

FCI/T 7 110

Tesis Doctoral

UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha 30/01/02.....
ENTRADA NUM. 245.....

Estudio de las propiedades de los aerosoles atmosféricos en Armilla (Granada).



BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
Nº Documento b13380977
Nº Control 15823210

Grupo de Física de la Atmósfera

**Departamento de Física Aplicada
Facultad de Ciencias
Universidad de Granada**

Hassan Lyamani
Granada, Enero 2002

UNIVERSIDAD DE GRANADA
23 ENE. 2001
COMISION DE DOCTORADO



Biblioteca Universitaria de Granada

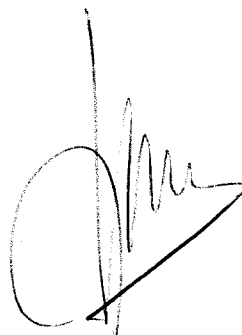
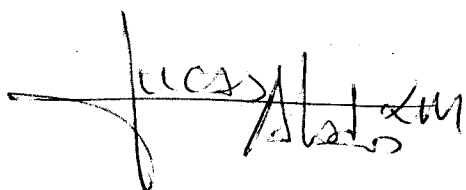


01089981

Estudio de las propiedades de los aerosoles atmosféricos en Armilla (Granada).

Visado en Granada a 22 de Enero de 2000

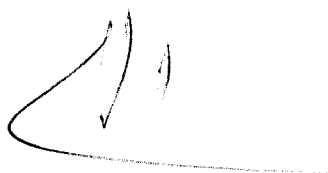
Los directores de la tesis:



Firmado: Dr. Lucas Alados Arboledas Dr. Francisco José Olmo Reyes

Profesores Titulares del Dpto. de Física Aplicada
de la Universidad de Granada

Memoria presentada para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas
por la **Universidad de Granada**



Firmado: Hassan Lyamani
Licenciado en Ciencias Físicas

Quiero expresar mis más sincero agradecimiento a todas aquellas personas que, de una forma u otra, han hecho posible la realización de este trabajo.

Primeramente quiero dar las gracias a los directores de esta memoria, el Doctor D. Lucas Alados Arboledas y el Doctor D. Francisco José Olmo Reyes, por su dedicación y apoyo constante que han hecho posible la realización de este trabajo.

Mi más sincero agradecimiento para Guillermo Ballester, meteorólogo jefe de la oficina Meteorológica de la base área de Armilla, y el Instituto Nacional de Meteorología por las medidas fotométricas y la información meteorológica usada en este trabajo. A los equipos del Doctor D. Juan Pedro Díaz, y del Doctor D. José Antonio Martínez-Lozano les agradezco el habernos proporcionado algunos de los programas informáticos utilizados en esta memoria. Al personal del INTA (Arenosillo) y en especial al Dr. D. Benito de la Morena les agradezco el habernos proporcionado los datos de contenido vertical de ozono.

También quisiera agradecer a la NOAA los datos de ozono proporcionados (<http://jwocky.gsfc.nasa.gov>), las imágenes del índice de aerosoles (<http://toms.gsfc.nasa.gov/aerosols/aerosols.html>), y el haber podido disponer del modelo (<http://www.arl.noaa.gov/ss/models/HYSPLIT.html>) de cálculo de las retrotrayectorias.

Por último a todos los compañeros del grupo de investigación, por su colaboración, amistad y apoyo en todo momento.

A la memoria de mi padre

A mi madre



Índice

1. Introducción.	1
2. Fundamentos.	9
2.1. Introducción.	11
2.2. Constituyentes atmosféricos.	12
2.3. Los aerosoles atmosféricos.	12
2.3.1. Mecanismos de producción y de eliminación de aerosoles.	14
2.3.2. Clasificación de aerosoles.	15
2.4. La constante solar y el espectro solar.	18
2.5. La radiación solar: Interacción con la atmósfera.	21
2.5.1. Introducción.	21
2.5.2. Ecuación de transporte radiativo.	21
2.5.3. Atenuación de la radiación solar directa.	24
2.5.3.1. Procesos de absorción.	28
2.5.3.2. Procesos de dispersión.	34
3. Caracterización de la instrumentación y del lugar de medida.	41
3.1. Introducción.	43
3.2. Caracterización del entorno donde se han realizado las medidas.	44
3.3. Instrumentación.	50
3.3.1. Fotómetro solar MS-120.	50
3.3.1.1. Método Langley.	52
3.3.2. Piranómetro CM-11.	56
4. Profundidad óptica de aerosoles.	59
4.1. Introducción.	61
4.2. Determinación de la profundidad óptica de aerosoles.	62
4.3. Determinación de los coeficientes α y β de Angström.	65
4.4. Análisis de la profundidad óptica de aerosoles.	67

4.5. Análisis de los coeficientes α y β de Angström.	85
5. Distribución de tamaño de aerosoles.	91
5.1. Introducción.	93
5.2. Formulación básica.	94
5.3. Métodos de determinación de la distribución de tamaño.	96
5.4. Método empleado para la determinación de la distribución de tamaño.	98
5.5. Consideraciones previas a la inversión.	101
5.5.1. Intervalo de radio.	101
5.5.2. Selección del índice de refracción.	102
5.6. Distribución de tamaño de aerosoles.	103
5.7. Parametrización de las distribuciones de tamaño.	111
5.8. Otros parámetros físicos de aerosoles.	113
6. Estudio de las propiedades radiativas de aerosoles.	121
6.1. Introducción.	123
6.2. Determinación de los parámetros ópticos.	124
6.3. Análisis del parámetro de asimetría.	126
6.4. Análisis del albedo de dispersión simple.	133
6.5. Análisis de la función de fase.	138
7. Estudio de eventos de polvo sahariano.	149
7.1. Introducción.	151
7.2. Detección de eventos de polvo sahariano.	152
7.3. Análisis de retrotrayectorias.	154
7.4. Profundidad óptica de aerosoles durante los eventos.	154
7.5. Comparación con las imágenes TOMS.	159
7.6. Características físicas de los aerosoles durante los eventos.	162
7.7. Propiedades ópticas de los aerosoles durante los eventos.	167

8. Conclusiones.	173
Apéndice. Factor de turbiedad de Linke.	181
Referencias.	187



Capítulo 1

Introducción

En los últimos años ha surgido una preocupación generalizada acerca del clima y en particular sobre el riesgo de que el hombre esté induciendo un cambio en él. De acuerdo con los resultados publicados recientemente en el Tercer Informe del Grupo Intergubernamental de Expertos sobre el Cambio Climático (IPCC, 2001), el clima de la Tierra ha cambiado de modo evidente, tanto global como regionalmente, desde la era pre-industrial. Este informe señala que existen claras evidencias de que el calentamiento global observado durante los últimos cincuenta años se debe a la actividad humana. Según el criterio de la Organización Meteorológica Mundial (OMM), el clima es la síntesis del tiempo meteorológico en un periodo de tiempo esencialmente amplio como para establecer sus características estadísticas (valores medios, variancias, probabilidades de fenómenos extremos,...). El clima es el resultado de la interacción entre los diferentes componentes del Sistema Climático, que incluye la atmósfera, la

hidrosfera, la criosfera, la litosfera y la biosfera. Estos subsistemas del Sistema Climático interactúan entre sí, intercambiando energía, materia y cantidad de movimiento. La fuente fundamental de energía del Sistema Climático tiene un origen exterior al propio sistema y es la energía radiante del Sol. La Tierra absorbe una parte de la radiación solar que incide sobre ella y refleja el resto. Esta energía que entra en el Sistema Climático es redistribuida por las circulaciones atmosférica y oceánica y reemitida en longitudes de onda del infrarrojo térmico al espacio. De este modo, se produce un balance global entre la energía entrante, de origen solar, y la saliente, emitida por la Tierra. Cualquier factor capaz de alterar el intercambio radiativo de la Tierra con el espacio o que altere la redistribución de energía entre los diferentes componentes del Sistema Climático va a afectar al clima. En este sentido, se habla de un forzamiento climático como cualquier cambio en el balance de energía del sistema Tierra-Atmósfera, hablándose de forzamiento positivo si el efecto es producir un calentamiento de la superficie terrestre y de la baja atmósfera, y de forzamiento negativo en caso contrario.

Las actividades humanas son responsables, entre otros efectos, de haber incrementado la concentración de algunos gases atmosféricos, como el dióxido de carbono, el metano, el óxido de nitrógeno y el ozono troposférico. Estos gases son radiativamente activos en el infrarrojo térmico y absorben de modo efectivo la radiación infrarroja emitida por la superficie terrestre. Este proceso de absorción que lleva asociado el consiguiente proceso de emisión, tanto hacia la superficie terrestre como hacia el espacio, produce el conocido efecto invernadero. Este fenómeno natural es responsable de que en la superficie terrestre la temperatura sea unos 30 K mayor de lo que sería en ausencia de atmósfera. Ahora bien, un aumento de la concentración de estos gases, conocidos como gases de efecto invernadero, produce un forzamiento radiativo del clima al alterar el balance de energía global.

Por otro lado, existen otros componentes atmosféricos que también están siendo alterados por la actividad humana: los aerosoles. Los aerosoles son pequeñas partículas sólidas o líquidas que se encuentran en suspensión en el seno de la atmósfera. Estas partículas intervienen de modo activo en el establecimiento del balance radiativo del Sistema Tierra-Atmósfera. Esta intervención tiene lugar de forma directa, mediante el proceso de dispersión y absorción de la radiación tanto solar como infrarroja térmica,

aunque su interacción con la primera es más importante. Pero también se producen efectos indirectos sobre el balance de radiación, ya que los aerosoles producen modificaciones en la estructura microfísica de las nubes, que conllevan modificaciones en su cuantía y en sus efectos radiativos. Los aerosoles tienen orígenes muy diversos, tanto naturales (tormentas de arena, actividad volcánica) como antropogénicos (quema de biomasa y combustible fósiles, degradación del terreno). Existen evidencias de que la concentración de aerosoles troposféricos ha aumentado en los últimos años debido al incremento de emisiones antropogénicas, tanto de partículas como de gases precursores de la formación de las mismas. Esto supone una modificación en el balance radiativo del Sistema Tierra-Atmósfera, que se traduce en un forzamiento del clima cuyo signo parece ser negativo. Es decir, en cierto modo intentaría contrarrestar el forzamiento positivo debido al incremento de los gases de efecto invernadero. No obstante, existe un elevado grado de incertidumbre acerca de la magnitud del forzamiento debido a los aerosoles. Así, hay que decir que aunque la mayor parte de los aerosoles se localizan en las capas bajas de la troposfera, el efecto radiativo de los aerosoles depende de su distribución vertical en la atmósfera. Por otro lado, los aerosoles sufren diferentes procesos físicos y químicos en la atmósfera, sobre todo en el interior de las nubes, y son eliminados de un modo eficaz por la precipitación, de modo que su tiempo medio de residencia no excede la semana. Este corto tiempo de residencia sumado al carácter heterogéneo y a veces discontinuo de sus fuentes hace que los aerosoles presenten una distribución no homogénea con una localización preponderante en la proximidad de sus fuentes, aunque en ocasiones son posibles procesos de transporte a gran distancia. Evidentemente, estos aspectos dificultan tanto el propio estudio de los aerosoles como la valoración de sus efectos radiativos a nivel global. Por otro lado, el forzamiento radiativo de los aerosoles depende no sólo de su distribución espacial sino también de la forma de los mismos, su distribución de tamaño y composición.

De acuerdo con los resultados del último informe del Grupo Intergubernamental de expertos sobre el Cambio Climático (IPCC, 2001), la temperatura superficial media global de la Tierra se ha incrementado en 0.6 ± 0.2 °C durante el último siglo. Este calentamiento, al menos parcialmente, es el resultado del forzamiento antropogénico del clima. Tanto el signo como la magnitud de la contribución del aumento de los gases de efecto invernadero a este forzamiento está definido, pero hay que indicar que en la cuantificación del forzamiento antropogénico del clima existen grandes incertidumbres

asociadas, entre otros factores, al efecto de los aerosoles. Con el fin de reducir esta incertidumbre se hace necesario realizar estudios regionales en los que se caractericen las propiedades de los aerosoles, especialmente aquellas que afectan de un modo más marcado el forzamiento climático de los mismos. En este tipo de estudios se trata de obtener información que nos permita conocer los cambios estacionales en el régimen de aerosoles de la zona de estudio, y por ello es conveniente realizar campañas experimentales que incluyan en su duración más de un ciclo estacional. Por otro lado, con el fin de hacer posible la inferencia de la existencia de tendencias en el aumento o disminución de la carga de aerosoles hace necesario mantener programas de observación operativos a largo plazo.

Por las razones apuntadas, en este trabajo se ha llevado a cabo un estudio exhaustivo de los aerosoles en el entorno de una zona sub-urbana próximo a una ciudad de tamaño medio, caracterizada por su reducido nivel de industrialización. La zona se ve sometida con cierta frecuencia a la acción de nubes de polvo de origen sahariano, y además ha experimentado cambios importantes en el transcurso de los últimos años. La disponibilidad de una serie de datos aceptablemente extensa en el tiempo se ha utilizado para caracterizar el comportamiento estacional de los aerosoles que afectan la zona, así como para evidenciar modificaciones en las propiedades de los mismos, resultado tanto de los cambios en las condiciones sinópticas que han afectado a la zona de estudio como del aumento de la presión urbana sobre ella.

A continuación presentamos un breve esbozo de los contenidos desarrollados en el presente trabajo, haciendo un desglose por capítulos.

En el Capítulo 2 presentamos de modo resumido los fundamentos básicos sobre los aerosoles atmosféricos. El hecho de que nuestro interés se centre en el efecto radiativo de aerosoles y de que las técnicas usadas para caracterizarlo se basen en procedimientos ópticos nos ha llevado a incluir un repaso sobre los procesos de transferencia radiativa en la atmósfera, con especial énfasis en la región del espectro solar.

En el Capítulo 3 mostramos las características climáticas de la estación de medida, así como una descripción de la instrumentación empleada y de la metodología

de medida usada. En este punto se ha incluido una discusión acerca del mantenimiento del equipo de medida, el fotómetro EKO MS-120, y de los calibrados llevados a cabo periódicamente.

En el Capítulo 4 se aborda la obtención de la profundidad óptica de aerosoles a partir de las medidas de profundidad óptica total, detallando el procedimiento seguido para tal fin. El análisis de la serie de profundidades ópticas de aerosoles se aborda para cada longitud de onda. Con el fin de caracterizar su dependencia espectral se recurre a la determinación del exponente α de Angstrom. La serie de profundidad óptica de aerosoles se analiza con el fin de detectar ciclicidades y tendencias.

En el Capítulo 5 se aborda la inversión de las medidas de profundidad óptica de aerosoles con el fin de determinar la distribución de tamaño de las partículas aerosoles. La técnica de inversión empleada, basada en el método de King, se describe de modo apropiado, pasando a continuación a describir el procedimiento seguido para la determinación del valor de índice complejo de refracción utilizado en las inversiones. A continuación se analizan las distribuciones de tamaño obtenidas por inversión de los valores promedios mensuales de profundidad óptica de aerosoles. Estas distribuciones de tamaño se analizan en detalle, así como los parámetros que se pueden derivar de ellas. El comportamiento de las propiedades de tamaño de las partículas a lo largo de la serie se analiza e interpreta en función de las condiciones imperantes en la zona de estudio. Con el fin de aproximar la modelización del aerosol preponderante en la zona de estudio se aborda el estudio de la correlación entre diferentes propiedades de tamaño del aerosol y parámetros de determinación directa como la profundidad óptica de aerosoles en 500 nm y el exponente α de Angström.

En el Capítulo 6 se obtienen, mediante la aplicación de la teoría de Mie y la consideración de partículas esféricas, las propiedades ópticas de los aerosoles a partir de las distribuciones de tamaño de partículas obtenidas en el Capítulo anterior. Las propiedades obtenidas son fundamentales para la valoración del efecto radiativo de los aerosoles. Así, se analizan en detalle el albedo de dispersión simple, el parámetro de asimetría y la función de fase de dispersión. Destaca el comportamiento estacional de estos parámetros y su variación a lo largo de los años analizados. Se presta especial atención a la dependencia espectral de estos factores y se aborda su modelización a

partir de variables de determinación directa como puede ser el exponente α de Ångström.

Por último, en el Capítulo 7 abordamos el análisis de varios eventos de invasión de polvo sahariano que afectaron a la zona de estudio, con especial incidencia en los meses de verano. El interés de este estudio radica en la intensidad y frecuencia con la que estos eventos pueden afectar todo el sureste español. Para casos seleccionados se lleva a cabo un estudio exhaustivo de los cambios en las propiedades ópticas y de tamaño de los aerosoles.

Finalmente se presentan las principales conclusiones del trabajo realizado y se apuntan las líneas de trabajo que han sido sugeridas en el desarrollo del mismo.

Capítulo 2

Fundamentos

2. 1. Introducción

La distribución espectral de la radiación solar que llega a la superficie de la Tierra es función de la distribución de la radiación extraterrestre y de las interacciones con los constituyentes de la atmósfera terrestre. La radiación solar que llega a la superficie terrestre puede modificarse por el aumento de la concentración de las partículas sólidas y líquidas en la atmósfera. En este Capítulo describiremos los constituyentes de la atmósfera terrestre, tratando con más detalle los aerosoles atmosféricos. Como nuestras técnicas de observación se basan en la interacción de la radiación solar con los constituyentes de la atmósfera, revisaremos algunos conceptos relativos al espectro solar y analizaremos los procesos de interacción de la radiación solar con los constituyentes atmosféricos. Finalmente estableceremos las ecuaciones fundamentales que determinan la transferencia de la radiación en la atmósfera.

2. 2. Constituyentes atmosféricos

Desde el punto de vista de su estructura térmica la atmósfera terrestre se divide en diferentes capas: troposfera, estratosfera, mesosfera y termosfera. Dentro de cada una de ellas varía la temperatura, la densidad y la presión (Figura 2.1). La troposfera contiene el 90 % de la masa de la atmósfera y casi todo el agua atmosférica. En la troposfera dominan los procesos convectivos mientras que en la estratosfera domina el transporte horizontal. La composición de la atmósfera varía en función de la altitud, latitud y época del año. La Tabla 2.1 muestra la composición de la Atmósfera U. S. Estándar 1976, donde podemos ver que los principales constituyentes son: N₂(78.084%), O₂(20.984%) y Ar (0.934%). La concentración de algunos gases como el dióxido de carbono (0.33%), metano ($1.5 \cdot 10^{-4}\%$) y ozono ($0-12 \cdot 10^{-4}\%$), puede ser muy variable debido a las actividades industriales y a la dinámica general de la atmósfera.

En general, la atmósfera es una mezcla de gases con proporciones que pueden considerarse constantes hasta los 90 km de altitud. Las excepciones las constituyen el ozono y el vapor de agua. En la alta atmósfera el ozono se crea principalmente por la acción de la radiación ultravioleta. En la baja atmósfera se forma mediante la descomposición del dióxido de nitrógeno emitido en procesos industriales y los incendios forestales. El ozono se concentra fundamentalmente entre 15 y 30 km de altitud, y presenta una variación estacional y espacial. Su concentración es máxima en primavera y mínima en otoño. El vapor de agua es muy variable tanto en el espacio como en el tiempo, y se concentra principalmente en los niveles bajos de la troposfera. Su variación juega un papel muy importante en los procesos de absorción y emisión de la radiación. La atmósfera contiene además los aerosoles. En el apartado siguiente estableceremos el concepto del aerosol y describiremos las fuentes que lo originan y los mecanismos que lo eliminan, así como sus diferentes tipos.

2. 3. Los aerosoles atmosféricos

Los aerosoles atmosféricos son pequeñas partículas sólidas o líquidas que se mantienen suspendidas en la atmósfera. La lluvia, la nieve y el granizo no suelen

considerarse como aerosoles atmosféricos debido a su corto tiempo de residencia en la atmósfera. Tampoco incluiremos las nubes en los aerosoles atmosféricos.

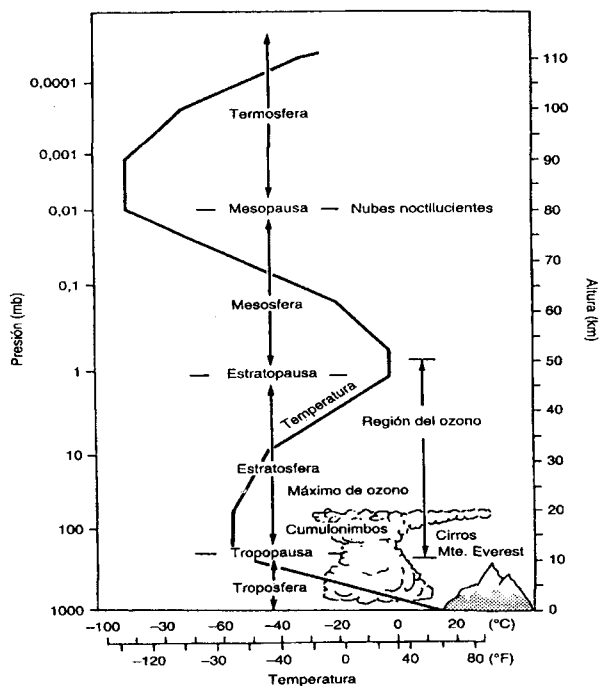


Figura 2.1. Variación de la temperatura y la presión con la altitud. Figura adaptada de Barry y Chorley (1999).

Constituyentes	Contenido en % de volumen
Nitrógeno	78.084
Oxígeno	20.948
Argón	0.934
Dióxido de carbono	0.33
Neón	$18.18 * 10^{-4}$
Helio	$5.24 * 10^{-4}$
Kriptón	$1.14 * 10^{-4}$
Xenón	$0.089 * 10^{-4}$
Hidrogeno	$0.5 * 10^{-4}$
Metano	$1.5 * 10^{-4}$
Oxido nitroso	$0.27 * 10^{-4}$
Monóxido de carbono	$0.19 * 10^{-4}$
Vapor de agua	0 - 0.04
Ozono	$0 - 12 * 10^{-4}$
Dióxido de azufre	$0.001 * 10^{-4}$
Dióxido de nitrógeno	$0.001 * 10^{-4}$
Amoniaco	$0.004 * 10^{-4}$
Oxido nítrico	$0.005 * 10^{-5}$

Tabla 2.1. Composición de la atmósfera U. S. Estándar 1976

Los aerosoles son sustancias traza en la atmósfera (1 a 100 ppb de la masa del aire) y presentan una gran variabilidad en el espacio y el tiempo, así como en su tamaño, forma y composición. Sus concentración varía desde $2 \mu\text{g m}^{-3}$ en los polos, $30 \mu\text{g m}^{-3}$ en áreas rurales, $170 \mu\text{g m}^{-3}$ en áreas urbanas, hasta $100\,000 \mu\text{g m}^{-3}$ en tormentas de arena (Horvath, 1998). La extensión vertical de los aerosoles troposféricos también es muy variable: recientes medidas obtenidas por Gobbi et al. (2000) y Esposito et al. (1996) en Europa muestran una extensión vertical de 4 hasta 10 km para los aerosoles del Sahara.

Normalmente los aerosoles y los gases atmosféricos presentan características muy distintas. Los gases atmosféricos son invisibles y reaccionan entre ellos, mientras que los aerosoles afectan a la visibilidad y son bastante inactivos químicamente. Por otra parte, los aerosoles y los gases atmosféricos tienen mucho en común. Aproximadamente la mitad de la masa de aerosoles atmosféricos se produce mediante la conversión gas-partícula.

2. 3. 1. Mecanismos de producción y de eliminación de aerosoles

Básicamente hay dos mecanismos de producción de los aerosoles:

1. La conversión gas-partícula.
2. Procesos mecánicos.

La conversión gas-partícula incluye la producción de partículas sólidas y líquidas a partir de sustancias en fase de gas. Esta producción puede deberse a la formación de nuevas partículas (condensación homogénea) o a la condensación en las partículas existentes (condensación heterogénea). Whitby (1978) estima que un 95% de la masa de aerosoles producida se condensa en las partículas existentes. En el caso de áreas urbanas Whitby (1980) concluye que el 20% de la masa transformada por la conversión gas-partícula se usa para producir nuevas partículas, y el 80% se condensa en las partículas existentes. Los gases incluidos en estos procesos son el dióxido de azufre, el dióxido de nitrógeno y los hidrocarburos. Estas partículas suelen tener radios inferiores a $0.1 \mu\text{m}$.

Los procesos mecánicos conducen a la inyección directa de los aerosoles en la atmósfera (polvo, cristales de sal, etc) procedentes de las erupciones volcánicas, incendios forestales, actividades humanas, erosión y otros procesos naturales. Estos procesos mecánicos suelen producir partículas de tamaño grande, normalmente con radios superiores a 1 μm .

Finalmente, los aerosoles atmosféricos pueden eliminarse de la atmósfera mediante la sedimentación, la precipitación y el impacto con obstáculos terrestres. Normalmente la coagulación no se considera como proceso de eliminación del aerosol de la atmósfera porque esta forma parte de la dinámica del aerosol. Con la coagulación aumenta el tamaño de las partículas pero la masa total de los aerosoles queda invariable. Sin embargo, si se consideran los efectos atmosféricos de los aerosoles, la coagulación puede tratarse como un proceso de eliminación.

2. 3. 2. Clasificación de los aerosoles

Los aerosoles pueden clasificarse con respecto a su origen, tamaño y distribución atmosférica. Sus radios varían desde 0.001 hasta 100 μm . Se pueden dividir en partículas pequeñas, llamadas Aitken (0.001 a 0.1 μm), partículas grandes (0.1 a 1 μm) y partículas gigantes (1 a 100 μm). Las partículas grandes y gigantes son las responsables de la turbiedad atmosférica. La concentración de aerosoles suele expresarse mediante el número de partículas por unidad de volumen. Generalmente dicha concentración es más grande sobre los continentes que sobre los océanos. La concentración de las partículas Aitken varía desde 150 000 cm^{-3} en áreas urbanas hasta 400 cm^{-3} sobre los océanos. La concentración de las partículas grandes y gigantes es más pequeña que la concentración de las partículas Aitken, y depende mucho de la procedencia de la masa de aire, siendo más grande en las masas de aire tropical.

Según su origen, podemos clasificar los aerosoles en aerosoles continentales y marinos. Los aerosoles continentales están formados de polvo terrestre, aerosoles de combustión, aerosoles inorgánicos producidos por procesos secundarios y aerosoles orgánicos, incluyendo hidrocarburos orgánicos y el carbono elemental. El aerosol marino es un aerosol de origen oceánico, que incluye cristales de sal y aerosoles

producidos por procesos secundarios. Este último se produce sobre todas las regiones oceánicas y su mayor concentración la encontramos en regiones oceánicas con grandes velocidades de viento.

Las áreas desérticas, particularmente los desiertos de África y Asia, son la mayor fuente de polvo mineral terrestre. No obstante, existen pequeñas fuentes de estos aerosoles en otras áreas. Los aerosoles inorgánicos asociados con las actividades industriales y otras actividades antropogénicas se producen principalmente en el oeste de Europa y noreste de América. Por otro lado, la mayor contribución a los aerosoles orgánicos procede de los incendios en las regiones tropicales. En la Tabla 2.2 mostramos la producción global de los aerosoles a partir de sus diversas fuentes. Estos valores se han obtenido de SMIC (1971), Jaenicke (1978) y Schütz (1980). Esta Tabla muestra que la conversión gas-partícula es más importante que la inyección directa, y que la producción de aerosoles antropogénicos representa entre el 19 y el 27 % de la producción total.

Aerosoles	Producción en Tg / año
Aerosoles naturales	
Cristales de sal	180
Polvo terrestre	60-360
Volcanes	15-90
Incendios forestales	3-150
Materiales biológicos	80
Subtotal	338-860
Sulfatos convertidos.	130-200
Nitratos convertidos	140-700
Hidrocarburos convertidos	75-200
Subtotal	345-1100
Total de aerosoles naturales	683-1960
Aerosoles antropogénicos	
Partículas	6-54
Sulfatos convertidos.	130-200
Nitratos convertidos	30-35
Hidrocarburos convertidos	15-90
Subtotal	175-325
Total de aerosoles antropogénicos	181-379

Tabla 2.2. Producción global de los aerosoles a partir de varias fuentes en Tg/año (Jaenicke, 1984).

Generalmente los aerosoles continentales pueden clasificarse en aerosoles naturales, producidos mediante procesos mecánicos y mediante procesos secundarios (por ejemplo polvo del desierto y aerosoles volcánicos), y en aerosoles antropogénicos, producidos principalmente mediante procesos secundarios. Estos procesos de formación de partículas conducen a diferentes tamaños de aerosoles. Así, la masa de aerosoles producidos mecánicamente se asocia con partículas de radio superior a $0.5 \mu\text{m}$, y la de los producidos por condensación (procesos secundarios) se asocia con partículas pequeñas de radio inferior a $0.1 \mu\text{m}$. Aunque la inyección de los aerosoles antropogénicos debida al tráfico y a otras actividades antropogénicas es importante en las áreas urbanas, de un modo global es mucho más importante la generación de los aerosoles mediante los procesos erosivos (Gillette, 1974).

Dos tipos de aerosoles naturales pueden afectar significativamente al clima. El primero de ellos es la capa de aerosoles volcánicos que se forma en la estratosfera después de una gran erupción volcánica como la del volcán Pinatubo (Bluth et al., 1992). Dicha capa esta dominada principalmente por las gotas de ácido sulfúrico formado mediante la condensación del gas dióxido de azufre inyectado por la erupción. Estos aerosoles pueden permanecer en la estratosfera más de dos años, y mediante los procesos de aglomeración pueden crecer y tener radios de hasta $0.6 \mu\text{m}$ (Hofman and Rosen, 1983). Los aerosoles volcánicos dispersan la radiación solar incidente produciendo de esta manera un enfriamiento de la superficie terrestre (Rind et al. 1992; Robock and Liu, 1994; Robock and Mao, 1995). El segundo tipo de aerosoles naturales que puede afectar significativamente al clima es el polvo del desierto. Debido a que los aerosoles del desierto están compuestos por partículas minerales, éstos absorben la radiación solar incidente. Esta absorción produce un calentamiento de la capa atmosférica donde residen estos aerosoles (Haywood et al 2001). De esta manera se produce una inversión térmica que dificulta los movimientos verticales que pueden conducir a la formación de nubes.

Los aerosoles antropogénicos pueden dividirse en función de su composición en aerosoles inorgánicos (sulfatos y nitratos) y aerosoles orgánicos. La mayor fracción de estos últimos se produce en forma de humo originado por los incendios forestales tropicales (Echalar et al.,1995; Chylek and Wong,1995; Chylek et al., 1995). En el caso

de los aerosoles inorgánicos los componentes principales se deben a los sulfatos generados por la quema de derivados del petróleo. La concentración de estos componentes ha aumentado rápidamente desde el comienzo de la revolución industrial (Kondratyev, 1999). En niveles de producción corrientes, el sulfato antropogénico puede ser más importante que el producido naturalmente (Kondratyev, 1999). Su concentración es más alta en el hemisferio Norte, donde se concentran las actividades industriales. Los aerosoles de sulfato no absorben la radiación solar incidente, pero sí la dispersan, reduciendo de este modo la energía solar que llega a la superficie terrestre. Estos aerosoles tienen un tiempo medio de residencia en la atmósfera de 3 a 5 días.

2.4. La constante solar y el espectro solar

Como nuestro objetivo es determinar las propiedades ópticas y físicas de los aerosoles a partir de las medidas de la radiación solar, dedicaremos este apartado a revisar algunos conceptos relativos al espectro solar, y a continuación describimos los principales procesos que sufre la radiación solar a su paso por la atmósfera. Finalmente estableceremos las ecuaciones que determinan la transferencia de la radiación en la atmósfera.

El flujo de energía radiante que el Sol emite en todas las direcciones llega al límite superior de la atmósfera terrestre con un valor prácticamente constante. La constante solar, I_{sc} , se define como la potencia recibida por unidad de superficie normal a la dirección de propagación de la radiación, a la distancia media Tierra-Sol. Históricamente se han desarrollado diferentes técnicas para el cálculo de la constante solar. Las primeras se realizaron a partir de medidas tomadas por observadores en la superficie de la Tierra. Las extrapolaciones a partir de las medidas terrestres realizadas en alta montaña tenían que basarse en cálculos aproximados de la transmisión atmosférica según las longitudes de onda del espectro solar. En este sentido los primeros estudios se deben a Johnson (1954), que proponía un valor de 1395 W/m^2 . Posteriormente medidas realizadas por Abbot condujeron al valor de 1322 W/m^2 . Actualmente, las medidas consideradas más precisas de la constante solar han sido realizadas por la NASA (1971, 1973), y por el World Radiation Center (WRC) en Davos (Suiza) (Fröhlich y Wehrly, 1981). Las dos medidas dieron resultados

ligeramente diferentes: el valor obtenido por la NASA fue de 1353 W/m^2 , frente al de 1367 W/m^2 obtenido por el WRC. Este segundo valor es el más aceptado actualmente.

El conocimiento de la distribución espectral de la radiación solar en la cima de la atmósfera es muy importante en muchas aplicaciones. Inicialmente la distribución espectral de la radiación solar se obtuvo mediante la extrapolación de las medidas de la radiación espectral solar en la superficie terrestre (Moon, 1940; Johnson, 1954; Allen, 1958; Dunkelman, 1959). Posteriormente, Fröhlich y Wehrli (1981) y Wehrli (1985) propusieron nuevos valores de la distribución espectral de la radiación extraterrestre basándose en los datos obtenidos por Arvensen et al. (1969), Smith and Gottlieb (1974) y Neckel and Labs (1981). Debido a los problemas descubiertos en las longitudes de onda de 940, 1270 y 2300 nm en el espectro WRC85 (Green and Gao, 1993), Gueymard (1995) propuso valores más precisos de la distribución espectral de la radiación solar extraterrestre. Estos valores se han obtenido a partir de las medidas realizadas desde satélite con alta resolución. La irradiancia total en este espectro entre 280 y 4000 nm es de 1349.56 W/m^2 . Esta es equivalente a la obtenida por el espectro WRC85 (1349.52 W/m^2), y representa el 98.92% del valor aceptado de la constante solar, 1367 W/m^2 . Aunque estos dos espectros tienen prácticamente la misma irradiancia total, existe una importante diferencia entre ellos (Figura 2.2). El espectro propuesto por Gueymard tiene un total de 1881 longitudes de onda, comparado con las 545 longitudes de onda obtenidas por el espectro WRC85 y con las 122 longitudes de onda obtenidas por el WRC81.

La región espectral correspondiente a las longitudes de onda $0.100 < \lambda < 0.400 \mu\text{m}$ se denomina ultravioleta (UV), corrientemente subdivida en ultravioleta C (UV-C) $0.100 < \lambda < 0.280 \mu\text{m}$, ultravioleta B (UV-B) $0.280 < \lambda < 0.315 \mu\text{m}$ y ultravioleta A (UV-A) $0.315 < \lambda < 0.400 \mu\text{m}$ (CIE, 1987). Entre 0.400 y $0.700 \mu\text{m}$ se denomina espectro visible debido a que el ojo humano es sensible a estas longitudes de onda. Finalmente, las longitudes de onda $\lambda > 0.700 \mu\text{m}$ corresponden a la región infrarroja (IR), que a su vez se subdivide en infrarrojo cercano $0.700 < \lambda < 25 \mu\text{m}$ e infrarrojo lejano $25 < \lambda < 1000 \mu\text{m}$. Aproximadamente el 39% de la energía solar está en la región del visible, el 53% está en la región del infrarrojo y el 8% en la región ultravioleta. Aproximadamente el 95% de la energía solar está entre $0.3 \mu\text{m}$ y $2.4 \mu\text{m}$.

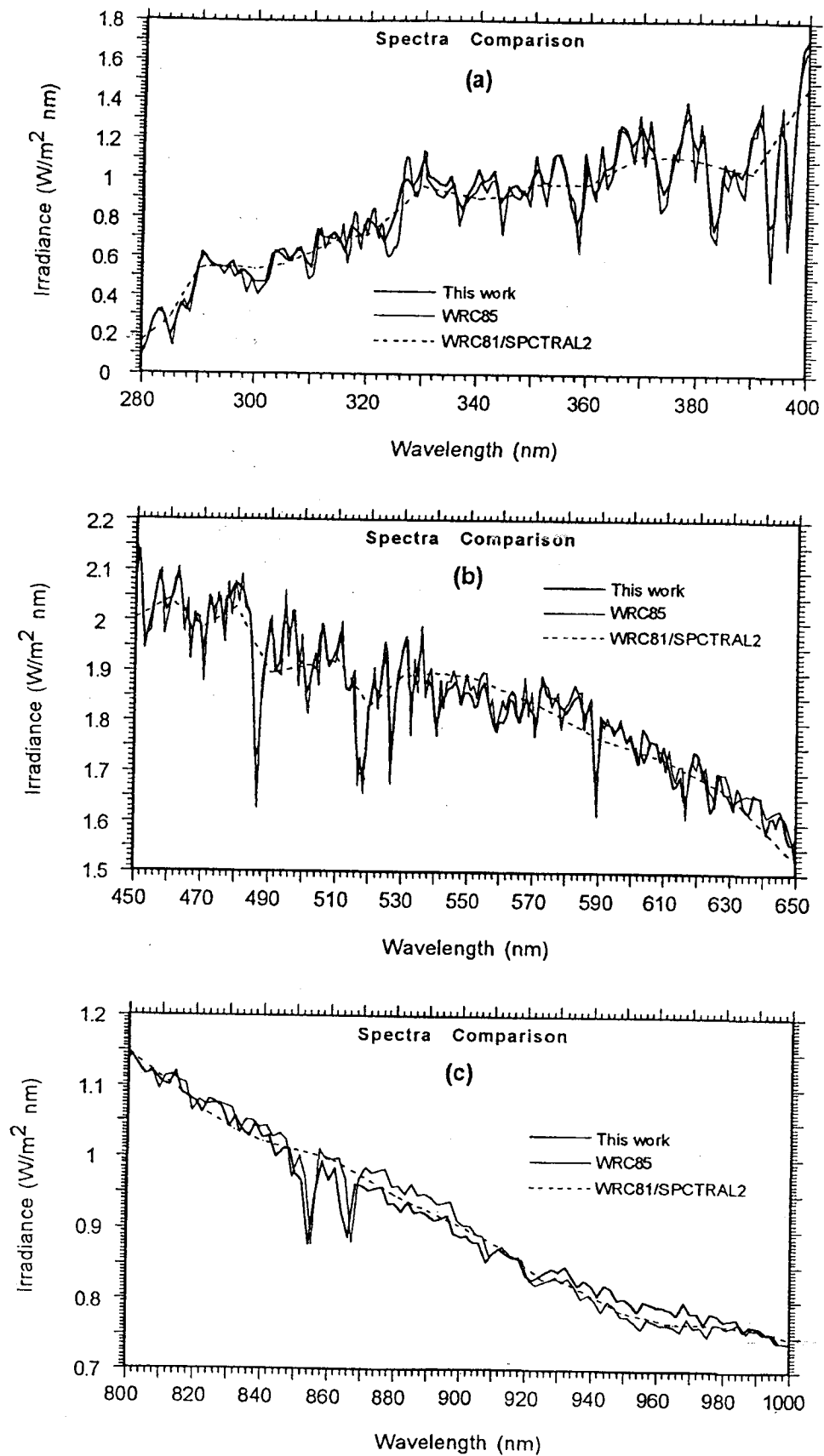


Figura 2.2. Comparación del espectro solar utilizado por Gueymard (SMARTS2) con otros espectros en diferentes bandas: (a) 280-400 nm, (b) 450-650 nm, (c) 800-1000 nm. Figura adaptada de Gueymard (1995).

2.5. Radiación solar: Interacción con la atmósfera

2.5.1. Introducción

Cuando la radiación atraviesa la atmósfera (sin nubes) sufre una atenuación debida a la absorción y la dispersión producidas por los constituyentes de la atmósfera (gases y aerosoles). En el proceso de dispersión la energía transportada por una onda electromagnética es dispersada en todas las direcciones como consecuencia de la interacción de esta onda con las partículas del medio. De esta forma en este proceso la energía incidente nunca llega a formar parte de la energía interna de la partícula. Por el contrario, en el proceso de absorción la energía incidente pasa a formar parte de la energía interna de la partícula con la que interacciona. La radiación dispersada se denomina radiación difusa; una porción de ésta vuelve al espacio y otra llega a la superficie de la Tierra. La radiación que llega sin cambio de dirección a la superficie de la Tierra se denomina radiación directa. La suma de estos dos tipos de radiación se conoce con el nombre de radiación global. En la Figura 2.3 mostramos la distribución de la radiación solar a su paso por la atmósfera.

Para el estudio de la turbiedad atmosférica es importante el conocimiento de la distribución espectral de la irradiancia (directa y difusa) que llega a la superficie terrestre. En este apartado presentaremos la Ecuación básica que describe el transporte de radiación en cualquier medio de propagación, y a continuación analizaremos la atenuación de la radiación directa monocromática en su paso a través de la atmósfera, como consecuencia de la absorción y de la dispersión.

2.5.2. Ecuación de transporte radiativo

Consideremos un haz de radiación monocromática, L_λ , que incide en un medio material, Figura 2.4. Al atravesar una distancia, ds , en la dirección de su propagación, la radiancia se atenúa en:

$$d L_\lambda' = -k_\lambda \rho L_\lambda ds \quad (2.1)$$

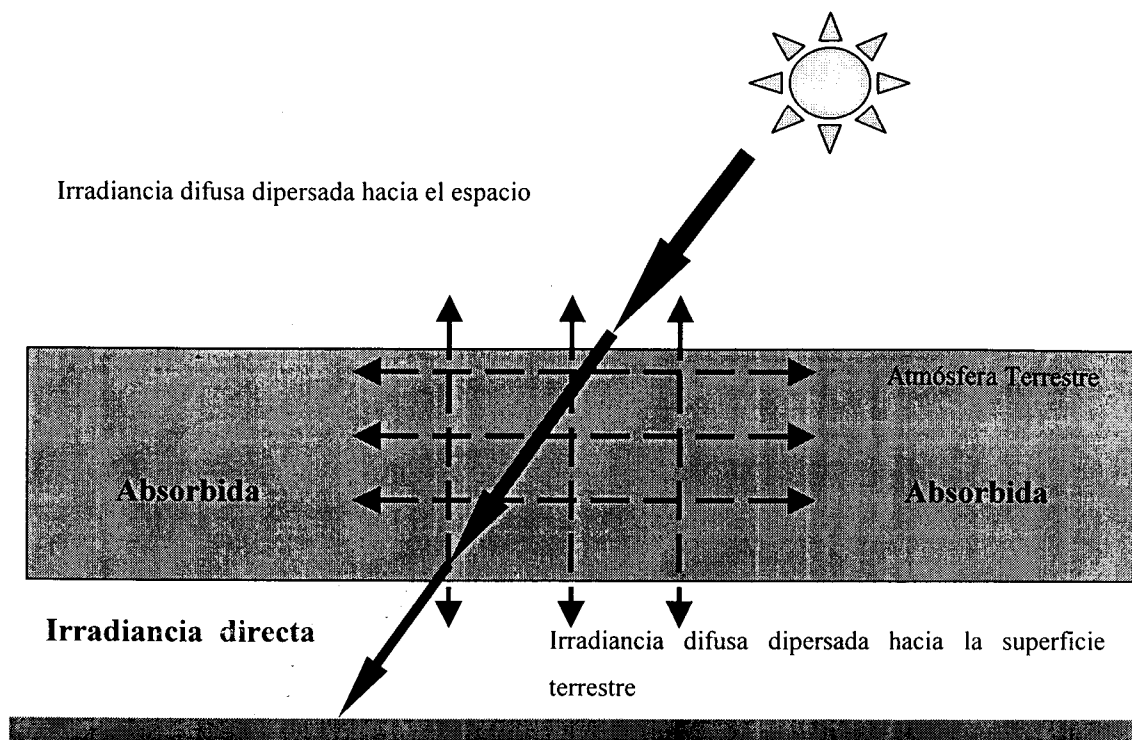


Figura 2.3. Distribución de las componentes de la radiación solar a su paso por la atmósfera

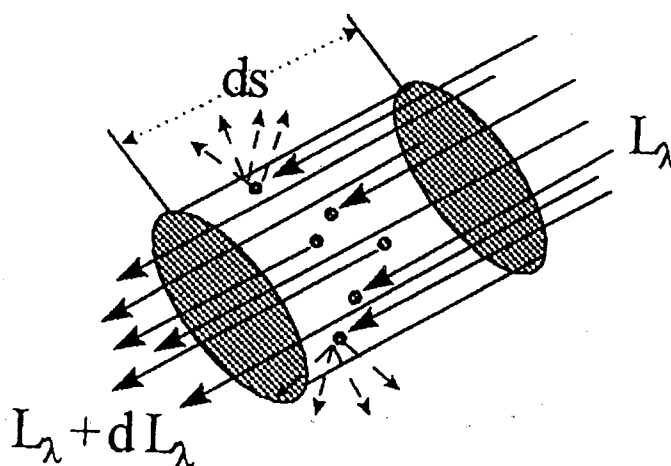


Figura 2.4. Atenuación de un haz monocromático

siendo ρ la densidad del medio y k_λ el coeficiente másico de extinción (dispersión y absorción) para una determinada longitud de onda, λ .

En el caso más general, el haz se puede ver intensificado por la propia emisión térmica del medio y la dispersión múltiple desde todas las direcciones. Este incremento de la radiancia viene dado por:

$$dL_\lambda'' = j_\lambda \rho ds \quad (2.2)$$

donde j_λ es un coeficiente llamado función fuente que da cuenta de los efectos que intensifican el haz.

Definiendo la función fuente general por $J_\lambda = j_\lambda / k_\lambda$, la variación total de la radiancia a su paso por el medio será dL_λ y se puede escribir como:

$$dL_\lambda = dL_\lambda' + dL_\lambda'' = -k_\lambda \rho L_\lambda ds + k_\lambda \rho J_\lambda ds \quad (2.3)$$

de donde obtenemos:

$$dL_\lambda / k_\lambda \rho ds = -L_\lambda + J_\lambda \quad (2.4)$$

Esta Ecuación se denomina "Ecuación General del Transporte Radiativo", y es la expresión fundamental para cualquier proceso de transferencia radiativa. En ella tenemos dos términos, uno de pérdidas debidas a la dispersión y la absorción y otro de ganancias debidas a la emisión del medio y a las dispersiones múltiples desde todas las direcciones.

Si despreciamos las contribuciones debidas a la emisión y a la dispersión desde otras direcciones, lo cual se puede hacer con buena aproximación en la dirección de incidencia del haz solar, obtenemos la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$L_\lambda = L_{0\lambda} e^{-\int_0^s k_\lambda \rho ds} \quad (2.5)$$

Esta expresión pone de manifiesto que la atenuación de la radiación directa sigue una ley exponencial. Como esta ley no tiene carácter direccional se puede aplicar a la irradiancia y al flujo.

2.5.3. Atenuación de la radiación solar directa

Así, la irradiancia solar directa monocromática en la superficie de la tierra podemos estimarla por la ley de Beer-Bouguer-Lambert de la forma siguiente:

$$I_{n\lambda} = I_{on\lambda} e^{-\int_0^{\infty} k_{\lambda} \rho ds} \quad (2.6)$$

donde $I_{on\lambda}$ es la irradiancia solar extraterrestre monocromática a la distancia media Tierra-Sol, $I_{n\lambda}$ es la irradiancia directa que llega a la superficie, s representa el recorrido de la radiación en la atmósfera, k_{λ} es el coeficiente másico de extinción monocromático y ρ es la densidad del medio. La integral se extiende desde el límite superior de la atmósfera hasta la superficie. Considerando una atmósfera homogénea podemos escribir:

$$I_{n\lambda} = I_{on\lambda} e^{-k_{\lambda} \int_0^{\infty} \rho ds} = I_{on\lambda} e^{-k_{\lambda} m} \quad (2.7)$$

donde $m = \int_0^{\infty} \rho ds$ es la masa óptica atmosférica.

Antes de continuar es importante introducir el concepto de masa óptica relativa, dado el importante papel que juega en la estimación de la radiación solar al atravesar la atmósfera. La masa óptica relativa es el cociente entre la masa óptica para un ángulo cenital cualquiera, θ_z , y la correspondiente masa óptica vertical:

$$m_r = \frac{\int_0^{\infty} \rho ds}{\int_0^{\infty} \rho dz} \quad (2.8)$$

Suponiendo la atmósfera uniforme, con un índice de refracción igual a la unidad e ignorando la curvatura terrestre (Figura 2.5), la masa óptica relativa se puede expresar como (Iqbal, 1983):

$$m_r = \sec\theta_z = 1/\cos\theta_z \quad (2.9)$$

El error cometido en esta aproximación es del 0.25% para $\theta_z=60^\circ$ y del 10% para $\theta_z=85^\circ$.

Para calcular la atenuación de la radiación solar es necesario conocer la masa óptica relativa de cada uno de los componentes atmosféricos que interaccionan con la radiación. Para ello, necesitamos conocer el perfil de densidad de cada componente. Gueymard (1995) estima las masas ópticas de los diferentes componentes atmosféricos con la expresión siguiente:

$$m_i = (\cos\theta_z + a_{i1} \theta_z^{a_{i2}} (a_{i3} - \theta_z)^{a_{i4}})^{-1} \quad (2.10)$$

donde i es el factor de extinción, θ_z es el ángulo cenital, y a_{ij} son los coeficientes dados en la Tabla 2.3.

Procesos de extinción	a_{i1}	a_{i2}	a_{i3}	a_{i4}
Moléculas de aire	4.5665E-1	0.07	96.4836	-1.6970
Ozono	2.6845E+2	0.5	115.420	-3.2922
NO ₂	6.0230E+2	0.5	117.960	-3.4536
Mezcla de gases	4.5665E-1	0.07	96.4836	-1.6970
Vapor de agua	3.1141E-2	0.1	92.4710	-1.3814
Aerosoles	3.1141E-1	0.1	92.4710	-1.3814

Tabla 2.3: Coeficientes de las masas ópticas, Ecuación 2.10.

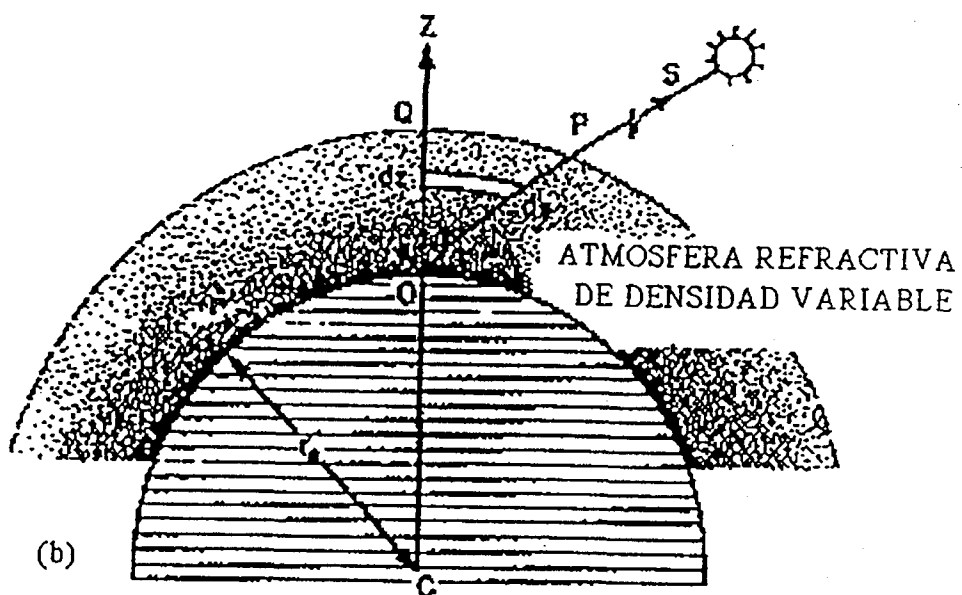
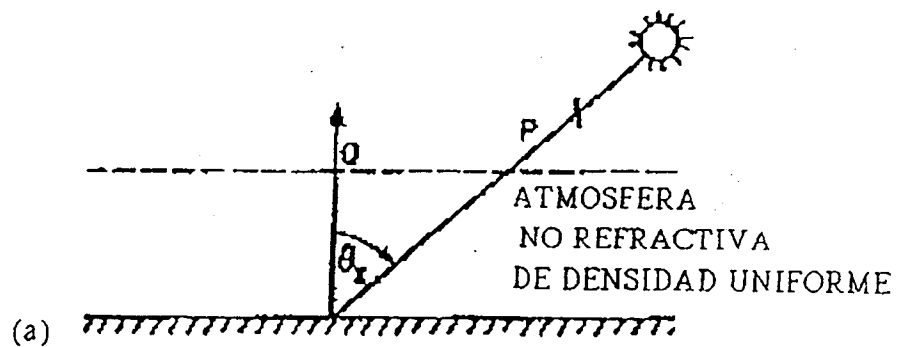


Figura 2.5. Trayectoria de la radiación solar a través de la atmósfera: (a) Atmósfera no refractiva de densidad uniforme, (b) Atmósfera refractiva de densidad variable. Figura adaptada de Iqbal (1983)

Si consideramos que los procesos que atenúan la radiación solar son independientes unos de otros, podemos expresar el producto $k_\lambda m$ como:

$$k_\lambda m = \sum_{i=1}^{i=j} k_{i\lambda} m_i \quad (2.11)$$

donde $k_{i\lambda}$ es el coeficiente másico monocromático de atenuación para un determinado proceso (por ejemplo, absorción por ozono), m_i es la masa óptica para un proceso determinado e i es el número de procesos considerados, variando de 1 a j .

En términos de la masa óptica relativa el producto $k_\lambda m$ se puede expresar como $\delta_\lambda m_r$, donde δ_λ representa el espesor óptico normal o profundidad óptica. Considerando todos los procesos de atenuación de la radiación solar podemos expresar $\delta_\lambda m_r$ como:

$$\delta_\lambda m_r = \sum_{i=1}^{i=j} \delta_{i\lambda} m_{ir}, \text{ donde } \delta_{i\lambda} \text{ es el espesor óptico normal de un determinado proceso de atenuación.}$$

Para simplificar el cálculo de la irradiancia directa se utiliza la transmitancia, definida como la razón entre la irradiancia solar después de atravesar la atmósfera y la irradiancia incidente en la cima de la atmósfera:

$$\tau_\lambda = I_{n\lambda}/I_{0n\lambda} = \prod_{i=1}^{i=j} \tau_{i\lambda} \quad (2.12)$$

donde τ_λ es la transmitancia total debida a todos los procesos que atenúan la radiación solar al atravesar la atmósfera y $\tau_{i\lambda}$ es la transmitancia debida a un proceso determinado, que puede estimarse como:

$$\tau_{i\lambda} = \exp(-\delta_{i\lambda} m_{ir}) \quad (2.13)$$

La ley de Beer-Bouguer-Lambert es válida para describir los procesos de atenuación por dispersión de gases y los de dispersión y absorción por aerosoles. La

absorción debida a los gases es muy compleja y estrictamente no se puede explicar por esta ley, aunque usualmente se aproxima mediante ella.

Por fin, la irradiancia directa normal contenida en una banda limitada por λ_1 y λ_2 puede calcularse a partir de la siguiente expresión:

$$I_n = (r_0/r)^2 \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda=\lambda_2} I_{n\lambda} \Delta\lambda \quad (2.14)$$

ó

$$I_n = (r_0/r)^2 \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda=\lambda_2} (I_{0n\lambda} \prod_{i=1}^{i=j} \tau_{i\lambda}) \Delta\lambda \quad (2.15)$$

donde r_0 es la distancia media Tierra-sol y r es la distancia actual.

Como podemos observar, la estimación de la irradiancia directa sobre la superficie terrestre requiere el cálculo de las transmitancias, $\tau_{i\lambda}$, de cada uno de los diferentes componentes atmosféricos que atenúan la radiación solar a su paso por la atmósfera.

A continuación vamos a describir y analizar los procesos de dispersión y absorción de la radiación solar debidas a los constituyentes atmosféricos.

2.5.3.1. Procesos de absorción

Al atravesar la atmósfera la energía solar es en parte absorbida por los constituyentes atmosféricos, aumentando la energía interna de los mismos, y por consiguiente su temperatura. La absorción se denomina selectiva porque solamente afecta a unas determinadas longitudes de onda, produciendo las denominadas bandas de absorción cuando están muy próximas estas longitudes de onda.

Los principales absorbentes de la radiación solar en la atmósfera son el N_2 , O_2 , O_3 y el vapor de agua. También son absorbentes el CO_2 , NO_2 , CH_4 , CO , H_2SO_4 , los óxidos de nitrógeno y diferentes combinaciones de hidrocarburos. Los gases atómicos

como el Oxígeno (O) y el Nitrógeno (N) absorben de forma continua los rayos X y las longitudes de onda corta hasta $0.085 \mu\text{m}$. El Nitrógeno (N_2) presenta una fuerte banda de absorción en el ultravioleta, cerca de $0.1 \mu\text{m}$, y bandas más débiles entre 0.23 y $0.34 \mu\text{m}$ (Bandas de Vegard-Kaplan). El Oxígeno tiene tres bandas de absorción en el visible a 0.63 , 0.69 y $0.76 \mu\text{m}$. Además de la absorción en el visible el Oxígeno tiene fuertes bandas de absorción para $\lambda < 0.1 \mu\text{m}$ (Banda de Runge), entre 0.12 y $0.20 \mu\text{m}$ (Banda de Schuman) y entre 0.20 y $0.26 \mu\text{m}$ (Banda de Hertzberg). El Ozono (O_3) tiene una banda de absorción fuerte entre 0.21 y $0.30 \mu\text{m}$ (Banda de Hartley), una más débil entre 0.3 y $0.35 \mu\text{m}$ (Banda de Huggins) y otra en la región del visible entre 0.44 y $0.64 \mu\text{m}$ (Banda de Chappuis). El Ozono también presenta bandas de absorción en el infrarrojo, en 4.8 , 9.6 y $14.2 \mu\text{m}$. La absorción del vapor de agua juega un papel muy importante en la atenuación de la radiación solar en la región del infrarrojo próximo. Presenta tres bandas de absorción intensas en 1.1 , 1.4 y $1.8 \mu\text{m}$, y otras bandas importantes en 0.72 , 0.82 , 0.94 , 2.7 , 3.2 y $6.3 \mu\text{m}$. El dióxido de carbono (CO_2) tiene bandas de absorción importantes en la región infrarroja, en 1.45 , 1.6 , 2.0 , 2.7 , 4.3 , 4.8 y $5.2 \mu\text{m}$. Por encima de $2.3 \mu\text{m}$ la energía contenida en el espectro solar es pequeña (menor que 5%), y la acción combinada de absorción de H_2O y CO_2 hacen que la energía recibida en la superficie para estas longitudes de onda sea muy pequeña.

Las transmitancias debidas a la absorción se calculan para el ozono, para el dióxido de nitrógeno, para el vapor de agua y, por último, para el resto de los absorbentes del aire seco considerándolos como una mezcla uniforme de gases.

La transmitancia debida al ozono viene dada por la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$\tau_{o\lambda} = \exp(-a_{o\lambda} l_0 m_o) \quad (2.16)$$

donde m_o es la masa óptica del ozono, l_0 es la cantidad de ozono y, $a_{o\lambda}$ es el coeficiente de absorción del ozono en cm^{-1} . La cantidad de ozono se define como el espesor de ozono que se obtendría si todo el ozono en la columna vertical estuviera a la temperatura y presión normal de la superficie. Esta cantidad viene expresada en cm-atm .

La transmitancia del NO₂ viene expresada también por la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$\tau_{n\lambda} = \exp(-a_{n\lambda} u_n m_n) \quad (2.17)$$

donde m_n es la masa óptica para el NO₂, u_n es la cantidad de NO₂ en cm-atm y $a_{n\lambda}$ es su coeficiente de absorción en cm⁻¹.

El NO₂ juega un papel importante en la atenuación de la radiación solar, y su efecto puede llegar a ser más importante que el efecto del ozono en una atmósfera muy contaminada (Figura 2.6).

Gueymard (1995) expresó la transmitancia para la mezcla de gases como sigue:

$$\tau_{g\lambda} = \exp(-(a_{g\lambda} u_g m_g)^a) \quad (2.18)$$

donde m_g es la masa óptica relativa para la mezcla de gases, $a_{g\lambda}$ el coeficiente de absorción y $u_g = c_0 (P/1013.25)^{c_1} (288.15/T)^{c_2}$, donde P y T son la presión y la temperatura en la superficie. Para $\lambda < 1 \mu\text{m}$ los coeficientes toman los siguientes valores: $c_0=4.9293 \text{ km}$, $c_1=1.8849 \text{ km}$ y $c_2=0.1815 \text{ km}$. Para $\lambda > 1 \mu\text{m}$ toman los valores: $c_0=4.8649 \text{ km}$, $c_1=1.9908 \text{ km}$ y $c_2=0.1815 \text{ km}$. El exponente "a" toma también dos valores: para $\lambda < 1 \mu\text{m}$ $a=0.5641$ y para $\lambda > 1 \mu\text{m}$ $a=0.7070$.

La transmitancia del vapor de agua se puede calcular mediante la expresión propuesta por Pierluisi (1989) y modificada por Gueymard (1995):

$$\tau_{w\lambda} = \exp\{-((m_w w)^{1.05} f_w^n B_{w\lambda} a_{w\lambda})^c\} \quad (2.19)$$

donde m_w es la masa óptica para el vapor de agua, w es el contenido de agua precipitable en cm, que se define como el espesor de agua líquida que se obtendría si todo el vapor de agua en la dirección cenital estuviera condensado, $a_{w\lambda}$ es el coeficiente de absorción, c y n son exponentes que dependen de la longitud de onda, $B_{w\lambda}$ es un factor de corrección que tiene en cuenta que el proceso de absorción varía con la

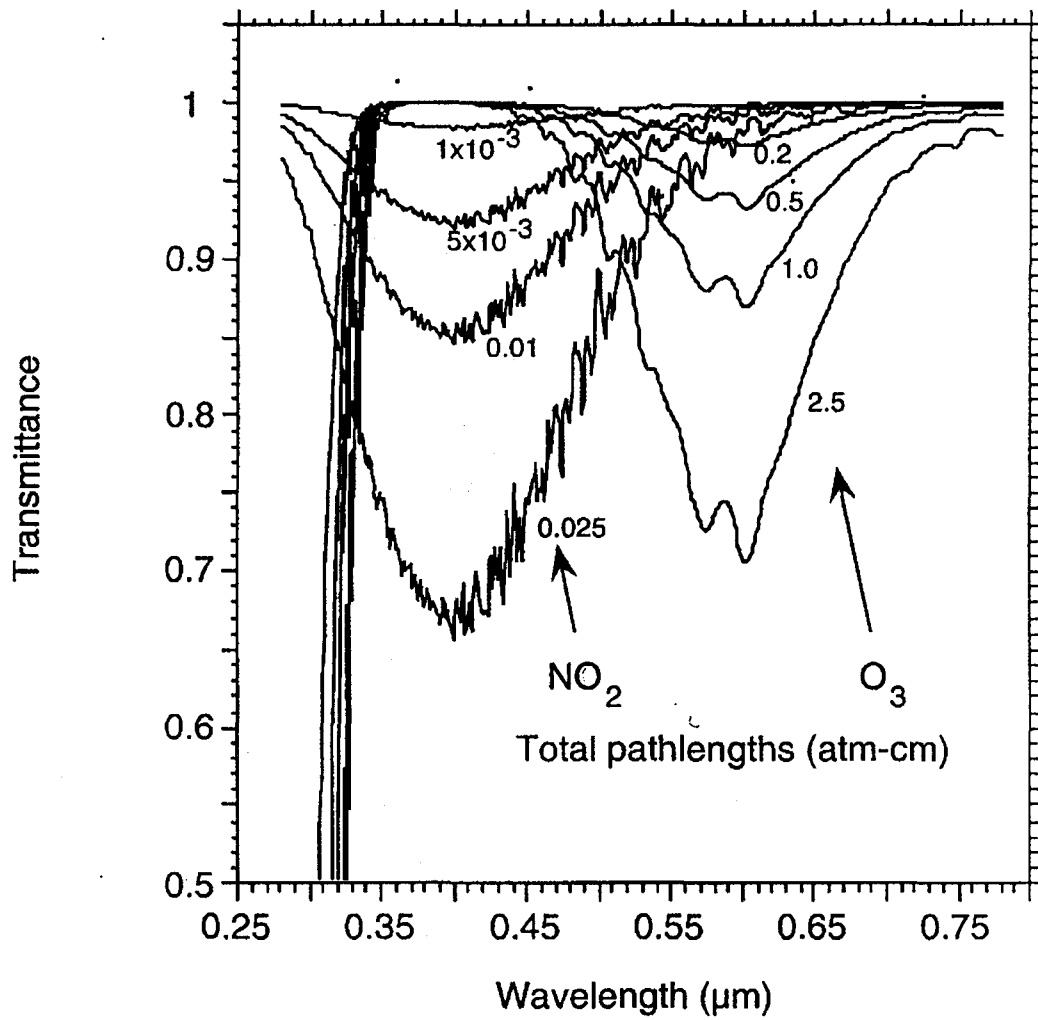


Figura 2.6. Transmitancia para el ozono y NO_2 . Figura adaptada de Gueymard (1995).

distancia al centro de banda de absorción, y f_w es el factor de corrección de la presión. La corrección de la temperatura no es necesaria (Tomasi, 1979; Ridgway, 1986; Asano, 1987).

El factor f_w viene dado por:

$$f_w = k_w \{0.394 - 0.26946 \lambda + (0.64478 + 0.23757 \lambda) (P/1013.25)\}$$

donde

$$k_w = 1 \quad \text{si } \lambda < 0.67 \mu\text{m}$$

$$k_w = (0.98449 + 0.023889 \lambda) w^q \quad \text{si } \lambda > 0.67 \mu\text{m}$$

$$\text{Con } q = -0.2454 + 0.037533 \lambda$$

Los exponentes n y c vienen dados por:

$$n = 0.88631 + 0.025274 \lambda - 3.5949 \exp(-4.5445 \lambda)$$

$$c = 0.53851 + 0.003262 \lambda + 1.5244 \exp(-4.2892 \lambda)$$

El factor $B_{w\lambda}$ viene dado por:

$$B_{w\lambda} = h(w, m) \exp(0.1916 - 0.0785 m_w + 4.706E-4 m_w^2)$$

donde

$$h(w, m) = 0.624 m_w w^{0.457} \quad \text{si } A_{w\lambda} < 0.01$$

$$h(w, m) = (0.525 + 0.246 m_w w)^{0.45} \quad \text{si } A_{w\lambda} > 0.01$$

En las Figuras 2.7 y 2.8 mostramos la transmitancia para la mezcla de gases y el vapor de agua.

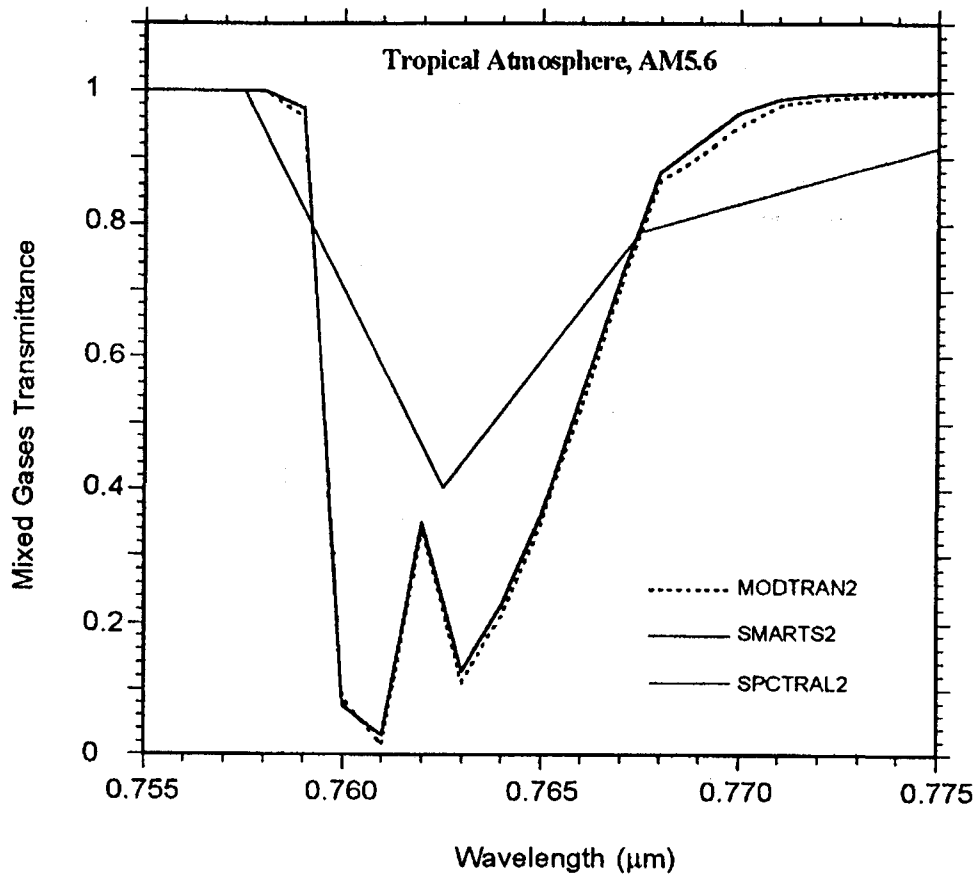


Figura 2.7. Transmitancia para la mezcla de gases. Figura adaptada de Gueymard (1995).

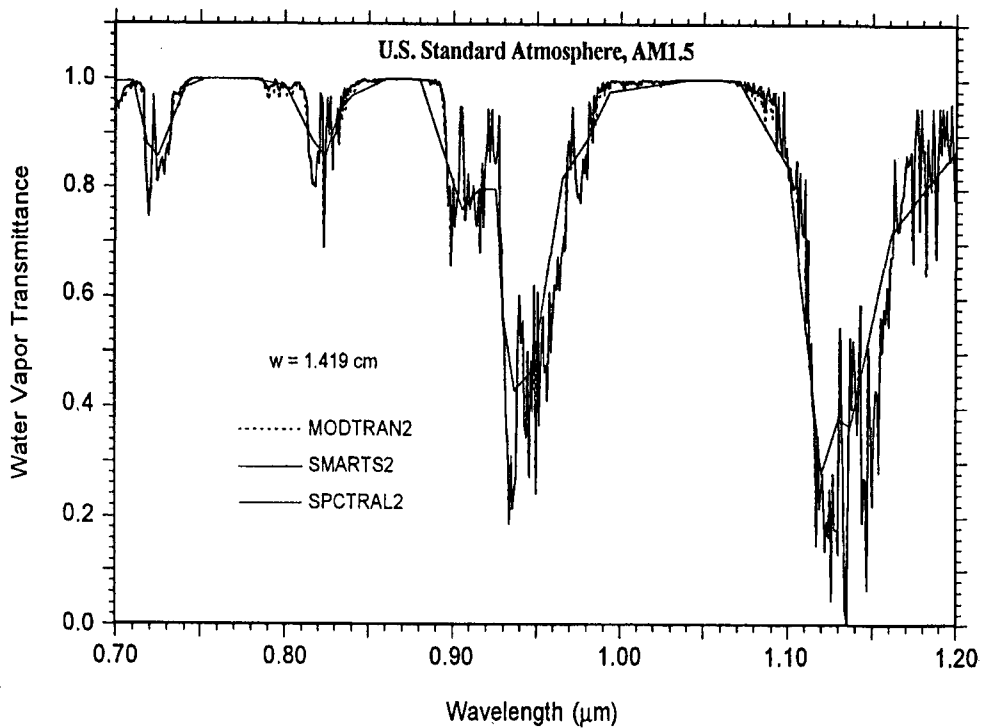


Figura 2.8. Transmitancia para el vapor de agua. Figura adaptada de Gueymard (1995).

2.5.3.2. Procesos de dispersión

Cuando una onda electromagnética incide sobre una partícula parte de la energía incidente es dispersada en todas las direcciones. La energía dispersada por una partícula esférica puede calcularse como solución de la Ecuación de ondas de Maxwell en coordenadas esféricas.

Rayleigh estudió la dispersión de la radiación para el caso en el que el tamaño de la partícula es más pequeño que la longitud de onda incidente, como pueden ser el caso de las moléculas de aire.

Cuando el tamaño de las partículas es del orden de la longitud de onda de la radiación incidente, como es el caso de aerosoles en relación a la radiación incluida en el espectro solar, la teoría de Rayleigh es insuficiente para explicar el fenómeno de la dispersión. En este caso la solución de la Ecuación de ondas se debe a Mie.

En la Figura 2.9 se muestra la diferencia entre el modelo de Rayleigh y Mie para la dispersión. En el modelo de Rayleigh se dispersa tanta energía hacia delante como hacia atrás, siendo la dispersión máxima en la dirección de incidencia y mínima a 90° de la dirección de incidencia. En el modelo de Mie se dispersa más energía hacia delante que hacia atrás. En el caso de atmósfera seca y sin aerosoles la mitad de la energía dispersada llega a la superficie y la mitad vuelve al espacio. Si en la atmósfera existen aerosoles, llega más energía a la superficie porque la mayor parte de la energía es dispersada hacia delante.

La dispersión de Rayleigh (dispersión por moléculas de aire) es un proceso continuo con respecto a la longitud de onda incidente. El espesor óptico de Rayleigh puede obtenerse directamente de su teoría (ver por ejemplo, Kerker, 1969 y McCartney, 1976):

$$\delta_{R\lambda} = 24 \pi^3 (H_R/N_0 \lambda^{-4}) (n_0^2 - 1/n_0^2 + 2)^2 (6 + 3 d_p / 6 - 7 d_p) \quad (2.20)$$

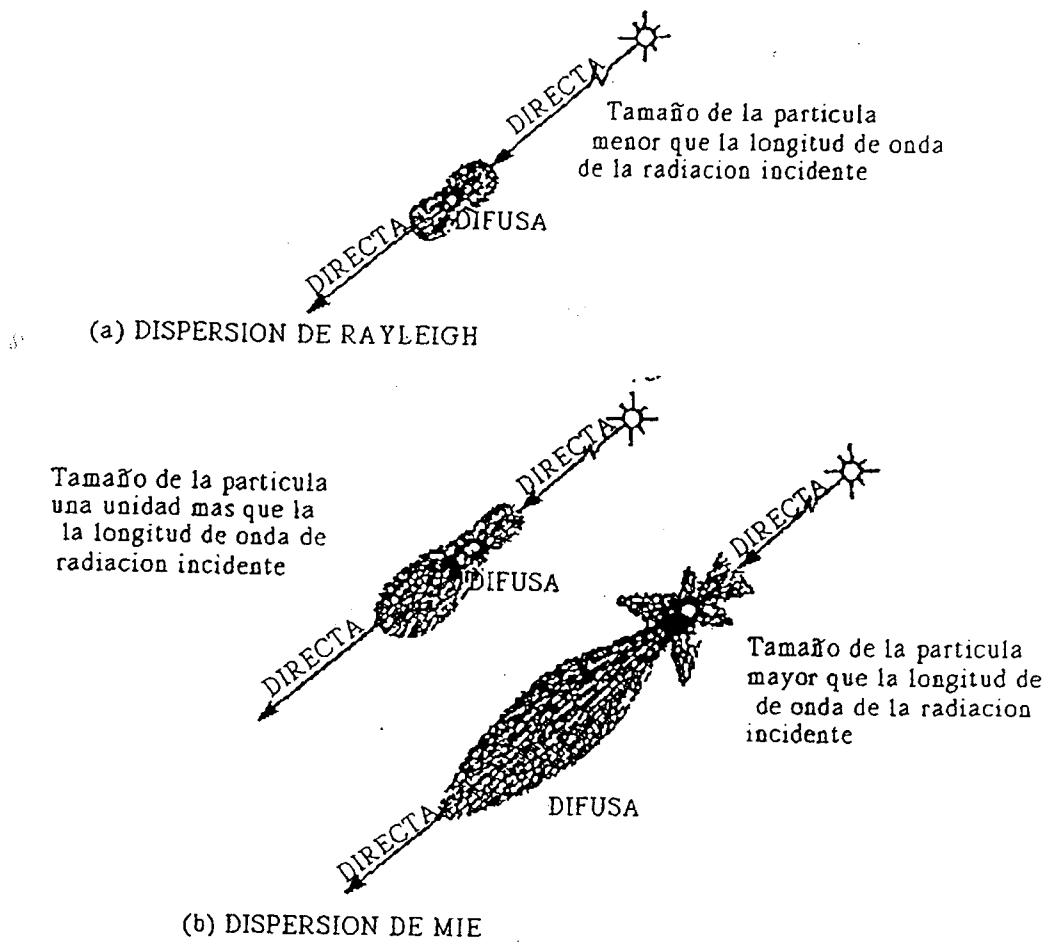


Figura 2.9. (a) Dispersión de Rayleigh. (b) Dispersión de Mie. Figura adaptada de Iqbal (1983)

UNIVERSIDAD DE GRANADA
 23 FEB. 2001
 COMISION DE DOCTORADO

donde H_R es la altura de escala (8.4345 km a 15 °C), N_0 es la densidad numérica de las partículas ($2.547305E25 \text{ m}^{-3}$ a 15 °C), n_0 es el índice de refracción del aire, d_p es el factor de la depolarización, λ es la longitud de onda. A partir de la evaluación de ésta Ecuación mediante el uso de los valores más recientes de δ (Young, 1981) y n_0 (Peck and Reeder, 1972), Gueymard (1995) expresó la transmitancia de Rayleigh como sigue:

$$\tau_{R\lambda} = \exp(-m_R \delta_{R\lambda}) = \exp(-m_R P / (a_1 \lambda^4 + a_2 \lambda^2 + a_3 + a_4 \lambda^{-2})) \quad (2.21)$$

donde m_R es la masa óptica para las moléculas de aire, $P = p/p_0$ es la corrección de la presión (p es la presión en la estación en mb y $p_0 = 1013.25$ mb es la presión estándar), $a_1 = 117.2594 \mu\text{m}^{-4}$, $a_2 = -1.3215 \mu\text{m}^{-2}$, $a_3 = 3.2073E-4$ y $a_4 = -7.6842E-5 \mu\text{m}^2$. La presión en la superficie puede estimarse de modo aproximado a partir de la altitud de la estación (Lunde, 1980):

$$p/p_0 = \exp(-0.0001184 z) \quad (2.22)$$

donde z es la altitud en metros.

A partir de la Ecuación 2.21 podemos ver que la transmitancia para las moléculas de aire aumenta considerablemente con la longitud de onda y disminuye con la masa óptica. La dispersión de Rayleigh es despreciable para longitudes de onda superiores a $1 \mu\text{m}$. Como conclusión se puede decir que la dispersión molecular solo afecta a la región de longitudes de onda corta ($\lambda < 1 \mu\text{m}$).

En general, la atenuación por los aerosoles debida a la absorción o a la dispersión, o ambas, es una función continua de la longitud de onda. La absorción por aerosoles puede presentar alguna selectividad espectral, pero esta no está estructurada y sus efectos son mucho menores que los debidos a la dispersión. En general la dispersión es más importante que la absorción. Puesto que la separación de la absorción y la dispersión es difícil, Angström (1964) propuso la siguiente expresión para la profundidad óptica de los aerosoles, reuniendo en un único término ambas contribuciones:

$$\delta_{a\lambda} = \beta \lambda^{-\alpha} \quad \text{con } \lambda \text{ expresada en } \mu\text{m} \quad (2.23)$$

siendo β el coeficiente de turbiedad y α el exponente de la longitud de onda

El parámetro de turbiedad β está relacionado con la cantidad de los aerosoles en la atmósfera en la columna vertical. Este parámetro puede variar desde 0, para una atmósfera absolutamente limpia, y valores superiores a 0.5, para atmósfera con una gran carga de aerosoles. En una atmósfera normal β tiene valores entre 0.03 y 0.04; éstos valores pueden aumentar considerablemente en condiciones de atmósfera contaminada por erupción volcánica, incendios forestales ó actividades industriales.

El parámetro α está muy relacionado con el tamaño y la distribución de tamaños de las partículas dispersoras. Valores altos de α indican un predominio de las partículas pequeñas sobre las grandes. α puede variar desde 0 (predominio de partículas de tamaño grande) hasta 4 (predominio de partículas de tamaño pequeño). En general para una atmósfera no afectada por erupción volcánica, incendios forestales ó actividades industriales, el valor de α es del orden de 1.3 (Angström, 1961; Louche et al., 1987; Pinazo et al., 1995). En condiciones diferentes (por ejemplo atmósfera afectada por erupción volcánica) el valor de α puede alcanzar valores de 0.5 o menores (Tomasi, 1984; Levizzani, 1988).

Los parámetros de turbiedad de Angström β y α dan una imagen inmediata sobre los cambios ocurridos en los aerosoles atmosféricos (cantidad, tamaño...). Por ello se utilizan para describir las variaciones en la atenuación de la radiación por aerosoles y los cambios en las características de los mismos.

Junge ha mostrado que para que podamos expresar la extinción debida a los aerosoles por la formula de Angström, la distribución de tamaño de partículas debería poder expresarse mediante la ley de Junge

$$dN = -k dr/r^{\gamma} \quad (2.24)$$

donde dN es el número de partículas dentro el intervalo dr , k es la constante dependiente de las características de aerosoles y de su masa total, γ es la constante de Junge, y r es el radio de las partículas.

La relación entre el parámetro de Angström α y la constante de Junge se expresa mediante la Ecuación siguiente:

$$\gamma = \alpha + 2 \quad (2.25)$$

Para ésta clásica distribución del tamaño de aerosoles (ley de Junge), la teoría de Mie garantiza que la extinción de la radiación solar por aerosoles disminuye con la longitud de onda.

Teniendo en cuenta la fórmula de turbiedad de Angström, la transmitancia debida a los aerosoles se puede expresar mediante la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$\tau_{a\lambda} = \exp(-m_a \beta \lambda^{-\alpha}) \quad (2.26)$$

donde m_a es la masa óptica de aerosoles y α y β los coeficientes de turbiedad de Angström.

A partir de esta última Ecuación podemos observar que para longitudes de onda menores que $1 \mu\text{m}$ las partículas de menor tamaño transmiten menos energía que las más grandes. Sin embargo, para longitudes de onda por encima de $1 \mu\text{m}$ ocurre lo contrario. La Figura 2.10 muestra la influencia de la masa óptica y la longitud de onda en la transmitancia espectral de Rayleigh, y la Figura 2.11 muestra la variación de la transmitancia espectral de los aerosoles con α y $\beta \cdot m_a$.

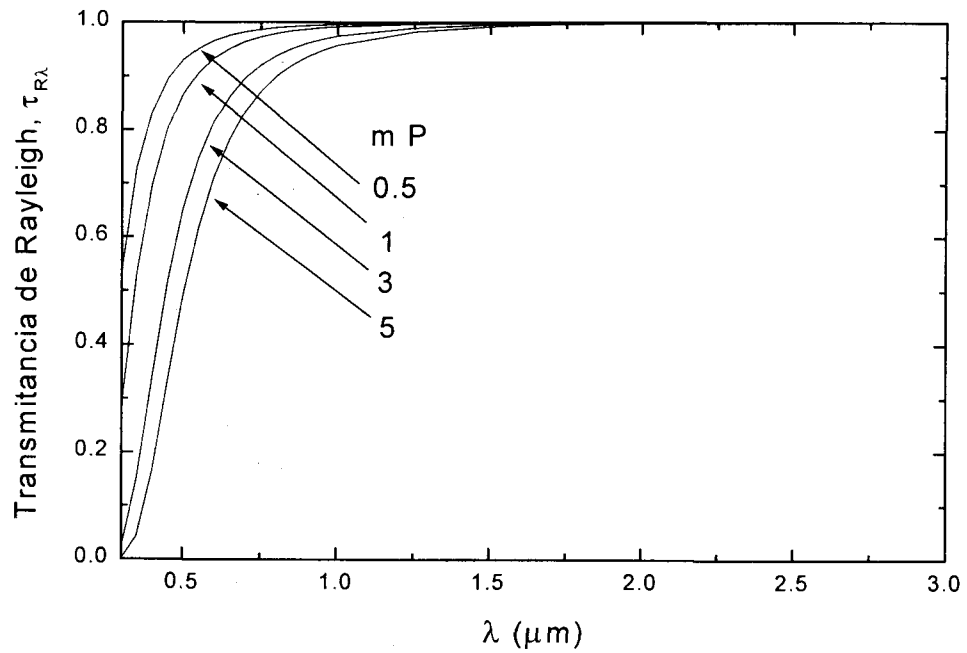


Figura 2.10: Transmittancia espectral de Rayleigh en función de la longitud de onda, para diferentes valores de $m P$.

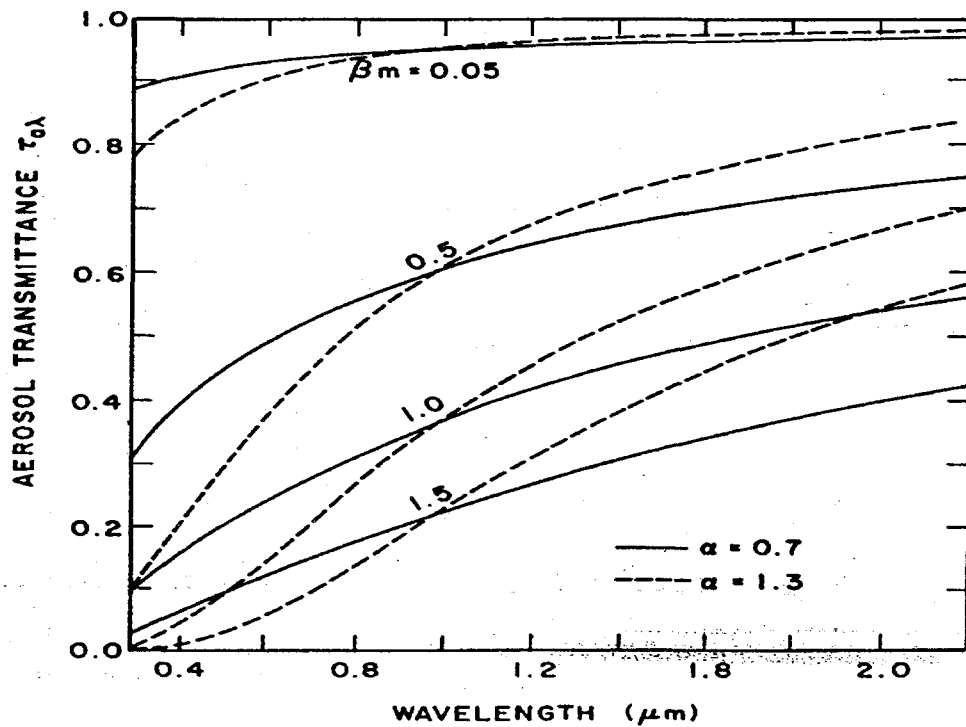


Figura 2.11: Transmittancia espectral de aerosoles en función de α y $\beta * m$. Figura adaptada de Iqbal (1983)

Capítulo 3

Caracterización de la instrumentación y del lugar de medida

3.1. Introducción

En este Capítulo presentaremos las características de la ubicación donde se han realizado las medidas experimentales analizadas en la memoria. La base de este trabajo han sido las medidas de espesor óptico total realizadas con un fotómetro solar MS-120, cuyas características describiremos posteriormente. Asimismo presentaremos los resultados de las calibraciones periódicas realizadas. Adicionalmente se han utilizado medidas de irradiancia global, difusa y directa en todo el espectro solar, que se han obtenido mediante dos piranómetros CM-11, uno de los cuales está equipado con una banda de sombra. Las características de los citados instrumentos, así como la descripción de las operaciones de mantenimiento periódico de los mismos, se incluirán en el presente Capítulo.

3.2. Caracterización del entorno donde se han realizado las medidas

La concentración y propiedades de los aerosoles atmosféricos en un lugar dado dependen de las condiciones imperantes en el lugar y de la intensidad de las fuentes que los originan. Así, antes de comenzar con el análisis de los datos, es deseable presentar una información detallada sobre el entorno de la estación experimental, las posibles fuentes de aerosoles en la zona y una caracterización climatológica de la misma.

Las medidas radiométricas utilizadas en este trabajo se registraron en la estación meteorológica situada en la base Aérea de Armilla (36.83° N, 3.58° W, 660 m), a 3 km de la ciudad de Granada. Armilla está situada en el sureste de la Península Ibérica. La Figura 3.1 muestra un mapa de situación en el que se destaca la proximidad al mar Mediterráneo, del que la separan unos 25 km. El entorno inmediato de la estación es un valle de gran extensión, flanqueado hacia el Este por el macizo montañoso de Sierra Nevada, que presenta cumbres por encima de los 3 000 m. Las montañas que flanquean el valle hacia el Norte, Oeste y Sur son de menor elevación. Si bien en la zona sur del valle, separándolo de la zona costera, existe una pequeña cadena montañosa con elevaciones en el rango de los 1000 metros.

La explotación agrícola de este valle sigue unas pautas estacionales que dan lugar a que durante el final de la primavera, verano y principio de otoño, la zona presente grandes extensiones desprovistas de vegetación, lo cual sumado a la práctica ausencia de lluvia durante esta época del año, permite que podamos hablar del carácter árido de una extensión importante del mismo.

La proximidad de la ciudad de Granada y el crecimiento de la misma en dirección a la estación de medida, ejercen una influencia importante sobre ella. Granada es una ciudad de tamaño medio, con 300 000 habitantes aproximadamente. Se trata de una ciudad con poca industrialización si bien las características del casco urbano y la densidad de tráfico son responsables de una contaminación urbana no desdeñable. Por otro lado, las condiciones imperantes durante el final del otoño, el invierno y principio de la primavera, implican el uso de calefacciones centrales basadas en la quema de gas-oil, que han experimentado un crecimiento importante durante los últimos años.

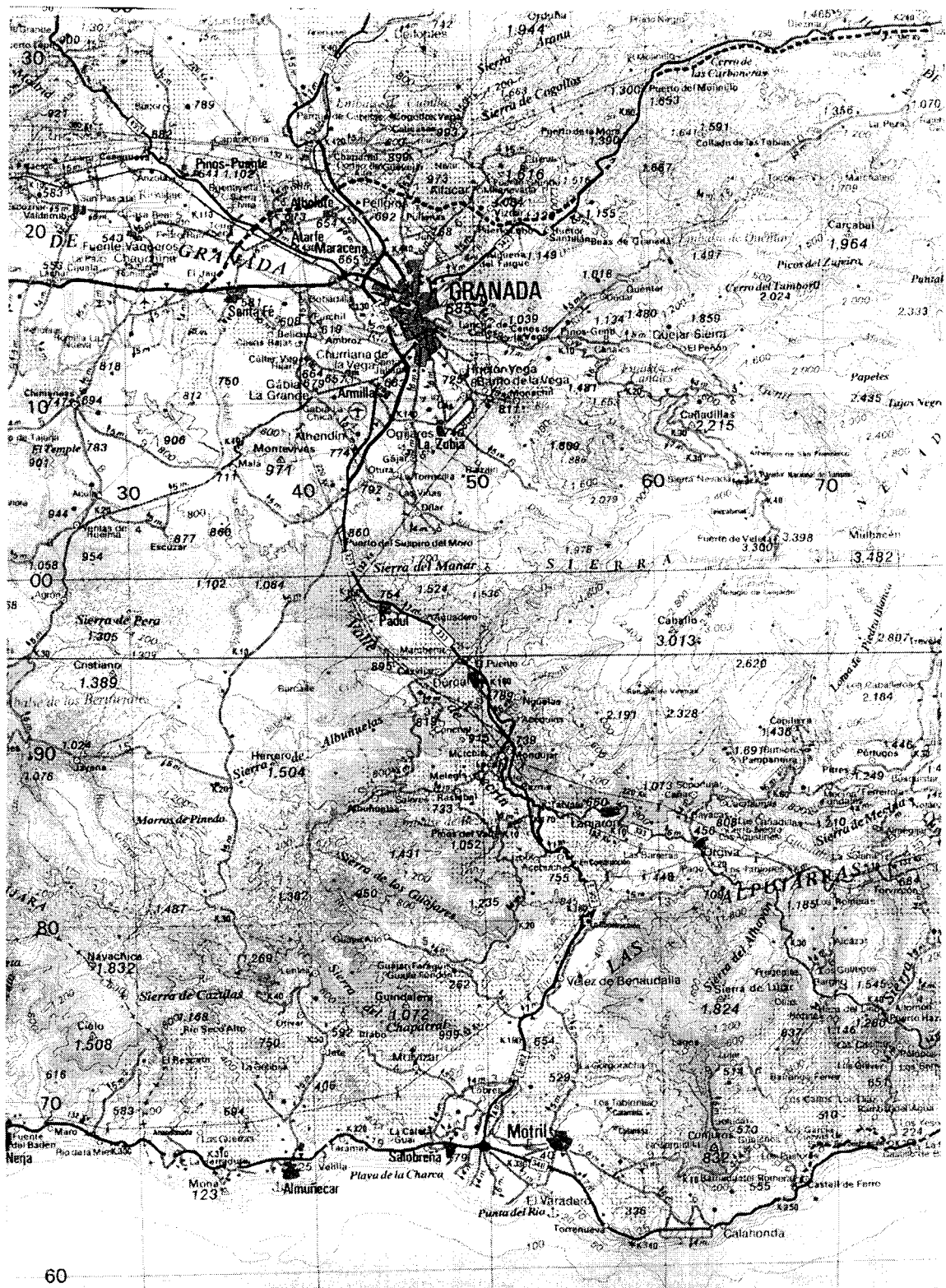


Figura 3.1. Mapa del lugar de medidas en Armilla.

De este modo podemos decir que los aerosoles dominantes en la zona son de origen natural con una contribución no despreciable de aerosoles antropogénicos, que provienen de las emisiones de los vehículos y de calefacciones centrales del área metropolitana próxima. Durante el verano son relativamente frecuentes las invasiones de polvo de origen sahariano en esta zona del Sur de Europa. Por otro lado, las condiciones de aridez características del verano mediterráneo favorecen el desarrollo de incendios, que se convierten así en fuentes adicionales de aerosoles

En lo referente al clima, esta estación tiene características propias del clima mediterráneo con invierno templado y verano caluroso, más por lo referente a sus elevadas temperaturas diurnas que por las nocturnas, que descienden considerablemente. En la Figura 3.2 mostramos la variación anual de las temperaturas medias y extremas del aire en Armilla. Para los valores medios se han tomado los años 1935 y 1940-1960; para los extremos un período más amplio, 1923-1970 (Roldán Fernández, 1988). La temperatura media anual es de 15.3°C . El mes más cálido es julio con 25.4°C de temperatura media, y el mes más frío enero con 6.4°C . En la Figura 3.2 se puede apreciar una gran oscilación, tanto anual como diurna. La diferencia entre la temperatura media del mes más cálido (25.4°C) y la del mes más frío (6.4°C) es de 19°C . La oscilación media diurna es mayor en verano que en invierno, alcanzando su máximo en julio, mes en el que la diferencia entre la media de las máximas y la media de las mínimas es de 17.2°C .

En la Figura 3.3 presentamos la evolución anual de las precipitaciones medias mensuales correspondientes al periodo 1935 y 1940-1960 (Roldán Fernández, 1988). Observamos en la misma dos máximos, uno en invierno y otro en primavera. Hay un mínimo muy acusado en verano, con precipitaciones bajas en julio y agosto. El valor máximo de las medias mensuales de precipitación corresponde a diciembre, con 54.2 mm, y el mínimo a julio con 3.1 mm. El valor medio total anual es de 402.2 mm.

En cuanto a la humedad relativa podemos observar en la Figura 3.4 que es alta en los meses de invierno y baja en los meses de verano. En valores medios, el máximo corresponde a enero, con un valor de 76 %, y el mínimo a julio con 39 %. La humedad media anual es del 60 %. Estos valores de humedad muestran las condiciones de extrema aridez que caracterizan a los meses de verano.

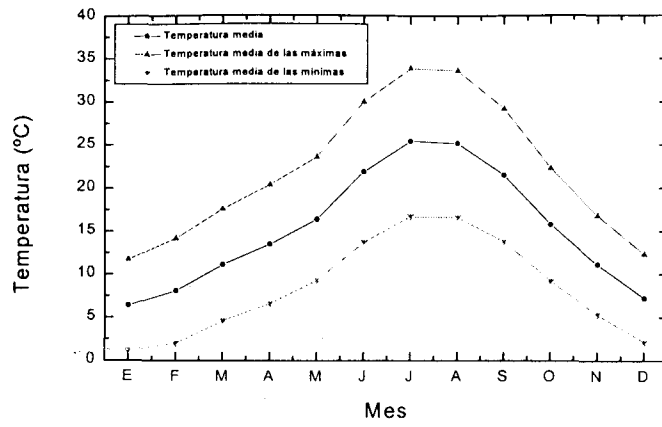


Figura 3.2. Variación anual de las temperaturas medias y extremas

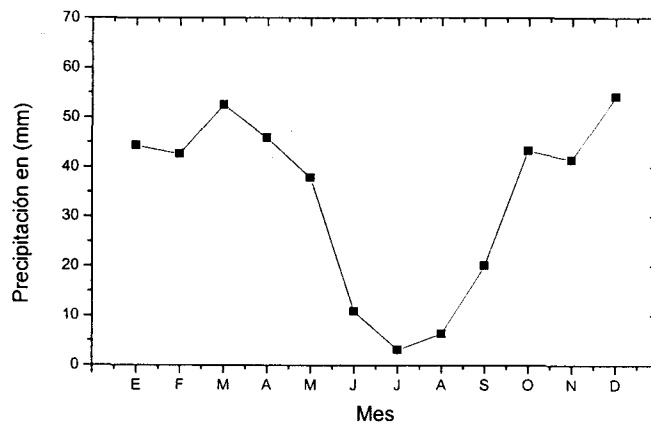


Figura 3.3. Armilla (1935 y 1940-1960). Variación anual de la precipitación media

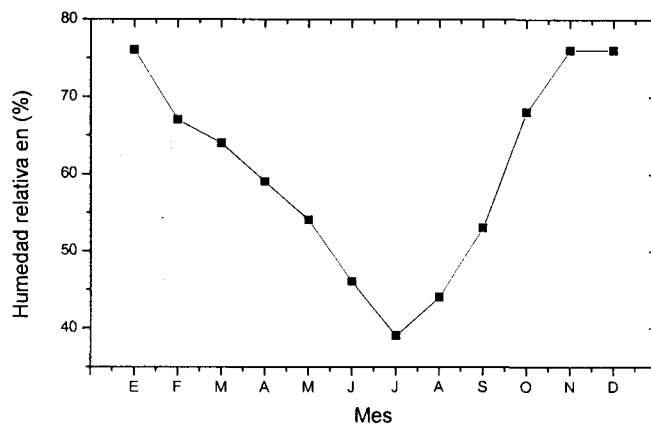


Figura 3.4. Armilla (1935 y 1940-1960). Variación anual de la humedad relativa media

Con respecto a la dirección y la velocidad del viento presentamos en la Tabla 3.1 los valores mensuales de la frecuencia de la dirección del viento (D), en %, referida a los ocho rumbos principales, indicando para cada dirección su velocidad media (V) en kilómetros por hora. En la Figura 3.5 se presentan los valores anuales de los mismos. La mayor velocidad media mensual, por rumbo, corresponde al Sur, con 35 km/h en el mes de Junio. La menor velocidad media corresponde al Este y al Sureste, resultado lógico dada la ubicación del macizo montañoso de Sierra Nevada. Las mayores frecuencias de la dirección del viento corresponden al Sur, con gran diferencia sobre los demás. También en todos los meses figura el Sur como dirección dominante, con excepción de Abril, en el que domina la dirección Noroeste. Finalmente indiquemos que las velocidades medias correspondientes a los vientos de componente Sur son las más elevadas.

mes	N		NE		E		SE		S		SW		W		NW	
	D	V	D	V	D	V	D	V	D	V	D	V	D	V	D	V
Enero	5	18	1	14	1	10	1	20	12	22	3	25	3	20	5	19
Febrero	5	19	1	27	0	0	1	10	17	25	4	18	5	20	8	16
Marzo	10	20	1	11	1	18	1	18	16	23	6	22	6	20	11	20
Abril	11	19	1	29	1	29	0	0	14	24	5	19	6	19	20	19
Mayo	10	19	1	20	0	0	0	0	25	27	5	24	4	20	17	20
Junio	9	18	0	0	0	0	0	0	29	35	3	24	5	21	14	21
Julio	7	20	0	0	0	0	1	26	29	29	5	23	4	23	16	23
Agosto	12	18	0	0	0	0	0	0	27	27	3	24	3	21	17	21
Septiembre	7	15	0	0	1	21	0	0	26	27	3	22	3	20	15	20
Octubre	7	15	0	0	0	0	0	0	23	21	2	19	4	18	9	18
Noviembre	6	17	0	0	0	0	0	0	15	25	1	14	4	16	6	16
Diciembre	7	19	1	25	0	0	0	0	10	23	2	24	1	20	5	20

Tabla 3.1. Frecuencia mensual de la dirección del viento (D), en %, referida a los ocho rumbos principales, y la velocidad media (V) en kilómetros por hora para cada dirección. Armilla(1961-1970).

De acuerdo con el análisis de las direcciones de viento, la estación experimental se encuentra bajo la influencia de vientos que en momentos determinados puedan aportar aerosoles de origen mineral procedentes de las zonas agrícolas al sur del valle. Dada la dirección del viento dominante se podría pensar en una contribución de origen marítimo, pero hay que indicar que la diferencia de nivel con el nivel del mar y la existencia de la cordillera localizada al Sur, con elevaciones del orden de los 1 000 m, impiden la llegada de partículas de gran tamaño de origen mediterráneo.

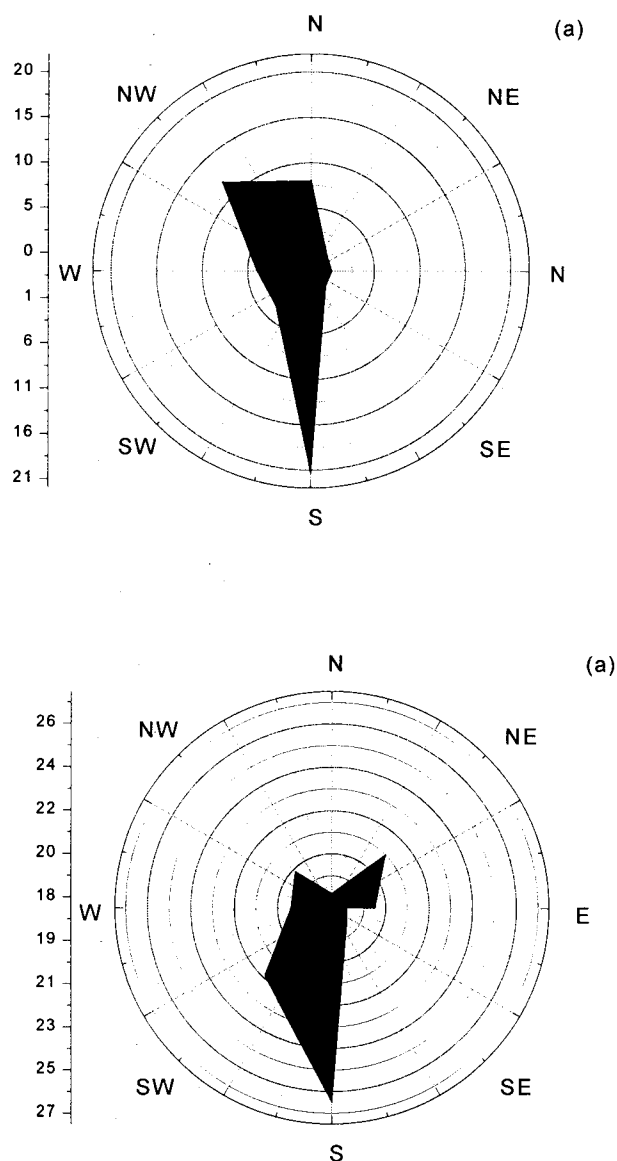


Figura 3.5. Frecuencia media anual: (a) de la dirección del viento (D), en %, referida a los ocho rumbos principales, y (b) de la velocidad media (V) en kilómetros por hora para cada dirección. Armilla(1961-1970).

3. 3. Instrumentación

La instrumentación básica utilizada en el presente trabajo ha consistido en fotómetros y radiómetros de diferentes características.

Los fotómetros solares realizan medidas espectrales de la irradiancia solar directa. Se trata de instrumentos que requieren un mantenimiento cuidadoso con el fin de detectar cualquier modificación de su constante de calibrado. El sensor fotométrico esta equipado con fotodiodos a los que se anteponen los filtros de interferencia apropiados.

En este trabajo se han utilizado asimismo medidas proporcionadas por radiómetros de banda ancha. En concreto se ha trabajado con piranómetros termoeléctricos que cubren todo el espectro solar, realizando medidas hemisféricas. Con el fin de poder separar las componentes directa y difusa de la irradiancia global recibida en superficie, se ha utilizado una banda de sombra en uno de los piranómetros. Para corregir estas medidas de irradiancia difusa de los efectos indeseados de la banda de sombra se ha utilizado una corrección desarrollada en el seno del grupo de Física de la Atmósfera (Batlles et al., 1995). Los valores instantáneos de cada una de las variables obtenidos en intervalos de 5 segundos se promedian cada minuto

3. 3. 1. Fotómetro MS-120

Como nuestro objetivo es obtener información acerca de las propiedades ópticas de aerosoles, hemos utilizado medidas espectrales de irradiancia directa registradas con un fotómetro MS-120 (Figura 3.6). Este modelo ha sido fabricado por EKO, basándose en las recomendaciones de la Organización Meteorológica Mundial (WMO, 1971). Este instrumento presenta una alta pureza espectral y una gran estabilidad frente a los cambios de temperatura. El fotómetro nos permite la medida simultánea de la irradiancia espectral directa en diferentes longitudes de onda (Tabla 3.2). Estas longitudes de onda se han elegido a partir de las recomendadas por la Organización Meteorológica Mundial para las medidas fotométricas solares (WMO, 1993).

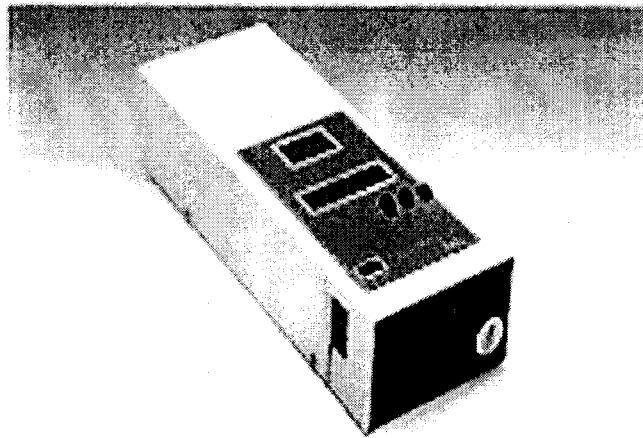


Figura 3.6. Fotómetro MS-120

Sistema óptico	Ángulo de apertura	2.4°
	Ángulo de pendiente	0.8°
Filtros interferenciales	Longitudes de onda centrales	368, 500, 675, 778 nm
	Precisión en longitud de onda	2 nm
	Anchura media banda	de 5 hasta 6 nm
	Coefficiente de transmisión	de 20% hasta 40%
Fotometría	Linealidad	+0.1% de toda la escala
	Respuesta	<0.15 amp / watt
	Tiempo de respuesta	2 sec
	Resolución	< 0.1% de toda la escala
Precisión total	Linealidad	< 0.3%
	Temperatura	+1°C

Tabla 3.2. Características del fotómetro MS-120.

El fotómetro contiene filtros interferenciales con curvas de transmisión que presentan su máximo en las longitudes de onda de 368 nm, 500 nm, 675 nm y 778 nm. El elemento sensible que utiliza el fotómetro es un fotodiodo de silicio con una respuesta máxima en el visible. Para protegerla de la condensación de agua la superficie trasera de la ventana frontal de cuarzo esta recubierta por $Mg F_2$. En la Tabla 3.2 presentamos las principales características de este instrumento.

Por otro lado, para obtener medidas fiables de irradiancia directa espectral, a partir de las cuales determinar las propiedades ópticas de aerosoles, es necesaria la calibración periódica del fotómetro. Para la calibración de este instrumento se ha seguido el método Langley bajo condiciones atmosféricas estables (Forgan, 1994). A continuación presentamos este método y los resultados de los calibrados realizados.

3. 3. 1.1. Método Langley

En este método el término calibración no se utiliza en el sentido radiométrico. La constante de calibración corresponde a la señal o voltaje, $V_{0\lambda}$, que se detectaría en la cima de la atmósfera. Para determinar $V_{0\lambda}$ se realizan observaciones con el fotómetro solar para diferentes ángulos cenitales solares, θ , y por consiguiente para diferentes valores de masa óptica atmosférica. Realizando la representación gráfica del logaritmo de las lecturas del fotómetro solar, V_{λ} , frente a la masa óptica atmosférica, y extrapolando a masa óptica cero obtenemos la constante de calibración, $V_{0\lambda}$. Este procedimiento se conoce comúnmente como Calibración Langley (Figura 3.7). También, a partir de las pendientes de las representaciones Langley podemos determinar las profundidades ópticas promedio durante el periodo de medida sin el conocimiento de $V_{0\lambda}$ (Dutton et al., 1994).

Para que este proceso sea correcto las condiciones de turbiedad atmosférica han de ser estables. En nuestro caso, todos los calibrados se han realizado por el personal del Instituto Nacional de Meteorología en la estación de Armilla en días completamente despejados y con niveles de turbiedad muy bajos. Para depurar los datos y obtener $V_{0\lambda}$ con más precisión se ha utilizado una técnica semejante a la desarrollada por Harrison y Michalsky (1994).

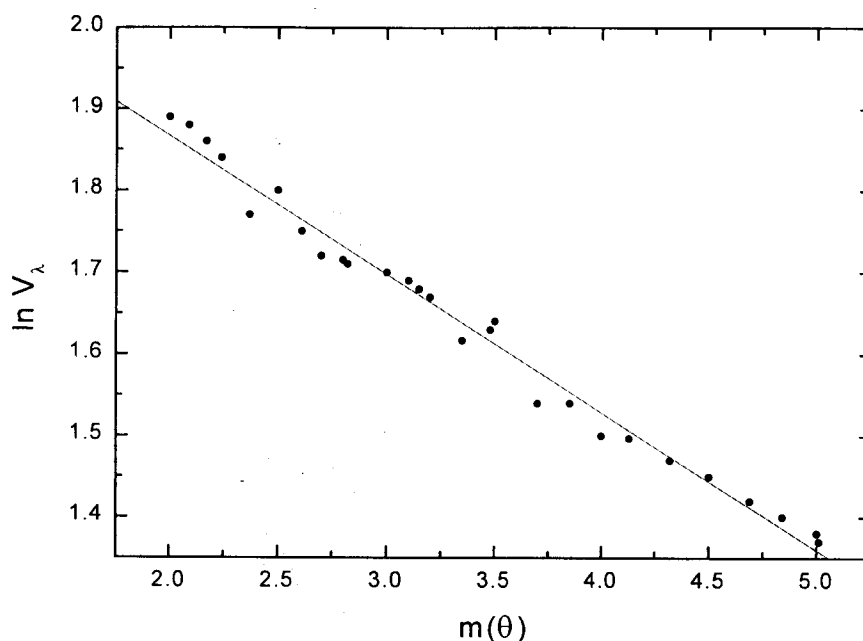


Figura 3.7. Calibración Langley

De acuerdo con la ley de Beer-Bouguer-Lambert, la salida que da un fotómetro solar, V_λ , cuando se observa la irradiancia solar directa a una longitud de onda λ , es:

$$V_\lambda = V_{0\lambda} R^{-2} \exp[-m(\theta) \delta_{T\lambda}] \quad (3.1)$$

donde $V_{0\lambda}$ es la constante de calibración del instrumento, R es la distancia Tierra-Sol expresada en unidades astronómicas en el momento de la observación (Spencer, 1971), $\delta_{T\lambda}$ es la profundidad óptica total y $m(\theta)$ es la masa óptica en función del ángulo cenital θ (Kasten, 1966).

Tomando logaritmo en la expresión anterior, las representaciones Langley estarán dadas por:

$$\ln V_\lambda = \ln [V_{0\lambda} R^{-2}] - m(\theta) \delta_{T\lambda} \quad (3.2)$$

Realizando una serie de medidas sobre un intervalo de valores de $m(\theta)$, en el que la turbiedad de la atmósfera y por lo tanto $\delta_{T\lambda}$ se puedan suponer constantes, podemos

determinar $V_{0\lambda} R^{-2}$ como el valor de la ordenada en el origen del ajuste lineal de $\ln V_{\lambda}$ frente a $m(\theta)$, obtenido por ajuste mediante el método de mínimos cuadrados.

El calibrado Langley se ha llevado a cabo por parte del personal del Instituto Nacional de Meteorología en siete ocasiones entre marzo de 1994 y octubre de 1998. En la Tabla 3.3 presentamos los calibrados que han resultado en constantes de calibración satisfactorias. A la vista de éstas se puede apreciar el envejecimiento de las constantes de calibrado. Entre la primera y la última calibración la degradación en la constante de calibrado varía entre un 13% para la longitud de onda 778 nm y un 9% para la de 500 nm. Vista la variación en $V_{0\lambda}$, se ha obtenido una expresión que nos permite determinar la constante de calibrado en función de la fecha. En la Figura 3.8 presentamos las variaciones temporales de las constantes de calibrado así como las expresiones de $V_{0\lambda}$ en función del tiempo. El día juliano 1 corresponde al día 1 de enero de 1994.

Constante de calibrado Langley $V_{0\lambda}$ (10^5 mV)				
fecha	368 nm	500 nm	675 nm	778 nm
94.03.16	-	-	0.496	0.401
94.04.12	79.6	0.259	0.487	0.394
94.12.23	-	-	-	0.373
95.04.21	-	-	-	0.368
95.09.29	75.2	0.247	-	0.371
96.06.03	-	0.239	0.450	0.355
96.06.05	69.1	0.234	0.445	0.353

Tabla 3.3. Constantes de calibrado Langley

Teniendo en cuenta que nuestro interés es la determinación de la profundidad óptica de aerosoles, $\delta_{a\lambda}$, que requiere una determinación previa de la profundidad óptica total, $\delta_{T\lambda}$, a la vista de la Ecuación 3.2 podemos ver que no es necesaria una calibración absoluta del fotómetro:

$$\delta_{T\lambda} = \frac{1}{m} \ln (V_{0\lambda} R^{-2} / V_{\lambda}) \quad (3.3)$$

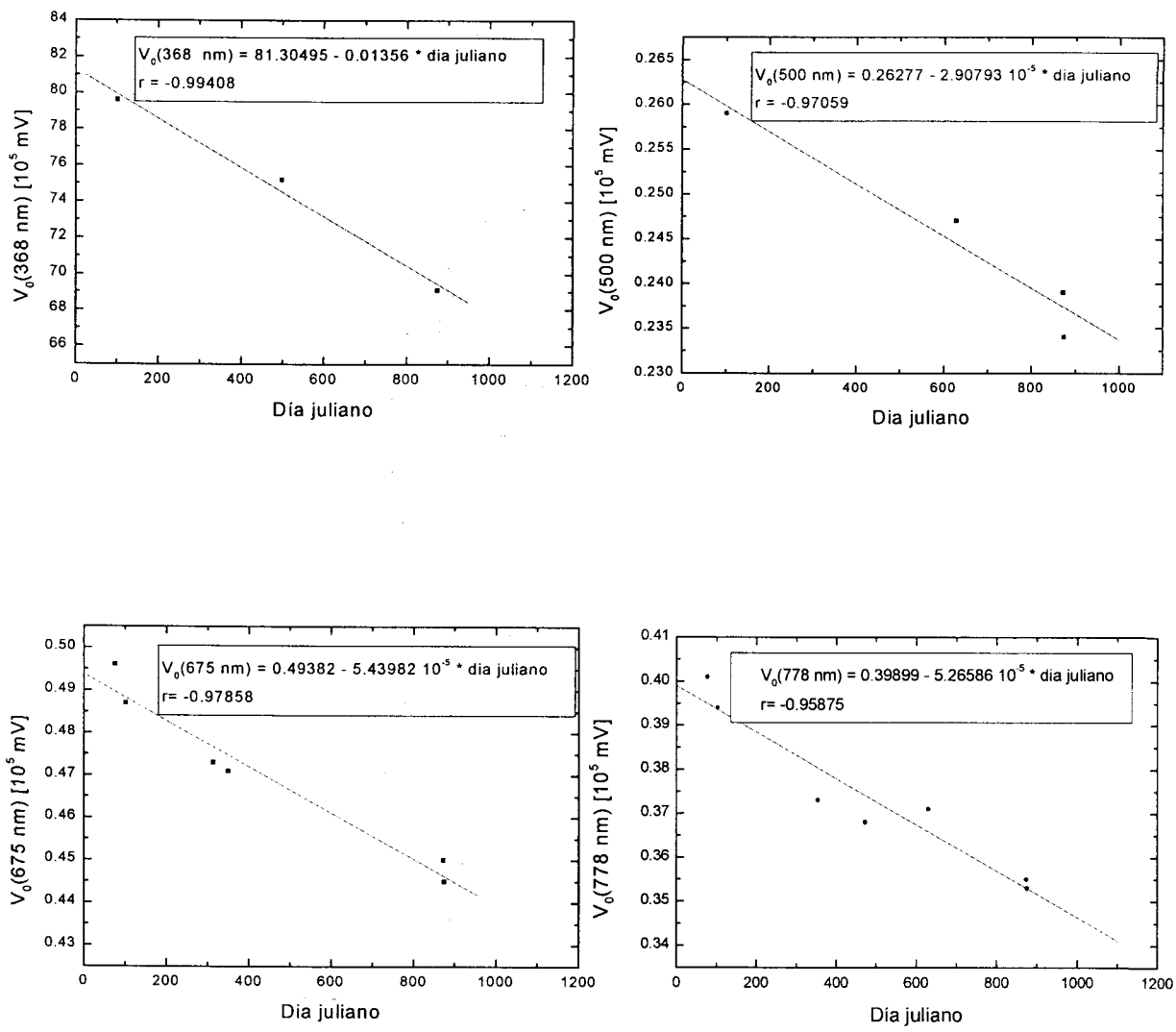


Figura 3.8. Variación temporal de las constantes de calibrado. El día juliano 1 corresponde al día 1 de enero de 1994.

3.3.2. Piranómetro CM-11

Como hemos comentado antes hemos utilizado también medidas de irradiancia global, directa y difusa de banda ancha obtenidas mediante el piranómetro CM-11 (Figura 3.9). Este es un piranómetro termoeléctrico, clasificado como piranómetro de segunda clase. La termopila del piranómetro está formada por 100 termopares, y está protegida del exterior por dos cúpulas de vidrio que le proporcionan una estabilidad frente a las variaciones de temperatura. La doble cúpula de cristal no suprime más del 1.6% de la radiación solar incidente sobre el aparato. Esta disminución en la energía transmitida se puede compensar en la calibración del instrumento. La termopila está dotada de un circuito compensador de la temperatura. En la Tabla 3.4 mostramos las características del piranómetro CM-11.

Para realizar medidas con este instrumento se recomienda situarlo en un lugar que no tenga ningún obstáculo por encima del plano de su elemento sensible. También hay que mantener el instrumento lejos de las posibles fuentes que puedan emitir radiación en el rango espectral del piranómetro y de objetos que puedan reflejar la radiación solar.

La sensibilidad del piranómetro sufre cambios con el tiempo y con la exposición a la radiación, por lo que es necesaria su calibración periódica. En nuestro caso, se ha realizado la calibración cada año mediante la intercomparación con un piranómetro de referencia reservado exclusivamente para este propósito, no siendo expuesto a la radiación solar más que en los periodos de intercomparación. El piranómetro de referencia es un piranómetro de segunda clase. Mediante esta comparación se ha obtenido que la degradación de la constante de calibración de nuestro sensor es menor al 1 % por año. La precisión del piranómetro CM-11 es mejor del 3%.



Figura 3.9. El piranómetro CM-11

Ángulo de visión	2π sr
Rango de irradiancia	0-1000 W/m^2 (max. 4000 W/m^2)
Rango espectral	305-2800 nm (50%) 335-2200 nm (95%)
Sensibilidad	Entre 4 y 6 $\mu V/Wm^{-2}$
Tiempo de respuesta	24 s (99% respuesta)
No-estabilidad	$<\pm 0.5\%$ cambio de sensibilidad por año
No-linealidad	+0.7% desviación a 1000 W/m^2
Respuesta coseno	Max $\pm 3\%$ desviación de la ideal a 80°
Respuesta azimutal	Max $\pm 3\%$ desviación para la media 80°
Sensibilidad espectral	Max $\pm 2\%$ en el rango .35-2 μm
Respuesta a la temperatura	Max $\pm 1\%$ desviación de la sensibilidad desde -10 a $40^\circ C$
Respuesta con la inclinación	No cambia la sensibilidad en 0-1000 W/m^2

Tabla. 3.4. Características técnicas del piranómetro CM-11

Capítulo 4

Profundidad óptica de aerosoles

4.1. Introducción

Nuestro estudio de los aerosoles atmosféricos se basará en la determinación de su profundidad óptica. A partir de los valores de profundidad óptica de aerosoles en varias longitudes de onda se puede obtener, mediante el proceso de inversión, la distribución de tamaño de los mismos. Esta propiedad es fundamental para obtener información acerca de otras propiedades ópticas de aerosoles como el albedo de dispersión simple o el factor de asimetría, que resultan claves para la determinación del efecto de forzamiento radiativo de los mismos. En este estudio hemos determinado la profundidad óptica de aerosoles a partir de las medidas fotométricas de profundidad óptica total, y mediante la sustracción de las contribuciones debidas a la dispersión de Rayleigh y a las absorciones de los diferentes componentes atmosféricos.

4.2. Determinación de la profundidad óptica de aerosoles

Como hemos visto en el Capítulo anterior, a partir de las medidas proporcionadas por el fotómetro solar en cada canal espectral podemos determinar la profundidad óptica total, haciendo uso de la ley de Beer-Bouguer-Lambert

$$\delta_{T\lambda} = \frac{1}{m_R} \ln (V_{0\lambda} R^{-2} / V_{\lambda}) \quad (4.1)$$

donde $\delta_{T\lambda}$ es la profundidad óptica total debida a todos los procesos de extinción atmosférica, V_{λ} es la medida obtenida con el fotómetro para cada una de las longitudes de onda usadas, R es la distancia Tierra-Sol expresada en unidades astronómicas en el momento de la observación (Spencer, 1971), $V_{0\lambda}$ es la constante de calibración del instrumento, obtenida mediante la calibración del fotómetro solar por el método de Langley, y m_R es la masa óptica relativa de las moléculas de aire. Para simplificar el cálculo hemos aproximado las masas ópticas de todos los componentes atmosféricos a la masa óptica de moléculas de aire m_R . Esta aproximación resulta muy apropiada para masas ópticas inferiores a 4 (Russel et al., 1993; Dutton et al., 1994 y Gueymard, 1989), condición que se verifica en los casos analizados. La masa óptica m_R se obtiene mediante la expresión de Gueymard, (1995):

$$m_R = [\cos \theta + 0.45665 \theta^{0.07} (96.4836 - \theta)^{-1.6970}]^{-1} \quad (4.2)$$

donde θ es el ángulo cenital.

La Ecuación (4.1) es válida bajo la hipótesis de que la irradiancia difusa que entra en el instrumento es despreciable. Por consiguiente, para evitar los posibles errores asociados a la irradiancia difusa hemos restringido nuestro análisis a las medidas experimentales obtenidas para masas ópticas relativas menores que 3.5. Las medidas fotométricas se realizaron siempre que el Sol estaba libre de nubes, no obstante, con el fin de reducir el error asociado a la irradiancia difusa, sólo hemos analizado aquellos casos en los que la cantidad total de nubes no excedía de 2 octas. Con ello hemos

pretendido analizar solamente las medidas fotométricas que pueden considerarse claramente fiables.

La profundidad óptica total $\delta_{T\lambda}$ se puede considerar como la suma de las debidas a la dispersión de Rayleigh ($\delta_{R\lambda}$) y aerosoles ($\delta_{a\lambda}$), así como de las debidas a la absorción de ozono ($\delta_{o\lambda}$), dióxido de nitrógeno ($\delta_{n\lambda}$), mezcla de gases ($\delta_{g\lambda}$) y vapor de agua ($\delta_{w\lambda}$). De este modo, la profundidad óptica de aerosoles se puede obtener sustrayendo a la profundidad óptica total $\delta_{T\lambda}$ las contribuciones debidas a la dispersión de Rayleigh y a las absorciones de los diferentes componentes:

$$\delta_{a\lambda} = \delta_{T\lambda} - \delta_{R\lambda} - \delta_{o\lambda} - \delta_{n\lambda} - \delta_{w\lambda} - \delta_{g\lambda} \quad (4.3)$$

Las medidas fotométricas corresponden a las longitudes de onda 368 nm, 500 nm, 675 nm y 778 nm, para las que los únicos componentes atmosféricos que tienen absorción apreciable son el ozono y el dióxido de nitrógeno. Por ello la expresión anterior se reduce a:

$$\delta_{a\lambda} = \delta_{T\lambda} - \delta_{R\lambda} - \delta_{o\lambda} - \delta_{n\lambda} \quad (4.4)$$

Para el cálculo de la profundidad óptica de Rayleigh se ha utilizado la expresión (Gueymard, 1995):

$$\delta_{R\lambda} = (p / p_0) / (117.2594 \lambda^4 - 1.3215 \lambda^2 + 3.2073 \cdot 10^{-4} - 7.6842 \cdot 10^{-5} \lambda^{-2}) \quad (4.5)$$

donde la longitud de onda (λ) se expresa en micrómetros, p es la presión en hPa y p_0 es la presión estándar al nivel del mar, 1013.25 hPa.

Las profundidades ópticas de ozono y de dióxido de nitrógeno se han obtenido mediante las siguientes expresiones:

$$\delta_{o\lambda} = a_{o\lambda} l_0 \quad \text{y} \quad \delta_{n\lambda} = a_{n\lambda} u_n \quad (4.6)$$

donde $a_{o\lambda}$ y $a_{n\lambda}$ son los coeficientes de absorción de ozono y dióxido de nitrógeno expresados en cm^{-1} (NTP), y l_0 y u_n sus cantidades en cm (NTP).

Hemos utilizado los coeficientes de absorción de ozono propuestos por Anderson (1992, 1993) (Tabla 4.1). Para el contenido vertical total de ozono hemos empleado las medidas del espectrofotómetro Dobson n.120, proporcionadas por la estación de El Arenosillo, Huelva, (37°6'N, 6°44'W), que fueron complementadas con las observaciones realizadas por la sonda TOMS abordo del satélite Earth Probe (<http://jwocky.gsfc.nasa.gov>) en casos de falta de disponibilidad de las primeras.

En estudios previos se ha despreciado la absorción por NO₂ conduciendo así a una sobrestimación de la extinción por aerosoles en condiciones de atmósfera contaminada (Gueymard and Kambezidis, 1996; Gueymard, 1998). La concentración de NO₂ es muy variable tanto en la troposfera, donde su concentración puede ser muy alta debido a la contaminación, como en la estratosfera. Así, en el área industrial de Hamilton (Canadá) y en el área metropolitana de Toronto (Canadá) se han llegado a determinar valores del contenido de NO₂ en la columna en un amplio rango de valores, con un máximo de 0.013 cm-atm (Schroeder and Davies., 1987; O'Neill et al., 1993). En el caso de Atenas (Grecia), Kambezidis et al. (2001) han determinado un rango de u_n entre 0.01 y 0.16 cm-atm. Estos valores son claramente más altos que el contenido en la columna estratosférica, 0.0001 –0.0002 cm-atm, (Gueymard, 1995). En un estudio reciente realizado a una cierta distancia del núcleo urbano contaminado de El Cairo (Egipto) se ha considerado un valor de 0.005 cm-atm (El Wakil et al., 2001). En nuestro caso hemos considerado el valor de 0.0017 cm-atm, representativo de las condiciones medias de zonas urbanas (Schroeder and Davies., 1987). Esta elección parece confirmada por los datos de concentración de NO₂ en superficie medidos por la red de vigilancia de la contaminación atmosférica en la zona urbana de Granada (Calendario Meteorológico, 1996, 1997). Por otro lado, para los coeficientes de absorción, $a_{n\lambda}$, hemos utilizado los obtenidos por Davidson et al. (1988) y Schneider et al. (1987) (Tabla 4.1).

λ (nm)	368 nm	500 nm	675 nm	778 nm
$a_{o\lambda}$ (cm ⁻¹)	0	0.0315	0.0396	0
$a_{n\lambda}$ (cm ⁻¹)	14.13	4.62	0.2010	0.0084

Tabla 4.1. Coeficientes de O₃ y de NO₂

Una vez determinadas las profundidades ópticas de los diferentes procesos de atenuación para cada una de las longitudes de onda, los valores de la profundidad óptica de aerosoles se obtienen a partir de la Ecuación 4.4.

Diferentes autores han analizado el error introducido por varias fuentes en la profundidad óptica de aerosoles (Dutton et al., 1994; Russel et al., 1993; Reagan et al., 1986; Thomason et al., 1983 y Box and Deepak, 1979). Despreciando las contribuciones al error de las profundidades ópticas de los constituyentes atmosféricos y de las masas de aire relativas de los mismos, el error que se obtiene al calcular la profundidad óptica de aerosoles viene dado por (Russell et al., 1993):

$$\Delta\delta_{a\lambda} = 1/m_R \left[(\Delta V_{0\lambda} / V_{0\lambda})^2 + (\Delta V_{\lambda} / V_{\lambda})^2 \right]^{1/2} \quad (4.7)$$

Los cálculos realizados sobre todo el conjunto de datos que se analiza y caracteriza en los capítulos siguientes, muestran un error máximo para las medidas de la profundidad óptica de aerosoles que varía entre 0.0130 para la longitud de onda 368 nm y 0.003 para 778 nm. Estos valores son muy similares a los obtenidos por Schmid et al. (1997) y Díaz et al. (2000).

4.3. Determinación de los coeficientes α y β de Angström

Como ya hemos visto en el Capítulo 1 la profundidad óptica espectral de aerosoles se suele expresar por la ley de Angström:

$$\delta_{a\lambda} = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (4.8)$$

Esta Ecuación es una aproximación conveniente que conduce a buenos resultados cuando la distribución de tamaño de aerosoles es del tipo Junge (Junge, 1963). Cachorro et al., (1989) mostraron que esta ley no es necesariamente válida sobre todo el rango espectral, y que los coeficientes de Angström obtenidos en un determinado rango espectral pueden ser inapropiados en otro. Por otro lado, en la región del visible (400-700 nm) los estudios realizados por Cachorro et al., (1998a) y Martínez-Lozano et al. (1998), sobre distintos tipos de aerosoles, mostraron que la ley

de Angström es la única parametrización de la atenuación de la radiación solar por aerosoles que conduce a buenos resultados. Sin embargo, cuando se extiende este rango espectral se puede observar una desviación del comportamiento de $\delta_{a\lambda}$ con respecto al que supone la ley de Angström. A pesar de que la ley de Angström no explica de forma totalmente adecuada la dependencia espectral real de $\delta_{a\lambda}$, los coeficientes de Angström pueden considerarse como indicadores del tamaño y la cantidad de aerosoles presentes en las observaciones (Shifrin, 1995).

Los coeficientes de turbiedad de Angström pueden determinarse a partir de los valores espectrales de la profundidad óptica de aerosoles mediante varios métodos (Martinez-Lozano et al., 1998, Cachorro et al., 1987a). En los trabajos de Cachorro et al., (1987a, 1987b, 1989) se han analizado varios métodos de determinación de estos parámetros de turbiedad. Estos análisis muestran que los coeficientes α y β de Angström, determinados mediante el método de Volz (1974), presentan una gran dependencia con las dos longitudes de onda seleccionadas, y que los obtenidos mediante el ajuste lineal de $\ln \delta_{a\lambda}$ frente a $\ln \lambda$ son los más adecuados. Como consecuencia de lo anterior, para determinar los parámetros de turbiedad de Angström hemos utilizado el método del ajuste lineal de $\ln \delta_{a\lambda}$ frente a $\ln \lambda$.

Tomando el logaritmo en la Ecuación 4.8 obtenemos:

$$\ln \delta_{a\lambda} = \ln \beta - \alpha \ln \lambda \quad (4.9)$$

donde λ se expresa en micrómetros

Esta Ecuación representa, para un instante y una longitud de onda determinados, la relación que existe entre la profundidad óptica de aerosoles y los coeficientes de turbiedad de Angström α y β . Para determinar el valor instantáneo de estos coeficientes se dispone, para cada serie de medidas experimentales, de cuatro pares de puntos ($\ln \delta_{a\lambda}$ $\ln \lambda$) correspondientes a las longitudes de onda consideradas. Los parámetros α y β se determinan mediante el ajuste lineal de $\ln \delta_{a\lambda}$ frente a $\ln \lambda$.

4.4. Análisis de la profundidad óptica de aerosoles

En este estudio hemos utilizado las medidas fotométricas realizadas entorno a las 9, 12 y 14 horas en condiciones de cielo despejado, y durante el periodo comprendido entre 1994 y 1998. Estas medidas, en total 2035, cubren un gran rango de condiciones meteorológicas e influencias de masas de aire muy distintas en la zona de estudio.

A partir de estas medidas de irradiancia directa espectral y mediante el método descrito en el apartado 4.2, hemos calculado la profundidad óptica de aerosoles en las longitudes de onda 368, 500, 675, 778 nm. Dado que en ocasiones no se dispone del valor diario del contenido de ozono, (I_0), se ha recurrido, especialmente en los años 1994-1997, al uso de los valores medios mensuales de esta cantidad (L_0), calculados a partir de los valores diarios disponibles (I_0), Figura 4.1.

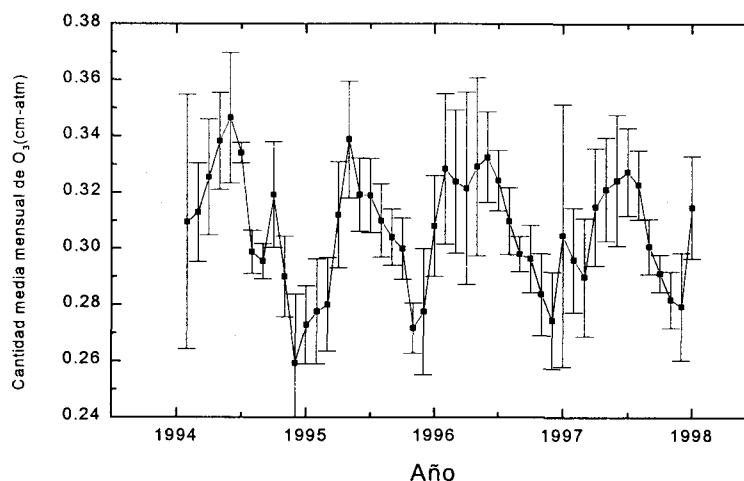


Figura 4.1. Evolución temporal de la cantidad media mensual de ozono

Para analizar el error introducido por esta aproximación en el cálculo de la profundidad óptica de aerosoles hemos utilizado los datos experimentales obtenidos entre los años 1994 y 1997. Así, hemos calculado la profundidad óptica de aerosoles en las longitudes de onda 500, 675, 778 nm para el valor real de la cantidad de ozono disponible, y después hemos vuelto a calcular su valor para la cantidad media mensual de ozono. En la Figura 4.2a presentamos la diferencia entre ambas profundidades ópticas de aerosoles (valor real - valor medio) para las mismas longitudes de onda.

Observamos que la diferencia es muy pequeña, estando entre ± 0.002 para los valores de la profundidad óptica de aerosoles en las longitudes de onda 500 y 675 nm y entre ± 0.0004 para los valores de $\delta_a(778 \text{ nm})$. En términos relativos el error introducido por esta aproximación es, en general, menor al 1%, y en cualquier caso resulta menor que el valor máximo del error asociado a la determinación de la profundidad óptica de aerosoles en cada una de las longitudes de onda consideradas.

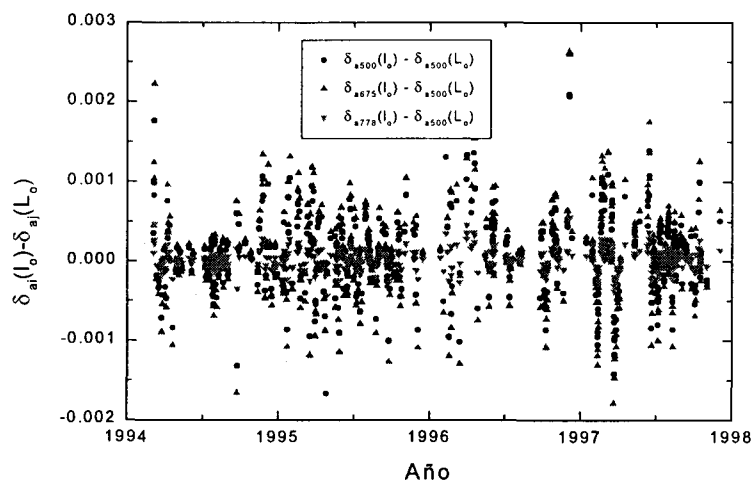


Figura 4.2a. Diferencia entre las profundidades ópticas calculadas a partir de l_0 y L_0

Las relaciones obtenidas entre las profundidades ópticas de aerosoles calculadas a partir de los valores reales y las calculadas a partir de los valores medios mensuales de la cantidad de ozono son los siguientes (ver Figura 4.2b):

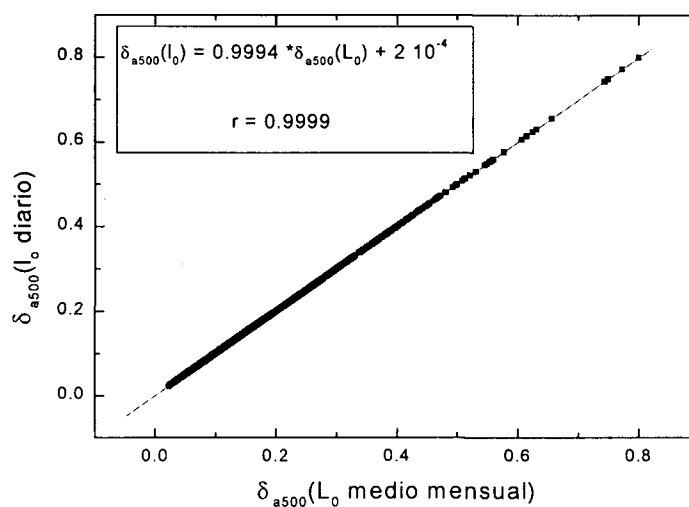


Figura 4.2b. Correlación entre $\delta_{a500}(l_0)$ y $\delta_{a500}(L_0)$

$$\begin{aligned} \delta_{a500}(l_o) &= 0.9994 \delta_{a500}(L_o) + 2 \cdot 10^{-4} & r &= 0.9999 \\ \delta_{a675}(l_o) &= 0.9991 \delta_{a675}(L_o) + 2.2 \cdot 10^{-4} & r &= 0.9999 \\ \delta_{a778}(l_o) &= 0.9998 \delta_{a778}(L_o) + 4.4 \cdot 10^{-5} & r &= 1 \end{aligned}$$

Considerando la alta correlación y la diferencia despreciable, nos parece razonable utilizar los valores medios mensuales en vez de los valores diarios de la cantidad de ozono para determinar la profundidad óptica de aerosoles.

Estos valores de la profundidad óptica de aerosoles corresponden a la extinción de la radiación solar en toda la columna atmosférica, es decir, son la suma de la profundidad óptica troposférica y estratosférica. En condiciones normales el aerosol estratosférico muestra una distribución global uniforme y su concentración es muy pequeña comparado con la del aerosol troposférico. Así, en estas condiciones, la variación de la profundidad óptica de aerosoles se debe principalmente a la componente troposférica, reflejando la variabilidad de un día a otro de la profundidad óptica de aerosoles troposféricos. Sin embargo, después de una intensa erupción volcánica se inyecta en la estratosfera una gran cantidad de gases y polvo. Mediante los procesos de nucleación y aglomeración estos gases, especialmente SO₂, son los responsables de la formación de una capa de aerosoles estratosféricos, conduciendo a un aumento de la profundidad óptica de aerosoles.

Durante la última década la atmósfera ha sufrido el efecto de la gran erupción volcánica del Monte Pinatubo (15.14 N, 120.35 E). Esta erupción, ocurrida en junio de 1991, ha sido la responsable de la inyección de alrededor de 20 millones de toneladas de SO₂ en la estratosfera (Bluth et al., 1992; Mc Cormick and Veiga, 1992), haciendo de esta erupción la erupción más grande de siglo pasado. Esta gran cantidad de gases ha sido la responsable de la formación de una capa de aerosoles volcánicos en la estratosfera. Según los estudios de Stowe et al. (1992) estos aerosoles volcánicos han podido circunnavegar el globo en menos de un mes, debido a la circulación estratosférica, conduciendo así a un importante aumento en la profundidad óptica de aerosoles en casi todo el globo. Los estudios relativos a la evolución de los efectos de la erupción del volcán Monte Pinatubo en nuestras latitudes muestran que el efecto de los aerosoles volcánicos llegó a su máximo al final del invierno de 1992, y que después ha ido disminuyendo hasta casi desaparecer en la segunda mitad del año 1993 (Osborn et

al., 1995; Jäger et al., 1995; Alados-Arboledas et al., 1997). Las condiciones próximas a las registradas antes de la erupción (condiciones normales) se alcanzaron a partir de la segunda mitad del año 1993 (Alados-Arboledas et al., 1997; Niranjana et al., 1999). Después de la erupción del volcán Monte Pinatubo no ha ocurrido ninguna erupción volcánica significativa, y se ha observado una tendencia decreciente en la cantidad de aerosoles estratosféricos (Jäger et al., 1996; Barnes and Hofman, 1997; Beyerle et al., 1995). Guzzi et al. (1999) mostraron que en el periodo 1994- 1997 la estratosfera volvió a unas condiciones de claridad similares a las que se registraron antes de la erupción del Sta Elena (Jäger et al., 1996). Estos últimos autores mostraron también que el nivel de los aerosoles estratosféricos en los años 1996 y 1997 es comparable a los niveles bajos de los años 1979 y 1987. Teniendo todo esto en cuenta podemos decir que a partir del año 1994 la estratosfera volvió a las condiciones normales, y la variación en la profundidad óptica de aerosoles que se evidencia en nuestra serie se debe principalmente a efectos troposféricos.

En las Figuras 4.3a - 4.3d mostramos la evolución temporal de la profundidad óptica de aerosoles en las longitudes de onda 368, 500, 675 y 778 nm en el periodo 1994-1998. podemos observar la gran variabilidad en los valores de la profundidad óptica de aerosoles en cada longitud de onda. El valor de $\delta_a(365)$ varía desde 0.014, obtenido en el día 9 de septiembre de 1994, hasta 0.830, obtenido en el día 18 de julio de 1998. El de $\delta_a(500)$ oscila entre 0.012, obtenido el 17 de diciembre de 1995, y 0.800, obtenido el 5 de julio de 1994, mientras que los valores de $\delta_a(675)$ y $\delta_a(778)$ varían desde 0.017 y 0.056, obtenidos el 16 de marzo 1997 y 11 de febrero de 1996, hasta 0,750 y 0.690, obtenidos el 5 de julio de 1994. Los días con valores de la profundidad óptica alrededor de 0.7 se han clasificado como episodios de turbiedad alta. La media de la profundidad óptica de aerosoles en 368 nm, 500, 675 y 778 nm es de 0.254, 0.189, 0.142 y 0.130, con desviación estándar de 0.141, 0.112, 0.091 y 0.088, respectivamente. Por otro lado podemos observar que las profundidades ópticas de aerosoles presentan un evidente ciclo anual con un mínimo en invierno, aumento en primavera, máximo en verano y un decrecimiento en otoño. Esta variación anual en los valores de la profundidad óptica de aerosoles está relacionada con el ciclo estacional característico de la zona. En general, en el invierno la cantidad del aerosol mineral local disminuye, pues

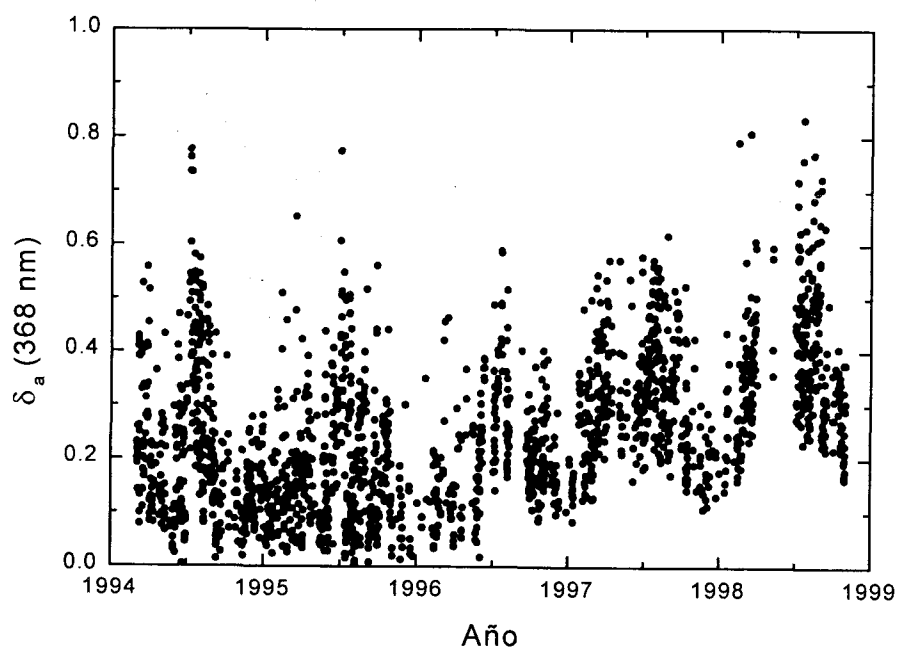


Figura 4.3a. Evolución temporal de la profundidad óptica en 368 nm

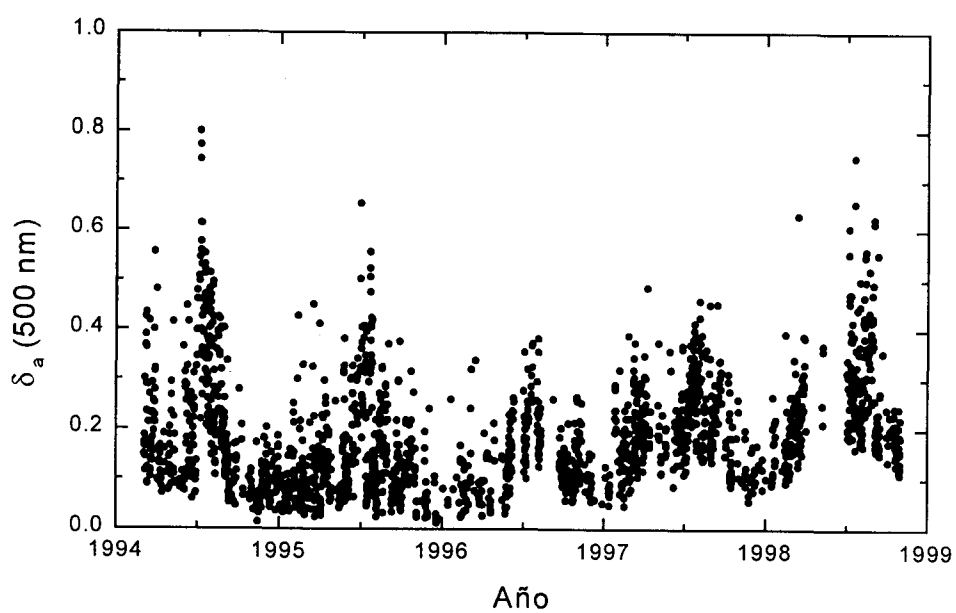


Figura 4.3b. Evolución temporal de la profundidad óptica en 500 nm

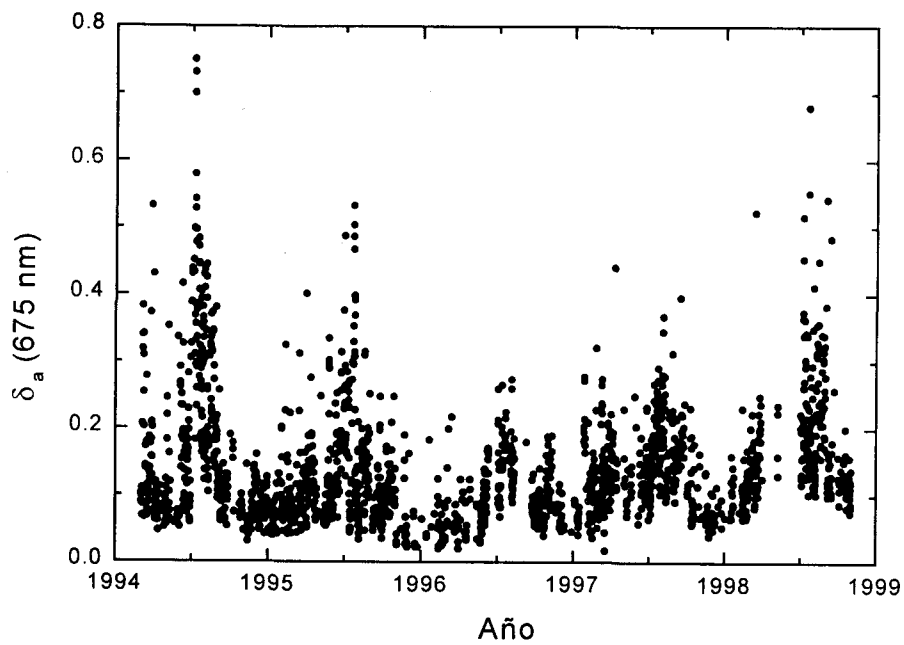


Figura 4.3c. Evolución temporal de la profundidad óptica en 675 nm

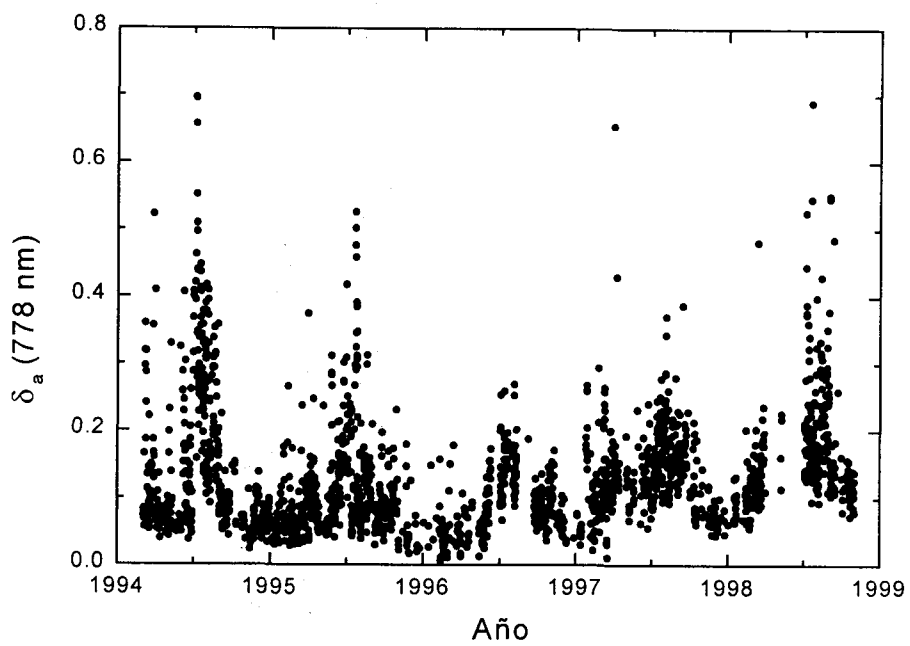


Figura 4.3d. Evolución temporal de la profundidad óptica en 778 nm

el terreno se cubre de vegetación y la mayor humedad del suelo no favorece la entrada de polvo local en la atmósfera. Por otro lado, hay una mayor frecuencia de precipitaciones responsables de eliminar los aerosoles de la atmósfera. Otra cuestión es la mayor incidencia de borrascas frontales que favorecen la difusión de aerosoles. Asimismo los incendios no son frecuentes, y se reduce la incidencia de los episodios de invasión de polvo sahariano (Moulin et al., 1997). De todos modos se produce un aumento de las emisiones antropogénicas asociadas a sistemas de calefacción. También, bajo los efectos de los anticiclones de invierno, se pueden favorecer el desarrollo de inversiones térmicas que impliquen un aumento de la concentración de los aerosoles antropogénicos de origen local (aerosoles urbanos del área metropolitana). En el verano las condiciones de aridez del terreno permiten un mayor aporte de partículas minerales de origen local. Este efecto es mayor en periodos de sequía como los sufridos hasta el año 1995. Por otro lado, el desarrollo de bajas térmicas favorece los procesos de convección oportunos para poder elevar estos aerosoles en el seno de la atmósfera. En esta época no hay emisiones debidas a los sistemas de calefacción centrales pero existe el tráfico rodado. Durante el verano tienen lugar con frecuencia la quemas agrícolas, con el consiguiente aporte de aerosoles con origen en la combustión, pero adicionalmente dado lo árido del terreno estas quemas favorecen corrientes ascendentes que arrastran aerosol mineral de origen local. Por otro lado, durante el verano son frecuentes los incendios en toda la cuenca mediterránea y el área de estudio no es una excepción. Finalmente, las invasiones de polvo sahariano representan episodios de aumento de la cantidad de aerosoles que pueden llegar a ser muy intensos, y en cualquier caso presentan una frecuencia elevada (Moulin et al., 1997, Rodriguez et al., 2000).

La visualización de toda la serie muestra que para todas las longitudes de onda hay un claro decrecimiento en los valores de la profundidad óptica de aerosoles desde el principio del periodo examinado hasta 1996, seguido por un importante crecimiento a partir de esta fecha. También podemos observar el importante aumento en los valores mínimos de la profundidad óptica de aerosoles (valores invernales) a partir del año 1996. De todas estas observaciones podemos intuir que ha habido un cambio en las características ópticas de aerosoles y en la turbiedad atmosférica a partir del año 1996. La comparación entre las figuras anteriores muestra que el importante aumento en los valores de la profundidad óptica de aerosoles, y en especial en los valores mínimos a

partir de 1996, es más notable en las longitudes de onda corta 368 nm y 500 nm. Teniendo en cuenta que la profundidad óptica de aerosoles es una función de la longitud de onda y del radio de las partículas, con un máximo para $r/\lambda \approx 1$, podemos concluir que hay un importante incremento en la componente de las partículas de tamaño pequeño (partículas con radio inferior a $0.2 \mu\text{m}$) a partir del año 1996. Este incremento en la componente de las partículas pequeñas se asocia con la creciente contaminación. El crecimiento en los niveles de contaminación se debe principalmente al incremento del número de los vehículos que circulan en el área metropolitana y de las calderas de calefacción. Según los datos aportados por la delegación de Industria de la Junta de Andalucía en Granada, desde 1996 la progresión de las calderas de calefacción describe una curva ascendente. Exactamente, este incremento de calderas instaladas ha sido de más del 1300 %. Como mostramos en la Figura 4.4, el incremento en el número de vehículos que circulan en el área metropolitana ha sido del orden del 14 % en 1998, 340 900 vehículos en 1994 y 395 017 en 1998. Estos datos se han obtenido a partir de la página <http://www.cma.junta-andalucia.es>.

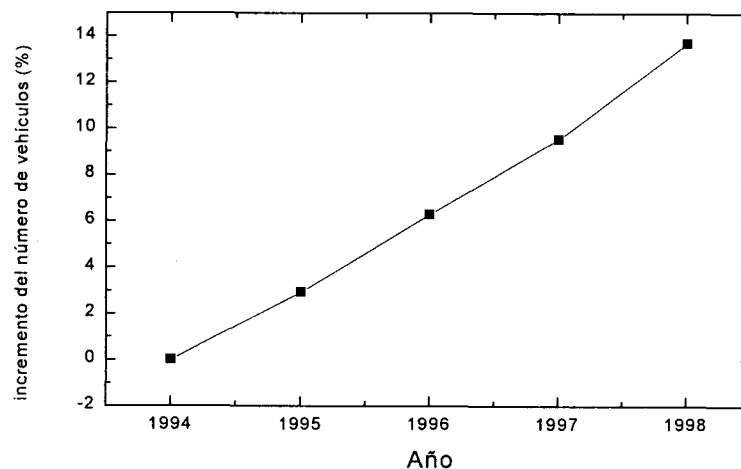


Figura 4.4. Incremento en el número de vehículos. Datos aportados por la Consejería de Medio Ambiente de la Junta de Andalucía.

La orografía de la zona de estudio, localizada en un valle rodeado de montañas, favorece el que en sus zonas más bajas se dificulten los procesos de difusión y se favorezca la acumulación de aerosoles procedentes del uso de las calefacciones centrales y del tráfico rodado. Este fenómeno puede resultar relativamente persistente bajo la acción de los anticiclones típicos del invierno.

Los altos valores de la profundidad óptica de aerosoles en los años 1994 y 1995, más notables en las longitudes de onda larga, se deben principalmente a la sequía de ambos años (Calendario meteorológico, 1997, 1998), los más secos de la década, y a la gran persistencia de los anticiclones que permiten la acumulación del polvo de origen local durante un largo periodo de tiempo. Normalmente estas partículas de polvo mineral de origen local son partículas de tamaño grande con radios superiores a 0.1 μm .

Para ver claramente estas tendencias observadas en el periodo 1994-1998, y minimizar la dispersión de los valores experimentales, hemos calculado los valores medios mensuales de las profundidades ópticas de aerosoles y su desviación estándar. En las Figuras 4.5a - 4.5d presentamos la evolución temporal de los valores medios mensuales de la profundidad óptica de aerosoles y sus desviaciones estándar en las longitudes de onda 368, 500, 675, 778 nm.

Tal y como vimos anteriormente las profundidades ópticas medias mensuales presentan un ciclo anual, con máximo en verano y mínimo en invierno. Esta clásica variación estacional ha sido encontrada también por Peterson et al. (1981) en Carolina del Norte (EE UU), y por Holben et al. (1998) en el área suburbana de Washington (EE UU). La profundidad óptica media de aerosoles varía desde 0.069 hasta 0.480 para $\delta_a(368 \text{ nm})$, desde 0.046 hasta 0.400 para $\delta_a(500 \text{ nm})$, desde 0.039 hasta 0.350 para $\delta_a(675 \text{ nm})$ y desde 0.039 hasta 0.31 para $\delta_a(778 \text{ nm})$. Observamos un decrecimiento en la profundidad óptica de aerosoles desde el año 1994 hasta 1996 seguido por un incremento más notable en las longitudes de onda corta 368 nm y 500 nm. También observamos el importante incremento en los valores mínimos (valores invernales) a partir del año 1996.

La profundidad óptica de aerosoles en marzo de 1994 presenta valores relativamente altos en todas las bandas, superando incluso los valores correspondientes a junio. Hemos encontrado un valor de 0.55 para la longitud de onda 500 nm en el día 25. Estos altos valores de la profundidad óptica de aerosoles en las diferentes longitudes de onda están asociados al predominio de altas presiones sobre la península en dos largos periodos, del día 12 al 19 y del día 22 al 31 (Calendario Meteorológico, 1994). Este predominio de situación anticiclónica y las escasas lluvias registradas en este mes,

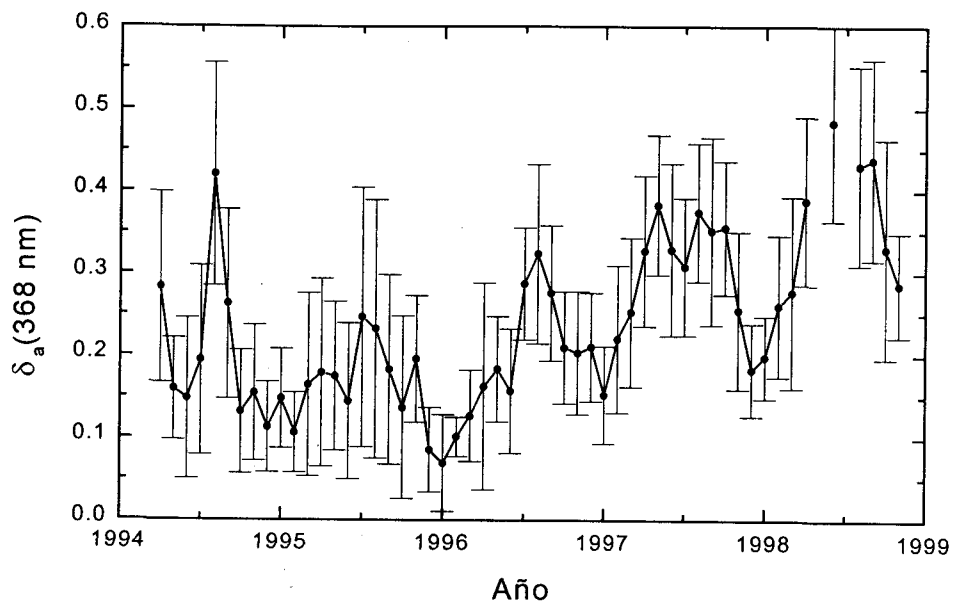


Figura. 4.5a: Evolución temporal de la profundidad óptica de aerosoles media mensual en 368 nm

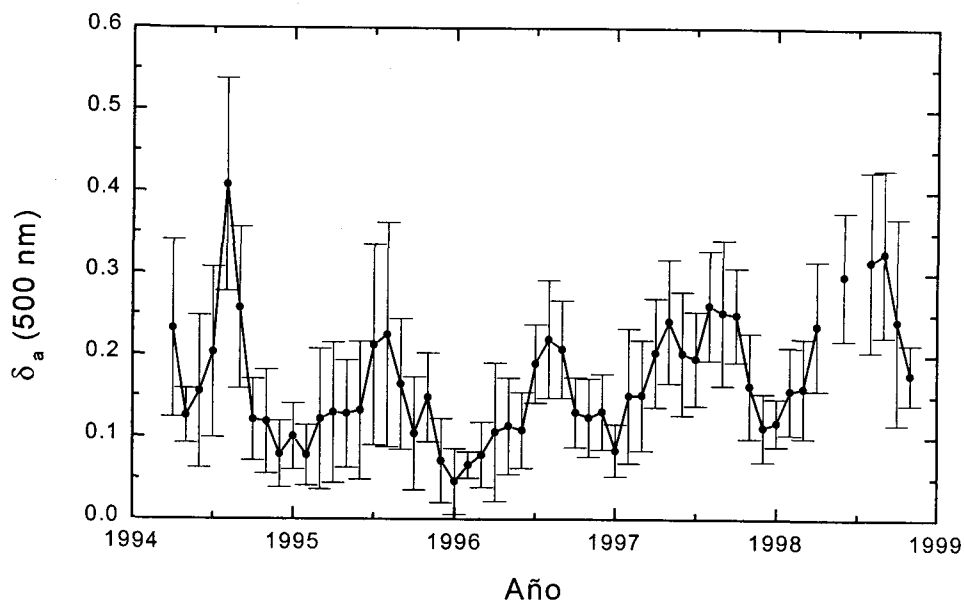


Figura. 4.5b: Evolución temporal de la profundidad óptica de aerosoles media mensual en 500 nm

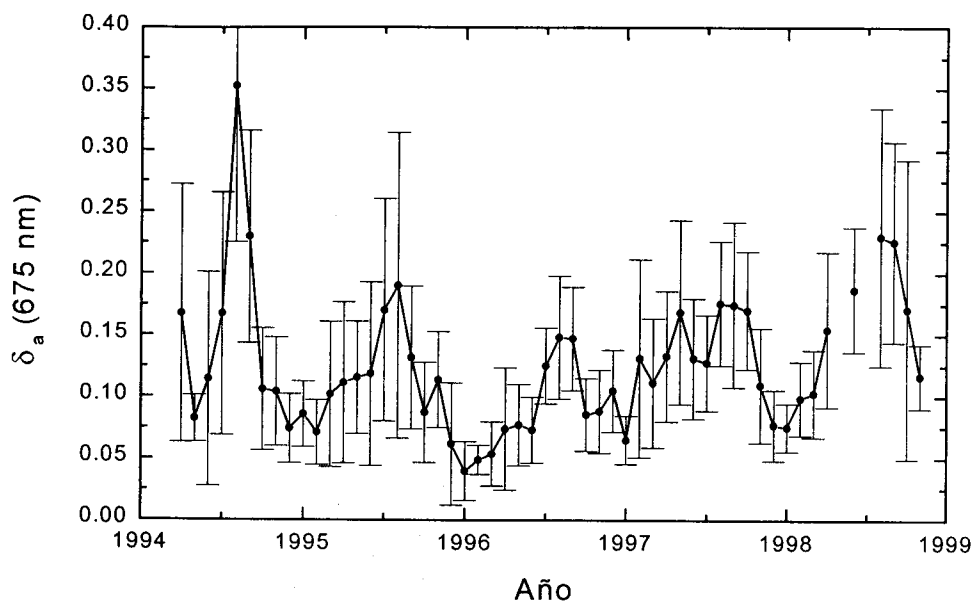


Figura. 4.5c: Evolución temporal de la profundidad óptica de aerosoles media mensual en 675 nm

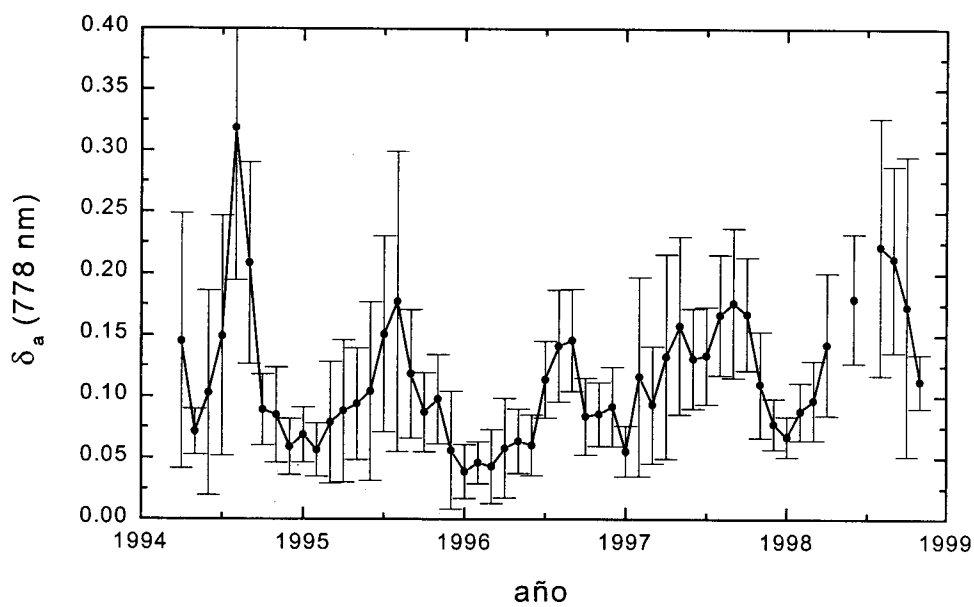


Figura. 4.5d: Evolución temporal de la profundidad óptica de aerosoles media mensual en 778 nm

que no superaron los 6 mm, favorecieron la acumulación de aerosoles en la baja atmósfera, registrando así valores altos de la profundidad óptica de aerosoles. En los dos meses siguientes, abril y mayo, nos encontramos con unas situaciones diferentes a las del mes de marzo: frecuentes entradas de aire frío polar del Norte y Noreste con predominio de bajas presiones con intensos y extensos temporales de lluvia. Se registraron 38 y 22 mm de lluvia en abril y mayo. Como consecuencia de estas situaciones sinópticas los valores de la profundidad óptica de aerosoles en estos dos meses son más bajos que los de marzo. En el mes de junio de 1994 hubo largos periodos de tiempo anticiclónico (9 al 16, 19 al 24 y 27 al 30), por lo que la profundidad óptica de aerosoles aumentó. En el mes de julio de 1994 la profundidad óptica de aerosoles presenta los valores más altos de toda la serie. Este incremento lo encontró también Schmid et al. (1997) en Berna. Estos valores altos se deben a la gran persistencia en altura del anticiclón cálido de las Azores sobre la península (del 1 al 13 y del 18 al 30), y a las frecuentes pulsaciones de aire cálido desde el norte de África. Las oleadas de calor fueron muy extremas y persistentes, y hubo bajas térmicas asociadas a altas temperaturas superficiales. Agosto de 1994 continuó siendo un mes seco y caluroso, aunque no tan extremo como julio, por lo que disminuyeron los valores de la profundidad óptica. Los restantes meses del año fueron inestables y nubosos con entradas de aire frío del norte y situaciones anticiclónicas de períodos muy cortos. Como consecuencia bajaron los valores de la profundidad óptica de aerosoles en estos meses.

Como podemos ver en las Figuras 4.5a-b, en 1995 la profundidad óptica de aerosoles toma valores altos en los meses de junio y julio, pero más bajos que los del verano del año 1994. El mes de junio fue un mes con marcado predominio anticiclónico en sus veinte primeros días, posteriormente resultó muy inestable, nuboso y tormentoso (Calendario Meteorológico, 1995). Julio se mantuvo fresco con nubes y chubascos en la primera quincena, y desde el día 17 al 23 se presentó una agobiante ola de calor (aire africano). La profundidad óptica de aerosoles en el mes de octubre de 1995 presentó un valor relativamente alto, superando el valor correspondiente al de agosto. Esto se debe a la dorsal anticiclónica que se mantuvo sobre la península, con ambiente caluroso, mucho sol y dramática sequía. Contra toda norma climática octubre de 1995 resultó de los más secos del presente siglo. La precipitación media registrada en este mes es de 1.2

mm. En los meses restantes del año 1995 parece que los valores de la profundidad óptica fueron normales.

En el año 1996 los valores bajos de la profundidad óptica de aerosoles en mayo están asociados a las abundantes lluvias registradas en este mes (95 mm, el 1/4 de la media anual) y al predominio de las bajas presiones (Calendario Meteorológico, 1996). Los valores relativamente altos del mes de noviembre están relacionados con el predominio de altas presiones en la primera y la tercera decena del mes. En los otros meses parece que los valores registrados son normales.

En el año 1997 observamos que los valores de la profundidad óptica de aerosoles correspondientes a los meses de marzo y abril son muy altos, e incluso son más altos que los de junio. En el mes de marzo predominaron las altas presiones sobre la península en dos largos periodos (del 1 hasta 18 y del 23 hasta 30), resultando un mes muy seco (Calendario Meteorológico, 1995). Los valores altos de abril están relacionados con el predominio del anticiclón sobre la península. Los valores bajos de la profundidad óptica de aerosoles en mayo y junio de 1997 se deben a que estos dos meses resultaron inestables con pocos días de calma y frecuentes entradas de aire frío del norte. Las temperaturas en estos dos meses fueron más bajas de lo normal en esta época del año. En mayo de 1998 la profundidad óptica de aerosoles presenta valores relativamente altos, superando a los de julio y agosto en la banda 365 nm. La profundidad óptica media de aerosoles del mes de mayo es el promedio de las profundidades ópticas de aerosoles de los días 5 y 6, en los que hubo predominio de las altas presiones sobre toda la península. Estas situaciones producen una gran acumulación de aerosoles antropogénicos y naturales en la atmósfera, conduciendo así a un aumento de la profundidad óptica de aerosoles.

Los valores de la desviación estándar, como se muestra en las figuras anteriores, son relativamente altos comparado con los valores medios mensuales, e incrementan con los valores de la profundidad óptica de aerosoles. Este hecho puede atribuirse a la influencia de las condiciones climáticas locales y la contaminación. En el invierno, como hemos comentado anteriormente, se reducen los incendios y las invasiones de polvo sahariano y disminuye el aerosol mineral local, por lo que dominan las partículas antropogénicas, lo cual implica valores pequeños de la desviación estándar de la

Para ver claramente las tendencias mostradas en la figura anterior, en las Figuras 4.7a-4.7d mostramos la variabilidad de la profundidad óptica de aerosoles en los meses de verano e invierno de los años 1995 y 1997 con respecto al valor medio en 500 nm, $[(\delta_{a\ 500} - \delta_{a\ 500\ media}) / \delta_{a\ 500\ media}] * 100$. Como podemos observar, la profundidad óptica de aerosoles presenta una gran variación diaria, y de un día a otro en cada una de las estaciones. Comparando las Figuras entre sí podemos observar que la profundidad óptica de aerosoles en los meses de verano e invierno de 1995 presenta una mayor variabilidad que en los de 1997. La variabilidad en el verano de 1995 llega hasta 200 % mientras que en el verano de 1997 no supera el 90%.

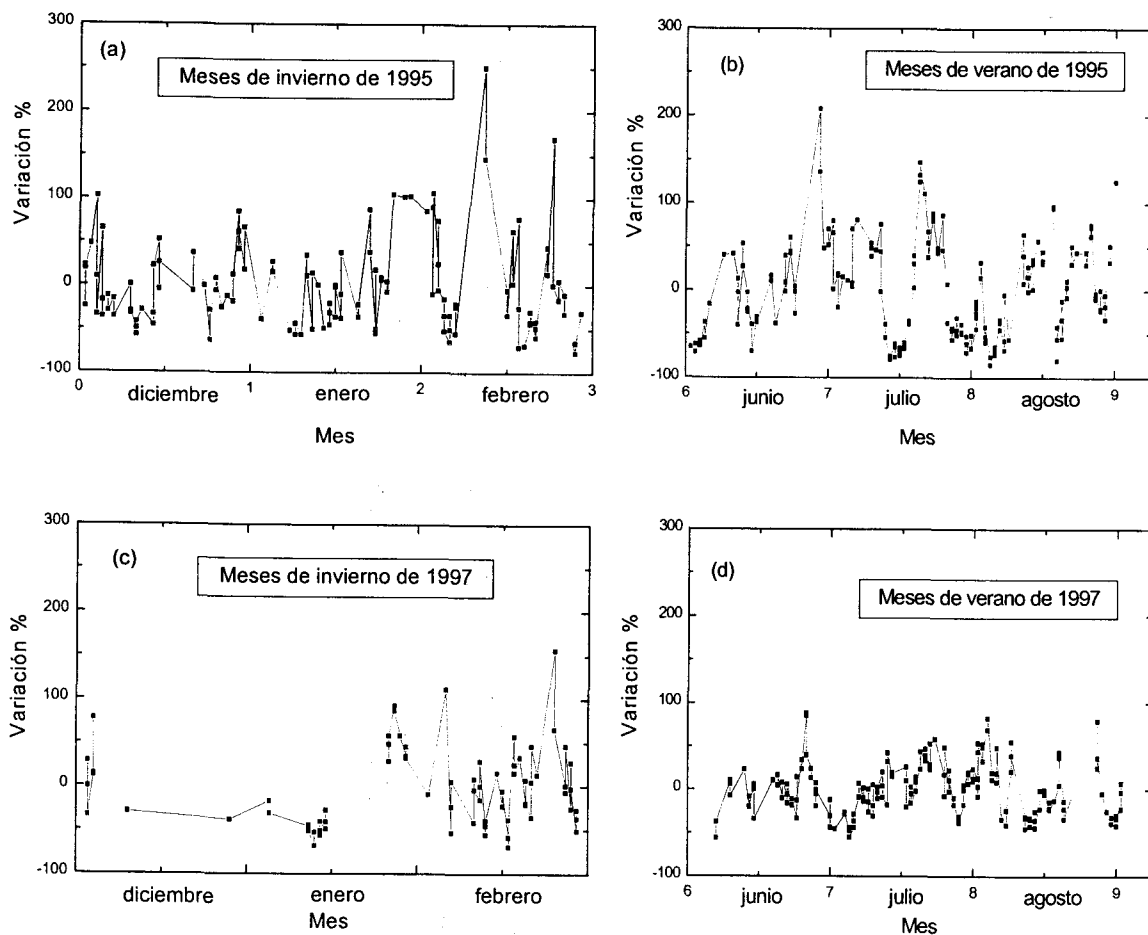
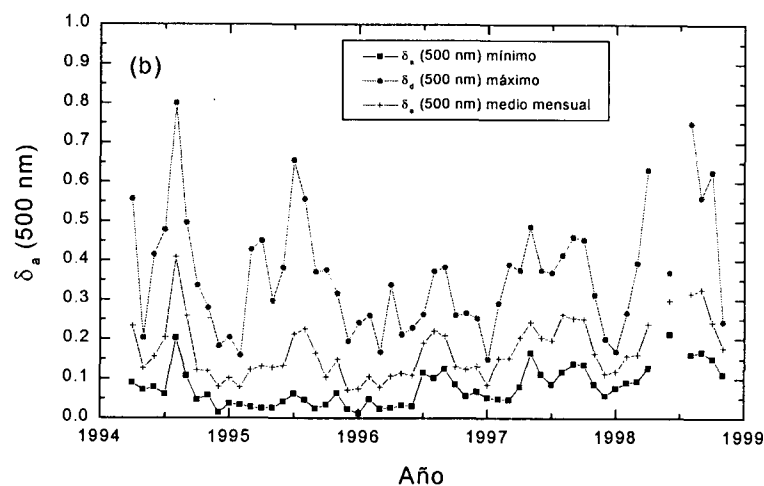
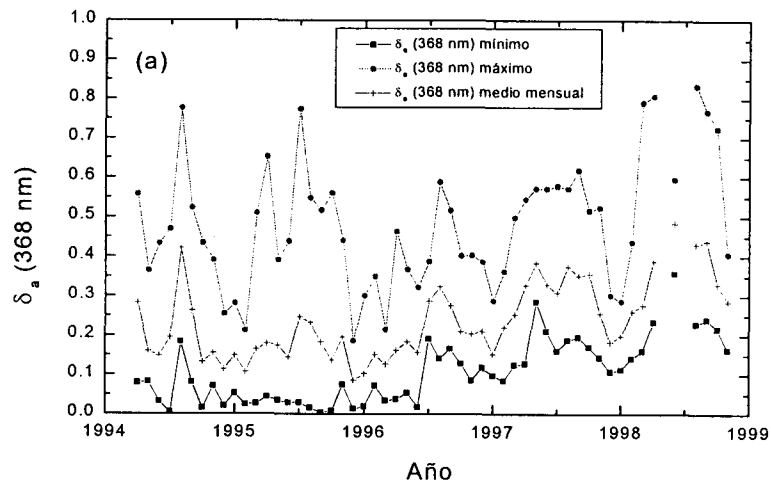


Figura 4.7. Variabilidad de la profundidad óptica de aerosoles con respecto al valor medio mensual en la longitud de onda 500 nm: a) invierno de 1995, b) verano de 1995, c) invierno de 1995 y d) verano de 1997.

En las Figuras 4.8a-4.8d presentamos la evolución temporal de los valores mínimos, máximos y medios mensuales de la profundidad óptica de aerosoles en las longitudes de onda consideradas en este trabajo. Los valores medios mensuales son más próximos a los mínimos que a los máximos, indicando que los valores máximos no representan las características de los aerosoles atmosféricos de nuestra zona. Podemos observar que, en general, los valores máximos de la profundidad óptica presentan un evidente ciclo anual con un máximo en verano y mínimo en invierno. El análisis de los mapas sinópticos nos indica que los valores máximos en los meses invernales corresponden a situaciones en las que dominan los anticiclones, mientras los valores máximos de verano corresponden a las bajas térmicas. Como sabemos, los anticiclones de invierno favorecen una gran acumulación de los aerosoles en la atmósfera, y las bajas



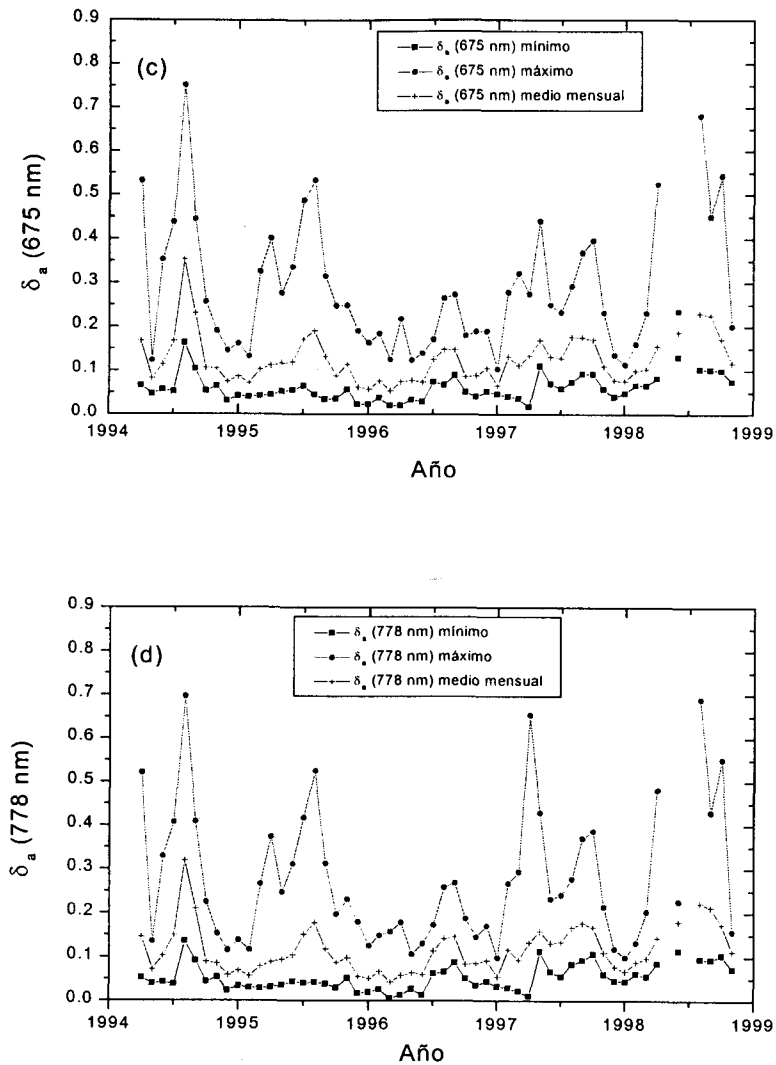


Figura 4.8. Evolución de los valores máximos, mínimos y medios mensuales para a) $\delta_a(368)$, b) $\delta_a(500)$, c) $\delta_a(675)$ y d) $\delta_a(778)$

térmicas permiten una mayor aportación de aerosoles minerales de origen local. Así, estas dos situaciones conducen a valores altos de la profundidad óptica de aerosoles. Por otro lado, los valores mínimos de la profundidad óptica no presentan un claro ciclo anual. El análisis de los mapas sinópticos muestra que estos valores mínimos corresponden a situaciones en las que dominan los efectos de las borrascas frontales. También podemos observar, sobre todo en la Figura 4.8a, el importante incremento en los valores mínimos de la profundidad óptica a partir de la segunda mitad del año 1996, indicando un cambio en la situación de fondo y las características de los aerosoles

atmosféricos. Esto podría estar relacionado, como hemos comentado antes, con la creciente contaminación en la zona de estudio en los últimos años de nuestra serie.

Para mostrar este cambio en las características de los aerosoles, en las Figuras 4.9a-4.9d mostramos, para cada una de las longitudes de onda consideradas en este trabajo, la comparación de los histogramas de frecuencias de las profundidades ópticas de aerosoles para cada año. El valor más frecuente de $\delta_a(368 \text{ nm})$ se ha incrementado desde 0.125 en 1994 hasta 0.325 en 1998, el de $\delta_a(500 \text{ nm})$ desde 0.075 en 1995 hasta

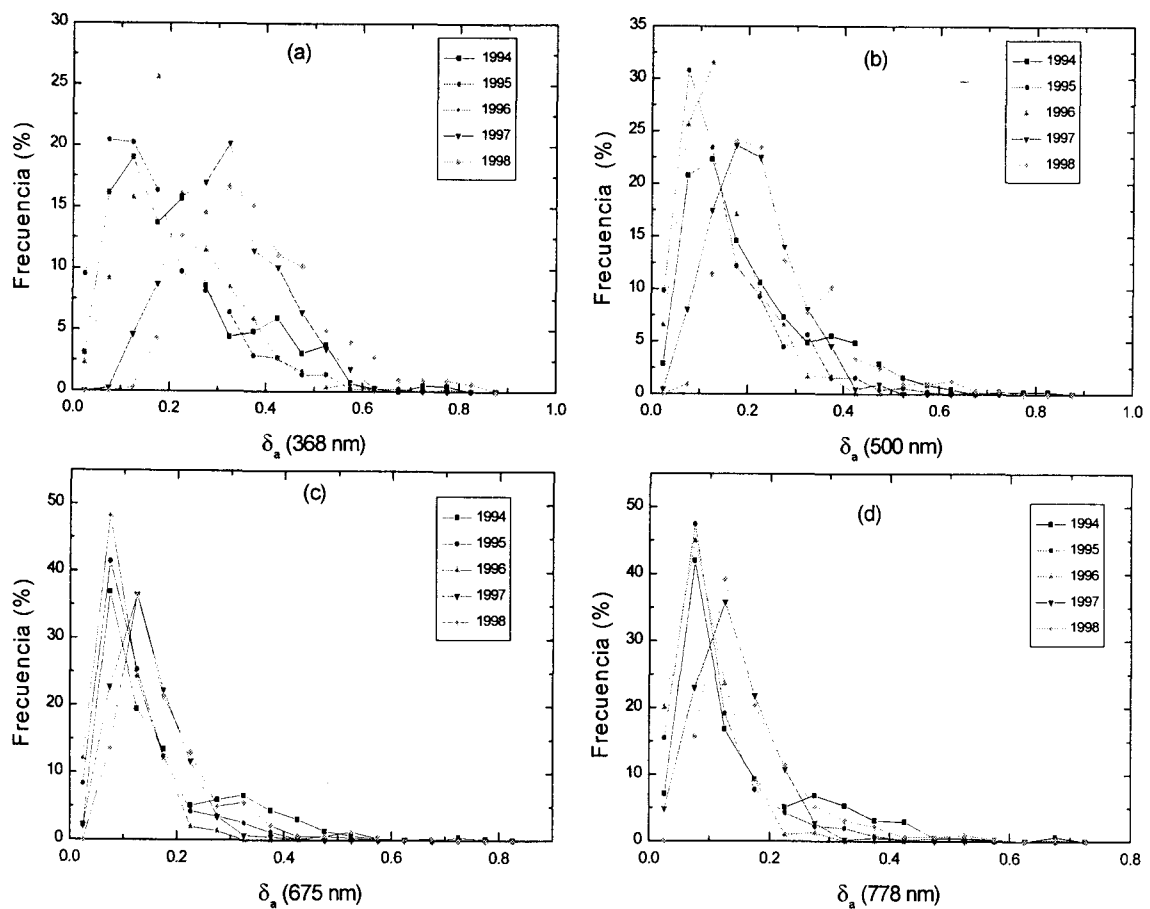


Figura 4.9. Histograma de frecuencia de a) $\delta_a(368)$, b) $\delta_a(500)$, c) $\delta_a(675)$ y d) $\delta_a(778)$

0.175 en 1998, y el de $\delta_a(675 \text{ nm})$ y de $\delta_a(778 \text{ nm})$ desde 0.075 en 1994 hasta 0.125 en 1998. Como podemos ver claramente hay un considerable aumento en el valor más frecuente de cada año. Este incremento es más importante en la longitud de onda 368

nm. Estas Figuras nos muestran el efecto del incremento de la contaminación en la zona de estudio.

4.5. Análisis de los Coeficientes α y β de Angström

Aceptando la ley de Angström hemos determinado los valores de los coeficientes de Angström α y β correspondientes al periodo 1994-1998, y utilizando el método descrito en el Apéndice se ha determinado el factor de Linke T_L . Recordemos que, a diferencia del coeficiente β de Angström, el factor de Linke no representa exclusivamente la extinción debida a los aerosoles, pues este parámetro también informa de la absorción debida al vapor de agua y al dióxido de nitrógeno (Gueymard, 1996). En las Figuras 4.10a-4.10d mostramos la evolución temporal de β y T_L y la evolución temporal de sus valores medios mensuales. Los valores instantáneos de β y

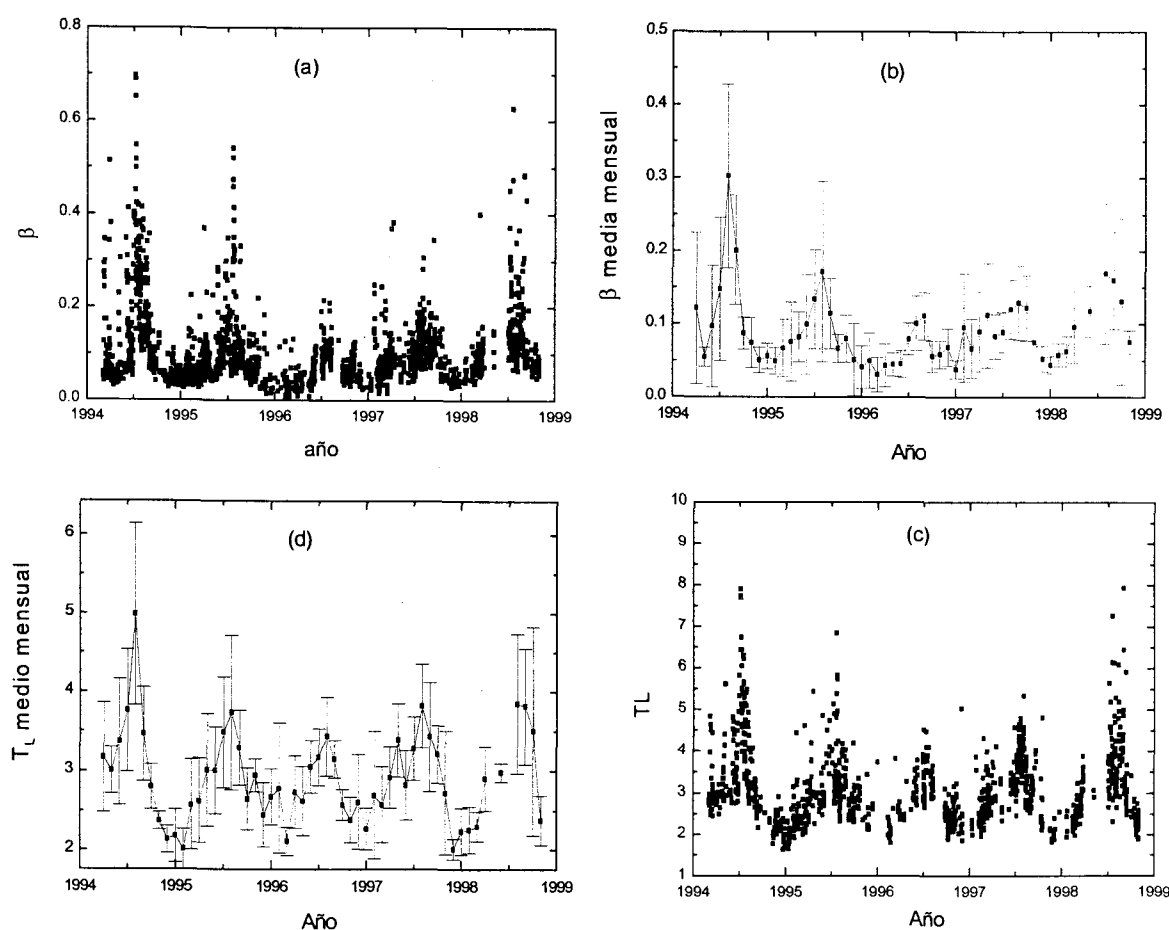


Figura 4.10. Evolución temporal de los valores instantáneos y medios mensuales del parámetro β (a) y (b), y del factor T_L (c) y (d).

T_L varían entre 0.004 y 0.69, y 1.62 y 7.93, respectivamente, mientras los valores mensuales varían entre 0.03 y 0.3 para β y entre 2 y 5 para T_L . Podemos observar que estos dos parámetros de turbiedad muestran un ciclo estacional con un máximo en verano y un mínimo en invierno. Este ciclo estacional ha sido observado también por otros autores en diferentes lugares (Pedrós et al., 1999; Jacovides and Karalis, 1996; Jacovides et al., 1994). También observamos que los valores de β y T_L registrados en el año 1996 son los más bajos de toda la serie. Esto se debe a que el año 1996 fue el año más lluvioso de los cinco años de este estudio. Podemos observar que estos coeficientes de turbiedad tienen evoluciones temporales similares. En la Figura 4.11 representamos el coeficiente de turbiedad β de Angström frente a T_L . En la misma mostramos el ajuste lineal entre estos coeficientes de turbiedad y la expresión obtenida. Como podemos apreciar existe una buena correlación entre los dos coeficientes. Observamos también que la mayoría de los valores de T_L están en el rango 2 – 4, mientras los de β están entre 0.004 – 0.2. Por otro lado, Jacovides y Karalis (1996) utilizando medidas registradas en Atenas (Grecia) encontraron una correlación ($\beta = -0.152 + 0.0602 T_L$) un poco diferente a la encontrada en nuestro estudio. Grenier et al. (1994) encontraron una relación similar a la encontrada en nuestro caso ($\beta = -0.133 + 0.065 T_L$).

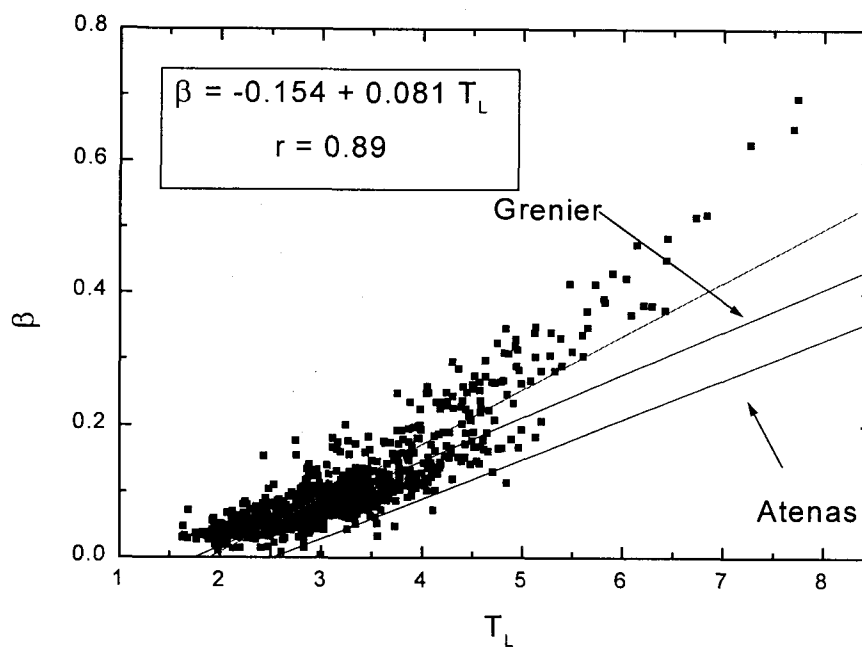


Figura 4.11. Variación del coeficiente β de Angström frente a T_L .

En la Figura 4.12 mostramos la variación temporal del coeficiente de turbiedad α . El parámetro α varía desde -3.33 hasta 2.87 , con una significativa variación tanto diaria como de día a día. La variación de α presenta un aspecto totalmente diferente al de la profundidad óptica de aerosoles, con valores mínimos en verano y máximos en invierno. La explicación de este patrón estacional la podemos dar en términos parecidos a los que hemos utilizado en nuestro análisis de la profundidad óptica de aerosoles. El predominio de los aerosoles naturales de origen mineral en verano frente al peso que representan los aerosoles de origen antropogénico en invierno explica el cambio en el parámetro α de Angström. Así, la presencia de partículas de gran tamaño (polvo mineral) explica el que haya una menor dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles, mientras que la contribución importante de aerosoles de origen antropogénico (partículas pequeñas) en invierno favorece una mayor dependencia espectral, mayor α , de la misma. También podemos observar que casi todos los valores negativos del parámetro α se han obtenido en los años 1994 y 1995. Estos valores negativos del parámetro de Angström α están asociados con el predominio de la componente de las partículas de tamaño grande. Esto se debe a las condiciones extremas y secas en estos dos años que favorecieron una gran acumulación de partículas minerales de origen local en la atmósfera.

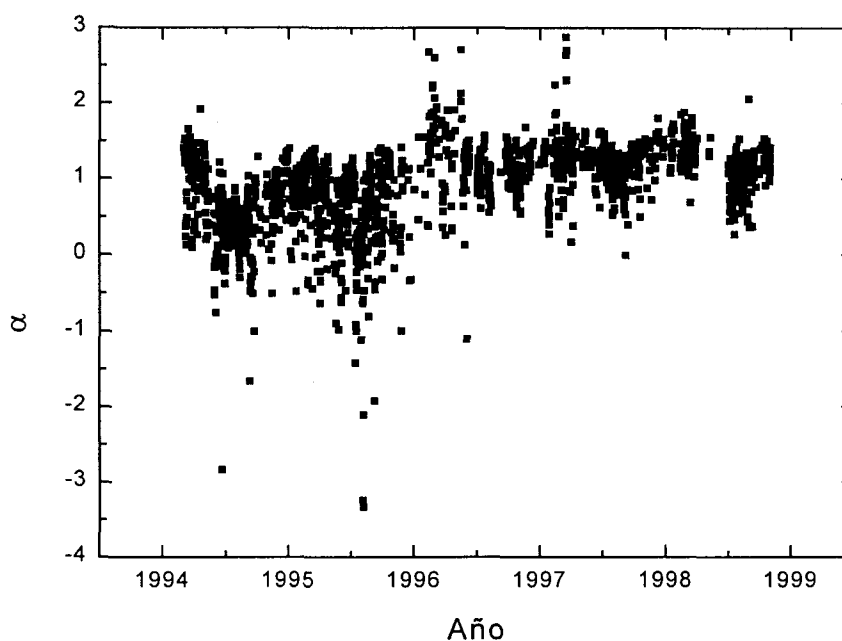


Figura 4.12. Evolución temporal del parámetro α de Angström

En general, a partir de los resultados obtenidos vemos que los valores bajos o negativos de α se asocian con valores altos de β y viceversa. Esto podemos observarlo en la Figura 4.13, donde presentamos los valores de α con respecto a los de β . No existe una clara correlación entre ambos parámetros. La mayoría de los valores del parámetro α están entre 0 y 2. Los eventos de alta turbiedad tienen valores de α negativos o cercanos a cero, con valores de β superiores a 0.3. Esto indica que en eventos de mayor turbiedad dominan las partículas de gran tamaño. Observamos que algunos casos tienen valores de α negativos con valores de β bajos. Estos casos corresponden posiblemente a situaciones en las que la atmósfera está limpia, pero con una pequeña carga de partículas de polvo de origen local en los niveles bajos de la atmósfera.

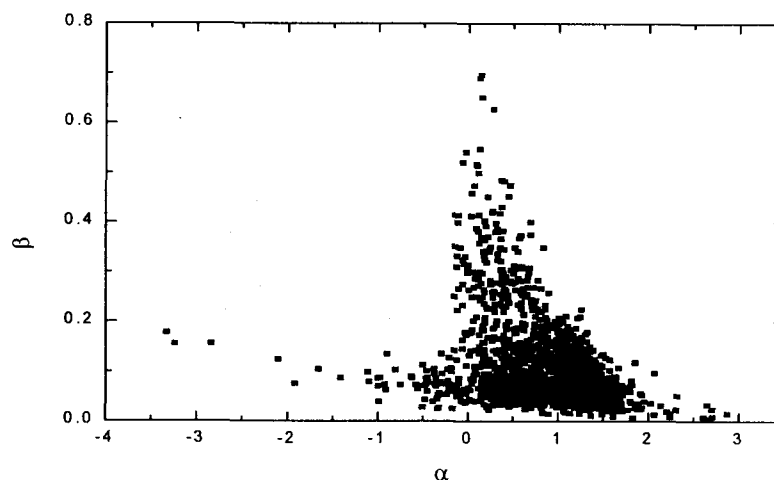


Figura 4.13. Valores de β frente a los de α

En la Figura 4.14 mostramos los valores medios mensuales de α y su correspondiente desviación estándar, durante el periodo 1994-1998. Los valores de α varían desde 0.24 hasta 1.54, y muestran un claro ciclo anual con valores mínimos en verano y máximos en invierno. En los años 1994 y 1995 observamos que α presenta valores relativamente bajos. A partir de 1996 observamos un importante incremento en los valores. Los valores bajos del parámetro α registrados en los años 1994 y 1995 revelan un incremento del papel de las partículas de tamaño grande, mientras los valores altos de este parámetro registrados en los años siguientes revelan un incremento en las partículas de tamaño pequeño. El incremento en los valores del parámetro α a partir del año 1996 puede estar asociado, como se ha comentado antes, al incremento en la contribución de los aerosoles de origen antropogénico en la zona de estudio. Los valores

bajos del parámetro α en los dos primeros años están relacionados con las condiciones de sequía. En el Capítulo siguiente intentaremos confirmar estos resultados con el análisis de las distribuciones de tamaño.

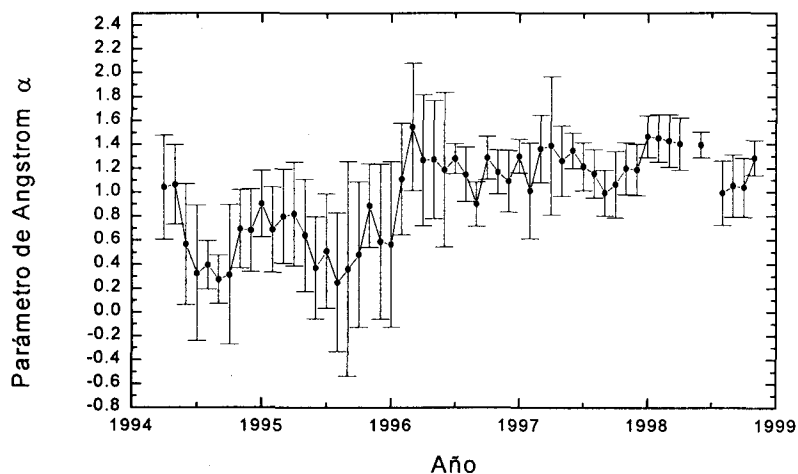


Figura 4.14. Evolución de los valores medios mensuales de α

Para ver claramente este cambio, en la Figura 4.15 mostramos las frecuencias de los valores de α para cada año. Como podemos ver, el valor más frecuente de α aumentó desde el 0.35 obtenido en 1994 hasta el 1.15 obtenido en los tres últimos años de la serie. Estos resultados están de acuerdo con los que hemos obtenido mediante el análisis de la profundidad óptica de aerosoles, y muestran que se ha producido un notable cambio en las propiedades ópticas de aerosoles debido al aumento de la presión antropogénica sobre la zona de estudio.

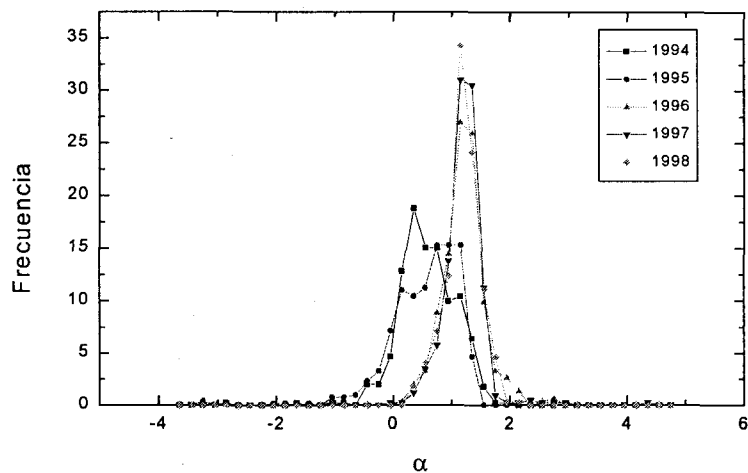


Figura 4.15. Frecuencia de los valores del parámetro α

Capítulo 5

Distribución de tamaño de los aerosoles

5.1. Introducción

Como ya se ha indicado, el estudio de las propiedades ópticas y físicas de los aerosoles es muy importante para la evaluación de sus efectos sobre el clima (Charlson et al., 1987, 1991, 1992; Kaufman et al., 1991 Preining, 1991; Penner et al., 1992; Russel et al., 1994; Nacional Research Council, 1996) y para el desarrollo de algoritmos de teledetección de aerosoles a partir de las imágenes de satélite (Fraser et al., 1984; Tanré et al., 1988; Kaufman et al., 1990; King et al., 1992; Holben et al., 1992; Dulac et al., 1992; Kaufman et al., 1997; Gordon and Wang, 1994; Vermote et al., 1997). Una propiedad de los aerosoles de gran importancia para los estudios climáticos es la distribución de tamaño en toda la columna atmosférica, $n(r) = dN/dr$, que representa el número de aerosoles en una columna de aire de sección transversal unidad, por unidad de radio de las partículas. También suele utilizarse la distribución de tamaño en

términos de $dN/d\log r$, que representa el número de partículas en una columna de aire de sección transversal unidad, por unidad logarítmica de radio.

En este Capítulo repasaremos los métodos utilizados para determinar la distribución de tamaño a partir de medidas espectrales de la profundidad óptica de aerosoles. Presentaremos el método de King et al. (1978), utilizado en este trabajo, y discutiremos algunas dificultades asociados con la obtención de la distribución de tamaño mediante este método de inversión. Finalmente presentaremos y discutiremos los resultados relativos a las distribuciones de tamaño medias mensuales obtenidos a partir de la inversión de los valores medios mensuales de la profundidad óptica de aerosoles. A partir de estas distribuciones de tamaño determinamos y analizamos otros parámetros importantes como el número total de partículas y la masa total de las mismas.

5.2 Formulación básica

La dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles contiene información sobre la distribución de tamaño de aerosoles (Heintzenberg et al., 1981; Wang et al., 1989). Siguiendo la teoría de Mie y considerando que los aerosoles atmosféricos son partículas esféricas con un único índice de refracción, m , podemos determinar a partir de la variación espectral de la profundidad óptica de aerosoles la distribución de tamaño de los mismos, teniendo en cuenta la siguiente expresión (Phillips, 1962):

$$\delta_{a\lambda} = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) n(r) dr \quad (5.1)$$

donde $n(r)$ es la función de distribución de tamaño, $Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m)$ es el factor de eficiencia de extinción (teoría de Mie), r es el radio de las partículas y m es el índice de refracción complejo. Este índice es una de las propiedades importantes que caracteriza el aerosol, y que está relacionado con su composición química. Se representa en la forma compleja $m = n - ik$, donde la parte real representa la contribución debida al proceso de dispersión mientras la parte compleja representa la debida a la absorción. En

general, la parte real de este índice se puede determinar con bastante precisión; mientras que la determinación de la parte imaginaria resulta más complicada.

Considerando que las partículas son esféricas obtenemos:

$$\delta_{a\lambda} = \int_0^{\infty} (3/4r) Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) v(r) dr \quad (5.2)$$

donde $v(r) = 4/3 \pi r^3 n(r)$ es la distribución de volumen, que representa el volumen de aerosoles en la columna de aire de sección transversal unidad, por unidad de radio.

Las funciones $K_{\text{ext}} = \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m)$ y $K_v = (3/4r) Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m)$ se conocen con el nombre de funciones de Kernel. La función de Kernel representa una medida de la contribución relativa de los diferentes tamaños de partículas a la profundidad óptica de aerosoles. Por eso esta función refleja la sensibilidad de $\delta_{a\lambda}$ al tamaño de las partículas.

La inversión de la Ecuación 5.1 nos permite obtener la distribución de tamaño, $n(r)$, a partir de las medidas de profundidad óptica en un conjunto de longitudes de onda. De acuerdo con el comportamiento de las funciones de Kernel, la profundidad óptica en un determinado rango de longitudes de onda proporcionará información fiable de $n(r)$ para un rango limitado de tamaño de partículas (Heintzenberg et al., 1981).

En la Figura 5.1 mostramos las funciones de Kernel, K_v , en las longitudes de onda consideradas en este estudio, normalizadas a sus correspondientes máximos. Es evidente que el máximo en cada longitud de onda está asociado con un radio de partícula. Para valores de radio inferiores a $0.06 \mu\text{m}$ y superiores a $2 \mu\text{m}$ las funciones de Kernel son próximas a cero. Como consecuencia, el intervalo de radio máximo donde se puede obtener una información fiable acerca de las propiedades ópticas y físicas de aerosoles es de 0.06 a $2 \mu\text{m}$. En el análisis de estas funciones hemos utilizado el índice de refracción $m = 1.48 - 0.005i$. En cuanto a la selección del valor del índice de refracción, en una sección posterior mostraremos el procedimiento seguido para su elección.

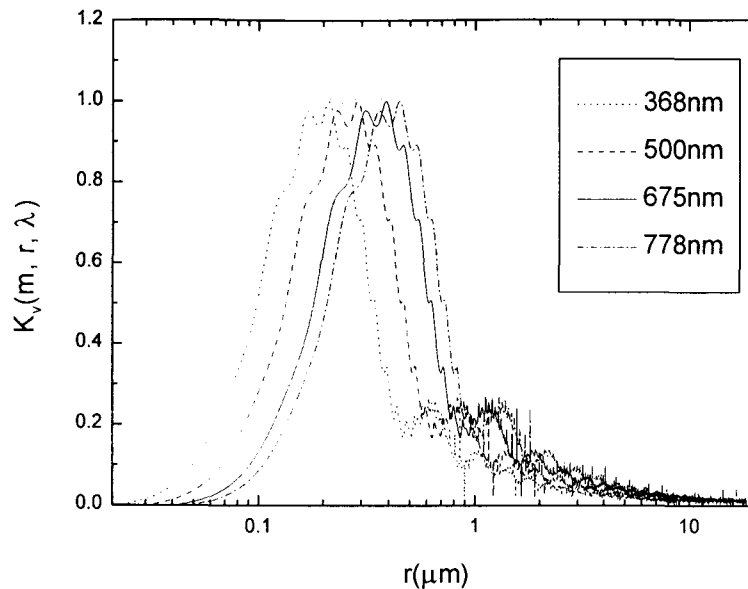


Figura 5.1. Funciones de Kernel para los diferentes valores de λ .

5.3. Métodos de determinación de la distribución de tamaño

Históricamente se han utilizado diversos métodos para determinar, a partir de las medidas espectrales del espesor óptico de aerosoles, la distribución de tamaño de las partículas. En general, estos métodos pueden agruparse en dos categorías.

En la primera categoría la distribución de tamaño se obtiene mediante una función analítica (Pinnick et al., 1976; Russell et al., 1981; Wang et al., 1989; Thomason, 1991). Una de las funciones analíticas que se suele utilizar para representar la distribución de tamaño de aerosoles es la función lognormal monomodal con solo tres parámetros.

$$n(r) = \frac{N_0}{r \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_m)}{2\sigma^2}\right] \quad (5.3)$$

Donde N_0 , r_m y σ son los parámetros a ajustar. N_0 representa el número de partículas en la columna atmosférica por sección transversal de ésta, r_m es el radio medio geométrico de las partículas y σ es la desviación estándar del logaritmo de los radios, y representa la anchura de la distribución de tamaño. Shettle and Fenn (1979), D'Almeida (1987), Kaufman and Holben (1996), Cachorro and Tanré (1997) y

Cachorro et al. (2000), han utilizado con buenos resultados esta función para los aerosoles troposféricos.

No obstante, la función de uso más extendido en los estudios más recientes para representar la distribución de tamaño de aerosoles es la función lognormal bimodal con seis parámetros.

$$n(r) = \sum_{i=1}^2 \frac{N_i}{r \sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_{mi})}{2\sigma_i^2}\right] \quad (5.4)$$

Esta función ha sido utilizada satisfactoriamente por Goodman et al. (1994) y Saxena et al. (1995).

Para aproximar la distribución de tamaño de aerosoles, a veces también se ha elegido la función Gamma modificada (Hansen and Trais, 1974; Mishchenko et al., 1997):

$$n(r) = C r^a \exp(-b r^y) \quad (5.5)$$

A pesar de los problemas analizados por Cachorro et al. (1993) y Cachorro y de Frutos (1995), en algunas ocasiones la distribución de tamaño de aerosoles se aproxima de forma apropiada por la función de distribución de tamaño de Junge (1963):

$$n(r) = C r^{-v+1} \quad (5.6)$$

donde C es una constante relacionada con el número total de partículas, y v es el parámetro de Junge relacionado con el tamaño de las partículas.

Mishchenko et al.(1997) han indicado que hasta el momento no hay un consenso general acerca de qué función de distribución de tamaño describe mejor los aerosoles atmosféricos. Por otro lado, estos métodos ponen restricciones concretas a la forma de la distribución de tamaño que se pretende ajustar a un modelo predefinido.

En el segundo grupo, la distribución de tamaño de aerosoles puede obtenerse mediante los métodos de inversión desarrollados por Twomey (1963), Phillips (1962), Chahine (1968), Twomey (1975), Grassl (1971), King et al. (1978) y Heintzenberg et al. (1981). Estos métodos no hacen ninguna hipótesis previa acerca de la forma de la distribución de tamaño, razón por la que en este trabajo recurrimos a uno de estos métodos de inversión.

5.4. Método empleado para la determinación de la distribución de tamaño.

Considerando los valores espectrales de la profundidad óptica podemos obtener a partir de la Ecuación 5.1 la distribución de tamaño. En nuestro caso, para resolver la Ecuación integral utilizaremos el método de inversión propuesto por King et al. (1978). Este método de inversión impone ciertas restricciones que controlan la estabilidad de la solución de la Ecuación 5.1.

Para determinar $n(r)$ hay que transformar la Ecuación 5.1. Puesto que no se puede expresar analíticamente $n(r)$ en función de $\delta_{a\lambda}$, debido al número finito de observaciones, es necesaria una aproximación numérica. Así, expresando la integral de la Ecuación 5.1 por una suma finita sobre q intervalos de valores de radio, comprendido entre $[r_a, r_b]$, y sustituyendo también la función $n(r)$ por el producto:

$$n(r) = h(r) f(r) \quad (5.7)$$

tenemos:

$$\delta_{a\lambda} = \int_{r_a}^{r_b} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr = \sum_{j=1}^q \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr \quad (5.8)$$

donde $h(r)$ es una función de variación rápida y $f(r)$ es de variación lenta. Por las razones anteriores los límites de integración se han hecho finitos con $r_a = r_1$ y $r_b = r_{q+1}$.

Si consideramos que la función $f(r)$ es constante en cada uno de los intervalos definidos, podemos aproximar la Ecuación 5.8 por el sistema de ecuaciones lineales siguientes:

$$\mathbf{g} = \mathbf{A} \mathbf{f} \quad (5.9)$$

donde

$$g_i = \delta_{a\lambda_i} \quad i = 1, 2, \dots, p$$

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda_i, m) h(r) dr \quad j = 1, 2, \dots, q \quad (5.10)$$

$$f_j = f(r_j \leq r \leq r_{j+1})$$

Para tener en cuenta los errores que provienen de esta aproximación, tenemos que añadir un término en la Ecuación 5.9. Así, esta Ecuación queda:

$$\mathbf{g} = \mathbf{A} \mathbf{f} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (5.11)$$

donde $\boldsymbol{\varepsilon}$ es el vector error cuyos elementos ε_i representan la desviación entre las medidas (g_i) y la estimación ($\sum_j A_{ij} f_j$). Esta desviación proviene de los errores en las medidas, de la aproximación por un sistema lineal y de la incertidumbre en la forma exacta de la función de Kernel.

Phillips (1962) y Twomey (1963) discutieron la inestabilidad de la función $f(r)$, solución de la Ecuación 5.11, obtenida mediante la minimización de la función $\sum \varepsilon_i^2$. Para eliminar esta inestabilidad estos mismos autores indican que es necesario añadir más información al sistema de ecuaciones. Así, para seleccionar la solución física, de entre todas las posibles, Phillips obtiene la solución $f(r)$ mediante la minimización de la siguiente función:

$$\sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^p C_{ij}^{-1} \varepsilon_i \varepsilon_j + \gamma \sum_{j=2}^{q-1} (f_{j-1} - 2 f_j + f_{j+1})^2 \quad (5.12)$$

donde $C_{ij} = \sigma_{g_i g_j}^2$ es un elemento de la matriz de covarianza C , y γ es el parámetro de Lagrange (positivo).

El valor mínimo de esta función representa la estimación estadística óptima de la función $f(r)$. Así, calculando la derivada de esta función con respecto a los coeficientes f_k , obtenemos las ecuaciones siguientes:

$$-\sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^p C_{ij}^{-1} A_{ik} \varepsilon_j + \gamma \sum_{j=1}^q H_{kj} f_j = 0 \quad k = 1, 2, \dots, q \quad (5.13)$$

donde H_{kj} es un elemento de la matriz, H , definido por Twomey (1963).

Escribiendo las ecuaciones 5.13 en forma de matriz obtenemos:

$$-\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \boldsymbol{\varepsilon} + \gamma \mathbf{H} \mathbf{f} = 0 \quad (5.14)$$

donde \mathbf{A}^T es la matriz traspuesta de \mathbf{A} . Eliminando $\boldsymbol{\varepsilon}$ entre 5.11 y 5.14 obtenemos \mathbf{f} :

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{g} \quad (5.15)$$

Por fin, siguiendo el método iterativo de King et al. (1978) obtenemos la distribución de tamaño de aerosoles, $n(r) = h(r) f(r)$. Este método iterativo comienza suponiendo una solución inicial que se actualiza en cada iteración. El proceso iterativo se repite hasta obtener un resultado estable. En este método iterativo se considera que la función inicial tiene la forma de la distribución de Junge, $r^{-(\nu+1)}$, donde ν es el factor de Junge relacionado con el parámetro de Angström por la Ecuación $\nu = \alpha - 2$. En la práctica se utilizan varios valores de ν para calcular la función inicial, y se comparan los resultados finales. Para seleccionar los valores del parámetro de Lagrange γ se varía $\gamma_{rel} \equiv \gamma \mathbf{H}_{11} / (\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{A})_{11}$ en el rango $10^{-3} - 1$ hasta llegar al valor mínimo de γ_{rel} , para el cual todos los elementos del vector solución son positivos (los valores negativos de los elementos del vector solución no constituyen una solución física).

King et al. (1978) han discutido las dificultades asociadas con la obtención de la distribución de tamaño de aerosoles mediante la inversión de las medidas espectrales de la profundidad óptica de aerosoles. Entre estas dificultades citamos la elección del rango de radio que más contribuye a los valores de la profundidad óptica de aerosoles. Estos

autores han mostrado que este rango de radio depende de los valores de las funciones de Kernel en este rango y de la distribución de tamaño de aerosoles que no se conoce. Este último hecho implica que en nuestra elección del rango de radio, en el que podemos realizar con gran confianza la inversión, se cometa un cierto error. Otra dificultad asociada a la obtención de la distribución de tamaño de aerosoles es la sensibilidad de la función de distribución al índice de refracción considerado. En general, la forma de la distribución de tamaño no cambia con el índice de refracción (King et al., 1978; Gonzalez and Ogren, 1996 y Martínez-Lozano et al., 1999).

5.5. Consideraciones previas a la inversión

Para obtener la distribución de tamaño de cada mes hemos utilizado las profundidades ópticas de aerosoles medias mensuales en las longitudes de onda 368, 500, 675 y 778 nm. Pero como acabamos de comentar, para llevar a cabo el proceso de inversión necesitamos además de las medidas de profundidad óptica espectral el valor correcto del índice de refracción de las partículas, y los límites de intervalo de rango de radio en el que se va a realizar la inversión. En este apartado discutiremos la selección de estos parámetros.

5.5.1. Intervalo de radio

Es muy importante elegir un intervalo apropiado de radio para realizar la inversión. Como hemos comentado anteriormente, el intervalo de radio que más contribuye a las medidas de extinción está relacionado con el factor de eficiencia de extinción en las longitudes de onda consideradas. Para las longitudes de onda utilizadas en este trabajo el factor de eficiencia de extinción de las partículas que tienen radio inferior a $0.06 \mu\text{m}$ es casi igual a cero, de forma que las partículas con radios inferiores no influyen en las profundidades ópticas medidas. De este modo, el límite inferior del intervalo de radio en el que podemos realizar la inversión debe ser $0.06 \mu\text{m}$. En el mismo rango espectral, los factores de eficiencia de extinción de las partículas que tienen radio superior a $2 \mu\text{m}$ convergen a un valor constante de 2. De esta manera el intervalo de radio máximo en el que se puede realizar la inversión es el comprendido entre 0.06 y $2 \mu\text{m}$.

El algoritmo de inversión obtiene diferentes distribuciones variando el radio superior, r_b , entre 1 y 2 μm y el radio inferior, r_a , entre 0.06 y 0.2, todo ello considerando tres posibles distribuciones de tamaño iniciales (función tipo Junge con diferentes pendientes). Entre estos resultados elegimos aquel que minimiza la diferencia entre la profundidad óptica de aerosoles medida experimentalmente y la generada a partir de las distribuciones obtenidas por inversión. Considerando los valores más frecuentes encontrados para r_a y r_b podemos decir que el intervalo en el que obtenemos las distribuciones de tamaño con fiabilidad es el comprendido entre 0.14-1.8 μm .

5.5.2. Selección del índice de refracción

Como hemos comentado, la consideración del valor correcto del índice de refracción es un punto crucial en la determinación, mediante el método de inversión, de la distribución de tamaño. Para llevar a cabo las inversiones necesitamos como parámetro de entrada el índice de refracción de los aerosoles atmosféricos. Este índice depende del tipo del aerosol y puede variar con la longitud de onda (Dalu et al., 1995). Según D'Almieda et al. (1991) si $\lambda < 1\mu\text{m}$ los valores de la parte real del índice de refracción son independientes de la longitud de onda y varían entre 1.33 y 1.75. Excepto para los sulfatos, sal de mar y el agua, los valores de la parte imaginaria del índice de refracción son independientes de la longitud de onda en este mismo intervalo de longitud de onda y varían entre 0 y 0.5. Debido a lo que acabamos de comentar es difícil encontrar el valor representativo del índice de refracción para el contenido de aerosoles en la columna atmosférica. Basándose en el estudio de D'Almieda et al. (1991) Cachorro y Frutos (1994), Kaufman et al. (1994) y Martínez-Lozano et al. (1999) han utilizado un valor de $m = 1.5-0.0i$ para obtener la distribución del tamaño.

En este estudio la elección del índice de refracción se hace mediante un método de minimización. Para ello se realiza la inversión con diferentes combinaciones de la parte real y compleja del índice de refracción. El índice de refracción seleccionado será aquel que proporcione la mínima diferencia entre la profundidad óptica de aerosoles medida y la profundidad óptica de aerosoles generada a partir de las distribuciones de tamaño resultado de la inversión. Hemos probado los índices de refracción obtenidos

por la combinación de los siguientes valores: 1.45, 1.48, 1.50 y 1.55, para la parte real y 0, -0.001, -0.005, -0.01 y -0.05, para la parte compleja.

En las Figuras 5.2a-c mostramos el efecto de la variación del índice de refracción sobre la distribución de tamaño. La Figura 5.2a muestra la distribución de tamaño, para diferentes valores del índice de refracción, del mes de junio de 1995, obtenida a partir de la inversión de los valores medio mensuales de la profundidad óptica correspondiente a este mes. En las Figuras 5.2b y 5.2c mostramos las distribuciones de tamaño correspondientes al mes de febrero de 1996 y marzo de 1997. Como podemos observar, en los tres casos la diferencia entre las distribuciones de tamaño es muy pequeña para los radios pequeños, y es más notable para los radios grandes. Asimismo también en el caso de la distribución bimodal la diferencia es apreciable entorno al mínimo. Por otro lado, es muy importante observar que en los tres casos representativos de todas las distribuciones obtenidas la forma de la distribución de tamaño es independiente del índice de refracción. Esto nos da una gran confianza en las distribuciones de tamaño obtenidas (Fourquart et al., 1984; Moorthy et al., 1991). Puesto que la forma de la distribución no cambia con el índice de refracción, los resultados de la inversión que vamos a presentar a continuación no se ven significadamente afectados por este parámetro.

El análisis precedente nos ha llevado a elegir de forma razonable un valor $m = 1.48 - 0.005i$ para el índice de refracción. De acuerdo con el estudio de D'Almieda et al. (1991), consideraremos este valor del índice de refracción independiente del tamaño de las partículas y la longitud de onda.

5.6. Distribución de tamaño de aerosoles

A continuación presentamos y discutimos los resultados de la distribución de tamaño media mensual obtenida a partir de la inversión de los valores medios mensuales de la profundidad óptica de aerosoles. Todas las distribuciones que mostraremos se presentan en términos de $dN/d\log r$, que es el número de partículas por unidad de área, por unidad logarítmica de radio, y que se expresa en cm^{-2} .

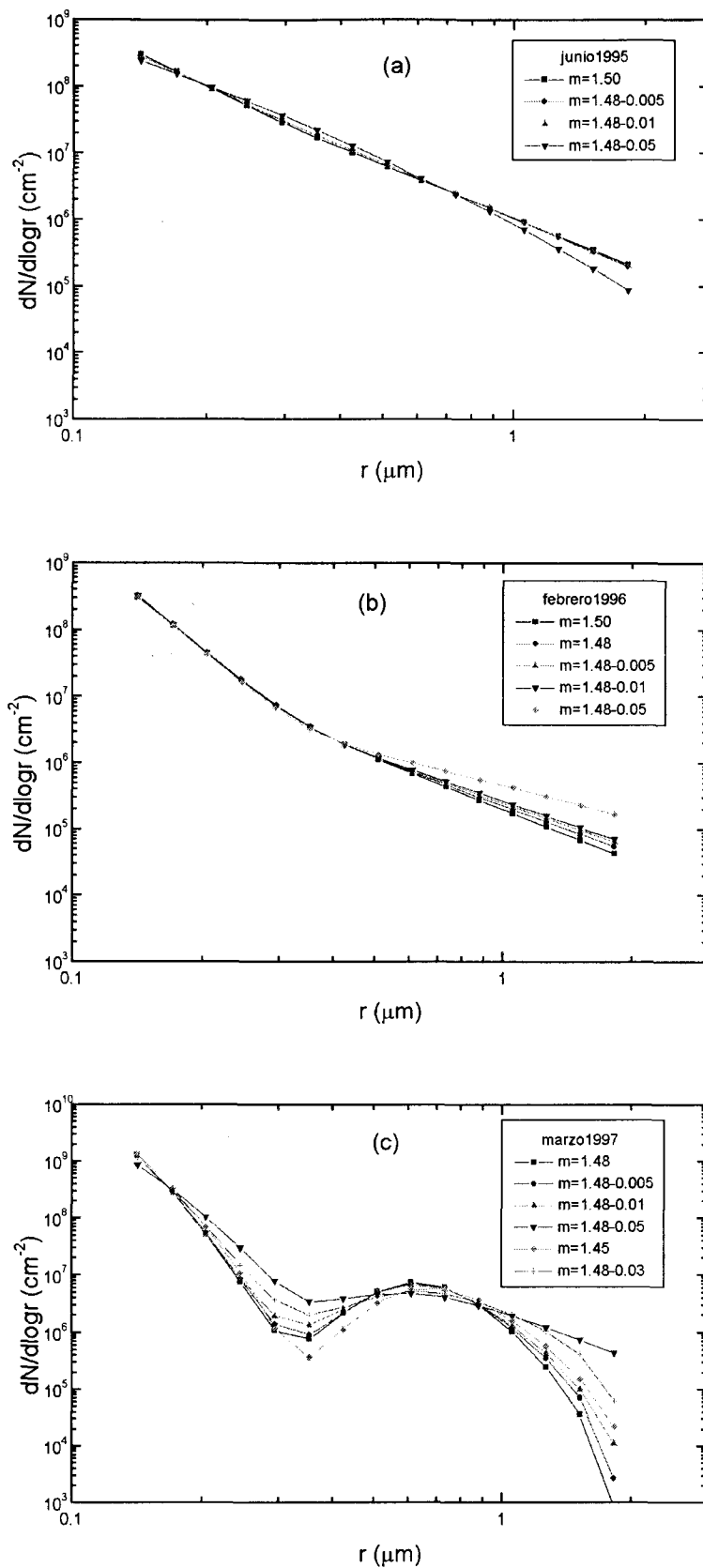


Figura 5.2. Distribución de tamaño para diferentes valores de índice de refracción: a) correspondiente a junio de 1995, b) correspondiente a febrero de 1996 y c) correspondiente a marzo de 1997.

En todas las inversiones el punto de partida del proceso iterativo para determinar la distribución de tamaño consiste en la suposición inicial de una distribución de tamaño de tipo Junge. Para analizar la influencia de esta hipótesis sobre la distribución de tamaño real, obtenida después del proceso iterativo, se repiten todas las inversiones considerando tres valores diferentes para el parámetro de Junge ($\nu-0.5$, ν , $\nu+0.5$). Recordamos que el parámetro de Junge se determina a partir de la relación $\nu=\alpha+2$, donde α es el parámetro de Angström determinado a partir de $\delta_{a\lambda}$. Como ejemplo representativo en la Figura 5.3a mostramos la distribución de tamaño media del mes de

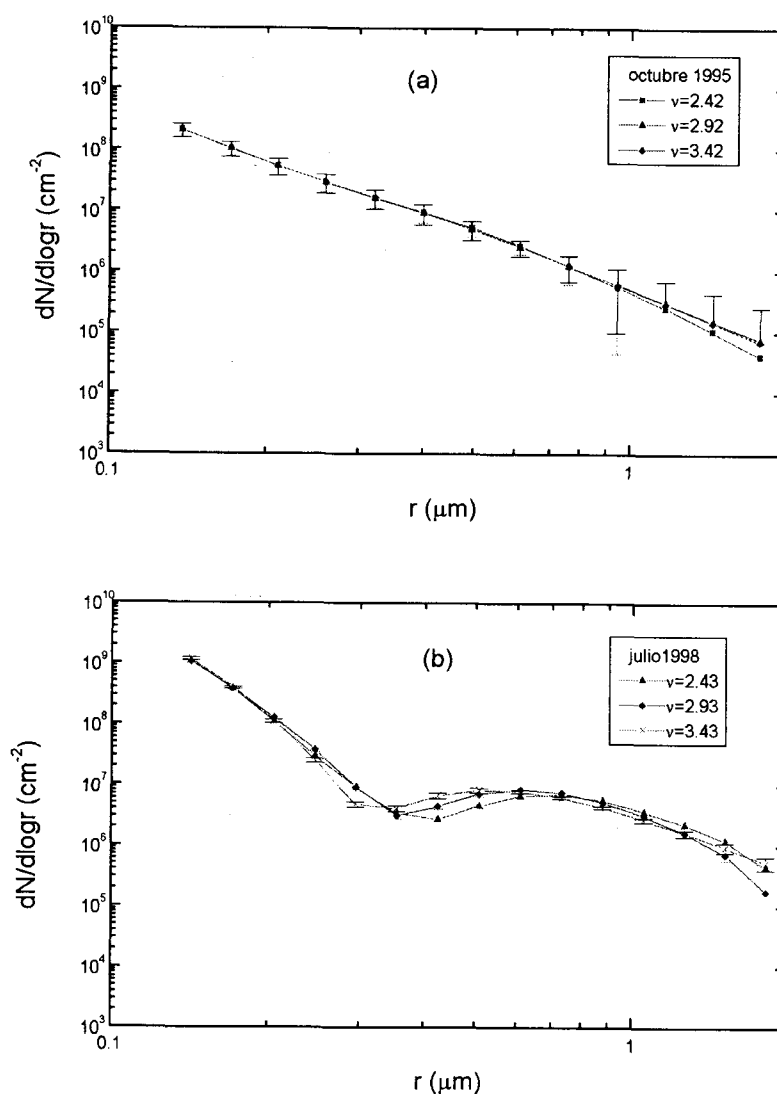


Figura 5.3. Influencia de ν sobre la distribución de tamaño de tipo: a) Junge, b) bimodal.

octubre de 1995, correspondiente a los valores iniciales del parámetro de Junge mostrados en la misma Figura. Como podemos observar, la distribución es de tipo Junge y la diferencia entre las tres distribuciones es despreciable. En la Figura 5.3b mostramos los resultados correspondientes al mes de julio de 1997. La distribución en este caso es bimodal y la diferencia entre las curvas es pequeña cuando el radio es pequeño, y algo más evidente alrededor del mínimo. Todas las inversiones llevadas a cabo conducen a resultados similares a los presentados en estas dos últimas figuras. Estos resultados muestran que, en la mayoría de los casos, la forma de la distribución real obtenida después del proceso iterativo no depende de la suposición inicial de ésta. Esto indica que la distribución inicial, y en particular el parámetro de Junge, no juega un papel decisivo en la forma final de la distribución de tamaño. Así, las distribuciones de tamaño que mostraremos a continuación son el resultado de las inversiones en las que hemos considerado para el parámetro de Junge el valor v ($v=\alpha+2$).

El 65% de las distribuciones de tamaño obtenidas en este estudio son de tipo bimodal. En este tipo de distribuciones (Figura 5.3b) el primer modo no está claramente definido, mientras el segundo modo está bien definido en el rango 0.5-0.8 μm . Por otro lado, la distribución de tipo Junge (p.e, Figura 5.3a) representa el 18% de las distribuciones obtenidas. En el 17% de los casos que quedan la distribución de tamaño puede considerarse de tipo intermedio entre la distribución tipo Junge y la distribución bimodal (Figura 5.2b). No hemos encontrado ningún caso en el que la distribución de tamaño sea de tipo monomodal. Utilizando el método de inversión de King otros autores han encontrado resultados diferentes. Por ejemplo, King et al. (1978) han encontrado, utilizando medidas realizadas en Tucson (Arizona), que el 50% de las distribuciones obtenidas son de tipo bimodal, el 20% son de tipo Junge, y el 30% son de tipo unimodal, mientras que Martínez-Lozano et al. (1999) han encontrado, para Valencia, que el 92% de las distribuciones son de tipo bimodal y el 8% son de tipo Junge. Por otro lado, Schmid et al. (1997) han mostrado que todas las distribuciones son de tipo Junge en Berna (Suiza).

En las Figuras 5.4a-5.4b mostramos las distribuciones de tamaño medias mensuales obtenidas en el año 1994 y 1995. Por razones de claridad no se ha mostrado la desviación estándar. En general los resultados muestran que, para las medidas realizadas

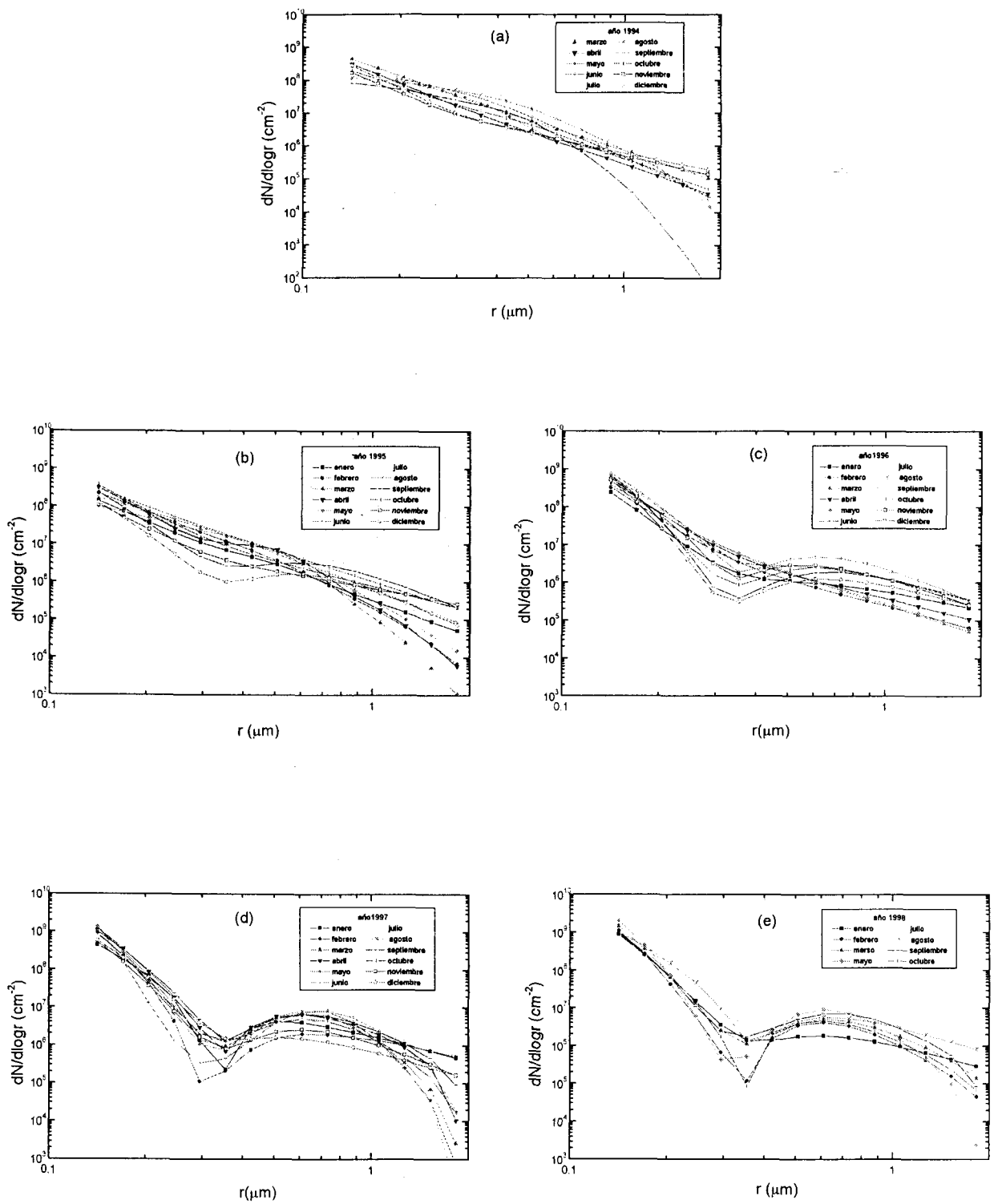
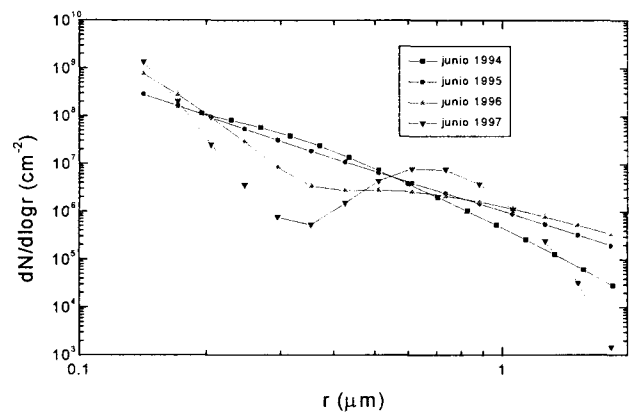
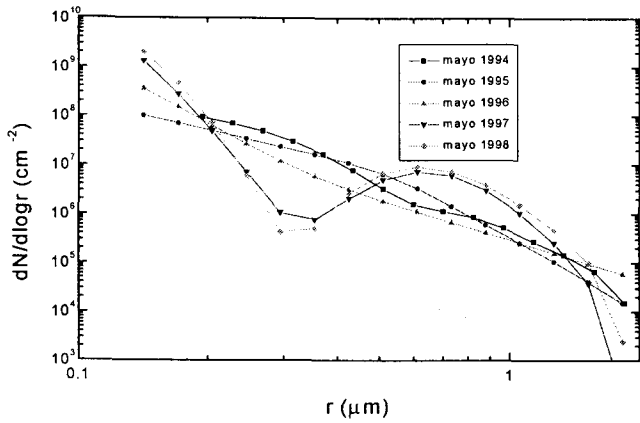
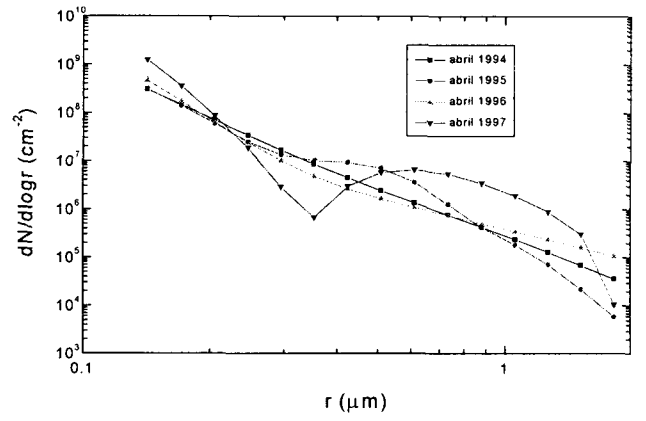
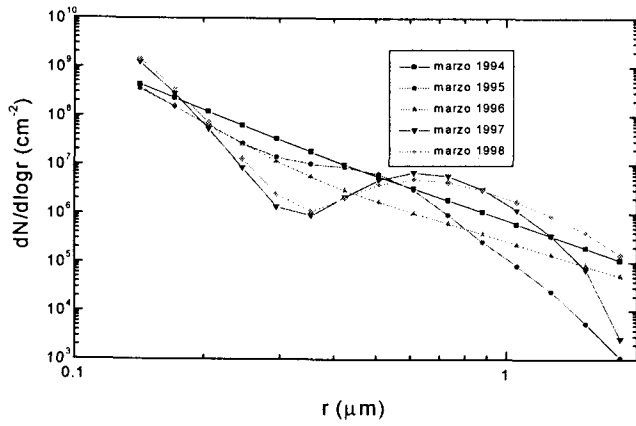
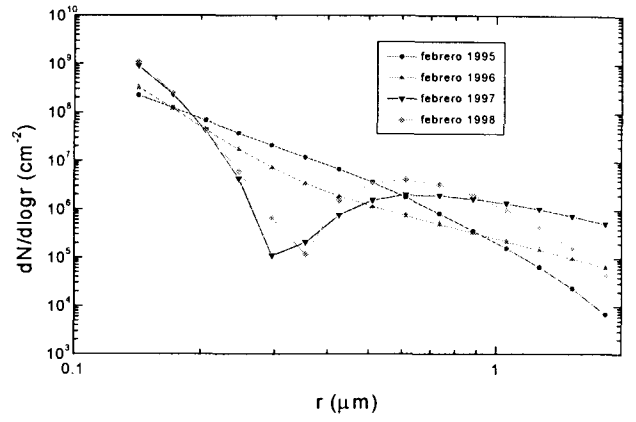
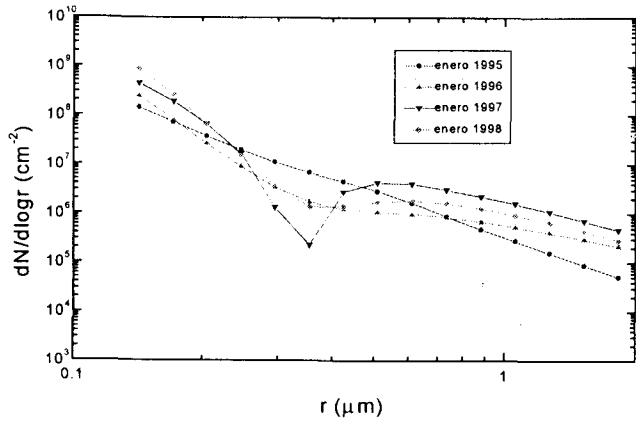


Figura 5.4. Las distribuciones de tamaño medias mensuales: a) para el año 1994, b) para el año 1995, c) para el año 1996, d) para el año 1997, e) para el año 1998.

en estos dos años, la forma de la distribución de tamaño media mensual es de tipo de Junge o próxima a él. La excepción más notable a este patrón la encontramos en septiembre y diciembre del año 1995, donde las distribuciones de tamaño correspondientes a estos dos meses son de tipo bimodal, con un modo de partículas de gran tamaño alrededor de $0.6 \mu\text{m}$ y otro de partículas pequeñas que no está bien definido. En la Figura 5.4c mostramos las distribuciones de tamaño medias mensuales obtenidas en el año 1996. Podemos observar que los resultados obtenidos son muy diferentes a los de los dos años anteriores. La forma de las distribuciones de tamaño correspondiente a los cinco primeros meses de este año es muy semejante a la de tipo Junge, pero a partir del mes de junio la forma de todas las distribuciones de tamaño es de tipo bimodal, con un modo de partículas de mayor tamaño en el rango $0.6-0.8 \mu\text{m}$, y otro de partículas pequeñas que no está bien definido. En las Figuras 5.4d y 5.4e mostramos las distribuciones de tamaño obtenidas en el año 1997 y 1998. Como podemos observar, son muy semejantes y de tipo bimodal, con un primer modo que no está perfectamente definido y el segundo modo en el entorno de $0.6-0.8 \mu\text{m}$.

El análisis de estas últimas figuras muestra que a partir del año 1996 se ha producido un cambio en la forma de las distribuciones de tamaño obtenidas. Así, en los últimos años del periodo analizado dominan las distribuciones de tamaño de tipo bimodal, mientras que en los dos primeros años 1994 y 1995 dominan las de tipo Junge. Este resultado confirma los resultados que hemos obtenido anteriormente mediante el análisis del coeficiente de turbiedad de Angström α y de la profundidad óptica de aerosoles. Intentaremos explicar este comportamiento relacionándolo con las condiciones meteorológicas predominantes en cada año y con el efecto de la contaminación urbana.

En la Figura 5.5 mostramos la comparación entre las distribuciones de tamaño del mismo mes, correspondientes a los diferentes años de medida. Observamos que a partir del año 1996 la concentración de las partículas con radio inferior a $0.2 \mu\text{m}$ (partículas pequeñas) es más alta que la de los años 1994 y 1995. Estas partículas están asociadas a aerosoles originados por la conversión de gas a partícula, y son generalmente de origen antropogénico. Este incremento en la concentración de las partículas con radio inferior a $0.2 \mu\text{m}$ puede estar relacionado con el incremento en los



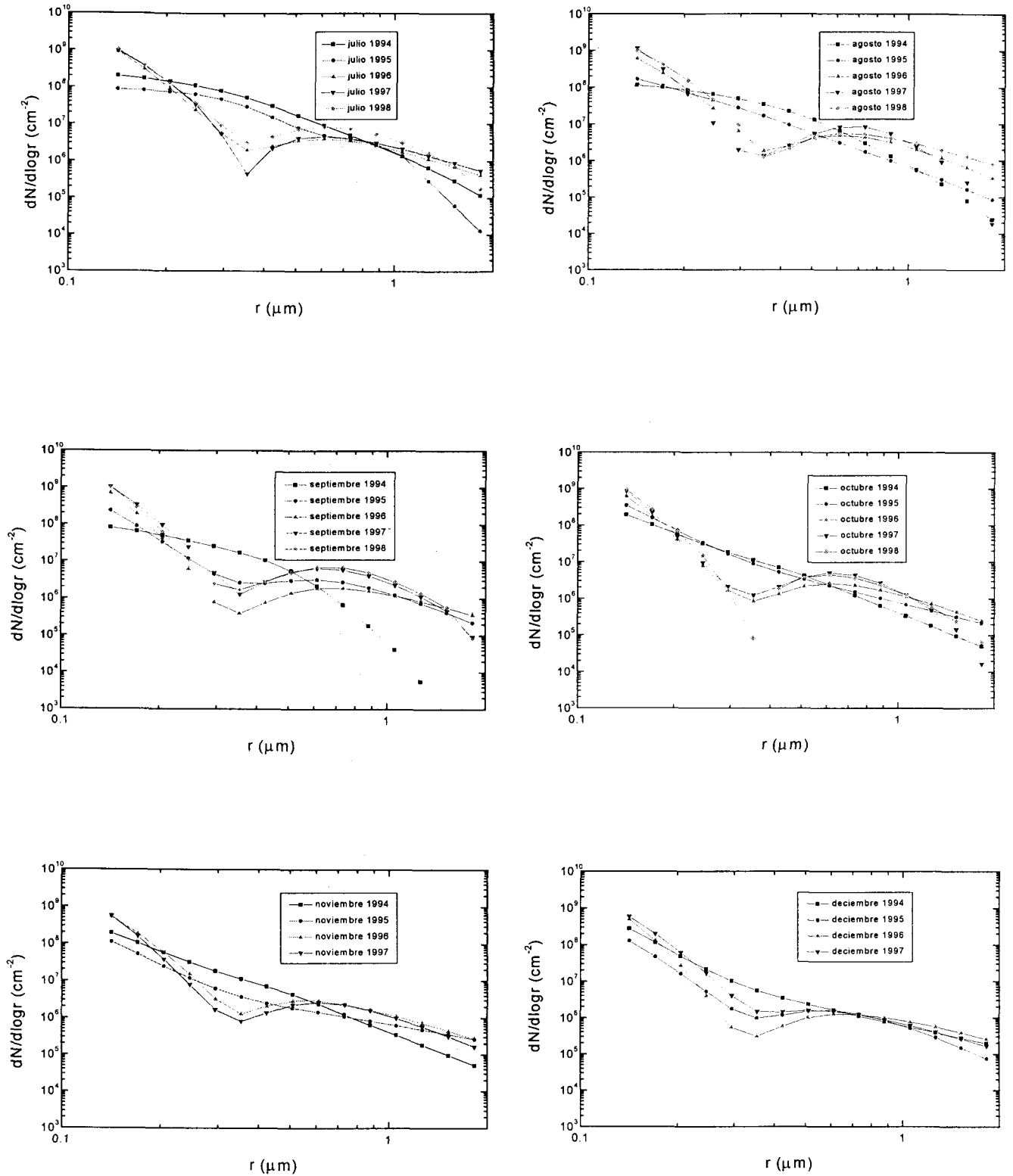


Figura. 5.5. Comparación de las diferentes distribuciones de tamaño en cada uno de los meses para los años 1994, 1995, 1996, 1997 y 1998.

niveles de contaminación. Este resultado confirma los valores altos del parámetro α obtenidos a partir del año 1996. También podemos observar que la concentración de las partículas que están en el rango 0.2 - 0.4 μm es más alta en los años 1994 y 1995. Esto está relacionado con las condiciones secas que dominaron durante los años 1994 y 1995. La ausencia de precipitación y nubes en estos dos años suprimió el mecanismo más eficaz y activo de eliminación de aerosoles, la activación en nubes y posterior precipitación, fundamentalmente en el rango de radio 0.005–0.5 μm (Raes et al., 2000). Por otro lado, estas condiciones favorecieron el mayor aporte de aerosoles minerales de origen local debido a la gran aridez del terreno. De acuerdo con Hess et al. (1998) estas partículas minerales pueden ser responsables del incremento de la concentración de las partículas en el rango 0.2 – 0.4 μm . Durante los tres últimos años del periodo analizado el régimen de precipitaciones se incrementó, y podemos observar que las distribuciones bimodales presentan un mínimo en el rango 0.2–0.4 μm .

5.7. Parametrización de las distribuciones de tamaño.

Como se ha comentado anteriormente, todas las distribuciones de tamaño obtenidas a partir de junio 1996 son de tipo bimodal. Estas se pueden ajustar a la función bi-lognormal dada por la Ecuación siguiente:

$$n(r) = \sum_{i=1}^2 \frac{N_i}{r \sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{\ln^2(r / r_{mi})}{2\sigma_i^2} \right] \quad (5.16)$$

donde N_i es una constante que depende de la concentración total de aerosoles, r_{mi} es el radio modal y σ_i su desviación estándar; $i=1$ representa el primer modo e $i=2$ el segundo modo. La magnitud de σ_i esta relacionada con el número de los procesos involucrados en el origen del modo. Las partículas originadas por varios procesos tienen valores más altos de σ_i (Horvarth, 1998). Realizando el ajuste no lineal hemos evaluado para cada una de las distribuciones los dos radios modales (r_{m1} , r_{m2}), y sus correspondientes desviaciones estándar (σ_1 , σ_2). En la Figura 5.6 mostramos las variaciones de un mes a otro de r_{mi} y de la desviación estándar. Estos parámetros han sido calculados sólo en el periodo en el que la distribución de tamaño es de tipo bimodal, razón por la que sus series temporales comienzan en la mitad del año 1996. Como podemos observar, ni los

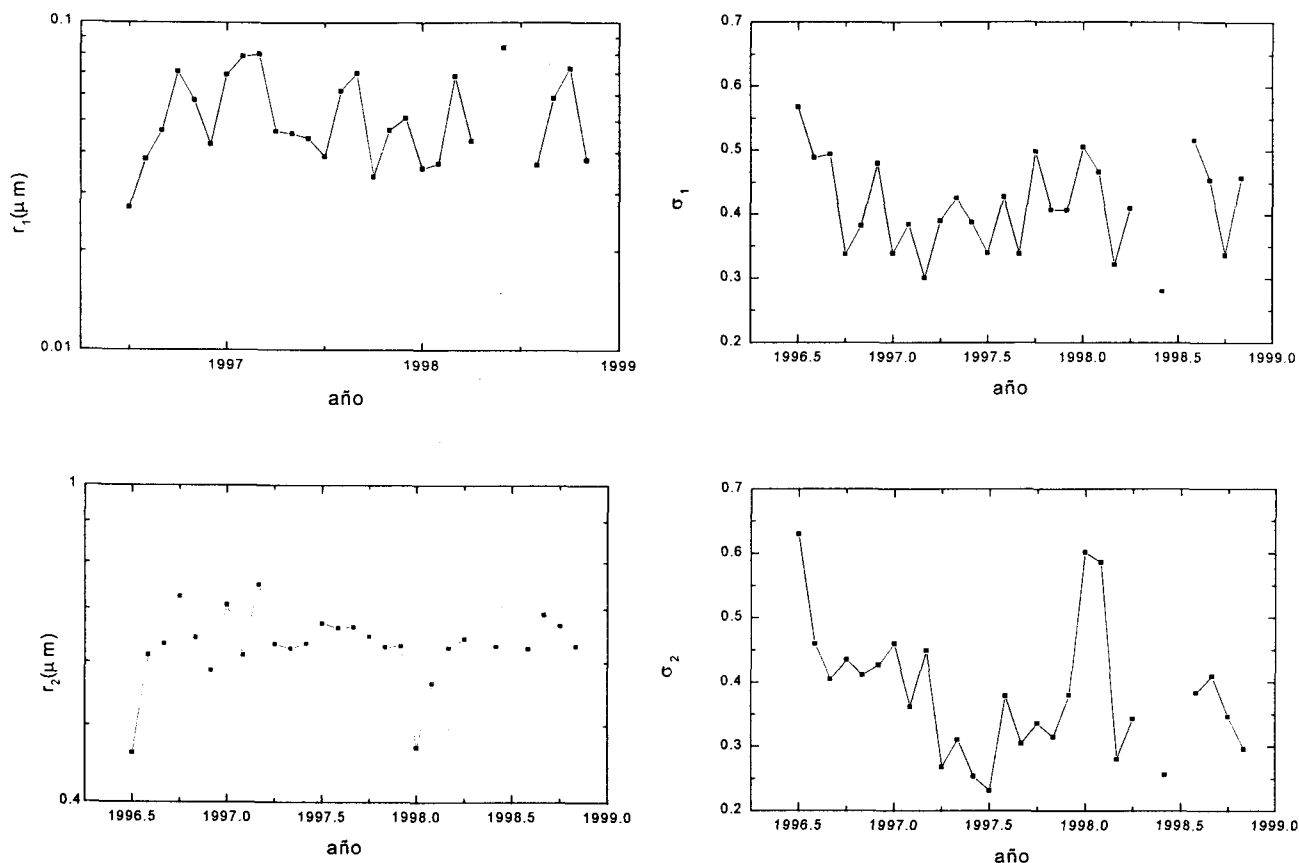


Figura 5.6. Variación de los radios modales y su desviación estándar

radios modales ni las desviaciones presentan una variación sistemática. El primer modo (modo de las partículas pequeñas) varía desde $0.027 \mu\text{m}$ hasta $0.083 \mu\text{m}$, con un valor medio de 0.05 ± 0.01 , mientras que el segundo modo (modo de las partículas de tamaño grande) varía entre $0.46 \mu\text{m}$ y $0.75 \mu\text{m}$, con un valor medio de 0.63 ± 0.06 . σ_1 varía entre 0.28 a 0.56, con un valor medio de 0.41 ± 0.07 . σ_2 tiene un rango de variación más amplio, entre 0.23 y 0.62, con un valor medio de 0.38 ± 0.10 . El primer modo es generalmente más ancho y variable. Por otro lado el segundo modo es más agudo y constante. Observamos que el primer modo es siempre inferior a $0.1 \mu\text{m}$, y que el segundo modo es en general superior a $0.5 \mu\text{m}$, indicando que esto puede atribuirse a dos diferentes mecanismos de producción de aerosoles. El primer modo está relacionado con aerosoles originados por la conversión de gas a partícula, y está constituido por diferentes tipos de sulfatos, nitratos y sustancias orgánicas solubles en agua. Por otro lado, el segundo modo parece estar asociado, en gran parte, con aerosoles minerales de origen local producidos por procesos mecánicos.

5.8. Otros parámetros físicos de aerosoles

El estudio realizado en el Capítulo anterior muestra que la profundidad óptica de aerosoles y el parámetro α de Angström presentan un evidente ciclo anual con un máximo en verano y un mínimo en invierno, y que existen dos distintos sub-periodos en el periodo analizado. Esto indica un cambio estacional y otro cambio a partir de 1996 en las características físicas de los aerosoles. El estudio de la evolución de la distribución de tamaño ha confirmado la diferencia entre estos dos sub-periodos, con un dominio de las distribuciones de tamaño de tipo bimodal en el último sub-periodo analizado. Sin embargo, el análisis de las características básicas de la distribución de tamaño de aerosoles (el radio modal y la desviación estándar, o dicho de otro modo, la forma de distribución de tamaño) no muestran ninguna variación estacional. Por esta razón analizaremos a continuación otros parámetros que caracterizan el aerosol, como la masa total (m_t), la superficie total y el número total de partículas.

Comenzamos con el análisis de la concentración total de aerosoles (N_t), la concentración total de partículas pequeñas (N_s) y la concentración total de partículas de tamaño grande (N_l):

$$N_t = \int_a^b n(r) dr \quad (5.17)$$

$$N_l = \int_{r_f}^b n(r) dr \quad (5.18)$$

$$N_s = \int_a^{r_f} n(r) dr \quad (5.19)$$

donde $r_f = 0.35 \mu\text{m}$ es el radio de corte que divide la distribución de tamaño en dos partes, una asociada a partículas pequeñas y otra a partículas de mayor tamaño. Hemos elegido este valor de r_f basándonos en el análisis de las distribuciones de tamaño obtenidas en el segundo subperiodo, donde se observa un mínimo frecuente alrededor de $0.35 \mu\text{m}$ y un segundo modo (partículas de tamaño grande), en general superior a $0.5 \mu\text{m}$. En esta elección hemos examinado también los valores de r_1 y σ_1 ($r_2 - \sigma_2 \approx 0.35$).

En la Figura 5.7 mostramos las evoluciones temporales de estos tres parámetros. Podemos apreciar que todos muestran un evidente ciclo anual, con un marcado incremento durante los meses de verano, aunque la concentración de las partículas de tamaño grande presenta un incremento mayor en estos meses. El incremento de la concentración de partículas de tamaño grande en los meses de verano está relacionado con la aridez del suelo que favorece una importante aportación de partículas minerales. El incremento de la concentración de las partículas de tamaño pequeño está asociado con la alta conversión fotoquímica de los gases contaminantes a aerosoles durante los meses de verano. Observamos que N_s es más grande que N_l , y que es aproximadamente

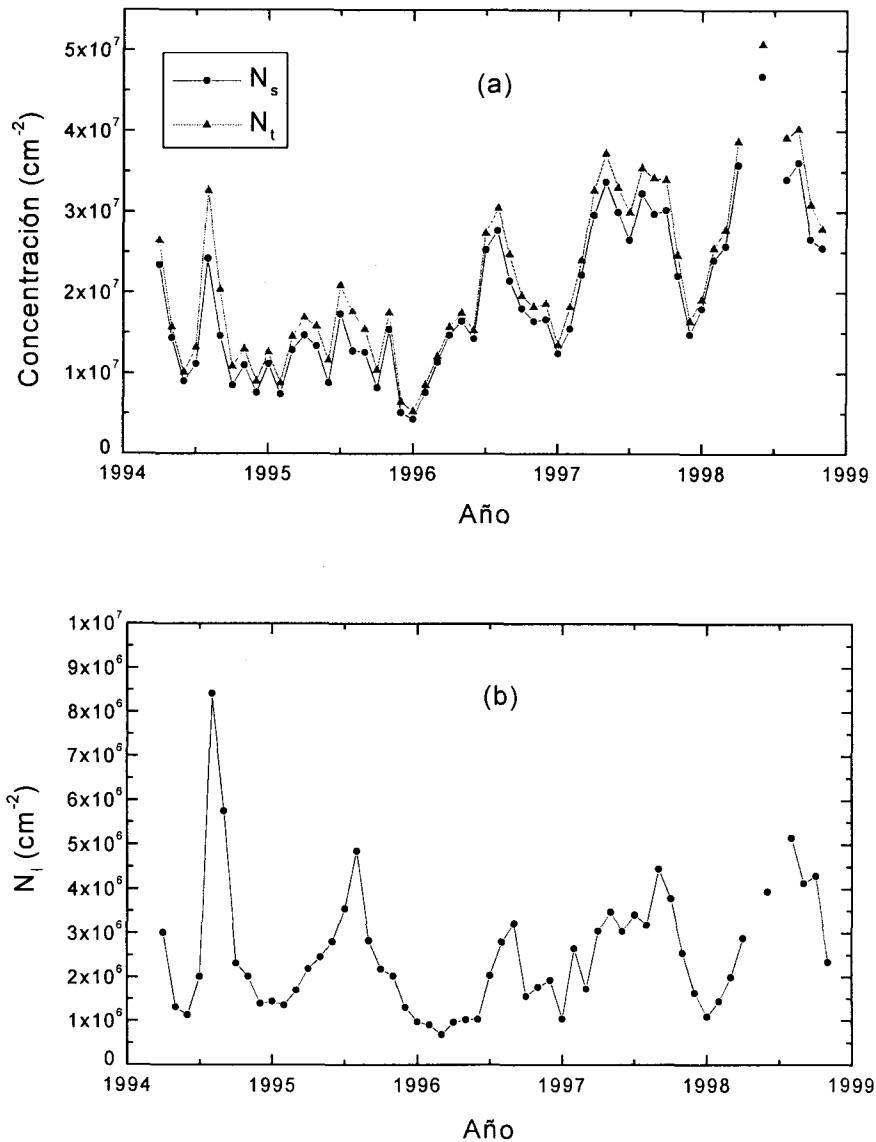


Figura 5.7. Evolución temporal de: (a) N_s y N_t , (b) N_l .

igual a N_t . Esto indica que las variaciones en N_l no se van a reflejar en N_t . Por otro lado, podemos observar (Figura 5.7a) el importante incremento en la concentración de partículas pequeñas a partir del año 1996. Esto está relacionado con el aumento en la concentración de las partículas de tamaño pequeño de origen antropogénico debido al crecimiento en los niveles de contaminación. Este importante resultado confirma los obtenidos anteriormente. La evolución de N_s es muy similar a la del $\delta_a(368)$, mientras la de N_l es similar a $\delta_a(778)$. En la Figura 5.8 a-b mostramos las correlaciones entre estos parámetros, y las expresiones lineales obtenidas mediante el método de ajuste lineal. Como podemos observar existe una muy buena correlación entre N_s y $\delta_a(368)$ por un lado, y entre N_l y $\delta_a(778)$ por otro. Las expresiones obtenidas son de gran importancia puesto que nos pueden permitir calcular de una manera sencilla parámetros un poco complicados de obtener o calcular. De este modo se puede realizar una estimación del

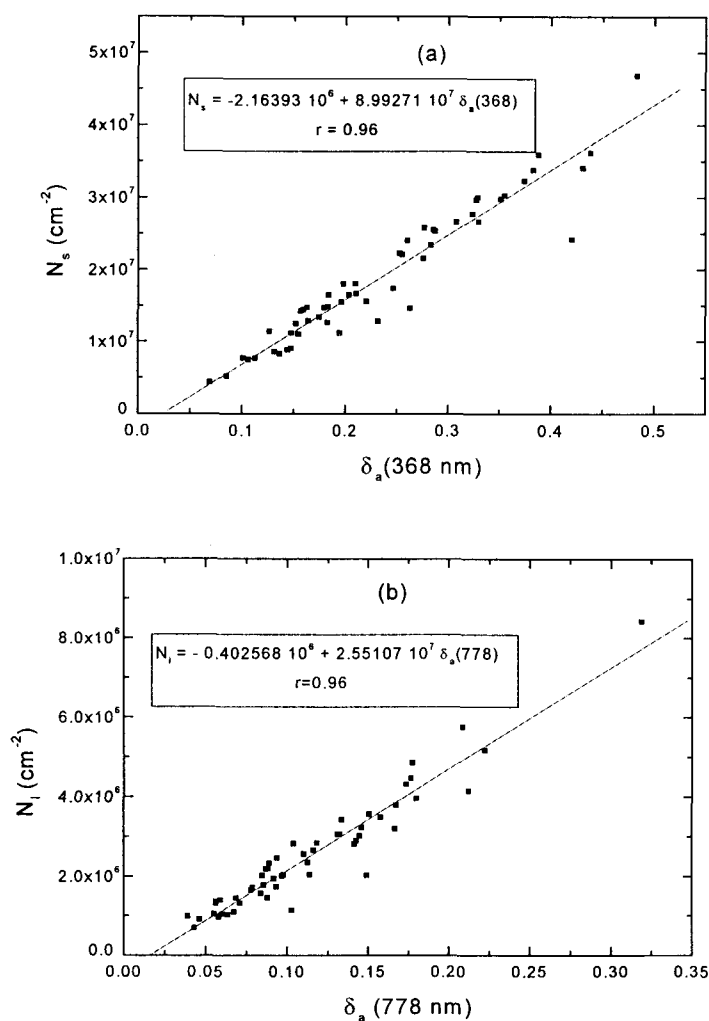


Figura 5.8. Correlación entre: (a) N_s y $\delta_a(368)$, (b) N_l y $\delta_a(778)$.

evidencia la buena relación que existe entre el parámetro α de Angström y N_1 / N_s . Podemos observar que esta relación es mejor para valores de α superiores a 0.8. Esto indica que el parámetro α de Angström resulta conveniente para el análisis de las características de aerosoles.

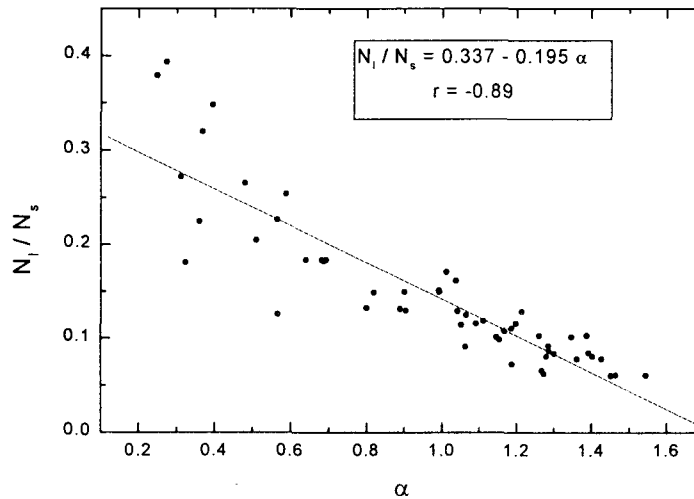


Figura 5.10. Correlación entre N_1 / N_s y α .

Ahora vamos a analizar la masa total, m_L , dada por la expresión siguiente:

$$m_L = \frac{4}{3} \pi \rho_a \int_{r_a}^{r_b} r^3 n(r) dr \quad (5.20)$$

donde ρ_a es la densidad de los aerosoles. Considerando los valores de la densidad para los diferentes componentes de aerosoles dados por D'Almeida et al. (1991) hemos tomado un valor de 1.9 g m^{-3} para ρ_a .

A la vista de esta Ecuación observamos que m_L depende del número total de partículas en toda la columna, con una mayor influencia de las partículas de gran tamaño. En la Figura 5.11 mostramos la variación temporal de la masa total. Este parámetro varía entre 0.031 y 0.378 g m^{-2} , con un valor medio de $0.127 \pm 0.076 \text{ g m}^{-2}$. Observamos que la masa total presenta un ciclo anual con un mínimo en invierno y un máximo en verano. Esto está relacionado con el incremento en el número total de las partículas, y el incremento de la presencia de las partículas de tamaño grande durante el

verano. En este sentido hemos investigado la relación entre m_L y N_t . Como apreciamos en la Figura 5.12, la masa aumenta con la concentración total de las partículas. También podemos observar que a partir de la mitad del año 1996 se ha producido un incremento en la masa total de aerosoles. Esto está relacionado con el aumento de la concentración total de aerosoles debido al incremento en la concentración de las partículas de origen antropogénico. Por otro lado, observamos que la masa total de aerosoles sigue una evolución parecida a la de la profundidad óptica de aerosoles en 500 nm. En la Figura 5.13 mostramos la relación que existe entre la masa total y la profundidad óptica en 500 nm. Observamos que existe una buena correlación entre estos dos parámetros. La expresión obtenida muestra que podemos obtener una estimación aceptable de la masa total a través de una simple medida de la profundidad óptica en 500 nm. La relación

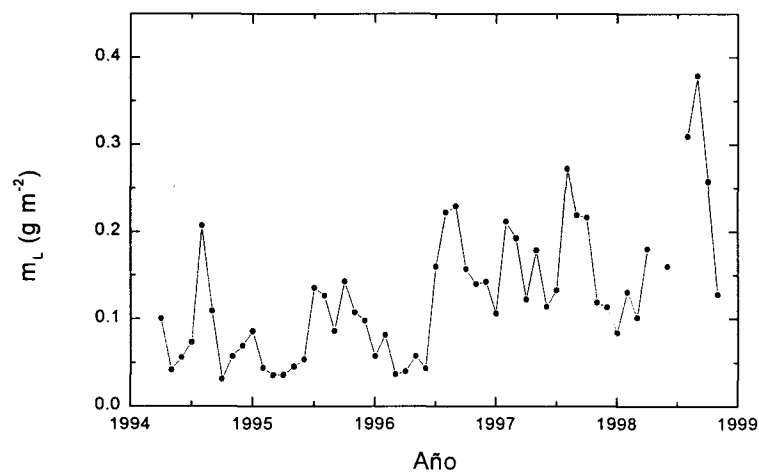


Figura 5.11. Evolución temporal de la masa total.

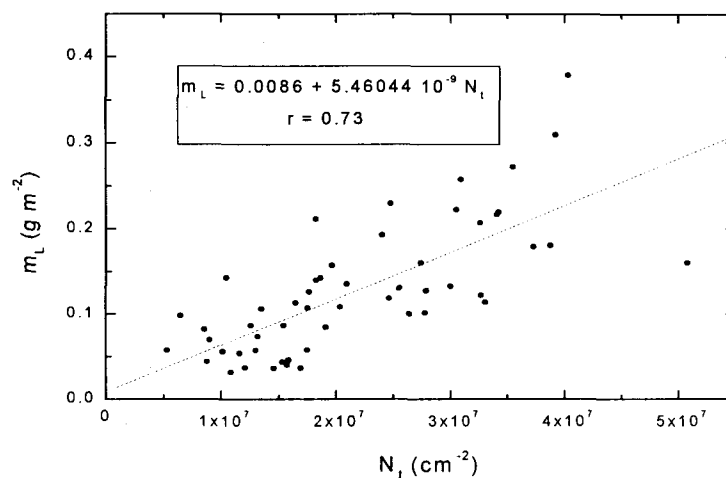


Figura 5.12. Correlación entre m_L y N_t .

entre la masa total y la profundidad óptica de aerosoles en una longitud de onda determinada es de gran interés en el estudio de aerosoles mediante satélite, permitiendo la estimación de la masa total de aerosoles sobre grandes áreas sólo con el conocimiento de la profundidad óptica en un canal espectral determinado.

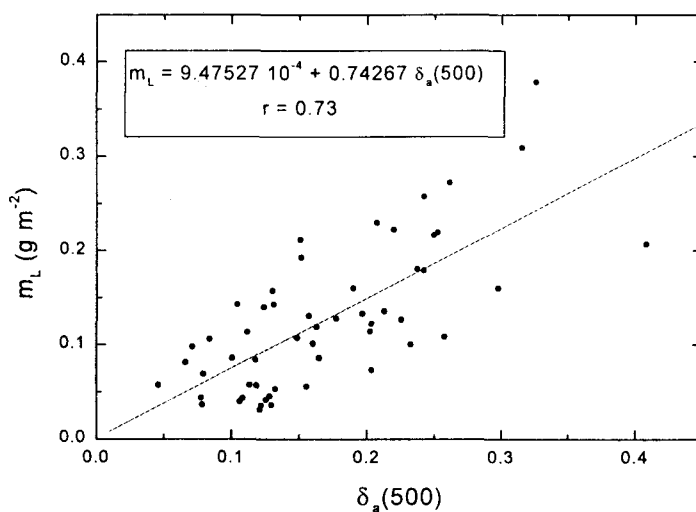


Figura 5.13. Correlación entre m_L y δ_{a500} .

Otro parámetro físico que podemos obtener a partir de la distribución de tamaño es la superficie total S :

$$S = 4\pi \int_{r_a}^{r_b} r^2 n(r) dr \quad (5.21)$$

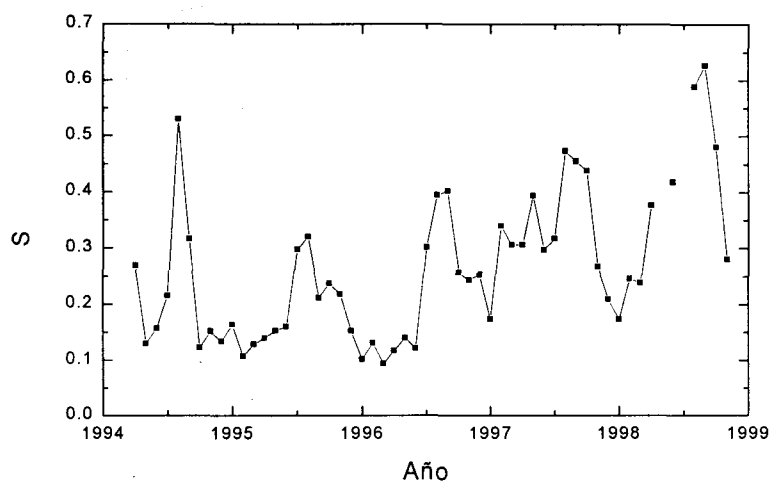


Figura 5.14. Evolución de los valores medios mensuales de S .

Este parámetro es de gran importancia en el estudio de los aerosoles atmosféricos desde el punto de vista químico. Como se muestra en la Figura 5.14 este parámetro presenta una evidente variación estacional, entre 0.09 y 0.62 con un valor medio de 0.26 ± 0.13 . También podemos observar el importante incremento en este parámetro a partir de la segunda mitad del año 1996. La superficie total presenta una variación similar a la de la $\delta_a(500 \text{ nm})$. Como se observa en la Figura 5.15 también este parámetro muestra una buena correlación con la profundidad óptica de aerosoles en 500 nm. La expresión obtenida, que relaciona estos dos parámetros, nos puede permitir obtener la superficie total mediante una simple medida de $\delta_a(500)$.

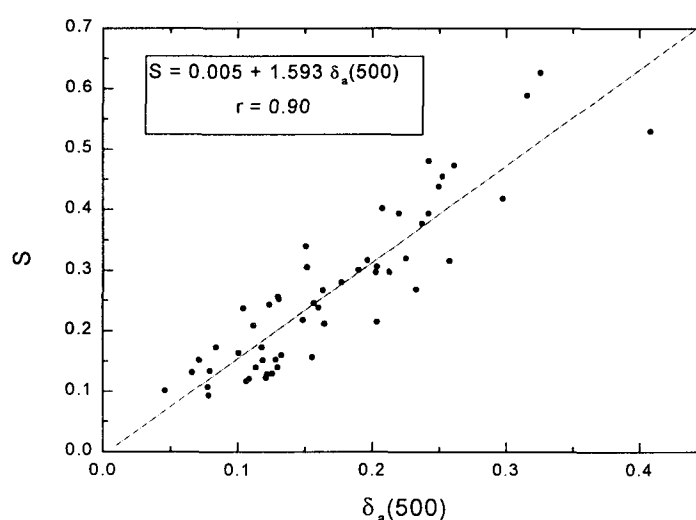


Figura 5.15. Correlación entre S y $\delta_a(500)$.

Vemos de este modo que las propiedades relativas a la distribución de tamaño de aerosoles presentan una buena correlación con la dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles. Este resultado nos permite diseñar un procedimiento de modelización simple de los aerosoles característicos de la zona a partir de variables de medida relativamente simple como la profundidad óptica de aerosoles. Este resultado es especialmente interesante para los estudios climáticos y para el diseño de procedimientos de obtención de información sobre aerosoles atmosféricos a partir de imágenes de satélite.

Capítulo 6

Estudio de las propiedades ópticas de aerosoles

6.1. Introducción

A partir de las distribuciones de tamaño obtenidas en el Capítulo anterior hemos determinado parámetros ópticos de los aerosoles tales como el albedo de dispersión simple, ω_{0A} , el parámetro de asimetría, g , y la función de fase, $P_A(\Theta)$. Estos parámetros son muy importantes para la determinación del forzamiento radiativo de aerosoles. En este Capítulo analizaremos y discutiremos las evoluciones temporales y las variaciones espectrales de estos parámetros. También intentaremos relacionarlos con los parámetros ópticos y físicos del aerosol que hemos obtenido en los capítulos anteriores. Esto nos permitirá estimar los parámetros ópticos, difíciles de obtener y calcular, a partir de unas expresiones simples, función de variables de fácil medida como la profundidad óptica ó su dependencia espectral.

6.2. Determinación de los parámetros ópticos

Para determinar el albedo de dispersión simple, el factor de asimetría y la función de fase, hemos utilizado un código de inversión y de transferencia radiativa [DISORT, Stamnes et al.,1988]. El modelo incluye la dispersión múltiple, y es de una gran eficiencia y precisión para resolver la ecuación de transporte radiativo. Para una determinada distribución de tamaño, $n(r)$, este algoritmo calcula ω_{0A} , g y $P_A(\Theta)$ mediante las expresiones siguientes:

$$P_A(\Theta) = \frac{4\pi}{2k^2\sigma_s} \left(S_1^2 + |S_2|^2 \right) \quad (6.1)$$

$$g(\lambda) = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{SCA}(\lambda, r, m) g'(\lambda, r, m) n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{SCA}(\lambda, r, m) n(r) dr} \quad (6.2)$$

$$\omega_{0A}(\lambda) = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{SCA}(\lambda, r, m) n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{EXT}(\lambda, r, m) n(r) dr} \quad (6.3)$$

donde Θ es el ángulo de dispersión formado por la dirección de incidencia y la de dispersión, $g'(\lambda, r, m)$ es el factor de asimetría de una partícula de radio r e índice de refracción m , $Q_{SCA}(\lambda, r, m)$ es el factor de eficiencia de dispersión, $Q_{EXT}(\lambda, r, m)$ es el factor de eficiencia de extinción, σ_s es el coeficiente de dispersión, k es el número de onda, y S_1 y S_2 son las funciones de dispersión. $Q_{SCA}(\lambda, r, m)$, $Q_{EXT}(\lambda, r, m)$, g' , S_1 y S_2 se determinan mediante el algoritmo de Wiscombe (1980).

La función de fase, $P_A(\Theta)$, representa la fracción de la radiación dispersada en la dirección Θ , por unidad de ángulo sólido, con respecto a la radiación dispersada en todas las direcciones. Para la dispersión isotrópica, en la que la dispersión es igual en todas las direcciones, este parámetro es igual a 1. $P_A(\Theta)$ depende de la longitud de onda y de las características de las partículas dispersantes y no de su cantidad.

El parámetro de asimetría, $g(\lambda)$, representa una estimación de la asimetría del reparto de la radiación dispersada. Su valor depende del tamaño y la forma de las

partículas, y también de la longitud de onda. Para la dispersión de Rayleigh, que resulta simétrica en torno a la normal a la dirección de propagación, $g(\lambda)$ toma el valor cero, mientras para la situación en la que toda la radiación es dispersada en el sentido de propagación de la radiación $g(\lambda)$ es igual a 1. Este parámetro crece cuando el tamaño de las partículas crece, de forma que aumenta la dispersión en $\Theta \leq 90^\circ$ y se hace menor en $\Theta \geq 90^\circ$ (Horvath, 1998).

El albedo de dispersión simple representa la fracción de la energía atenuada que es dispersada por las partículas. Este parámetro aporta información de las características de absorción de los aerosoles, $\sigma_a = \sigma_{\text{ext}} (1 - \omega_{0A})$, donde σ_a es el coeficiente de absorción. Su valor depende de la longitud de onda, del tamaño de las partículas y del índice de refracción. ω_{0A} toma el valor unidad para partículas que no absorben la radiación solar, y valores inferiores a la unidad para partículas absorbentes.

Las dos fuentes principales de error en los parámetros $P_A(\Theta)$, g y ω_{0A} , calculados a partir de la distribución de tamaño obtenida mediante el método de inversión de King, son la no-esfericidad de las partículas (no-validez de la teoría de Mie) y la variación del índice de refracción con la longitud de onda.

González-Jorge y Ogren (1996) han estudiado la incertidumbre en el factor de asimetría debida al error en el índice de refracción de las partículas. Estos mismos autores han utilizado también el método de King para obtener la distribución de tamaño. Este análisis muestra que si se utiliza un valor constante del índice de refracción se produciría un error inferior al 8% en el parámetro de asimetría. Un estudio más reciente de Díaz et al. (2000) muestra que utilizando la distribución de tamaño obtenida mediante el método de King el error máximo en g no supera el 7%, mientras el error máximo en ω_{0A} es inferior al 10%. Estos resultados muestran que a pesar de que los errores en el índice de refracción sean considerables se pueden obtener los parámetros ópticos. Estos mismos autores mostraron que el error máximo en la función de fase se produce en la zona de retrodispersión, y que es en el peor de los casos inferior al 30%.

La retrodispersión de las partículas no-esféricas depende menos del ángulo de dispersión que la correspondiente a las esféricas (Kaufman et al., 1994). El efecto de la

no-esfericidad de las partículas sobre la función de fase depende del ángulo de dispersión, con un efecto mínimo en $\Theta = 90^\circ$ y máximo en $\Theta = 120^\circ$ (Keopke and Hess, 1988; Kaufman et al., 1994; Mishchenko et al., 1997), y es en todos los casos inferior al 30%. El error en el albedo de dispersión simple debido a la no-esfericidad de las partículas no supera al 15%, y en el parámetro de asimetría es inferior al 7% (Mishchenko et al., 1997). Sin embargo, Von Hoyningen-Huene et al. (1999) mostraron que las partículas no-esféricas con radio inferior a $2.5 \mu\text{m}$ (el caso estudiado en esta memoria) se pueden considerar esféricas.

De todas formas, los estudios de Lacis y Mishchenko (1995) y Mishchenko et al. (1995) muestran que el efecto de la no-esfericidad sobre el forzamiento radiativo de los aerosoles se puede considerar despreciable. Así, en este Capítulo se desprecian el efecto de la no-esfericidad de las partículas y el de la variación del índice de refracción sobre las propiedades ópticas de los aerosoles.

6.3. Análisis del parámetro de asimetría

Comenzaremos nuestro estudio de las propiedades ópticas de los aerosoles analizando el parámetro de asimetría. En la Figura 6.1a-d mostramos la evolución temporal del parámetro de asimetría medio mensual a lo largo del periodo analizado en las longitudes de onda consideradas en este trabajo. Para las longitudes de onda 368 nm, 675 nm y 778 nm apreciamos una variación estacional. Para 368 nm apreciamos, en general, la existencia de valores mínimos en primavera y principio de verano. En el caso de $g(675)$ y $g(778)$ observamos un comportamiento distinto, el patrón estacional sólo es claro en los años 1994 y 1995, con valores altos en verano y mínimos en invierno. Estos patrones estacionales están relacionados con el tamaño de partículas predominante en cada época del año. El parámetro de asimetría $g(368)$ varía entre 0.719 y 0.754, con un valor medio de 0.740 ± 0.009 , mientras que $g(500)$ presenta un mayor rango de variación, 0.664 - 0.742, con un valor medio de 0.700 ± 0.017 . En la longitud de onda 675 nm el parámetro de asimetría toma valores entre 0.614 y 0.720, con un valor medio de 0.667 ± 0.029 . El intervalo de variación de este parámetro en la longitud de onda 778 nm se limita al rango 0.617 y 0.711, con un valor medio de 0.658 ± 0.027 . Estos valores

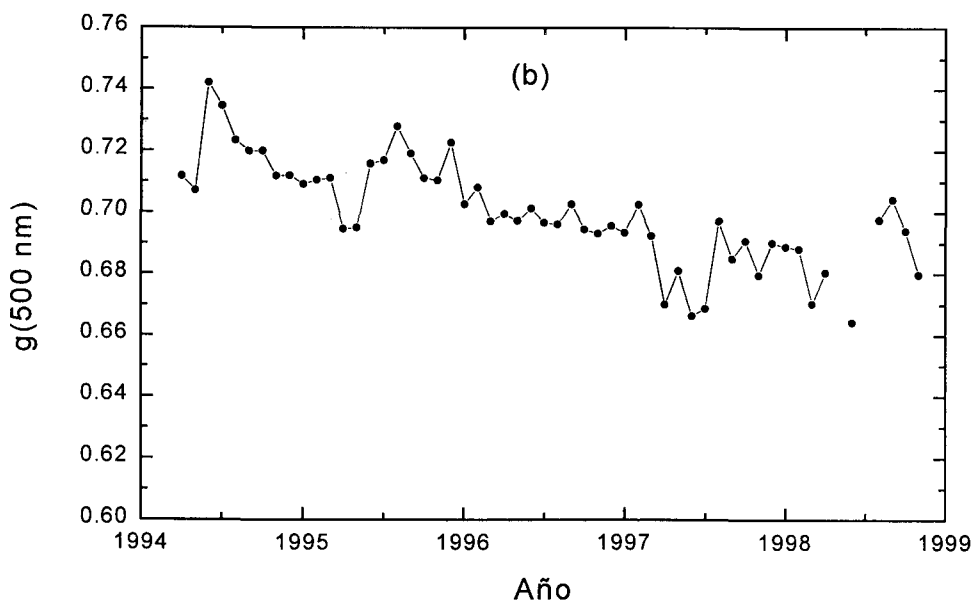
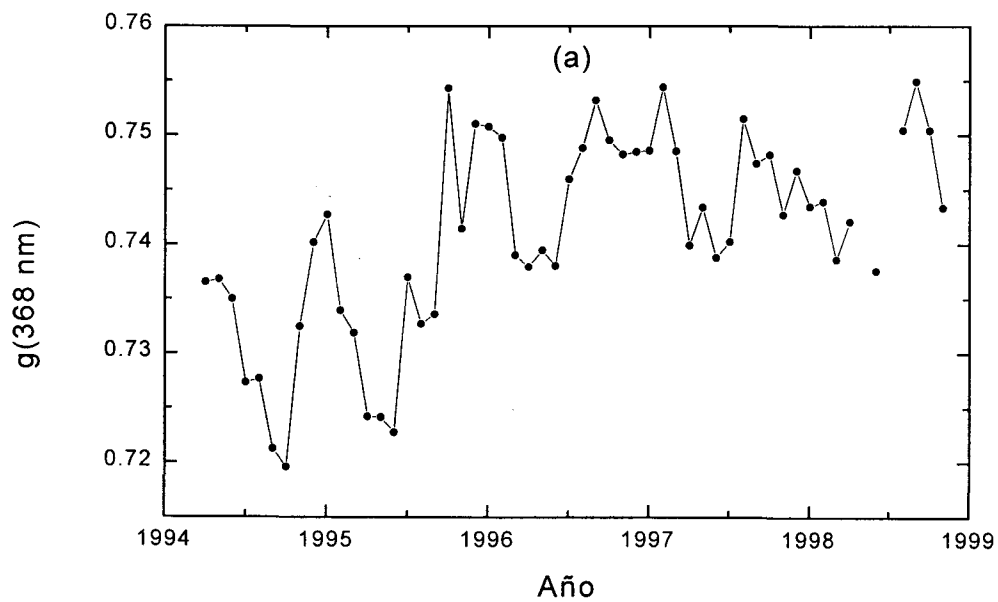


Figura 6.1a-b. Evolución temporal de los valores medios mensuales del parámetro de asimetría: (a) en 368 nm y (b) en 500 nm.

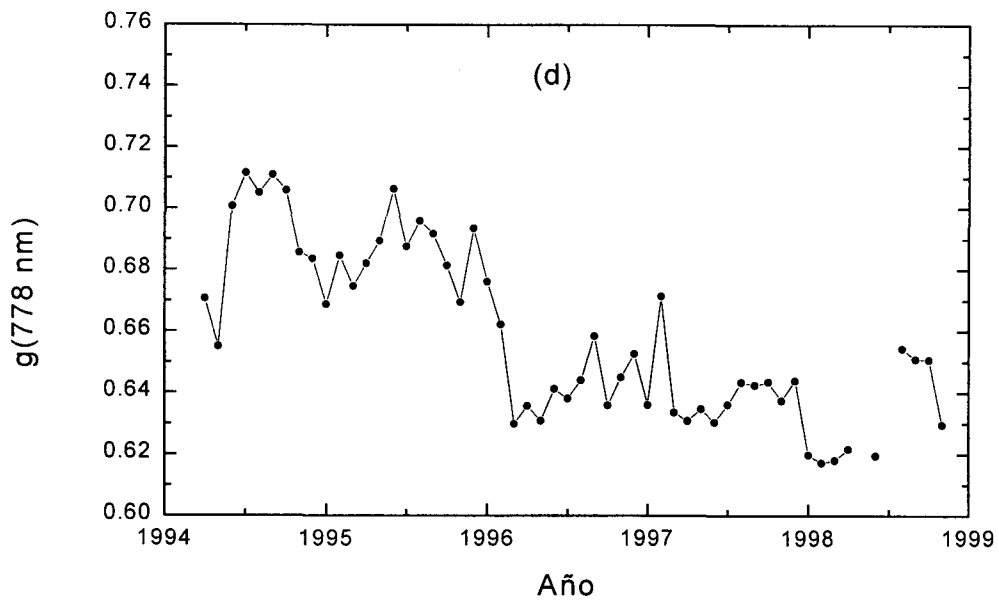
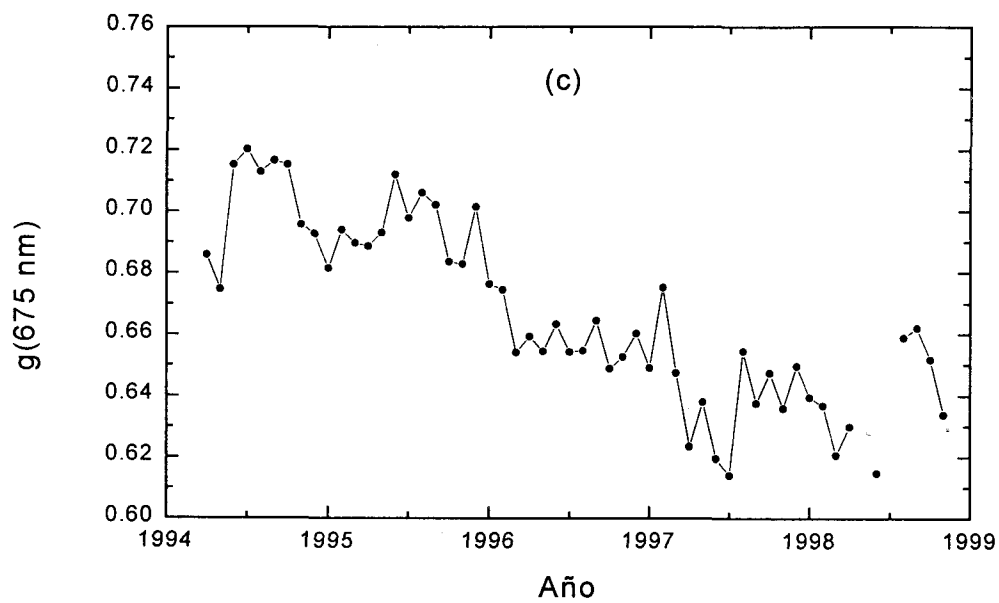


Figura 6.1c-d. Evolución temporal de los valores medios mensuales del parámetro de asimetría: (c) en 675 nm y (d) en 778 nm.

del factor de asimetría son los típicos de las zonas de contaminación moderada (D'Almeida et al., 1991, Hess et al., 1998). Por otro lado, Shaocai et al. (2000), en el Noroeste de Carolina (EE UU), han obtenido valores de $g(500 \text{ nm})$ que oscilan entre 0.61 y 0.75. Wenny et al. (1998), también en el Noroeste de Carolina (EE UU), han obtenido valores del parámetro de asimetría en el rango 0.63 - 0.76 para la longitud de onda de 312 nm. Kikas et al. (2001), en Pärnu (Estonia), han obtenido valores de $g(300 \text{ nm})$ comprendidos entre 0.76 y 0.8. Además, los estudios de Lacis y Mishchenko (1995) sobre aerosoles con diferentes composiciones químicas muestran que el parámetro de asimetría de las partículas de sulfato, aerosoles marinos y las partículas pequeñas de polvo varía entre 0.65 y 0.80. Por el contrario, encontramos una notable diferencia entre estos valores y los obtenidos por Cachorro et al. (2000), en su estudio de los aerosoles en la región de Castilla y León (España), donde obtuvieron parámetros de asimetría en el rango 0.45-0.75 para la longitud de onda 500 nm.

En la Figura 6.1 podemos observar también que a partir del año 1996 el parámetro de asimetría disminuye apreciablemente en las longitudes de onda del visible e infrarrojo cercano. Por ejemplo, el valor medio de $g(500 \text{ nm})$ es de 0.714 ± 0.011 en el primer periodo (1994-1995), y en el segundo periodo (1996-1998) es de 0.689 ± 0.011 . Esta disminución es más notoria en la longitud de onda 778 nm. En 368 nm el parámetro de asimetría tiene la tendencia contraria, incrementando su valor en los últimos años del periodo analizado. El aumento del parámetro de asimetría en las longitudes de onda del visible y el infrarrojo próximo está asociado con una mayor contribución de las partículas de gran tamaño (Horvath, 1998). Para la longitud de onda de 368 nm el comportamiento es contrario, de modo que el parámetro de asimetría aumenta con el incremento de la contribución de las partículas de tamaño pequeño. De este modo, estos resultados relativos al parámetro de asimetría muestran la correlación de este parámetro con el tamaño de partícula dominante, que como hemos obtenido en el Capítulo anterior muestra un incremento en la componente de las partículas de tamaño pequeño en 1996-1998, y más contribución de partículas de tamaño grande en 1994-1995. Este hecho está asociado con la situación de sequía que favoreció un incremento en la componente de las partículas de tamaño grande en 1994-1995, y con el incremento en los niveles de contaminación y por lo tanto en la componente de las partículas pequeñas en los últimos años del periodo analizado.

La distribución espectral de $g(\lambda)$ se muestra, agrupada por años, en la Figura 6.2a-e. En general encontramos que el parámetro de asimetría decrece con la longitud de onda. Podemos observar que a partir de 1996 se produce un cambio en la variación espectral del parámetro de asimetría, siendo más rápido el decrecimiento con la longitud de onda en los últimos años del periodo analizado. Esto se puede asociar, como hemos

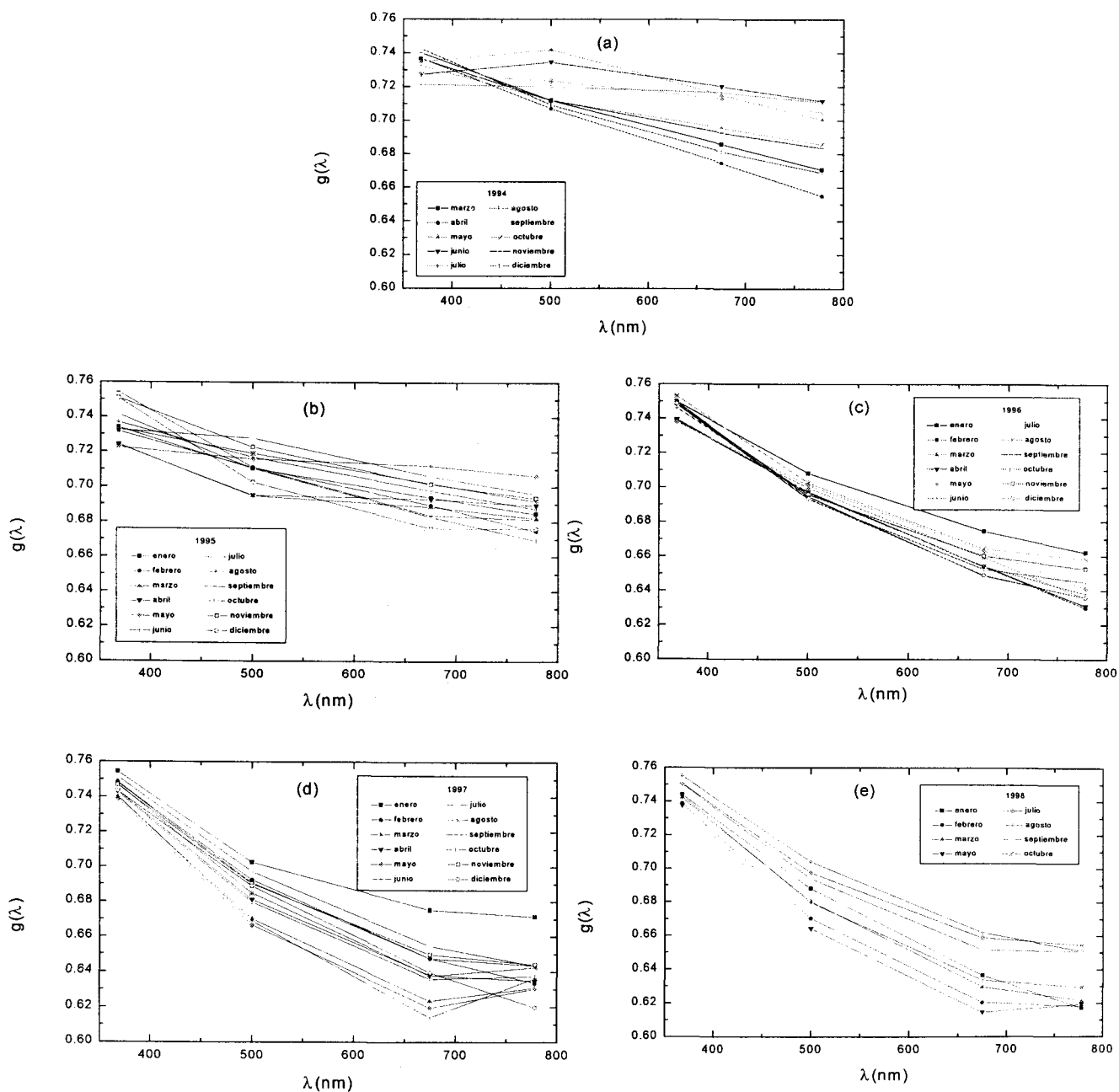


Figura 6.2a-e. Variación espectral de g : (a) en 1994, (b) en 1995, (c) en 1996, (d) en 1997 y (e) en 1998.

comentado antes, al incremento en la componente de las partículas pequeñas debido al aumento en los niveles de contaminación en el segundo sub-periodo (1996-1998).

El comportamiento observado en la serie del parámetro de asimetría, g , y los resultados de evolución del número de partículas de tamaño inferiores y superiores a $0.35 \mu\text{m}$ mostrados en el Capítulo anterior, así como el comportamiento observado en la serie de los valores del parámetro α de Angström, nos sugiere la conveniencia de estudiar la relación que existe entre el parámetro de asimetría en las diferentes longitudes de onda y el parámetro α , y el cociente N_1 / N_s . Como se puede ver en las Figuras 6.3a-d, el parámetro g decrece con el parámetro α en las longitudes de onda del visible e infrarrojo cercano. En la longitud de onda 368 nm la relación es inversa, y el parámetro g crece con el parámetro α de Angström, es decir, con el incremento en la componente de partículas pequeñas. En estas figuras se muestran las expresiones lineales obtenidas mediante el método de regresión lineal y los coeficientes de correlación correspondientes. Observamos que la relación entre $g(\lambda)$ y α es mejor (coeficiente de correlación más alto) en la longitud de onda 778 nm . Estas expresiones nos permiten obtener una estimación de un parámetro tan importante como el factor de asimetría a partir del conocimiento del parámetro α , que nos da cuenta de la dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles, y que se puede determinar a partir de las medidas de la profundidad óptica en dos o más longitudes de onda. Este tipo de expresiones se pueden utilizar en el estudio del forzamiento climático de aerosoles (Marshall et al., 1995; Kaufman and Holben, 1996), y en estudios de las propiedades de aerosoles a partir de sensores abordo de plataformas volantes (Kaufman and Tanré, 1996; King et al., 1999 y Goloub et al., 1999).

Las Figuras 6.4 a-b muestran el comportamiento de g en función de N_1 / N_s , para las longitudes de onda 675 y 778 nm . Podemos apreciar cierta semejanza en los comportamientos para estas longitudes de onda. Hay que señalar que para 368 y 500 nm no hemos encontrado ninguna dependencia clara con el cociente N_1 / N_s . Los resultados de nuestro análisis muestran que el mejor ajuste entre los parámetros de asimetría $g(675)$ y $g(778)$ y el cociente N_1 / N_s corresponde a una función exponencial. Como puede apreciarse en las Figuras 6.4a-b, tanto $g(675)$ como $g(778)$ aumentan con el incremento de N_1 / N_s . El ritmo de este aumento es fuerte para valores de N_1 / N_s

menores que 0.2. Por encima de este valor la dependencia es más suave y g tiende a aproximarse al valor 0.72, dentro del rango de valores de N_i / N_s obtenidos en nuestro estudio.

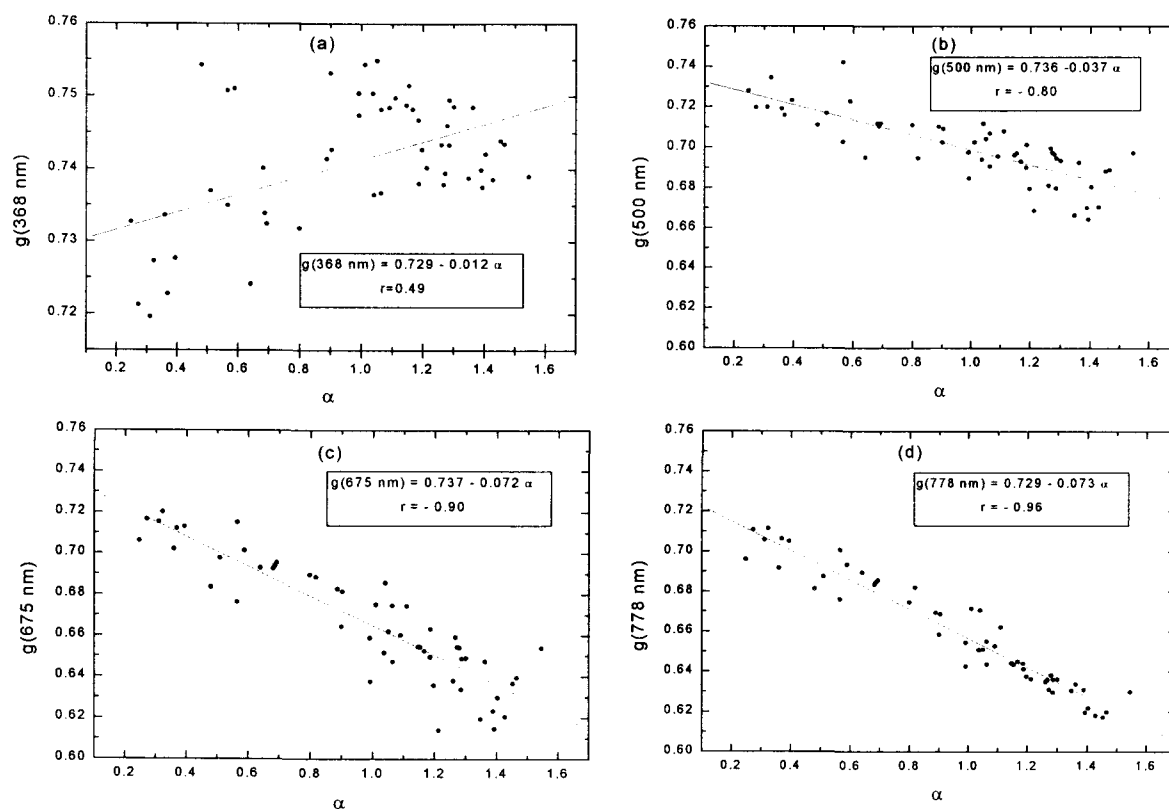


Figura 6.3a-d. Correlación entre: (a) $g(368 \text{ nm})$ y α , (b) $g(500 \text{ nm})$ y α , (c) $g(675 \text{ nm})$ y α y (d) $g(778 \text{ nm})$ y α .

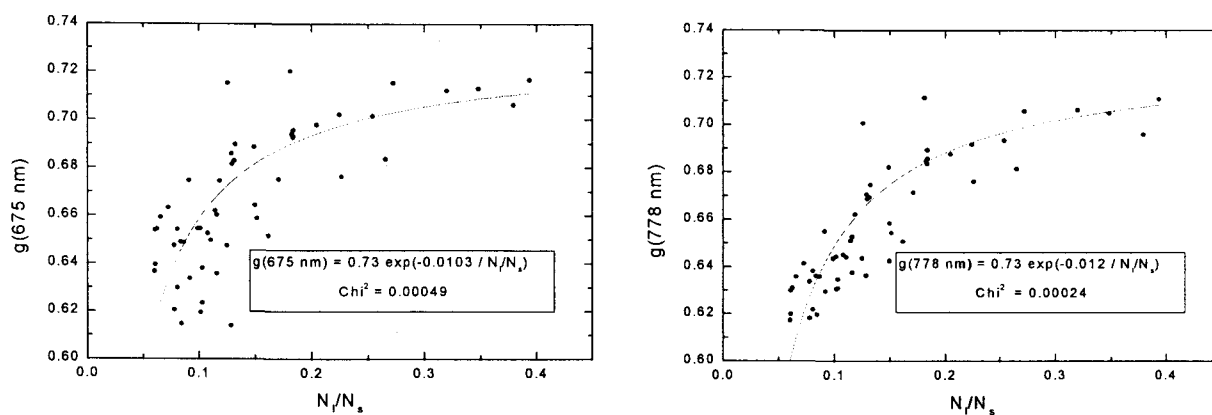


Figura 6.4a-b. Correlación entre (a) $g(675 \text{ nm})$ y N_i / N_s , (b) $g(778 \text{ nm})$ y N_i / N_s .

6.4. Análisis del albedo de dispersión simple

Tras nuestro análisis del parámetro de asimetría vamos a mostrar los resultados correspondientes al estudio del albedo de dispersión simple. En las Figuras 6.5a-d mostramos la evolución temporal de los valores medios mensuales de ω_{0A} en las longitudes de onda objeto de este estudio, durante el periodo de tiempo comprendido entre marzo de 1994 y octubre de 1998. Los valores de $\omega_{0A}(368 \text{ nm})$ varían entre 0.923 y 0.963, con un valor medio de 0.946 ± 0.009 , mientras los de $\omega_{0A}(500 \text{ nm})$ oscilan entre 0.928 y 0.966, con un valor medio de 0.948 ± 0.011 . Los valores de $\omega_{0A}(675 \text{ nm})$ y $\omega_{0A}(778 \text{ nm})$ tienen una mayor variabilidad, con valores medios de 0.940 ± 0.014 y 0.934 ± 0.015 , respectivamente. Estos resultados son similares a los obtenidos por otros autores. Cachorro et al. (2000), en la región de Castilla y León, han obtenido valores de $\omega_{0A}(500 \text{ nm})$ que varían entre 0.75 y 0.94, pero la mayoría de ellos está entre 0.90 y 0.94. Shaocai et al. (2000), en el Noroeste de Carolina (EE UU), encontraron valores de $\omega_{0A}(500 \text{ nm})$ entre 0.74 y 0.99. En el mismo lugar Wenny et al.(1998) han obtenido valores de $\omega_{0A}(312 \text{ nm})$ que están en el rango 0.75-0.93.

El análisis de la serie de valores del albedo de dispersión simple, $\omega_{0A}(\lambda)$, muestra la existencia de una pauta estacional, con valores más altos en verano y más bajos en invierno. Esto nos indica que los aerosoles predominantes en invierno son más absorbentes. Como ya hemos indicado en el análisis de la distribución de tamaño de aerosoles, durante el invierno encontramos un mayor peso de las partículas pequeñas (radios inferiores a $0.35 \mu\text{m}$). Estas partículas son resultado de procesos de conversión gas-partícula y posteriores condensaciones, es decir, se trata de aerosoles de tipo secundario, que en nuestro entorno próximo a un núcleo urbano tienen su origen en procesos contaminantes. Tanto el tráfico rodado como el empleo de calefacciones basadas en la quema de gas-oil durante los meses de invierno son responsables de estos aerosoles. En este sentido, el origen de estos aerosoles nos indica que la mayor absorción característica del invierno se debe a la presencia de hollín en el aerosol urbano. Por otro lado los frecuentes episodios de inversión térmica del invierno, tanto de origen radiativo como asociados a la persistencia de condiciones anticiclónicas, contribuyen a reducir la eficacia de los mecanismos que permiten la difusión de este aerosol desde sus fuentes.

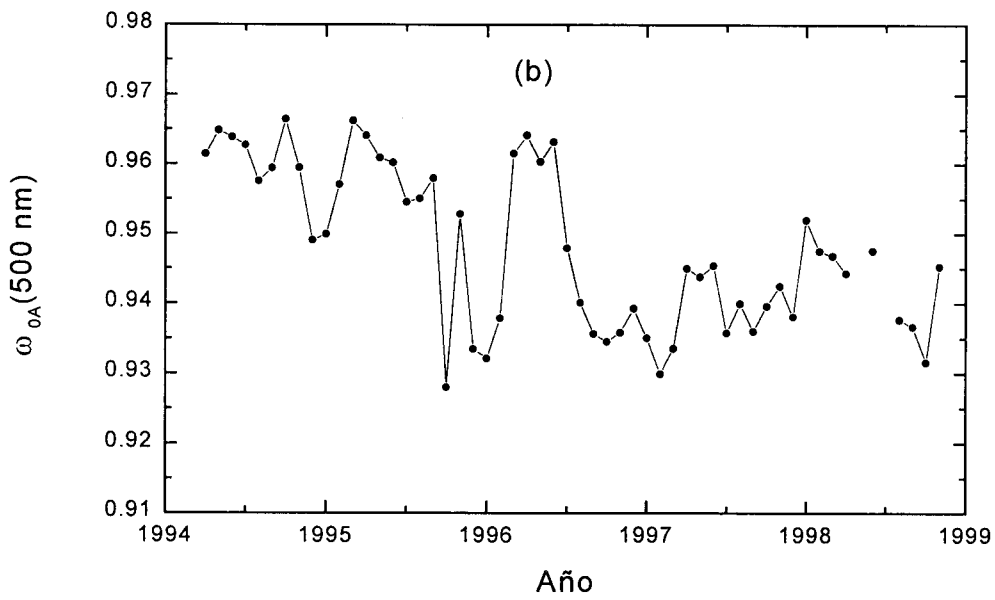
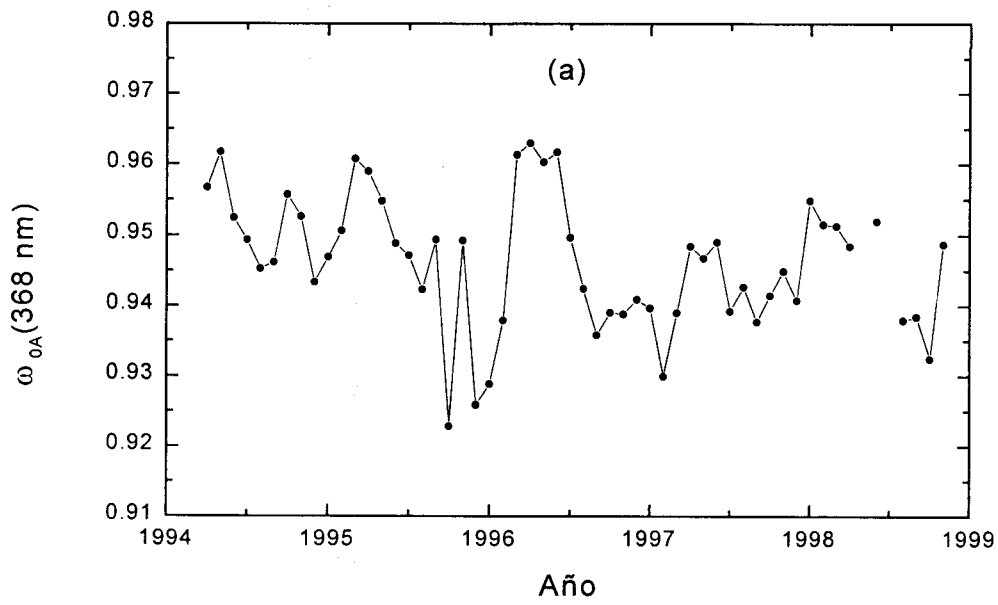


Figura 6.5. Evolución temporal de los valores medios mensuales de $\omega_{0A}(\lambda)$ en la longitud de onda: (a) 368 nm, (b) 500 nm.

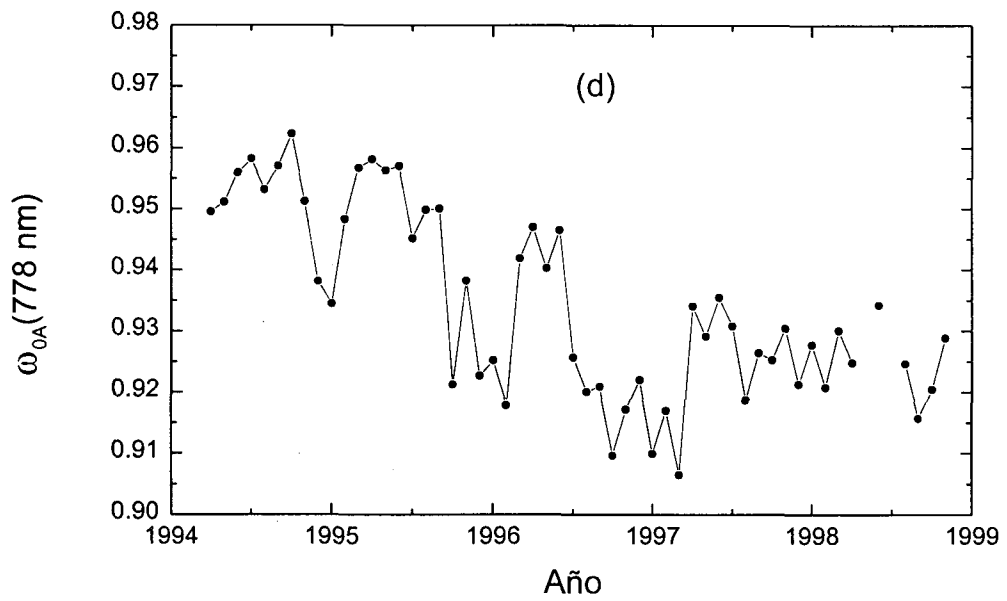
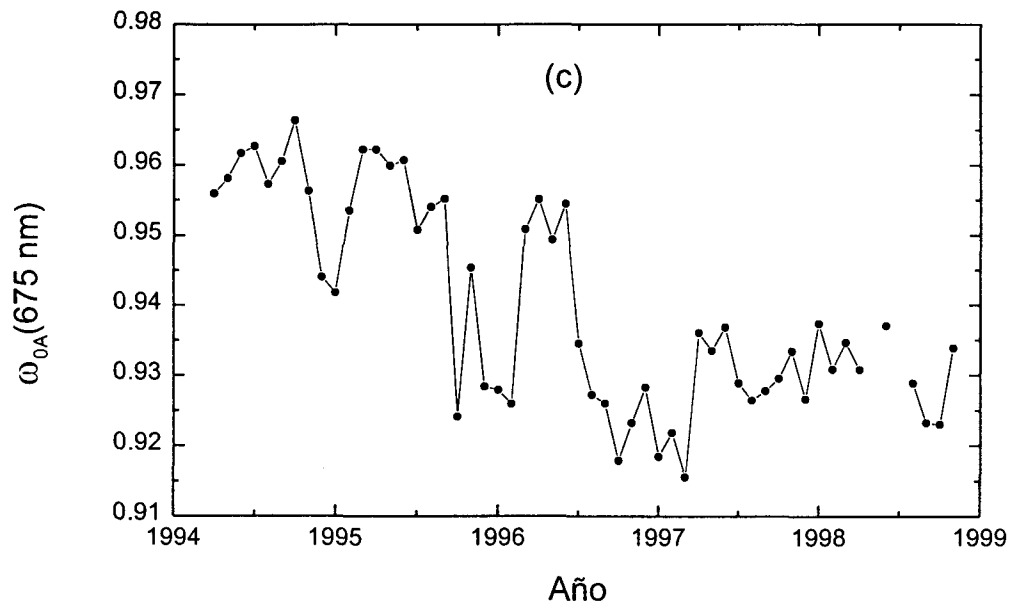


Figura 6.5. Evolución temporal de los valores medios mensuales de $\omega_{0A}(\lambda)$ en la longitud de onda: (c) 675 nm y (d) 778 nm.

Podemos apreciar, de un modo más evidente para la longitud de onda de 778 nm, una disminución de ω_{0A} al final del periodo analizado (1996-1998). Este hecho está relacionado con una mayor presencia de partículas más absorbentes en el periodo 1996-1998, que nos indican un incremento en los niveles de contaminación.

En las Figuras 6.6a-e mostramos la variación espectral de $\omega_{0A}(\lambda)$ agrupada por años. En general los resultados muestran que el albedo de dispersión simple decrece con la longitud de onda en el visible y en el infrarrojo. Este decrecimiento de $\omega_{0A}(\lambda)$ muestra que las partículas presentes son más absorbentes en las longitudes de onda larga. Por otro lado, observamos que esta variación espectral con la longitud de onda es más marcada en los últimos años, mientras que en los años 1994-1995 apenas hay dependencia espectral de ω_{0A} . En cuanto a $\omega_{0A}(368)$ observamos que presenta valores próximos a $\omega_{0A}(500)$ a partir del año 1996. Durante los años 1994-1995 $\omega_{0A}(368)$ toma valores más bajos que $\omega_{0A}(500)$, indicando que las partículas presentes son más absorbentes en la longitud de onda del ultravioleta. La absorción en la zona del ultravioleta puede deberse a partículas minerales con contenido de hierro (Claquin et al., 1999). De este modo podemos ver que la variación en el comportamiento espectral del albedo de dispersión simple esta asociada con las diferentes situaciones que dominaron en los dos sub-periodos que podemos considerar dentro del periodo analizado, y con el incremento de los niveles de contaminación en los últimos años de la serie analizada. Así, el comportamiento espectral de $\omega_{0A}(\lambda)$ en los años 1994 y 1995 está asociado con una mayor presencia de partículas minerales debido a la sequía, mientras el comportamiento de $\omega_{0A}(\lambda)$ en el segundo sub-periodo está relacionado con un aumento de partículas pequeñas de origen antropogénico debido al incremento en los niveles de contaminación.

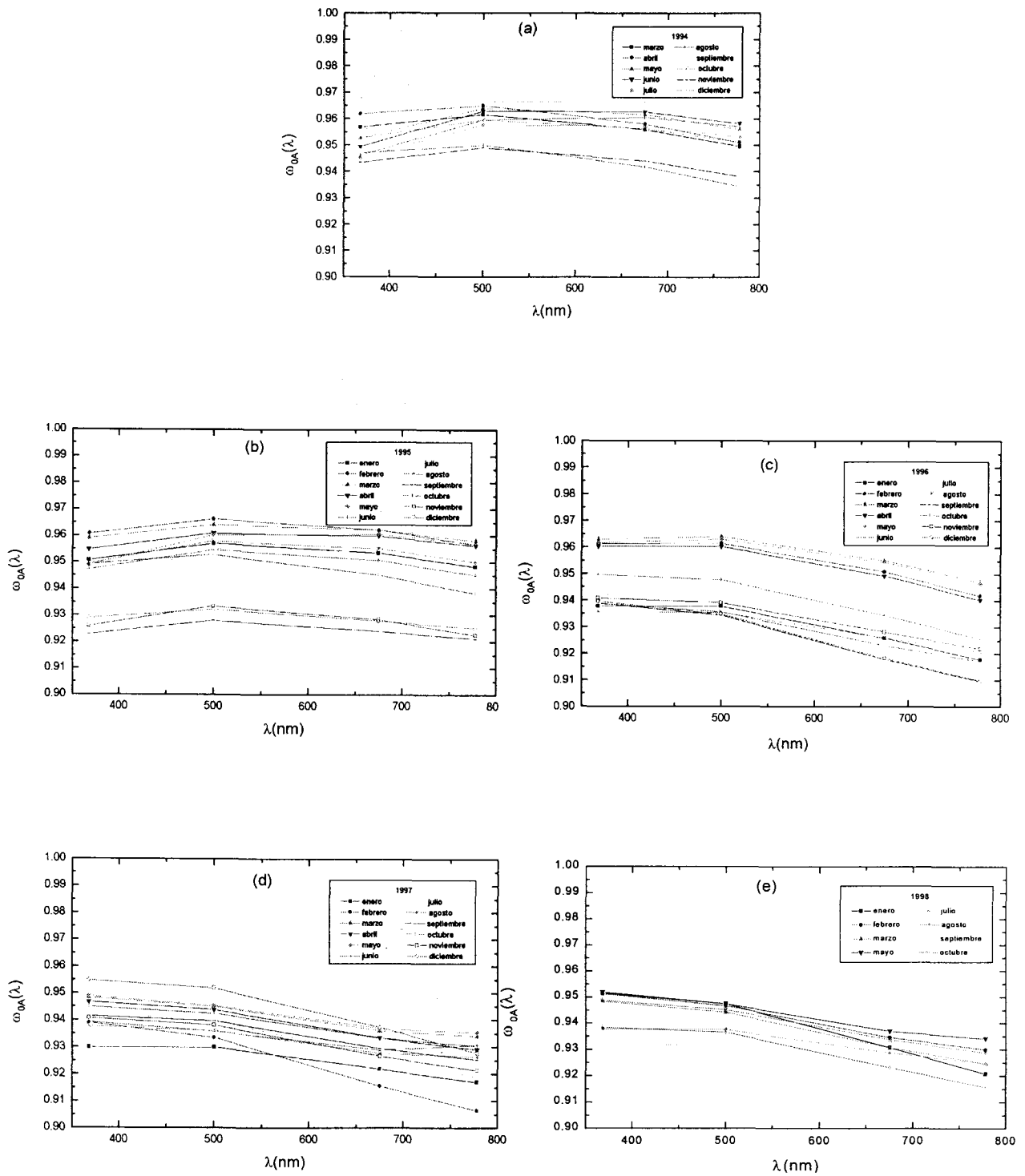


Figura 6.6a-e. Variación espectral de ω_{0A} : (a) en el año 1994, (b) en el año 1995, (c) en 1996, (d) en el año 1997 y (e) en el año 1998.

6.5. Análisis de la función de fase

A continuación pasaremos a mostrar los resultados obtenidos en el análisis de las funciones de fase. En las Figuras 6.7 a 6.10 mostramos las funciones de fase medias mensuales obtenidas entre 1994-1998 agrupadas por años en cada una de las longitudes de onda consideradas en este trabajo. Como podemos observar, todas las funciones de fase obtenidas muestran un comportamiento diferente al de una atmósfera de Rayleigh ($P(\Theta) = 1$). También podemos observar que en todos los casos la dispersión es mayor en el sentido de propagación, y que es mínima en torno a 120° . La variación angular o la forma de $P_A(\Theta)$ no presenta ninguna variación estacional apreciable.

No obstante, podemos apreciar que los patrones de las funciones de fase pueden agruparse considerando dos periodos: 1994-1995 y 1996-1998. Es decir, el patrón mostrado por las funciones de fase sugiere, como el resto de las propiedades de los aerosoles analizadas hasta el momento, la existencia de un cambio en las características de los aerosoles a partir de 1996. Así, la Figura 6.11 muestra para la longitud de onda de 778 nm las diferentes funciones de fase obtenidas para el mes de Julio de cada uno de los años analizados. Para el resto de longitudes de onda se encuentran resultados similares. El análisis de la Figura 6.11 nos indica que en el rango angular $15-45^\circ$ la dispersión es mayor durante los años 1994-1995. Por el contrario, la retrodispersión en estos años resulta menor que la encontrada para el periodo 1996-1998. Estos resultados visualizados en la Figura 6.11 para el mes de Julio son extensivos a otros meses del año, tal y como se muestra en la Figura 6.10. Como se ha indicado anteriormente, la mayor presencia de partículas grandes contribuye a que haya un aumento en la dispersión en los ángulos de dispersión pequeños. En cambio, el predominio de partículas de menor tamaño conduce a un patrón de dispersión en el que existe una diferencia menos marcada entre los valores máximos, en direcciones próximas a la del haz incidente, y los mínimos, correspondientes a regiones de retrodispersión.

La observación de las funciones de fase obtenidas nos indica que aún cuando la función de fase para ángulos inferiores a 15° presenta valores mayores en los años 1996-1998, esta misma situación se da en el rango de ángulos correspondientes a la retrodispersión, de modo que la diferencia entre la contribución a la dispersión hacia

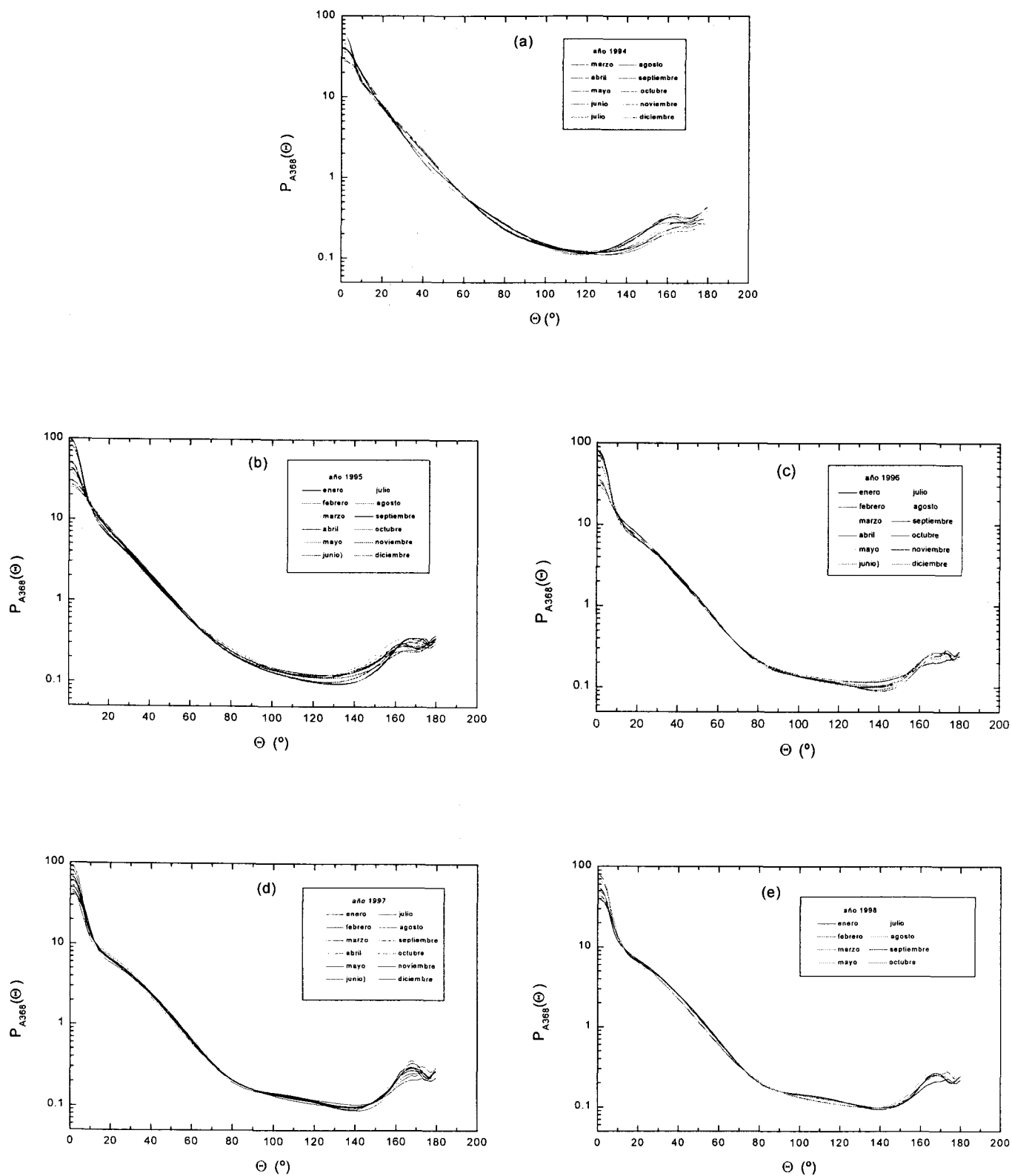


Figura 6.7. Función de fase media mensual en la longitud de onda 368 nm: (a) año 1994, (b) año 1995, (c) año 1996, (d) año 1997 y (d) año 1998.

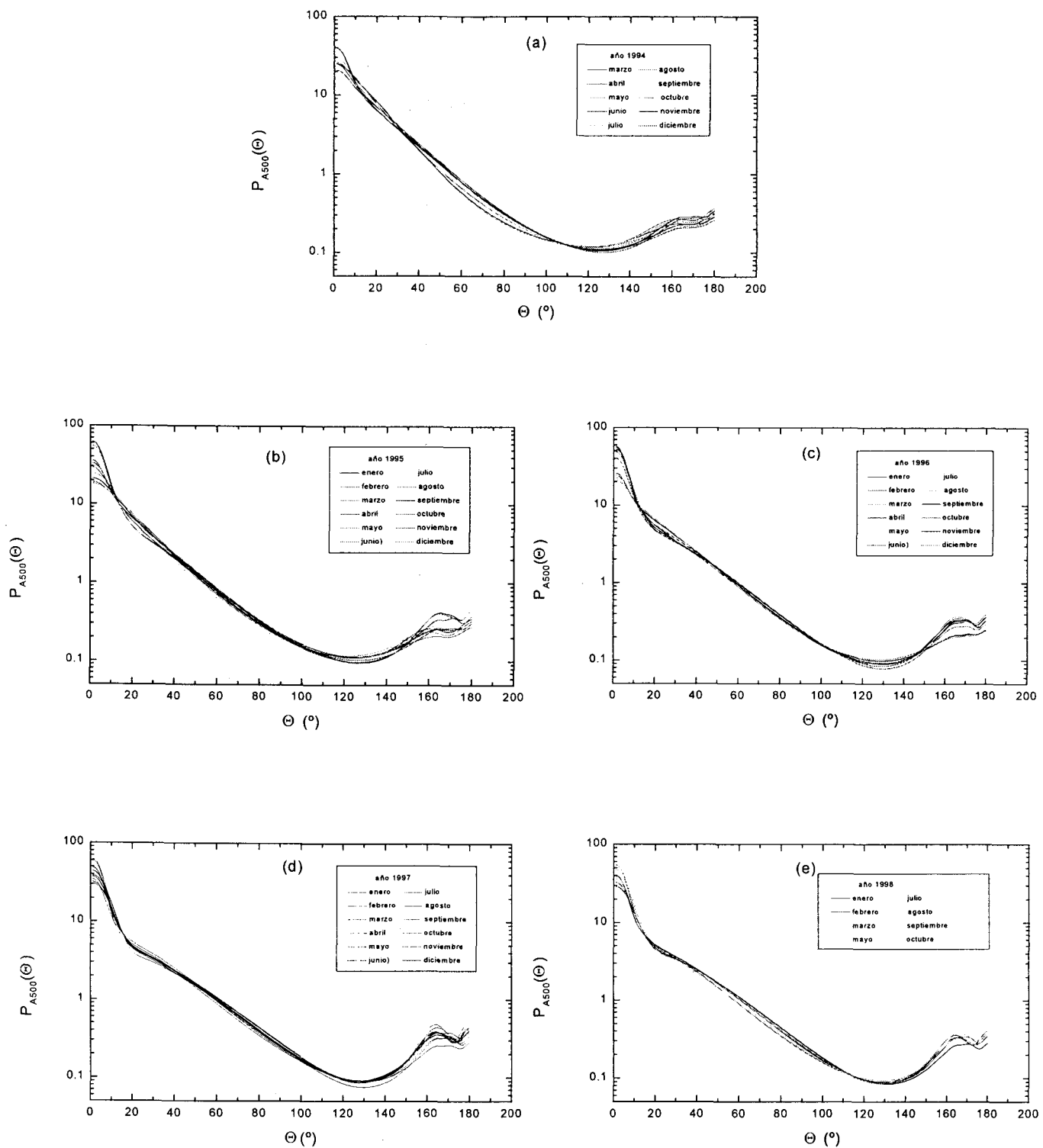


Figura 6.8. Función de fase media mensual en la longitud de onda 500 nm: (a) año 1994, (b) año 1995, (c) año 1996, (d) año 1997 y (e) año 1998.

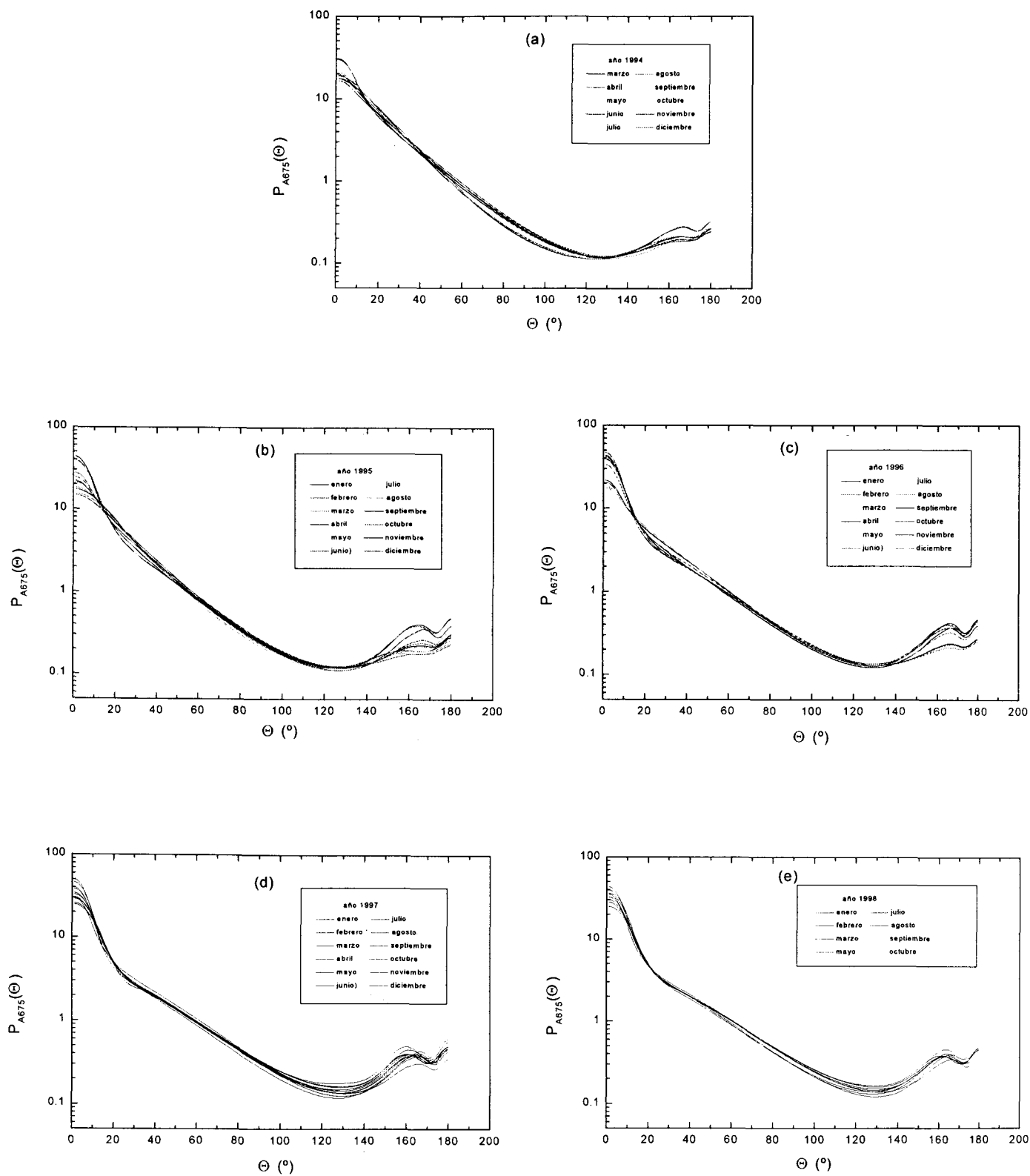


Figura 6.9. Función de fase media mensual en la longitud de onda 675 nm: (a) año 1994, (b) año 1995, (c) año 1996, (d) año 1997 y (e) año 1998.

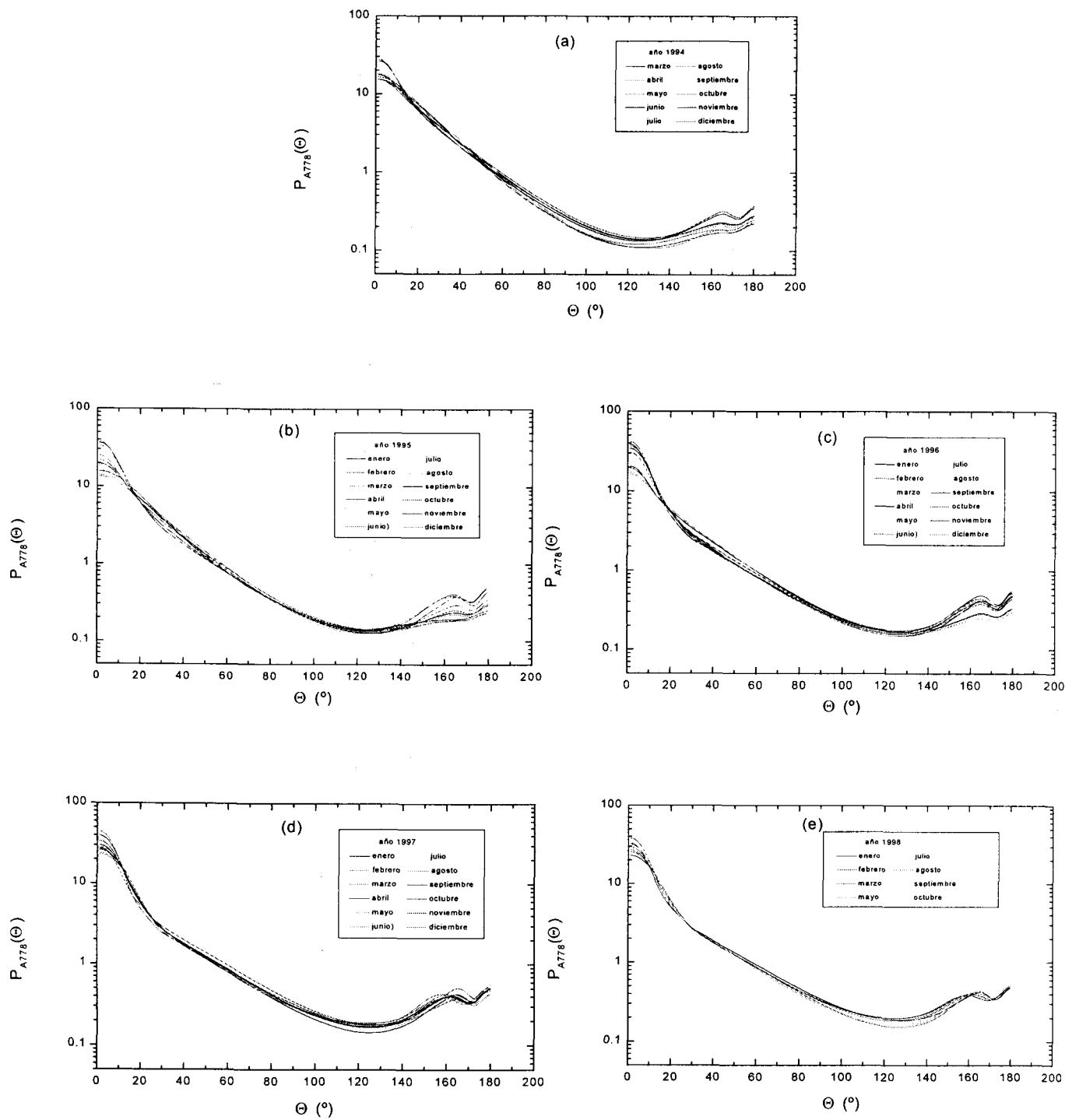


Figura 6.10. Función de fase media mensual en la longitud de onda 778 nm: (a) año 1994, (b) año 1995, (c) año 1996, (d) año 1997 y (e) año 1997 .

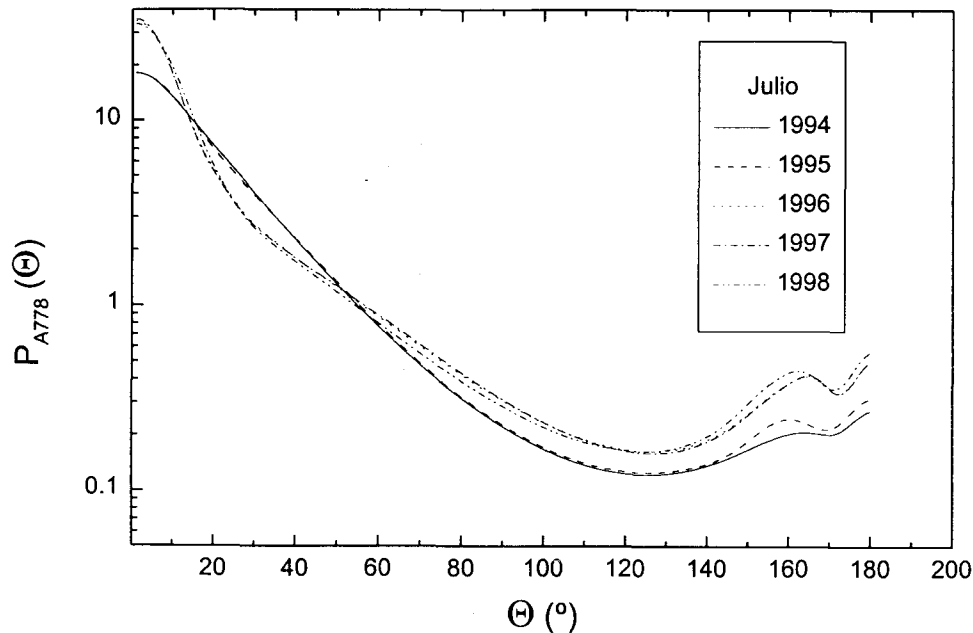


Figura 6.11. Comparación entre $P_{A778}(\Theta)$ correspondientes al mes de julio de cada mes del periodo analizado.

delante y la retrodispersión no sólo no aumenta sino que disminuye durante estos años. Este hecho es coherente con lo observado para el parámetro de asimetría en 778 nm. Este parámetro no es más que una valoración numérica del predominio de la dispersión hacia delante sobre la retrodispersión, y que presenta una clara disminución para los años 1996-1998. En cualquier caso, el que para ángulos menores de 15° la función de fase muestre valores superiores en los años 1996-1998 es un aspecto que debemos indagar recurriendo al análisis más detallado de las distribuciones de tamaño obtenidas.

Los resultados de la distribución de tamaño (Figura 5.4) indican un incremento en la contribución de las partículas con tamaño superior a $1 \mu\text{m}$ a partir del año 1996. En la Figura 6.12 mostramos la evolución temporal de la concentración de las partículas con tamaño superior a $1 \mu\text{m}$ (N_c). N_c se ha calculado integrando cada una de las distribuciones de tamaño de la Figura 5.4 para radios superiores a $1 \mu\text{m}$. La figura muestra un incremento en la concentración de N_c a partir del año 1996. Por otro lado, las Figuras 6.10 y 6.11 muestran que se ha producido un incremento en los valores de $P_{A778}(\Theta)$ en las proximidades del sol a partir del año 1996. Esto sugiere que cuando incrementa la contribución de las partículas con tamaño superior a $1 \mu\text{m}$ incrementa el

valor de $P_{A778}(\Theta)$ en las proximidades del sol ($P_{A778}(0^\circ)$). Este hecho nos ha conducido a investigar la relación entre la concentración de las partículas con radios superiores a $1 \mu\text{m}$ (N_c) y el valor de la función de fase en las proximidades del sol. En la Figura 6.13 mostramos la relación que existe entre ambos parámetros. Como podemos observar existe una buena correlación entre $P_{A778}(\Theta)$ en las proximidades del sol y N_c . Esta relación puede ser de gran interés para la parametrización de la función de fase en las proximidades del sol.

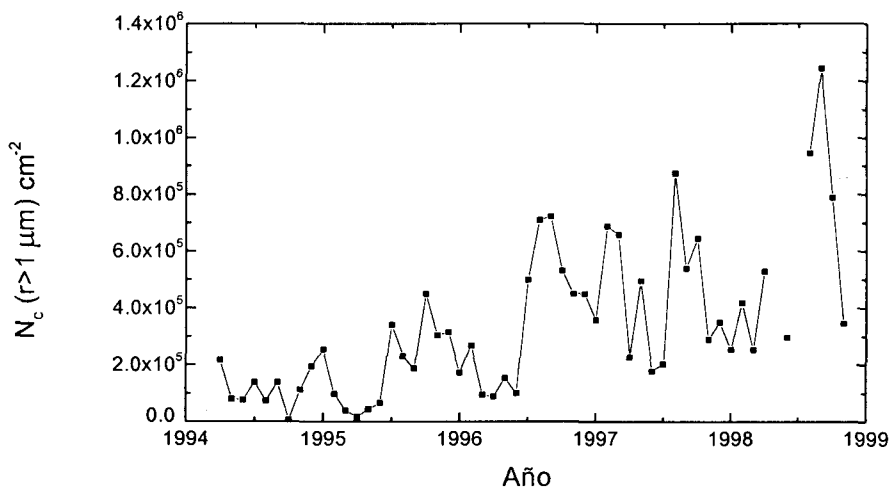


Figura 6.12. Evolución temporal de las partículas con tamaño superior a $1 \mu\text{m}$ (N_c).

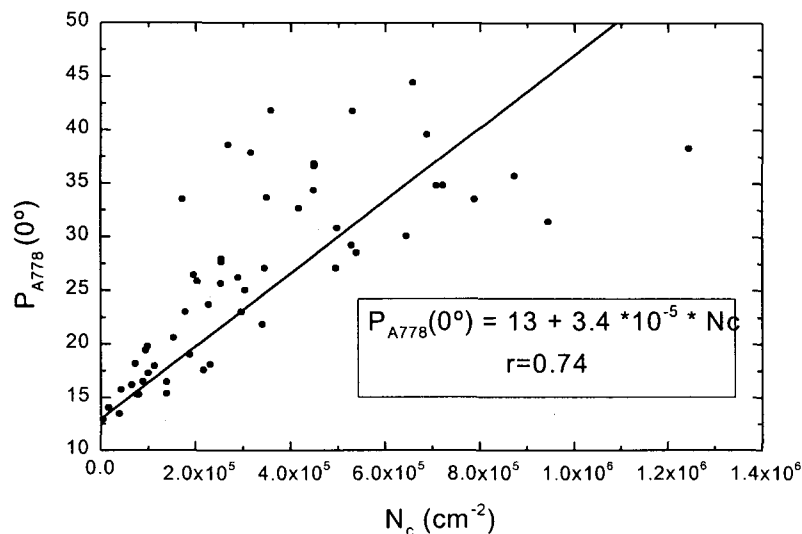


Figura 6.13. Correlación entre $P_{A778}(0^\circ)$ y N_c .

El análisis de la Figura 6.11 nos muestra también que la dependencia angular de la función de fase en los grandes ángulos de dispersión es algo más marcada para las funciones de fase obtenidas en los años 1996-1998. Kaufman et al. (1994) han señalado que en el caso de partículas no-esféricas la dependencia angular de la función de fase en ángulos de dispersión grandes es mínima. Así, el comportamiento encontrado en nuestro estudio podría explicarse a partir del predominio de partículas de origen mineral durante los años 1994-1995. Estas partículas de origen mineral, en condiciones secas, suelen ser no-esféricas.

Los resultados para las diferentes longitudes de onda evidencian comportamientos similares al descrito para la longitud de onda de 778 nm, salvo para 368 nm. En este último caso, en el que de acuerdo a los resultados obtenidos para el parámetro de asimetría (recordemos que para 368 nm aumentaba en los años 1996-1998), encontramos un aumento en la función de fase en los ángulos pequeños que va acompañado de una disminución para los ángulos grandes. De hecho, para esta longitud de onda el contraste entre los máximos y mínimos de la función de fase se hace más acusado en los años 1996-1998 (Figura 6. 14). Esto se debe a que en este periodo se produce un aumento del predominio de las partículas con tamaños más próximos a esta longitud de onda, y como consecuencia el modo de partículas con radios inferiores a $0.35 \mu\text{m}$ es predominante, como mostramos en el Capítulo 5.

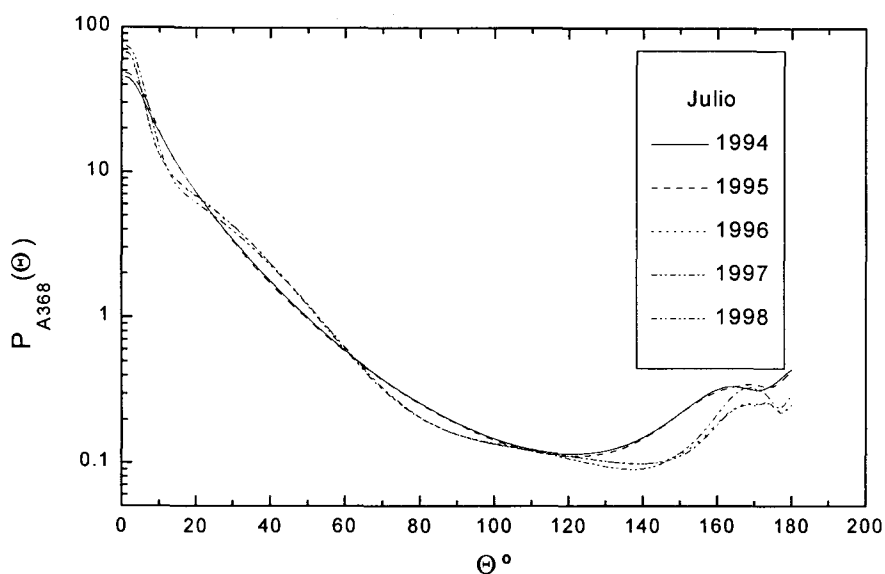


Figura 6.14. Comparación entre $P_{A368}(\Theta)$ correspondientes al mes de julio de cada mes del periodo analizado.

Otro hecho a destacar en el análisis de las Figuras 6.7 a 6.10 es que si comparamos las funciones de fase obtenidas en las distintas longitudes de onda para un mes dado, los valores de las mismas en los ángulos pequeños muestran una disminución con la longitud de onda. Es decir, la fracción de radiación dispersada en la dirección de propagación es mayor para las longitudes de onda más pequeñas.

En la Figura 6.15 mostramos la serie de valores de la función de fase en 120° , zona en la que se dan los valores mínimos, para la longitud de onda 778 nm. Podemos apreciar un patrón similar al seguido por algunos de los parámetros analizados hasta el momento. De hecho, hay una gran semejanza con el comportamiento seguido por la serie de valores del exponente α de Angström. Este hecho nos ha conducido a investigar la relación que existe entre el valor de la función de fase en 120° ($P_{A778}(120^\circ)$) y el parámetro α . En la Figura 6.16 mostramos la relación que existe entre ambos

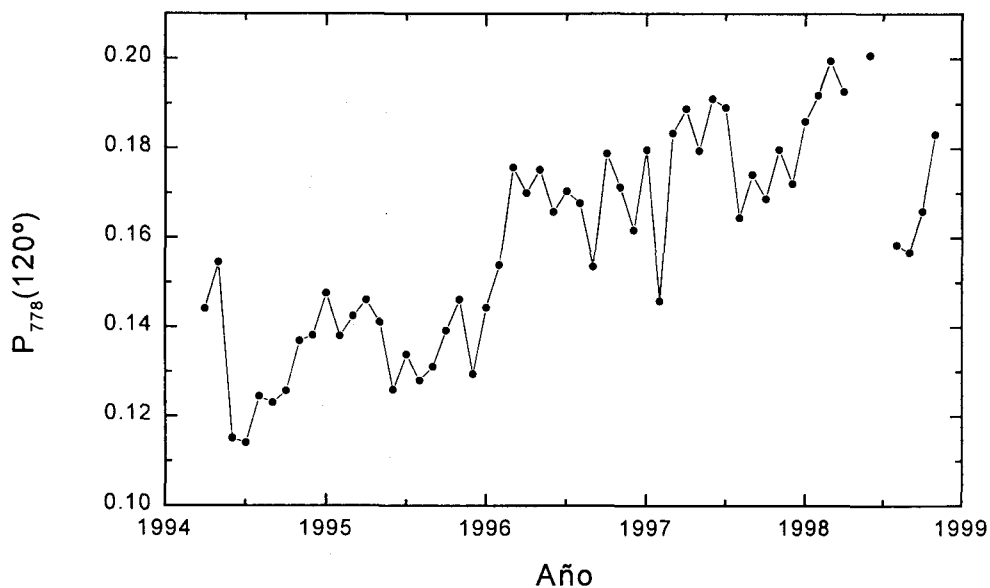


Figura 6.15. Evolución del parámetro $P_{A778}(120^\circ)$ durante el periodo 1994-1998.

parámetros. Como podemos observar $P_{A778}(120^\circ)$ aumenta con el parámetro α de Angström. El ajuste lineal entre estos parámetros muestra una muy buena correlación que sugiere un modo apropiado de modelizar $P_{A778}(120^\circ)$ a través del conocimiento de la dependencia espectral de la profundidad óptica, expresada en términos del exponente α .

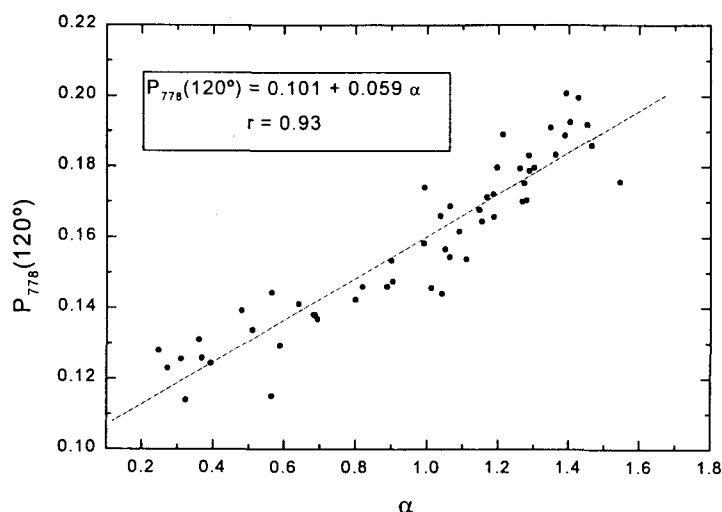


Figura 6.16. Correlación entre $P_{A778}(120^\circ)$ y el parámetro α de Angström.

Como ya hemos mostrado en el Capítulo 5, el exponente α presenta una clara correlación con el cociente N_l / N_s , que mide el predominio de partículas con radios superiores a $0.35 \mu\text{m}$ sobre aquellas con radios inferiores a este valor. Por ello, y a la vista de los resultados mostrados en la Figura 6.16, hemos analizado la correlación entre $P_{A778}(120^\circ)$ y el cociente N_l / N_s . En la Figura 6.17 mostramos los valores de $P_{A778}(120^\circ)$ frente a los del cociente N_l / N_s . Nuestro análisis muestra que el mejor ajuste entre $P_{A778}(120^\circ)$ y N_l / N_s corresponde a una función exponencial decreciente. Podemos

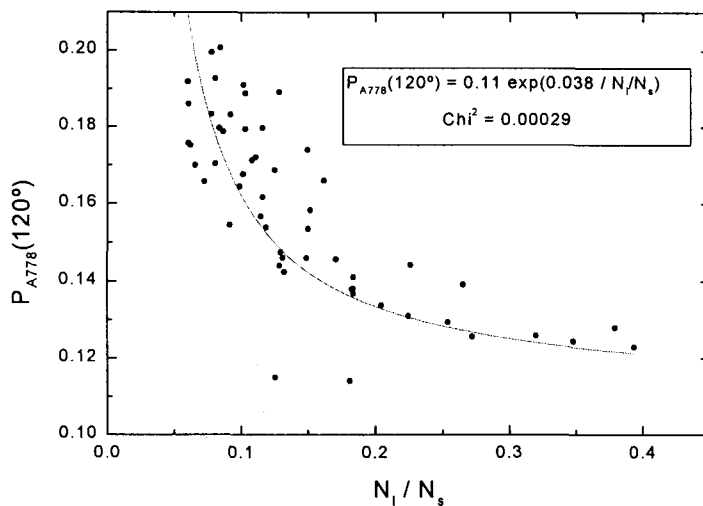


Figura 6.17. Correlación entre el parámetro $P_{A778}(120^\circ)$ y N_l / N_s .

observar que el parámetro $P_{A778}(120^\circ)$ decrece con el aumento del cociente N_i / N_s . El ritmo de este decrecimiento es fuerte para valores de N_i / N_s menores a 0.2, mientras que para valores superiores a este valor la dependencia es más suave.

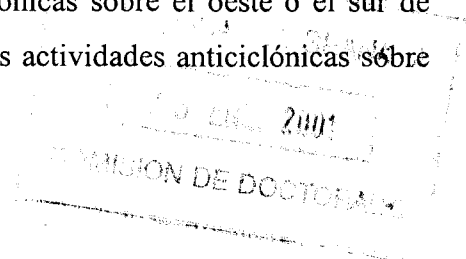
De este modo, los análisis realizados en este Capítulo nos muestran el comportamiento de las propiedades ópticas de los aerosoles en el que destacamos la existencia de unas diferencias marcadas entre los sub-periodos 1994-1995 y 1996-1998. Estas diferencias están relacionadas con las diferencias en las condiciones sinópticas que afectaron la zona de estudio en los periodos considerados, y con el incremento de la contaminación urbana al final del periodo analizado. Al igual que en nuestro estudio de las propiedades de tamaño de aerosoles, hemos evidenciado la viabilidad de modelizar los aerosoles presentes a partir de los valores de la profundidad óptica de aerosoles, y más concretamente de su dependencia espectral representada por el parámetro α de Angström.

Capítulo 7

Estudio de eventos de polvo sahariano

7.1. Introducción

El desierto del Sahara es una de las mayores fuentes de polvo del hemisferio norte (Husar et al., 1997). Debido a su proximidad geográfica con el continente africano nuestra zona de estudio se ve frecuentemente afectada por entradas de aire sahariano. Normalmente estas masas de aire están altamente cargadas de partículas minerales propias del polvo desértico. La llegada de estas nubes incrementa la cantidad de aerosoles e introduce grandes cambios en sus características ópticas y físicas promedio. La mayoría de las nubes de polvo sahariano llegan a España entre mayo y septiembre (Rodríguez et al., 2001). En el periodo enero-junio el transporte de este polvo hacia España se debe principalmente a las actividades ciclónicas sobre el oeste o el sur de Portugal, mientras en el verano esta gobernado por las actividades anticiclónicas sobre



el este o el sureste de la Península Ibérica (Rodríguez et al., 2001). Los eventos de polvo sahariano observados en Europa no se han investigado tanto como los detectados sobre el Atlántico, el Mediterráneo o América (Carlson and Prospero, 1972; Prospero and Carlson, 1972; Carlson and Caverly, 1977; Chester et al., 1984; Bergametti et al., 1989; Dulac et al., 1992; Ott et al., 1991; Moulin et al., 1997a b; Prospero and Nees, 1986; Smirnov et al., 1998, 2000; Prospero, 1996, 1999; Chiapello et al., 1999; Haywood et al., 2001).

El conocimiento de las propiedades ópticas del polvo sahariano es muy importante para evaluar sus efectos sobre el clima (Tegen et al., 1996; Alpert et al., 1998). Utilizando medidas *in situ* de las propiedades ópticas del polvo desértico (D'Almeida et al., 1991; Wendish and Von Hoyningen-Huene, 1994; Sokolik et al., 1998) varios autores mostraron que las partículas minerales de polvo afectan de un modo importante al clima (Ackerman and Chung, 1992; Sokolik and Toon, 1996; Tegen et al., 1996). La magnitud de este efecto es altamente incierta, puesto que las medidas *in situ* tienen errores asociados con la caracterización de las muestras (Heintzenberg et al., 1997), y de hecho estas muestras no pueden considerarse como representativas de toda la columna atmosférica.

En este Capítulo analizaremos con detalle el efecto de las nubes de polvo sahariano sobre las propiedades ópticas de los aerosoles en nuestra área de estudio.

7.2. Detección de eventos de polvo sahariano

La entrada de masas de aire sahariano en la zona de estudio produce un gran incremento en los niveles de turbiedad atmosférica (altos valores de la profundidad óptica de aerosoles) debido a que estas masas de aire sahariano están muy cargadas de partículas minerales. Así, para detectar los eventos de polvo sahariano hemos seleccionado los eventos de alta turbiedad en los que la profundidad óptica de aerosoles en 500 nm es superior a 0.3. Posteriormente hemos calculado para estos casos las retrotrayectorias de las masas de aire correspondientes. Finalmente hemos seleccionado para su posterior análisis los casos en los que las retrotrayectorias muestran un origen sahariano de la masa de aire.

Para el cálculo de las retrotrayectorias hemos utilizado el modelo HYSPLIT (Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory), un programa desarrollado conjuntamente por la NOAA y el "Australia's Bureau of Meteorology". Este modelo es lagrangiano, y puede utilizarse para calcular retrotrayectorias, procesos de dispersión, concentración de partículas y deposición. Este programa puede obtenerse a través de la página en Internet <http://www.arl.noaa.gov/ss/models/HYSPLIT.html>. La versión utilizada es la número 44, de julio de 2000. Como valores de entrada hemos utilizado los registros meteorológicos proporcionados por la "US National Climatic Data Center", y las retrotrayectorias se han calculado para recorridos de 168 horas (7 días) a una altura de 1500 y 3000 m sobre el nivel de la estación. Como nuestro objetivo es sólo la detección de la procedencia de las masas de aire utilizaremos las retrotrayectorias isobáricas que terminan en la estación a las 12 h GMT. Para ver más detalles sobre el método y sus errores se puede consultar Draxler et al. (1996, 1997, 1998) y Stunder (1996).

Para seguir la evolución de los eventos de polvo sahariano hemos utilizado también las imágenes de satélite obtenidas mediante el sensor TOMS del satélite Earth-Probe. Este satélite lanzado el día 2 de julio 1996 permite obtener rutinariamente, utilizando canales con muy poca dependencia del ozono, el denominado índice de aerosoles. Este índice denominado AI se define como:

$$AI = -100 \left(\log_{10} (I_{331} / I_{360})_{medida} - \log_{10} (I_{331} / I_{360})_{calculada} \right)$$

El subíndice *calculada* se refiere a la radiancia predicha por un modelo de transferencia radiativa donde se emplea únicamente una atmósfera Rayleigh -para mas detalles se puede consultar Herman et al. (1997), Hsu et al. (1999) y Chiapello et al. (2000)-. El índice de aerosoles (AI) es un indicador de la cantidad de aerosoles sobre la zona de estudio. Si es positivo y alto está indicando una situación de elevada turbiedad atmosférica con aerosoles absorbentes en el ultravioleta. Si es negativo los aerosoles no son absorbentes (Chiapello et al., 2000). A pesar de que este índice represente sólo una estimación de la cantidad de aerosoles presentes en la columna atmosférica, nos puede servir para controlar los eventos de polvo sahariano; de hecho, a través de sus imágenes se suelen detectar eventos de este tipo. Las imágenes de AI se pueden obtener a partir de

la pagina en Internet <http://toms.gsfc.nasa.gov/aerosols/aerosols.html>. Teniendo en cuenta toda esta información analizaremos los eventos de septiembre de 1998.

7.3. Análisis de retrotrayectorias

Como casos significativos de este tipo de eventos de polvo sahariano analizaremos los ocurridos entre el 30 de agosto y el 2 de septiembre y el ocurrido el día 10 de septiembre de 1998. En la Figura 7.1a-b mostramos las retrotrayectorias calculadas mediante el modelo HYSPLIT antes, durante y después del primer y el segundo evento. Cada retrotrayectoria tiene una serie de puntos entre los cuales hay una diferencia temporal de 6 horas, representando cada uno de ellos el punto en que se encontraba la partícula correspondiente. En la parte inferior de cada retrotrayectoria se pueden observar las historias en altura de cada una de las retrotrayectorias. Por otro lado, observamos para el primer evento que las retrotrayectorias (Figura 7.1a) muestran el inicio de la llegada de la masa de aire procedente del norte del continente africano el día 30 de agosto. Las retrotrayectorias del día 3 de septiembre muestran que las masas de aire que entran en la zona de estudio proceden del Atlántico, mostrando así el final del primer evento sahariano. Las retrotrayectorias del día 10 de septiembre (Figura 7.1b) muestran que la masa de aire que llega a la zona de estudio procede del norte de África. Estas figuras muestran también que el segundo evento es de muy corta duración, y que el final de este evento se produce el día 11 de septiembre de 1998, coincidiendo con la entrada de masas de aire procedentes del Atlántico.

7.4. Profundidad óptica de aerosoles durante los eventos

Los eventos de polvo sahariano de finales de agosto y septiembre de 1998 se caracterizan por un cambio pronunciado en las propiedades de los aerosoles normalmente observadas en nuestra zona (Figura 7.2.). Como observamos en la Figura, los dos eventos coinciden con un gran incremento en los valores de la profundidad óptica de aerosoles en todas las longitudes de onda. En ausencia de polvo sahariano el valor de $\delta_a(500)$ es del orden de 0.2, y con la llegada de este aumentó hasta 0.6 en el primer evento, y hasta 0.55 en el segundo. Al final de los eventos la entrada de masas de aire que proceden del Atlántico hace que $\delta_a(500)$ disminuya bruscamente hasta un valor

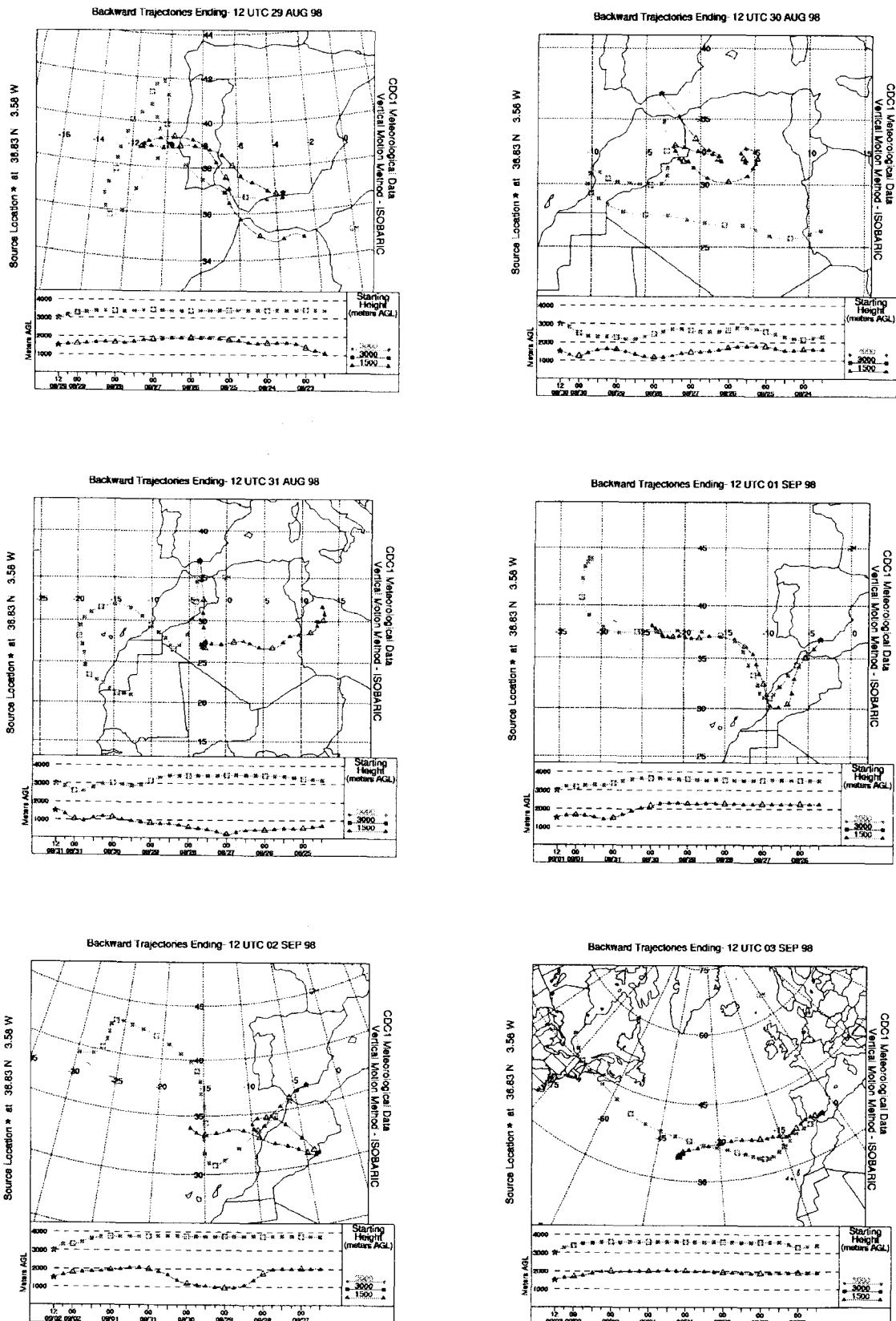


Figura 7.1a. Retrotrayectorias del primer evento de polvo sahariano en Armilla: días 29, 30 y 31 de agosto y 1, 2 y 3 de septiembre de 1998 a las 12 UTC.

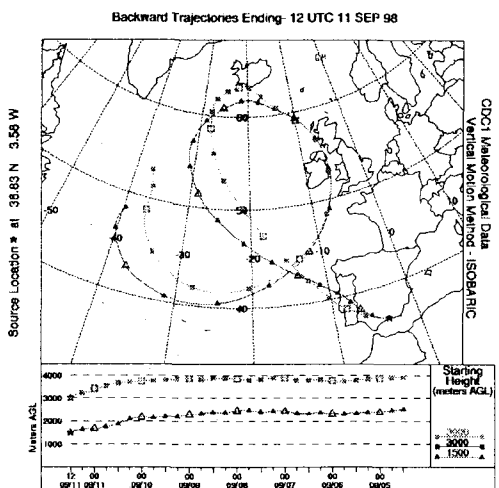
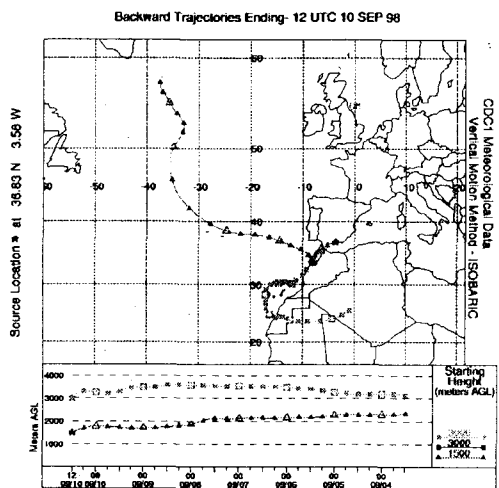
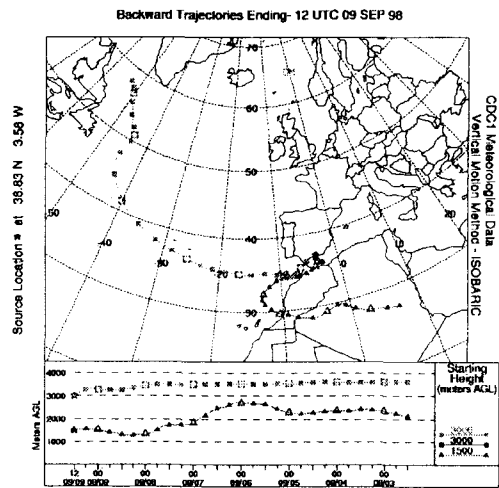


Figura 7.1b. Retrotrayectorias del segundo evento de polvo sahariano en Armilla: días 9, 10 y 11 de septiembre de 1998 a las 12 UTC.

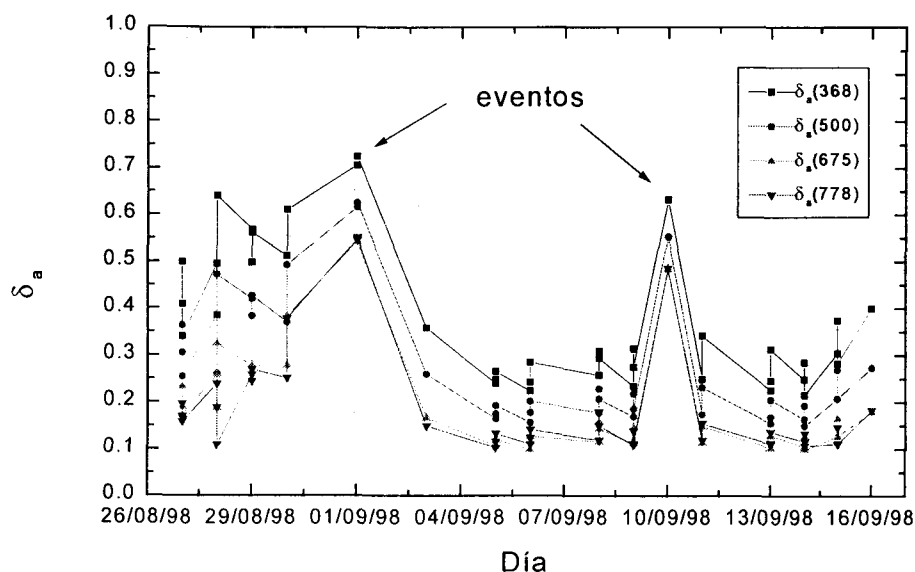


Figura.7.2. Profundidad óptica de aerosoles en 368, 500, 675 y 778 nm desde el 27-8-1998 hasta el 16-9-1998.

cercano al encontrado antes de cada uno de los eventos (~ 0.2). Así, podemos observar que hay un buen acuerdo temporal entre los resultados obtenidos mediante las retrotrayectorias y la profundidad óptica de aerosoles. Comparando los valores de la profundidad óptica de aerosoles obtenidos el 1 y 10 de septiembre con los obtenidos el día 5 de septiembre (día con ausencia de polvo sahariano), encontramos para el primer evento un incremento del 201%, 277%, 405% y 433% en $\delta_a(368)$, $\delta_a(500)$, $\delta_a(675)$ y $\delta_a(778)$, respectivamente, y un incremento del 163%, 234%, 356% y 368% en el segundo evento. Observamos que en los dos eventos los incrementos son más importantes en las longitudes de onda larga. Este hecho podría asociarse con un incremento en la componente de las partículas de tamaño grande. Comparando los dos eventos entre sí observamos que el segundo evento es de duración más corta (un día), y que el efecto que produce sobre la profundidad óptica de aerosoles es más brusco.

Respecto a los coeficientes de turbiedad de Angström, la entrada de la nube de polvo sahariano provoca un gran incremento en el coeficiente β y una importante disminución en el parámetro α , mostrando así un importante aumento en la cantidad de aerosoles, y que las partículas son de gran tamaño (Figura 7.3). Durante el primer evento el parámetro α comienza a decrecer el día 30 de agosto (día en el que se inició el evento), llegando a un valor mínimo de 0.36 el día 1 de septiembre, y volviendo a tomar

valores del orden de los obtenidos antes del evento a partir del día 3 de septiembre (día en el que se terminó el evento). En el segundo evento el parámetro α vuelve a decrecer y llega hasta un valor de 0.37 en el día 10 de septiembre. Por otro lado, observamos que los valores del parámetro α obtenidos en los dos eventos son muy parecidos, indicando tamaños de partículas similares en ambos eventos. Estos valores mínimos del parámetro α coinciden con valores máximos del parámetro β (Figura 7.3).

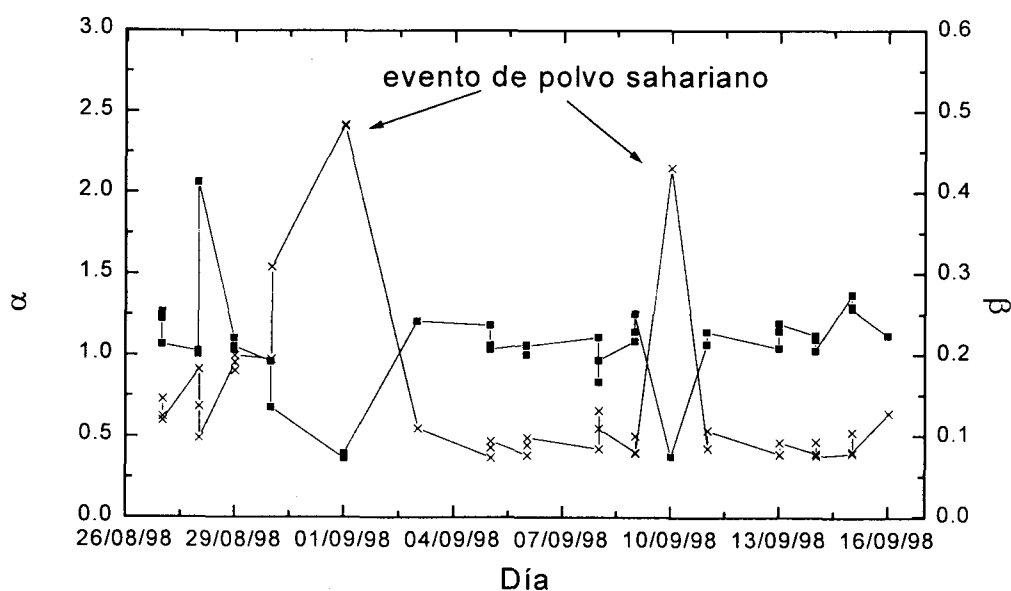


Figura.7.3. Evolución de los coeficientes de Angström α y β entre el 26-08-98 y el 16-09-98.

Durante los dos eventos es muy clara la anticorrelación entre las profundidades ópticas de aerosoles y el parámetro α , indicando que la elevada concentración de aerosoles se debe principalmente al polvo sahariano (partículas de tamaño grande). Esta anticorrelación observada en episodios de polvo sahariano también fue encontrada por otros autores (Sabbah et al., 2001; Smirnov et al., 1998; Tanré et al. 1988). En general, estos resultados concuerdan con los obtenidos durante otros eventos de polvo sahariano en fechas y regiones distintas (Volgin et al., 1988; Reddy et al., 1990; Smirnov et al., 1995, 1998). Finalmente, también encontramos un gran acuerdo entre nuestros resultados y los obtenidos por Holben et al. (1998) en áreas afectadas por masas de aire sahariano.

7.5. Comparación con las imágenes TOMS

Para intentar explicar las tendencias observadas en la profundidad óptica de aerosoles y el parámetro α de Angström, y seguir la evolución de la masa de aire sahariano que invadió la zona de estudio entre el 30 de agosto y el 3 de septiembre de 1998, mostramos en la Figura 7.4 las imágenes del índice de aerosoles (AI) del TOMS correspondientes a los seis días alrededor del 1 de septiembre de 1998. Como podemos observar, la masa de aire sahariano que afectó a la zona de estudio entre el 30 de agosto y el 3 de septiembre estuvo centrada sobre Mauritania el día 29 de agosto. El día 30 de agosto esta masa de aire sahariano se acercó al sureste de España, y posteriormente se dispersó sobre toda España en el 31 de agosto y el 1 de septiembre, produciendo así un importante incremento en los valores de profundidad óptica de aerosoles y una disminución en los valores del parámetro α . La imagen del día 3 de septiembre no muestra ninguna indicación de aerosoles absorbentes sobre la zona de estudio. Esto indica que el final de este evento y la vuelta a los valores normales de las propiedades ópticas de aerosoles se produjo el día 3 de septiembre. Los resultados concuerdan, en cuanto al inicio y el final del evento, con los obtenidos a partir del análisis de las retrotrayectorias. Estos resultados también confirman los obtenidos con el fotómetro solar, y es una demostración que puede utilizarse en la validación de los datos de satélite con las medidas fotométricas.

Observamos ahora las imágenes del TOMS que corresponden al segundo evento (Figura 7.5). Como podemos observar la masa de aire sahariano que afectó la zona de estudio el día 10 de septiembre se localizó sobre el desierto de Argelia el día 9 de septiembre. El día 10 de septiembre entró al sur de la península, lo que produjo un importante incremento en los valores de la profundidad óptica de aerosoles (Figura.7.2). En la imagen del día siguiente se aprecia el final del evento con el desplazamiento de la masa de aire sahariano hacia el este, volviendo así la profundidad óptica a tomar valores normales cercanos a los obtenidos antes del evento. Por otro lado, observando estas imágenes podemos comprobar cómo el evento apenas dura un día en nuestra zona. Este resultado concuerda en cuanto a la evolución, el inicio, el final y la duración del evento, con los resultados obtenidos por el fotómetro solar y las retrotrayectorias.

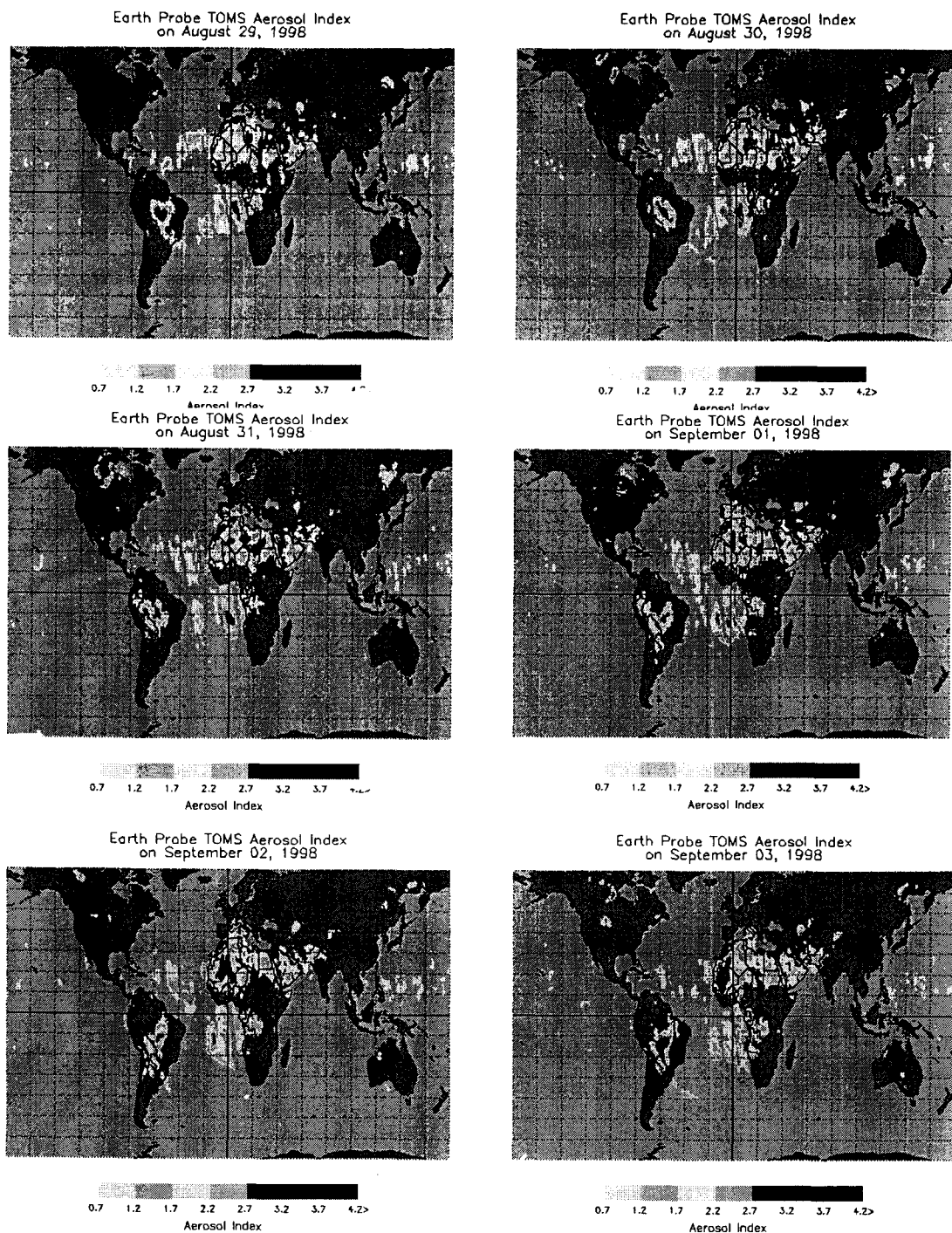


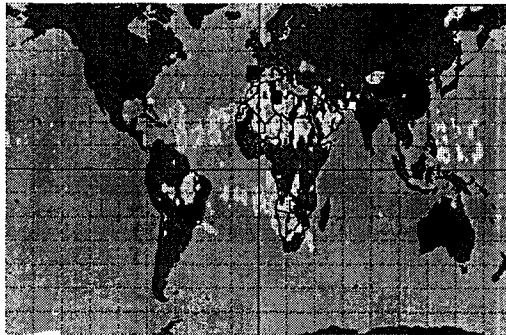
Figura.7.4. Secuencias de imágenes TOMS para seis días consecutivos alrededor del día 1 de septiembre de 1998, mostrando la evolución de la masa de aire sahariano que invadió la zona de estudio entre el 30-08-98 y el 3-09-98.

Earth Probe TOMS Aerosol Index
on September 09, 1998



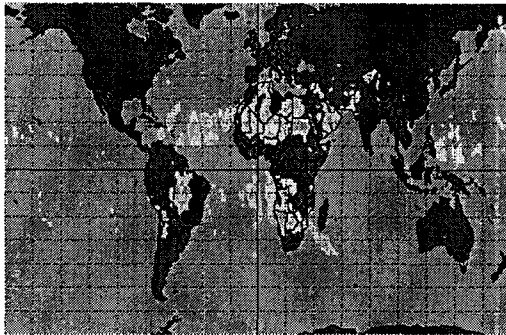
0.7 1.2 1.7 2.2 2.7 3.2 3.7 4.2>
Aerosol Index

Earth Probe TOMS Aerosol Index
on September 10, 1998



0.7 1.2 1.7 2.2 2.7 3.2 3.7 4.2>
Aerosol Index

Earth Probe TOMS Aerosol Index
on September 11, 1998



0.7 1.2 1.7 2.2 2.7 3.2 3.7 4.2>
Aerosol Index

Figura.7.5. Imágenes de AI del TOMS para los días 9, 10 y 11 de septiembre de 1998.

7.6. Características físicas de los aerosoles durante los eventos.

Estudiaremos ahora el efecto de estos dos eventos de polvo sahariano sobre la distribución de tamaño de aerosoles. De nuevo hemos utilizado el método de King et al. (1978) para determinar la distribución de tamaño de aerosoles a partir de las medidas de $\delta_a(\lambda)$. Para llevar acabo las inversiones cuando la masa de aire contiene partículas de polvo sahariano hemos empleado un valor del índice de refracción utilizado por diferentes autores en este tipo de eventos: $m = 1.55 - 0.005i$ (Patterson et al., 1977; Tanré et al., 1988). En la Figura 7.6a comparamos las distribuciones de tamaño de aerosoles obtenidas el 30 de agosto y el 1 de septiembre (durante el primer evento) con la obtenida en el día 5 de septiembre (día fuera del evento). Las distribuciones de tamaño de aerosoles correspondientes a los días de la invasión (30 de agosto y 1 de septiembre) son de tipo bimodal, con el segundo modo bien definido y centrado alrededor de $0.6 \mu\text{m}$. Durante el evento es evidente el incremento de la concentración de partículas de tamaño grande, partículas que están en el rango $0.4\text{-}2 \mu\text{m}$ (Figura 7.6b). Esta última figura muestra que la concentración de partículas en el rango $0.4\text{-}2 \mu\text{m}$ es 8 veces más grande que la correspondiente al día fuera del evento.

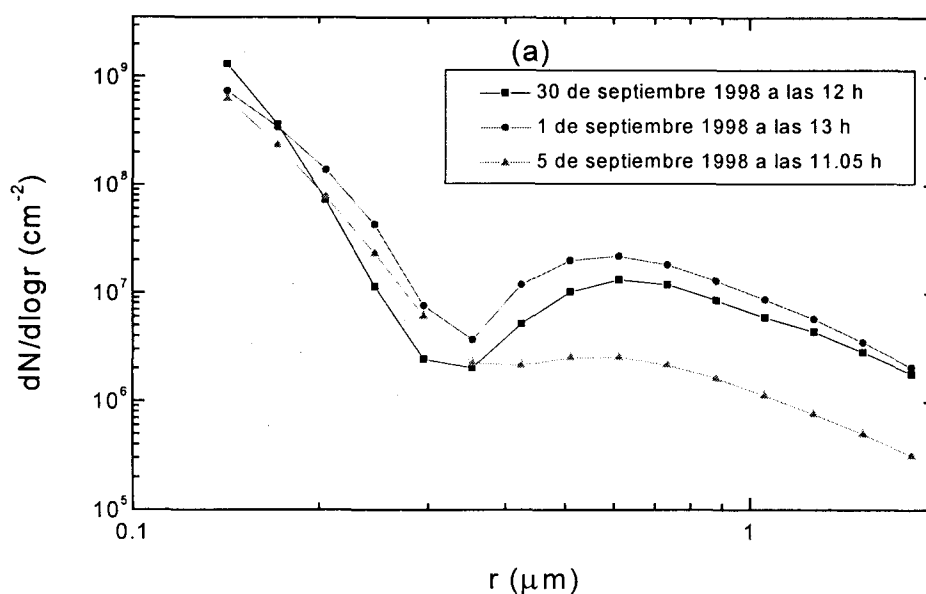


Figura 7.6. (a) Distribución de tamaño de aerosoles obtenida el 30 de agosto, 1 y 5 de septiembre de 1998.

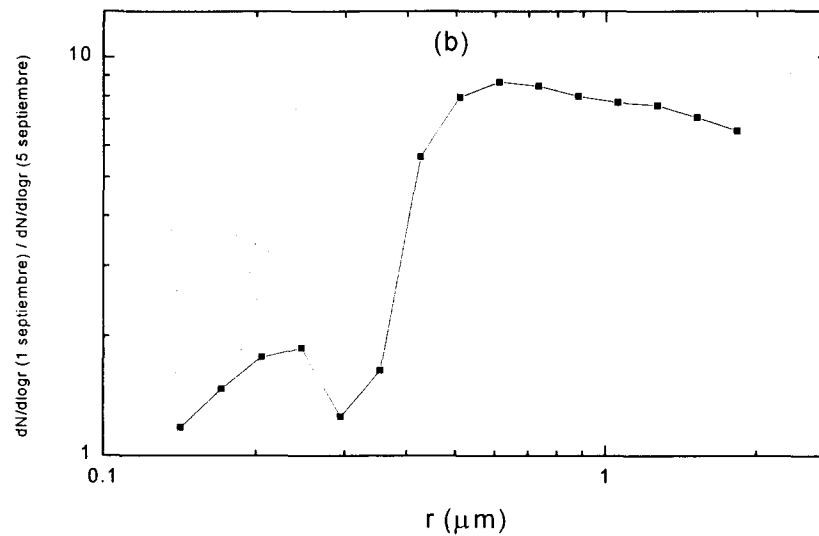


Figura 7.6. (b) Cociente entre la distribución de tamaño obtenida el 1 de septiembre y la obtenida el 5 de septiembre.

Respecto al segundo evento, en la Figura 7.7a mostramos la distribución de tamaño obtenida el día 5 de septiembre, la del día anterior al segundo evento y la obtenida en el día 10 de septiembre. Al igual que en el primer evento, la distribución de tamaño en el segundo evento es de tipo bimodal con el segundo modo centrado alrededor de $0.6 \mu\text{m}$. También en este caso la distribución de tamaño obtenida durante el evento muestra un gran incremento en la concentración de partículas que están en el rango $0.4-2 \mu\text{m}$ (Figura 6.7b).

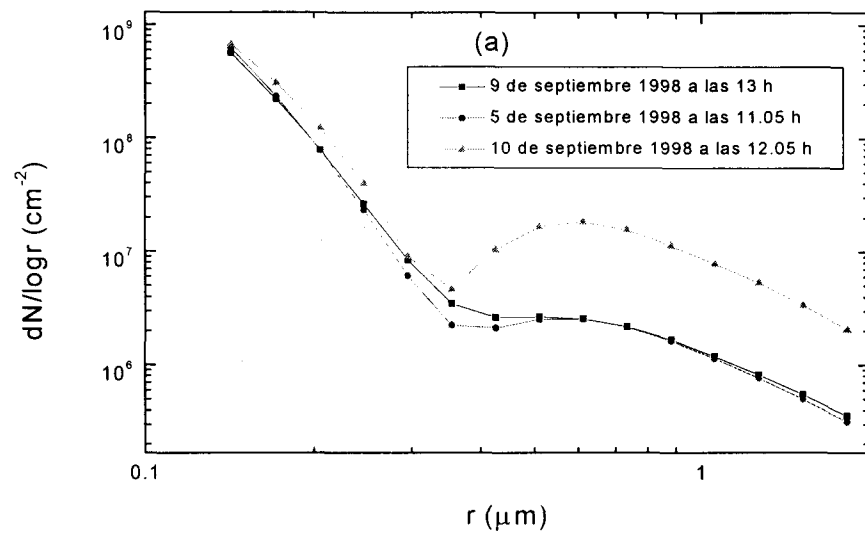


Figura 7.7. (a) Distribución de tamaño obtenida el 5, 9 y el 10 de septiembre de 1998.

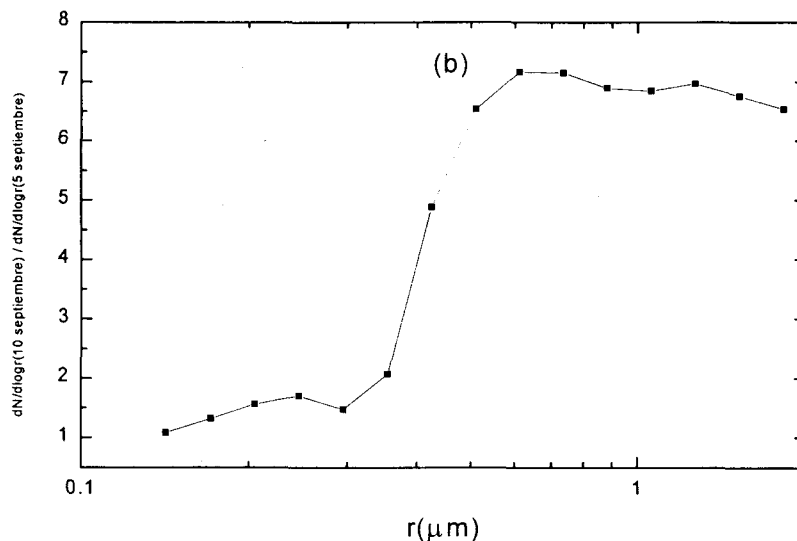


Figura 7.7. (b) Cociente entre la distribución de tamaño obtenida el 10 de septiembre y la obtenida el 5 de septiembre.

Las distribuciones de tamaño muestran de este modo una variación acorde con la de la profundidad óptica de aerosoles, mostrando un incremento de la concentración de las partículas de tamaño grande cuando aumenta la profundidad óptica de aerosoles. Estos resultados son similares a los obtenidos por Alpert y Ganor (2001). Estos autores mostraron, mediante análisis realizados con un microscopio de barrido, que durante el evento de polvo sahariano que invadió Israel en marzo de 1998 el tamaño de las partículas más frecuente (el modo) fue de $0.8 \mu\text{m}$, aproximadamente, y que la mayoría de las partículas estaban en el rango $0.5 - 2.5 \mu\text{m}$.

Siguiendo un procedimiento similar al que hemos utilizado en el Capítulo 5, hemos calculado la concentración de partículas pequeñas N_s ($r \leq 0.35$), la concentración de partículas de tamaño grande N_l ($r \geq 0.35$), y el cociente N_s / N_l . En la Figura 7.8a-c mostramos las variaciones de N_s , N_l y N_s / N_l durante el periodo de tiempo comprendido entre el 27 de agosto y 16 de septiembre de 1998. La concentración de las partículas pequeñas durante los dos eventos no presenta ningún cambio pronunciado, y es similar a las observadas en los días sin efecto de las masas de aire sahariano. También en la estación de Jungfraujoch, en los Alpes suizos, y mediante una técnica diferente a la nuestra, Schwikowski et al. (1995) mostraron que la concentración de partículas que están en el rango de radios $0.05 - 0.3 \mu\text{m}$ no presentó ningún cambio durante un evento

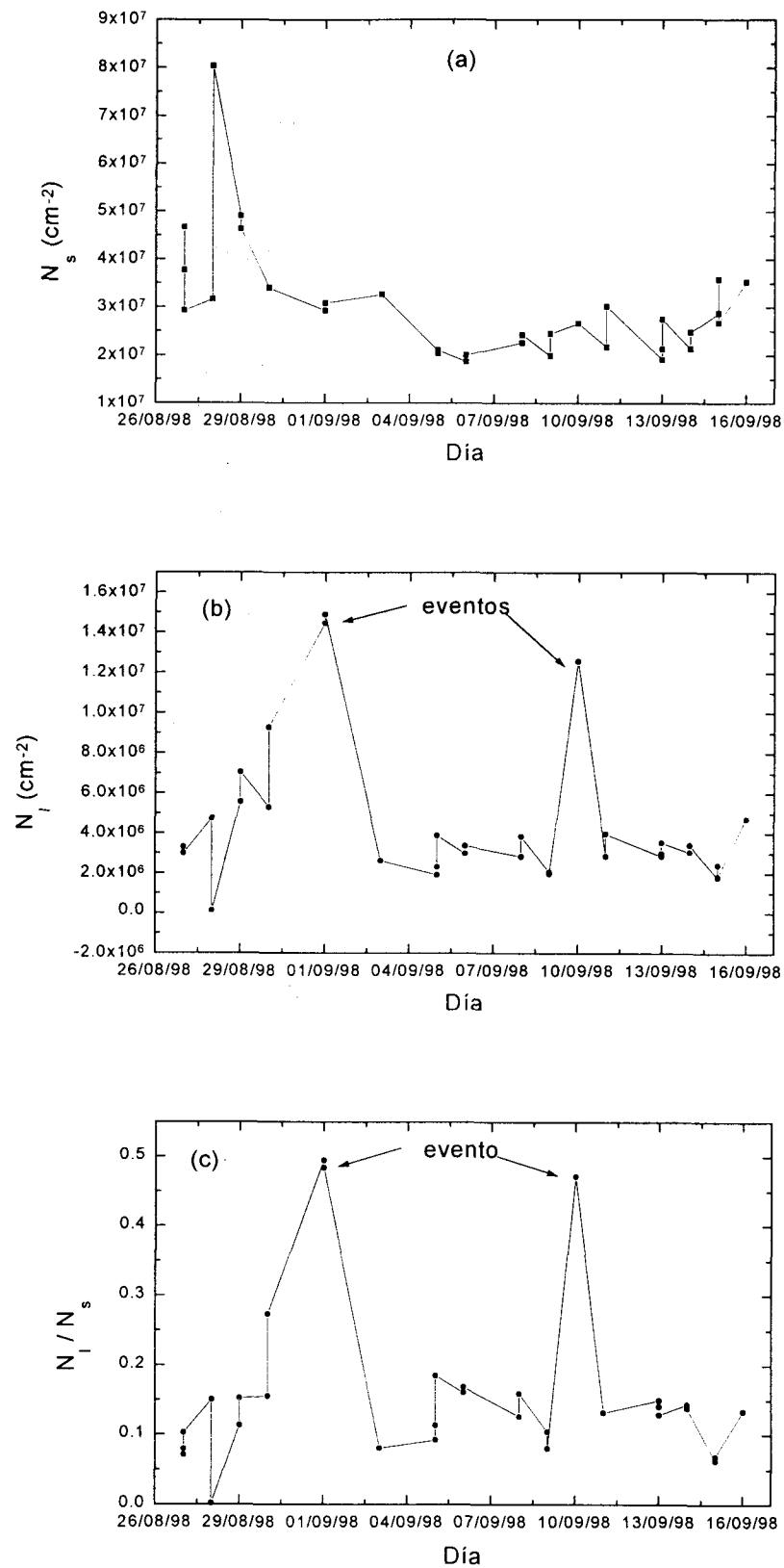


Figura 7.8. Variación temporal de (a) concentración de partículas pequeñas N_s , (b) concentración de partículas grandes N_l , y (c) del cociente N_s / N_l . Periodo de tiempo comprendido entre el 26 de agosto y el 16 de septiembre.

de polvo sahariano que tuvo lugar en marzo de 1990. Por otro lado, también podemos observar que el día 28 de agosto se produjo un incremento en la concentración de partículas pequeñas. El análisis de las retrotrayectorias de ese día muestra que este incremento está asociado con la masa de aire que procede del Atlántico, pero que pasa por otras zonas andaluzas donde la contaminación puede ser importante.

Por otro lado, la concentración de las partículas de tamaño grande (Figura 7.8b) presenta un importante incremento durante los dos eventos. Podemos observar que, comparado con el primer evento, este incremento es más brusco y de corta duración en el segundo evento. La Figura 7.8c muestra predominio de las partículas de tamaño grande durante estos eventos. Estos resultados son similares a los obtenidos por otros autores. Schwikowski et al. (1995) mostraron que en Jungfraujoch (Suiza), durante el evento de polvo sahariano de marzo de 1990, se produjo un importante incremento en la concentración de partículas en el rango $0.2 - 3.5 \mu\text{m}$. También encontramos un gran acuerdo entre nuestros resultados y los obtenidos en el sur de Ghana ($6^\circ 40' \text{N}$, $1^\circ 34' \text{W}$), a 3000 km del desierto del Sahara (Afeti y Resch, 2000).

En las Figuras 7.9a-b mostramos la variación de la masa total durante el periodo de tiempo entre el 26 de agosto y el 16 de septiembre de 1998. Durante la invasión de polvo sahariano hemos utilizado un valor de la densidad de aerosoles de $\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$ (Tegen y Fung, 1995). Podemos apreciar un importante incremento en los valores de m_L durante los dos eventos. La masa total de polvo sahariano durante los dos eventos es 10 - 12 veces más alta que la obtenida en días sin efecto del aire sahariano.

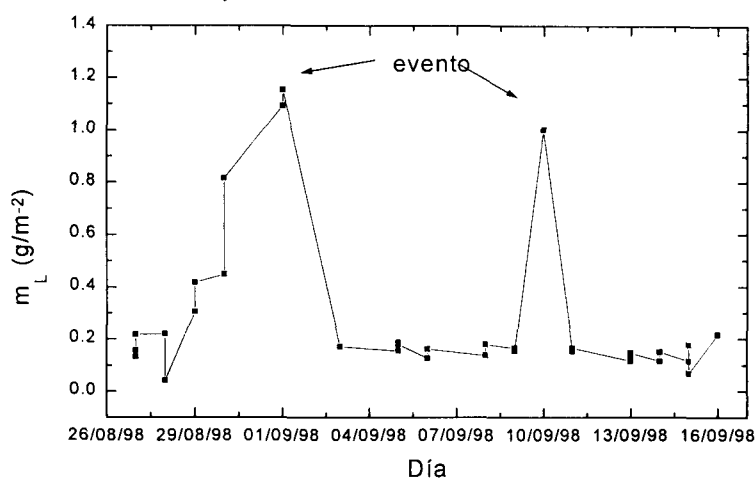


Figura 7.9. Variación temporal de (a) la masa total y (b) radio efectivo

7.7. Propiedades ópticas de los aerosoles durante los eventos

A partir de las distribuciones de tamaño obtenidas en presencia de las partículas minerales de polvo sahariano (Figura 7.6 y Figura 7.7), y mediante el código de transferencia radiativa DISORT (Stamnes et al., 1988), hemos calculado la función de fase ($P(\Theta)$), el parámetro de asimetría (g) y el albedo de dispersión simple (ω_0) de los aerosoles. Recordemos que para obtener la distribución de tamaño en presencia de las partículas de polvo sahariano hemos utilizado un valor del índice de refracción de $m = 1.55 - 0.005i$. En la Figura 7.10a mostramos la variación temporal del parámetro de asimetría en las diferentes longitudes de onda en el periodo de tiempo comprendido entre el 26 de agosto y el 16 de septiembre, mientras que en la Figura 7.10b mostramos

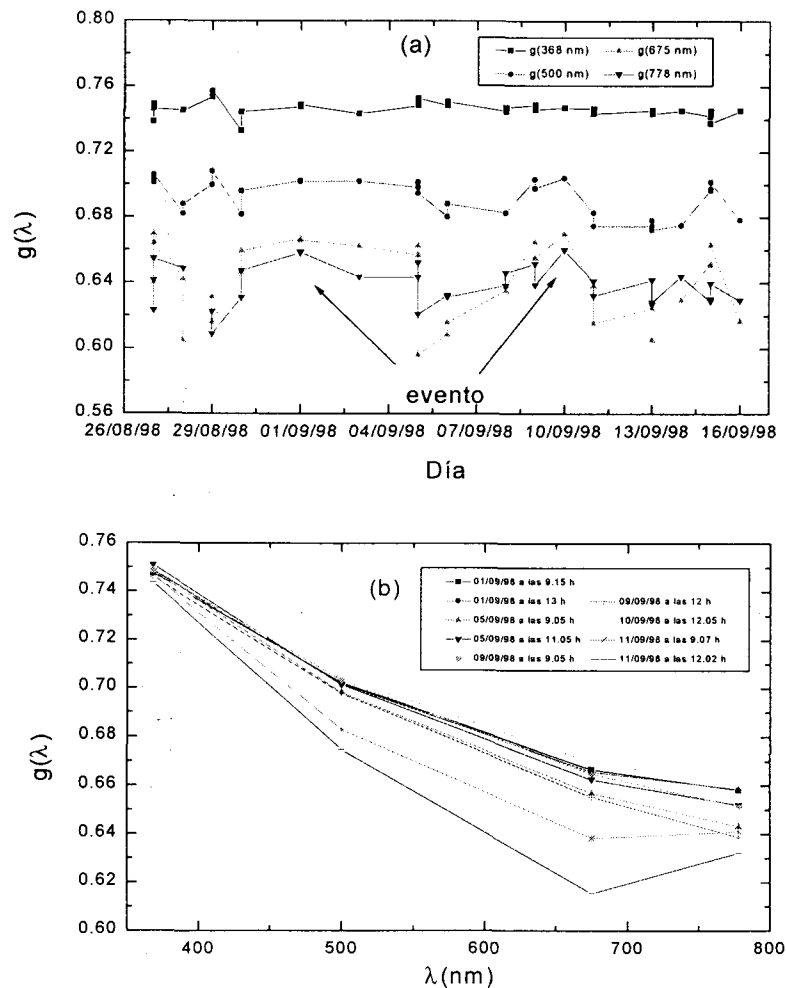


Figura 7.10. (a) Variación temporal de $g(\lambda)$ entre el 26 de agosto y 16 de septiembre; (b) variación espectral de $g(\lambda)$ en los dos eventos y en los días 5, 9 y 11 de septiembre.

su variación espectral en los días de los eventos y en los días sin presencia de polvo sahariano (5, 9 y 11 de septiembre). Podemos observar que con la entrada de polvo sahariano no se ha producido ningún cambio pronunciado ni en el valor ni en la variación espectral del parámetro de asimetría, pero se aprecia un ligero aumento de este parámetro en las longitudes de onda más largas (Figura.710b). Por otro lado, podemos observar que el parámetro de asimetría toma valores muy similares en los dos eventos de polvo sahariano. Para los días de invasión de polvo sahariano los valores medios de $g(\lambda)$ son 0.747 ± 0.001 , 0.704 ± 0.001 , 0.669 ± 0.002 y 0.660 ± 0.001 , en las longitudes de onda 368, 500, 675 y 778, respectivamente. Este resultado parece confirmar los obtenidos por Carlson y Benjamin (1980). Estos autores mostraron que dos eventos sucesivos de polvo tienen la composición química y el tamaño de las partículas muy parecidos. Los valores del parámetro de asimetría obtenidos en presencia de polvo sahariano son ligeramente inferiores a los obtenidos por otros autores y modelos. Hess et al. (1998) han calculado para g un valor de 0.73 en la longitud de onda $0.55 \mu\text{m}$. El mismo valor lo han obtenido Haywood et al. (2001) en una región definida por las latitudes entre 7°N y 23°N , y una longitud constante de 18°W . Por otro lado, el modelo de D'Almeida et al. (1991) da valores del parámetro de asimetría entre 0.78 y 0.84. La diferencia entre estos resultados y el obtenido en este trabajo puede deberse a la diferencia en el origen del polvo desértico o a la distancia desde este origen (Sokolik et al., 1998). También puede deberse esta diferencia a que nuestros resultados representan al parámetro g promediado para toda la columna atmosférica, mientras los otros corresponden a medidas *in situ* obtenidas tras el análisis de los aerosoles derivados tras succionar una determinada masa de aire a una altura concreta.

Por otro lado, para ver el efecto de los dos eventos de polvo sahariano sobre el albedo de dispersión simple, en la Figura 7.11a mostramos la variación temporal del albedo de dispersión simple entre el 26 de agosto y el 16 de septiembre. La Figura muestra que con la entrada del polvo sahariano se produce una importante disminución de ω_{0A} en todas las longitudes de onda. Esto indica que la mayor absorción se produce en presencia de las partículas minerales del polvo sahariano. Esta absorción puede producir un calentamiento adicional en la capa atmosférica donde existen estas partículas, y enfriar las capas que están por debajo de la capa de polvo debido a la reducción en la irradiancia que les llega (Haywood et al., 2001). Al igual que en el

análisis del parámetro de asimetría, los valores de $\omega_{0A}(\lambda)$ obtenidos en los dos eventos son muy similares. Los valores medios de ω_{0A} son 0.903 ± 0.001 , 0.912 ± 0.002 , 0.909 ± 0.001 y 0.906 ± 0.001 , en las longitudes de onda 368, 500, 675 y 778, respectivamente. En el modelo de D'Almeida et al. (1991) también es el aerosol de tipo desértico el que presenta la mayor absorción. Los valores de $\omega_{0A}(500)$ obtenidos por este último autor, entre 0.725 y 0.777, son más bajos que los encontrados en este trabajo. Por otro lado, estos valores son mucho más altos que los encontrados *in situ* por Jursa (1985) y WMO (1983), que están entre 0.6 y 0.7.

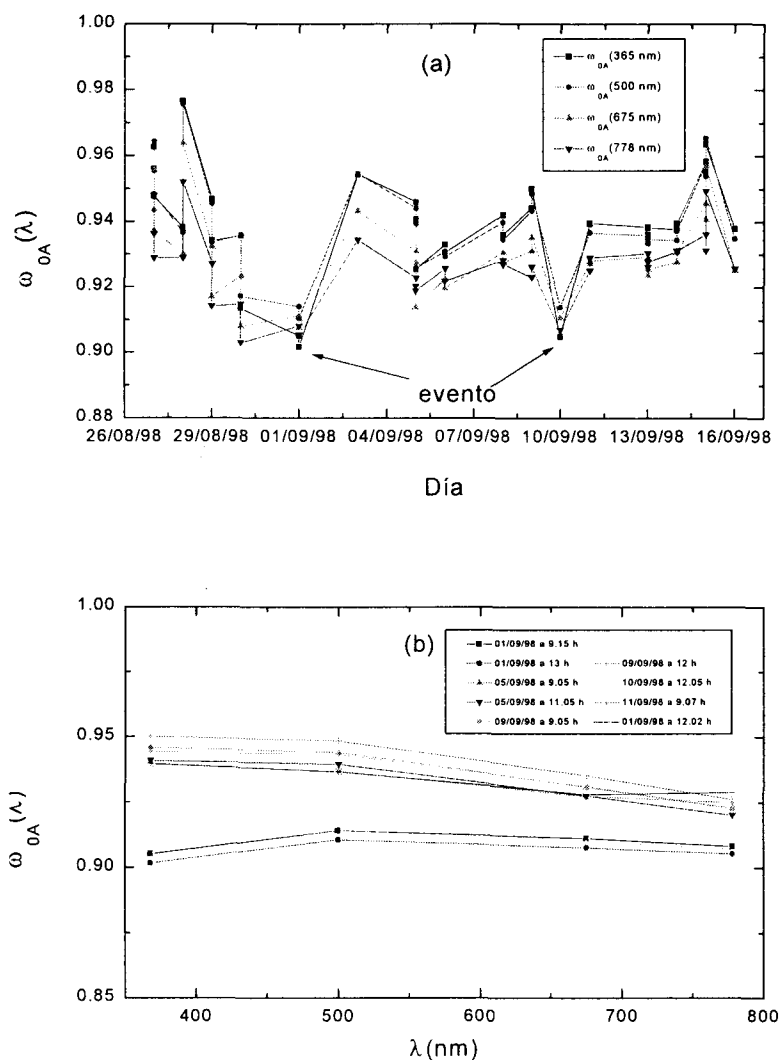


Figura.7.11. (a) Variación temporal de $\omega_{0A}(\lambda)$ entre el 26 de agosto y el 16 de septiembre; (b) variación espectral de $\omega_{0A}(\lambda)$ en los dos eventos y en los días 5, 9 y 11 de septiembre.

Asimismo Tanré et al. (2001), a partir de medidas fotométricas, obtuvieron en la isla de Sal un valor medio de 0.94 ± 0.5 para ω_{0A} en la longitud de onda $0.441 \mu\text{m}$. Como podemos observar, los resultados obtenidos en este trabajo concuerdan con los obtenidos por Tanré et al. (2001). También podemos observar que el albedo de dispersión simple varía muy poco con la longitud de onda en presencia de partículas minerales de polvo sahariano (Figura.7.11b). Con la entrada de partículas saharianas este parámetro disminuye más en 368 nm , mostrando de este modo que las partículas minerales absorben más en esta longitud de onda. La mayor absorción en el rango ultravioleta puede estar relacionada con la absorción por compuestos de Hierro (Sokolik and Toon, 1998; Claquin et al., 1999), mientras que la absorción en el visible se debe a la materia orgánica (Lindberg, 1975).

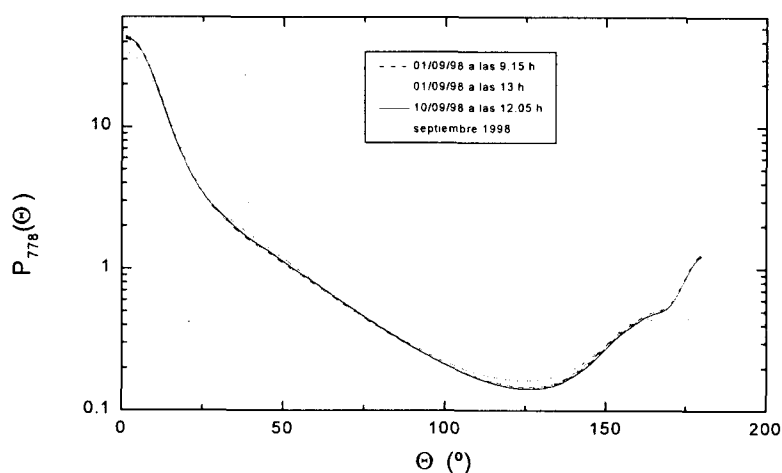


Figura.7.12. Funciones de fase para los días de evento sahariano comparados con la función de fase media mensual del mes de septiembre de 1998.

El comportamiento de la función de fase de aerosoles es muy similar en todas las longitudes de onda. Por esto sólo presentamos los resultados en 778 nm . En la Figura.7.12 mostramos las funciones de fase obtenidas en los días de invasión del polvo sahariano y la función de fase media mensual del mes de septiembre de 1998. Podemos observar que hay muy poca diferencia entre ambas. Díaz et al. (2000) mostraron también, mediante medidas fotométricas realizadas en la isla de Tenerife, que para los días en los que detectaron el polvo sahariano la función de fase no cambió sustancialmente. Los mismos autores mostraron que en los días de invasión el factor de asimetría y el albedo de dispersión simple fueron prácticamente constantes. Este resultado concuerda con el encontrado en este trabajo.

Por otro lado, comparando las funciones de fase obtenidas en los días correspondientes a los eventos de polvo sahariano con la función de fase media mensual de septiembre, observamos que la función de fase en los días de invasión presenta valores más altos en las proximidades del sol y valores más bajos en ángulos de dispersión cercanos a 120° . Esto indica y confirma la presencia de partículas de tamaño más grande en las observaciones realizadas en los días de invasión de polvo sahariano.



Capítulo 8

Conclusiones

8. Conclusiones

A continuación detallaremos las principales conclusiones del presente trabajo.

Se ha llevado a cabo un análisis exhaustivo de las propiedades de los aerosoles troposféricos en la localidad de Armilla, próxima a la ciudad de Granada. Para tal fin se han analizado las medidas de espesor óptico total obtenidas en las longitudes de onda de 368, 500, 675 y 778 nm, las situaciones sinópticas y los parámetros meteorológicos tales como el régimen de lluvias, la humedad o la temperatura, en el periodo 1994-1998. Tras descontar las contribuciones de absorción y dispersión de las moléculas gaseosas se ha analizado la serie de profundidades ópticas de aerosoles en las mencionadas longitudes de onda. El análisis ha evidenciado la existencia de un marcado ciclo estacional en el que se aprecian valores más altos de profundidad óptica de aerosoles en

el verano y menores en el invierno. Por otro lado, se ha evidenciado la existencia de dos sub-periodos en el periodo analizado en el que las tendencias de las profundidades ópticas de aerosoles presentan signo opuesto. Así, en el sub-periodo 1994-1995 se aprecia una tendencia decreciente de las profundidades ópticas de aerosoles, mientras que en el sub-periodo 1996-1998 se aprecia la tendencia contraria; en este último caso el efecto de incremento es más acusado en las longitudes de onda más cortas.

Estas diferencias han aconsejado el análisis de la dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles. Para ello se ha utilizado el modelo de Angström con todas las longitudes de onda, obteniendo el exponente α de Angström como la pendiente del ajuste $\log \delta_{a\lambda}$ frente $\log \lambda$. El análisis de la serie experimental del exponente α nos ha permitido apreciar también la existencia de un ciclo estacional en la dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles. Se produce una mayor dependencia espectral durante el invierno, y unos valores más bajos del exponente α durante el verano. Por otro lado, se aprecia una marcada diferencia en la dependencia espectral para los sub-periodos anteriormente indicados. Así, los valores del exponente α son claramente más bajos durante el primer sub-periodo.

Estas diferencias de comportamiento se han analizado con más detalle mediante la obtención de las propiedades de tamaño de los aerosoles y la determinación de las propiedades ópticas de los mismos. Para tal fin se ha llevado a cabo la inversión de los promedios mensuales de profundidad óptica de aerosoles mediante el método de King. Tras seleccionar el valor del índice de refracción complejo que minimiza las diferencias entre la profundidad óptica experimental y estimada, se ha aplicado el proceso de inversión a los valores de profundidad óptica de aerosoles. Las distribuciones de tamaño obtenidas en el rango 0.1-1.8 μm muestran esencialmente dos patrones, uno bimodal y otro tipo Junge. El primer tipo de distribución es el representativo del sub-periodo 1996-1998, mientras que la distribución bimodal, que presenta un modo de partículas grandes bien definido y un modo de partículas pequeñas que se extienden hacia radios inferiores a 0.1 μm , es representativo del segundo sub-periodo. Estas distribuciones bimodales se han ajustado a un modelo bi-lognormal, con el resultado de que el modo de partículas más grandes es claramente más estable y estrecho, mientras que el modo de partículas pequeñas es más variable y de mayor anchura. Cada uno de estos modos, incluidos

dentro de la categoría de partículas de acumulación, corresponde a partículas de diferente origen. Así, las partículas de menor tamaño, inferiores a $0.2 \mu\text{m}$, corresponden a aerosoles originados por la conversión de gas a partícula, y son generalmente de origen antropogénico, pudiendo estar relacionadas con el aumento de los niveles de contaminación en la zona de estudio. Las partículas con radios superiores a $0.2 \mu\text{m}$ tienen fundamentalmente su origen en el aporte de aerosoles minerales de origen local.

Las diferencias en la distribución de tamaño de aerosoles a lo largo del periodo analizado, así como los patrones observados para la profundidad óptica de aerosoles y su dependencia espectral, parecen estar asociados a las condiciones imperantes sobre la zona a lo largo de los años 1994-1998. Así, durante los dos primeros años, 1994-1995, la zona de estudio experimentó una pertinaz sequía que agudizó las condiciones de aridez del terreno y favoreció la mayor aportación de partículas de mayor tamaño de origen mineral. Adicionalmente, la ausencia de lluvias redujo en gran medida la eficacia del mecanismo de eliminación de aerosoles en el rango de radio $0.005\text{--}0.5 \mu\text{m}$, lo que condujo a la persistencia de distribuciones de tipo Junge frente a las bimodales del segundo sub-periodo, en las que se detecta un mínimo entorno a $0.35 \mu\text{m}$. Precisamente este sub-periodo se caracteriza por unas condiciones en las que se recupera el ritmo de precipitación normal, y por tanto la eficacia del mecanismo de arrastre por precipitación de las partículas y de activación en nubes en el rango $0.005\text{--}0.5 \mu\text{m}$.

Adicionalmente también se han obtenido algunos parámetros característicos de las propiedades de tamaño de los aerosoles como pueden ser la concentración total de aerosoles, la concentración total de partículas de tamaños inferiores y superiores a $0.35 \mu\text{m}$, la masa total y la superficie total de aerosoles. Estos parámetros presentan una evidente variación estacional. Los resultados ponen de manifiesto que en los meses de verano el incremento de la concentración de partículas de tamaño grande ($r > 0.35 \mu\text{m}$) está relacionado con la aridez del suelo, mientras que el incremento en la concentración de las partículas de tamaño pequeño ($r < 0.35 \mu\text{m}$) está asociado con la alta conversión fotoquímica a aerosoles de los gases contaminantes. Además, existe una buena correlación entre la concentración de partículas pequeñas y la profundidad óptica de aerosoles en 368 nm , entre la concentración de partículas grandes y la profundidad óptica de aerosoles en 778 nm y entre el parámetro α de Angström y el cociente entre

las partículas de radio grande y pequeño. Por otro lado, la correlación obtenida entre la masa total y la profundidad óptica de aerosoles en una longitud de onda determinada es de gran interés en el estudio de aerosoles mediante satélite, permitiendo la estimación de la masa total de aerosoles sobre grandes áreas sólo con el conocimiento de la profundidad óptica en un canal espectral determinado. Además, la superficie total de aerosoles, parámetro de gran importancia en el estudio de los aerosoles atmosféricos desde el punto de vista químico, muestra un importante incremento a partir de la segunda mitad del año 1996, y una alta correlación con la profundidad óptica de aerosoles en 500 nm.

A partir de las distribuciones de tamaño calculadas se han obtenido valores de propiedades ópticas de aerosoles importantes para la determinación del forzamiento radiativo de aerosoles tales como el parámetro de asimetría, el albedo de dispersión simple y la función de fase de dispersión. Para tal fin se ha utilizado la teoría de Mie bajo el supuesto de partículas esféricas. Los resultados del parámetro de asimetría muestran valores numéricos típicos de las zonas de contaminación moderada, y que a partir de 1996 disminuye apreciablemente en las longitudes de onda del visible e infrarrojo cercano, lo que está asociado con una mayor contribución de las partículas de tamaño grande. Para la longitud de onda de 368 nm el comportamiento es contrario, de modo que aumenta con el incremento de la contribución de las partículas de tamaño pequeño. Estos resultados, así como su variación espectral, muestran la buena correlación de este parámetro con el tamaño de partícula dominante. Así, el parámetro de asimetría correlaciona muy bien con el parámetro α en las distintas longitudes de onda, y con el cociente entre la concentración de partículas grandes y pequeñas para las longitudes de onda 675 y 778 nm, obteniéndose una función exponencial creciente con un valor asintótico que depende de las características locales.

El análisis del albedo de dispersión simple evidencia la existencia de una cierta pauta estacional, con valores más bajos en los inviernos. Esto nos indica que los aerosoles predominantes en invierno son más absorbentes, y su origen está asociado a la mayor presencia de partículas de hollín como resultado de la quema de combustible fósil en los sistemas de calefacción central y en el tráfico rodado. Asimismo se aprecia una tendencia a la reducción de este parámetro a lo largo de toda la serie, con efectos más marcados en las longitudes de onda más largas. Este hecho está relacionado con

una mayor presencia de partículas más absorbentes en el periodo 1996-1998, que nos indica un incremento en los niveles de contaminación. El análisis de la dependencia espectral del albedo de dispersión simple muestra que en el periodo 1994-1995 los valores de ω_{0A} son prácticamente independientes de la longitud de onda para el rango visible-infrarrojo próximo, con una disminución hacia el ultravioleta. En los años 1996-1998 este comportamiento espectral cambia, generalizándose un patrón de disminución de ω_{0A} con la longitud de onda para todo el rango espectral considerado. La mayor eficacia absorbente de los aerosoles en la longitud de onda del ultravioleta en el periodo inicial podría deberse a partículas minerales con contenido de hierro.

El análisis de las funciones de fase obtenidas también sugiere la existencia de un cambio en las características de los aerosoles a partir de 1996. En el rango angular 15-45° la dispersión es mayor durante los años 1994-1995 (mayor contribución de las partículas grandes); por el contrario la retrodispersión en estos años resulta menor que la encontrada para el periodo 1996-1998. El aumento que encontramos en el valor de las funciones de fase para ángulos menores de 15° a partir de 1996 está asociado con el incremento en las partículas con tamaño superior a 1 μm respecto a los años 1994-1995. Finalmente, hemos encontrado buenas correlaciones entre el valor de la función de fase en 778 nm para 120° y el parámetro α de Angström, así como entre el valor de la función de fase para 120° y el cociente entre las concentraciones de partículas pequeñas y grandes.

Debido al interés climático de los efectos radiativos de las nubes de polvo sahariano sobre nuestras latitudes hemos analizado dos eventos particulares sobre nuestra zona de estudio: uno ocurrido a finales de agosto y otro en la primera decena de septiembre de 1998. Para la detección y seguimiento de ambos eventos, además de las propiedades ópticas y físicas calculadas anteriormente, hemos utilizado también el análisis de las retrotrayectorias y de las imágenes de satélite obtenidas mediante el sensor TOMS. Los resultados muestran, en primer lugar, el gran acuerdo temporal existente entre los resultados obtenidos mediante el análisis de las retrotrayectorias y de las imágenes del sensor TOMS y los resultados obtenidos a partir del análisis de la profundidad óptica de aerosoles. Además, desde un punto de vista espectral, en presencia de las nubes de polvo sobre nuestra estación, encontramos un incremento más

notable en la profundidad óptica de aerosoles para las longitudes de onda más largas, lo que puede asociarse con un incremento en la componente de las partículas de tamaño grande. El análisis del exponente de la longitud de onda de la ley de Angström nos muestra que los tamaños de las partículas en ambos eventos son similares. Por otro lado, las distribuciones de tamaño de los aerosoles correspondientes a los días de la invasión de polvo son de tipo bimodal, con un segundo modo bien definido y centrado alrededor de $0.6 \mu\text{m}$, siendo evidente el incremento de la concentración de partículas en el rango $0.4\text{-}2 \mu\text{m}$ en ambos casos. También se produce un aumento en la masa total, llegando a ser 6 ó 7 veces mayor que la obtenida en días sin efectos del polvo sahariano. En cuanto a las propiedades ópticas, el parámetro de asimetría toma valores muy similares en ambos eventos, y el albedo de dispersión simple disminuye notablemente en todas las longitudes de onda, aunque es mayor la absorción en las longitudes de onda más cortas, lo que podría estar relacionado con la presencia de partículas con una alta proporción de hierro. El análisis de las funciones de fase también pone de manifiesto la presencia de partículas de mayor tamaño durante los eventos. Finalmente, estos resultados concuerdan con los obtenidos por diversos autores en estaciones diferentes.

Los resultados de este trabajo han servido para caracterizar los aerosoles predominantes en nuestra zona de estudio. Podemos considerar que las correlaciones establecidas entre propiedades ópticas de difícil determinación y la profundidad óptica, o su dependencia espectral, permiten plantear una primera aproximación a un modelo del aerosol local susceptible de ser utilizado en aplicaciones climáticas o relacionadas con la teledetección. En este sentido una proyección inmediata de este trabajo será realizar un estudio del forzamiento debido a los aerosoles en nuestro entorno. Para tal fin se utilizarán las propiedades ópticas de los aerosoles derivadas en el presente estudio. Una segunda línea abierta en este trabajo es la posibilidad de utilizar las modelizaciones de las propiedades ópticas de los aerosoles en algoritmos que, utilizando radiancias medidas desde satélite, permitan caracterizar el aerosol atmosférico.

Apéndice

Factor de turbiedad de Linke

Determinación del factor de turbiedad de Linke T_L

Un parámetro utilizado comúnmente para expresar la turbiedad atmosférica es el factor de turbiedad de Linke T_L (Linke, 1922, 1929), que se define como el número de atmósferas Rayleigh (atmósfera sin aerosoles y vapor de agua) necesarias para producir la misma atenuación de la radiación solar extraterrestre producida por la atmósfera real.

Así, la irradiancia directa normal sobre todo el espectro solar recibida en la superficie terrestre, I_n , se expresa en función de T_L por la ecuación siguiente:

$$I_n = R^{-2} I_{0n} \exp(-\delta_C T_L m)$$

donde I_n , la irradiancia directa medida por el instrumento, I_{0n} es la constante solar igual a 1367 W/m^2 (WMO, 1981), R es la distancia tierra-sol expresada en la unidad astronómica en el momento de observación (Spencer, 1971), δ_C es la profundidad óptica integrada de la atmósfera limpia y seca (dispersión por las moléculas de aire, absorción por ozono y absorción por la mezcla de gases) y m es la masa óptica del aire. Para calcular m se utiliza la expresión dada por Kasten, (1966):

$$m = (p/1013.25) * (\cos(\theta) + 0.15 (93.885 - \theta)^{-1.253})^{-1}$$

A partir de la definición de T_L podemos observar que el valor más pequeño de T_L es 1 obtenido en el caso de una atmósfera completamente seca y limpia.

A partir de la Ecuación anterior y las medidas de irradiancia directa recibida en la superficie terrestre obtenemos el factor de turbiedad de Linke:

$$T_L = (1/ \delta_C m) \ln(R^{-2} I_{0n} / I_n)$$

La determinación de T_L a partir de I_n requiere el conocimiento de δ_C . Históricamente, se han propuesto varias expresiones para determinar el factor δ_C (Feussner and Dubois, 1930; Jaenicke and Kasten, 1978; Kasten, 1980; Louche et al., 1986; Grenier et al., 1994; Molineaux et al., 1995; Kasten 1996). En esta memoria utilizaremos la expresión de δ_C propuesta por Louche et al., (1986):

$$\delta_C = (6.5567 + 1.7513 m - 0.1202 m^2 + 0.0065 m^3 - 0.00013 m^4)^{-1}$$

Al contrario al coeficiente β de Angström, el factor de turbiedad de Linke, T_L , no representa exclusivamente la extinción causada por los aerosoles porque este parámetro es afectado por la absorción debida al vapor de agua y dióxido de nitrógeno (Gueymard, 1996). Por otro lado, como hemos visto en las ecuaciones anteriores el factor de turbiedad de Linke depende de la profundidad óptica integrada δ_C que a su vez es muy sensible a la masa óptica del aire. Como consecuencia, no es sorprendente que el factor de Linke dependa de la masa óptica y por lo tanto de la elevación solar a la hora de evaluarlo. Dicho de otro modo, debido a su dependencia de la masa óptica y el vapor

de agua, el parámetro T_L no se puede considerar como una medida estricta de la turbiedad atmosférica (Yamamoto et al., 1968; Polavarau, 1978). Sin embargo, el parámetro de turbiedad de Linke sigue siendo un parámetro útil debido a su simplicidad y a sus largos series de datos.



Referencias

Ackerman S. A. and Chung H. (1992). Radiative effects of airborne dust on regional energy budgets at the top of the atmosphere. *J. App. Meteor*; 31, 223-233.

Afeti G. M. and Resch F. J. (2000). Physical characteristics of Saharan dust near the gulf of Guinea. *Atmos. Environ*, 34, 1273-1279.

Alados-Arboledas L., Olmo F. J., Ohvriil H., Teral H. and Arak M. (1997). Evolution of solar radiative effects of Mt. Pinatubo at ground level. *Tellus* 49B, 190-198.

Allen C.W. (1958). Solar radiation. *Q. R. Meteorolo. Soc.* 84 (362), 307-318.

Alpert P. and Ganor E. (2001). Saharan mineral dust measurements from TOMS: Comparison to surface observations over the middle East for the extrem dust storm, March 14-17, 1998. *J. Geophys. Res*, 106; 18 275-18 286.

Alpert P., Kaufman Y. J., Shayel Y., Tanre D., Dasilva A., Schubert S. and Joseph J. H. (1998). Quantification of dust-forced heating of the lower troposphere. *Nature*; 395, 367-370.

Anderson S. M. (1992). Laser measurements of ozone absorption cross sections in the Chappuis band. *Geophys. Res. Lett.* 19, 933-936.

Anderson S. M. (1993). Ozone absorption cross section measurements in the Wulf band. *Geophys. Res. Lett.* 20, 1579-1582.

Angström A. (1961). Techniques of determining the turbidity of the atmosphere. *Tellus* 13, 214-223.

Angström A. (1964). The parametrs of atmospheric turbidity. *Tellus* 16, 64-75.

Arvensen J. C., Griffin R. N. and Pearson B. D. (1969). Determination of extraterrestrial solar spectral irradiance from research aircraft. *Appl. Opt.* 8 (11), 2215-2232.

Asano S. and Ushiyama A. (1987). Application of an extended ESFT method to calculation of solar heating rates by water vapor absorption. *J. Quant. Spectrosc. Radiat* 38, 147-158.

Barnes J. and Hofmann D. (1997). Lidar measurements of stratospheric aerosol over Mauna Loa observatory. *Geophys. Res. Lett* 24, 1923-1926.

Barry R. G. and Chorley. (1999). *Atmósfera, tiempo y clima*. Eds. Omega, Barcelona, España.

Battles F. J., Olmo F. J. and Alados Arboledas L. (1994). On shadowband correction methods for diffuse irradiance measurements. *Solar Energy* 54, 105-114.

Bergametti G., Gomes L., Remoudaki E., Desbois M., Martin D. and Buat-Ménard P. (1989). Present transport and deposition patterns of African dusts to the north western Mediterranean, in *Paleoclimatology and paleometeorology: modern and past patterns of global atmospheric transport*; edited by M. Leinen and M. Sarnthein, 227-252, Kluwer Acad., Norwell, Mass.

Beyerle G., Herber A., Neuber R. and Gernandt H. (1995). Temporal development of Mt Pinatubo aerosol as observed by lidar and sun photometer at Ny-Alesund. Spitsbergen. *Geophys. Res. Lett* 22, 2497-2500.

Bluth G. J. S., Doiron S. D., Schnetzler C., Krueger A. J. and Ealtyer L. S. (1992). Global tracking of the SO₂ clouds from the June 1991 Mount Pinatubo Eruptions. *Geophys. Res. Lett*; 19, 151-154.

Box M. A. and Deepak A. (1979). Atmospheric scattering corrections to solar radiometry. *Appl. Opt.*, 12, 1941-1949.

Cachorro V. E. and Defrutos A. M. (1995). A revised study of the validity of the general Junge relationship at solar wavelengths: Application to vertical atmospheric aerosol layer studies. *Atmos. Res*; 39, 113-126.

Cachorro V. E. and Frutos A. M. (1994). Retrieval of atmospheric aerosol characteristics from visible extinction data at valladolid (Spain). *Atmos. Environ* 28, 963-971.

Cachorro V. E. and Tanré D. (1997). The correlation between particle mass loading and extinction: Application to desert dust aerosol estimation. *Remote. Sen. Environ* 60, 187-194.

Cachorro V. E., de Frutos M. A., Casanova J. L. (1987b). The influence of Angström parameters on calculated direct solar spectral irradiances at high turbidity. *Sol. Energy* 39, 399-405.

Cachorro V. E., Defrutos A. M. and Gonzalez M. J. (1993). Analysis of the relationships between Junge size distribution and angström-alpha turbidity parameters from spectral measurements of atmospheric aerosol extinction. *Atmo. Environ*, 27, 1585-1591.

Cachorro V. E., Duran P., Vergaz R. and Frutos A. M. (2000). Columnar physical and radiative properties of atmospheric aerosols in north central Spain. *J. Geophys. Res. Lett* 105, 7161 – 7175.

Cachorro V. E., Vergaz R., Vilaplana J. M., de Frutos A. M., Margarida R. and de la Morena B. (1998). Physical and radiative properties of the atmospheric aerosols derived from spectral solar extinction measurements in the Gulf of Cádiz (Huelva, Spain). *Proc. 25 Anual European Meeting on atmospheric studies and methods. Granada, Spain.*

Cachorro V.E., de Frutos A. M. and Casanova J. L (1987a). Determination of the Angström turbidity parameters. *Appl. Opt* 26, 3069-3076.

Cachorro V.E., Gonzalez M. J., de Frutos A. M. and Casanova J. L. (1989). Fitting Angström's formula to spectrally resolved aerosol optical thickness. *Atmo. Environ* 23, 265-270.

Carlson T. N. and Benjamin S. G. (1980). Radiative heating rates of Saharan dust. *J. Atmos. Sci*; 37, 193-213.

Carlson T. N. and Caverly R. S. (1977). Radiative characteristics of Saharan dust aerosol at solar wavelengths. *J. Geophys. Res*, 82, 3141-3152.

Carlson T. N. and Prospero J. M. (1972). The large scale movement of Saharan air outbreaks over the northern equatorial atlantic. *J. App. Meteor*, 11, 283-297.

Chahine M. T.(1968). Determination of temperature profile in the atmosphere from its outgoing radiance. *J. Opt. Soc. Am* 58, 1634-1637.

Charlson R. J., Langer J., Rodhe H., Leovy C. B. and Warren S. G. (1991). Perturbation of the northern hemispheric radiative balance by backscattering from anthropogenic sulfate aerosol. *Telus* 43(AB), 152-163.

Charlson R. J., Lovelock J. E., Andrea M. O. and Warren S. G. (1987). Phytoplankton, atmospheric sulfur, cloud albedo and climate. *Nature* 326, 655-661.

Charlson R. J., Schwartz S. E., Hales J. M., Cess R. D., Coakley J. A., Hansen J. E. and Hofmann D. J. (1992). Climate forcing by anthropogenic aerosol. *Science* 255, 423-430.

Chester R., Sharples E. J., Sanders G. S., and Saydam. (1984). Saharan dust incursion over thyrrenian sea. *Atmos. Environ*; 18, 929-935.

Chiapello I., Goloub P., Tanre D., Marchand A., Herman J. and Torres O. (2000). Aerosol detection by Toms and Polder over oceanic regions. *J. Geophys. Res*, 105, 7133-7142.

Chiapello I., Prospero J. M., Herman J. R. and Hsu N. C. (1999). Detection of mineral dust over the North-Atlantic ocean and Africa with the Nimbus-7-Toms. *J. Geophys. Res*; 104, 9277-9291.

Chylek G. M., Johnson B., Damiano P. A., Taylor K. C. and Clement P. (1995). Biomass burning record and black carbon in the GISP-2 ice core. *Geophys. Res. Lett* 22, No. 2, 89-92.

Chylek P. and Wong J. (1995). Effect of absorbing aerosols on global radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, 22, , No. 8, 929-931.

CIE. (1987) International lighting vocabulary 4 th ed. Commission internationale de l'Eclairage. 379 pp.

Claquin T., Schulz M. and Balkanski Y. J. (1999). Modeling the mineralogy of atmospheric dust sources. *J. Geophys. Res.*; 104, 22243-22256.

D'Almeida G. A. (1987). On the variability of desert aerosol radiative characteristics. *J. Geophys. Res. Lett* 92, 3017 – 3026.

D'Almeida G. A., Keopke P. and Shettle E. P. (1991). Atmospheric aerosol: Global climatology and radiative characteristics, edited by A. Deepak (Hampton, Virginia:A. Deepak Publishing).

Dalu G., Rao R., Pompei A., Boi P., Tonna G. and Olivieri B. (1995). Aerosol optical properties retrieved from solar aureole measurements over southern Sardinia. *J. Geophys. Res. Lett* 102, 25281-25292.

Davidson J. A., Cantrell C. A., Mc Daniel A.H ., Shetter R. E., Madronich S. and Calvert J. G. (1988). Visible-ultraviolet absorption Cross Section for NO₂ as function of temperature. *J. Geophys. Res.*93 D, 7105-7112.

Díaz J. P., Exposito F. J., Torres C. J., Carreno V. and Redondas A. (2000). Simulation of mineral dust effects on UV-radiation levels. *J. Geophys. Res.*, 105, 4979-4991.

Draxler R. R. (1996). Boundary-layer isentropic and kinematic trajectories during the august 1993 North-Atlantic regional experiment intensive. *J. Geophys. Res.*, 101, 29255-29268.

Draxler R. R. (1996). Trajectory optimization for balloon flight planning. *Weather and Forecasting*; 11, 111-114.

Draxler R. R. and Hess G. D. (1997). Description of the HYSPLIT-4 modeling system, NOAA Technival Memorandum ERL ARL-224, December, 24 p.

Draxler R. R. and Hess G. D. (1998). An overview of the HYSPLIT-4 modeling system for trajectories, despersion and deposition. *Aust. Met. Mag*; 47, 295-308.

Dulac F., Tanré D., Bergametti G., Buatmenard P., Desbois M. and Sutton D. (1992). Assessment of the African Airborne dust mass over the western Mediterranean-sea using Meteosat data. *J. Geophys. Res*; 197, 2489-2506.

Dunkelman L. and Scolnik R. (1959). Solar spectral irradiance and vertical atmospheric attenuation in the visible and ultraviolet. *Opti. Soc. Am* 49(4), 356-367.

Dutton E. G., Reddy P., Ryan S. and DeLuisi J. (1994). Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii: 1982-1992. *J. Geophys. Res* 99, 8295-8306.

Echalar F., Gaudichet A., Cachier H. and Artaxo P. (1995). Aerosol emissions by tropical forest and savana biomass burning: characteristic trace elements and fluxes. *Geophys. Res. Lett* 22, No. 22, 3039-3042.

El Wakil S. A. El Metwally M. and Gueymard C. (2001). Atmospheric turbidity of urban and desdert areas of the Nile Basin in the aftermath of Mt. Pinatubo's eruption. *Theor. Appl. Climato*; 68, 89-108.

Esposito F., Serio C., Horvath H. and Romano F. (1996). Vertical and horizontal aerosol espectral extinction at a rural location in souteren Italy. *J. Geophys. Res* 101, No. D14, 19285-19292.

Feussner, K and P. Dubois. (1930). Trübungsfactor, precipitable water, Staub. *Gerlands Beitr. Geophys.* 27, 132-175.

Forgan B. W. (1994). General-method for calibrating sun photometers. *Appl. Opt*; 33, 4841-4850.

Fourquart Y., Bonnel G., Brogniez G., Cerf. A, Chaoui M., Smith L. and Vanhoutte J. C. (1984). Size distribution and optical properties of saharan aerosols during ECLATS. In aerosols and their climate effects, edited by A. Deepak (Hampton, Virginia:A. Deepak Publishing).

Fraser R. S., Kaufman Y. J. and Mahoney R. L. (1984). Satellite measurements of aerosol mass and transport. *Atmos. Environ* 18, 2577-2584.

Fröhlich C. and Wehrli C. (1981). Spectral distribution of solar irradiance from 25000 nm to 250 nm. World Radiation Center, Davos, Switzerland, Private Communication.

Gillette D. A. (1974). On the production of soil wind erosion aerosols having the potential for long range transport. *J. Recher. Atmos* 8, 735-744.

Gobbi G. P., Barnaba F., Giorgi R. and Santacasa A. (2000). Altitud-resolved properties of a saharan dust event over the Mediterranean. *Atmos. Environ.*, 34, 5119-5127.

Goloub P., Deuzé J. L., Herman M., Marchand A., Tanré D. and Bréon F. (1999). Spacial and temporal distribution of aerosols over the ocean from POLDER/ADEOS-1, in proceeding of ALPS99: The contribution of POLDER and New generation spaceborne sensors to global change studies. CNES. Meribel, France.

Gonzalez H. and Ogren J. A. (1996). Sensitivity of retrieved aerosol properties to assumptions in the inversions of spectral optical depths. *J. Atmos. Sci* 53, 3669-3685.

Goodman J., Snetsinger K. G., Pueschel R. F., Ferry G. V. and Verma S. (1994). Evolution of Pinatubo aerosol near 19 km altitude over western north America. *Geophys. Res. Lett* 10, 1129 – 1132.

Gordon H. R. and Wang M. (1994). Retrieval of water leaving radiance and aerosol optical thickness over the ocean with SeaWiFS: a preliminary algorithm. *Appl. Opt* 33, 443-452.

Grassl H. (1971). Determination of aerosol size distribution from spectral attenuation measurements. *Appl. Opt* 10, 2434- 2538.

Green R. O. and Gao B. C. (1993). A proposed update to the solar irradiance used in LOWTRAN and MODTRAN, *Proc, AVRIS WORKSHOP, Summaries of the fourth Annual JPL Airborne Geoscience Workshop*, R.O.Green de., NASA/JPL Publ. 93-96.

Grenier, J. C., A. de la Casinière, and T. Cabot. (1994). A spectral model of Linke's turbidity factor and its experimental implications. *Sol. Energy*, 52. 303-313.

Gueymard C. (1995). SMARTS2, simple model of atmospheric radiative transfer of sunshine: Algorithms and performance assessment, Rep FSEC-PF-270-95, Florida Solar Energy Center, Cocoa, FL. versión electrónica disponible en. <ftp://alpha.fsec.ucf.edu/smarts2/>.

Gueymard C. (1998). Turbidity determination from broadband irradiance measurements: A detailed multicoefficient approach. *Appl. Meteorolo*; 37, 414-433.

Gueymard C. and Kambezidis H. D. (1996). Illuminance turbidity parameters and atmospheric extinction in the visible spectrum. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc*; 123, 679-697.

Guzzi D., Morandi M., Santacesaria V., Stefanutti L., Agostini P., Liley B. and Wolf J. P. (1999). Four years of stratospheric aerosol measurements in the northern and southern hemispheres. *Geophys. Res. Lett* 26, 2199-2202.

Hansen J. E. and Travis L. (1974). Flight scattering in planetary atmosphere. *Space Sci. Rev* 16, 527-610.

Harrison L. and Michalsky J. J. (1994). Objective algorithms for the retrieval of optical depths from ground based measurement. *Appl. Opt* 33, 5126-5132.

Haywood J. M., Fransis P. N., Glew M. D. and Taylor J. P. (2001). Optical properties and direct radiative effect of Saharan dust: A case study of two Saharan dust outbreaks using aircraft data. *J. Geophys. Res*, 106, 18 417-18 430.

Heintzenberg J., Charlson R. J., Clarke A. D., Liousse c., Ramaswany V., Shine K. P., Wendish M. and Helas G. (1997). Measurements and modelling of aerosol single scattering albedo: Progress, problems and prospects. *Beitr. Phys. Atmo*; 70, 249-263.

Heintzenberg J., Muller H., Quenzel H. and Thomalla E. (1981). Information content of optical data with respect to aerosol properties: Numerical studies with a randomized minimization – serch – technique inversion algorithm. *Appl. Opt* 20, 1308-1315.

Herman J. R., Bhartia P. K., Torres O., Hsu C., Seftor C. and Celarier E. (1997). Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus 7/Toms data. *J. Geophys. Res*, 102, 16911-16922.

Hess M., Koepke P. and Schult I. (1998). Optical-properties of aerosols and clouds - the software package opac. *Bul. Ame. Meteorol. Soc*, 79, 831-84.

Hofmann D. J., Rosen J. M., Reiter R. and Jager H. (1983). Lidar and Balloon-borne particulate counter comparisons following recent volcanic eruptions. *J. Geophys. Res. Lett* 88 C6, 3777-3782.

Holben B N., Vermote E., Kaufman Y. J., Tanré D. and Kalb V. (1992). Aerosol retrieval over land from AVHRR data- Application for atmospheric correction. *IEEE Trans. Geosci. Remote. Sens* 30, 212-222.

Holben B. N., Eck T. F., Slutsker I., Tanre D., Buis J. P., Setzer A., Vermote E., Reagan J. A Kaufman Y. J., Nakajima T., Lavenu F., Jankowiak I. and Smirnov A. (1998). Aeronet - a federated instrument network and data Archive for aerosol characterization. *Rem. Sen. Environ*; 66, 1-16.

Horvath H. (1998). Influence of atmospheric aerosols upon the global radiation balance. Atmospheric particles, R. M. Harrison and R. Van Grieken Eds., John Wiley & Sons Ltd.

Hsu N. C., Herman J. R., Torres O., Holben B. N., Tanre D., Eck T. F., Smirnov A., Chatenet B. and Lavenu F. (1999). Comparisons of the Toms Aerosol Index with Sun-Photometer aerosol optical-thickness - results and applications. J. Geophys. Res, 104, 6269-6279.

Husar R. B., Prospero J. M. and Stowe L. L. (1997). Characterization of tropospheric aerosols over the oceans with the NOAA Advanced Very High-Resolution Radiometer optical-thickness operational product. J. Geophys. Res, 102, 16889-16909.

INM. 1994. Calendario Meteorológico 1994, Instituto Nacional de Meteorología, Ministerio de Medio Ambiente, Madrid.

INM. 1995. Calendario Meteorológico 1995, Instituto Nacional de Meteorología, Ministerio de Medio Ambiente, Madrid.

INM. 1996. Calendario Meteorológico 1996, Instituto Nacional de Meteorología, Ministerio de Medio Ambiente, Madrid.

INM. 1997. Calendario Meteorológico 1997, Instituto Nacional de Meteorología, Ministerio de Medio Ambiente, Madrid.

INM. 1998. Calendario Meteorológico 1998, Instituto Nacional de Meteorología, Ministerio de Medio Ambiente, Madrid.

Iqbal M. (1983). An introduction to solar radiation. Academic Press. Toronto, Canada.

Jacovides C. P. and Karalis J. D. (1996). Broad band turbidity parameters and spectral band resolution of solar radiation for the period 1954-1991, in Athens, Greece. Inter. J. Climat 16, 229-242.

Jacovides C. P., Varotsos C. and Kaltsounides N. A. (1994). Atmospheric turbidity parameters in the highly polluted site of Athens Basin. *Renew. Energy*; 4, 465-470.

Jaenicke R. (1978). The role of organic material in the atmospheric aerosols. *Pageoph*; 116, 283-292.

Jaenicke R. (1984). Physical aspects of the atmospheric aerosol. In *Aerosols and their climatic effects*. Gerber H. E. and Deepak A. Eds., A Deepak, 7-34.

Jaenicke, R and F. Kasten. (1978) Estimation of atmospheric turbidity from the burned traces of the Campbell-Stokes sunshine recorder. *Appl. Opt* 17,2617-2621.

Jäger H., Desheler T., Homburg F. and freudenthaler V. (1996). Five years of lidar observation of the Pinatubo eruption cloud. *Proceeding 18th ILRC*. Berlin. 22-26 July 1996, 485-488.

Jäger H., Uchino O., Nagai T., Fujimoto T., Freudenthaler V. and Homburg F. (1995). Ground based remote sensing of the decay of Pinatubo eruption cloud at 3 northern hemisphere sites. *Geophys. Res. Lett*; 22, 607-610.

Johnson F. S. (1954). The solar constant. *J. Meteorolo.* 11(6), 431-439.

Junge C. E. (1963). *Air chemistry and radioactivity*. Academic Press, 382.

Jursa A. S. (Ed). (1985). *Handbook of Geophysics*, Air Force Geophys. Lab., Springfield, Va.

Kambezidis H. D., Adamopoulos A. D. and Gueymard C. (2001). Total NO₂ column amount over Athens, Greece in 1996-97. *Atmos. Res*; 57, 1-8.

Kasten F. (1966). A new table and approximation formula for the relative optical mass. *Arch. Met. Geoph. Biokl. B14*, 206-223.

Kasten F. (1996). The Linke turbidity factor based on improved values of the integral Rayleigh optical thickness. *Sol. Energy* 56 (3), 239-244.

Kasten, F. (1980). A simple parameterization of pyrheliometric formula for determining Linke turbidity factor. *Meteor. Rdsch.*33, 124-127.

Kaufman Y. J. and Holben B. N. (1996). Hemispherical backscattering by biomass burning and sulfate particles derived from sky measurements. *J Geophys. Res. Lett* 101, 194333 – 19445.

Kaufman Y. J. and Tanre D. (1996). Strategy for direct and indirect methods for correcting the aerosol effect on remote-sensing - from AVHRR to EOS-Modis. *J. Geophys. Res.*; 55, 65-79.

Kaufman Y. J., Fraser R. S. and Ferrare R. A. (1990). Satellite remote sensing of large scale air pollution – Method. *J. Geophys. Res. Lett* 95, 9895-9909.

Kaufman Y. J., Fraser R. S. and Mahoney R. L. (1991). Fossil fuel and biomass burning effect on climate- Heating or cooling?. *J. Clim* 4, 578-588.

Kaufman Y. J., Gitelson A., Karniel A., Ganor E., Fraser R. S., Nakajima T., Mattoo S. and Holben B. N. (1994). Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. *J. Gephys. Res. Lett* 99, 10341-10356.

Kaufman Y. J., Tanré D., Gordon H. R., Nakajima T., Lenoble J., Frouin R., Gras H., Herman B. M., King M. D. and Teillet P. M. (1997). Pasive remote sensing of tropospheric aerosol and atmospheric correction for the aerosol effects. *J. Geophys. Res. Lett* 102, 16815-16830.

Keopke P. and Hess M. (1988). Scattering functions of tropospheric aerosols: the effect of nonspherical particles. *Appl. Opt.*; 27, 2422-2430.

Kerker M. (1969). The scattering of light and other electromagnetic radiation. Academic Press. New York.

Kikas Ü., Reinart A., Vaht M. and Veismann. (2001). A case study of the impact of boundary layer aerosol size distribution on the surface UV irradiance. Atmos. Environ; 35, 5041-5051.

King M. D., Byrne D. M., Herman B. M. and Reagan J. A. (1978). Aerosol size distribution obtained by inversion of optical depth measurements. J. Atmos. Sci 35, 2153-2167.

King M. D., Kaufman Y. J., Menzel P. and Tanré D. (1992). Determination of cloud, aerosol and water vapor properties from MODIS. IEEE Trans. Geosci. Remote. Sens 30, 2-27.

King M. D., Kaufman Y. J., Tanre D. and Nakajima T. (1999). Remote-sensing of tropospheric aerosols from space - past, present, and future. Bul. Amer. Meteor. Soc; 80, 2229-2259.

Kondratyev K. Ya. (1999). Climatic effects of aerosols and clouds. Eds. Praxis. Pub. Chichester, UK.

Lacis A. A., Mishchenko M. I. (1995). Climate forcing, climate sensitivity and climate response: A radiative modeling perspective on atmospheric aerosols, in aerosol forcing of climate, edited by R. J. Charlson and J. Hietzenberg, PP 11-42, John Wiley, New York.

Levizzani V. and Prodi F. (1988). Atmospheric effect of the El Chichon volcanic eruption observed by multiwavelength Sun-photometer. J. Geophys. Lett 93. No. D5. 5277-5286.

Lindberg J. D. (1975). The composition and optical absorption coefficient of atmospheric particulate matter. Opt. Quant. Electron; 7. 131-139.

Linke F. (1922). Transmissionkoeffizient und Trübungsfactor. Beitr Phys. Frei. Atmos 10, 91-103.

Linke F. (1929). Messungen der sonnenstrahlung bei vier freiballonfahrten. Beitr Phys Frei. Atmos 15: 176.

Louche A., Maurel M., Simonnot G., Peri G. and Iqbal M. (1987). Determination of Angström's turbidity coefficient from direct total solar irradiance measurements. Sol. Energy 38:89-69.

Louche A., Peri G. and Iqbal M. (1986) An analysis of Linke turbidity factor. Sol. Energy 37 (6), 393-396.

Lunde P. J. (1980). Solar thermal engineering. Wiley, New York, 1980.

Marshall S. F., Covert D. S. and Charlson R. J. (1995). Relationship between asymmetry parameter and hemispheric backscatter ratio - implications for climate forcing by aerosols. Appl. Opt; 34, 6306-6311.

Martinez-Lozano J. A., Utrillas M. P. and Tena F. (1999). Retrieval of the aerosol size distribution from spectroradiometer measurements at coastal site in the Mediterranean Sea. Int. J. Remote. Sensing 20, 2167-2182.

Martinez-Lozano J. A., Utrillas M. P., Tena R. and Cachorro V. E. (1998). The parametrization of the atmospheric optical depth using the Angström power law. Sol. Energy 63, 303-311.

Mc Cartney E. J. (1976). Optics in atmosphere, Wiles, New York.

Mc Cormick M. P. and Veiga R. E. (1992). SAGE II measurements of early Pinatubo aerosols. Geophys. Res. Lett 19, 163-166.

Mishchenko M. I. and Lacis A. A. Carlson B. E. and Travis L. D. (1995). Nonsphericity of dust-like tropospheric aerosols - Implications for aerosol remote-sensing and climate modeling. *Geophys. Res*; 22, 1077-1080.

Mishchenko M. I., Travis L. D., Kahn R. A. and West R. A. (1997). Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *J. Geophys. Res. Lett.* 102, 16831-16847.

Molineaux B., Ineichen P. and Delaunay J. J. (1995). Direct luminous efficacy and atmospheric turbidity: improving model performance. *Sol. Energy* 55 (2), 125-137.

Moon P. (1940). Proposed standard solar radiation curves for engineering use. *J. Franklin Inst* 230, 583-617.

Moorthy K. K., Nair P. B. and Murthy B. V. K. (1991). Size distribution of coastal aerosols: effects of local source and sinks. *J. Appl. Meteor* 30, 844-852.

Moulin C., Dulac F., Lambert C. E., Chazette P., Jankowiak I., Chatenet B. and Lavenue F. (1997). Long-term daily monitoring of Saharan dust load over ocean using Meteosat Isccp-B2 Data .2. Accuracy of the method and validation using Sun Photometer measurements. *J. Geophys. Res*; 102, 16959-16969.

Moulin C., Guillard F., Dulac F. and Lambert C. E. (1997). Long-term daily monitoring of Saharan dust load over ocean using Meteosat Isccp-B2 data .1. Methodology and Preliminary-Results for 1983-1994 in the Mediterranean. *J. Geophys. Res*; 102, 16947-16958.

Moulin C., Lambert C. E., Dulac F. and Dayan U. (1997). Control of atmospheric export of dust from north Africa by north atlantic oscillation. *Nature* 387, 691-694.

National Research Council. (1996). A plan for research program on aerosol radiative forcing and climate change. *Nat. Acad. Of. Sci. Washington D. C.*

Neckel H. and Labs D. (1981). Improved data of solar spectral irradiance from 0.33 to 1.25 μm . *Sol. Phys.* 74, 231-249.

Niranjan K., Thulasiraman S. and Ramprasad T. R. (1999). Pinatubo volcanic aerosol characteristics as observed from low latitude location in India using ground based multiwavelength solar radiometer. *J. Aerosol. Sci* 30, 1181-1189.

O'Neill N. T., Royer A., Cote P. and McArthur L. J. B. (1993). Relations between optically derived aerosol parameters, humidity, and air-quality data in an urban atmosphere. *J. Appl. Meteorol.* 32, 1484-1498.

Osborn M. T., DeCoursey R. T., Trepte C. R., Winker D. M. and Woods D. C. (1995). The evolution of the Pinatubo volcanic cloud over Hampton, Virginia. *Geophys. Res. Lett* 22, 1101-1104.

Ott S. T., Ott A., Martin D. W., Young J. A. (1991). Analysis of a trans-Atlantic Saharan dust outbreak based on satellite and GATE data, *Mon. Weather Rev.* 119, 1832-1850.

Patterson E. M., Gillette D. and Stockton B. H. (1977). Complex index of refraction between 300 and 700 nm for Saharan aerosols. *J. Geophys. Res.* 82; 3153-3160.

Peck E. R. and Reeder K. (1972). Dispersion of air. *J. Opt. Soc. Am* 62, 958-962.

Pedros R., Utrillas M. P., Martinez-Lozano J. A. and Tena F. (1999). Values of broadband turbidity coefficients in a Mediterranean Coastal site. *Sol. Energy*, 66, 11-20.

Penner J. E., Dickinson R. E. and O'Neill C. A. (1992). Effect of aerosol from biomass burning on the global radiation budget. *Science* 256, 1432-1432.

Peterson J. T., Berri G. J., Reynolds C. L. and Rudisill. (1981). Atmospheric turbidity over central North Carolina. *J. Appl. Meteorol.* 20, 229-241.

Phillis D. L. (1962). A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind. *J. Assoc. Compt. Mach* 9, 84-97.

Pierluissi J. H., Maragondakis C. E. and Tehrani-Movahed R. (1989). New LOWTRAN model for water vapor. *Appl. Opt* 28, 3792-3795.

Pinazo J. M., Cañada J. and Boscá J. V. (1995). A new method to determine Angström's turbidity coefficient: its application for valencia. *Sol. Energy* 54, 219-226.

Pinnick R. C., Rosen J. M. and Hofmann. (1976). Stratospheric aerosol measurements III: Optical model calculations. *J. Atmos. Sci* 33, 304 – 314.

Polavarapu R. J. (1978). Atmospheric turbidity over Canada. *Appl. Meteor* 17, 1368-1374.

Preining O. (1991). Aerosol and climate – An overview. *Atmos. Environ* 25A, 2443-2444.

Prospero J. M. (1999). Long-term measurements of the transport of African mineral dust to the Southeastern United-States - implications for regional air-quality. *J. Geophys. Res*; 104, 15917-15927.

Prospero J. M. and Carlson T. N. (1972). Vertical and areal distribution of Saharan dust over the western equatorial North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res*, 77, 5277-5265.

Prospero J. M. and Ness R. T. (1986). Impact of North African drought and Niño on mineral dust on Barbados trade winds. *Nature*; 320, 735-738.

Prospero J. M., Barrett K., Church T., Dentener F., Duce R. A., Galloway J. N., Levy H., Moody J. and Quinn P. (1996). Atmospheric deposition of nutrients to the North-Atlantic Basin. *Biogeochem*; 35, 27-73.

- Raes F., Van Dingenen R., Vignati E., Wilson J., Putaud J.P., Seinfeld J.H. and Adams, P., 2000, Formation and cycling of aerosols in the global troposphere. *Atmos. Environ.*, 34, 4215-4240.
- Reagan J. A., Thomason L. W., Herman B. M. and Palme J. M. (1986). Assessment of atmospheric limitations on determination of solar spectral constant from ground based spectroradiometer measurements. *IEEE. Trans. Geosci. Remote Sensing* 24, 258-266.
- Reddy P. J., Kreiner F. W., Deuisi. And Kim Y. (1990). Aerosol optical depths over the Atlantic derived from shipboard sunphotometer observations during the 1988 Global Change Expedition. *Global. Biogeochem. Cycles*; 4, 225-240.
- Ridgway L. and Arking A. (1986). Parametrization of near infrared absorption by atmospheric gases, Preprint 6 th. Conf. Atmos. Radiation, Williamsburg, VA. American Meteorological Society, P. 190-193.
- Rind D., Balachandran N. K. and Suozzo R. (1992). Climate change and middle atmosphere. Part II: The impact of volcanic aerosol. *J. Climatology* 5, 189-208.
- Robock A. and Liu Y. (1994). The volcanic signal in goddard institute for space studies three dimensional model simulation. *J. Climatology* 7, 44-55.
- Robock A. and Mao J. (1995). The volcanic signal in temperature observation. *J. Climatology* 8, 1086-1103.
- Rodriguez S., Querol X., Alastuey A., Kallos G. And Kakaliagou O. Saharan dust contribution to PM10 and TSP levels in Southern and Easter Spain. (2001). *Atmos. Environ.*, 35, 2433-2447.
- Roldán Fernández A. (1988). *Notas para una climatología de Granada*. Instituto Nacional de Meteorología. Madrid.
- Russel L. M., Pandis S. M. and Seinfeld J. H. (1994). Aerosol production and growth in marine boundary layer. *J. Geophys. Res. Lett* 99, 20989-21003.

Russell P. B., Livingston J. M., Dutton E. G., Pueschel R. F., Reagan J. A., Defoor T. E., Box M. A., Allen D., Pilewski P., Herman B. M., Kinne S. A. and Hoffmann D. J. (1993). Pinatubo and Pre-Pinatubo optical depth spectra: Mauna Loa measurements, comparisons, inferred particle size distributions, radiative effects, and relationship to lidar data. *J. Geophys. Res* 98, D12, 229679-22985.

Russell P. B., Swissler T. J., Mc Cormick M. P., Chu W. P., Livingston J. M. and Pepin T. J. (1981). Satellite and correlative measurements of the stratospheric aerosol, I, An optical model for data conversions. *J. Atmos. Sci* 38, 1279-1294.

Sabbah I., Ichoku C., Kaufman Y. J. and Remer L. (2001). Full year cycle of desert dust spectral optical thickness and precipitable water vapor over alexandria, Egypt. *J. Geophys. Res*, 106; 18 305-18 316.

Saxena V. K., Anderson J. and Lin N. H. (1995). Changes in Antarctic stratospheric aerosol characteristics due to volcanic eruptions as monitored by the stratospheric aerosol and gas experiment II satellite. *J. Geophys. Res. Lett* 100, 16735 – 16751.

Schmid B., Mätzler C., Heimo A. and Kämpfer N. (1997). Retrieval of optical depth and particle size distribution of tropospheric and stratospheric aerosols by means of sun photometry. *IEEE. Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 35, 172-181.

Schneider W., Moortgat G. K., Tyndall G. S. and Burrows J. P. (1987). Absorption Cross-Sections of NO₂ in UV and visible region(200-700 nm) at 298 K. *J. Photochim. Photobio* 40, 195-217.

Schroeder R. and Davies J. A. (1987). Significance of nitrogen dioxide in estimating aerosol optical depth and size distribution. *Atmos. Ocean*; 25, 107-114.

Schütz L. (1980). Long range transport of desert dust with especial emphasis on the Sahara. *Ann. N. Y. Acad. Sci*; 338, 515-532.

Schwikowski M., Seibert P., Baltensperger U. and Gaggeler H. W. (1995). A study of an outstanding Saharan dust event at the high-Alpine site Jungfrauoch, Switzerland. *Atmos. Environ*, 29, 1829-1842.

Shaocai Yu., Saxena V. K., Wenny B. N., DeLuissi J. J., Yue G. K. and Petrapavloskikh I. V. (2000). A study of the aerosol radiative properties needed to compute direct aerosol forcing in the southeastern United States. *J. Geophys. Res*, 105, 24 739-24 749

Shettle E. P. and Fenn R. W. (1979). Models for the aerosol of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. AFGL Tech. Rep. 79-0214. Environ. Res. Pap. 676. Hanscom. Air force base. Mass.

Shifrin K. F. (1995). Simple relationships for the Angström parameter of disperse system. *Appl. Opt* 34, 4480-4485.

SMIC Report. (1971). Study of man's impact on climate (SMIC): Inadvertent climate modification. MIT Press, Cambridge.

Smirnov A., Holben B. N., Savoie D., Prospero J. M., Kaufman Y. J., Tanre D., Eck T. F. and Slutsker I. (2000). Relationship between column aerosol optical-thickness and in-situ ground-based dust concentrations over Barbados. *J. Geophys. Res*; 27, 1643-1646.

Smirnov A., Holben B. N., Slutsker I., Welton E. J. and Formenti P. (1998). Optical-properties of Saharan dust during ACE-2. *J. Geophys. Res*; 103, 28079-28092.

Smirnov A., Yershov O. and Villevalde Y. (1995). Aerosol optical depth over the Atlantic derived Ocean and Mediterranean Sea, *Proc. Spie Int. Soc. Opt. Eng*; 2582; 203-214.

Smith E. V. P. and Gottlieb D. M. (1974). Solar flux and its variation. *Space. Sci. Rev.* 16, 771-802.

Sokolik I. N. and Toon O. B. (1996). Direct radiative forcing by anthropogenic airborne mineral aerosols. *NATURE*; 381, 681-683.

Sokolik I. N., Toon O. B. and Bergstrom R. W. (1998). Modeling the radiative characteristics of airborne mineral aerosols at infrared wavelengths. *J. Geophys. Res*; 103, 8813-8826.

Solar electromagnetic radiation. (1971). NASA SP-8005. National Aeronautics and Space Administration.

Spencer J. W. (1971). Fourier series representation of the position of the sun. *Search* 2(5), 172.

Stamnes K., Tsay S. C., Wiscombe W. and Jayaweera K. (1988). Numerically stable algorithm for discrete ordinate method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt*; 27, 2502- 2509.

Stowe L. L., Carey M. R. and Pellegrino P. P. (1992). Monitoring the Mt. Pinatubo aerosol layer with NOAA/11 AVHRR data. *Geophys. Res. Lett*; 19, 159-162.

Stunder B. J. B. (1996). An assessment of the quality of forecast trajectories. *J. App. Meteorol*; 35, 1319-1331.

Tanré D., Deschamps P. Y., Devaux C. and Herman M. (1988a). Estimation of saharan aerosol optical thickness from blurring effects in thematic mapper data. *J. Geophys. Res. Lett* 93, 15955-15964.

Tanré D., Deveux C., Herman M. and Santer R. (1988). Radiative properties of desert aerosols by optical ground based measurements at solar wavelengths. *J. Geophys. Res*, 93; 14 223-14 231.

Tanré D., Kaufman Y. J., Holben B. N., Chatenet B., Karnieli A., Lavenu F., Blarel L., Duvobik O., Remer L. A. and Smirnov A. (2001). Climatology of dust aerosol size

distribution and optical properties derived from remotely sensed data in the solar spectrum. *J. Geophys. Res.*, 106; 18 205-18 217.

Tegen I. and Fung I. (1995). Contribution to the atmospheric mineral aerosol load from land-surface modification. *J. Geophys. Res.*, 100, 18707-18726.

Tegen I., Lacis A. A. and Fung I. (1996). The influence on climate forcing of mineral aerosols from disturbed soils. *Nature*; 380, 419-422.

Thomason L. W. (1991). A diagnostic stratospheric aerosol size distribution inferred from SAGE II measurements. *J. Geophys. Res.*; 96, 22 501- 20 508.

Thomason L. W., Herman B. M. and Reagan J. A. (1983). The effect of atmospheric attenuators with structured vertical distributions on air mass determinations and Langley plot analysis. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1851-1854.

Tomasi C. (1979). Non-Selective absorption by atmospheric water vapor at visible and near infrared wavelengths. *Quart. J. Roy: Meteo Soc.* 105, 1027-140.

Tomasi C. (1984). Sunphotometer measurements of atmospheric turbidity variation caused by the El Chichon volcanic cloud at some italian station, Giorgio Fiocco ed, A Deepak Pub, 148-151.

Twomey S. (1963). On the numerical solution of Fredholm integral equations of the first kind by the inversion of the linear system produced by quadrature. *J. Assoc. Comut. Mach* 10, 97-101.

Twomey S. (1975). Comparison of constrained linear inversion and an iterative nonlinear algorithm applied to the indirect estimation of particule size distribution. *J. Comut. Phys.*, 18, 188-200.

U.S. Standard Atmosphere (1976). U. S. Government Printing Office, Washington, D.C.

Uboegbulman., T.C., and J. A. Davies. 1983. Turbidity in easter Canada. *Climate. Appl. Meteor* 22, 1384-1392.

Vermote E., El Saleous N., Justice C. O., Kaufman Y. J., Privette J. L., Remer L., Roger J. C. and Tanré D. (1997). Atmospheric correction of visible and middle infrared EOS-MODIS data over land surface: background operational algorithm and validation. *J. Geophys. Res. Lett* 102, 16988- 16993.

Volgin V. M., Yershov O. A., Smirnov A. V. and Shifrin K. S. (1988). Optical depth aerosol in typical sea areas, *Iz.v. Acad. Sci. USSR Atmos. Oceanic Phys., Engl. Transl;* 24, 772-777.

Volz F. E. (1974). Economical mutispectral sun photometer for measurements of aerosol extinction from 0.44 μm to 1.6 μm and precipitable water. *Appl. Opt* 13, 1732.

Wang P. H., Mc Cormick M. P., Swissler T. J., Osborn M. T., Fuller W. H. and Yue G. K. (1989). Inference of stratospheric aerosol composition and size distribution from SAGE II satellite measurements. *J. Geophys. Res. Lett* 94, 8435 - 8446.

Wehrli, C. (1985). Extraterrestrial solar spectrum, Pub.No. 615, World Radiation Center, Davos, Switzerland.

Wendish M., and Von Hoyningen-Huene. (1994). Possibility of refractive index determination of atmospheric aerosol particles by ground based solar extinction and scattering measurement. *Atmos. Environ;* 28, 785-792.

Wenny B. N., Schafer J. S., Deluisi J. J., Saxena V. K., Barnard W. F. Petropavlovskikh I. V. and Vergamini A. J. (1998). A study of regional aerosol radiative properties and effects on ultraviolet-B radiation. *J. Geophys. Res* 103, 17083-17097.

Whitby K. T. (1978). The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmos. Environ;* 12, 135-159.

Whitby K. T. (1980). Aerosol formation in the urban plumes. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*; 338, 258-275.

Wicombe W. (1979). Mie scattering calculations; Advances in technique and fast, vector speed computer codes. U.S. Nat. Cent. For Atmos. Res., Boulder.

World Meteorological Organization (WMO). (1983). Radiation commission of IAMAP meeting of experts on aerosol particles on aerosol and their climatic effects, WCP55, Geneva, Switzerland.

World Meteorological Organization. (1971). Measurement of radiation and sunshine. Guide to meteorological instruments and observing practices. 4th ed., W.M.O., No.8, T.P.3, Geneva, Switzerland.

World Meteorological Organization. (1993). Global atmospheric Watch. Report of the WMO Workshop on the measurements of atmospheric optical depth and turbidity. Rep.101. edited by Bruce Hicks. Geneva.

World Meteorological Organization. (1981). Meteorological aspect of the utilization of solar radiation as an energy source. Tech Note No. 127, WMO No 557, World Meteorological Organization. Geneva. Switzerland.

Yamamoto G., Tanaka M. and Arao K. (1968). Hemispherical distribution of turbidity coefficient as estimated from direct solar radiation measurements. *J. Meteor. Soc. Jap* 46, 278-300.

Young A. T. (1981). On the Rayleigh-Scattering optical depth of the atmosphere. *J. Appl. Meteorol.* 20, 238-330.