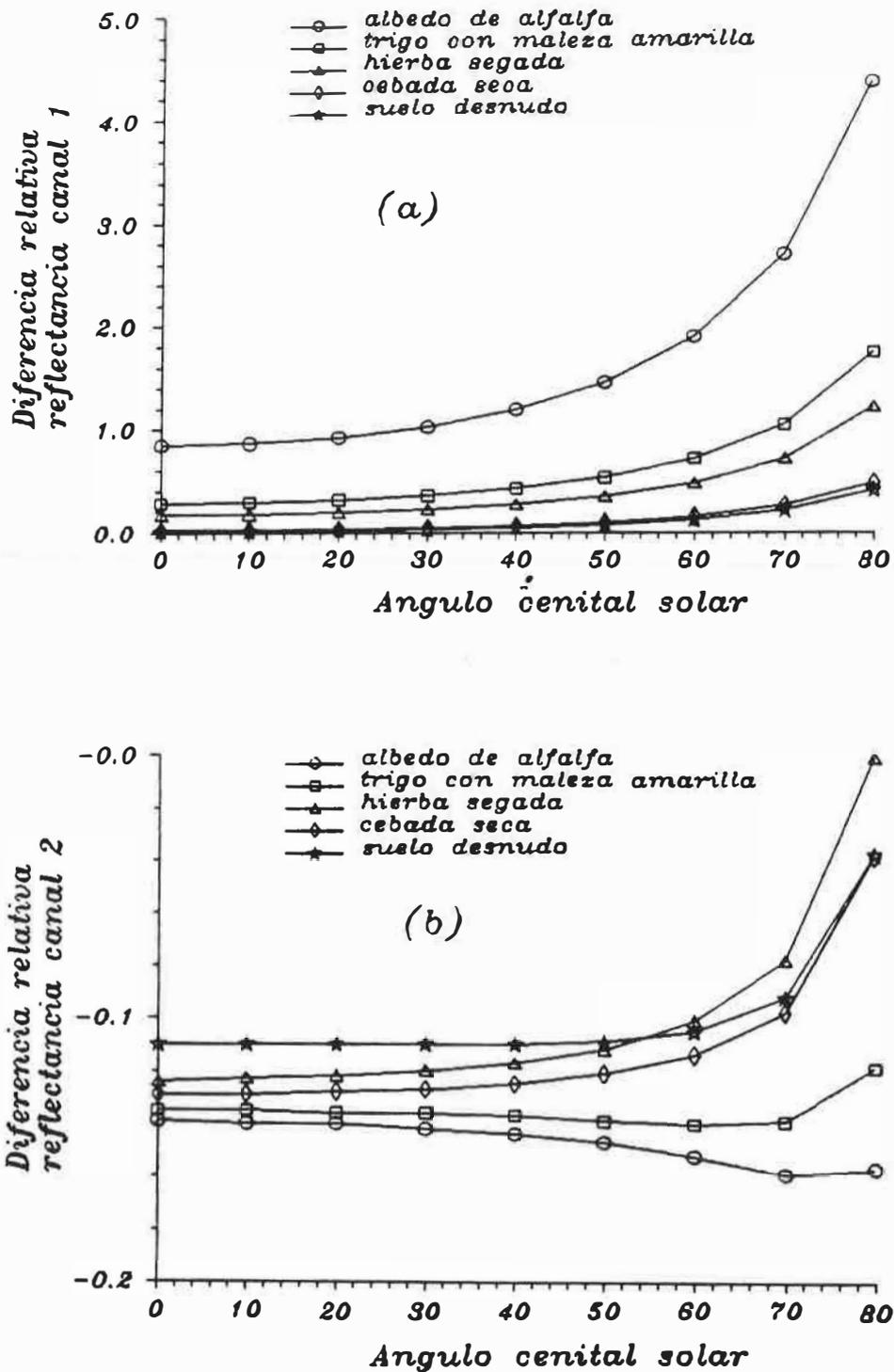


fig. 6.22: (a) y (b) Diferencias relativas de la reflectancia de los canales 1 y 2 en función del ángulo cenital solar respecto de sus valores obtenidos a nivel de suelo

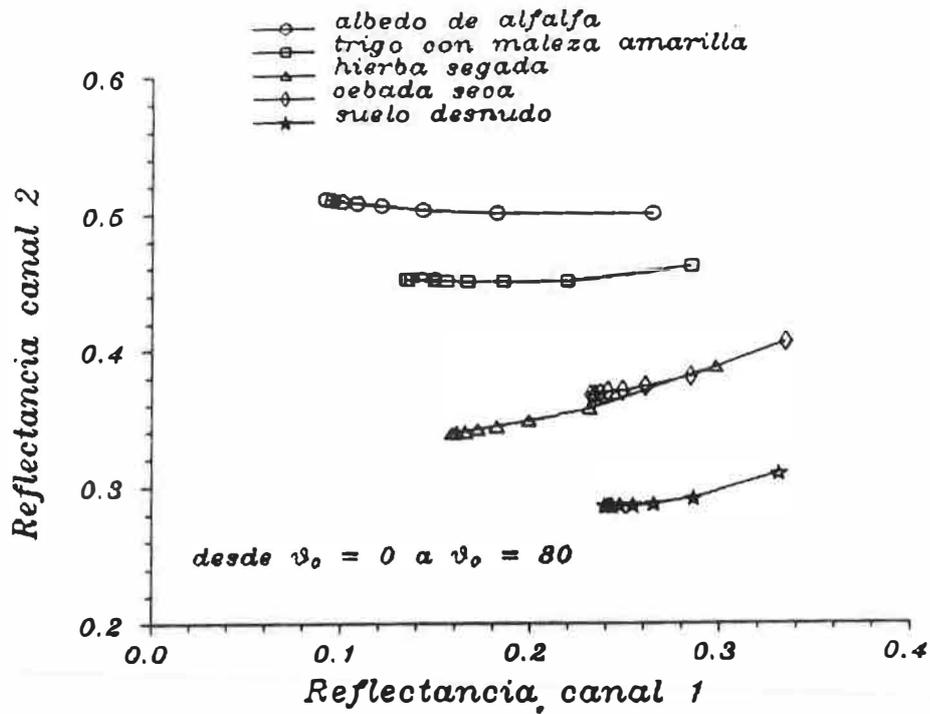


fig. 6.23: Representación en el espacio rojo-infrarrojo de las reflectancias en el límite superior de la atmósfera de los canales 1 y 2 para las cubiertas de suelo que se indican

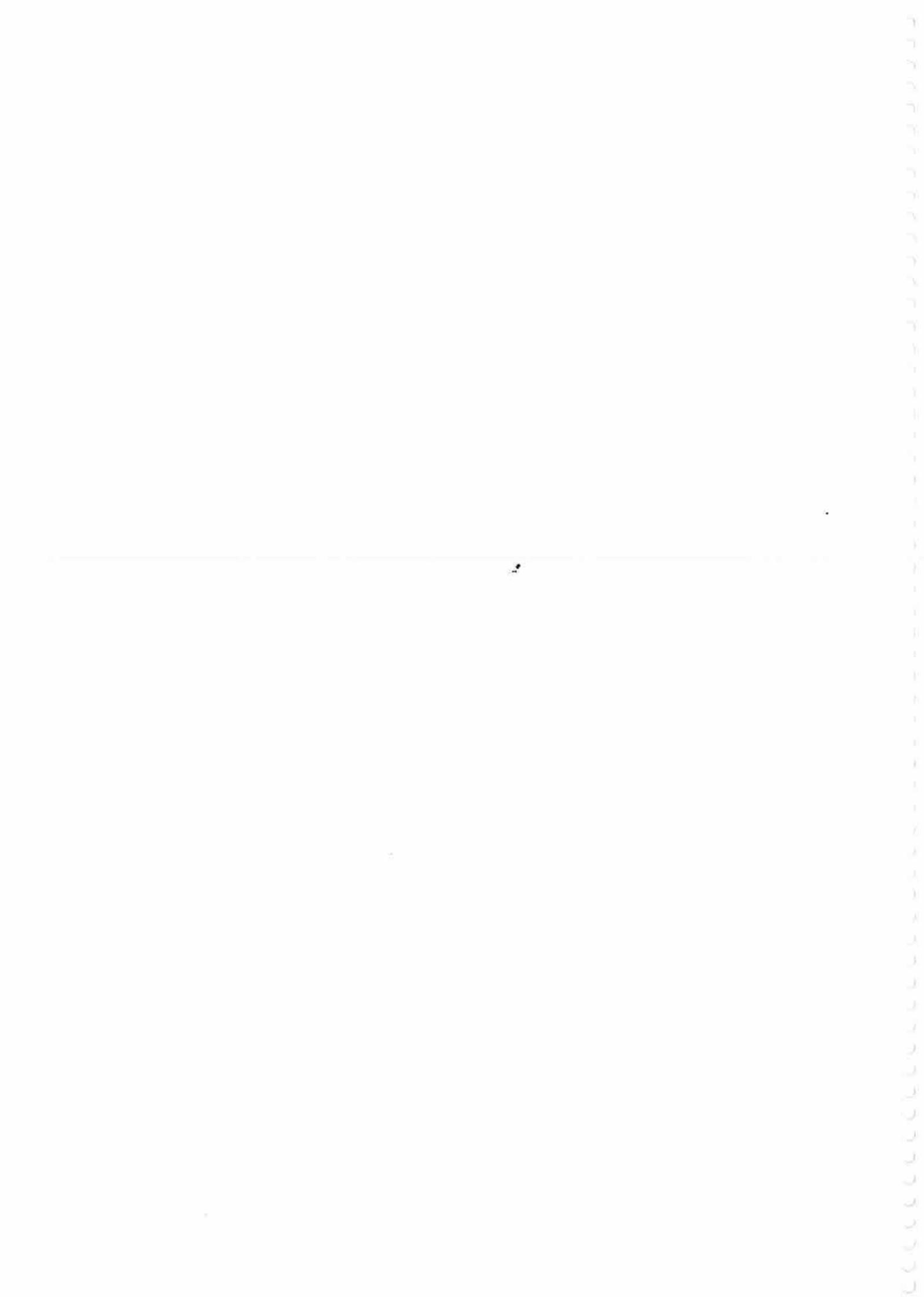
El análisis realizado es bastante ilustrativo del comportamiento de las reflectancias y NDVI para este sensor AVHRR-NOAA, pero lo más interesante es la metodología puesta a punto para la aplicación de las correcciones atmosféricas en casos concretos y sensores concretos en multitud de aplicaciones en teledetección (estudios agronómicos, forestales, oceánicos, etc.) que precisan de esa corrección atmosférica.

VI.4 Bibliografía.

- Asrar G. (1989). *Theory and Applications of Optical Remote Sensing*; Wiley Series in Remote Sensing. Wiley and Sons. New York.
- Bannari A., Morin D. and He D.C. (1994). High spatial and spectral resolution remote sensing for the management of the environment. First International Airborne Remote Sensing Conference and Exhibition, Strasbourg, France, Vol. III, pp. 247-260.
- Bannari A., Morin D., Bonn F. and Huete A.R. (1995). A Review of Vegetation Indices. *Remote Sensing Reviews*, Vol. 13, pp. 95-120.
- Bannari A., Huete A.R. Morin D. and Zagolski. (1996). Effets de la couleur et de la brillance du sol sur les indices de végétation. *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 17, No. 10, pp. 1885-1906.
- Baret F. and Guyot G. (1991). Potentials and limits of vegetation indices for LAI and APAR assessment. *Remote Sensing of Environment*, Vol. 35, pp. 161-173.
- Cachorro V.E., Durán P. and de Frutos A.M. (1995). Caracterización del aerosol atmosférico. Aplicación a las correcciones atmosféricas. En *Teledetección, usos y aplicaciones*. Editores: J.L. Casanova y J. Sanz. Universidad de Valladolid.
- Cachorro V.E. (1996). *Apuntes de la asignatura Interacción Radiación-Vegetación del curso de doctorado en Ciencias Agroforestales*. ETSIA de Palencia. Universidad de Valladolid.
- Cachorro V.E., Durán P., de Frutos A.M., Vergaz R. and Hernández S. (1997a). An study of the atmospheric effect on satellite signal based on ground solar radiation measurements of high spectral resolution. VII International Symposium. "Physical measurements of Signatures in Remote Sensing". Courchevel (France).
- Cachorro V.E., Durán P., de Frutos A.M., Hernández S. y Betegón M. (1997b). Determinación de los parámetros de entrada para los algoritmos de corrección atmosférica en el rango de corta longitud de onda 300-1100 nm. *Teledetección aplicada a la gestión de recursos naturales y medio litoral marino*. Ed. C. Hernández y J.E. Amar. Asociación Española de Teledetección.
- Condit H.R. (1970). The spectral reflectances of American Soils, *Photohramm. Eng.*, Vol. 36, pp 955-966.
- Deering D.W. and Leone P. (1986). A sphere-scanning radiometer for rapid directional measurements of sky and ground radiance. *Remote sensing Environ*, Vol. 19, pp. 1-24.
- Diner J.D., Bruegge C.J., Martonchik J.V., Ackerman T.P., Davies R., Gerstl S.A.W., Klaasen K.P., Lilienthal G.W., Nakamoto D.I., Paganol R.J. and Reilly T.H. (1989). MISR: A multiangle imaging spectroradiometer for geophysical and climatological research for EOS. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, Vol. 27, pp. 200-210.
- Gerstl S.A.W. and Zardescki A.A. (1985). Coupled atmosphere/canopy model for remote sensing of plant reflectance features. *Appl. Optics*, Vol. 24, pp. 94-103.
- Hu B., Wanner W. and Strahler A.H. (1997a). The sensibility of atmospheric correction of reflectances to the surface BRDF. (*J. Geophys. Res*, en prensa, comunicación privada)
- Hu B., Wanner W., Li X. and Strahler A.H. (1997b). Validation kernel-driven semiempirical models for global modeling of bidirectional reflectance. *Remote Sensing Environ*.
- Huete A.R. (1988). A Soil-adjusted vegetation index (SAVI). *Remote Sensing of Environment*, Vol. 25, pp. 295-309.
- Huete A., Justice C. and van Leeuwen W. (1996). *Modis Vegetation Index (MOD13). Algorithm theoretical basis document*. (Comunicación privada).

- Huete A.R., Liu H.Q., Batchily K. and van Leeuwen W. (1997). A comparison of vegetation indices over global set of TM images for EOS-MODIS. *Remote Sensing Environ*, Vol. 59, pp. 440-451.
- Justice C.O., Townshend J.G.R., Holben B.N. and Tucker C.J. (1985). Analysis of the phenology of global vegetation using meteorological satellite data. *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 6, pp. 1271-1318.
- Kaufman Y.J. and Tanré D. (1992). Atmospherically Resistant Vegetation Index (ARVI) for EOS-MODIS. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 30 (2), pp. 261-270.
- Leroy, M., Deuze J.L., Breon F.M., Hautecoeur O., Herman M., Buriez J.C., Tanr D., Bouffies S., Chazette P. and Roujean J.L. (1997). Retrieval of atmospheric properties and surface bidirectional reflectance over land from POLDER/ADEOS. *J. Geophys. Res.* (en prensa, comunicación privada).
- Meliá J. (1991). *Fundamentos Físicos de la teledetección. Leyes y principios básicos. La Teledetección en el seguimiento de los fenómenos naturales. Recursos renovables: Agricultura.* Coordinadores S. Gandia y J. Meliá. Universidad de Valencia.
- Morel M., Bzi J.L., Montagner F., Morel A. and Fischer J. (1993). Envisat's medium-resolution imaging spectrometer: MERIS. *ESA Bulletin* 76, pp. 40-46.
- Myneni R.B., Asrar G. and Hall F.G. (1993). A three-dimensional radiative transfer method for optical remote sensing of vegetated land surfaces. *Remote Sensing environ.* Vol. 41, pp. 105-121.
- Nicodemus F.E. (1967). Radiometry, Cap VIII. In R. Kingslake (ed). "Applied Optics and Optical engineering", Vol. IV, pp. 263-307. Academic Press, New York.
- Nicodemus F.E. (1970). Reflectance nomenclature and directional reflectance and emissivity, *Appl. Opt.* vol. 9, pp. 1474-1475.
- O' Neil N.T., Miller J.R. and Freemantle J.R. (1995). Atmospheric correction of airborne BRDF to yield surface BRDF: Nomenclature, theory and methods. *Canadian Journal of Remote Sensing*, Vol. 21, pp. 309-327.
- Pinty B. and Verstraete M.M. (1992). GEMI: a non-linear index to monitor global vegetation from satellites. *Vegetario*, Vol. 101, pp. 15-20.
- Richardson A.J. and Wiegand C.L. (1997). Distinguishing vegetation from soil background information. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, Vol. 43 (12), pp. 1541-1552.
- Rouse J.W., Haas R.W., Schell J.A., Deering D.W. and Harlan J.C. (1974). Monitoring the vernal advancement and retrogradation (Greenwave effect) of natural vegetation. NASA/GSFC Type III Final report. Greenbeld, Maryland (USA).
- Soufflet V., Tanré D., Begue A., Podaire A. and Deschamps P.Y. (1991). Atmospheric effect on NOAA-AVHRR data over Sahelian regions. *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 12, No. 6, pp. 1189-1203.
- Soufflet, V. (1992) *Etude des aerosols tropospheriques a partir de sol et de l'espace. Application aux correction atmospheriques.* Thesis Doctoral. LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique). Univesité de Lille. France
- Tebo A. (1997). Imaging spectrometer for the mission to planet Earth. OE Report No. 157.
- Tanré D., Herman M., Deschamps P.Y. and De Leffe A. (1979). Atmospheric modeling for space measurements of ground reflectances Including bidirectional properties. *Appl. Opt.*, Vol. 18, pp. 3587-3594.

- Tanré D., Herman M. and Deschamps P.Y. (1981). Influence of the background contribution upon space measurements of ground reflectance. *Appl. Opt.*, Vol. 20, pp. 3676-3684.
- Tanré D., Deroo C., Duhaut P., Herman M., Morcrette J.J., Perbos J. and Deschamps P.Y. (1986). Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum (5S). *Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Université et Techniques de Lille*, 59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France.
- Tanré D., Deschamps P.Y., Duhaut P. and Herman M. (1987). Adyacancy effect produced by the atmospheric in TM data; *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, pp. 12000-12006.
- Tanré D., Holben B.N. and Kaufman Y.J. (1992). Atmospheric Correction Algorithm for NOAA-AVHRR Products: Theory and Application. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 30, No. 2, pp. 231-248.
- Townsend J.R.G. and Justice C.O. (1986). Analysis of the dynamics of African vegetation using the NDVI. *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 7, pp. 1435- 1446.
- Tucker C.J., Vapraet C.L., Sharman M.J. and Van Ittersum T. (1985). Satellite remote sensing of total herbaceous biomass production in the Senegalese Sahel: 1980-1984. *Remote Sensing Environment*, Vol. 17, pp. 233-249.
- Tucker C.J. and Sellers P.J. (1986). Satellite remote sensing of primary productivity. *International Journal of Remote Sensing*, Vol. 7, pp. 1395-1416.
- Vermote E., El Saleous F.N., Justice C.O., Kaufman Y.J., Privette J.L., Remer L., Roger J.C. and Tanr D. (1996). Atmospheric correction of visible to middle infrared EOS-MODIS data over land surface: background operational algorithm and validation. *J. Geophys. Res.* (en prensa, comunicación privada)
- Wanner W., Strahler A.H., Hu B., Lewis P., Muller J.P., Li X., Barker Schaaf C.L. and Barsley M.J. (1997). Global retrieval of bidirectional reflectance and albedo over land from EOS MODIS and MISR data: Theory and algorithm. *J. Gephys. Res.* (en prensa, comunicación privada).



CONCLUSIONES

CONCLUSIONES

En esta memoria se ha realizado un estudio sobre la determinación y análisis de la evolución de dos de los más importantes constituyentes atmosféricos: ozono y vapor de agua así como la caracterización tanto de las propiedades físicas como radiativas de los aerosoles sobre la vertical del punto de medida. Estas determinaciones están basadas en la medida y modelización de la componente directa de la radiación solar espectral en el rango 300-1100 nm. A su vez se ha desarrollado y validado un modelo de transferencia o intercambio radiativo a "dos flujos" que nos permite estimar las tres componentes de la radiación: directa, difusa y global, a nivel de suelo. Su aplicación al cálculo de la reflectancia de la atmósfera nos permite una gran fiabilidad de dicha estimación al estar basado en la propia validación de la transmitancia de la atmósfera a nivel de suelo. La metodología puesta a punto y los datos disponibles nos permite afrontar un nuevo tipo de problemas como es el de las correcciones atmosféricas en el ámbito de la teledetección y el desarrollo y validación de nuevos métodos y algoritmos para la determinación del espesor óptico de los aerosoles y otros parámetros de los mismos (la masa total, etc.) mediante los nuevos sensores hiperspectrales de la nueva generación de satélites (MODIS, MOS, MERIS, etc.).

Pasando a especificar punto por punto las conclusiones de esta memoria exponemos

1. Se han realizado a lo largo del año 1995 un extenso conjunto de medidas espectrorradiométricas de la irradiancia solar que abarcan desde el UVA al infrarrojo próximo. Estas medidas de moderada-alta resolución espectral son realmente valiosas, tanto por las características ya indicadas como por la continuidad y extensión de las mismas.
2. Se dispone de una base de datos de las tres componentes de la irradiancia solar espectral aplicables y extrapolables a la región de Castilla y León, que deben servir de base a diferentes aplicaciones y usos, entre los que destacamos los dirigidos al campo de la energía solar, estudios atmosféricos, y otros campos, como la teledetección.
3. Se ha determinado el contenido total de ozono sobre la vertical atmosférica, observando su evolución diaria y estacional y se ha comparado con otros datos de la red mundial de observación del ozono, como los de la estación de Arenosillo en Huelva perteneciente al INTA (Instituto Nacional de Técnicas Aeroespaciales), vemos que las diferencias obtenidas están dentro de los errores estimados al método.
4. Se han analizado diversos métodos para la determinación más adecuada del vapor de agua en la banda de 940 nm, estableciendo sus errores y analizando la influencia de la denominada "absorción del continuo". También se ha analizado su evolución durante el período de medida, observando una gran variabilidad y el claro aumento durante los meses de verano, pero sin tendencias claramente determinadas.
5. Basado en la dependencia que presenta la atenuación de la radiación con la longitud de onda se ha realizado un estudio comparativo doble de los aerosoles atmosféricos. Desde una perspectiva más grosera, a través de los índices de turbiedad de la atmósfera y más fina desde la base de la Teoría de Scattering de Mie, estableciendo correlaciones entre ambas caracterizaciones.

6. Se ha realizado un estudio de la evolución de estos índices de turbiedad, donde claramente se observa la enorme variabilidad que presenta el espesor óptico de los aerosoles y por ende estos parámetros de turbiedad. Destacando a través de la gran cantidad de datos analizados la excelente acomodación de la dependencia espectral del espesor óptico de los aerosoles a la ley de Angstrom.
7. Se han caracterizado durante el período de medida los parámetros que definen sus características físicas: función de distribución de tamaños, radio efectivo y volumen total, etc así como sus parámetros radiativos: parámetro de asimetría (de enorme importancia en el estudio climático de los aerosoles) y la función de fase.
8. Se ha desarrollado un modelo de transferencia radiativa TR de la atmósfera del tipo "Dos flujos" y se ha validado con nuestras medidas experimentales a nivel de suelo, analizando la influencia y sensibilidad a cada uno de los diversos parámetros que en él intervienen. Destacamos aquí la inclusión en el análisis de la medida del albedo de diversas superficies: suelos desnudos y diversas cubiertas vegetales.
9. El modelo de TR permite calcular la reflectancia o radiancia en el límite de la atmósfera para su posterior utilización en la corrección del efecto de la atmósfera en la region Visible-IR cercano, sobre la señal medida por diversos sensores de tipo multiespectral de la nueva generación de satélites.
10. Se aplica el ejercicio de la corrección atmosférica a la reflectancia de los canales 1 y 2 del sensor NOAA-AVHRR para el estudio del comportamiento del índice de vegetación NDVI, tomando como base nuestros datos medidos de la reflectancia espectral del suelo y diversas cubiertas vegetales, enfatizando el papel de los aerosoles atmosféricos.

APENDICES

APENDICE A

Método de absorción diferencial

Este método es utilizado fundamentalmente para determinar el contenido total de ozono en la vertical de la atmósfera por los medidores Dobson. Está basado en medidas de irradiancia solar directa a nivel de suelo en la banda UV del espectro solar que es donde el ozono absorbe fuertemente.

Considerando la ley de Beer-Lambert-Bouguer, ec.(3.1), la diferencia del espesor óptico a las longitudes de onda λ_1 y λ_2 es

$$\tau(\lambda_1) - \tau(\lambda_2) = \frac{1}{m} \left\{ \ln \frac{F(\lambda_2)}{F(\lambda_1)} + \ln \frac{F_0(\lambda_1)}{F_0(\lambda_2)} \right\} \quad (A.1)$$

donde los valores de λ_1 y λ_2 se escogen suficientemente próximos y correspondiendo además, λ_1 a una absorción fuerte y λ_2 a una absorción moderada. Esta elección del par de longitudes de onda evita la dificultad de la calibración absoluta del instrumento y también como el espesor óptico de aerosoles varía suavemente con la longitud de onda, al estar λ_1 y λ_2 próximos reduce el error por efecto de los aerosoles.

De la ecuación (3.13) se tiene para el ozono -

$$\tau_{O_3}(\lambda_1) - \tau_{O_3}(\lambda_2) = \{k_{O_3}(\lambda_1) - k_{O_3}(\lambda_2)\} u \quad (A.2)$$

donde $k_{O_3}(\lambda_1)$ y $k_{O_3}(\lambda_2)$ son los coeficientes de absorción del ozono a λ_1 y λ_2 respectivamente.

En la banda UV donde hay sólo absorción de ozono, de las ecuaciones (A.1) y (A.2) se tiene

$$\{k_{O_3}(\lambda_1) - k_{O_3}(\lambda_2)\} u = \frac{1}{m} \left\{ \ln \frac{F(\lambda_2)}{F(\lambda_1)} + \ln \frac{F_0(\lambda_1)}{F_0(\lambda_2)} \right\} - \{\tau_R(\lambda_1) - \tau_R(\lambda_2)\} \quad (A.3)$$

donde τ_R es el espesor óptico de Rayleigh.

Los pares de longitudes de onda usados por los medidores Dobson son

Designación	longitudes de onda (nm)	$k_{O_3}(\lambda_1) - k_{O_3}(\lambda_2) (cm atm)^{-1}$
A	305.5	4.025
	325.4	
B	308.8	2.625
	329.1	
C	311.4	1.842
	332.4	
D	317.6	0.829
	339.8	

Generalmente se usan dos pares de longitudes de onda, A y B ó C y D, la elección depende del ángulo cenital del sol.

APENDICE B

Diseño del tubo colimador o limitador de campo para recoger un haz de luz solar en el receptor coseno

El receptor coseno recoge la luz solar procedente de todo el hemisferio superior al plano que define dicho detector (radiación global). Queremos sin embargo medir un "pincel" de luz solar, para lo que tenemos que limitar la entrada al receptor coseno de un conjunto determinado de rayos.

Esta limitación se consigue mediante el acoplamiento de dos pupilas concéntricas, la última de las cuales es el propio receptor. Este actúa como diafragma de apertura, pues es el orificio que limita la extensión del haz que penetra en el sistema. La misión de la primera pupila es limitar el campo que se ve a través del instrumento y recibe el nombre de diafragma de campo.

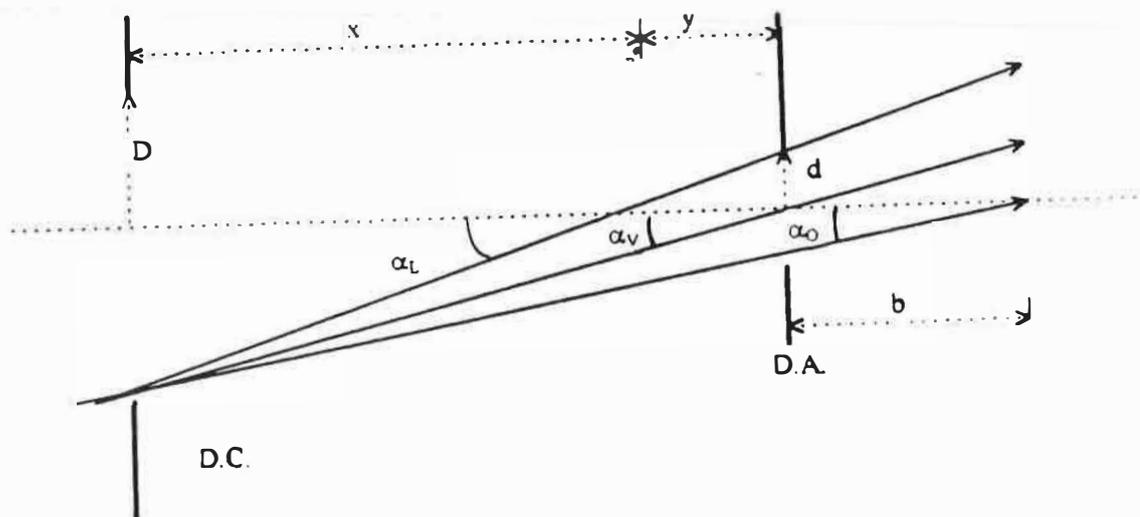


Fig. B.1: Esquema que muestra la configuración óptica del colimador

De esta figura:

- D.C: diafragma de campo
- D.A: diafragma de apertura
- z: separación entre ambas pupilas = $x + y$
- d: radio del detector
- D: radio del diafragma de campo
- $2\alpha_0$: campo de iluminación plena
- $2\alpha_l$: campo de iluminación límite
- $2\alpha_v$: Campo de iluminación media o también llamado campo de vista FOV (Field of View)

Del esquema del colimador se deduce que todos los rayos con una inclinación menor que α_0 penetran totalmente en el sistema. A ese ángulo se le denomina campo de iluminación plena. A partir de este ángulo empiezan a aparecer los problemas de viñeteado producidos por el diafragma de campo y la iluminación en el interior del instrumento va disminuyendo a medida que la inclinación de esos rayos aumenta [Casas J, 1985]. Existe un ángulo llamado campo límite ($2\alpha_l$), a partir del cual los rayos de luz ya no penetran en el sistema. El ángulo $2\alpha_v$ determina el campo de iluminación media, que en el ambiente de la óptica atmosférica y la teledetección se llama también campo de vista (FOV Field Of View).

Se han considerado para la construcción del colimador los campos de iluminación plena dados por los ángulos de 15° y 1° . Cada caso requiere de un tubo con un diámetro de pupila adecuado, que será función de la distancia z . Fijamos esta distancia en 300 mm y de ahí se deduce el tamaño del diafragma de campo y el ángulo del campo límite, para que la iluminación en el instrumento se hace cero.

El tamaño del diafragma de apertura (receptor coseno) es de 7 mm, así que la distancia d mostrada en el esquema es de 3.5 mm y

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{d}{b} = \frac{D}{z+b} \quad (B.1)$$

Conocido el ángulo del campo de iluminación plena $2\alpha_0$ y la distancia z , de la ecuación (B.1) se determina el valor de b y D .

Por otra parte para determinar el ángulo del campo límite se tiene que

$$\operatorname{tg} \alpha_l = \frac{D}{x} \quad \Rightarrow \quad x = \frac{D}{\operatorname{tg} \alpha_l}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_l = \frac{d}{y} \quad \Rightarrow \quad y = \frac{d}{\operatorname{tg} \alpha_l}$$

como $z = x + y$, entonces

$$z = \frac{D+d}{\operatorname{tg} \alpha_l} \quad \text{de donde} \quad \alpha_l = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{D+d}{z} \right) \quad (B.2)$$

y el ángulo para el campo de vista (FOV) es

$$\alpha_v = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{D}{z} \right) \quad (B.3)$$

NOTA: Al poner $z = 300 \text{ mm}$ no se ha tenido en cuenta el espesor propio del diafragma, cuya cara exterior es la que intercepta la luz. Siendo este espesor de 3 mm, la distancia real z es de 303 mm.

De las ecuaciones anteriores (B.1), (B.2) y (B.3) se tiene que:

- CASO 1: $2\alpha_0 = 15^\circ$

$$b = 26.585 \text{ mm} \quad D = 43.39 \text{ mm}$$

$$2\alpha_l = 17.59^\circ \quad 2\alpha_v = 16.3^\circ$$

- CASO 2: $2\alpha_0 = 3^\circ$



$$b = 133.660 \text{ mm} \quad D = 11.13 \text{ mm}$$

$$2\alpha_l = 5.64^\circ \quad 2\alpha_v = 4.3^\circ$$

- CASO 3: $2\alpha_0 = 1^\circ$



$$b = 401.060 \text{ mm} \quad D = 6.14 \text{ mm}$$

$$2\alpha_l = 3.65^\circ \quad 2\alpha_v = 2.3^\circ$$

Se dice que se tiene una *pupila espacial* cuando el diámetro del diafragma de campo coincide con el diafragma de apertura. En ese caso sólo se consigue iluminación total en el instrumento cuando la luz incide en la dirección del eje. Para cualquier otra dirección la iluminación es menor, hasta llegar al ángulo de campo límite, definido por el rayo que penetra en el sistema pasando por un punto del diafragma de campo y por el diametralmente opuesto del diafragma de apertura. En este caso: $2\alpha_l = 2.65^\circ$ y $2\alpha_v = 1.32^\circ$.

En las figuras (B.2) se muestran las gráficas de iluminación en función del ángulo de campo para los tres casos anteriormente tratados.

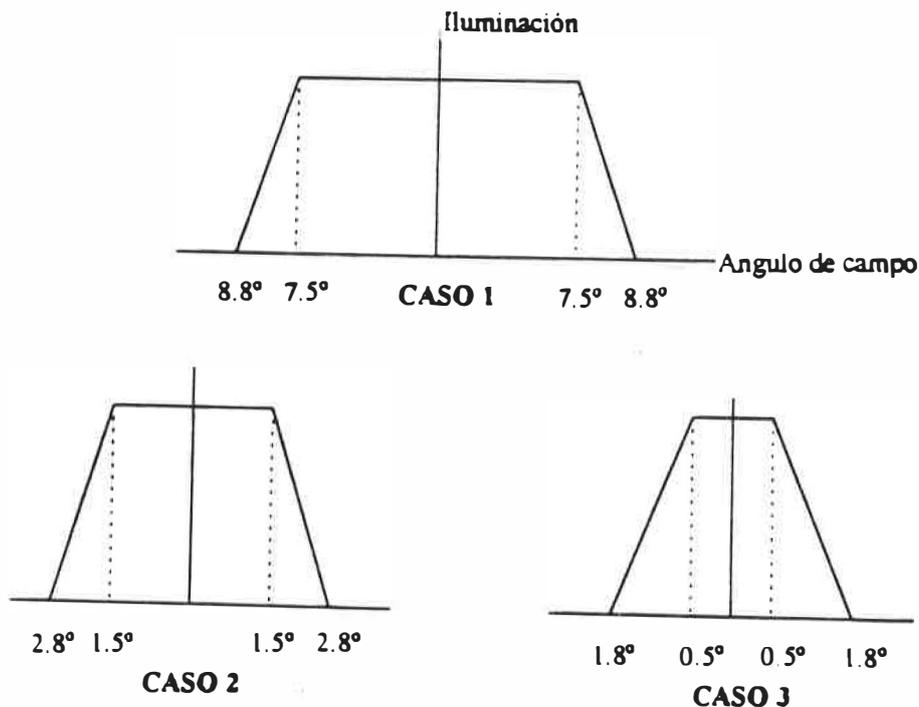


Fig. B.2: Gráficas de iluminación en función del ángulo de campo

En la figura (B.3) se muestra el plano general del tubo colimador o limitador de campo con sus dimensiones.

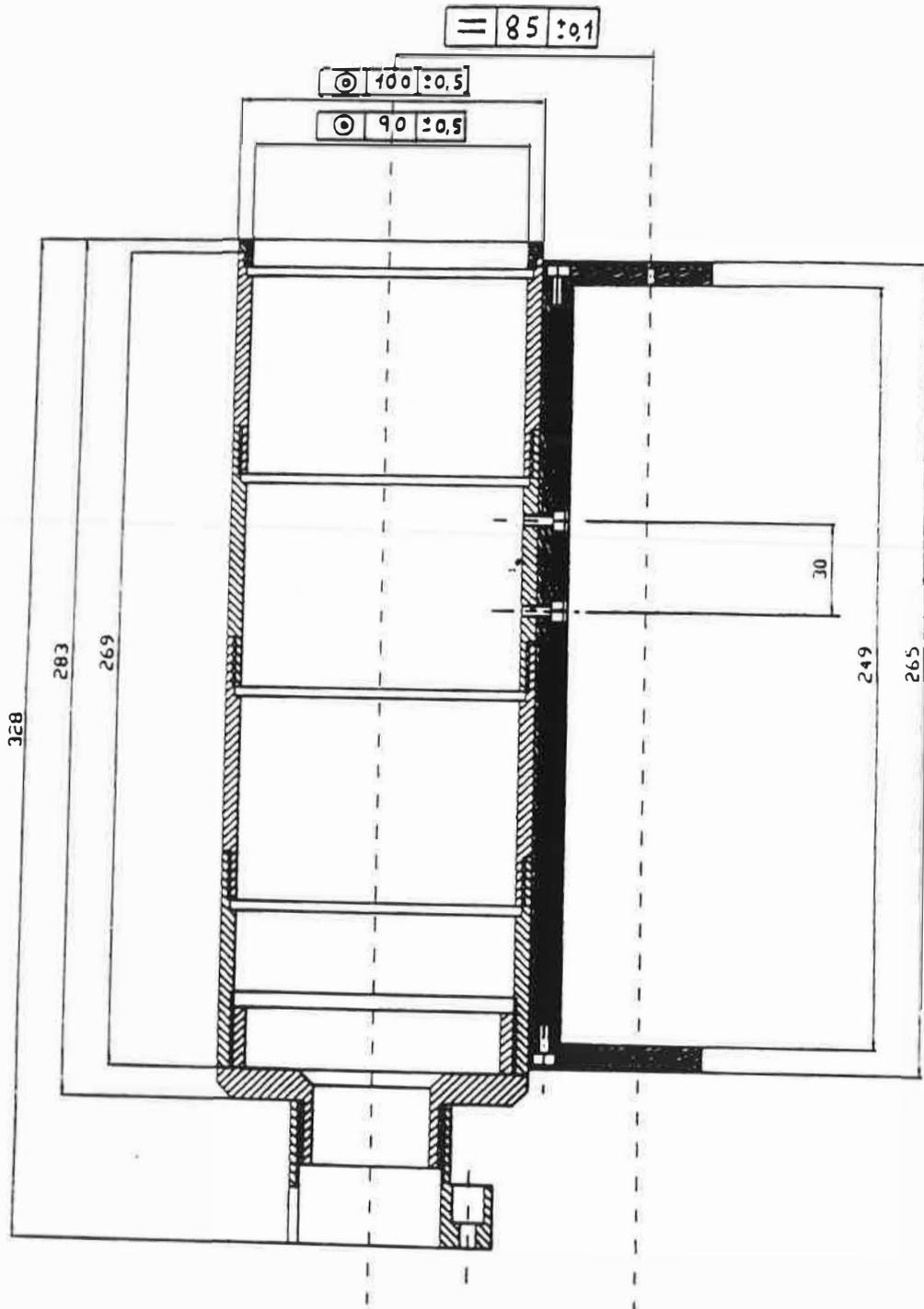
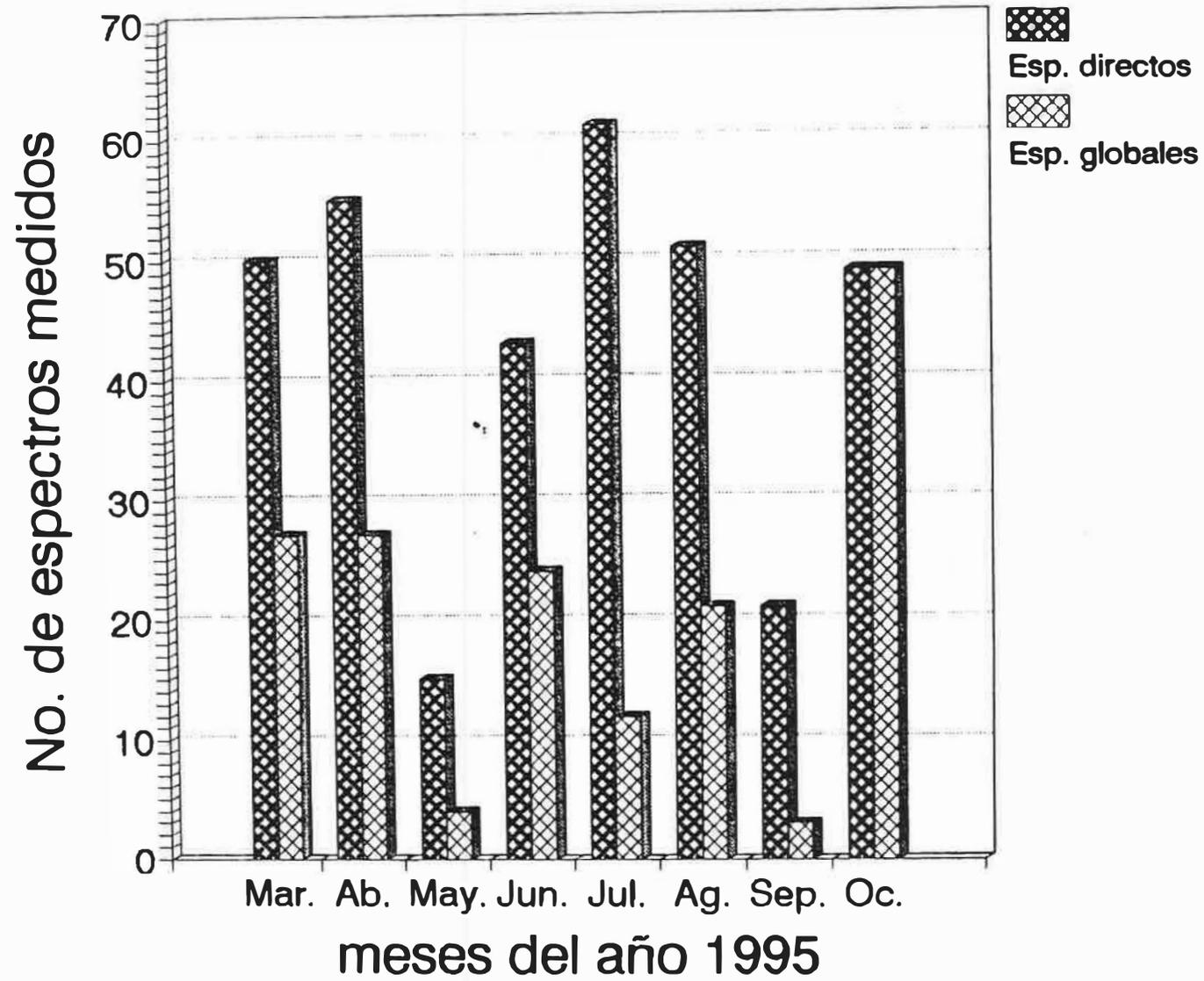


Fig. B.3: Plano del tubo colimador o limitador de campo

Calendario de medidas de espectros de irradiancia solar

En este apéndice se enumeran los espectros de irradiancia solar que fueron medidos en la campaña del año 1995 y los que se usaron en la presente memoria. En la primera columna se indica el día en que se realizan medidas, en la segunda se incluye para cada día de medidas datos relativos a la presión media (dato del Centro Meteorológico), el número de espectros de irradiancia directa medidos (denotado por #d) y los de irradiancia global (denotado por #g). La siguiente columna especifica el nombre que se le dió a cada fichero de irradiancia espectral, anteponiendo el prefijo **d** si se refiere a irradiancia directa; si aparece el prefijo **(g)** se indica que se midió un espectro de irradiancia global en las mismas condiciones que el correspondiente de directa (acto seguido a él). Un * después del nombre del fichero indica que el correspondiente a irradiancia directa se procesó y usó en los diferentes estudios que se describen a lo largo del texto. Finalmente, en las últimas dos columnas se indica la hora en tiempo universal en que fué medido el espectro y la masa de aire correspondiente a esa hora.



MARZO				
Fecha	Día del año P. media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	mada aire (absoluta)
07-03-95	66	d070311.dat*	14,567	1,605
	934 mb	d070312.dat		
	#d = 9	d070313.dat*	14,783	1,67
	#g = 0	d070314.dat		
		d070315.dat*	15,133	1,603
09-03-95	68	d090311.dat*	11,217	1,421
	933 mb	d090312.dat*	11,817	1,358
	#d = 6	d090313.dat		
	#g = 0	d090314.dat*	15,15	1,778
		d090315.dat*	15,683	2,083
14-03-95	73	d140311.dat*	11,167	1,388
	930 mb	d140312.dat*	13,067	1,3
	#d = 4	d140313.dat*	15,080	1,875
	#g = 0	d140314.dat*	15,35	1,788
15-03-95	74	d150311.dat*	11,767	1,300
	933 mb	d150312.dat*	11,867	1,297
	#d = 4	d150313.dat*	12,117	1,286
	#g = 0	d150314.dat*	12,283	1,281
16-03-95	75	(g)d160311.dat*	9,983	1,615
	935,7 mb	(g)d160312.dat		
	#d = 9	(g)d160313.dat*	10,967	1,384
	#g = 9	(g)d160314.dat		
		(g)d160315.dat*	12,4	1,275
		(g)d160316.dat*	14,617	1,515
		(g)d160317.dat		
		(g)d160318.dat		
		(g)d160319.dat*	15,867	2,059
22-03-95	81	(g)d220311.dat*	9,8	1,600
	945 mb	(g)d220312.dat*	10,617	1,390
	#d = 5	(g)d220313.dat*	12,4	1,239
	#g = 5	(g)d220314.dat*	14,667	1,482
		(g)d220315.dat*	18,257	2,282
23-03-95	82	(g)d230311.dat*	11,06	1,516
	947,5 mb	(g)d230312.dat*	12,067	1,24
	#d = 4	(g)d230313.dat*	14,517	1,44
	#g = 4	(g)d230314.dat*	16,25	1,252
28-03-95	87	(g)d280311.dat*	10,117	1,427
	938,5 mb	(g)d280312.dat*	11,333	1,205
	#d=3 #g=3	(g)d280313.dat*	14,483	1,379
29-03-95	88	(g)d290311.dat*	11,433	1,22
	938,8 mb	(g)d290312.dat*	13,85	1,288
	#d=3 #g=3	(g)d290313.dat*	15,2	1,564
31-03-95	90	(g)d310311.dat*	9,517	1,577
	945 mb	(g)d310312.dat*	10,617	1,307
	#d=3 #g=3	(g)d310313.dat*	11,517	1,2

Resumen mensual: 77 espectros medidos
directos: 50 (39 procesados)
globales: 27

ABRIL				
Fecha	Día del año P. media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	mada aire (absoluta)
04-04-95	94	(g)d40411.dat*	13,567	1,198
	938 mb	(g)d40412.dat*	14,083	1,258
	#d = 5	(g)d40413.dat*	15,3	1,54
	#g = 3	d40414.dat*	15,767	1,733
05-04-95	95	(g)d50411.dat		
	938 mb	(g)d50412.dat*	9,783	1,43
	#d = 6	(g)d50413.dat*	11,4	1,173
	#g = 6	(g)d50414.dat*	13,417	1,18
		(g)d50415.dat*	14,85	1,401
06-04-95	96	(g)d60411.dat*	9,8	1,317
	943 mb	(g)d60412.dat*	10,033	1,382
	#d = 6	(g)d60413.dat*	11,533	1,164
	#g = 6	(g)d60414.dat*	13,45	1,182
		(g)d60415.dat*	14,9	1,412
07-04-95	97	(g)d70411.dat*	9,017	1,569
	938,5 mb	(g)d70412.dat*	10,383	1,279
	#d = 5	(g)d70413.dat*	11,633	1,138
	#g = 5	(g)d70414.dat*	14,017	1,232
12-04-95	102	d120411.dat*	10,517	1,219
	935,4 mb	d120412.dat		
	#d = 8	d120413.dat*	12,55	1,102
	#g = 0	d120414.dat*		
		d120415.dat*	13,5	1,147
13-04-95	103	d130411.dat*	10,983	1,156
	934,5 mb	d130412.dat		
	#d = 7	d130413.dat*	11,167	1,14
	#g = 0	d130414.dat*	13,85	1,175
		d130415.dat		
		d130416.dat*	14,717	1,312
14-04-95	104	d140411.dat*	12,217	1,090
	#d = 9	d140412.dat*	13,583	1,146
	#g = 0	d140413.dat		
		d140414.dat*	14,233	1,223
		d140415.dat		
		d140416.dat*	15,017	1,379
15-04-95	105	d150411.dat*	14	1,171
	940,2 mb	d150412.dat*	14,083	1,202
	#d = 3	d150413.dat*	16,383	1,972
	#g = 0			
18-04-95	108	(g)d180411.dat*	14,183	1,197
	937,9 mb	(g)d180412.dat*	15,033	1,36
	#d = 4	(g)d180413.dat		
	#g = 4	(g)d180414.dat*	16,167	1,795
19-04-95	109	(g)d190411.dat*	8,567	1,7
	929 mb	(g)d190412.dat*	10,2	1,216
	#d=3 #g=3	(g)d190413.dat*	11,617	1,078

Resumen mensual: 81 espectros medidos
directos: 54 (41 procesados)
globales: 27

MAYO

Fecha	Día del año P media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = Procesado)	Hora UT	meda aire (absoluta)
03-05-95	123	(g)d0305i1.dat*	9.167	1.367
	937 mb	(g)d0305i2.dat*	11.283	1.055
	#d = 4	(g)d0305i3.dat*	13.783	1.097
	#g = 4	(g)d0305i4.dat*	15.483	1.405
24-05-95	144	d2405i1.dat*	8.717	1.402
	931 mb #d=2 #g=0	d2405i2.dat*	15	1.207
30-05-95	150	d3005i1.dat*	13.167	1.044
	942.6 mb	d3005i2.dat*	13.967	1.066
	#d = 5	d3005i3.dat*	15.267	1.263
	#g = 0	d3005i4.dat*	15.817	1.407
31-05-95	151	d3105i1.dat*	13.55	1.03
	942 mb	d3105i2.dat*	13.817	1.035
	#d = 4	d3105i3.dat*	14.867	1.182
	#g = 0	d3105i4.dat*	15.867	1.419

Resumen mensual: 19 espectros medidos
 directos: 15 (14 procesados)
 globales: 4

JUNIO

Fecha	Día del año P media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	meda aire (absoluta)
01-06-95	152	d106i1.dat*	8.3	1.548
	941 mb	(g)d106i2.dat*	10	1.128
	#d = 6	(g)d106i3.dat*	11.483	1.001
	#g = 3	(g)d106i4.dat*	13.433	1.02
06-06-95	157	d106i5.dat*	14.983	1.198
	934 mb #d = 4 #g = 3	d106i6.dat	15.117	1.278
07-06-95	158	(g)d606i1.dat*	11.333	0.987
	935 mb	(g)d606i2.dat*	13.917	1.044
	#d = 5	d606i3.dat*	16.133	1.478
	#g = 0	d706i1.dat*	7.533	1.333
12-06-95	163	d706i2.dat*	8.25	1.55
	931.5 mb	d706i3.dat*	10.717	1.039
	#d = 4	d706i4.dat*	13.717	1.027
	#g = 0	d706i5.dat*	15.45	1.277
13-06-95	163	d1206i1.dat*	7.317	2.084
	931.5 mb	d1206i2.dat*	8.817	1.35
	#d = 4	d1206i3.dat*	10.417	1.062
	#g = 0	d1206i4.dat*	11.25	0.992
15-06-95	164	(g)d1306i1.dat*	14.167	1.061
	934 mb	(g)d1306i2.dat*	14.517	1.102
	#d = 4	(g)d1306i3.dat*	15.75	1.341
	#g = 4	(g)d1306i4.dat*	16.133	1.46
15-06-95	166	(g)d1506i1.dat*	8.1	1.615
	938 mb	(g)d1506i2.dat*	10.683	1.041
	#d = 5	(g)d1506i3.dat*	13.45	1.005
	#g = 5	(g)d1506i4.dat*	15.067	1.187
		(g)d1506i5.dat*	16.233	1.495
16-06-95	167	(g)d1606i1.dat*	7.383	2.04
	934.5 mb	(g)d1606i2.dat*	7.583	1.997
	#d=3 #g=3	(g)d1606i3.dat*	9.85	1.137
20-06-95	171	(g)d2006i1.dat*	10.6	1.049
	935.8 mb #d=1 #g=1			
21-06-95	172	(g)d2106i1.dat*	7.733	1.823
	941 mb	(g)d2106i2.dat*	9.2	1.27
	#d=3 #g=3	(g)d2106i3.dat*	11.567	0.992
22-06-95	173	(g)d2206i1.dat*	7.733	1.82
	938.2 mb	d2206i2.dat*	10.833	1.002
	#d=3 #g=1	d2206i3.dat*	11.967	0.978
23-06-95	174	(g)d2306i1.dat*	8.667	1.398
	929.5 mb	d2306i2.dat*	10.1	1.098
	#d=3 #g=1	d2306i3.dat*	11.383	0.988
26-06-95	179	d2606i1.dat*	9	1.684
	935.8 mb #d=2 #g=0	d2606i2.dat*	9.45	1.216

Resumen mensual: 67 espectros medidos
 directos: 43 (42 procesados)
 globales: 24

JULIO				
Fecha	Día del año P. media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	masa aire (absoluta)
05-07-95	186	d50711.dat*	8.15	1.643
	941.3 mb	d50712.dat*	10.05	1.13
	#d = 6	(g)d50713.dat		
	#g = 1	d50714.dat		
		d50715.dat*	15.55	1.284
		d50716.dat*	16.55	1.612
06-07-95	187	d60711.dat*	7.757	1.849
	938.4 mb	d60712.dat*	9.1	1.311
	#d = 6	d60713.dat*	14.233	1.088
	#g = 0	d60714.dat*	15.383	1.243
		d60715.dat		
		d60716.dat*	16.35	1.524
07-07-95	188	(g)d70711.dat*	8.157	1.632
	935 mb	(g)d70712.dat*	9.417	1.235
	#d=3 #g=3	(g)d70713.dat*	11.4	1
14-07-95	163	(g)d140711.dat*	7.783	2.17
	938.5 mb	d140712.dat*	9.387	1.262
	#d=3 #g=1	d140713.dat*	10.3	1.041
17-07-95	198	(g)d170711.dat*	7.7	1.956
	938.5 mb	(g)d170712.dat*	8.8	1.423
	#d = 5	(g)d170713.dat*	10.15	1.127
	#g = 5	(g)d170714.dat*	11.267	1.013
		(g)d170715.dat*	12.617	0.988
18-07-95	199	d180711.dat*	7.417	2.2
	940.4 mb	d180712.dat*	8.533	1.527
	#d = 8	d180713.dat		
	#g = 0	d180714.dat		
		d180715.dat*	15.857	1.381
		d180716.dat*	16.717	1.717
		d180717.dat		
		d180718.dat		
19-07-95	200	d190711.dat*	9.167	1.325
	938 mb	d190712.dat*	10.133	1.135
	#d=3 #g=0	d190713.dat*	13.367	1.012
20-07-95	201	d200711.dat		
	938 mb	d200712.dat		
	#d = 10	d200713.dat*	8.5	1.545
	#g = 0	d200714.dat*	9.3	1.294
		d200715.dat		
		d200716.dat		
		d200717.dat*	13.583	1.025
		d200718.dat		
		d200719.dat*	15.587	1.301
		d200720.dat		
21-07-95	202	d210711.dat*	11.033	1.338
	935 mb	d210712.dat*	13.717	1.032
	#d = 5	d210713.dat*	15.333	1.101
	#g = 0	d210714.dat*	17.057	1.331
		d210715.dat		
24-07-95	205	d240711.dat*	10.833	1.059
	934.5 mb	d240712.dat*	12.857	0.988
	#d = 4	d240713.dat*	13.833	0.944
	#g = 0	d240714.dat*	14.85	1.132
27-07-95	208	(g)d270711.dat*	10.557	1.333
	938 mb	(g)d270712.dat*	12.25	0.997
	#d = 4	d270713.dat*	15.05	1.205
	#g = 2	d270714.dat*	15.583	1.583
31-07-95	212	d310711.dat*	9.3	1.579
	930.2 mb	d310712.dat*	10.117	1.54
	#d = 4	d310713.dat*	14.957	1.33
	#g = 0	d310714.dat*	16.31	1.57

Resumen mensual:

73 espectros medidos
directos 61 (47 procesados)
globales 12

AGOSTO				
Fecha	Día del año P. media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	masa aire (absoluta)
02-08-95	214	d20811.dat*	8	1.87
	934 mb	d20812.dat*	9.45	1.292
	#d = 5	(g)d50713.dat*	11.65	1.021
	#g = 1	d20814.dat*	15.883	1.429
		d20815.dat*	17.65	2.63
03-08-95	215	(g)d30811.dat*	8.133	1.791
	931.4 mb	(g)d30812.dat*	9.5	1.28
	#d = 5	d30813.dat*	11.283	1.039
	#g = 4	(g)d30814.dat*	14.317	1.108
		(g)d30815.dat*	16.1	1.506
05-08-95	217	(g)d50811.dat*	10.167	1.52
	932.4 mb	(g)d50812.dat*	15.45	1.316
	#d=2 #g=0			
08-08-95	220	d60811.dat*	8.317	1.729
	933.3 mb	(g)d60812.dat*	15	1.231
	#d=3 #g=2	(g)d60813.dat*	16.65	1.809
09-08-95	221	d90811.dat*	10.017	1.197
	931.4 mb			
	#d=1 #g=0			
10-08-95	222	(g)d100811.dat*	9.783	1.248
	934.4 mb	(g)d100812.dat*	11.017	1.078
	#d=2 #g=2			
12-08-95	224	d120811.dat*	8.517	1.672
	942.1 mb	(g)d120812.dat*	10.017	1.221
	#d = 4	d120813.dat*	11.517	1.053
	#g = 2	(g)d120814.dat*	14.017	1.14
14-08-95	226	(g)d140811.dat*	9.15	1.427
	938.1 mb	(g)d140812.dat*	10.633	1.13
	#d = 4	(g)d140813.dat*	14.233	1.138
	#g = 4	(g)d140814.dat*	15.6	1.413
16-08-95	228	d160811.dat*	9.783	1.588
	935.2 mb	d160812.dat*	10.467	1.156
	#d=2 #g=0			
18-08-95	230	d180811.dat*	9.857	1.505
	932.5 mb	d180812.dat*	10.717	1.129
	#d = 4	d180813.dat*	15.467	1.398
	#g = 0	d180814.dat*	16.857	2.039
25-08-95	237	d250811.dat*	8.45	1.614
	942.8 mb	d250812.dat*	9.117	1.511
	#d = 8	d250813.dat		
	#g = 0	d250814.dat		
		d250815.dat*	15.583	1.508
		d250816.dat*	16.583	2.027
26-08-95	238	(g)d260811.dat*	8.4	1.948
	940.4 mb	(g)d260812.dat*	9.857	1.306
	#d = 8	(g)d260813.dat		
	#g = 8	(g)d260814.dat		
		(g)d260815.dat*	15.217	1.399
		(g)d260816.dat*	16.6	2.054
28-08-95	240	d280811.dat*	8.557	1.774
	941.4 mb	d280812.dat*	9.857	1.317
	#d=3 #g=0	d280813.dat*	11.357	1.119
30-08-95	242	d300811.dat*	8.917	1.657
	938.1 mb	d300812.dat*	10.067	1.279
	#d = 4	d300813.dat*	14.25	1.221
	#g = 0	d300814.dat*	15.183	1.418

Resumen mensual:

72 espectros medidos
directos 51 (47 procesados)
globales 21

SEPTIEMBRE				
Fecha	Día del año P media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	masa aire (absoluta)
02-09-95	245	d20911.dat*	9,417	1,452
	934,1 mb	d20912.dat*	11,233	1,141
	#d = 5	d20913.dat*	13,983	1,2
	#g = 0	d20914.dat*	15,5	1,549
		d20915.dat*	16,933	2,567
09-09-95	252	d90911.dat*	14,533	1,345
	934,2 mb	d90912.dat*	15,45	1,62
	#d=3 #g=0	d90913.dat*	16,1	1,966
13-09-95	258	d130911.dat*	8,95	2,102
	936,3 mb	d130912.dat*	9,55	1,5
	#d = 4	d130913.dat*	10,817	1,245
	#g = 0	d130914.dat*	13,967	1,284
23-09-95	268	d230911.dat*	9,15	1,756
	940,1 mb	d230912.dat*	9,65	1,564
27-09-95	270	d270911.dat*	9,783	2,021
	942,5 mb	d270912.dat*	10,117	1,479
	#d = 4	(g)d270913.dat*	11,817	1,274
	#g = 2	(g)d270914.dat*	14,283	1,497
29-09-95	272	d290911.dat*	9,083	1,865
	937,8 mb	d290912.dat*	10,2	1,472
	#d=3 #g=1	(g)d290913.dat*	11,717	1,287

Resumen mensual: 24 espectros medidos
directos: 21 (21 procesados)
globales: 3

RESUMEN ANUAL				
mes	días	directos (proc)	globales	total
MARZO	10	50 (39)	27	77
ABRIL	10	54 (41)	27	81
MAYO	4	15 (14)	4	19
JUNIO	12	43 (42)	24	67
JULIO	12	61 (47)	12	73
AGOSTO	14	51 (47)	21	72
SEPTMB	6	21 (21)	3	24
OCTUBR	9	49 (36)	49	98
total	77	344 (287)	167	511

OCTUBRE				
Fecha	Día del año P media (mb) Núm. directos Núm. globales	Nombre (d=directo) (g=global) (* = procesado)	Hora UT	masa aire (absoluta)
05-10-95	278	(g)d51011.dat*	9,133	1,929
	936,4 mb	(g)d51012.dat*	10,7	1,435
	#d=3 #g=3	(g)d51013.dat*	14,6	1,702
06-10-95	279	(g)d61011.dat*	9,883	2,102
	936,4 mb	(g)d61012.dat*	9,517	1,762
	#d = 4	(g)d61013.dat*	11,267	1,376
09-10-95	282	(g)d91011.dat*	8,617	2,388
	936,4 mb	(g)d91012.dat*	9,667	1,749
	#d = 6	(g)d91013.dat*		
13-10-95	288	(g)d91014.dat*	14,917	1,922
	940,1 mb	(g)d91015.dat*	15,96	2,814
	#d = 5	(g)d131011.dat*	8,65	2,452
	#g = 5	(g)d131012.dat*	10	1,685
		(g)d131013.dat*	11,567	1,424
16-10-95	289	(g)d131014.dat*	12,317	1,413
	936,5 mb	(g)d161011.dat*	8,983	2,243
	#d = 6	(g)d161012.dat*	9,983	1,736
	#g = 6	(g)d161013.dat*		
		(g)d161014.dat*		
19-10-95	292	(g)d161015.dat*	14,333	1,798
	944,8 mb	(g)d161016.dat*	15,3	2,359
	#d = 6	(g)d191011.dat*	8,567	2,752
	#g = 6	(g)d191012.dat*	9,617	1,344
		(g)d191013.dat*		
20-10-95	293	(g)d191014.dat*	15,117	2,319
	941,3 mb	(g)d191015.dat*	16,2	3,96
	#d = 4	(g)d201011.dat*	9,8	2,517
	#g = 4	(g)d201012.dat*	9,883	1,843
		(g)d201013.dat*	11,233	1,541
23-10-95	298	(g)d201014.dat*	12,65	1,52
	934,9 mb	(g)d231011.dat*	8,75	2,643
	#d = 6	(g)d231012.dat*	9,917	1,968
	#g = 6	(g)d231013.dat*		
		(g)d231014.dat*		
30-10-95	303	(g)d231015.dat*	14,3	1,915
	936,5 mb	(g)d231016.dat*	15,433	2,738
	#d = 9	(g)d301011.dat*	8,633	3,063
	#g = 9	(g)d301012.dat*	9,633	2,136
		(g)d301013.dat*		
		(g)d301014.dat*		
		(g)d301015.dat*	12,4	1,625
		(g)d301016.dat*		
		(g)d301017.dat*	14,9	2,442
	(g)d301018.dat*	15,917	3,997	
	(g)d301019.dat*			

Resumen mensual: 98 espectros medidos
directos: 49 (36 procesados)
globales: 49

