

UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

**«Propiedades radiativas de los aerosoles
atmosféricos en la región de Canarias»**

**Autor: Juan P. Díaz González
Director: Dr. D. Antonio Díaz Hernández**

Departamento de Física Básica

D. ANTONIO DIAZ HERNANDEZ, DOCTOR EN CIENCIAS QUIMICAS
Y PROFESOR TITULAR DE FISICA APLICADA DEL
DEPARTAMENTO DE FISICA FUNDAMENTAL Y EXPERIMENTAL
DE LA UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA,

CERTIFICO:

Que D. Juan Pedro Díaz González, Licenciado en Ciencias Físicas, ha
realizado bajo mi dirección la presente Memoria titulada
**“Propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos en la región
de Canarias”**, para optar al grado de doctor en Ciencias Físicas.

Y para que conste, autorizo la presentación de la misma y firmo la presente
certificación.

La Laguna a 11 de Enero de 1999

El Director

Fdo.: Antonio Díaz Hernández

*A la Memoria de mi
padre y de Nieves. A mi
familia.*

Deseo expresar mi agradecimiento a todas las personas e instituciones que con su inestimable ayuda han hecho posible la realización de este trabajo.

Mi agradecimiento al Dr. Antonio Díaz Hernández por la amabilidad y cariño con el que fui acogido en el momento de incorporarme al Grupo de Física de la Atmósfera del Departamento de Física Fundamental y Experimental de La Universidad de La Laguna. Gracias por sus consejos y enseñanzas durante la realización del presente trabajo.

De manera también muy especial al Prof. D. José F. Peraza Hernández por su constante apoyo y ánimo durante el desarrollo de este trabajo. Por ello mi mayor gratitud y afecto.

A todos y cada uno de los compañeros del Laboratorio de Comunicaciones y Teledetección (LCT) del Departamento de Física Fundamental y Experimental de la Universidad de La Laguna y en especial a su director el Prof. D. Félix Herrera Cabello. Sin vuestro trabajo en la estación receptora no hubiera sido posible disponer de las imágenes de satélite empleadas en esta memoria. Gracias por vuestro constante apoyo y ayuda.

A todos los compañeros de promoción y trabajo. De manera especial a Chisco, Juan Carlos, Pedro, Manolo, Andrés, Carlos, Virgilio, Jorge,..., por esas horas de discusión científica en la que tanto nos divertimos como aprendimos. Siempre vuestra compañía fue y será enriquecedora no sólo científica sino, también, humanamente.

A todo el personal del Instituto Nacional de Meteorología en Santa Cruz de Tenerife y en la Estación de Vigilancia Atmosférica Mundial (VAM) de Izaña. En especial al Dr. Emilio Cuevas (INM, Izaña) por todas las facilidades prestadas cada vez que hemos requerido su ayuda. Sin su inestimable colaboración, al permitirnos disponer de los datos del fotómetro solar PMOD/WRC, no hubiera sido posible el estudio planteado en los capítulos *II* y *III*.

A Abelardo, sin cuya ayuda no hubiera sido posible el desarrollo del instrumental fabricado para la medida de radiación directa. Gracias amigo.

Al profesor Joseph Prospero (RSMAS, Miami, USA) y al Dr. Frank Raes (JRC, Ispra, Italia) por las facilidades dadas para participar en el experimento “Aerosols Characterization Experiment (ACE2)” celebrado en las zonas de Canarias y Azores durante el verano de 1997. Las fructíferas discusiones durante la realización de esta campaña han sido de gran ayuda para la realización del capítulo dedicado al estudio de las propiedades radiativas de los aerosoles minerales.

A todos los participantes en las intercomparaciones NOGIC’93 y NOGIC’96. En especial a Tapani Koskela, Alkis Bais, Berit Kjeldstad y Bjørn Johnsen. Gracias por vuestro apoyo y enseñanzas.

A la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología por el apoyo y confianza mostrados al subvencionarnos el proyecto “Estudio de las interrelaciones de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos con los niveles de radiación ultravioletas y las nubes” (CLI97-0453) en el marco del programa de I+D sobre el Clima. Sin duda ésta es una excelente oportunidad para poder continuar con la labor comenzada en este trabajo.

A Carmen Rosa, mi esposa, por su apoyo y confianza a lo largo de estos años. Muchas gracias.

INDICE

Capítulo I

INTRODUCCION	1
1.1 EL BALANCE DE ENERGÍA EN EL SISTEMA TIERRA-ATMÓSFERA	1
1.2 LOS AEROSOLES ATMOSFÉRICOS	8
1.2.1 procesos de formación y tasas de emisión	9
1.2.2 tiempos de vida media.....	12
1.2.3 distribuciones totales y verticales.....	14
1.3 ESTADO ACTUAL DEL TEMA Y OBJETIVOS	18
1.4 RESUMEN DEL TRABAJO	21

Capítulo II

INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN SOLAR CON LA ATMÓSFERA. PAPEL DE LOS AEROSOLES ATMOSFÉRICOS	25
2.1 LA ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA RADIATIVA. LEY DE LAMBERT-BEER-BOUGERT	26
2.1.1 la ley de lambert-beer-bouger t	29
2.1.2 masa óptica de la atmósfera	31
2.2 MÉTODO LANGLEY DE CALIBRACIÓN	34
2.3 DISPERSIÓN DE RADIACIÓN POR LA ATMÓSFERA TERRESTRE.	38
2.3.1 dispersión rayleigh.....	40
2.3.2 dispersión mie	44
2.4 ABSORCIÓN DE RADIACIÓN SOLAR POR LA ATMÓSFERA TERRESTRE	47
2.5 PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS AEROSOLES ATMOSFÉRICOS	51

Capítulo III

ESTUDIO RADIATIVO EN CONDICIONES DE FONDO	63
3.1 CARACTERÍSTICAS DE LA ESTACIÓN DE MEDIDA. CONDICIONES CLIMÁTICAS E INSTRUMENTACIÓN EMPLEADA	64
3.1.1 descripción del fotómetro solar wrc-pmod	69
3.2 CALIBRACIÓN DEL INSTRUMENTO DE MEDIDA. INTERVALOS DE ESTABILIDAD	

RADIATIVA	71
3.3 ESPESOR ÓPTICO DE AEROSOLES (EOA) EN CONDICIONES DE FONDO	79
3.4 DISTRIBUCIÓN EN TAMAÑO DE LOS AEROSOLES ATMOSFÉRICOS. PROPIEDADES RADIATIVAS	89

Capítulo IV

PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS AEROSOLES DESERTICOS. INFLUENCIA EN EL “FORZAMIENTO” RADIATIVO	109
4.1 IMPORTANCIA DEL AEROSOL DESÉRTICO COMO CONSTITUYENTE ATMOSFÉRICO. CONDICIONES SINÓPTICAS EN EPISODIOS DE INVASIONES DE POLVO SAHARIANO	110
4.1.1 <i>condiciones sinópticas en situaciones de invasiones de aerosol desértico</i>	115
4.2 VALORES DE EOA DURANTE INVASIONES SAHARIANAS. DISTRIBUCIÓN EN TAMAÑO	119
4.3 PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS AEROSOLES DESÉRTICOS. CARACTERIZACIÓN DEL FORCING RADIATIVO	130

Capítulo V

DISEÑO DE UN INSTRUMENTO PARA LA MEDIDA DE RADIACION SOLAR ESPECTRAL DIRECTA.....	143
5.1 CARACTERÍSTICAS DEL EQUIPO DE MEDIDA OL-752-ULL	144
5.2 RESULTADOS DE LA INTERCOMPARACIÓN DEL NORDIC OZONE GROUP’93 (NOGIC’93).....	152
5.3 DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN EQUIPO PARA LA MEDIDA ESPECTRAL DE RADIANCIA SOLAR	163
5.3.1 <i>sistema de termostatación</i>	166
5.3.2 <i>diseño del tubo colimador y del enlace por fibra óptica</i>	167
5.3.3 <i>diseño del sistema de seguimiento del sol</i>	173
5.3.3.1 <i>sistema de sensores de seguimiento</i>	174
5.3.3.2 <i>sistema de seguimiento</i>	175
5.4 CALIBRACIONES LANGLEY Y ANÁLISIS DE LOS DATOS DE LA INTERCOMPARACIÓN DEL NORDIC OZONE GROUP’96 (NOGIC’96)	178

Capítulo VI

INTERCOMPARACION DE LOS VALORES DE ESPESORES OPTICOS DE AEROSOLES OBTENIDOS DESDE TIERRA Y DESDE LOS SATELITES NOAA. CALCULO DE LA CANTIDAD TOTAL DE AGUA PRECIPITABLE	185
6.1 CARACTERÍSTICAS DE LOS SATÉLITES NOAA-AVHRR. INTERCOMPARACIÓN DE LAS MEDIDAS DE ESPESOR ÓPTICO DE AEROSOLES	186
6.1.2 <i>características de los satélites noaa.</i>	186
6.2.2 <i>cálculo del espesor óptico de aerosoles a partir de datos del subsistema avhrr-noaa</i>	190
6.2 CÁLCULO DEL AGUA TOTAL PRECIPITABLE EN COLUMNA	196

Capítulo VII

CONCLUSIONES	205
--------------------	-----

Apéndice I

SCATTERING MIE	209
----------------------	-----

Apéndice II

METODO DE INVERSION NO PARAMETRICO DE KING	217
BIBLIOGRAFIA.....	221

Capítulo I

Introducción

Capítulo I **INTRODUCCION.**

1.1 EL BALANCE DE ENERGIA EN EL SISTEMA TIERRA-ATMOSFERA.

La radiación solar es la principal fuente de energía para el sistema Tierra-atmósfera y directa o indirectamente es la responsables de todos los fenómenos que afecta a la meteorología y climatología de dicho sistema. Los procesos radiativos y no radiativos involucrados en el correspondiente balance de energía se esquematizan en la figura 1.1. A modo de ejemplo, de este balance energético dependen temas de tal trascendencia como son las reacciones fotoquímicas, de enorme importancia en los procesos biológicos, la dinámica general de la atmósfera y océanos o situaciones, como el efecto invernadero y la disminución de la capa de ozono, cuyas consecuencias tan negativas para toda la biosfera, han dejado de ser ficción. Se puede hacer más evidente, aún si cabe, esta importancia, si se considera que la energía absorbida por el sistema Tierra-atmósfera, tanto en el espectro de onda corta como en el de onda larga, es cinco órdenes de magnitud mayor que la energía total que se genera en la Tierra por todos los procedimientos empleados.

En promedios largos de tiempo la superficie terrestre cede a la atmósfera una cantidad de energía igual a la que absorbe. En estas condiciones de equilibrio

termodinámico y en la actual situación climática se ha observado, principalmente

mediante métodos de teledetección, que la temperatura promedio de la superficie terrestre se sitúa en unos 13 °C. Las claves para entender los procesos que tienen lugar hasta alcanzar esta situación se esquematizan en la figura 1.1. En esta figura se observan dos partes bien diferenciadas, una la que corresponde a la zona amarilla, donde se esbozan los procesos que tienen lugar en el espectro de onda corta o de emisión solar, y otra, la roja, donde se muestra el balance de energía en la parte del espectro de onda larga o de emisión de la Tierra. La radiancia solar que incide en lo alto de la atmósfera, estando la Tierra situada a la distancia medio Tierra-Sol, es lo que se denomina “constante” solar, la cual según los últimos datos es de 1367 W/m². Una cuestión interesante es determinar la variabilidad tanto espectral como temporal de esta variable ya que sus fluctuaciones afectan de manera directa al balance de energía en el sistema Tierra-Atmósfera. En este sentido son de interés los trabajos de Hays *et al.*, 1976, donde se ponen de manifiesto la alta variabilidad de la energía en la zona de longitudes de onda más corta y la influencia tanto de los ciclos de manchas solares de 11 y 22 años como de la órbita de la Tierra en torno al Sol en los valores de la mal denominada “constante” solar.

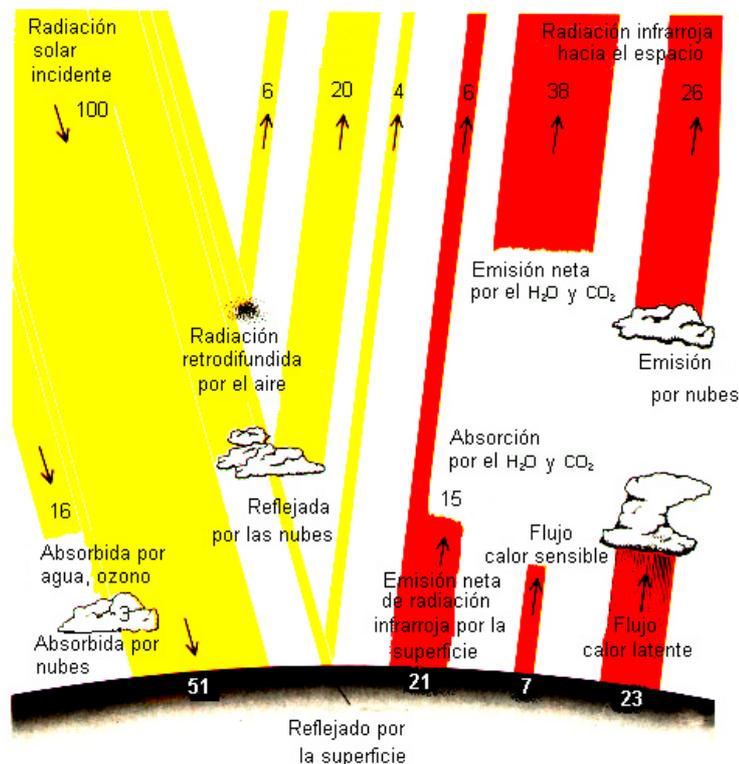


Figura 1.1. Balance de energía en el sistema Tierra-atmósfera.

Los desgloses energéticos que aparecen en la figura 1.1 entre los diferentes procesos involucrados se hacen a partir de considerar que la cantidad de energía que inciden en lo alto de la atmósfera es de 100 unidades arbitrarias. De éste total entrante al sistema Tierra-atmósfera, 16 unidades son absorbidas por gases atmosféricos tales como el ozono, el vapor de agua o el oxígeno, mientras que sólo 3 lo son por las nubes. Esta asimetría se debe a las pocas bandas de absorción del vapor de agua en el espectro de onda corta el cual se extiende hasta las 4 μm . De la radiación restante 6 unidades son retrodispersadas por los aerosoles y las moléculas de los gases que componen la atmósfera mientras que 20 lo son por las nubes y 4 por la superficie de la Tierra. A estas 30 unidades de radiación de longitud de onda corta es lo que se denomina albedo planetario. Las 51 unidades restantes son absorbidas en la superficie de la Tierra la cual debe responder emitiendo la misma cantidad para conseguir las condiciones de equilibrio que en promedio para largos de tiempo se observa en la realidad.

La emisión neta de la superficie terrestre es de una 114 unidades de energía con un pico de emisión en torno a las 12 μm . De esta emisión 6 unidades salen directamente al exterior, principalmente a través de las denominadas ventanas atmosféricas las cuales se sitúan entre las 8 y las 13 μm , mientras que las restantes 108 son absorbidas por la atmósfera. La absorción neta de la atmósfera son por tanto 127 unidades de energía, sumando al espectro de emisión solar y al terrestre. A este desbalance energético la atmósfera responde emitiendo 157 unidades de energía de las cuales 38 lo son hacia arriba por la porción no nubosa y 26 por la cubierta de nubes, mientras que hacia abajo se emite un total de 93 unidades de las cuales aproximadamente 37 lo son por la parte despejada y 56 por las nubes. Con este trasvase de energías se tiene que las 70 unidades que entran en la atmósfera son devueltas al espacio, pero la superficie de la tierra presenta un exceso de energía por cuanto ha absorbido 51 unidades del espectro de onda corta y 93 del de onda larga emitiendo sólo 114. Igual desfase se observa en la atmósfera la cual ha absorbido 19 unidades del espectro de emisión solar y 108 unidades del espectro de emisión terrestre, emitiendo un total de 157 unidades. Es decir, la atmósfera presenta un exceso de absorción de energía de 30 unidades, las mismas que presenta la superficie de la tierra por defecto. Este trasvase de energía desde la superficie de la tierra a la atmósfera se realiza por procedimientos no radiativos, donde se ponen en juego flujos tanto de calor sensible como latente. Según los trabajos de Sasamori *et al*, 1972, la razón del calor sensible al latente tiene un valor global de 0.3.

Este balance de radiación es el responsable de que la temperatura promedio de la superficie de la Tierra se sitúe en torno a los 13-15 °C y que la temperatura efectiva del sistema Tierra-atmósfera medida desde el espacio exterior se sitúa en -18 °C. De otra parte se hace patente que la principal causa de que la superficie terrestre alcance esta temperatura, apta para el desarrollo de la vida tal y como la conocemos, es la atmósfera. Si ésta no existiera la temperatura de la biosfera sería de algunos grados bajo cero debido a que la Tierra no tendría que responder a las 93 unidades que emite hacia abajo la atmósfera. Este hecho es el comúnmente denominado efecto invernadero, aunque parecería más conveniente designarlo como efecto atmósfera.

Una cuestión importante a determinar es cómo varían los niveles de radiación, tanto en la zona del espectro de onda corta como en el de onda larga, con la altura en la atmósfera terrestre. Esta información es fundamental para poder comprender las características de las diferentes capas que componen la atmósfera terrestre y los distintos procesos que en ellas tienen lugar. En la tabla 1.1 se muestran, para diversos rangos espectrales, cuales son los agentes causantes de la atenuación de radiación según la altura. A la luz de estos datos se observa que la radiación de onda más corta, esto es, la más energética, es prácticamente absorbida en las capas más externas de la atmósfera terrestre, de tal manera que por debajo de los 11 Km de altura no existe radiación de longitudes de onda menores de 0,29 μm . La atenuación a longitudes mayores tiene explicación en base a procesos de dispersión y de absorción de diferentes gases, dependiendo la aplicación de cada uno de ellos del rango espectral y de la altura en la atmósfera.

La variación de cualquiera de los elementos que componen el sistema Tierra-atmósfera provoca la ruptura del equilibrio radiativo y el consiguiente desplazamiento de éste hacia nuevas condiciones, lo que en última instancia se traduce en cambios en la temperatura del sistema. Tres son las situaciones actuales que están provocando las variaciones de las condiciones de equilibrio esbozadas en la figura 1.1: el denominado agujero de ozono, el incremento en las concentraciones de CO₂ y las variaciones en la cantidad de aerosoles atmosféricos, tanto de origen natural como antropogénico. A continuación se esbozan algunos datos sobre estas causas de inestabilidad climática.

Una cuestión importante a determinar es la sensibilidad de los niveles de radiación frente a los cambios en algún componente atmosférico determinado. En la literatura de habla inglesa a este problema se le denomina evaluación del *forcing* radiativo de una determinada sustancia. En bibliografía de habla hispana normalmente este término se suele traducir por “forzamiento” radiativo, si bien esta palabra no está recogida en el diccionario de la Real Academia de la Lengua Española. En este trabajo usamos indistintamente ambos vocablos.

La concentración de CO₂, la cual ha sido medida en el observatorio de Mauna Loa, Hawaii, desde 1958, ha mostrado una tendencia creciente desde las iniciales 315 ppm hasta las 336 medidas a principio de la década de los 80. Si bien no se conoce con exactitud el valor que la concentración de este gas de efecto invernadero en épocas preindustriales se estima que ésta podría situarse entre las 250 y 300 ppm (Hansen y Lacis, 1990). Con la idea de determinar cual será la situación si se prosigue con este incremento en la liberación de dióxido de carbono a la atmósfera, se ha recurrido al uso de modelos radiativos los cuales normalmente contemplan el escenario de una duplicación de la cantidad de este gas producto de la era industrial, desde las 300 a las 600 ppm. Los resultados de las diversas simulaciones predicen que la temperatura media del Planeta se elevaría unos 2,5°C, llegando a ser en latitudes altas de hasta 5°C (MacKay y Khalil, 1991).

El término “agujero” de ozono se ha aplicado a la disminución en la concentración total de este compuesto sobre la Antártida, principalmente sobre los meses de la primavera. Los valores normales en la cantidad total de ozono en los meses anteriores a la aparición del agujero rondan las 275-300 unidades Dobson (UD) mientras que en los periodos de tiempo en los que se dan las condiciones climáticas favorables para la disminución del espesor de la capa de O₃ se han registrado valores de 100-112 UD. La concentración medida en la primavera del año 1997 ha sido de las más drásticas con valores de 112 UD y con pérdidas de ozono entre los 14 y 20,5 Km principalmente. La superficie afectada por esta desfavorable situación se ha aproximado para ese mismo año a 22 millones de kilómetros cuadrados. Las implicaciones ambientales y socioeconómicas de esta situación están siendo evidentes tal y como han puesto de manifiesto diversas organizaciones. Estas consecuencias son efectos de las modificaciones del equilibrio radiativo mostrado en la figura 1.1. En este caso, las

nuevas condiciones hacia las que se desplaza el balance radiativo llevan a un considerable aumento de la radiancia en la ultravioleta del espectro (UV). Dada la energía de los fotones de estas longitudes de onda la afección a la biosfera es de extrema gravedad.

Los primeros estudios sobre la capacidad de los aerosoles de modificar el balance de radiación se realizaron atendiendo a las partículas de origen antropogénicos tales como los denominados sulfatos no procedentes de fuentes oceánicas (nss-SO_4^-) o los productos de la quema de biomasa, estimando que éstos eran capaces de dispersar hacia el espacio (retrodispersar) entre -1 y -2 Wattios/m^2 (Charlson *et al.*, 1992; Kiehl y Briegleb, 1993; Taylor y Penner, 1994; Chylek y Wong, 1995). Estos valores son análogos a los encontrados por Charlson *et al.*, 1992, para los gases de efecto invernadero aunque de signo contrario. Por convenio un signo menos en los valores del “forzamiento” radiativo indica un enfriamiento, por cuanto se reduce la cantidad de energía que entra al sistema Tierra-atmósfera, mientras que un valor positivo supone un calentamiento de la atmósfera al incrementarse la energía disponible en el espectro de onda larga.

Sólo en fechas recientes se ha mostrado interés por el estudio de la capacidad de modificación del balance de energía por parte de los aerosoles de origen mineral originados principalmente en zonas desérticas. Li *et al.*, 1996, ha demostrado que este tipo de partículas tienen un importante efecto sobre las propiedades radiativas de la atmósfera en muchas regiones oceánicas donde son las partículas más numerosas entre todas las especies de aerosoles. En ese estudio se demuestra que a pesar de que la capacidad de dispersión de energía del aerosol mineral es sólo una cuarta parte de la de los nss-SO_4^- , la concentración promedio anual es 16 veces superior a la de aerosoles de origen antropogénicos con lo que la dispersión neta de radiación es 4 veces la de compuestos de sulfatos.

Una de las pruebas más evidente del papel de los aerosoles lo constituyen los efectos de las erupciones volcánicas sobre el balance de energía en el sistema Tierra-atmósfera. Entre 1900 y 1940 se ha detectado un incremento global de 0,4 °C en la temperatura global de la Tierra, el cual Pollack, 1979, ha señalado que se pueda deber a

la progresiva limpieza de la estratosfera tras un periodo de intensa actividad volcánica entre 1880 y 1910. Esta situación se debe a que estos componentes atmosféricos actúan

Tabla 1.1. Elementos que influyen en la variación de la radiación solar y de emisión del sistema Tierra-atmósfera con la altura.

Presión (mb)	Altitud (Km)	Intervalos de longitud de onda (μm)								
		0.12-0.20	0.20-0.29	0.29-0.32	0.32-0.35	0.35-0.55	0.55-0.9	0.9-2.5	2.5-7	7-20
0,2	superior a 60	O ₂ absorbe casi completamente								
7,5	60-33		(0.20-0.21) absorción por O ₂ . Importantes bandas del O ₃	La absorción por ozono no es importante					Energía despreciable	Energía muy pequeña
227	33-11		No penetra radiación por debajo de los 11 Km	La absorción por O ₃ es más importante que el <i>scattering</i>	Importante absorción por O ₃	Atenuación debida a <i>scattering</i> de gases permanentes en la atmósfera	H ₂ O responsable de la mayor absorción. CO ₂ absorbe ligeramente en torno a las 2 μm .		No hay penetración de energía excepto en	Gran absorción de O ₃ en 9.6 μm Importantes bandas de CO ₂ en 12-17 μm
795	11-2				Atenuación debida a aerosoles tanto naturales como antropogénicos. Importante en la banda de 0.32-0.7		Energía transmitida con pocas pérdidas	La energía penetra sólo en las ventanas atmosféricas en 1.2, 1.6 y 2.2 μm	las ventanas de 3.8 y 4.9 μm	Energía transmitida con pérdidas moderadas.. Presencia de diversa bandas de absorción
1013	2-0			Hay penetración de radiación en atmósferas claras, de 7 a 30%.	Penetración en atmósferas claras de hasta un 40%	Atenuación por aerosoles. Importante hasta alturas entre 4-6 Km				

de diferente manera en el espectro de onda corta y en el de onda larga, de tal manera que presentan una gran capacidad para dispersar radiación en el espectro de emisión solar y sólo son capaces de absorber cantidades despreciables de radiación en el espectro de emisión del sistema Tierra-atmósfera. Realizando un análisis más detallado durante erupciones recientes, como la del monte Santa Elena en 1980, la del Chichón en 1980 o la del Pinatubo en 1991, se ha determinado que estos fenómenos naturales producen descensos en la temperatura global del Planeta de al menos 0,3 °C (Lacis *et al.*, 1992; Russell *et al.*, 1993, Dutton *et al.*, 1994).

1.2 LOS AEROSOLES ATMOSFERICOS.

Las partículas sólidas o líquidas suspendidas en la atmósfera terrestre, poseen tamaños que van desde el de una agrupación de pocas moléculas hasta unas 100 μm o más. Dada la amplia variedad de formas que poseen estos componentes atmosféricos estos valores se han de entender como los de la dimensión lineal más grande. Es costumbre seguir la clasificación propuesta por Junge y dividir el rango de tamaños en tres zonas de tal manera que si la dimensión lineal más grande se denota por r , se tiene que las partículas con $r < 0,1 \mu\text{m}$ se llaman núcleos de Aitken, las partículas *grandes* son aquellas que cumplen que $0,1 \leq r \leq 1,0 \mu\text{m}$ y las *gigantes* satisfacen que $r > 1,0 \mu\text{m}$.

Este componente atmosférico es inyectado en la atmósferas tanto por fuentes naturales como antropogénicas. La mayoría de estas partículas provienen de la superficie terrestre mientras que otras tienen su origen en el interior de la Tierra o en regiones situadas en el espacio exterior. Las concentraciones de los aerosoles varían ampliamente tanto en el espacio como en el tiempo, dependiendo de la proximidad a la fuente, de la tasa de emisión de partículas, de la efectividad de los procesos de difusión, de la eficiencia de los distintos mecanismos de limpieza de estas partículas de la atmósfera y de las condiciones atmosféricas las cuales influyen drásticamente tanto en los procesos de difusión como en los de limpieza. Las observaciones confirman que la concentración de partículas decrece a medida que crece la distancia a la superficie terrestre. Este es un hecho lógico teniendo en cuenta que la superficie terrestre es la mayor fuente de estos componentes atmosféricos mientras que los procesos de barrido actúan a través de toda la atmósfera terrestre. Diversos trabajos han estimado que

aproximadamente el 80 % de la masa total de los aerosoles se sitúa en la baja troposfera. De igual manera se observa como la concentración de partículas decrece hacia mar abierto debido a que la tierra presenta mayores eficiencia de producción de partículas que los océanos. Desde un punto de vista de la distribución latitudinal se estima que aproximadamente el 61 % de las partículas que se encuentran en la atmósfera tiene su origen en el hemisferio Norte, debido principalmente a que éste presenta una mayor extensión de tierras que el hemisferio Sur. La mayoría de las partículas producidas en el hemisferio Norte lo son en el cinturón entre los 30° y 60°, donde se encuentran el 88% de todas las fuentes de partículas de origen antropogénico (Berger y Crowell, 1982). Un aspecto interesante es el señalado por Junge, 1969 y Junge y Abel, 1965 quienes han probado la existencia de un fondo casi continuo de aerosoles, con una concentración de unas cientos de partículas por centímetro cúbico, en alturas por encima de los 5 Km sobre tierra y de unos 3 Km para el caso de océanos.

Los aerosoles de origen terrestre se forman principalmente por procesos de conversión de gas a partícula y por mecanismos químico-físicos de desintegración de la superficie sólida y líquida de la Tierra. Mientras que el barrido de este compuesto fuera de la atmósfera se realiza por coagulación, la cual es proporcional al cuadrado de la concentración de partículas, y por interacción con gotas de agua tanto de lluvia como de nubes, siendo en este caso la eficiencia de limpieza proporcional a la concentración de aerosoles (Pruppacher y Klett, 1980).

1.2.1 Procesos de Formación y tasas de emisión.

Normalmente los productos de combustión y las exhalaciones de las plantas son gases con bajas temperaturas de licuación, lo que permite que éstos condensen rápidamente formando gotas de líquido o en ocasiones incluso formen partículas sólidas. Estos procesos se dan relativamente cerca de las fuentes y en condiciones de presión y temperatura habituales en cualquier tipo de atmósfera. Las partículas formadas por estos mecanismos normalmente caen en el rango de los núcleos de Aitken. Los aerosoles formados por este tipo de mecanismos también pueden ser el resultado de reacciones químicas entre diferentes sustancia, normalmente catalizadas por la acción de radiación ultravioleta. Estos procesos han sido discutidos por Gullu *et al.*, 1996; Udisti, R., 1996 y Buat-Menard, 1983. Estos mecanismos de formación de partículas

atmosféricas son también responsables de la generación de aerosoles en la estratosfera. Una completa descripción de las principales reacciones que dan lugar a este tipo de procesos de formación por conversión de gas a partícula se puede encontrar Pruppacher y Klett, 1980. Los principales productos de estos procesos son la formación de partículas de sulfatos usando como semilla H_2S , de sales amoniacales a partir de NH_3 y de nitratos teniendo como precursores NO_x .

El estudio de estos mecanismos es también de gran interés en situaciones de alta contaminación atmosférica donde se produce el denominado *smog* fotoquímico el cual se traduce en las típicas brumas en esas zonas de alta concentración de gases contaminantes. Estos fenómenos se producen por la formación de partículas a través de una cadena de reacciones a menudo iniciada por la formación de ozono con la intervención de radiación UV.

Otro de los procesos de formación de aerosoles atmosféricos es la desintegración mecánica y química y posterior dispersión de material de la corteza terrestre. Estos procesos producen generalmente aerosoles con diámetros mayores de $0,1\mu\text{m}$. Un estudio detallado de la composición química y principales características físicas de estos componentes atmosféricos se puede encontrar en Grim, 1953; Ganor y Foner, 1996; Prospero y Carlson, 1972, Fouquart *et al.*, 1983 y Jaenicke, 1984.

Otra de las fuentes de aerosoles para el sistema Tierra-atmósfera se sitúa en el espacio exterior. Estas partículas normalmente denominadas meteoritos, tienen su origen en el polvo interplanetario, siendo de gran interés en las capas más altas de la atmósfera ya que prácticamente son las únicas que se encuentran a esas alturas.. Sus diámetros varían entre 1 y $1000\mu\text{m}$, para las partículas generadas a partir de fragmentos sólidos, o entre $1\mu\text{m}$ y pocos angstrom para las formadas por condensación de meteoritos evaporados. Químicamente estos aerosoles se dividen en cuatro tipos: sideritas, siderolitas, chondritas y achondritas.

La resolución del problema de determinar la cantidad de partículas inyectadas a la atmósfera terrestre, tanto desde fuentes situadas en la superficie como de fuentes espaciales, ha presentado grandes problemas experimentales por la dificultad para disminuir la incertidumbre de los datos. Similar situación se presenta a la hora de

determinar las tasas de producción en la propia atmósfera. El origen de esta amplitud en los errores reside de una parte en la gran dispersión espacial de las fuentes y de otra en su diferente tipología, lo que lleva a que el dispositivo experimental deba abarcar importantes superficies de muestreos y ser capaz de analizar tanto aerosoles de tipo antropogénicos como de origen natural. Los trabajos de Robbins, 1971, y de Peterson y Junge, 1971, presenta una aproximación a las tasas de carga de aerosoles, evidenciando claramente la gran cantidad de material que entra en la atmósfera. De estos datos se deduce que aproximadamente entre un 7% y un 43% del total de partículas, proceden de fuentes antropogénicas. En la tabla 1.2 se muestran los principales resultados en cuanto a la emisión o producción de partículas, menores de 20 μm , en unidades de 10^9 kg/año.

FUENTES NATURALES	
Degradación de suelos	100-500
Quema de biomasa	3-150
Producción en la superficie del mar	300
Productos volcánicos	25-150
Conversión de gas a partículas	
sulfatos desde H_2S	130-20
Sales amoniacales desde NH_3	80-270
Nitratos desde NO_x	60-430
Hidrocarburos desde exhalación de plantas	75-200
Subtotal	773-2200
FUENTES ANTROPOGENICAS	
Emisión directa de partículas	10-90
Conversión de gas a partículas	
Sulfatos desde SO_2	130-200
Nitratos desde NO_x	30-35
Hidrocarburos	15-90
Subtotal	185-415
Total	958-2615
FUENTES EXTRATERRESTRES	
	0.5-50

Tabla 1.2. Estimación de las tasas de emisión y producción de aerosoles hacia y en la atmósfera terrestre. Las unidades son 10^9 kg/año (Mt/año).

Recientes estimaciones de la tasa total de emisión de aerosol desérticos y de la masa promedio global de este componente en columna han puesto de manifiesto la

importancia de este tipo de fuentes para la generación de aerosoles atmosféricos (Tegen y Lacis, 1996). En la tabla 1.2 aparecen las tasas anuales estimadas de producción así como la concentración promedio global en columna para aerosoles de fuentes desérticas en función del tamaño de estas partículas. En lo que respecta al desierto del Sahara, el cual por su localización geográfica afecta muy directamente a las Islas Canarias, Junge, 1979, ha estimado que la tasa anual de emisión de partículas a la atmósfera se sitúa entre 60 y 200 Mt/año. Estas cifras demuestran que esta zona árida es el origen de más de la mitad de las partículas permanentes de aerosol mineral, esto es, partículas más pequeñas de 1 μm , con factores de deposición despreciables y que son principalmente eliminadas de la atmósfera por interacción con procesos de precipitación (Morales, 1977, Kessler, 1985).

Rango de radios (μm)	Masa liberada (Mt/año)	Masa en columna (mg/m^2)
0.1-0.18	2	0.2
0.18-0.3	18	1.5
0.3-0.6	52	4.2
0.6-1	150	11.5
1-1.8	250	11.9
1.8-3	250	4.6
3-6	250	1.8
6-10	250	0.9

Tabla 1.3. Emisión anual a la atmósfera de aerosol desérticos y concentración promedio global en columna de este componente en función del tamaño de las partículas.

1.2.2 Tiempos de vida media

La determinación de los tiempo de vida media para el caso de partículas atmosféricas es considerablemente más problemático que, por ejemplo, hacerlo para el caso de los componentes gaseosos. La razón de esta dificultad radica en que los aerosoles, principalmente los más pequeños, sufren continuos cambios tanto en su composición química como en su tamaño, perdiendo su identidad, como consecuencia de procesos de coagulación con otras partículas. Por tanto el término tiempo de residencia no se debe entender aplicado de forma individual a una partícula sino al

conjunto total de partículas suspendidas. Si es factible por ejemplo determinar los tiempos de vida de partículas de determinadas sustancia como silicatos o partículas formadas a partir de sal marina.

Del análisis de los tiempos de vida medios para el conjunto de partículas que se pueden encontrar en diversas capas atmosféricas, se observa que generalmente los tiempos de residencia se incrementan con la altura. Estos van desde unos cuantos días en la baja troposfera a unas cuantas semanas en las partes altas de la troposfera, pasando a ser de hasta años en las partes más externas de la atmósfera.

Rango de radios (μm)	deposición húmeda (días)	deposición seca
$0,01 < r < 1$	14	275 días
$1 < r < 10$	14	62 horas
$10 < r < 25$	14	4 horas
$r > 25$	14	1 hora

Tabla 1.4. Tiempos de vida media para partículas de aerosol desértico en función del rango de partículas y de los mecanismos de limpieza.

Las medidas consideradas para la elaboración de este trabajo se han realizado en las Islas Canarias, concretamente en la Isla de Tenerife, por lo que la influencia de los aerosoles relacionados con fuentes oceánicas son de especial interés. Weickman, 1975, ha determinado que el tiempo de residencia de este tipo de aerosoles en la atmósfera se sitúa entre 1 y 3 días. Este mismo autor hace especial énfasis en el papel de estas partículas en la génesis de nubes siendo los procesos involucrados en la formación de la cubierta nubosa el principal sumidero para esta especie. De igual manera, y como quedará patente a lo largo de esta Memoria, los aerosoles minerales procedentes principalmente del Desierto del Sahara juegan un importante papel en el balance de energía en la zona del Archipiélago. Diversos autores han hecho un exhaustivo estudio del tiempo de residencia para este tipo de partículas pudiéndose concluir que éste varía entre 1 hora y varios cientos de días, dependiendo de los procesos de limpieza involucrados y el rango de tamaño de las partículas (Tegen *et al.*, 1966; Tegen y Fung, 1994 y Pye, 1987). En la tabla 1.4 se presentan los tiempos de vida medios para varios rangos de partículas en función de si sólo actúan procesos de deposición húmeda, estos es, mecanismos de interacción con gotas de lluvia o nubes, o de deposición seca. Este

tipo de aerosol dado su proceso de génesis y la situación de sus fuentes sobre la superficie terrestre difícilmente sobre pasa los 6 Km de altura (Prospero y Carlson, 1972).

1.2.3 Distribuciones totales y verticales

La Tabla 1.5 presenta los valores estimados para la concentración de partículas atmosféricas, sobre tierra, sumando a todos los tamaños y sin distinguir los aerosoles por su composición química. De estos valores se observa que la concentración total de partículas sobre tierra varía entre 10^3 y 10^5 partículas/cm³. En las zonas de grandes ciudades las concentraciones pueden llegar a ser del orden de 10^6 partículas/cm³ mientras que en zonas rurales, tanto cerca de zonas oceánicas como de montaña, las concentraciones medidas son del orden de unas cuantas miles de partículas por cm³ (Junge, 1969). Estas tendencias son también corroboradas por los datos de Ludwing *et al.*, 1971, quienes han calculado valores de la concentración de masa total junto con los principales constituyentes químicos de las partículas. Estos resultados se recogen en la tabla 1.6 para distintos tipos de localizaciones como son grandes ciudades, pueblos y zonas rurales.

Tipo de localidad	No. de muestras	Concentraciones promedio	Máximos promedio	Mínimos promedio
Gran ciudad	2500	147.000	379.000	49.100
Pequeña ciudad	4700	34.300	114.000	5.900
Ciudad interior	3500	9500	66.500	1.050
Ciudad costera	2700	9500	33.400	1.560
Montaña				
500-1000m	870	6000	36.000	1.390
1000-2000m	1000	2130	9.830	450
2000m	190	950	5.300	160
Islas	480	9200	43.600	460

Tabla 1.5. Numero de partículas por centímetro cúbico en diferentes tipos de localizaciones sobre la superficie terrestre.

Estudios detallados sobre la variación vertical de las partículas atmosférica muestran, para los núcleos de Aitken, una variación exponencial del número de

partículas por unidad de volumen, en los seis primeros kilómetros. Igualmente se ha mostrado como en la alta troposfera este valor permanece casi constante variando entre 60 y 600 partículas/cm³ aunque el valor más probable se centra en torno a los 300 partículas/cm³. La determinación del número de partículas por encima de la tropopausa presenta grandes incertidumbres. Diversos trabajos manifiestan que por encima de esta altura las partículas con radios menores de 0,1µm, decrece rápidamente hasta valores de 1 a 10 partículas/cm³ permaneciendo en torno a estos registros hasta los 28-30 Km. Mientras otros proponen que en estas zonas de la atmósferas las concentraciones de este tipo de partículas pueden fluctuar en varios ordenes de magnitud (Cadle, 1976 y Podzimek *et al.*, 1975).

Tipo de localización	Gran ciudad		Pequeña ciudad		Pueblo		Rural	
	µgm ⁻³	%						
Partículas suspendidas	102,0		45,0		40,0		21,0	
Bencenos-solubles orgánicos	6,7	6,6	2,5	5,6	2,2	5,4	1,1	5,1
Ion Amonio	0,9	0,9	1,22	2,7	0,28	0,7	0,15	0,7
Ion nitrato	2,4	2,4	1,40	3,1	0,85	2,1	0,46	2,2
Ion sulfato	10,1	9,9	10,0	22,2	5,29	13,1	2,51	11,8
Cobre	0,16	0,15	0,16	0,36	0,078	0,19	0,060	0,28
Hierro	1,43	1,38	0,56	1,24	0,27	0,67	0,15	0,71
Manganeso	0,073	0,07	0,026	0,06	0,012	0,03	0,005	0,02
Níquel	0,017	0,02	0,008	0,02	0,004	0,01	0,002	0,01
Plomo	1,11	1,07	0,21	0,47	0,096	0,24	0,022	0,10

Tabla 1.6. Concentración en masa promedio de partículas atmosféricas para diferentes localizaciones tipo en la superficie terrestre. Se muestran igualmente las concentraciones en masa promedio así como el porcentaje en masa de los principales constituyentes químicos.

En contraste con las partículas más pequeñas, las grandes, esto es, las que tienen tamaños entre 0,1 y 1 µm, decrecen en la troposfera hasta un valor mínimo que fluctúa entre 10 y 20 partículas por litro. Mientras en la baja estratosfera estas partículas empiezan a crecer con la altura hasta alcanzar un máximo entre los 15 y los 25 Km con valores de concentración de partículas que fluctúan entre las 50 y las 200 partículas/l.

Esta capa de aerosoles se presenta a nivel global y recibe el nombre de capa de aerosoles de Junge.

Una cuestión interesante es determinar como se distribuyen las partículas formadas principalmente por un determinado componente químico. Junge, 1969, 1954 ha determinado que aerosoles conteniendo como principal constituyente sulfatos, nitratos, calcio, amoníaco y cloro se distribuyen según rangos de tamaño bien establecidos. Así, partículas en el rango de tamaños entre 0,08 y 0,8 ($0,08 \leq r \leq 0,8$) parecen estar formadas principalmente de sulfatos de amoníaco. Estos resultados también han sido avalados por Geogii y Muller, 1974, quienes encontraron que mas del 95% de la masa de los sulfatos se distribuía entre partículas con $r < 1 \mu\text{m}$. Trabajos de Junge, 1954, han puesto de manifiesto que prácticamente toda la masa del NaCl se encuentra concentrada entre aerosoles con dimensiones entre 0,8 y 8 μm , lo que corroboró con otros estudios (Junge, 1969) donde concluyó que más del 98% de la masa de Cl se encontraba en partículas con dimensiones mayores de 1 μm . Trabajos de Meszaros, 1969, realizados con partículas de origen exclusivamente continental encontró que los nitratos se distribuían principalmente en el rango de las partículas grandes, mientras que el Ca soluble estaba contenido en la región de los núcleos de Aitken. Por otra parte, en zonas cerca de la costa (Junge, 1954), los nitratos se localizan mayoritariamente en la región de las partículas gigantes. También hace notar que a medida que nos acercamos a los océanos la concentración de partículas grandes que contienen SO_4^- , NH_4^+ , NO_3^- y Cl^- disminuyen, mientras que para las gigantes esta afirmación se cumple para los aerosoles que tienen SO_4^- , NH_4^+ , y NO_3^- , mientras que las que presentan Cl^- en su composición, en este rango de tamaños, son más frecuentes.

Sobre los océanos la concentración de partículas es notablemente inferior a la encontrada en zonas de tierra, debido principalmente a la eficiencia de las fuentes puestas en juego. En la tabla 1.7 se muestra la concentración de partículas medida en diferentes localizaciones oceánicas, alejadas de fuentes antropogénicas, observándose que la concentración de aerosoles varía entre las 300 y 600 partículas/cm³ con valores mínimos de en torno a las 100 partículas/cm³. Una fracción muy pequeña de los aerosoles en estas zonas son materiales insolubles en agua, entre los que mayoritariamente se encuentran los silicatos. Diversos autores (Bonelli *et al.*, 1996;

Guerzoni *et al.*, 1996; Prospero y Carlson, 1972) han encontrado que la concentración en masa de estos silicatos sobre el Atlántico se sitúa en los $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ en zonas próximas a la costa Africana. En zonas interiores de este océano donde la influencia de las invasiones de polvo desértico es despreciable los valores se sitúa en torno a $0,05 \mu\text{g}/\text{m}^3$. El tamaño de estos aerosoles conteniendo silicatos varía entre las $0,3$ y $20 \mu\text{m}$ de radio.

Localización	Partículas/cm ³
Atlántico Oeste	676
Atlántico Norte	445-703
Atlántico Este	200
Antártida	50-150
Océano Indico	300-450
Pacífico	70-690

Tabla 1.7. Concentración total de partículas en diferentes zonas oceánicas. Los valores que aparecen solos corresponden a datos promedios mientras que los rangos son valores mínimos y máximos medidos.

En las zonas marítimas se podría esperar que las partículas formadas por sales fueran las mayoritarias. Sin embargo esto no ocurre y en condiciones de velocidad promedio del viento la concentración de estos aerosoles es de aproximadamente 10 partículas/cm³. Sólo en situaciones de mar muy agitada la concentración llega a ser de una cuantas decenas de partículas por unidad de volumen. Meszaros and Vissy, 1974, encontraron que las concentraciones máximas de este tipo de aerosoles varía entre 4 y 23 partículas/cm³ lo que significa contribuciones entre un 5 a un 59% al número total de partículas. Las concentraciones en masa también son moduladas principalmente por la velocidad del viento en las zonas en contacto con la masa de agua, encontrándose valores entre $1 \mu\text{g}/\text{m}^3$, a baja velocidad del aire y $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ en zonas de fuertes vientos. La variación vertical de partículas formada por sales marinas presenta un comportamiento exponencial por encima de los primeros $0,5$ Km, estando esencialmente confinados este tipo de aerosoles en los 2 a 3 Km de altura.

Un hecho curioso, corroborado por diversos autores (Meszaros y Vissy, 1974 y Raes *et al.*, 1993), es la presencia de sulfatos solubles en agua tales como $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$, en concentraciones muy superiores a las de NaCl, incluso en capas de aire cercanas al océano. Meszaros y Vissy, 1974, han encontrado valores promedios en la concentración de partículas formadas por $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ entre 17 y 61 partículas/cm³, valores que

corresponde a entre un 36 y un 74% del número total de partículas con radios mayores de $0,03\mu\text{m}$. Por otra parte Meinert y Winchester, 1977 y Patterson *et al.*, 1980 han encontrado que las distribuciones bimodales encontradas en zonas oceánicas podrían ser explicadas en función de los procesos de fotooxidación del dimetilsulfato (DMS) a ácidos de metilsulfato (MSA) los cuales posteriormente y por procesos de formación de gas-partícula forman aerosoles atmosféricos. Siguiendo esta línea de trabajo los estudios de Hoppel *et al.*, 1987 y Charlson *et al.*, 1987, han demostrado la importancia de estos mecanismos en la formación de aerosoles atmosféricos.

1.3 ESTADO ACTUAL DEL TEMA Y OBJETIVOS.

La tarea de reducir el error en las propiedades radiativas de los diferentes tipos de aerosoles para poder así reducir la incertidumbre en la determinación del *forcing* radiativo de estos componentes atmosféricos ha sido una tarea a la que la comunidad científica se ha dedicado muy recientemente. Dada la complejidad de la tarea y sobre todo el que sea un problema a escala global ha llevado a que se pongan en marcha diversos proyectos internacionales que permiten optimizar tanto el proceso de investigación como los recursos científicos disponibles. En esta línea el primer gran experimento internacional, denominado “Aerosol Characterization Experiment” (ACE-1) se llevo a cabo entre el 15 de Noviembre y el 14 de Diciembre de 1995 en la región de Tasmania, Australia (Bates *et al.*, 1994). Más recientemente, entre el 15 de Junio y el 31 de Julio de 1997, se ha llevado a cabo la fase intensiva del ACE-2 en la zona de Canarias-Azores. En esta ocasión, en la cual ha participado activamente el Departamento de Física Fundamental y Experimental de la Universidad de La Laguna, se habían planteado los siguientes objetivos:

- 1.- Determinar las propiedades físicas, químicas, radiativas y de nucleación de las principales especies de aerosoles en esta región del Atlántico Norte y determinar las relaciones entre estas propiedades.
- 2.- Cuantificar los procesos físicos y químicos que controlan la evolución de las principales especies de aerosoles y en particular de sus propiedades físicas, químicas, radiativas y de nucleación.

3.- Desarrollar procedimientos para extrapolar procesos y propiedades de aerosoles desde escalas locales a escalas regionales y globales, así como evaluar el *forcing* radiativo directo e indirecto de las principales especies de aerosoles en el Atlántico Norte.

El planteamiento de estos objetivos evidencia que hoy por hoy las incertidumbres existentes para la evaluación del “forzamiento” radiativo directo de las partículas atmosféricas es importante, si bien se tiene la certeza de que éste no es cero. Este panorama se complica aún más a la hora de evaluar el *forcing* indirecto, esto es, la capacidad para modificar los procesos de formación y evolución de las nubes por la modificación de las propiedades de los núcleos de condensación.

La situación actual se puede resumir siguiendo el esquema planteado por Charlson, 1997, ante el grupo de aerosoles de la National Atmospheric and Oceanic Administration (NOAA, USA), en los siguientes puntos:

- 1.- Hay muchas evidencias que sugieren que los aerosoles de origen antropogénicos han incrementado los valores de espesor óptico en las regiones industrializadas muy por encima de los valores de fondo naturales en estas zonas.
- 2.- Debido al efecto de las distribuciones de tamaño y propiedades químicas de los aerosoles antropogénicos, éstos contribuyen en un 50% al espesor óptico medio global en longitudes de onda del visible a pesar de que sólo contribuyen con un 20% a la masa total de partículas atmosféricas.
- 3.- Las principales especies químicas que componen estas partículas atmosféricas son sulfatos liberados a la atmósfera por procesos de combustión y sustancias orgánicas productos de la quema de biomasa.
- 4.- Las grandes erupciones volcánicas, como la del Pinatubo, tienen capacidad para inyectar gran cantidad de partículas en la estratosfera donde sus efectos persisten durante varios años. La cantidad de radiación dispersada por las partículas de fuentes antropogénicas es comparable a la difundida por los aerosoles de estas grandes erupciones.
- 5.- Existen muchas evidencias de la capacidad de los aerosoles para producir un “forzamiento” radiativo negativo, esto es, son capaces de producir un enfriamiento del sistema Tierra-atmósfera.

-
- 6.- La magnitud de este *forcing* radiativo negativo presenta aún muchas incertidumbres. Sin embargo sobre áreas industriales estos efectos parecen ser del mismo orden, aunque de signo contrario, al efecto de los gases de efecto invernadero.
 - 7.- Importantes dificultades siguen existiendo para la determinación del impacto de las partículas atmosféricas sobre las propiedades radiativas de las nubes. Los resultados obtenidos hasta el momento apuntan a que estos pueden ser similares a los efectos directos tanto en magnitud como en signo.
 - 8.- Tanto los efectos directos como los indirectos dependen de la distribución en tamaño de los aerosoles y de sus propiedades físico-químicas, por lo que se necesita realizar un exhaustivo inventario de las fuentes y sus propiedades.
 - 9.- Se han encontrado evidencias de que el papel jugado por aerosoles minerales de origen natural puede tener importantes efectos sobre el balance de energía.

La situación plasmada en los puntos anteriores hace evidente la necesidad de que aún se necesita un mayor esfuerzo tanto para la determinación de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos como para un mejor esclarecimiento de los procesos que estas partículas sufren.

Dada la situación de las Islas Canarias (28,5° N, 16,3° O) esta región se ve afectada tanto por aerosoles antropogénicos, procedentes del Norte de América y de Europa, como por aerosoles minerales procedentes del desierto del Sahara. Este hecho junto a la existencia en Izaña, Tenerife, de una de las pocas estaciones mundiales con la clasificación de estación de vigilancia mundial (VAM) otorgada por la Organización de Meteorología hacen de esta zona un enclave especial para el estudio del papel que juegan las partículas atmosféricas en el balance de energía en el sistema Tierra-atmósfera. Una de las principales características de la estación VAM de Izaña es el estar en un clave que permite el determinar concentraciones de gases en condiciones de fondo, esto es, representativas de promedios a escala global.

En base a lo anteriormente planteado y a las disponibilidades de material científico y datos experimentales, en este trabajo se han planteado los siguientes objetivos:

- 1.- Puesta a punto de la técnica de medida de espesores ópticos de aerosoles a partir de la medida de radiancias espectrales.
- 2.- Puesta a punto de un método para la determinación de la distribución en tamaño de las partículas atmosféricas a partir de los espesores ópticos espectrales de aerosoles.
- 3.- Cálculo de las propiedades ópticas de los aerosoles en situaciones típicas de promedios validos a escala global y en situación de presencia de aerosoles minerales.
- 4.- Definición y construcción de un equipo capaz de determinar todos los parámetros necesarios para una exacta determinación de los valores de espesores ópticos, en el rango visible-infrarrojo cercano (VIS-NIR).
- 5.- Desarrollo de un algoritmo para la determinación de la cantidad total de agua precipitable, lo que va a permitir corregir los espesores ópticos totales y así poder determinar, a las longitudes de onda donde hayan bandas de absorción del vapor de agua, el espesor óptico de aerosoles.

1.4 RESUMEN DEL TRABAJO.

El presente trabajo se ha estructurado en seis capítulos intentando presentar de la manera más clara posible todos y cada uno de los pasos realizados en aras de la consecución de los objetivos inicialmente planteados.

En la primera parte del capítulo 2 se describe la interacción de la radiación solar con la atmósfera terrestre. Se estudian por tanto los procesos de dispersión y de absorción de radiación. El término dispersión se ha usado como traducción al vocablo inglés *scattering*, queriendo significar el proceso por el cual la materia extrae energía de la dirección de incidencia y la reemite en todas las direcciones del espacio. En estas secciones iniciales del capítulo 2 se definen las propiedades raditivas de los aerosoles atmosféricos, las cuales han sido calculadas en las hipótesis de la dispersión Mie, y se estudian los principales gases absorbente especialmente en la zona del espectro de onda corta.

En la última parte del segundo capítulo se explica la implementación que se ha realizado del método de inversión empleado, para la determinación de la distribución de aerosoles a partir de las medidas de espesores ópticos. Dado que el problema que se plantea es de los denominados en matemáticas “mal condicionados”, por cuanto que pequeñas variaciones en los valores de entrada al método producen grandes desviaciones en las soluciones obtenidas, se ha empleado la técnica de resolución propuesta por King *et al.*, 1978. Este método de resolución de la ecuación integral de Hemholtz de primer orden que relaciona los espesores ópticos de aerosoles con la distribución de partículas es uno de los más ampliamente usado por la calidad de los resultados obtenidos.

En el capítulo tres se hace un estudio de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos en condiciones de fondo, es decir, en situaciones promedio a escala global en la troposfera libre. Los datos empleados han sido adquiridos en la estación de vigilancia atmosférica (VAM) situada en la zona de Izaña en Tenerife, Canarias. Estas instalaciones, pertenecientes al Instituto Nacional de Meteorología (INM), están sometidas a unas particulares condiciones climáticas que las hacen muy aptas para el estudio de cualquier parámetro climático en las condiciones promedio anteriormente reseñadas. La evaluación de las propiedades radiativas de las partículas atmosféricas se ha hecho a partir de las distribuciones de aerosoles obtenidas con el método de inversión de King usando como variables de entrada los espesores ópticos calculados a partir de las medidas de radiación directa obtenidas por un fotómetro solar del tipo PMOD/WRC, a las longitudes de onda de 368, 500 y 778 nm.

En los primeros puntos del tercer capítulo se explica el método de calibración empleado para el cálculo de la constante exoatmosférica del equipo de medida, así como, el método empleada para la determinación de los espesores ópticos en condiciones representativas de fondo. En la última parte de este capítulo se presentan los resultados obtenidos para las principales propiedades radiativas de las partículas en condiciones promedio a nivel global: función de fase de dispersión, parámetro de asimetría, albedo de dispersión simple, etc.

En el cuarto capítulo se hace un estudio análogo al presentado en el tercero pero para el caso de invasiones de polvo procedente del desierto del Sahara. La importancia

de esta sección radica en la necesidad de clarificar el papel jugado por el aerosol mineral en el balance de energía en el sistema Tierra-atmósfera. Los primeros estudios sobre la capacidad de las partículas atmosféricas para modificar el balance de energía se centraron únicamente en los aerosoles de origen antropogénicos olvidando los procedentes de fuentes naturales. Sin embargo, Li *et al.*, 1996, han demostrado que los aerosoles de origen natural, sobre todo los procedentes de zonas desérticas, son los dominantes en cuanto a la dispersión de radiación, en muchas zonas oceánicas, a pesar de que sus factores de eficiencia de *scattering* sólo son la cuarta parte de la de los aerosoles de origen antropogénicos más abundantes, los denominados aerosoles de sulfatos no procedentes de fuentes marinas.

Basándonos en la experiencia acumulada durante el trabajo de análisis de los datos del fotómetro solar PMOD/WRC, se planteó la necesidad del diseño de un instrumento capaz de determinar espesores ópticos de aerosoles a cualquier longitud de onda en el rango de 200 a 800 nm con gran exactitud durante largos períodos de tiempo. Así, a partir de un monocromador comercial se diseñó un sistema colimador de radiación solar y un dispositivo de seguimiento del disco solar de tal manera que se pudiera medir radiación directa en cualquier momento del día. En la primera parte del capítulo cinco se describe exhaustivamente el diseño de cada una de las partes que se han fabricado. Las características del instrumento se han estudiado a partir de los datos obtenidos en las campañas internacionales de medida NOGIC'93 y NOGIC'96 (Nordic Ozone Group InterComparison). Los datos de la primera de las reuniones han servido para conocer las características del monocromador y para definir las tareas a realizar con el objeto de mejorar la calidad de los datos. Mientras, en la segunda se ha evaluado la calidad del equipo en su conjunto mediante la intercomparación con otros instrumentos de medida de radiancia solar.

En el capítulo seis se presentan dos aplicaciones del equipo diseñado y ya descrito en el capítulo anterior. La primera consiste en un método para el cálculo de la cantidad de agua total precipitable en columna, usando la técnica de absorción diferencia, a partir de datos de radiación directa. Los valores de radiancia solar empleados en esta parte fueron adquiridos durante la participación en el experimento internacional "Aerosol Characterization Experiment-2 (ACE-2)" desarrollado en la zona de Canarias-Azores en el verano de 1996. La segunda de las aplicaciones consiste en la

realización de una intercomparación de los valores de espesores ópticos de aerosoles obtenidos a partir de datos obtenidos desde tierra, con este nuevo equipo, con los calculados empleando las medidas realizadas por los satélites de órbita polar NOAA. Estos últimos datos han sido obtenidos en canal 1 (630 nm) del subsistema Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) empleando la técnica de resolución de la ecuación de transferencia radiativa en las hipótesis denominadas “Linearezed Single Scattering Aproximation (LSSA)”.

En la última parte de este trabajo se presentan las principales conclusiones a las que se ha llegado después del análisis de los resultados obtenidos. Posteriormente se presentan las líneas de trabajo futuras abiertas a raíz de la labor realizada.

Capítulo II
Interacción de la radiación solar
con la atmósfera.
Papel de los aerosoles atmosféricos

Capítulo II

INTERACCION DE LA RADIACION SOLAR CON LA ATMOSFERA. PAPEL DE LOS AEROSOLES ATMOSFERICOS.

En este capítulo se presentan las principales leyes que gobiernan la transferencia de energía a través de la atmósfera terrestre en las longitudes de onda del espectro solar. Se hace especial hincapié, en la descripción de los fenómenos de absorción y de dispersión de la radiación solar, así como en la caracterización del papel que juegan los aerosoles atmosféricos. En la primera parte se describe la ecuación de transferencia radiativa (ETR) y las aproximaciones hechas para su aplicación en el rango de longitudes de onda del espectro solar. A continuación se estudian todos los parámetros que aparecen en la ecuación de Lambert-Beer-Bouguer y se presentan los dos métodos empleados para obtener la constante exoatmosférica, haciendo especial hincapié en la descripción de las incertidumbres asociadas a cada uno de los factores que intervienen: masa óptica, variación en el espesor óptico, anchos de banda usados y ángulo de visión de campo. Posteriormente se describen, de una parte, los métodos de cálculo empleados para la obtención de las secciones eficaces de dispersión de Rayleigh y de Mie, y de otra, las principales bandas de absorción en el rango del espectro de onda corta.

En la última parte del capítulo se presentan las principales propiedades radiativas asociadas a los aerosoles atmosféricos: función de fase de dispersión, factor de asimetría y factor de retrodispersión. A continuación se describe el método de inversión utilizado para la obtención de la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos, función ésta de gran importancia ya que permitirá en los capítulos *III* y *IV* determinar las propiedades radiativas de aerosoles en condiciones de fondo y durante episodios de invasiones de polvo sahariano.

2.1. LA ECUACION DE TRANSFERENCIA RADIATIVA. LEY DE LAMBERT-BEER-BOUGERT.

En la figura 2.1 se muestra el espectro solar en baja resolución, el cual se extiende, genéricamente, en el rango de longitudes de onda entre las 0 y las 4 μm . En esta gráfica se observan dos curvas, de tal manera, que la curva superior (en negro) es el espectro solar medido fuera de la atmósfera terrestre mientras que la curva inferior (en rojo) es él medido en la superficie terrestre considerando tanto procesos de dispersión (*scattering*) como de absorción. De un análisis pormenorizado se deduce que la dispersión es un fenómeno continuo a lo largo de todo el espectro si bien, su intensidad aumenta al disminuir la longitud de onda, mientras que la absorción de radiación es un fenómeno selectivo dependiendo su intensidad drásticamente con la longitud de onda. Una cuestión importante a tener en cuenta es que los procesos de dispersión de radiación no produce modificaciones en los niveles energéticos moleculares mientras que la absorción de radiación sí.

De la energía electromagnética emitida por el Sol, aproximadamente el 50% esta centrada en longitudes de onda mayores de 0,7 μm , alrededor del 40% en la zona visible y un 10% en longitudes de onda menores de 0,4 μm . Para tener un completo conocimiento de la distribución de energía en el sistema Tierra-atmósfera, se han de determinar los factores que configuran ese espectro en superficie y como sus variaciones se ven reflejadas en la energía solar que alcanza la superficie terrestre. Dadas las longitudes de onda que componen el espectro solar a éste también se le suele denominar espectro de onda corta, en contraposición al espectro de onda larga o de emisión del sistema Tierra-atmósfera.

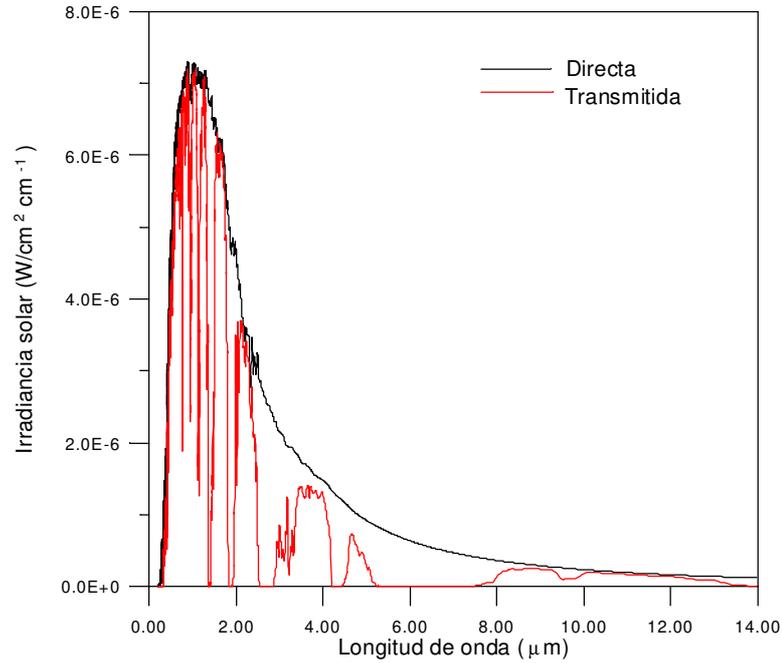


Figura 2.1. Espectro solar medido fuera de la atmósfera terrestre (curva negra) y en la superficie (curva roja).

Dos son las magnitudes principales que se han medido a lo largo de la realización de este trabajo. La radiancia, I_λ , definida como:

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{\cos \theta d\Omega d\lambda dt dA} \quad (2.1a)$$

cuyas unidades son $\text{W/m}^2 \text{ nm sr}^{-1} \text{ seg}$ y la irradiancia, F_λ , la cual viene dada por la expresión:

$$F_\lambda = \int_{\Omega} I_\lambda \cos \theta d\Omega \quad (2.1b)$$

con unidades de $\text{W/m}^2 \text{ nm seg}$. En las anteriores expresiones (2.1a y 2.1b), dE_λ representa la cantidad de energía que incide en un intervalo de tiempo dt en el intervalo de longitudes $[\lambda, \lambda+d\lambda]$ sobre la superficie dA , estando la energía incidente confinada en una dirección definida por el ángulo sólido $d\Omega$, la cual está orientada un ángulo θ con

respecto a la normal a la superficie dA . A la irradiancia se le suele denominar componente global del espectro solar y a la radiancia componente directa. La diferencia entre ambas magnitudes es la radiación difusa, es decir la cantidad total de energía que incide sobre la superficie dA en el tiempo dt , procedente de cualquier dirección exceptuado la procedente del ángulo sólido $d\Omega$ centrado en el Sol.

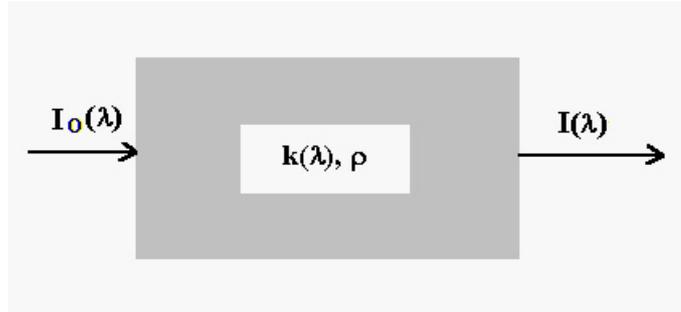


Figura 2.2. Esquematización del problema general de la transferencia de energía, Conocida la radiancia que incide sobre una porción de materia determinar la radiancia que la abandona.

El problema de la transferencia energética se puede plantear, de manera general, tal y como se esquematiza en la figura 2.2, es decir, conocida la radiancia que entra en una determinada porción de materia, de la que también se sabe su densidad ρ y la sección eficaz de extinción, $k(\lambda)$, determinar la energía a la salida. Por tanto, considérese una onda electromagnética atravesando un medio absorbente y dispersor, si la radiancia inicial es I_λ , al atravesar una longitud ds del medio, está será $I_\lambda + dI_\lambda$, donde

$$dI_\lambda = -k_\lambda \rho I_\lambda ds \quad (2.2)$$

La reducción en la energía asociada a la onda electromagnética que se propaga se debe tanto a procesos de absorción como de dispersión de radiación, por tanto el parámetro k_λ , es la suma de las secciones eficaces de absorción k_λ^{abs} y de dispersión k_λ^{sca} , es decir

$$k_\lambda = k_\lambda^{abs} + k_\lambda^{sca} = \sum_{i=1}^n k_\lambda^{abs,i} + k_\lambda^{sca} \quad (2.3)$$

donde el sumatorio se extiende a todos los gases que posean líneas de absorción a la longitud de onda de trabajo λ .

De otra parte, la radiancia puede aumentar como consecuencia de procesos de emisión del material que es atravesado y por dispersión múltiple de todas las direcciones dentro del ángulo sólido que se considera para el cálculo de la radiancia asociada a la onda electromagnética que se propaga. Por tanto, se define el coeficiente de la función fuente, j_λ , tal que el aumento en la radiancia debido a los factores anteriormente mencionados viene dado por

$$dI_\lambda = j_\lambda \rho ds \quad (2.4)$$

donde el parámetro j_λ tiene el mismo significado físico que la sección eficaz de extinción k_λ .

Combinando las ecuaciones (2.2) y (2.4) se obtiene

$$dI_\lambda = -k_\lambda I_\lambda \rho ds + j_\lambda \rho ds \quad (2.5a)$$

Reorganizando términos en la expresión (2.5a), se tiene

$$\frac{dI_\lambda}{k_\lambda \rho ds} = -I_\lambda + J_\lambda \quad (2.5b)$$

donde $J_\lambda = j_\lambda / k_\lambda$ es la función fuente.

La ecuación (2.5b) es la forma más general de la denominada ecuación de transferencia radiativa (ETR) por cuanto que para su obtención no se ha impuesto ningún sistema de referencia.

2.1.1. La ley de Lambert-Beer-Bouguer

La pérdida de energía electromagnética de una onda monocromática que atraviesa un medio débilmente absorbente viene dada por la Ley de Lambert-Beer-Bouger. Esta es una solución particular de la ecuación de transferencia radiativa, considerando líneas de absorción no saturadas y despreciando dispersión múltiple y posibles fuentes de radiación. Estas condiciones se cumplen en todo el espectro solar o de onda corta, no así en el espectro de onda larga donde los procesos de emisión son fundamentales en su estudio. Por tanto, teniendo en cuenta las anteriores hipótesis la forma diferencial de la ecuación de transferencia radiativa (ec. 2.5b) es:

$$\frac{dI_\lambda}{k_\lambda \rho ds} = -I_\lambda \quad (2.6)$$

La solución de esta ecuación diferencial con las condiciones de contorno que aparecen en la figura 2.2 es

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\int_0^s k_\lambda \rho ds} \quad (2.7)$$

donde $I(\lambda)$ es la radiancia solar observada a la longitud de trabajo λ e $I_0(\lambda)$ es la radiancia solar fuera de la atmósfera terrestre. La expresión (2.7) es la ley de Lambert-Beer-Bouger y a la integral que aparece en la exponencial se le denomina espesor óptico total o de extinción.

De una manera más explícita, la integral que aparece en la exponencial de la expresión (2.7) se puede escribir como

$$\int_0^s k_\lambda \rho ds = \int_0^s (k_\lambda^{sca,R} \rho^R + k_\lambda^{sca,M} \rho^M + \sum_{i=1}^n k_\lambda^{abs,i} \rho^i) ds \quad (2.8a)$$

donde el término

$$\int_0^s k_{\lambda}^{sca,M} \rho^M ds \quad (2.8b)$$

se denomina espesor óptico de aerosoles.

Es costumbre en la bibliografía, expresar esta magnitud en función de la distancia vertical al sitio de medida, z , en lugar de hacerlo con respecto a la distancia sobre el camino inclinado que une el Sol con el dispositivo colimador, s . Así, se define el espesor óptico de aerosoles normal al sitio de medida $\tau_{\lambda}^{sca,M}$, el cual es una de las magnitudes importantes en el presente trabajo por cuanto que es proporcional a la cantidad de aerosoles presentes en la atmósfera ρ^M , como:

$$\int_0^s k_{\lambda}^{sca,M} \rho^M ds = m \left(\int_0^s k_{\lambda}^{sca,M} \rho^M dz \right) = m \tau_{\lambda}^{sca,M} \quad (2.9)$$

donde m es la masa óptica del aire.

Reescribiendo la ecuación (2.7), en función de los espesores ópticos normales al sitio de medida se tiene

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\sum_{i=1}^n \tau_{\lambda}^{abs,i} m_{abs}^i + \tau_{\lambda}^{sca,R} m_R + \tau_{\lambda}^{sca,M} m_M} \quad (2.10)$$

Por tanto, si se hace uso de la expresión de Lambert-Beer-Bouger (ec. 2.10) para determinar el espesor óptico de aerosoles es necesario conocer previamente $I(\lambda)$, $I_0(\lambda)$, $\tau_{\lambda}^{abs,i}$, $\tau_{\lambda}^{sca,R}$ y las diferentes masas ópticas m_{abs}^i , m_R y m_M . Para la determinación de $I_0(\lambda)$, es decir, de la señal que se obtendría en ausencia de atmósfera, se han empleado dos métodos de calibración los cuales serán comentados a continuación al igual que las diferentes aproximaciones consideradas para la determinación de las masas ópticas y de las secciones eficaces.

2.1.2. Masa óptica de la atmósfera.

La primera aproximación hecha para la determinación de la masa óptica de cualquier componente atmosférico es considerar una atmósfera plano-paralela no refractiva y de densidad uniforme de tal manera que la sección eficaz de absorción o de dispersión del elemento en cuestión es constante. Así, se obtiene de la expresión (2.9):

$$\int_0^s ds = m \int_0^s dz \quad (2.11)$$

donde $m = \sec\theta$, siendo θ el ángulo cenital para cuyo cálculo es necesario conocer la latitud y longitud del sitio de medida, el día juliano y la hora solar verdadera. El error asociado a esta expresión aumenta con el ángulo cenital y sorprendentemente es del 0.25% en $\theta = 60^\circ$ y del 10% en $\theta = 85^\circ$ (Iqbal M., 1983).

Un estudio más detallado del problema ha sido realizado por Kasten, 1966, quién siguiendo el modelo de atmósfera ARDC y usando el índice de refracción a 700 nm ha calculado la masa óptica del aire, es decir, considerando el conjunto de componentes atmosféricos. De los valores obtenidos para diferentes ángulos cenitales el autor propone la siguiente expresión analítica

$$m = \left[\cos\theta + 0.15(93.885 - \theta)^{-1.253} \right]^{-1} \quad (2.12)$$

Para medidas a nivel del mar el error asociado a esta expresión es menor del 0.1% para $\theta < 86^\circ$. El peor comportamiento se presenta para $\theta = 89.5^\circ$, donde el error es del 1.25%.

Desde un punto de vista más estricto es necesario conocer la masa óptica asociada a cada uno de los componentes atmosférico. Así, diferentes expresiones han sido publicadas para el caso del vapor de agua (m_w) (Kasten F., 1966) o del ozono (m_o) (Robinson N., 1966), de las cuales las más aceptada son:

$$m_w = \left[\cos \theta + 0.0548(92.650 - \theta)^{-1.452} \right]^{-1} \quad (2.13a)$$

$$m_o = \frac{1 + z_3/r_e}{\left[\cos^2 \theta + 2(z_3/r_e) \right]^{1/2}} \quad (2.13b)$$

A la vista de los resultados que se muestran en la Tabla 2.1, los cuales corresponden a diferentes expresiones para las masas ópticas, se puede afirmar que hasta $\theta = 60^\circ$ estas expresiones son equivalentes. Si descartamos el vapor de agua, el cual por otra parte sólo se ha de considerar en la parte infrarroja del espectro solar, se puede sacar factor común a la masa óptica en la expresión (2.10) hasta un valor del ángulo cenital de 70° , ya que los diferentes valores no se diferencian en más del 0.1%.

Angulo cenital	m ec. (2.11)	m ec. (2.12)	m_w ec. (2.13a)	m_o ec. (2.13b)
0°	1.00	1.00	1.00	1.00
30°	1.15	1.15	1.15	1.15
60°	2.00	1.99	2.00	1.99
65°	2.37	2.35	2.36	2.34
70°	2.92	2.90	2.92	2.86
75°	3.86	3.81	3.85	3.70
80°	5.76	5.58	5.71	5.23
85°	11.47	10.32	11.11	8.36
86°	14.34	12.34	13.65	9.28
87°	19.11	15.22	17.61	10.25
88°	28.65	19.54	24.52	11.17
89°	57.30	26.31	38.74	11.86
90°	∞	36.51	75.12	12.12

Tabla 2.1. Valores de diferentes expresiones para la masa óptica del aire (considerando en conjunto todos los componentes atmosféricos), m, para la masa óptica del vapor de agua m_w y para el ozono m_o .

Si las medidas se quieren llevar a mayores ángulos cenitales, $\theta > 80^\circ$, se ha de determinar por integración directa las diferentes masas ópticas, principalmente las de compuestos tales como el ozono, los cuales presentan una distribución vertical

estructurada bastante diferente de la de los principales gases atmosféricos. En lo que respecta a la masa óptica de los aerosoles, m_M , siguiendo los artículos de Thomason L.W. *et al.*, 1983, Reagan J.A. *et al.*, 1986, y de Russell P.B. *et al.*, 1993, en este trabajo se aproxima por la expresión (2.12).

2.2. METODO LANGLEY DE CALIBRACION

Uno de los principales objetivos de este trabajo es la determinación de la capacidad atenuante de los aerosoles, es decir conocer el espesor óptico de aerosoles atmosférico, τ_M , para lo cual y si se hace uso de la expresión (2.10) es necesario conocer la señal que se obtendría en ausencia de atmósfera, es decir, la denominada constante exoatmosférica del instrumento de medida, a las diferentes longitudes de onda de trabajo. El método más ampliamente usado para este cálculo es el denominado “Langley Plot”.

Tomando logaritmos en ambos términos de la expresión (2.10) se llega a la siguiente igualdad

$$\ln I(\lambda) = \ln I_0(\lambda) - \tau m \quad (2.14)$$

la cual indica que haciendo una representación gráfica de $I(\lambda)$ frente a m se obtiene una línea recta de tal manera que el corte con el eje de ordenadas corresponde con el parámetro buscado, $I_0(\lambda)$. Por tanto, y desde un punto de vista experimental el procedimiento a seguir consistiría en medir $I(\lambda)$ a diferentes horas del día y hacer el cálculo de la recta de regresión por algún método de ajuste. Si bien el análisis de los datos usando este procedimiento es simple, no lo es tanto el conseguir las condiciones necesarias para su validez, por cuanto se requiere una alta estabilidad atmosférica, es decir que a lo largo de todo el proceso de medida el espesor óptico de extinción τ permanezca constante. Es esta condición la que limita principalmente la aplicabilidad del método la cual se intenta conseguir empleando diferentes métodos de ajuste.

Para la realización de estudios que conlleven el conocimiento de la radiancia solar espectral es necesario determinar de manera absoluta el valor de $I_0(\lambda)$, es decir, sería necesario tener calibrado el equipo de medida de tal manera que la radiancia $I(\lambda)$ vendría dada por

$$I(\lambda) = v(\lambda) C(\lambda) \quad (2.15)$$

donde $v(\lambda)$ es la respuesta del sensor a la cantidad de energía que detecta a la longitud de onda de medida y $C(\lambda)$ el factor de calibración. Sin embargo, el conocimiento de este último parámetro no es imprescindible para el cálculo del parámetro τ_M ya que lo que se tiene en la expresión (2.10) es un cociente de radiancias. Por tanto en este trabajo se realizan las calibraciones Langley bien con los voltajes o con las intensidades de salida de cada uno de los sensores dependiendo del equipo de medida del que se trate.

Tal y como se ha escrito la ley de Lambert-Beer-Bouguer (2.10) el valor de la constante exoatmosférica $I_0(\lambda)$, es válido para el día de la medida por lo que es necesario determinar este parámetro en alguna situación la cual sea fácilmente corregible de tal manera que se pueda conocer su valor en cualquier día del año. Sea convenido por tanto que la constante exoatmosférica se ha de determinar para la distancia media Tierra-Sol de tal manera que para cualquier día del año la expresión (2.10) se escribe

$$v(\lambda) = \frac{v_0(\lambda)}{e} e^{-\tau m} \quad (2.16)$$

donde e es el factor de corrección de excentricidad:

$$e = 1.000110 + 0.034221 \cos \Gamma + 0.001280 \sin \Gamma + 0.000719 \cos 2\Gamma + 0.000077 \sin 2\Gamma \quad (2.17)$$

donde Γ es el ángulo del día el cual se define como: $\Gamma = \text{JD}/365$, siendo JD el día Juliano.

Los factores que limitan la precisión en la respuesta exoatmosférica de un instrumento son principalmente: los anchos de banda con los que se mide, la estabilidad del instrumento, la contribución de la luz difusa (ángulo de visión de campo finito), la estabilidad del espesor óptico total, τ , los errores en la determinación de la masa óptica m y el método de ajuste de los datos experimentales.

Debido a que los ángulos de visión de campo son finitos, existe una contribución de la radiación difusa a la señal total registrada por el equipo de medida. Este efecto ha sido investigado tanto experimental como teóricamente determinando que para condiciones limpias el error sobre $I_0(\lambda)$ es despreciable. En la tabla 2.2 se resumen los

datos obtenidos por Reagan J.A. *et al.*, 1986, para el error en la determinación de la constante extraterrestre, considerando diferentes valores del ángulo de visión de campo del instrumento y del valor del espesor óptico de aerosoles a 500 nm.

Angulo de visión de campo	Error en la determinación de la constante exoatmosférica (%)		
	$\tau = 0.03$	$\tau = 0.10$	$\tau = 0.30$
2°	0.0006	0.033	0.127
5°	0.023	0.0013	0.64

Tabla 2.2. Error en la determinación de la constante exoatmosférica en función del ángulo de visión de campo.

De otra parte, se demuestra que para mantener el error asociado al uso de anchos de banda finitos ($\Delta\lambda$), por debajo del 0.1% se deben mantener las siguientes precauciones: $\Delta\lambda < 2\text{nm}$ para longitudes de onda en intervalo $300\text{ nm} < \lambda < 370\text{ nm}$, $\Delta\lambda < 5\text{ nm}$ si se trabaja entre 370 y 450 nm e $\Delta\lambda < 10\text{ nm}$ para medidas con $\lambda > 450\text{ nm}$ (Thomason L.W. *et al.*, 1982 y Reagan J.A. *et al.* 1986).

Con respecto a la masa óptica, tres son los factores que intervienen en la determinación de el error asociado a m en el cálculo de $I_o(\lambda)$: determinación del tiempo local, efecto de los compuestos con distribución por capas, o con un perfil vertical distinto al considerado para los gases uniformemente mezclados y diferencia entre el modelo usado para el cálculo de la masa óptica y la situación real. Entre las especies que se deben tener en cuenta para la determinación de m y que pueden presentar una distribución en capas está el ozono por presentar bandas de absorción en la zona de Chappius y las partículas atmosféricas. A la vista de los resultados mostrados en la tabla 2.1, restringiendo las medidas hasta un ángulo cenital de 60°, el error en el cálculo de m_o mediante la expresión (2.12) es del 1%, lo cual se traduce en un error en el valor de la constante exoatmosférica del 0.5%, considerando un valor de $\tau = 0.5$ ($\Delta V_o/V_o = -\tau\Delta m$). Para ángulos mayores el error se sitúa entorno al 2%. En lo relativo a las partículas, Russell P.B. *et al.*, 1993, han calculado m_M a partir de situaciones reales donde se ha calculado la distribución vertical de partículas usando medidas de lidar demostrando que

el error asociado a calcular la masa óptica de partículas usando la expresión (2.12) es menor que la que se comete al usar esta expresión para calcular m_o .

Estudios llevados a cabo, principalmente por el grupo de la Universidad de Arizona, (Reagan J.A., 1986, Thomason L.W., 1983 y Herman B.M., 1981) han demostrado que la mayor incertidumbre asociada a la medida de la constante exoatmosférica es debida a las variaciones de τ durante el periodo de medida las cuales se sitúan típicamente en el rango entre el 1% y el 5% del valor del espesor óptico de extinción, si bien en condiciones de alta estabilidad son menores de 1% de τ . Según se explicita en la ecuación (2.3) el espesor óptico total está compuesto de tres contribuciones: espesor óptico de Rayleigh, espesor óptico de Mie y espesor óptico de absorción. De esos tres componentes el más variable es τ_M . Así, se ha de medir en situaciones de atmósfera limpia donde los valores de este parámetro son bajos. Esta condición se cumple en Izaña donde se encuentran condiciones de fondo las cuales se determinan de manera objetiva con el método de cálculo de periodos de estabilidad que se describe en el capítulo III. Los problemas asociados a τ_{abs} radican en la aplicación de la ley (2.10) a zonas del espectro donde existan bandas de absorción saturadas. En la tabla 2.3 aparecen, para distintas masas ópticas, las variaciones máximas que se deben producir en el espesor óptico para conseguir que el error en la determinación de $I_o(\lambda)$ se menor de 0.1%.

Masa óptica	$\Delta\tau$
1	0.001
2	0.0005
3	0.003
4	0.00025
5	0.0002

Tabla 2.3. Variaciones permitidas en el espesor óptico total, en función de la masa óptica, para mantener el error en la determinación de $I_o(\lambda) < 0.1\%$.

Para relajar la condición de estabilidad atmosférica varios han sido los métodos de ajuste previstos para filtrar las variaciones aleatorias del factor τ . Si bien, las condiciones que se han impuesto para considerar que un ajuste Langley es válido, tal y como se explica en el capítulo III, garantizan una alta precisión en el cálculo de $I_o(\lambda)$, se

ha considerado adecuado comparar los valores obtenidos siguiendo los criterios enunciados en este trabajo (Capítulo III) con los calculados a partir de otros algoritmos. Así, se ha evaluado la constante extraterrestre siguiendo el esquema propuesto por Herman *et al.*, 1981, donde $I_0(\lambda)$ se expresa como

$$\ln I_0(\lambda) = \frac{\left(N \sum_{n=1}^N \ln F_n m_n^{-2} - S_{-1} \sum_{n=1}^N \ln F_n m_n^{-1} \right)}{NS_{-2} - S_{-1}^2} \quad (2.18a)$$

donde

$$S_j = \sum_{n=1}^N m_n^j \quad (2.18b)$$

siendo m_n la masa óptica del aire durante la medida n-sima. La diferencia entre los distintos métodos no sobrepasa el 1%.

2.3. DISPERSION DE RADIACION POR LA ATMOSFERA TERRESTRE

Por dispersión se quiere notar el fenómeno producido al interactuar una onda electromagnética con una partícula o centro dispersor, dando lugar a una reemisión de la energía incidente en todas las direcciones del espacio. En este sentido, las partículas atmosféricas pueden ser asemejadas a fuentes de radiación difusa. Este es un proceso que se da de manera continua en todo el espectro solar si bien su intensidad relativa disminuye con la longitud de onda además de depender drásticamente de la relación entre el valor de la longitud de onda y el tamaño del elemento dispersor. Las dimensiones lineales de las partículas que se encuentran en la atmósfera terrestre, ya sea en estado sólido o líquido, varían desde los 10^{-8} cm de las moléculas de los gases constituyentes hasta las grandes partículas de granizo de en torno al centímetro. Desde un punto de vista fenomenológico cuando las partículas son pequeñas en relación a la longitud de onda estas tienden a dispersar la misma cantidad de energía en la dirección hacia adelante y hacia atrás. Mientras que si las partículas son comparables o mayores que la longitud de onda la dispersión de energía se realiza principalmente en la dirección

en la que se propaga la radiación incidente. Matemáticamente, la dispersión de radiación es abordable desde la Teoría Electromagnética de la radiación donde se define el parámetro de tamaño xx como:

$$xx = 2\pi r / \lambda \quad (2.19)$$

siendo r el radio de las partículas supuestas éstas esféricas y λ la longitud de onda de la radiación incidente. En función de xx , la dispersión de radiación se clasifica en dispersión Rayleigh si $xx \ll 1$ y en dispersión Mie si $xx \geq 1$. La figura 2.3 (Liou K., 1980) muestra, en función del parámetro de tamaño, los rangos de aplicación de ambas teorías, las cuales son descritas más ampliamente en los siguientes puntos. Así, se observa que los elementos dispersores en el caso de la teoría Rayleigh son principalmente moléculas, las cuales se asemejan a dipolos eléctricos en el desarrollo matemático de este modelo mientras que para el caso de la dispersión de Mie es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell. Ambas teorías son desarrolladas suponiendo que la frecuencia de la radiación dispersada es la misma que la de los incidentes, es decir para el caso de dispersión coherente, el cual es el mayoritario en los procesos de dispersión solar en la atmósfera terrestre.

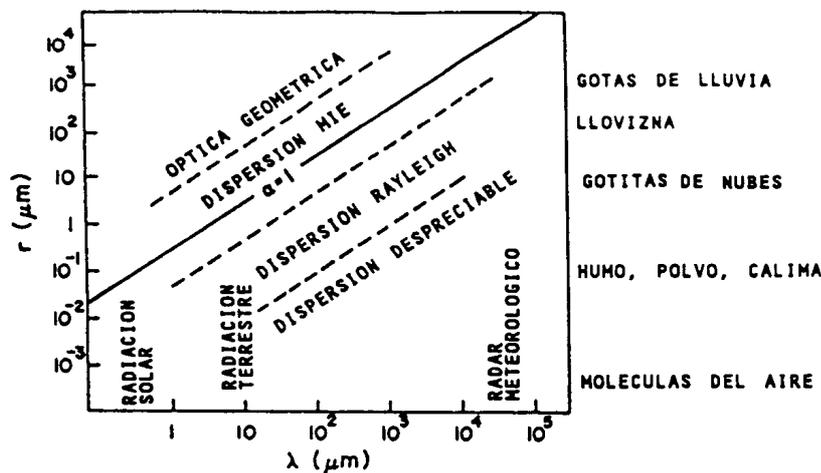


Figura 2.3. Rangos de aplicabilidad del scattering Rayleigh y de Mie.

Una cuestión interesante es determinar cómo varían estos patrones de dispersión en el caso de partículas no esféricas y no homogéneas. Diversos trabajos evidencian que

son los ángulos de dispersión entre 100 y 140° los que presentan mayores diferencias

siendo 120° el ángulo donde las diferencias son máximas (Pollack and Cuzzi, 1980; Koepke and Hess, 1988; Nakajima *et al.*, 1989). En el rango de ángulos mencionado el error asociado a la obtención de la función de fase (ecs. 2.55 y 2.59) se sitúa en torno al 15%. Por otra parte el parámetro de retrodispersión es menos dependiente del ángulo de dispersión para partículas esféricas que para las esféricas, siendo estos efectos importantes cuando se estudia por técnicas de teledetección el espesor óptico de aerosoles usando medidas bidireccionales de la intensidad (Kaufman, 1994).

2.3.1 Dispersión Rayleigh

Para el caso de radiación incidente no polarizada sobre una molécula, suponiendo que ésta oscila como un dipolo eléctrico al interactuar con la radiación solar, la radiancia dispersada en un ángulo con respecto a la dirección de incidencia, es

$$I = \frac{I_0}{r^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \quad (2.20)$$

donde α es la polarizabilidad molecular y λ la longitud de onda de la radiación incidente.

Para describir la distribución angular de la radiación dispersa, se define la función de fase $P(\cos\theta)$, tal que está normalizada a la unidad, es decir que se cumple la siguiente relación

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\cos\theta)}{4\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 1 \quad (2.21)$$

Por tanto, en la aproximación de dispersión Rayleigh la función de fase es

$$P(\cos\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) \quad (2.22)$$

De la simetría esférica supuesta, se deduce que el patrón de dispersión tridimensional se obtiene rotando el plano respecto al eje de incidencia.

El flujo de energía disperso, f , sobre una determinada área a una distancia r de la partícula es:

$$f = \int_{\Omega} (I \Delta \Omega) r^2 d\Omega = \frac{F_0 \alpha^2 128 \pi^5}{3 \lambda^4} \quad (2.23)$$

donde F_0 es el flujo incidente.

La anterior expresión (2.23), da pie a definir la sección eficaz de dispersión σ_R , un parámetro de gran importancia en el estudio de la dispersión de radiación. Esta magnitud da idea de la cantidad de energía que es eliminada de la dirección de incidencia y redistribuida isotrópicamente sobre el área de una esfera con centro en la partícula y radio r . Por tanto de su definición se tiene que:

$$\sigma_R = \frac{f}{F_0} = \frac{\alpha^2 128 \pi^5}{3 \lambda^4} \quad (2.24)$$

donde la polarizabilidad se calcula en la aproximación de Lorentz-Lonrenz:

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N_s} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad (2.25)$$

Varias han sido las expresiones dadas para el índice de refracción, n , en función de λ , entre las que cabe citar (Bird, 1986; Teillet, 1990):

$$10^6 (n - 1) = \left(77,46 + \frac{0,459}{\lambda^{-2}} \right) \frac{1013,25}{288,15} \quad (2.26a)$$

$$10^8 (n - 1) = 6593,1 + \frac{3.010189,3}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{26.113,82}{41 - \lambda^{-2}} \quad (2.26b)$$

$$10^8 (n - 1) = 6432,8 + \frac{2.949.810}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{25.540}{41,0 - \lambda^{-2}} \quad (2.26c)$$

$$10^6(n-1) = 83.42 + \frac{185,08}{1 - \left(\frac{1}{11,4\lambda}\right)^2} + \frac{4,11}{1 - \left(\frac{1}{6,24\lambda}\right)^2} \quad (2.26d)$$

$$10^8(n-1) = 6432.8 + \frac{5.791817}{238,0185 - \lambda^{-2}} + \frac{167.909}{57,362 - \lambda^{-2}} \quad (2.26e)$$

de las cuales se deduce que para muchos propósitos y en las longitudes de onda del espectro solar y considerando únicamente dispersión de radiación, la parte real del índice de refracción n_r es aproximadamente la unidad, así la ecuación (2.24) se puede aproximar por:

$$\sigma_R = \frac{8\pi^3(n_r - 1)^2}{3\lambda^4 N_S^2} f(\delta) \quad (2.27a)$$

donde N_S es el número de moléculas por unidad de volumen y $f(\delta)$ es un factor añadido para tener en cuenta la asimetría de las moléculas (Liou K., 1980). Este término tiene la siguiente expresión

$$f(\delta) = \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (2.27b)$$

siendo el parámetro de asimetría $\delta = 0.035$ para aire.

El factor de eficiencia de dispersión Q , el cual se define de tal manera que

$$Q = \frac{\sigma}{\pi r^2} \quad (2.28a)$$

se escribe para el caso de la dispersión Rayleigh como

$$Q = \frac{128\pi^4 r^4}{3\lambda^4} \left[\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right]^2 \quad (2.28b)$$

Para el caso de una atmósfera real, el espesor óptico de Rayleigh es

$$\tau_R(\lambda) = \sigma_R \int_0^{\infty} N_s(z) dz \quad (2.29)$$

donde $N_s(z)$ es la cantidad de moléculas por unidad de volumen entre las alturas z y $z+dz$. Varias han sido las expresiones analíticas dadas para $\tau_R(\lambda)$ considerando diferentes modelos de atmósfera, entre ellas cabe destacar, por su precisión, las siguientes (Leckner B., 1978; Teillet M.P., 1990; Bird R., 1986; Frolich C., 1980):

$$\tau_R = 0.008735\lambda^{-4.08} \quad (2.30a)$$

$$\tau_R = 0.0088\lambda^{(-4.15+0.2\lambda)} \quad (2.30b)$$

$$\tau_R = \lambda^{-4} (115.6406 - 1.3366\lambda^{-2})^{-1} \quad (2.30c)$$

$$\tau_R = 0.008738\lambda^{-(3.916+0.074\lambda+0.05/\lambda)} \quad (2.30d)$$

$$\tau_R = 0.008569\lambda^{-4} (1 + 0.0113\lambda^{-2} - 0.00013\lambda^{-4}) \quad (2.30e)$$

En este trabajo se ha usado la siguiente expresión para el espesor óptico de Rayleigh o molecular (Russell, 1993)

$$\tau_R(\lambda) = (0.00864 + 6.5H10^{-6})\lambda^{-(3.916+0.074\lambda+0.050/\lambda)} \quad (2.31)$$

donde H es la altura de la estación de medida en kilómetros y λ es la longitud de onda en micras. Esta ecuación considera el factor de depolarización (0.00864) y su dependencia con la altura. Siguiendo diferentes trabajos (Iqbal, 1983; Russell, 1993 y Dutton, 1994) estas expresiones se han de corregir siempre que la presión difiera en más de 20 mb con respecto a la presión estándar o para medidas realizadas por encima de los 2000 m de altura. Así, un método adecuado para referir la expresión (2.31) a las exactas condiciones de medida es multiplicarla por el factor $P(\text{mb})/1013.25$, de tal manera que P es la presión en la estación de medida.

2.3.2. Dispersión Mie

En el caso de que el parámetro de tamaño sea mayor de 50, la dispersión puede ser estudiada mediante las técnicas de la óptica geométrica. Mayor interés presenta la zona desde $\alpha=1$ a 50, donde se produce la dispersión Mie (Bohren, 1983; Liou, 1980). La solución de este problema requiere resolver las ecuaciones de Maxwell, lo cual se hará en coordenadas esféricas, ajustando la solución exterior e interior en la interfase de separación del medio de propagación de la onda inicial y el medio dispersor.

En este punto, se obtendrá la sección eficaz de dispersión en la aproximación de Mie. Así, consideraremos la dispersión de una onda plana, linealmente polarizada, por esferas homogéneas (índice de refracción complejo n) de tal manera que el medio exterior es el vacío (índice de refracción $n=1$). Para escribir las ecuaciones de Maxwell, se supondrá que en la región del espacio donde queremos conocer los valores de los campos eléctrico y magnético \mathbf{E} y \mathbf{H} , la densidad de carga ρ y la densidad de corriente \mathbf{j} son nulas, así éstas se escribirán

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= \frac{-\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0\end{aligned}\tag{2.32}$$

La onda electromagnética solución de las ecuaciones (2.32) es tal que cumple las relaciones

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{M}_\nu + i\mathbf{N}_u \\ \mathbf{H} &= n(-\mathbf{M}_u + i\mathbf{N}_\nu)\end{aligned}\tag{2.33}$$

donde en coordenadas esféricas

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_\psi &= \nabla \times [a_r(r\psi)] \\ nk\mathbf{N}_\psi &= \nabla \times \mathbf{M}_\psi\end{aligned}\tag{2.34}$$

siendo a_r el vector unitario radial y ψ una función solución de la ecuación de ondas

$$\nabla^2 \psi + k^2 n^2 \psi = 0 \quad (2.35)$$

donde $k=2\pi/\lambda$ es el número de onda y n el índice de refracción complejo del medio en el que se propaga la onda electromagnética de longitud de onda λ .

Por tanto obteniendo dos soluciones independientes u y v de la ecuación de ondas (2.35) se podrán determinar los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} solución de las ecuaciones (2.32). Tal y como se explica en el Apéndice I la solución general de la ecuación (2.35) en coordenadas esféricas, se escribe como

$$r\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=-n}^n p_n^l(\cos\theta) [c_n \psi_n(knr) + d_n \chi_n(knr)] \times (a_l \cos l\phi + b_l \sin l\phi) \quad (2.36)$$

donde la función $p_n^l(\cos\theta)$ son los polinomios asociados de Legendre, $\psi_n(knr)$ las funciones de Bessel y $\chi_n(knr)$ las funciones de Neumann.

La solución general ha de particularizarse para el caso de la onda transmitida y para la dispersada considerando las apropiadas condiciones de contorno. Para la onda dispersada se ha de tener en cuenta que ésta a de tender a cero cuando r tiende a infinito. Así, dos soluciones independientes, escritas en términos de las funciones de Hankel $\xi_n(kr)$, son:

$$ru^s = -\frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \xi_n(kr) p_n^1(\cos\theta) \cos\phi$$

$$rv^s = -\frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n \xi_n(kr) p_n^1(\cos\theta) \sin\phi \quad (2.37)$$

Aplicando la continuidad de la componente tangencial de \mathbf{E} y \mathbf{H} en la frontera de separación de ambos medios (vacío y partícula esférica de radio a) se llega a la siguiente expresión para los coeficientes a_n y b_n

$$\begin{aligned}
a_n &= \frac{\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\psi_n(2\pi a / \lambda) - n\psi_n(n2\pi a / \lambda)\psi'_n(2\pi a / \lambda)}{\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\xi_n(2\pi a / \lambda) - n\psi_n(n2\pi a / \lambda)\xi'_n(2\pi a / \lambda)} \\
b_n &= \frac{n\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\psi_n(2\pi a / \lambda) - \psi_n(n2\pi a / \lambda)\psi'_n(2\pi a / \lambda)}{n\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\xi_n(2\pi a / \lambda) - \psi_n(n2\pi a / \lambda)\xi'_n(2\pi a / \lambda)}
\end{aligned} \tag{2.38}$$

En función de estos coeficientes y siguiendo el procedimiento que se detalla en el Apéndice I se obtiene para la sección eficaz de extinción σ_e la siguiente expresión

$$\sigma_e = \frac{2\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}[a_n + b_n] \tag{2.39}$$

y para la sección eficaz de dispersión σ_s

$$\sigma_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \tag{2.40a}$$

Es costumbre en la bibliografía que estudia la dispersión de ondas electromagnéticas por centros de dispersión, expresar las anteriores igualdades (2.39) y (2.40) en función del factor de eficiencia de extinción Q_{ext} y del factor de eficiencia de *scattering*, Q_{sca} , definidos como:

$$\begin{aligned}
Q_{ext}(\lambda, r, n) &= \sigma_e / \pi r^2 \\
Q_{sca}(\lambda, r, n) &= \sigma_s / \pi r^2
\end{aligned} \tag{2.40b}$$

En la figura 2.8 se representan los valores de Q_{sca} en función del parámetro de tamaño, xx , obtenidos a partir de la expresión (2.40a) y para el caso de partículas en el vacío y con un índice de refracción, n , igual a $1.33-0.001i$. Es destacable la presencia de mínimos y máximos locales alternativos producidos por las interferencias de las ondas que rozan la superficie de la esfera y los frentes de onda sobre la esfera. De igual manera es reseñable que a medida que el parámetro de tamaño crece el valor

del factor de eficiencia de scattering tiende al valor de 2, situación ésta que se conoce como la paradoja de la óptica geométrica.

2.4. ABSORCION DE RADIACION SOLAR POR LA ATMOSFERA TERRESTRE

En la figura 2.1 se muestra el espectro solar en baja resolución donde se aprecian las bandas de absorción más importantes, las cuales son debidas principalmente al: O₂, O₃, N₂, CO₂, H₂O, O, N y en menor medida al: NO, N₂O, CO y CH₄.

Para el estudio de la transferencia de energía a través de la atmósfera terrestre y en particular para la determinación del espesor óptico de aerosoles a partir de la ecuación (2.10), la determinación de los coeficientes de absorción es fundamental. Por tanto, la bibliografía que existe al respecto es muy amplia, si bien cabe destacar la recopilación realizada por el Air Force Geophysical Laboratory (AFGL). Esta obra se divide en dos partes. La primera se titula “AFGL atmospheric absorption line parameters” e incluye para los siete absorbentes atmosféricos: O₂, H₂O, CO₂, O₃, CO, NO y CH₄ información sobre: frecuencia de la línea de absorción en cm⁻¹ a presión cero, intensidad de la línea, anchura de Lorentz y energía del estado fundamental (Rothman, 1983). La segunda parte, “AFGL trace gases compilation” esta más relacionada con los problemas de contaminación y recopila para 21 gases la información mencionada anteriormente (Rothman, 1983a).

Los mecanismos involucrados en la formación de las líneas de absorción en la atmósfera terrestre, se agrupan en: transiciones electrónicas, espectro vibracional y rotacional. La diferencia entre las energías de los estados electrónicos es relativamente grande, por tanto las líneas que se originan en las zonas del infrarrojo cercano, visible y ultravioleta se deben a transiciones entre estos niveles. Fenómenos tan importantes como los procesos de ionización o las reacciones fotoquímicas se dan mayoritariamente en la zona ultravioleta. El espectro vibracional-rotacional posee unas diferencias tales entre los distintos niveles de energía que origina bandas situadas principalmente entre 0.5 y 14µm, mientras que las bandas debidas a transiciones entre los distintos estados rotacionales, al ser estas diferencias energéticas relativamente pequeñas, se sitúan en la zona del infrarrojo lejano y en microondas. A continuación se describen las principales

bandas de absorción tanto en la zona del espectro de onda corta como en el de onda larga.

En la determinación de las propiedades físico-químicas de la atmósfera es importante determinar la absorción de radiación solar en función de la altura. En la tabla 2.4 se dan diferentes rangos del espectro solar y las zonas de absorción de la atmósfera terrestre. Se observa que la radiación de onda corta es principalmente absorbida en la alta atmósfera por oxígeno y nitrógeno, en su forma atómica y molecular. También es destacable la absorción por ozono en el rango de 300 a 200 nm en la estratosfera.

Banda espectral (nm)	Capa en la que se absorbe	Campo de interés
Rayos X	Mesosfera	Física de altas energías
10-120	Termosfera	
Ly α , 121,6	Mesosfera	
125-175	Termosfera	
175-205	Estratosfera	
205-250	Estratosfera	Capa de ozono y radiación UV
250-300	Estratosfera, Troposfera	Capa de ozono y radiación UV
300-400	Troposfera	Dinámica atmosférica
400-800	Troposfera, superficie terrestre y océanos	Dinámica atmosférica

Tabla 2.4. Altura de absorción en la atmósfera terrestre de diferentes rangos espectrales y procesos de interés relacionados.

El espectro de absorción del oxígeno molecular empieza en 260 nm y se extiende hacia longitudes de onda más cortas. Las bandas entre 260 y 200 nm se denomina de Herzberg y se caracterizan por ser débiles y de poca importancia en la absorción de radiación solar, máxime si se tiene en cuenta que se solapan con las muchos más fuertes bandas de absorción del ozono. La importancia de estas bandas estriban por su papel en la fotoquímica del ozono. Desde los 200 a los 125 nm se encuentran las bandas de Schumann-Runge, mucho más importantes que el anterior sistema de bandas. Entre 125 y 100 nm existen varias bandas entre las que destacan la línea α en 121.6 nm. La región por debajo de los 100 nm es ocupada por las bandas de Hopfield.

El espectro de absorción del nitrógeno molecular que empieza en 145 nm y se extiende hacia los 100 nm se denomina la zona de Lyman-Birge-Hopfield está formada por estrechas y agudas bandas. De 100 a 80 nm se encuentra la región de Tanaka-Worley, caracterizada por coeficientes de absorción altamente variables. Por debajo de 80 nm se encuentra la zona del continuo.

Tanto el oxígeno atómico como el nitrógeno atómico presenta espectro de absorción desde 1 a 100 nm, jugando un destacado papel en la absorción de radiación en la termosfera. Ambos absorbentes atómicos también realizan una importante función en la génesis de las capas formadas por gases ionizados en la alta atmósfera (plasma).

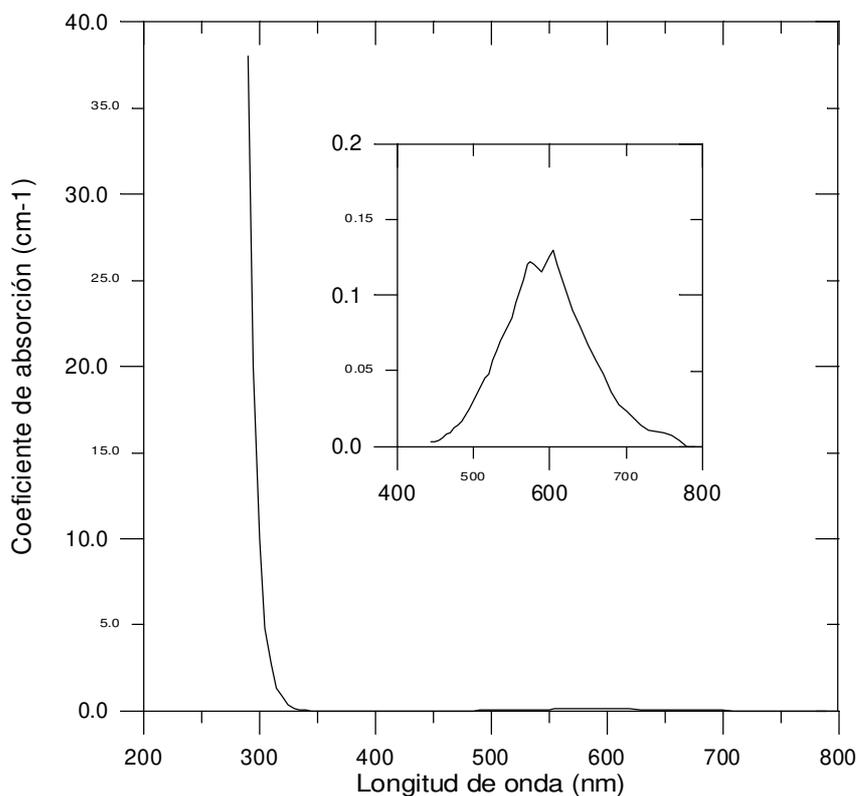


Figura 2.4. Coeficiente de absorción del ozono en la zona ultravioleta-visible del espectro. En el recuadro interior se representa a otra escala la banda de Chappius.

De todos los componentes de la alta atmósfera vistos hasta ahora sólo el O_2 absorbe débilmente en la zona de 200 a 300 nm. El O_3 es el principal absorbente en este rango. La zona hasta los 300 nm recibe el nombre de bandas de Hartley. Entre 300 y 360

nm se encuentran las de Huggins, las cuales son más débiles que las anteriores. Entre 440 y 700 nm se encuentran las débiles bandas de Chappius. En la figura 2.4 y se representa el coeficiente de absorción para el ozono, donde se observa la importante banda de Huggins en la zona UV del espectro y en el recuadro la banda de Chappius en la zona del visible la cual es igualmente útil para la obtención del la cantidad total de ozono principalmente usando los denominados métodos de inversión.

Para el cálculo del espesor óptico de absorción, τ_{abs} , se ha considera constante la sección eficaz de absorción (en unidades de cm^{-1}), por lo que únicamente es necesario conocer la cantidad total de este compuesto en la columna vertical (en unidades de cm). De esta manera, τ_{abs} queda como:

$$\tau_{abs}=0.03 \cdot [\text{O}_3] \cdot 10^{-3} \quad (2.41)$$

donde $[\text{O}_3]$ es la cantidad total de ozono en la columna atmosférica expresada en unidades Dobson.

Los principales gases absorbentes por encima de los 700 nm son: H_2O , CO_2 y en menor medida CO , CH_4 y N_2O . Históricamente es interesante la banda de 700 nm de oxígeno por su papel en el descubrimiento de los isótopos ^{18}O y ^{17}O .

En la figura 2.5, se observan las principales bandas de absorción del vapor de agua: las bandas Ψ (1395 nm), X (1870 nm) y Ω (2680 nm). En el recuadro se representa la banda α (720 nm), la cual es más débil que las anteriores si bien dado que el espectro solar presenta una mayor radiancia en esta zona que en el infrarrojo cercano, ha sido ampliamente usada para la obtención del la cantidad total de vapor de agua. En este trabajo también se ha empleado la banda α para determinar la cantidad de vapor de agua, tal y como se explica en el capítulo VI. Estudios realizado sobre la estructura fina de las bandas del infrarrojo han evidenciado una rápida variación del coeficiente de absorción de los diferentes gases, lo cual hace inviable la aplicación de la ecuación de Lambert-Beer-Bouguer. Este dificultad ha sido resuelta introduciendo el concepto de transmisión de banda

Por otra parte el dióxido de carbono presenta dos importantes bandas, debida a transiciones entre estados del espectro vibracional, centradas en 4,3 y 14,7 μm , siendo ésta última la más importante. Menos importantes son las bandas localizadas en 2,7, 6,5 y 7,7 μm . El espectro de absorción del ozono en la zona infrarroja del espectro es menos importante que en la zona ultravioleta-visible, aunque son destacables los picos de 3,3, 4,8 y 14 μm .

Debido a la superposición de las bandas de absorción, existen pocas regiones del espectro electromagnético que no se vean afectadas por los constituyentes de la atmósfera terrestre, únicamente las regiones de 3,5-4,1 μm y 10.5-12,5 μm presentan una alta transmisión, por lo que se les denomina ventanas atmosféricas.

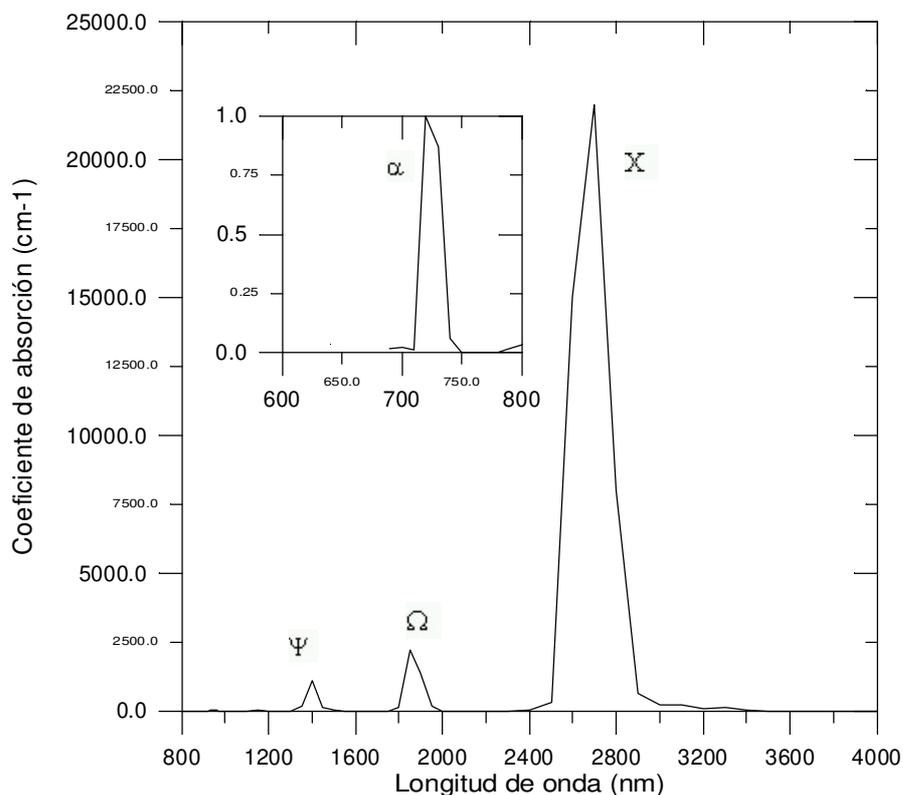


Figura 2.5. Coeficiente de absorción del vapor de agua en la zona visible-infrarroja del espectro. En el recuadro interior se representa, a otra escala, la banda α .

2.5. PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS AEROSOLAS ATMOSFERICOS

En general, para determinar las propiedades ópticas relacionadas con la interacción de la radiación solar y los aerosoles atmosféricos es necesario conocer tres parámetros: el índice de refracción, la distribución en tamaño de las partículas y su forma geométrica. El conocimiento de las dos primeras magnitudes es suficiente si se asume que las partículas son esféricas y que por tanto la teoría de dispersión de Mie es aplicable. Así, se ha realizado un gran esfuerzo de síntesis, el cual queda magníficamente recogido en la publicación OMM, 1984, en determinar tanto la composición química de los tipos de aerosoles básicos a partir de los cuales se componen los principales modelos de aerosoles atmosféricos, como los diferentes patrones de distribuciones de tamaños de las partículas. En la clasificación más ampliamente aceptada, los componentes fundamentales han sido clasificados como : solubles-agua, oceánico, hollín, polvo, 75% H₂SO₄ y ceniza volcánica. Las distribuciones de tamaño de los componentes atmosféricos obedecen principalmente a tres tipos de distribuciones (Shettle, 1975; Hoffman, 1975; Toon, 1976, OMM, 1984):

Distribución de Junge:

$$\frac{dN(r)}{dr} = c(z)r^{-(v+1)} \quad (2.42)$$

Distribución Log-normal:

$$\frac{dN_i(r)}{d(\log r)} = \frac{N_i}{\log \sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\log r - \log r_i)^2}{2(\log \sigma_i)^2}\right] \quad (2.43)$$

y Función Gamma modificada:

$$\frac{dN(r)}{dr} = n(r) = Ar^\alpha \exp[-br^\gamma] \quad (2.45)$$

La adecuada combinación de estas distribuciones (OMM, 1984), permite definir los modelos de aerosoles atmosféricos, los cuales han sido calculados bajo situaciones promedio, y que se clasifican en: continental, marítimo, urbano/industrial, estratosférico

y volcánico. En la figura 2.6 se muestran las distribuciones en tamaño para los tres primeros de estos modelos.

Para la determinación *in situ* de la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos usando medidas desde tierra, se emplean principalmente dos métodos, ambos basados en la inversión de medidas espectrales de radiación solar. El primero de ellos se basa en la medición de espesores ópticos de extinción (King, 1978, Amato, 1988) y el segundo en la determinación experimental de elementos de la función de fase de dispersión (ecs. 2.55 y 2.59) mediante medidas realizadas en varios ángulos dentro de la aureola solar (Nakajima, 1983; O'Neill, 1984 y O'Neill, 1984a). Ambos métodos intentan resolver las siguientes ecuaciones integrales de Fredholm de primer orden:

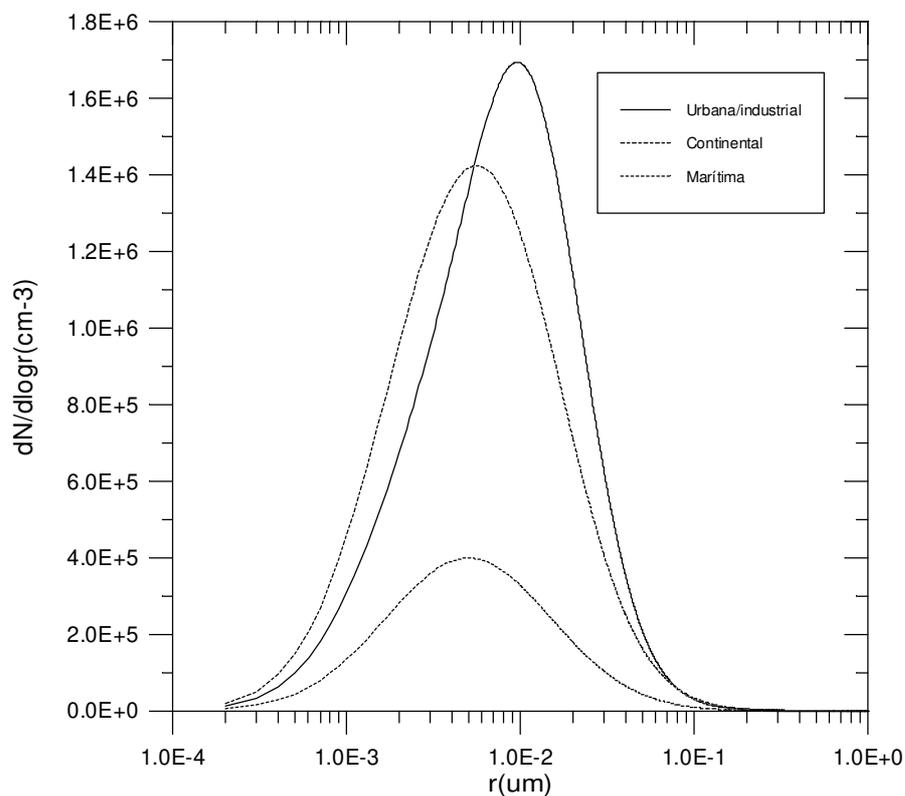


Figura 2.6. Distribución en tamaño de los modelos de aerosoles urbano-industrial, continental y marítimo.

$$\tau(\lambda) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \pi r^2 Q(r, \lambda, n) n(r, z) dz dr \quad (2.46)$$

$$s_{\lambda}(\Theta) = \frac{I(\lambda, \Theta)}{I_0(\lambda)} = \int_0^{\infty} \frac{r^2}{x^2} \frac{i_1(r, \lambda, \Theta) + i_2(r, \lambda, \Theta)}{2} n(r) dr \quad (2.47)$$

Una fácil relación entre la distribución de partículas y el espesor óptico de aerosoles se obtiene para el caso de una distribución tipo Junge, para la cual se puede determinar la siguiente expresión:

$$\tau_M(\lambda) = k\lambda^{-v+2}, \quad \frac{dN(r)}{dr} = c(z)r^{-(v+1)} \quad (2.48)$$

donde el exponente cambiado de signo de la longitud de onda es el llamado exponente de Angstrom

En este trabajo se ha empleado el primer método (ec. 1.46), por cuanto que el dispositivo experimental del que se dispone permite la determinación de espesores ópticos de aerosoles. El esquema general de integración del método seguido, se basa en discretizar la función de distribución $n(r)$ mediante la determinación de espesores ópticos de partículas a varias longitudes de onda de tal manera que se pueda plantear el siguiente sistema de ecuaciones (ver ecuaciones 2.8b y 2.46)

$$\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.49)$$

donde

$$g_i = \tau_M(\lambda_i), \quad i = 1, 2, 3, \dots, p \quad (2.50a)$$

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q(r, \lambda, n) h(r) dr, \quad j = 1, 2, 3, \dots, q \quad (2.50b)$$

$$f_j = f(\bar{r}_j) \quad (2.50c)$$

recorriendo el índice i el número de longitudes de onda de medida y j el número de subintervalos en los que se ha dividido el intervalo de integración. El término $\boldsymbol{\varepsilon}$ es la matriz de error y \bar{r}_j el valor medio del subintervalo de integración j .

La inversión de este tipo de ecuaciones plantea numerosos problemas por cuanto que entran en la categoría de los denominados problemas mal condicionados, es decir, pequeñas variaciones en los datos experimentales de entrada pueden producir grandes

divergencias en las diferentes soluciones obtenidas (King, 1978). El origen de este problema radica en el pobre condicionamiento del núcleo de la ecuación integral, debido principalmente a los errores experimentales los cuales producen un cierto grado de dependencia lineal entre las diferentes ecuaciones planteadas a distintas longitudes de onda (Shaw, 1979). Varios han sido los métodos empleados para restringir el posible conjunto de soluciones a aquellas físicamente aceptables, siendo el más empleado la técnica de suavizado por minimización de alguna función generalmente cuadrática mediante técnicas de multiplicadores de Lagranje (King, 1982). Con este método se consigue que el multiplicador de Langranje (γ) actúe como un filtro pasa-baja por cuanto que elimina del vector solución aquellos términos asociados a autovalores (λ_i) de la matriz \mathbf{A} , que cumplan que $\lambda_i < \gamma$, ya que se ha demostrado que los problemas de divergencia en las soluciones están asociados a la presencia de autofunciones asociadas a autovalores mínimos de la matriz simétrica \mathbf{A} (Shaw, 1979).

En este trabajo, para la determinación de la distribución de tamaños se ha seguido el esquema de resolución de la ecuación (2.49) planteado por King, 1978, por ser éste el más ampliamente usado y probado en el caso de disponer de valores de $\tau_M(\lambda)$. El esquema general de integración de este método, el cual es descrito detalladamente, en el Apéndice II, se basa en discretizar la función de distribución la cual se supone que está compuesta de dos términos, de tal manera que

$$n(r) = h(r)f(r) \quad (2.51)$$

siendo $f(r)$ una función lentamente variable en cualquier intervalo de integración $r_j - r_{j+1}$. La técnica de minimización empleada impone que la suma de los cuadrados de la derivada segunda de la función de distribución sea mínima. El sistema se resuelve de manera recursiva donde en cada paso la solución se escribe como

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{g} \quad (2.52)$$

siendo \mathbf{C} la matriz de covarianza y \mathbf{H} la matriz de suavizado y cuyas expresiones se deducen en el Apéndice II.

El esquema de iteración presentado en el trabajo de King, 1978, se basa en inicializar la solución con funciones tipo Junge (2.42) e iterar para diferentes valores del exponente α estudiando posteriormente la convergencia de las soluciones obtenidas. En este trabajo proponemos como esquema de convergencia estudiar la evolución del vector de soluciones \mathbf{f} . Fácilmente se demuestra que si el proceso de iteración es convergente y si n es el número de iteraciones se cumple (Díaz y Díaz, 1993):

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{f} = \mathbf{1} \quad (2.53)$$

por tanto definiendo ε como el error asociado al vector solución \mathbf{f} , el sistema se itera hasta que se cumpla la siguiente condición, para el módulo del vector diferencia:

$$\Delta \mathbf{f} = |\mathbf{f} - \mathbf{1}| < \varepsilon \quad (2.54)$$

En las inversiones realizadas en este trabajo se ha escogido $\Delta \mathbf{f} = 10^{-6}$. Este esquema, al simplificar el código de programación, reduce el tiempo de convergencia en aproximadamente un tercio con respecto al esquema tradicionalmente aplicado en el método de King (King, 1978). Desde un punto de vista práctico el principal factor para la adecuada convergencia del método de inversión radica en la correcta elección del intervalo de radios en los que se pretende obtener la solución, para lo cual se ha empleado el criterio propuesto por Heintzenberg *et al.*, 1981. Este criterio se basa en determinar la zona de variación de r donde se cumple que el ratio del núcleo de la ecuación (2.49) para cualquiera dos longitudes de onda de las utilizadas para determinar los valores de EOA, no es constante.

λ (nm)	τ^M
368,0	1,095
500,0	0,971
798,0	0,926

Tabla 2.4. Espesores ópticos de aerosoles calculados para el caso de una distribución de partículas tipo oceánica.

Para chequear la implementación que se ha realizado del método de inversión se generaron para diferentes distribuciones de tamaño de aerosoles espesores ópticos a

diferentes longitudes de onda, para posteriormente aplicar el método de inversión y comparar la distribución de partículas obtenida con la de partida (Díaz, 1993a). En la tabla 2.4 se presentan los datos obtenidos al evaluar la ecuación (2.46), para el caso de una distribución oceánica a las longitudes de onda de 368,0, 500,0 y 768,0 nm. En la figura 2.7a se muestran los resultados obtenidos realizando la inversión entre los radios de partículas de 0,1 y 5 μm , donde el trazo continuo es la distribución original y el discontinuo la obtenida después de aplicar el método de King. El modelo de partida ha sido normalizado de manera que el factor de extinción en 550 nm es de 1 Km^{-1} . Los resultados mostrados se han obtenido discretizando la solución en siete tramos. Se observa la potencia del método para recuperar la distribución de partida. En la figura 2.7b se muestran los resultados obtenidos realizando la inversión en el intervalo de partículas de 0,1 a 12 μm . Se aprecia claramente una típica situación en la que el rango de radios elegido para realizar la inversión no cumple el criterio enunciado para el cociente de los núcleos de la ecuación (2.49), observándose como la solución obtenida para los radios grandes es errónea. En promedio, el rango óptimo para invertir se ha situado entre 0.1 y 3 μm (Díaz *et al.*, 1994b).

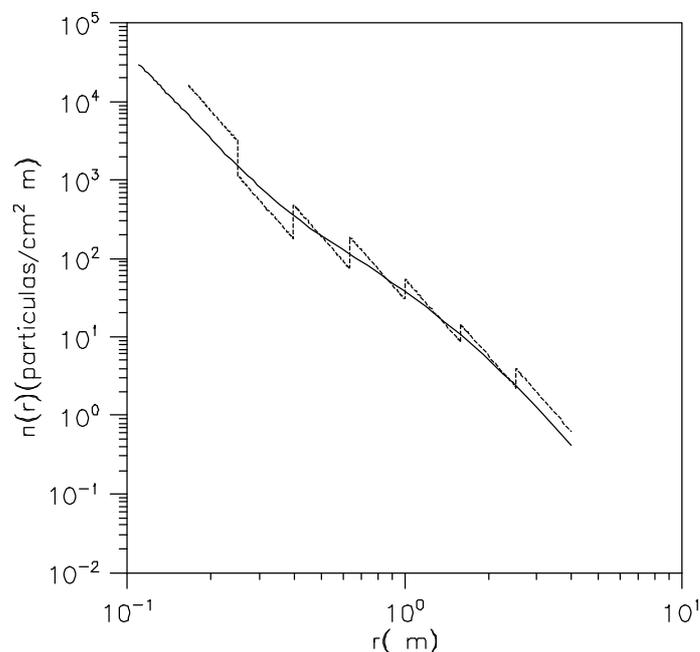


Figura 2.7a. Distribuciones de partículas tipo oceánica (curva continua) y distribución de partículas obtenidas usando el conjunto de espesores ópticos de la tabla 2.4 y para el rango de radios de 0,1 a 5 μm .

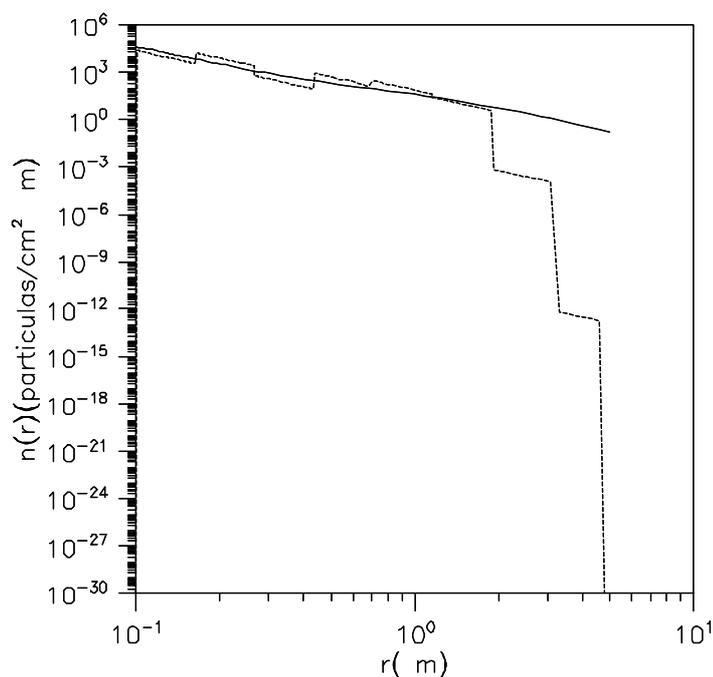


Figura 2.7b. Igual que la figura 2.7 a, pero realizando la inversión en el rango de radios de partículas de 0,1 a 10 μm .

Desde el punto de vista del estudio de magnitudes que intervenga en la modelización de la influencia de los aerosoles en el balance radiativo global, se han calculado las siguientes magnitudes: Función de fase ($P(\cos\theta)$), factor de asimetría (g) y la razón de la energía retrodispersada a la dispersión total (R). La función de fase se define para una partícula de radio r de la siguiente forma:

$$P(\cos\Theta) = \frac{4}{xx^2 * Q_{sca}} \frac{i_1 + i_2}{2} \quad (2.55)$$

de tal manera que la función está normalizada a 4π , es decir:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\cos\Theta)}{4\pi} \text{sen } \Theta d\Theta d\phi = 1 \quad (2.56)$$

y donde i_1 e i_2 son las denominadas funciones de intensidad, para la dirección perpendicular y paralela respectivamente a la dirección de dispersión, las cuales se definen como:

$$i_1 = |S_1(\cos\Theta)|^2 \text{ e } i_2 = |S_2(\cos\Theta)|^2 \quad (2.57)$$

donde las funciones de dispersión S_1 y S_2 vienen definidas de la siguiente manera:

$$S_1(\cos\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{1}{\sin\Theta} P_n^1(\cos\Theta) + b_n \frac{d}{d\Theta} P_n^1(\cos\Theta) \right] \quad (2.58a)$$

$$S_2(\cos\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[b_n \frac{1}{\sin\Theta} P_n^1(\cos\Theta) + a_n \frac{d}{d\Theta} P_n^1(\cos\Theta) \right] \quad (2.58b)$$

donde $P_n^1(\cos\Theta)$ son los polinomios asociados de Legendre y los parámetros a_n y b_n están dados por las expresiones (2.38). Para el caso de una distribución de partículas la expresión queda de la siguiente forma:

$$P(\cos\Theta) = \frac{2 \int_0^{\infty} (i_1 + i_2) n(r) dr}{\int_0^{\infty} x x^2 * Q_{sca} n(r) dr} \quad (2.59)$$

La determinación del factor de eficiencia de dispersión, $Q(\lambda, r, n)$, así como el cálculo de las funciones de dispersión $S_1(\cos\Theta)$ y $S_2(\cos\Theta)$ ha sido realizado siguiendo los trabajos de Wiscombe, 1978, por ser éstos los más ampliamente aceptados para la determinación de estos parámetros. La precisión de este algoritmo está en las 6ª cifra significativas y ha sido probado hasta valores del parámetro de tamaño de 20000 y con índices de refracción donde la parte real ha variado entre 1 y 9 y la parte imaginaria entre 0 y 10. El número de términos, N , escogidos para garantizar la convergencia de las series que aparecen en las ecuaciones (2.58a) y (2.58b) varía según el parámetro de tamaño en función de las siguientes expresiones:

$$N = \begin{cases} xx + 4xx^{1/3} + 1 & 0.02 \leq xx \leq 8 \\ xx + 4.05xx^{1/3} + 2 & 8 < xx < 4200 \\ xx + 4xx^{1/3} + 2 & 4200 \leq xx \leq 20000 \end{cases} \quad (2.60)$$

El factor g es el primer momento de la función de fase y se define de la siguiente forma para una distribución de partículas $n(r)$

$$g(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \pi r^2 n(r, z) g(r, \lambda) Q(r, \lambda) dr dz}{\int_0^{\infty} \pi r^2 Q(r, \lambda) dr} \quad (2.61a)$$

donde el factor $g(r, \lambda)$ para una partícula de radio r se expresa de la siguiente manera:

$$g(r, \lambda) = \frac{\int_0^{\pi} P(r, \Theta, \lambda) \text{sen}(\Theta) \cos(\Theta) d\Theta}{\int_0^{\pi} P(r, \Theta, \lambda) \text{sen}(\Theta) d\Theta} \quad (2.61b)$$

El factor R representa el ratio de la energía restrodispersada frente a la total y se expresa de la siguiente manera:

$$R(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} r^2 n(r) R(r, \lambda) Q(r, \lambda, n) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) Q(r, \lambda, n) dr} \quad (2.62a)$$

donde $R(r, \lambda)$ se escribe como:

$$R(r, \lambda) = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} P(r, \Theta, \lambda) \text{sen}(\Theta) d\Theta}{\int_0^{\pi} P(r, \Theta, \lambda) \text{sen}(\Theta) d\Theta} \quad (2.62b)$$

La razón del espesor óptico de dispersión al de extinción viene dada por el albedo de dispersión simple, ω :

$$\omega(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{sca}(r, \lambda) n(r, z) dr dz}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda) n(r, z) dr dz} \quad (2.63)$$

Diversos han sido los trabajos que han tenido como objeto determinar el error en los parámetros anteriores a partir de distribuciones de partículas obtenidas con métodos de inversión basados en el tipo de discretización usada en este trabajo. Los resultados muestran que el error promedio en el parámetro de asimetría, g , esta en torno al 10%, para el factor de retrodispersión, R , en el 20% y para el número total de partículas en el 20% (Díaz y Díaz, 1993; Díaz, 1993a y González y Ogren, 1996).

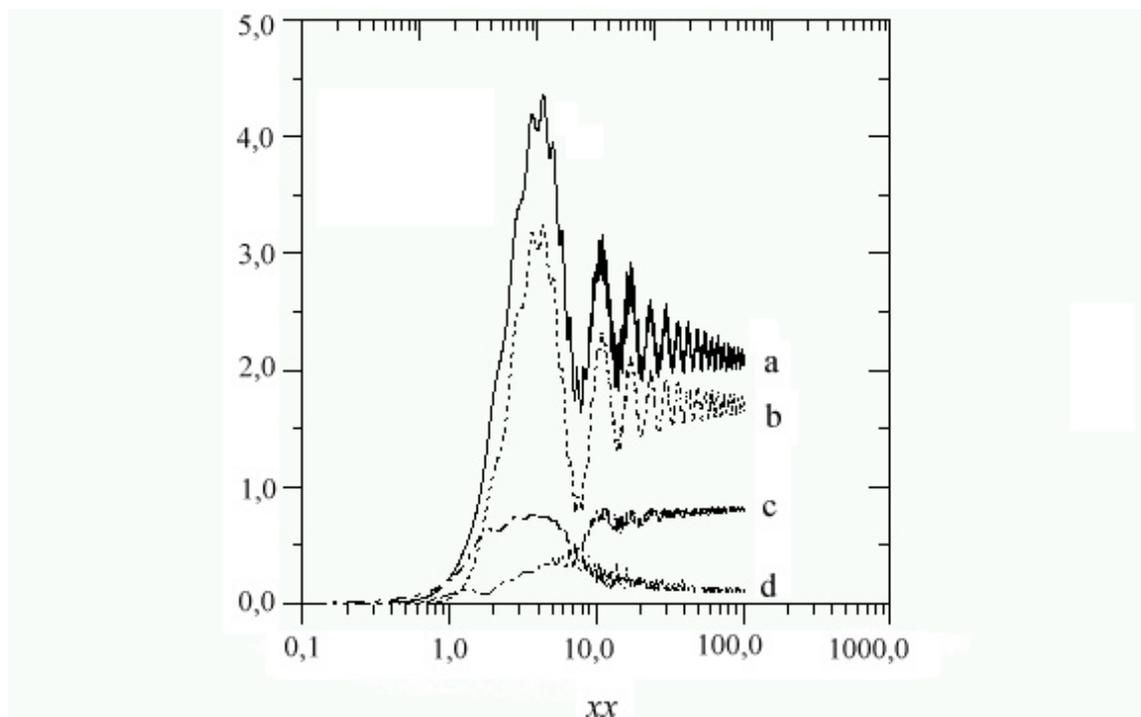


Figura 2.8. Valores de las siguientes magnitudes frente al parámetro de tamaño, xx : a) Factor de eficiencia de *scattering*, Q_{sca} . b) término g Q_{sca} . c) factor de asimetría, g . d) Factor de eficiencia de retrodispersión, $R(r, \lambda, n) Q_{sca}(r, \lambda, n)$.

En la figura 2.8 se representan los valores obtenidos para el factor de eficiencia de dispersión, Q_{sca} , (curva *a*), para el término $g Q_{sca}$, (curva *b*), para el factor de asimetría, g , (curva *c*) y para el factor de eficiencia de retrodispersión, $R(r,\lambda,n) Q_{sca}(r,\lambda,n)$, (curva *d*), en función del parámetro de tamaño xx definido en la ecuación (2.19). Estos valores han sido obtenidos operando con las ecuaciones desde la (2.55) a la (2.62b) y considerando esferas con un índice de refracción de $1.55-0.001i$ en el vacío.

Capítulo III
Estudio radiativo en condiciones de fondo

Capítulo III

ESTUDIO RADIATIVO EN CONDICIONES DE FONDO

Los objetivos que se plantean en este capítulo para la caracterización de los aerosoles en condiciones de fondo, son: definición objetiva de estas situaciones y determinación del espesor óptico de aerosoles (EOA), cálculo de la distribución de partículas y obtención de la función de fase de dispersión, parámetro de asimetría y factor de retrodispersión. Así, en la primera parte se describen las principales características de la estación de medida (Izaña-INM) desde el punto de vista de su importancia para la consecución de condiciones de fondo representativas de promedios a escala global en la troposfera libre. Posteriormente se describe el método empleado en la calibración del instrumento, esto es, en el cálculo de las constantes extraterrestres a las longitudes de onda de trabajo de 368, 500 y 778 nm. Este procedimiento además permite obtener el EOA, en aquellas condiciones de alta estabilidad atmosférica, las cuales se han considerado como de fondo. Empleando el método de King, *et al.*, 1978, descrito en el capítulo anterior, se obtiene la distribución de partículas. La principal causa para la rotura de las condiciones de troposfera libre, en lo que a medida de radiación se refiere, es la presencia de inestabilidades de tipo térmico como consecuencia del calentamiento diferencial entre el suelo y la capa de atmósfera adyacente. En este sentido, se realiza un estudio de la evolución de la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos con la hora del día.

En la última parte del capítulo se calculan las principales propiedades radiativas: función de fase de dispersión, factor de asimetría y factor de retrodispersión, haciendo especial hincapié en la importancia de los siguientes rangos para los radios, r , de las partículas supuestas estas esféricas: $r < 0.3$, $0.3 < r < 0.8$ y $r > 0.8 \mu\text{m}$, en lo que al cálculo de estas magnitudes se refiere.

3.1. CARACTERISTICAS DE LA ESTACION DE MEDIDA. CONDICIONES CLIMATICAS E INSTRUMENTACION EMPLEADA.

Las medidas de radiancia solar espectral utilizadas en este capítulo han sido realizadas en la estación de Izaña perteneciente al Instituto Nacional de Meteorología. Estas instalaciones, operativas desde 1984, están situadas en el monte de Izaña, en la Isla de Tenerife a $28^{\circ} 17.9' \text{N}$, $16^{\circ} 29.4' \text{O}$ y a una altitud de 2367 m sobre el nivel del mar y a sólo 400 km del continente Africano. El observatorio se encuentra sobre una plataforma volcánica situada en la dorsal que atraviesa la Isla desde la base del Pico Teide hacia el Noreste. La estación pertenece a la red de estaciones de Vigilancia Atmosférica Mundial (VAM-GAW, Global Atmospheric Watch), siendo de las pocas estaciones de estas características del Hemisferio Norte. En la figura 3.1, se muestra la ubicación de las estaciones desde las que se han obtenido los datos empleados en este trabajo: la de Izaña y la emplazada en la Escuela Superior de Náutica y Estudios del Mar de la Universidad de La Laguna.

En el conjunto de medidas que se llevan a cabo en la estación cabe destacar las realizadas para caracterizar las concentraciones de gases en condiciones de fondo, es decir en situaciones promedios a escala global en la troposfera libre. En este sentido es importante estudiar las posibles fuentes locales de contaminación así como las trayectorias de aire que llegan al punto de muestreo. El paisaje en torno a la estación de medida es de tipo volcánico con escasa vegetación de alta montaña constituida principalmente por la retama. Entre los 1000 y 2000 m (s.n.m.) se sitúa un cinturón de vegetación formado casi exclusivamente por pino canario para continuar hacia la costa con una riquísima comunidad arbustiva denominada laurisilva. Por tanto, las únicas fuentes importantes de contaminación antropogénica se sitúa lejos de la estación

pudiendo llegar a ésta sólo en determinados episodios donde la dirección y velocidad del viento sean los adecuados.

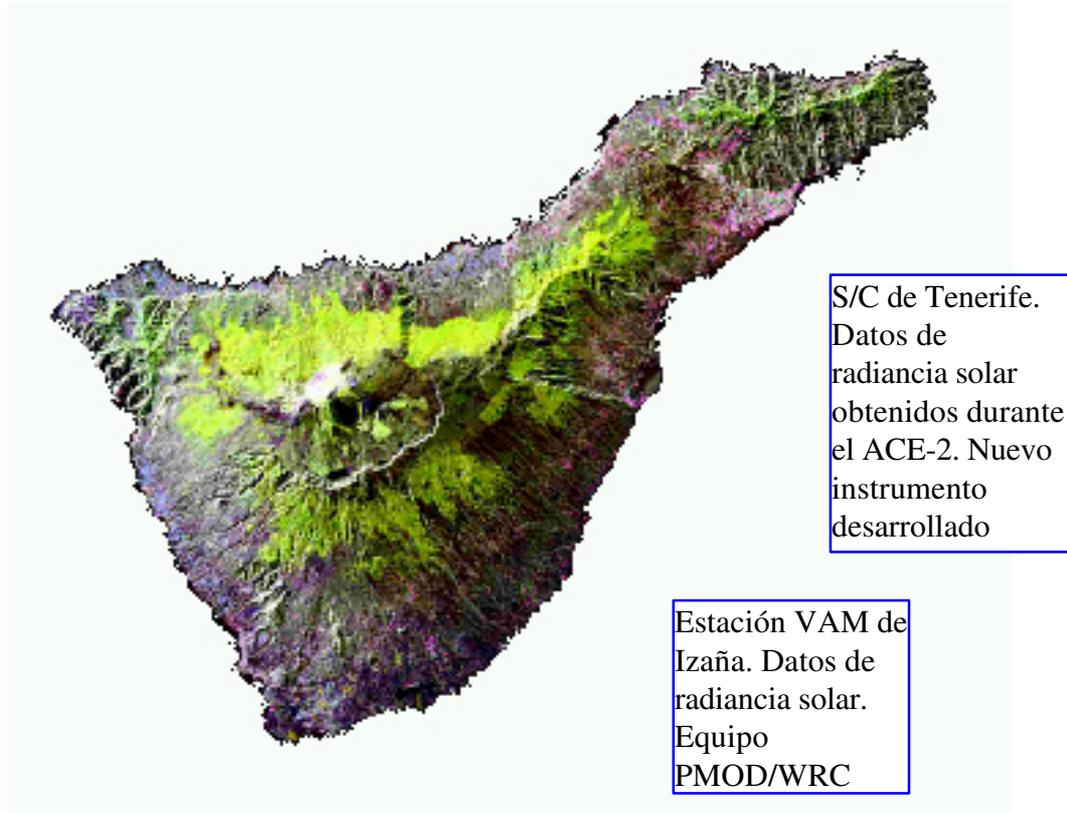


Figura 3.1. Ubicación de las dos estaciones desde la que se han obtenido los datos empleados en este trabajo así como el tipo equipo instalado y de datos adquiridos en cada una de ellas.

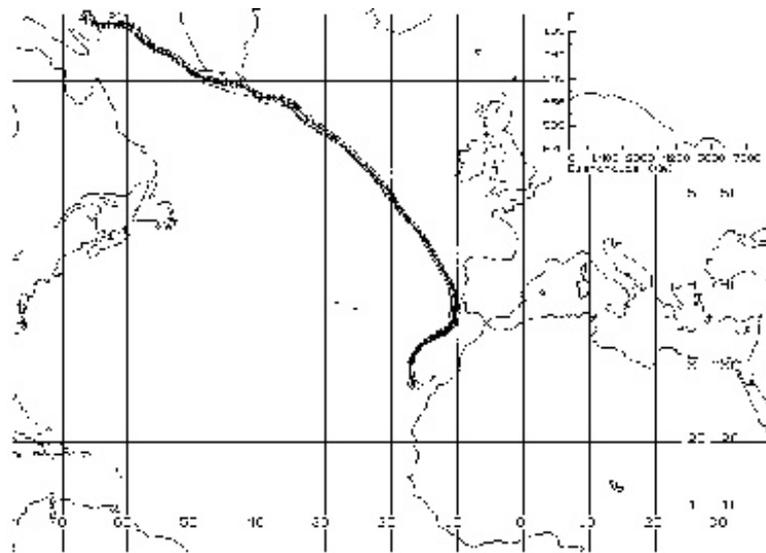
Las características meteorológicas de las Islas Canarias son determinadas principalmente por la posición y fortaleza del anticiclón subtropical de las Azores y la corriente fría de Canarias, una rama de la corriente cálida del Golfo. La posición normal del anticiclón es hacia el noroeste del Archipiélago Canario, sobre las islas portuguesas de las que toma su nombre. Estos elementos climáticos provocan la existencia de una capa de inversión de subsidencia la cual se sitúa entre los 1000 y 2000m de altura. La existencia de esta inversión de temperaturas, se registra en un 90% de los días de verano y en un 70% del periodo de invierno, presentando una mayor intensidad en la época estival. La presencia de esta capa asegura la existencia de dos capas de aire separadas, siendo las más baja fría y húmeda (50-60% de humedad relativa) asociada principalmente a los vientos alisios y la superior cálida y seca (20%). La presencia de

esta capa asegura que las masas de aire procedente de niveles bajos y por lo tanto, contaminadas por la actividad humana desarrollada en estas cotas, no puedan llegar hasta la estación.

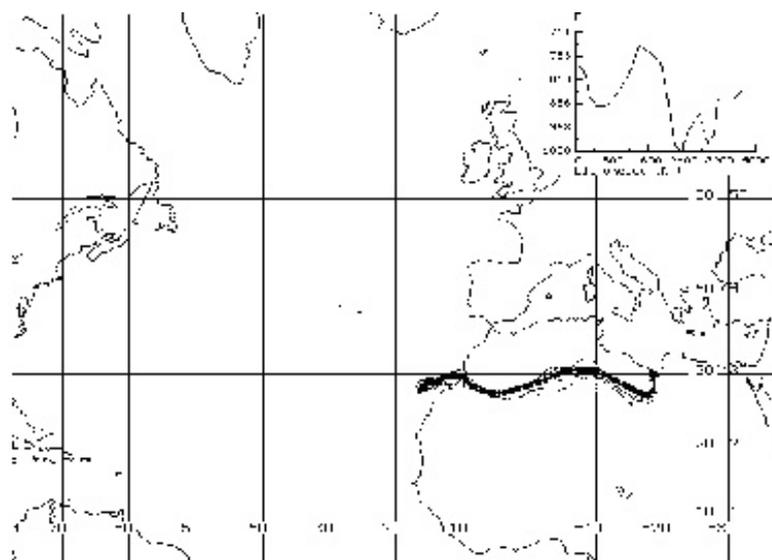
La temperatura media anual en la zona de Izaña es de 9.8 °C, siendo la de invierno en torno a 4°C y la de verano de 16 °C. Las variaciones diarias medias son de 6°C en invierno y de 8°C en verano. La presión promedio en la estación es de 770 HPa con fluctuaciones diarias de 2 HPa. La precipitación media es de 503.5 (l/m²), existiendo unos 40 días con lluvia. En invierno la precipitación suele ser en forma de nieve, lo cual ocurre una media de 10 días por año. La humedad, debido a la presencia de la capa de inversión, se mantiene baja con valores promedios del 47%. Desde el punto de vista de la determinación de situaciones climáticas que se aseguren condiciones de fondo en la estación de medida, es el viento el factor que merece un estudio más minucioso. Los vientos predominantes son del tercer cuadrante, principalmente del Noroeste durante el día y del Oeste-Noroeste en horas nocturnas. La velocidad del viento es mayor durante la noche con valores típicos en el rango de 9 a 14 m/s mientras que durante el día son más probables los registros entre los 6 y los 9 m/s (Cuevas, 1996). Una interesante situación con respecto a la velocidad de los vientos se da cuando la corriente de chorro subtropical se sitúa sobre la vertical de Canarias. En general esta zona esta zona de grandes vientos ,también denominada *jet stream*, se sitúa a unos 30° N y con una velocidad media del viento de unos 35 m/s en invierno y unos 13 m/s en verano, afectando claramente la tropopausa sobre las Islas Canarias (Expósito *et al.*, 1991). Esta situación es uno de los mecanismos más efectivos de intercambio de masas de aire de origen estratosférico y troposférico, afectando principalmente las concentraciones totales en columna del ozono.

En diferentes análisis de las masas de aire que llegan hasta Izaña, en los que se ha usado principalmente técnicas de retrorayectorias, se ha comprobado que las masas procedentes del Norte del Océano Atlántico son las más frecuentes, confirmado la buena situación del observatorio, desde el punto de vista del transporte de contaminación de largo alcance, para la realización de medidas de fondo. Las trayectorias que interceptan a Europa o provienen del desierto del Sahara, tienen máximos de ocurrencia en verano, mostrando este patrón de comportamiento una gran persistencia año a año (Sancho *et al.*, 1992 y Cuevas, 1996). En la figura 3.2 se muestran dos ejemplos de retrorayectorias

isentrópicas empleadas en el análisis de diferentes episodios a lo largo de esta Memoria. En la figura 3.2a aparece una típica trayectoria atlántica mientras que en la figura 3.2b se aprecia una invasión de masas de aire, procedentes del desierto del Sahara, muy ricas en aerosoles de tipo mineral. El recuadro pequeño que aparece en la esquina derecha superior de ambas imágenes indica las diferentes alturas por las que ha transitado la parcela de aire, lo cual es de gran importancia a la hora de determinar la historia de la



a)

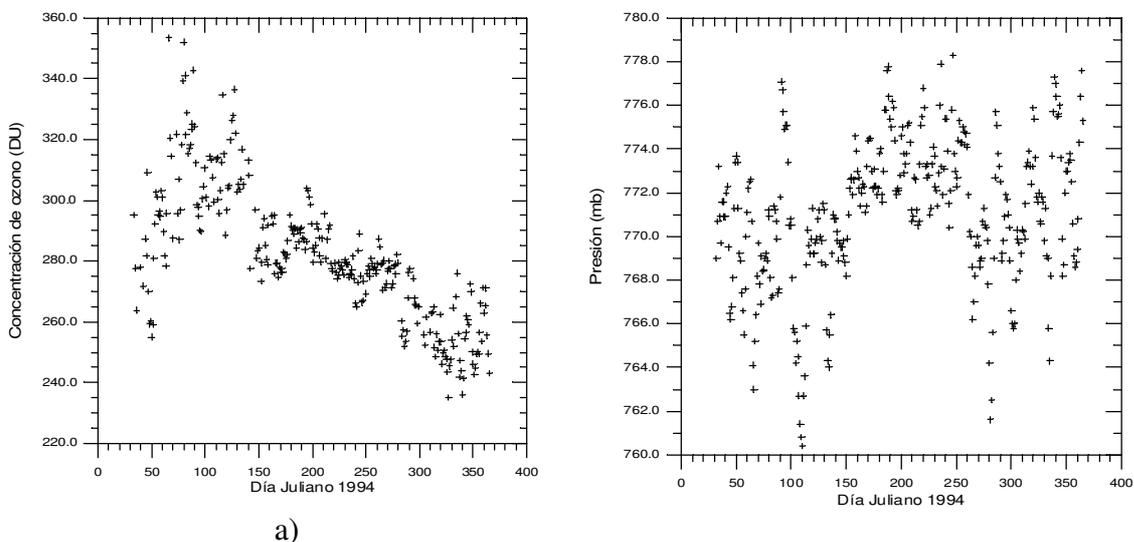


b)

Figura 3.2. Retrotrayectorias isentrópicas que llegan a Tenerife procedentes de diferentes fuentes: a) del Atlántico y b) Sahara.

masa de gases que llega hasta el lugar de medida y la posible evolución sufrida por los diferentes tipos de aerosoles que la componen.

Uno de los objetivos planteados en este trabajo es la determinación del espesor óptico de aerosoles en condiciones de fondo a 368, 500 y 778 nm, para lo cual es necesario contar previamente con información meteorológica. Así, con respecto a las correcciones debidas a la existencia de bandas de absorción en estos tres canales, se ha contado con el apoyo de un equipo Brewer para la determinación de la cantidad total de O_3 , y se ha dispuesto de los datos de una estación de medida para la determinación de las principales variables meteorológicas. En la figura 3.3, se muestran los datos meteorológicos para el año 1994, correspondientes a la cantidad diaria total de ozono en unidades Dobson (DU), presión, cobertura nubosa diaria en octavas así como una clasificación de los días señalando si son días limpios o si se observaba calima o polvo en suspensión.. Así, se aprecia como el ozono tiene una tendencia descendente para todo el año con un valor promedio de 280 DU para todo el periodo. La presión presenta una gran estabilidad con un valor promedio de 770 mb y un rango de variación de ± 10 mb. Los meses con una mayor cobertura nubosa fueron Noviembre, Diciembre y Enero con sólo 8 días despejados. La presencia de polvo en suspensión fue más frecuente en Junio y Julio, la cual se registró en unos 8 días para ambos meses.



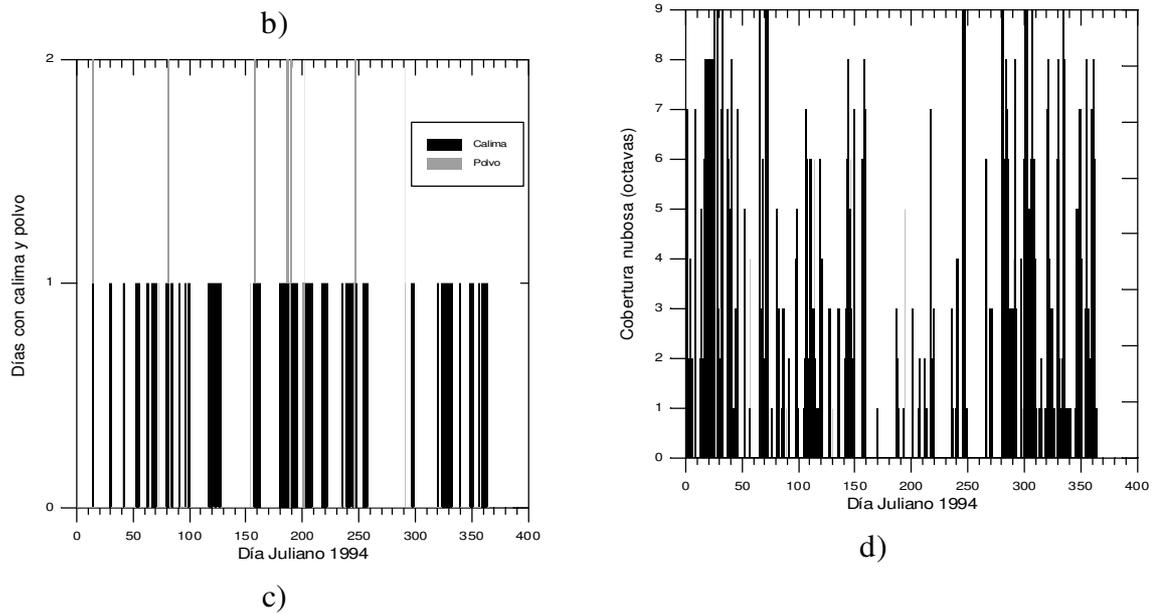


Figura 3.3. a) Concentración de ozono en unidades Dobson (DU) medidas en la estación de Izaña con un instrumento Brewer durante el año 1994. b) Presión en la misma estación de medida y para el mismo período de tiempo. c) Días en los que se ha registrado calima (trazo continuo) y/o polvo (trazo discontinuo). d) Cobertura nubosa dada en octavas.

3.1.1. Descripción del fotómetro solar WRC-PMOD.

El instrumento empleado para el estudio de las principales magnitudes radiativas, asociadas a aerosoles atmosféricos en condiciones de fondo en la estación Izaña-GAW, es un fotómetro solar del tipo WRC-PMOD/Rocket perteneciente al Instituto Nacional de Meteorología (INM). Durante la reunión del grupo de medidas de radiación solar de la Organización Mundial de Meteorología (OMM) celebrada en 1975 (WMO, 1975), se vio la necesidad de diseñar un estándar cuyas especificaciones respondieran a las necesidades planteadas en las estaciones de medidas de contaminación de fondo, donde se necesitaba iniciar series temporales de medidas del espesor óptico de la atmósfera con equipos de alta estabilidad y precisión. En 1977 el Centro Mundial de Radiación (CMR) en Davos, Suiza, finalizó las especificaciones de este equipo las cuales correspondían a un instrumento primario según la clasificación hecha en la segunda reunión de expertos en medidas de radiación solar organizada por la OMM en Boulder, Colorado USA (WMO, 1978). Dos prototipos fueron construidos por G.E. Shaw y testados en varias

estaciones entre las que destacan una en el Polo Sur y otra en Mauna Loa (Hawai), demostrando una alta estabilidad tanto a corto como a largo plazo (Frolich, 1979).

El instrumento que se utiliza en este capítulo para la obtención de la radiancia solar, ha sido desarrollado en el CRM basado principalmente en la experiencia de los fotómetros solares previamente utilizados por Shaw, mejorando respecto a éstos el diseño de la electrónica empleada. El instrumento consta de un detector fotovoltaico de silicio tipo UV-215B EG+G, el cual presenta una alta estabilidad en la respuesta espectral, siendo el área activa de 23.6 mm² y la corriente de oscuridad, en condiciones normales de funcionamiento, de 2.0 10⁻¹³ A. La selección de la longitud de onda se realiza mediante un conjunto de filtros interferenciales centrados en las longitudes de onda: 368, 500 y 778 nm con una precisión de ±2 nm. Para reducir los efectos de la humedad y del polvo la entrada del instrumento posee una ventana de silicio del alta transmisión, lo cual es de gran importancia sobre todo para medidas en al zona UV del espectro. La geometría del tubo colimador es tal que la apertura de recepción tiene un diámetro de 3 mm, la apertura frontal de 7.2 mm y la distancia de separación entre ambas es de 170 mm, esto configura un ángulo mitad de visión de campo de 1.3°. El detector y los filtros están localizados en una cavidad cuya temperatura está estabilizada entorno a los 30°C lo cual asegura una constante y baja corriente de oscuridad así como una gran estabilidad en los anchos de banda y una baja dependencia en la respuesta del equipo respecto de la temperatura (Frolich, 1979).

El tubo colimador está localizado en un seguidor solar de manera que se mantiene un alineamiento constante con el Sol. Los datos son almacenados en un ordenador mediante un sistema de adquisición y digitalización de tal manera que a cada minuto se le asigna como dato el promedio de señal obtenido 30 segundos antes y 30 segundos después del minuto. Los datos que se han analizado corresponden al año 1994.

Las excelentes características del diseño de este instrumento ha hecho que uno de idénticas características, el SPM05, haya sido escogido como estándar en el CRM para este tipo de medidas siendo calibrado en varias ocasiones mediante vuelos en cohetes estratosféricos.

3.2. CALIBRACION DEL INSTRUMENTO DE MEDIDA. INTERVALOS DE ESTABILIDAD RADIATIVA.

De la anteriormente expuesto se concluye que las condiciones meteorológicas a las que se ve sometida la estación de Izaña son óptimas para la realización de medidas de contaminación en condiciones de fondo. Una cuestión importante es la de caracterizar perfectamente estas situaciones respecto de aquellas en las que se observa contaminación tanto de procedencia local como de fuentes continentales. En la determinación experimental de magnitudes, representativas de promedios a escala global, que conlleven la medición de radiación solar es fundamental hallar aquellos periodos que no se vean afectados por turbulencias térmicas como consecuencia del calentamiento del suelo en torno a la estación de medida. En las figuras 3.4a y b, se observan dos calibraciones Langley, una para un día con alta estabilidad atmosférica (coeficientes de determinación en la recta de ajuste, $r^2 < 99.99\%$) y otra para un día con fluctuaciones en las propiedades ópticas de la atmósfera. En la figura 3.4c se muestra el comportamiento típico en la evolución del espesor óptico con la hora para un día sin nubes. Se observa como en las primeras horas de la mañana, al ser las fluctuaciones térmicas mínimas, los registros son prácticamente constantes para posteriormente fluctuar debido a la aparición de turbulencias como consecuencia del mayor calentamiento del suelo.

Así, hemos definido de manera objetiva las condiciones de fondo en función de la estadística del ajuste realizado en el proceso de calibración por el método Langley (ver Capítulo II). Se considera que un período de tiempo es representativo de condiciones promedio de troposfera libre, cuando cumple que la desviación estándar de los residuos del Langley están por debajo de un límite, el cual hemos fijado en 0.002, calculada durante un periodo mínimo de una hora por la mañana temprano, para así, disminuir el efecto de las turbulencias térmicas. De todos los posibles rangos que cumplen esta condición para un día, hemos escogido para formar la base de datos de respuestas exoatmosféricas del instrumento, $I_0(\lambda)$, y de espesores ópticos totales, τ , aquellos periodos que sean máximos. De esta manera, aparte de calcular en unas excelentes condiciones el valor de la constante $I_0(\lambda)$, se puede determinar cuales son las horas de

mayor estabilidad radiométricas a la vez que clasificar las situaciones climáticas existentes en representativas o no a escala global.

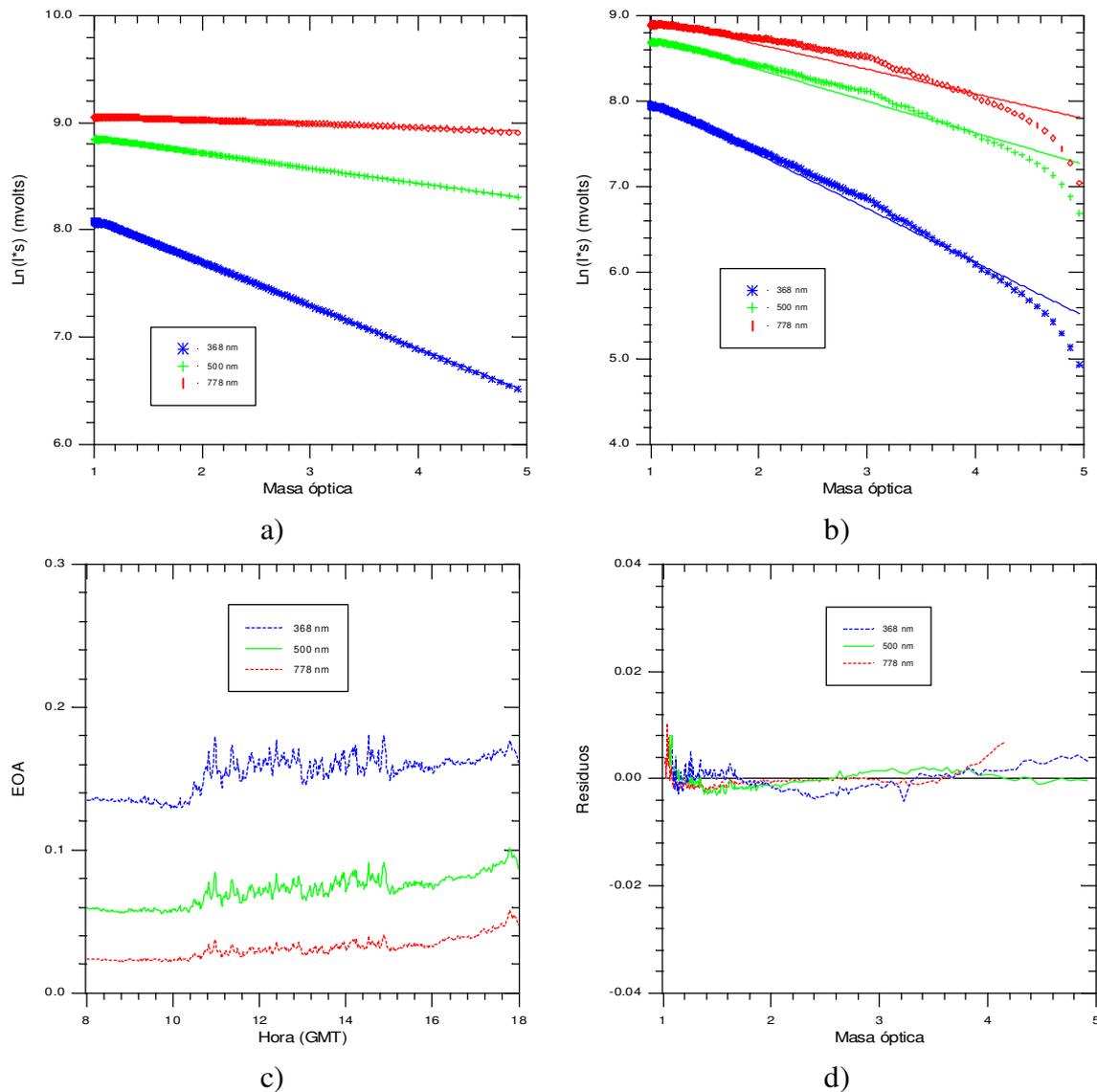


Figura 3.4. a) Ejemplo de una calibración Langley para un día con alta estabilidad atmosférica (18 de Junio de 1994). *b)* Ajuste tipo Langley para un día con alta inestabilidad (14 de Junio de 1994). *c)* Variación del espesor óptico de aerosoles atmosféricos (EOA) para el día 18 de Junio. *d)* Residuos obtenidos del ajuste Langley en periodo máximo en el que se cumplen las condiciones para que las medidas sean consideradas como representativas de promedios a escala global.

Dos han sido los procedimientos de calibración seguidos, el método Langley (ec. (2.14)) y el propuesto por B.M. Herman et. al., 1981 (ec. (2.18a y b)). Este último esquema realiza un ajuste pesado de los datos con la intención de reducir el error en la medida para ángulos solares bajos debido a fluctuaciones en el valor del espesor óptico total, τ . Los resultados obtenidos con ambos métodos difieren en menos de un 1%, para todos los datos evaluados durante 1994, en condiciones de fondo. En la bibliografía se han reflejado situaciones en las que un preciso ajuste de los datos enmascaraban fluctuaciones del valor de τ con la masa óptica, m , lo cual ocasionalmente podría suceder en Izaña (Russell *et al.*, 1975). Si bien, esta posibilidad es de escasa importancia, dado el amplio conjunto de medidas así como que éstas se han realizado por encima de la capa de inversión y durante la mañana para limitar las inestabilidades de tipo térmico.

Así, se ha hecho un estudio sistemático de los rangos de estabilidad radiométrica para el año 1994, determinando los periodos representativos de condiciones de fondo. A modo de ejemplo, en la tabla 3.1 se muestran para el día 18 de Junio los periodos de mayor estabilidad por la mañana así como las rectas de ajuste Langley a partir de cuya pendiente se determina el EOA en condiciones de fondo. En la gráfica 2.3d se muestra los residuos de estos ajustes para cada canal, donde se puede observar la gran bondad del ajuste en los periodos de estabilidad para los cuales se obtienen coeficientes de correlación en la recta de ajuste Langley siempre superiores al 99.99%.

Canal	Rango de masa ópticas	Recta de ajuste Langley
368 nm	[5.57875,1.08384]	-0.404413x+8.50524
500 nm	[5.57875,1.06023]	-0.141562x+8.99996
778 nm	[4.14489,1.02049]	-0.0322901x+9.08769

Tabla 3.1. Rangos de estabilidad y rectas de ajuste para los canales de 368, 500 y 778 nm, durante un periodo típico de condiciones de fondo (18 de Junio).

Los rangos de estabilidad hallados se muestran en las figuras 3.5a, b y c, para los tres canales. En la tabla 3.2, se muestra la estadística para cada uno de los canales, donde a es el valor de la masa óptica del aire por la mañana temprano, b lo es para los datos hacia el mediodía, y $h(a)$ y $h(b)$ son las horas locales correspondientes para esos valores de la masa óptica. Si se realiza una estadística global, es decir, considerando

conjuntamente los tres canales, se obtiene que el valor promedio del límite a es de 5.13 y una desviación estándar, $\sigma(a)=0.53$, mientras que para b se obtiene un valor promedio de 1.54 y $\sigma(b)=0.43$. Se observa como el periodo de estabilidad, medido en horas, abarca prácticamente desde el inicio del día hasta las 10.5 de la mañana (hora local), periodo a partir del cual empiezan a ser importantes las inestabilidades de tipo térmico. El canal que presenta una mayor sensibilidad a la aparición de inestabilidades es el azul y el menos el rojo el cual presenta valores representativos de condiciones de fondo prácticamente hasta las 11 hora local. La evolución que muestran tanto el parámetro a como el b , está gobernada principalmente por la variación con la época del año del ángulo cenital solar, el cual toma los valores mínimos en la estación estival y los máximos durante el invierno. El parámetro b presenta un comportamiento más plano, sobre todo en los canales verde y rojo, con valores máximos en invierno y mínimos en verano.

	368 nm	500 nm	778 nm
a	4.92±0.55	5.20±0.49	5.13±0.53
b	1.74±0.44	1.48±0.42	1.38±0.43
$h(a)$	6.93±0.59	6.84±0.58	6.86±0.59
$h(b)$	9.52±0.88	10.85±0.77	11.15±0.68

Tabla 3.2. Rangos de masas ópticas por la mañana, (a,b) y período horario ($h(a)$, $h(b)$), en los que se ha encontrado estabilidad y su desviación estándar para los tres canales de medida.

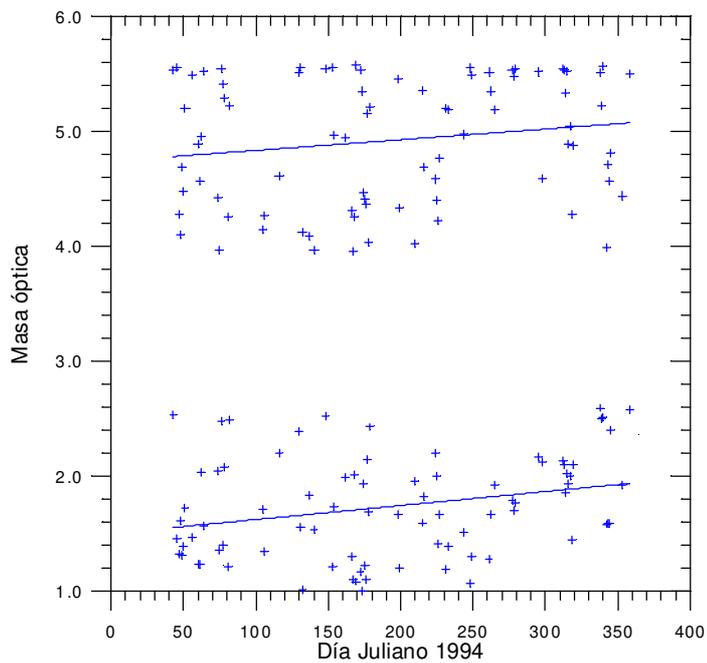


Figura 3.5a. Rangos de estabilidad para el canal de 368 nm.

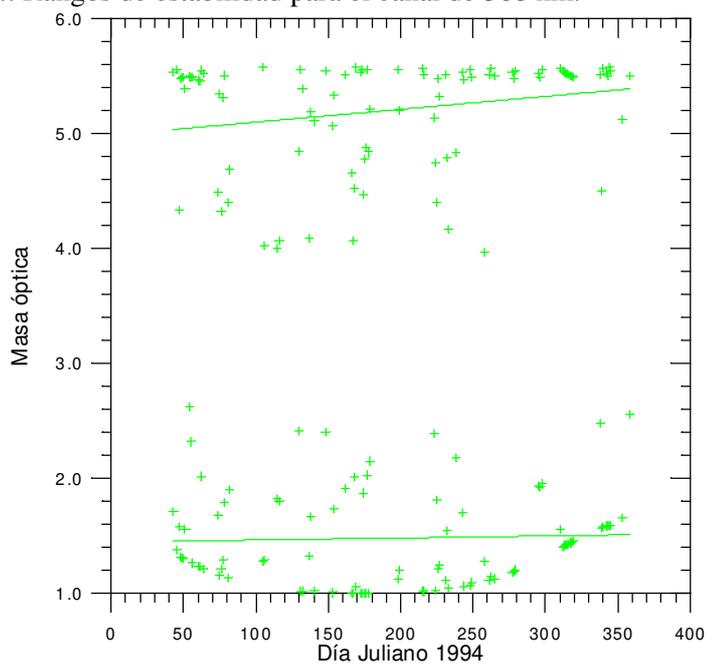


Figura 3.5b. Rangos de estabilidad para el canal de 500 nm

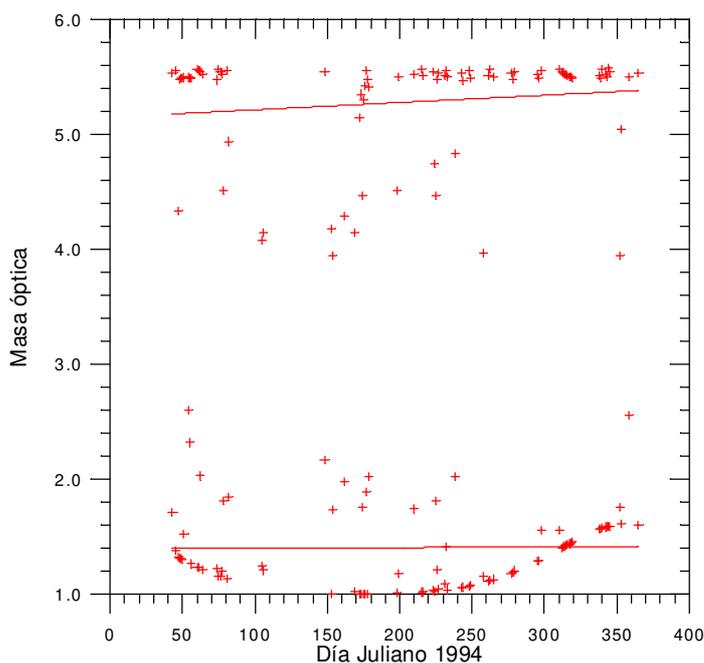


Figura 3.5c. Rangos de estabilidad para el canal de 778 nm

En la figura 3.6 se muestra un diagrama de barras con el número de días en cada mes en los que se ha detectado estabilidad en cada canal, tal y como la hemos definido. Para el canal azul se registraron un total de 82 días con estabilidad, para el de 500 nm un total de 92 días y para el rojo fue de 84 días. La diferencia en el número de días en los que aparece estabilidad para los diferentes canales en un mismo mes radica en las variaciones que han podido ocurrir en los elementos que afectan a la radiancia a las longitudes de onda de medida. Así, variaciones en la concentración de ozono afecta de manera sólo al canal verde el cual se encuentra dentro de la banda de Chappius. El número promedio de días con estabilidad por mes fue de 9, siendo los meses de Junio y Agosto los que presentan más horas representativas de condiciones promedios a escala global. El mes con menos tiempo válido fue Julio debido principalmente a los episodios de invasiones de polvo sahariano.

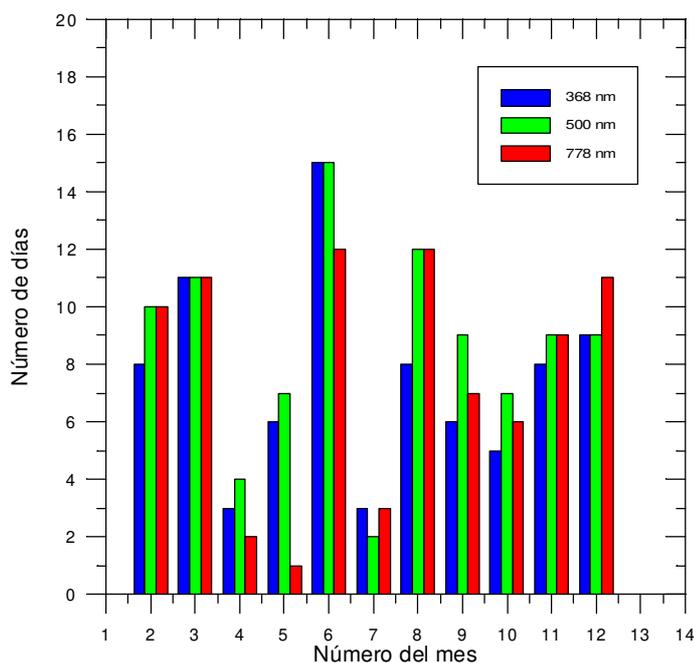


Figura 3.6. Histograma donde se muestra para cada canal, azul=368 nm, verde=500nm y rojo=778 nm, el número de días por mes en los que se ha encontrado estabilidad radiométrica.

Con respecto a $I_0(\lambda)$, en las gráficas 3.6a, b y c se representa los valores obtenidos para las diferentes longitudes de onda. En ellas se observa como la respuesta de todos los canales ha caído, si bien es el canal azul (368 nm) el que ha sufrido un importante deterioro con una decrecimiento exponencial (coeficiente de determinación $R^2=0.75$) de la respuesta para todo el período de media de entorno al 16%, para el canal de 500 nm la pérdida de sensibilidad ha sido del 7% y para el de 778 nm del 6%. Las estadísticas para estos ajustes se muestran en la Tabla 3.3, donde también aparecen los ajustes utilizados para la determinación diaria de $I_0(\lambda)$, lo que asegura una alta precisión en la determinación del espesor óptico de aerosoles (EOA) aplicando la ecuación (2.10). La variación día a día promedio de $I_0(\lambda)$ ha sido de -14.46 voltios para el canal de 368 nm, de -10.05 voltios para el de 500 nm y de -8.09 voltios para el de 778 nm

Canal (nm)	valor mínimo (mvoltios)	valor máximo (mvoltios)	valor promedio (mvoltios)	desviación estándar (mvoltios)	Tendencia
368	4459.18	5283.48	4920.86	204.45	$\exp(-0.00035x)*5255.28$

500	7611.08	8248.53	8024.99	95.64	$-0.11x+8049.02$
778	8424.51	8999.19	8832.93	74.19	$-0.05x+8852.22$

Tabla 3.3. Estadística para la respuesta del instrumento de medida en ausencia de la atmósfera terrestre para las longitudes de onda 368, 500 y 778 nm.

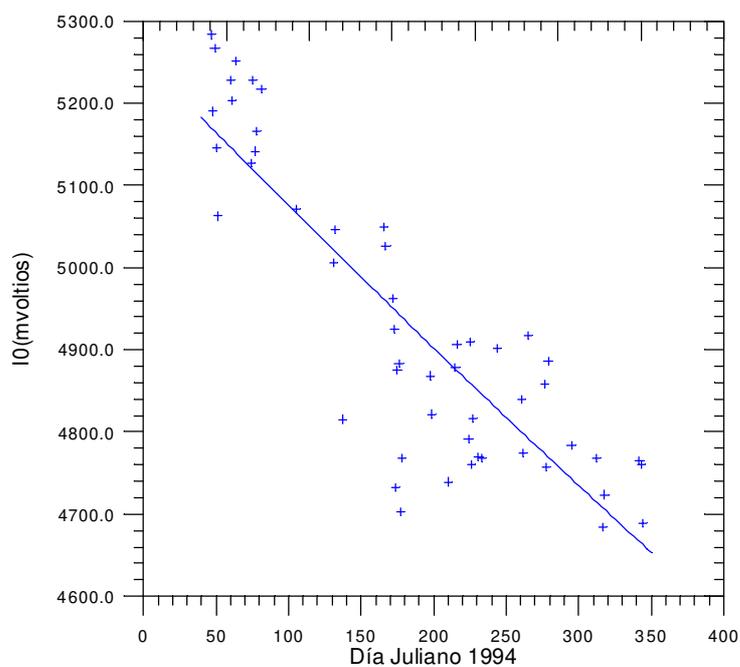


Figura 3.7a. Respuesta del instrumento de medida en ausencia de la atmósfera terrestre para el canal de 368 nm durante el año 1994. Los rangos en los que se ha realizado el ajuste Langley son aquellos que son máximos y que cumplen con la condición de estabilidad radiativa.

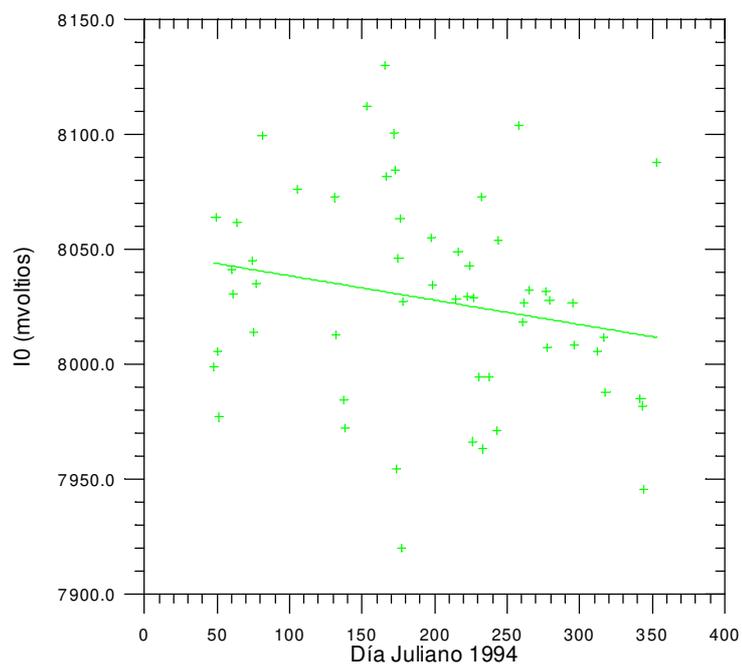


Figura 3.7b. Igual que la figura 3.7a pero para el canal de 500 nm.

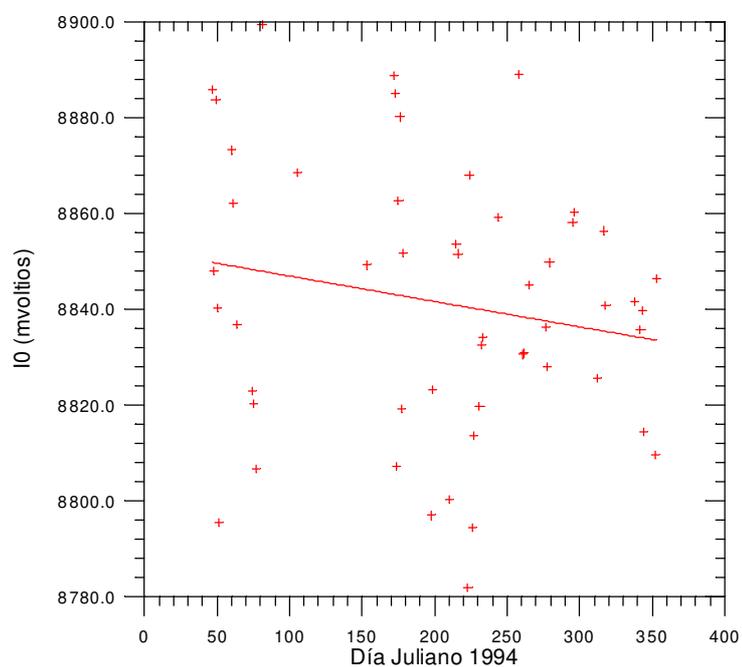


Figura 3.7c. Igual que la figura 3.7a pero para la longitud de onda de 778 nm.

El instrumento empleado para la toma de medida usadas en este capítulo posee filtros interferenciales con los siguientes anchos de banda a altura mitad (FWMH): 5, 5 y 12 nm para los canales 368, 500 y 778 nm respectivamente. Así, a la vista de los resultados mostrados, el error en la determinación de $I_0(\lambda)$ correspondiente a este factor es de entorno a 0.1% para las tres longitudes de onda a las que se ha medido. El ángulo de visión del WRC-PMOD/Rocket es de 2.6°, situándose por tanto la contribución debida a la dispersión de radiación hacia adelante y a la dispersión de radiación en el cono de aceptación del fotómetro en un 1% de la señal medida. Esta se traduce en una subestimación del espesor óptico de aerosoles del orden del 7% en 368 nm y del 4% en 778 nm. Los problemas asociados a τ_{abs} radican en la aplicación de la ley (1.10) a zonas del espectro donde existan bandas de absorción saturadas, lo cual se evita ya que para los tres canales de medida las únicas bandas de absorción importantes aparecen en 500 nm para la zona de Chappius del O₃. Como ya se ha comentado se ha usado un segundo método de ajuste de los datos que intenta minimizar la influencia de las variaciones del valor de τ en la determinación de la constante exoatmosférica. En condiciones de estabilidad los dos métodos de ajuste usados son equivalentes. Analizando en conjunto todos los errores instrumentales que intervienen en el cálculo de $I_0(\lambda)$ se determina que éste es como máximo del 1% para los tres canales.

3.3. ESPESOR OPTICO DE AEROSOLES (EOA) EN CONDICIONES DE FONDO.

La pendiente obtenida del ajuste Langley realizado durante los periodos de estabilidad es el espesor óptico total τ (EOT). En la figura 3.8 se muestran los valores obtenidos para este parámetro durante el año 1994 (Díaz *et al.*, 1994b). Se observa para los tres canales una ligera tendencia negativa, tal y como se deduce de las ecuaciones de las rectas de ajuste que aparecen en la tabla 3.4.

El espesor óptico de aerosoles se obtiene a partir de la expresión (2.10), donde el término debido a las bandas de absorción del ozono, como ya se ha comentado, sólo se aplica a las medidas realizadas a 500 nm. De los datos que se muestran en la figura 3.9 para τ_M y de las rectas que aparecen en la tabla 3.4 se deduce que a lo largo del año 1994 se ha producido un decrecimiento de esta magnitud con una variación día a día de

-0.0013 para el canal de 368 nm, de -0.0008 para 500 nm y de -0.0003 en los 778 nm. A la hora de analizar la causa de ésta tendencia negativa, se hace necesario un análisis detallado de la evolución de la distribución en tamaño de las partículas atmosférica y de los principales magnitudes radiométricas tales como la función de fase de dispersión, el factor de asimetría y el factor de retrodispersión (Díaz *et al.*, 1992).

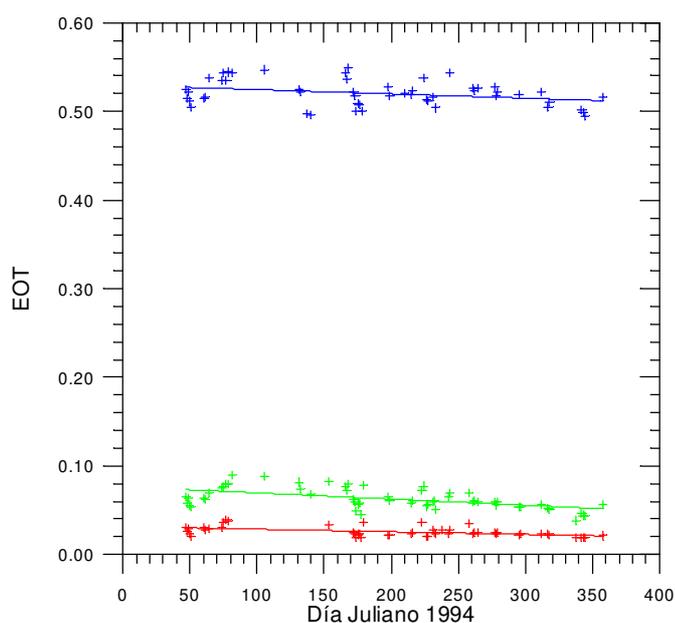


Figura 3.8. Espesor óptico total (EOT) para los tres canales de medida, durante los periodos estables

Canal	EOT, τ	EOA, τ_M
368 nm	$-4.8569E-5x+0.5296$	$-4.6971E-5x+0.1429$
500 nm	$-7.2530E-5x+0.1948$	$-6.9651E-5x+0.0764$
778 nm	$-2.7016E-5x+0.0487$	$-2.9339E-5x+0.0314$

Tabla 3.4. Tendencias para los datos de espesor óptico total (EOT) y de espesor óptico de aerosoles (EOA) calculados durante periodos representativos de condiciones de fondo.

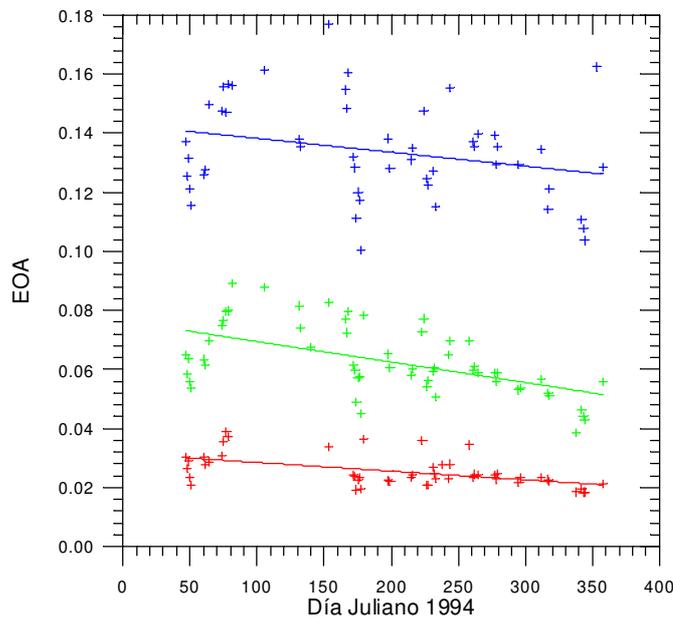
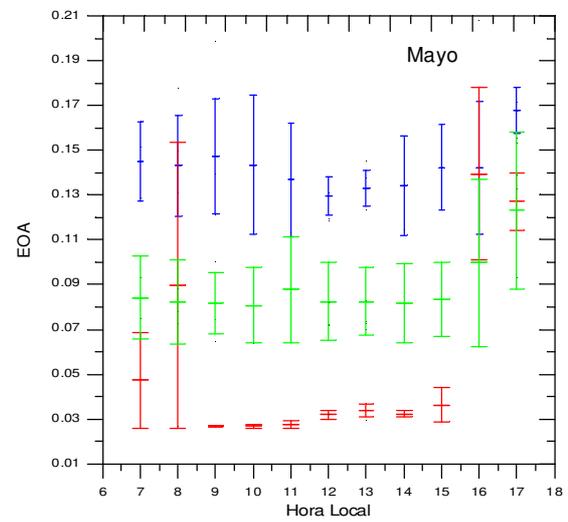
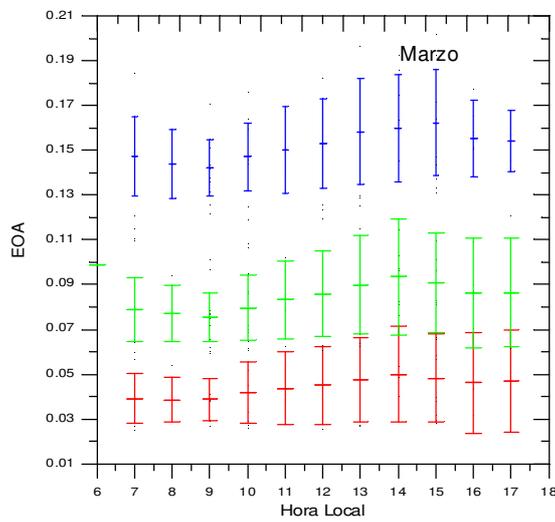
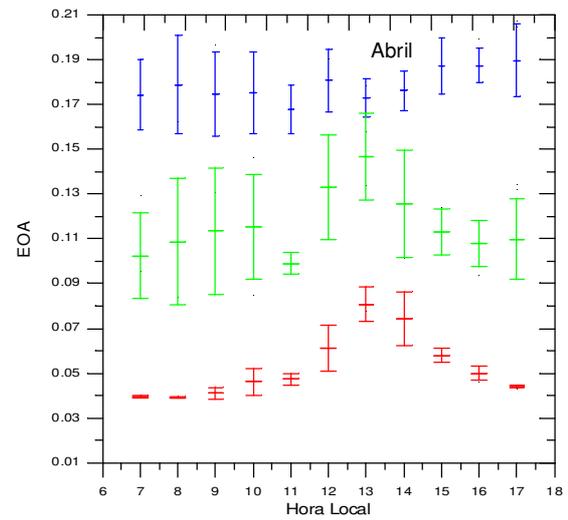
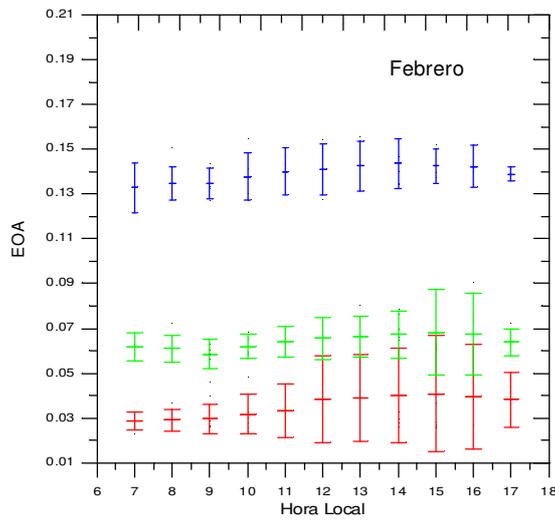
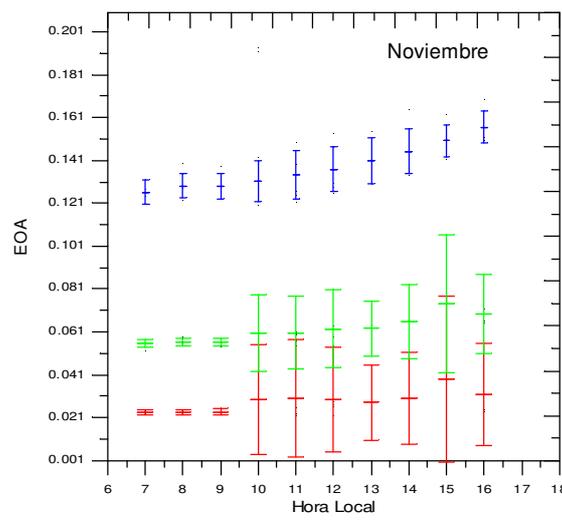
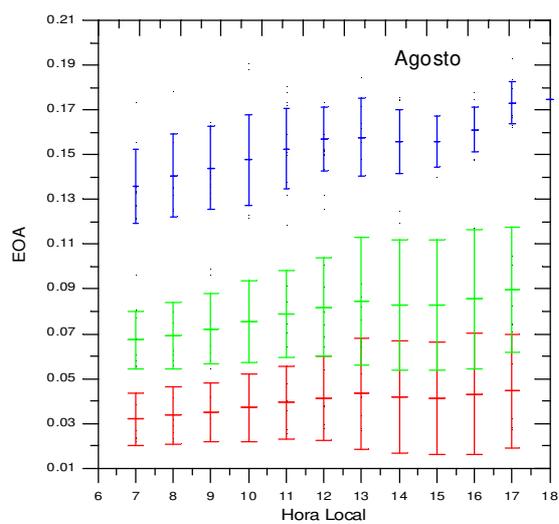
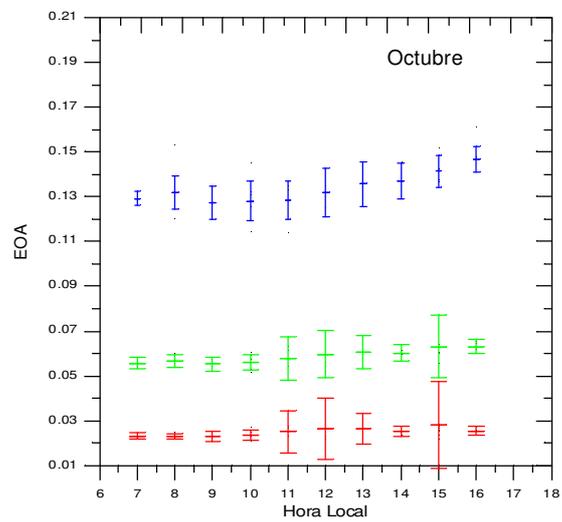
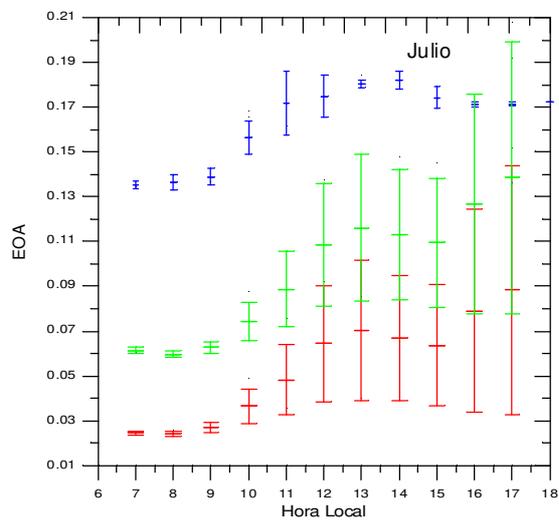
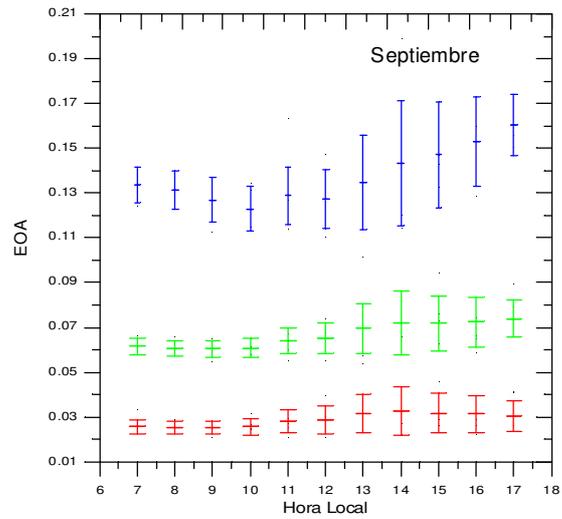
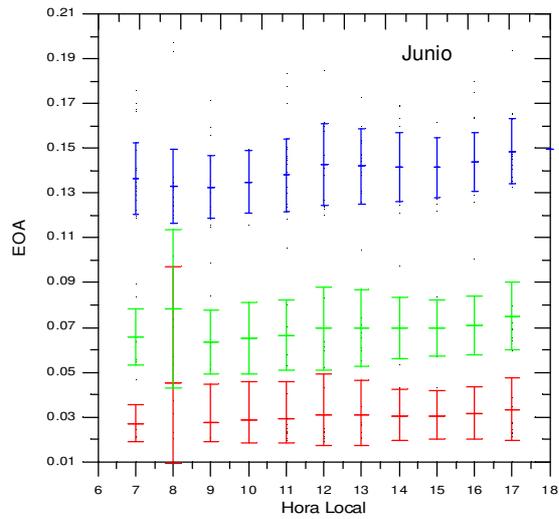


Figura 3.9. Espesores ópticos de aerosoles (EOA) para los tres canales en periodos representativos de condiciones de fondo.

Una cuestión importante es determinar la evolución diaria del EOA sobre todo después de haberse roto las condiciones de estabilidad, principalmente por turbulencias de tipo térmico. En la figura 3.10 se representan los valores promedios horarios mes a mes considerando días en los que se detectaron períodos de estabilidad. No se observa un patrón de variación sistemático, si bien es el canal de 778 nm el que presenta una mayor dispersión de los datos. La evolución de las tres señales es bastante similar, presentando el canal azul una mayor tendencia a presentar sus valores máximos por la tarde, mientras que los otros dos canales presentan valores máximos hacia las horas del mediodía. A modo resumen en las tablas 3.5a, b y c aparecen las estadísticas mensuales para los rangos de estabilidad dados en función de la masa óptica y de la hora local. Así, la segunda columna son las masas ópticas (m) para la mañana temprano, mientras que la siguiente son los valores de m hacia el mediodía. Las siguientes dos columnas son las horas locales a las que se alcanza las correspondientes masas ópticas. En la columna de EOA aparecen los valores promedios mensuales para esta variable. Se observa una tendencia general, en los tres canales, de tal forma que los valores más altos se alcanzan durante la primavera, siendo el promedio por estaciones el siguiente: para canal de 368

nm de 0.138, 0.147, 0.136 y 0.122; para el canal de 500 nm de 0.070, 0.076, 0.064 y 0.052 y para el de 778 nm de 0.032, 0.033, 0.026 y 0.023, para invierno, primavera, verano y otoño respectivamente.





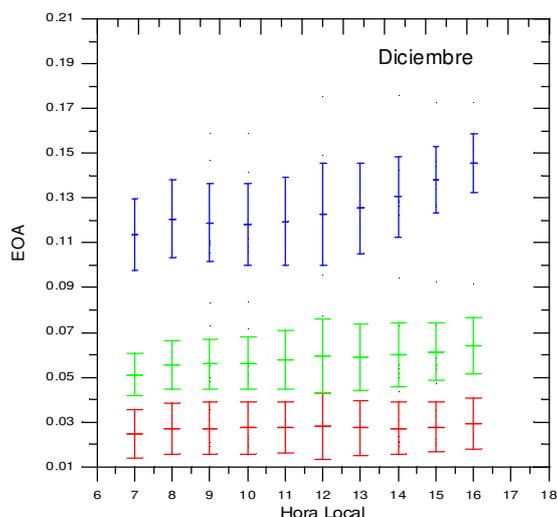


Figura 3.10. Valores promedios del espesor óptico de aerosoles (EOA) para la longitud de onda de 368 nm y desviación estándar para los días en los que se detectaron condiciones representativas de situaciones promedios a escala mundial.

Mes	Masa óptica	Masa óptica	hora	hora	EOA
Febrero	4.91±0.60	1.60±0.40	7.76±0.12	11.12±1.21	0.132±0.014
Marzo	4.91±0.54	1.74±0.50	7.31±0.18	10.30±1.46	0.145±0.020
Abril	4.34±0.24	1.75±0.43	6.81±0.12	8.48±1.51	0.166±0.006
Mayo	4.80±0.81	1.81±0.57	6.36±0.16	9.65±2.07	0.134±0.020
Junio	4.80±0.58	1.54±0.47	6.21±0.12	9.16±1.53	0.141±0.244
Julio	4.60±0.75	1.61±0.38	6.34±0.16	9.02±1.04	0.133±0.007
Agosto	4.80±0.41	1.66±0.33	6.56±0.10	8.66±0.78	0.135±0.020
Septiembre	5.34±0.23	1.46±0.31	6.71±0.05	9.02±0.71	0.140±0.009
Octubre	5.33±0.42	1.91±0.22	6.88±0.10	8.72±0.19	0.130±0.008
Noviembre	5.13±0.44	1.95±0.22	7.43±0.18	9.95±1.65	0.122±0.008
Diciembre	4.92±0.56	2.14±0.46	7.92±0.16	10.66±1.49	0.114±0.021

Tabla 3.5a. Estadística mensual para los rangos de estabilidad medidos en el canal de 368 nm y para los valores de EOA.

En las figuras 3.11a, b y c se muestran los resultados del análisis conjunto de todos los datos de EOA para el año 1994 promedios por horas. La presencia de nubes es el principal factor para modelar el patrón que presentan estas gráficas. Así, se observa como la mayor cantidad de datos se encuentran entre los valores de 0.5 y 1.0 para los tres canales. De igual manera se observa sistemáticamente para las tres longitudes de onda, como aparece un mínimo durante el mes de Agosto con valores que oscilan entre

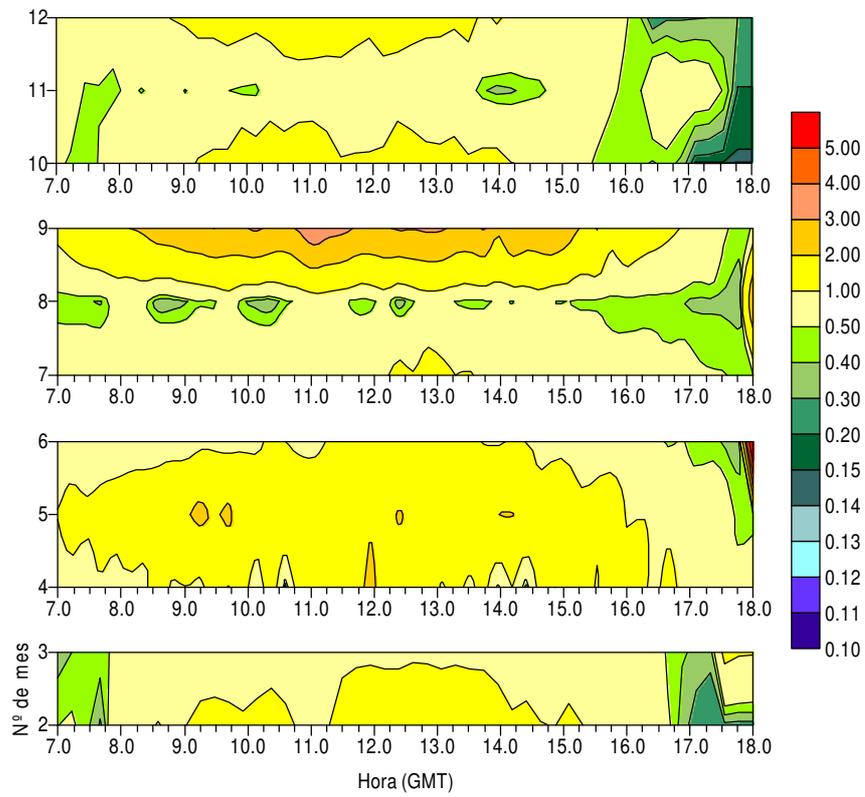
0.2 y 0.4 y un máximo absoluto durante Septiembre con datos que fluctúan entre 2.0 y 3.0. Para los canales de 500 y 778 nm aparecen valores mínimos para los meses de Febrero y Marzo con EOA que fluctúan entre 0.2 y 0.4 para el canal rojo y en torno a 0.4 para el verde.

Mes	Masa óptica	Masa óptica	hora	hora	EOA
Febrero	5.37±0.37	1.63±0.47	7.63±0.12	11.50±1.15	0.064±0.006
Marzo	5.09±0.50	1.44±0.33	7.23±0.13	11.25±1.50	0.077±0.017
Abril	4.41	1.44	6.52	9.69	0.090
Mayo	5.10±0.51	1.55±0.63	6.18±0.01	11.81±0.26	0.072±0.007
Junio	5.03±0.48	1.39±0.48	6.17±0.10	10.45±2.24	0.067±0.013
Julio	5.37±0.25	1.16±0.58	6.24±0.05	10.02±0.36	0.063±0.003
Agosto	5.08±0.49	1.44±0.48	6.53±0.12	9.95±1.80	0.067±0.016
Septiembre	5.29±0.59	1.13±0.08	6.73±0.15	11.44±0.90	0.063±0.005
Octubre	5.52±0.03	1.56±0.41	6.91±0.11	10.56±1.61	0.055±0.004
Noviembre	5.52±0.03	1.44±0.05	7.32±0.05	11.84±0.01	0.053±0.002
Diciembre	5.37±0.36	1.80±0.41	7.76±0.10	10.88±1.45	0.050±0.012

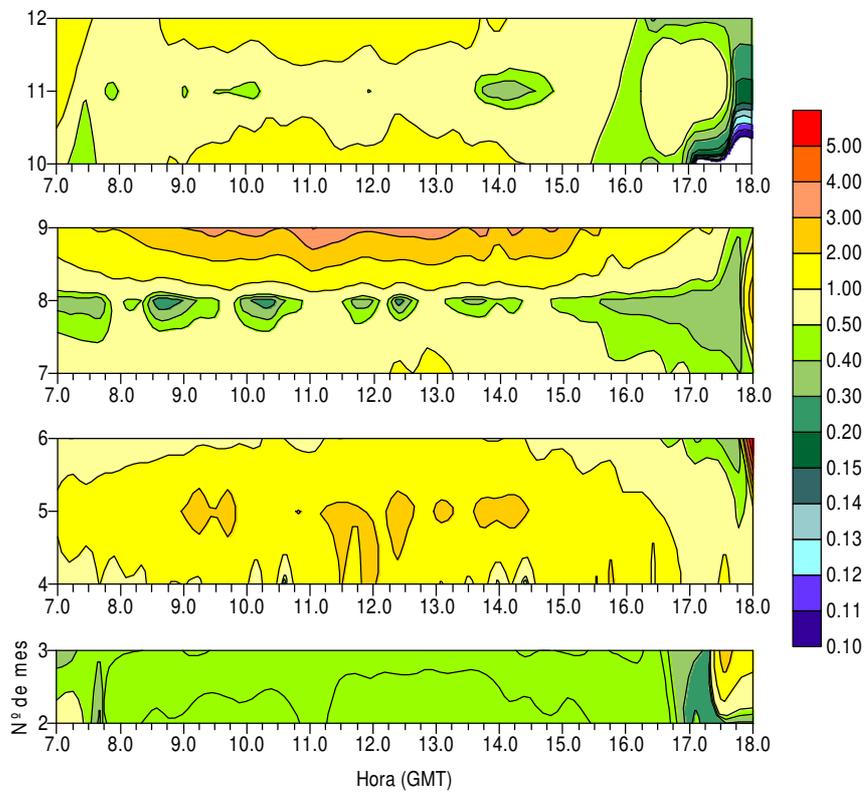
Tabla 3.5b. Idem para el canal de 500 nm.

Mes	Masa óptica	Masa óptica	hora	hora	EOA
Febrero	5.38±0.37	1.60±0.48	7.62±0.12	11.94±0.89	0.028±0.005
Marzo	5.39±0.34	1.38±0.33	7.19±0.15	11.55±1.22	0.037±0.013
Abril	4.11	1.22	6.82	9.89	0.042
Mayo	5.54	1.39	6.06	10.45	0.031
Junio	4.89±0.63	1.37±0.45	6.15±0.10	10.50±2.23	0.027±0.007
Julio	5.18±0.58	1.31±0.38	6.32±0.13	10.86±1.33	0.022±0.001
Agosto	5.31±0.39	1.23±0.34	6.48±0.10	10.85±1.63	0.030±0.014
Septiembre	5.29±0.59	1.10±0.03	6.73±0.15	11.69±0.53	0.027±0.004
Octubre	5.19±0.03	1.28±0.14	6.91±0.11	11.77±0.23	0.023±0.001
Noviembre	5.52±0.03	1.44±0.05	7.32±0.05	11.84±0.01	0.023±0.001
Diciembre	5.34±0.49	1.69±0.29	7.83±0.20	11.38±1.11	0.024±0.011

Tabla 3.5c. Idem para el canal de 778 nm.



a)



b)

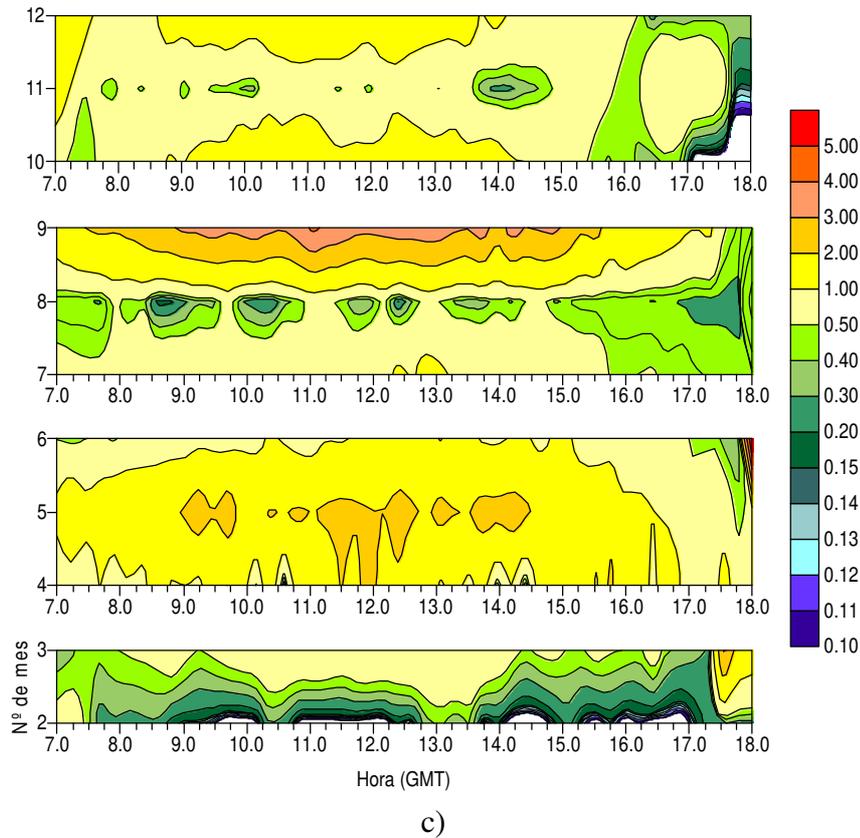
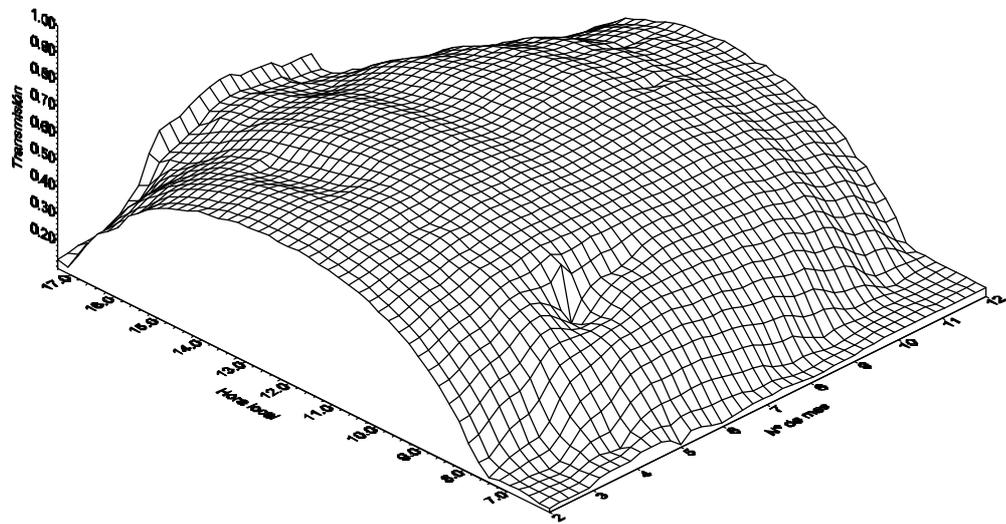
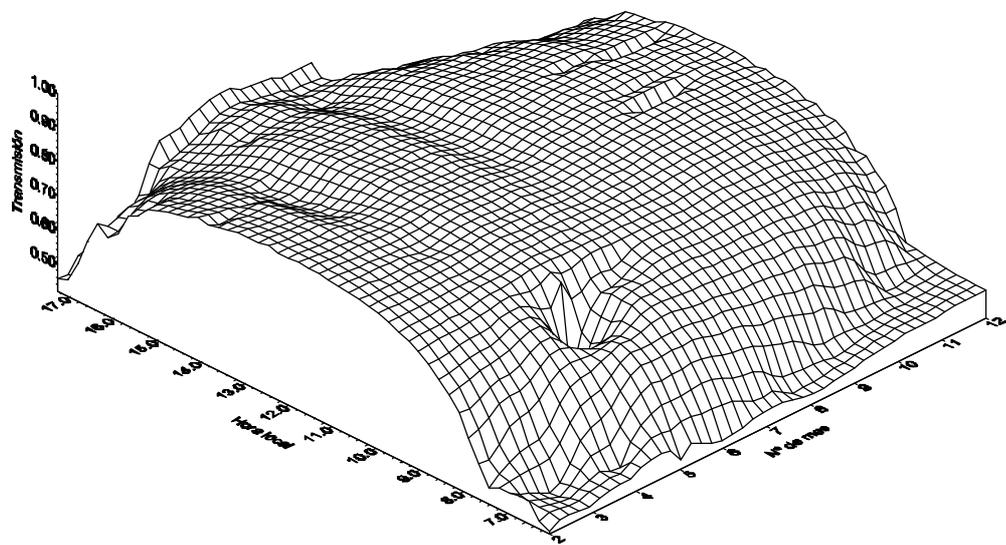


Figura 3.11. Promedios horarios de EOA para los meses de 1994, siendo a) los datos para el canal de 368 nm, b) para el de 500 nm y c) para el de 778 nm.

Los valores de transmisión de la atmósfera a las tres longitudes de trabajo definidos como el ratio de la radiancia medida a la exoatmosférica, $I(\lambda)/I_0(\lambda)$, se muestran en las figuras 3.12a, b y c. Se observa claramente una mayor dependencia con la hora del día para la transmisión, T , en el canal azul, con valores máximos en torno al mediodía de 0.65. La curva de T para el canal de 778 nm presenta una menor dependencia con la hora del día presentando una evolución prácticamente constante con un valor de 0.95, mientras que para el canal de 500 nm se han medido transmisiones de 0.85. Este comportamiento se puede explicar en base a la teoría de dispersión de Rayleigh donde se deduce una mayor dispersión para las longitudes de onda corta, variando la sección eficaz de dispersión como λ^{-4} (ec. (2.24)).



a)



b)

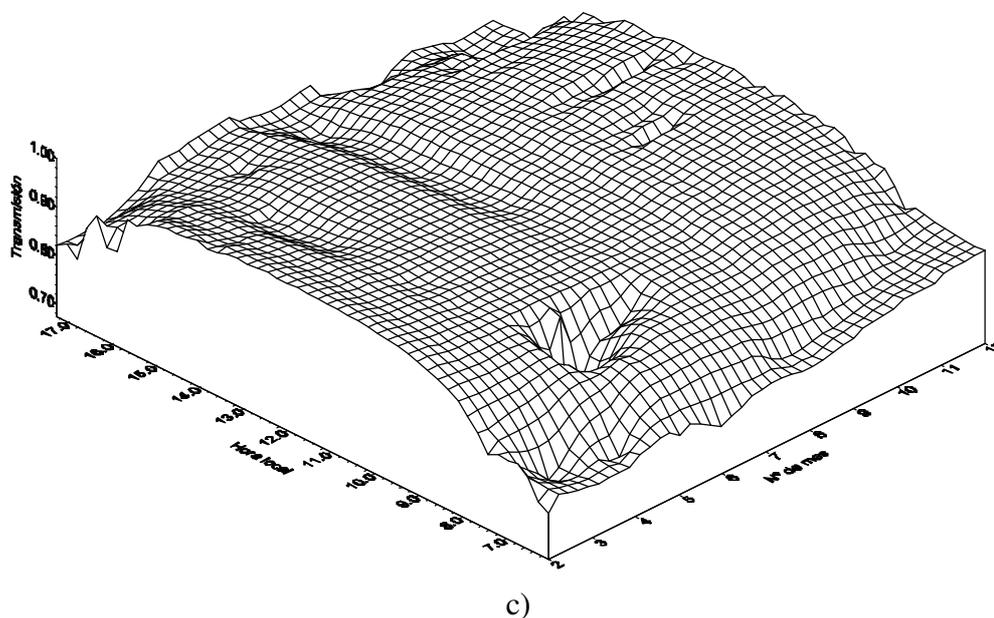


Figura 3.12. Valor de la transmisión atmosférica para los días en los que se ha detectado estabilidad radiativa; donde a) son los datos para el canal de 368 nm, b) para el de 500 nm y c) para el de 778 nm.

3.4 DISTRIBUCIÓN EN TAMAÑO DE LOS AEROSOLAS ATMOSFERICOS. PROPIEDADES RADIATIVAS.

Tal y como se ha comentado los aerosoles atmosféricos juegan un importante papel en el balance radiativo global del sistema tierra atmósfera. Estas interacciones entre la radiación solar y las partículas sólidas o líquidas suspendidas en la atmósfera terrestre, pueden tener un efecto negativo, referido a procesos de enfriamiento, o positivo por cuanto pueden producir un calentamiento. Los procesos relacionados con el primero de los efectos son principalmente de dispersión de radiación y los segundos de absorción. Para un completo entendimiento de ambas situaciones se hace necesario estudiar con detalle las propiedades ópticas, integradas en la columna, de estos componentes atmosféricos, para lo cual es imprescindible conocer su composición, es decir, su índice de refracción así como la distribución en tamaño de estas partículas.

El primero en determinar una clara relación entre la dependencia espectral del espesor óptico de aerosoles con la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos

fue Junge, 1955, quién relacionó el parámetro α , con el parámetro ν que aparece en la función de variación del EOA con la longitud de onda propuesta por Angstrom, 1929, (ec. (2.48)). Si bien, este tipo de distribuciones en la mayor parte de los casos no reflejan la situación real, tal y como se ve en este punto, sí es interesante determinar el parámetro α , por cuanto este es fácil de medir y según los trabajos de Kaufman *et al.*, 1994, da información de la relación entre las concentraciones de partículas en los rangos de (0.05-0.21 μm) y (1.8-4.0 μm). El comportamiento por tanto de este parámetro es comparable al ratio de los canales 1 y 2 de los satélites NOAA (ver capítulo VI) los cuales dan información sobre el cociente de la concentración de partículas pequeñas (0.05-0.3 μm) a la concentración de partículas grandes (0.8-5 μm). Según los trabajos de Tomasi *et al.*, 1983, las distribuciones de tamaño tipo Junge representan el promedio de las características de las principales distribuciones de tamaño, especialmente cuando estas distribuciones de tamaño se refieren a la columna total de la atmósfera. En este contexto, este tipo de distribuciones tipo Junge pueden ser consideradas como la envolvente promedio de las distribuciones multimodales de partículas las cuales son realmente las que constituyen la distribución de partículas a lo largo de la vertical, como consecuencia de la diferente contribución de partículas con distintos orígenes y tiempos de vida.

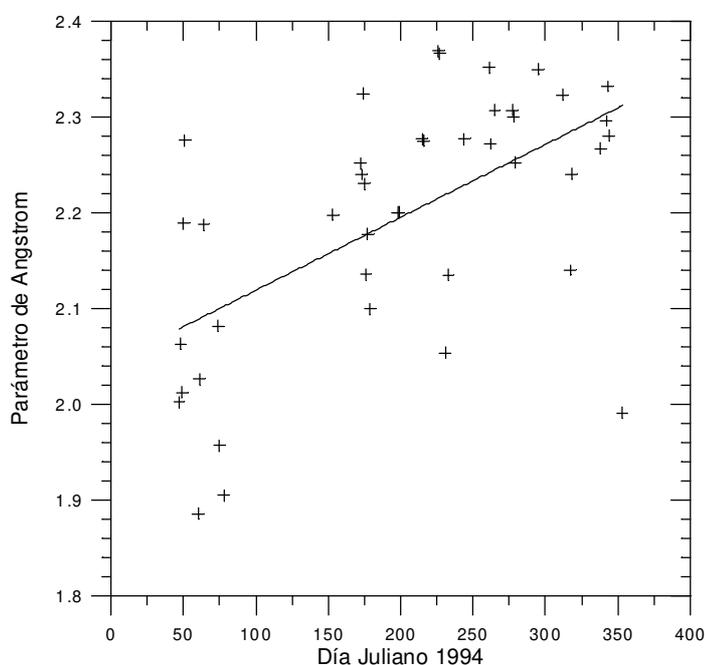


Figura 3.13. Evolución del parámetro de Angstrom durante 1994, en períodos de estabilidad.

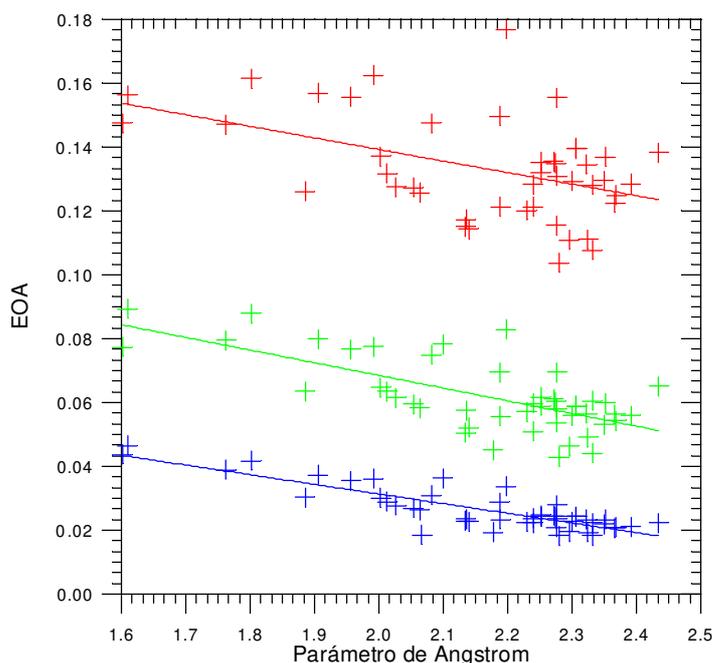


Figura 3.14. Comportamiento del espesor óptico de aerosoles (EOA) en función del parámetro de Angstrom, para períodos con estabilidad, durante 1994.

En la figura 3.13, se representa en valor del parámetro de Angstrom, α , en función del día Juliano para 1994, sólo para aquellos días en los que se ha detectado estabilidad radiométrica. Se observa un ligero crecimiento de los valores a lo largo del año. En la figura 3.14, se representa el espesor óptico de aerosoles para los tres canales, también en condiciones de estabilidad, en función del parámetro de Angstrom. Se aprecia una clara tendencia a aumentar el valor del espesor óptico de aerosoles, sobre todo en el canal azul (368 nm), cuando α disminuye. Valores de este parámetro han sido publicados en diferentes trabajos, siendo los más recientes los de Kaufman *et al.*, 1994, en los que se puede observar para la zona de Europa valores que coinciden con el rango de valores aportados por nosotros, manifestando igualmente un comportamiento similar con respecto a las variaciones del espesor óptico de aerosoles con el parámetro α . Siguiendo el esquema propuesto por Junge, se puede concluir que a lo largo de 1994 se ha producido una disminución en la concentración de partículas. Para un completo entendimiento de esta situación se hace necesario determinar más precisamente las variaciones en la distribución de partículas real que inducen estos comportamientos, así como estudiar la concentración de aerosoles en los diferentes rangos de partículas que configuran la distribución completa. A continuación se obtendrán las distribuciones

reales de partículas, empleando el método de inversión descrito en el capítulo II, para posteriormente evaluar la variación de la concentración total de partículas en los tres rangos en los que hemos dividido la distribución en tamaños.

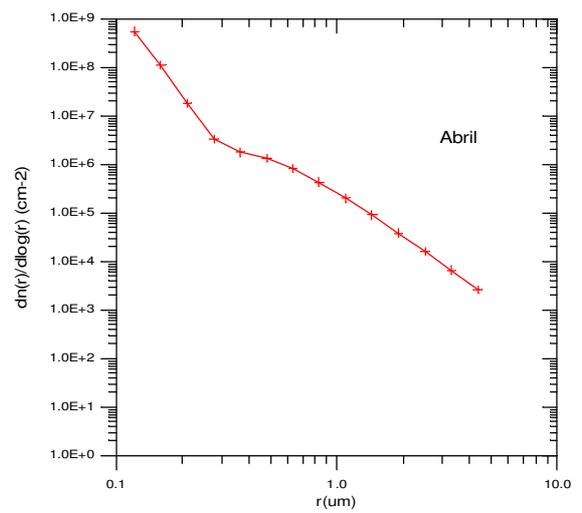
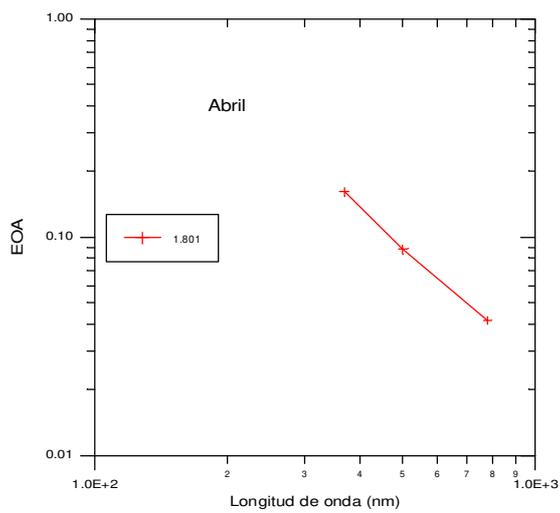
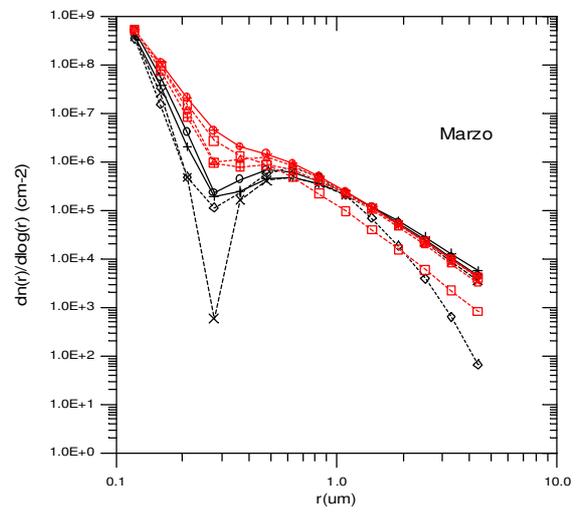
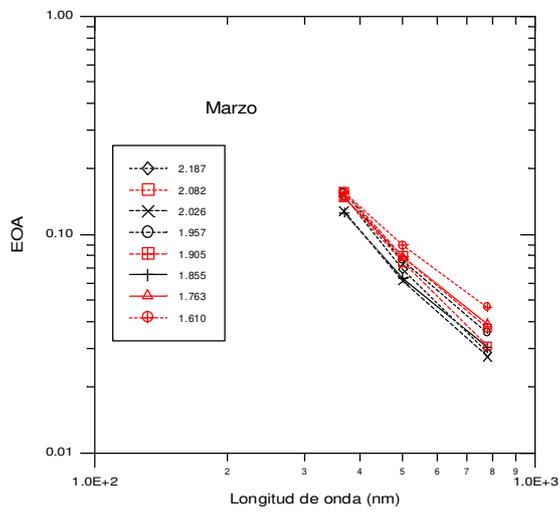
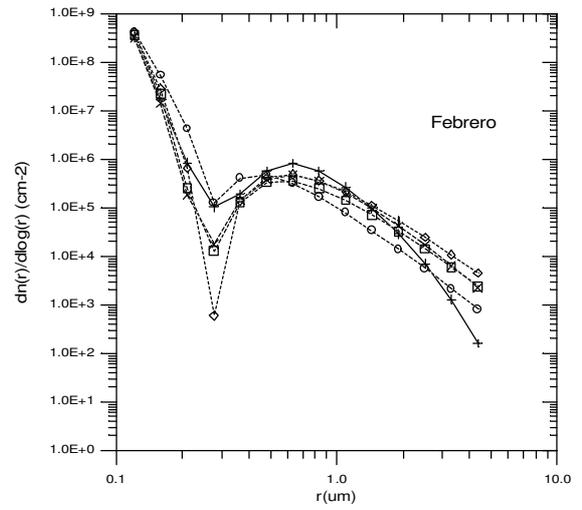
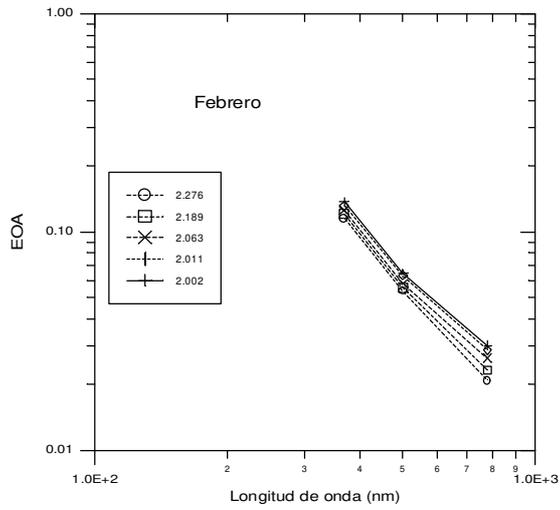
El método de inversión ha sido inicializado usando distribuciones de tamaño tipo Junge, las cuales han sido calculadas para el día en cuestión. En la figura 3.15, se representa en la columna de la derecha el espesor óptico para los tres canales en función de la longitud de onda de medida, apareciendo en la leyenda los valores del parámetro α , mientras que en la columna de la derecha se representa la distribución de partículas obtenida tras aplicar el método de inversión (ec. (2.49)).

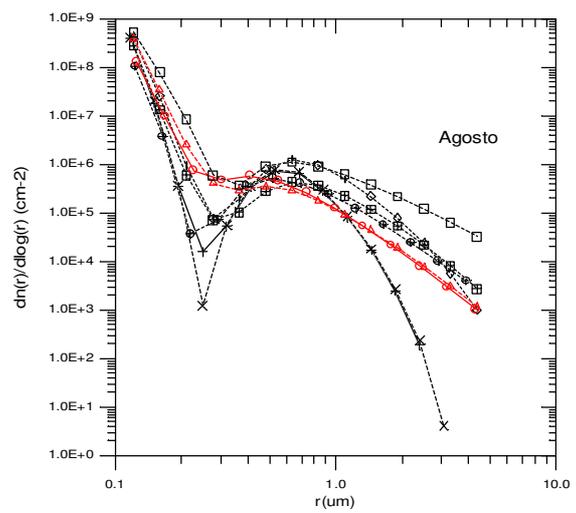
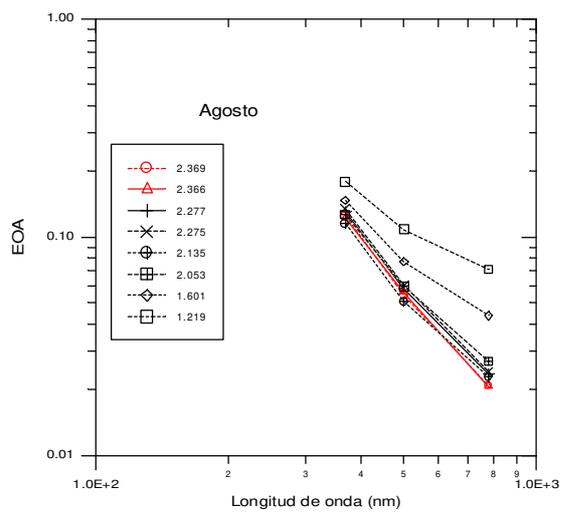
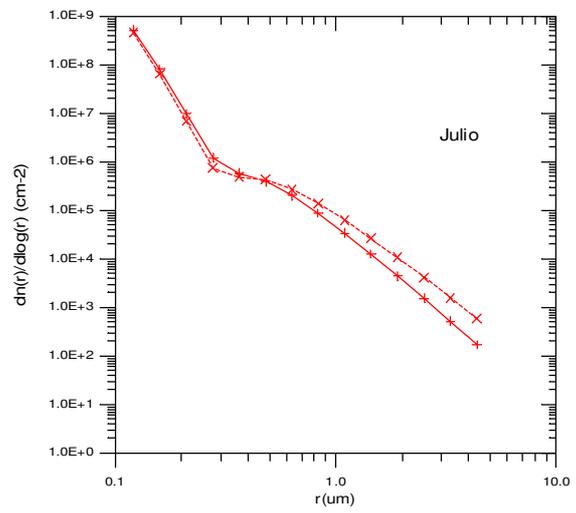
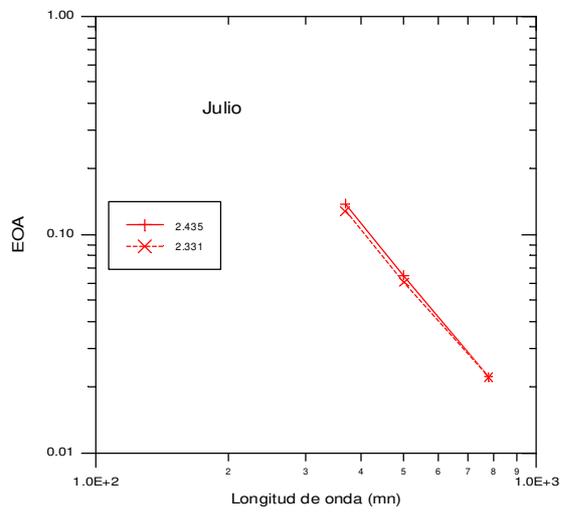
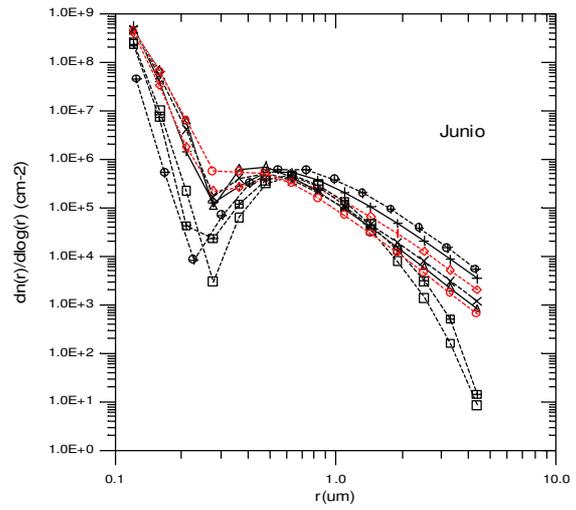
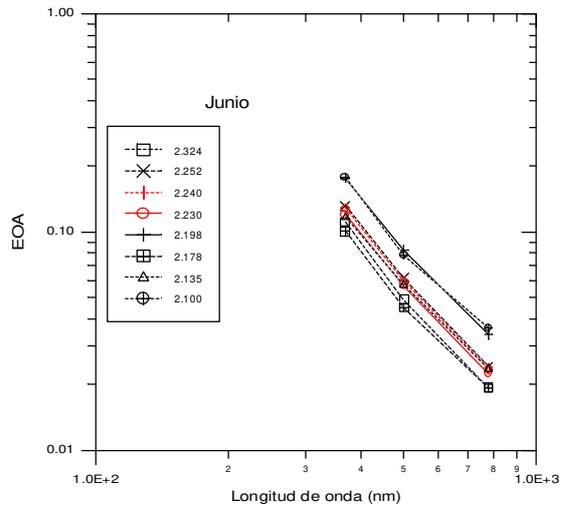
El conjunto de distribuciones obtenidas se puede clasificar en dos tipos de funciones, una que hemos llamado de “*dos componentes*” y otra que responde a distribuciones de tipo de Junge. Las primeras aparecen en la figura 3.15 en negro y las segundas en color rojo. Se observa claramente como las distribuciones del tipo de “*dos componentes*” se pueden suponer formada por la superposición de dos funciones con distinto comportamiento, situándose, sistemáticamente, la zona de separación entre estas dos distribuciones en torno a $0.3\mu\text{m}$. La distribución Junge, la cual se ha encontrado en el 26% de los días con estabilidad, está formada por dos distribuciones que se pueden aproximar por rectas de distinta pendiente, siendo también la zona de separación los $0.3\mu\text{m}$. Es destacable que la principal diferencia entre ambas funciones de distribución se sitúa en el rango de partículas pequeñas ($r < 0,3\mu\text{m}$), coincidiendo para partículas grandes ($r > 1\mu\text{m}$) las pendientes de ambos tipos de distribuciones. Estas distribuciones de partículas son el reflejo de los procesos de producción y de los mecanismos de envejecimiento de los aerosoles atmosféricos.

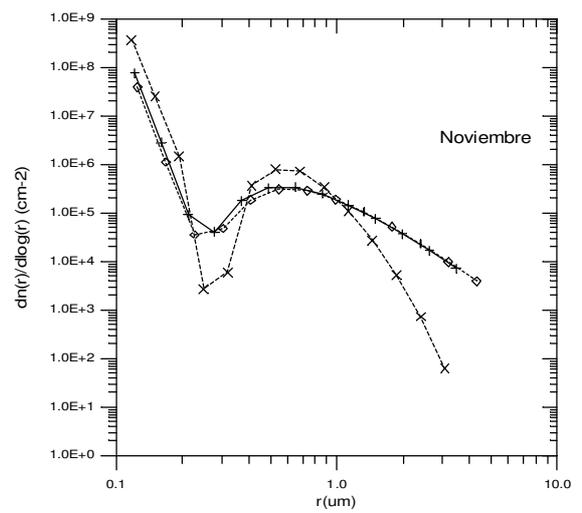
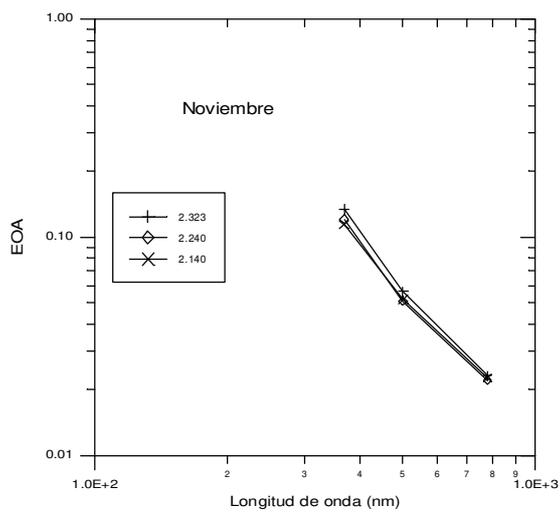
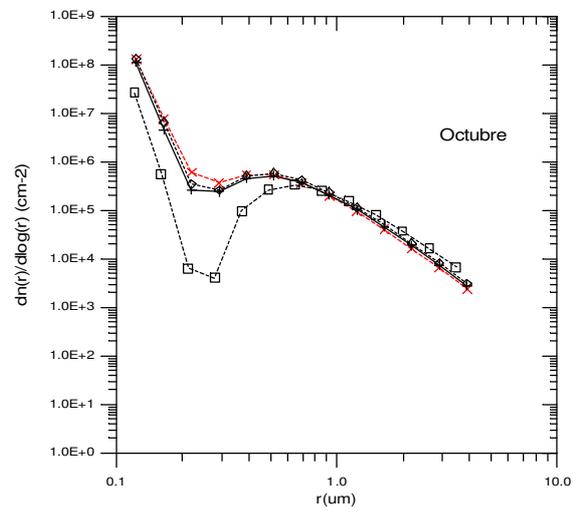
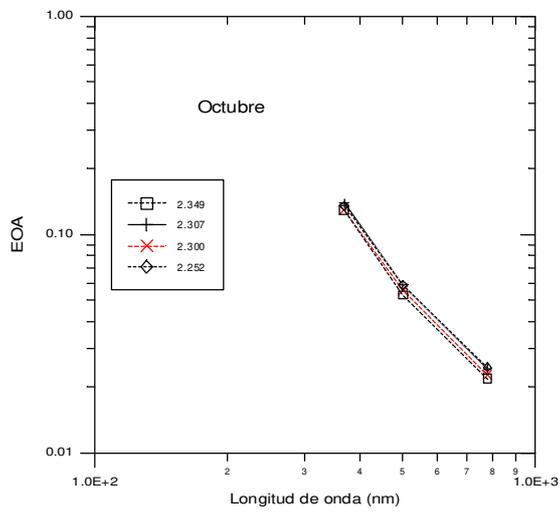
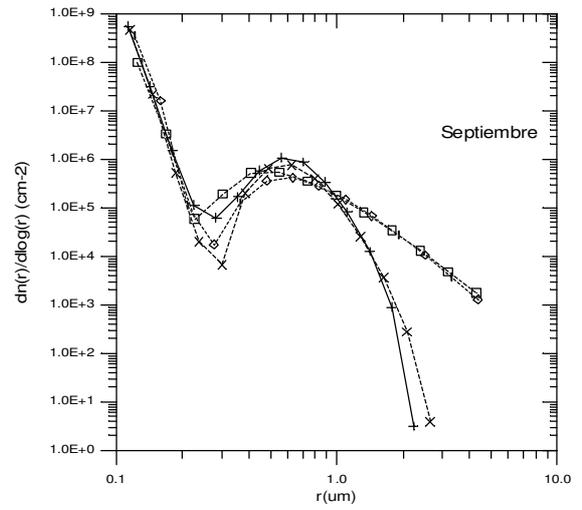
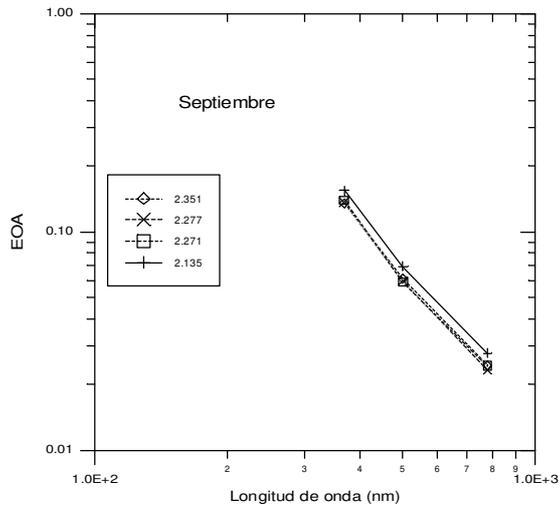
Una interesante cuestión es determinar como ha variado la distribución de partículas a lo largo del 1994. En la figura 3.16, se representa como ha evolucionado la concentración de partículas con respecto al primer día en el que se ha detectado estabilidad, el 16 de Febrero, donde el eje de ordenadas de la izquierda corresponde a la representación gráfica para $r < 0,3$, mientras que el de la derecha para los otros dos rangos: $0,3 < r < 0,8$ y $r > 0,8$. Estos entornos corresponden a diferentes tipos de partículas siendo, por tanto, distintos los procesos involucrados en la formación y destrucción de aerosoles atmosféricos en los distintos entornos. Siguiendo los trabajos

de King *et al*, 1978 y Whitby *et al*, 1978, el principal proceso que modela la distribución de partículas para radios menores de 0.3 μm es el debido a la nucleación de elementos en fase gaseosa y la posterior coagulación de estas partículas. Mientras que para el rango de partículas con radio mayores de 1.0 μm , el principal proceso es el debido al efecto mecánico de erosión del viento de la superficie terrestre. Sin embargo estos procesos no son muy efectivos en el rango de 0.3-1.0 μm con lo cual la zona de separación existente en las distribuciones obtenidas es claramente debido a este diferente efectividad de los procesos de formación de partículas. El principal origen de aerosoles de fondo estratosférico, en la actual situación climática, son las recientes erupciones volcánicas, principalmente la del Chichón (1982) y la del Pinatubo (1991). Se observa como es el rango de partículas con radio menor de 0.3 μm las que han sufrido una mayor variación a lo largo de 1994, siendo mucho menor la variación para los otros dos rangos.

Según algunos trabajos sobre las consecuencias de las erupciones volcánicas en el balance radiativo Tierra-Atmósfera, los efectos de la del Chichón se notaron al menos hasta 6-7 años después de la erupción (DeLuisi, 1983; King, 1984; Russell, 1993; Dutton, 1992; Dutton, 1994). Con respecto a la del Pinatubo, la explosión fue de tales características que se produjo una gran cantidad de partículas, principalmente en el rango $r < 0.25$ inyectadas directamente a la estratosfera. En la figura 3.17 (Russell *et al.*, 1993) donde se representan los cambios inducidos en la distribución de partículas, inmediatamente después de la erupción del Pinatubo (el cual hizo erupción el 12 de Junio de 1991), se observa un incremento en la concentración de partículas principalmente en el rango de radios menores de 0.3, para posteriormente por procesos de nucleación y coagulación producirse una disminución en la concentración de partículas pequeñas. En base a los resultados obtenidos en la estación de Izaña-INM para 1994, podemos afirmar que son estos mismos procesos de limpieza de partículas principalmente de origen volcánico son los que han dominado la evolución de la concentración de partículas para 1994, al menos en la zona de medida. Otra característica destacable en la evolución de la concentración de partículas es la variación prácticamente nula para partículas con radio mayores de 0.8, evidenciando la casi despreciable influencia de los aerosoles cuyo origen se sitúa en fenómenos de erosión o procesos de contaminación industrial.







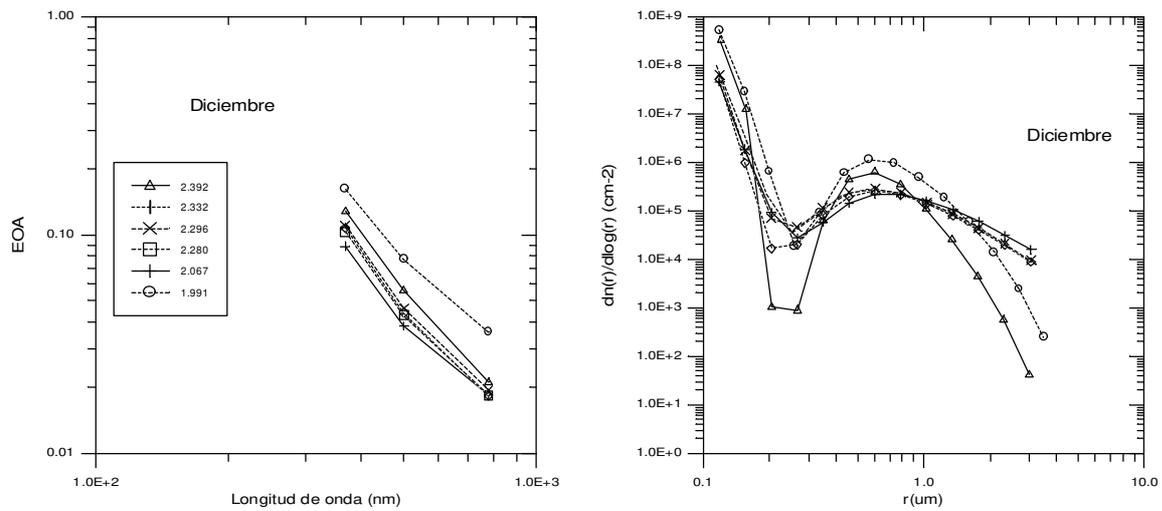


Figura 3.15. En la columna de la izquierda, se representa la variación del espesor óptico de aerosoles (EOA) en función de la longitud de onda junto con el parámetro de Angstrom, el cual aparece en la leyenda. En la columna de la derecha, se observan las distribuciones de partículas obtenidas a partir de los valores de EOA medidos en condiciones de estabilidad (columna de la izquierda).

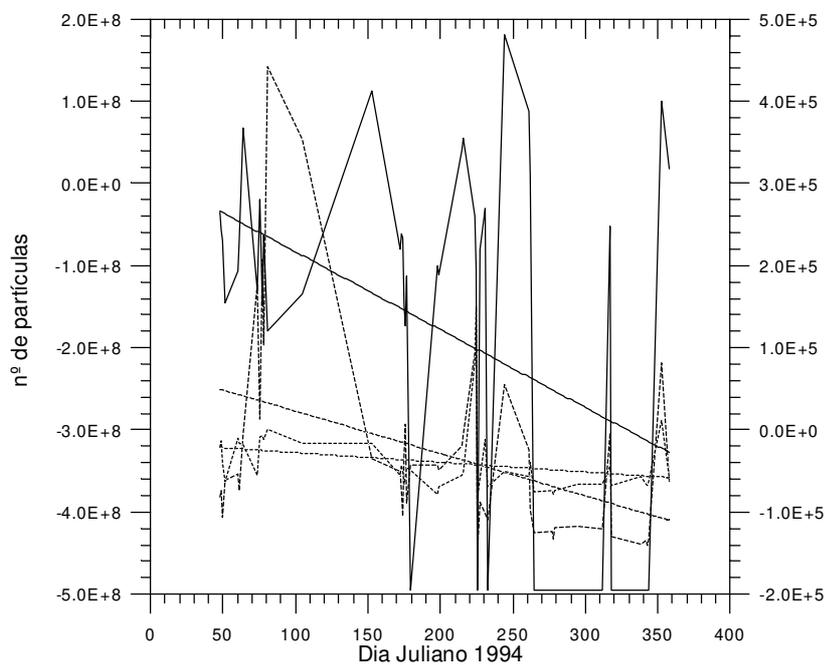


Figura 3.16. Variación del número de partículas con respecto al del día juliano 47 (16 de Febrero). La Línea de trazo continuo (eje de ordenadas de la izquierda) representa la variación para partículas con $r < 0,3$, mientras que las otras dos curvas lo son para $0,3 < r < 0,8$ (trazo discontinuo largo) y para $r > 0,8$ (trazo discontinuo).

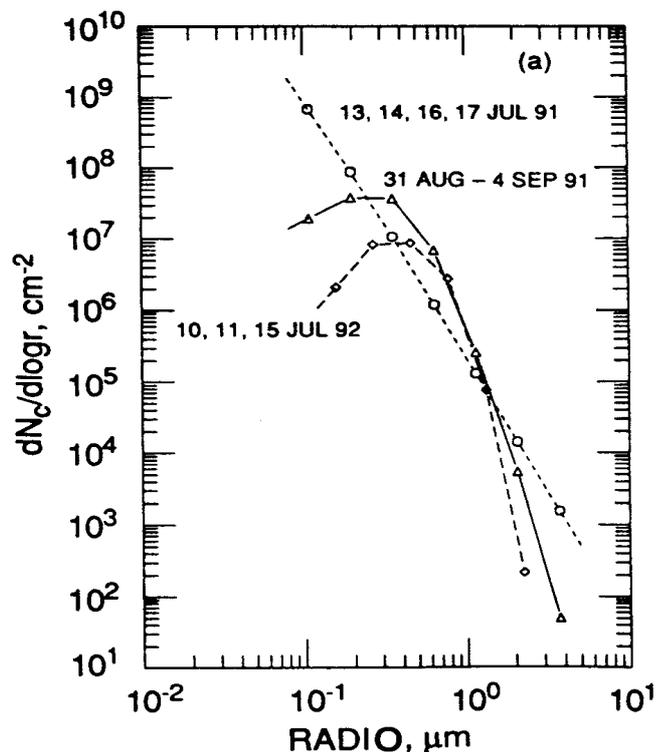
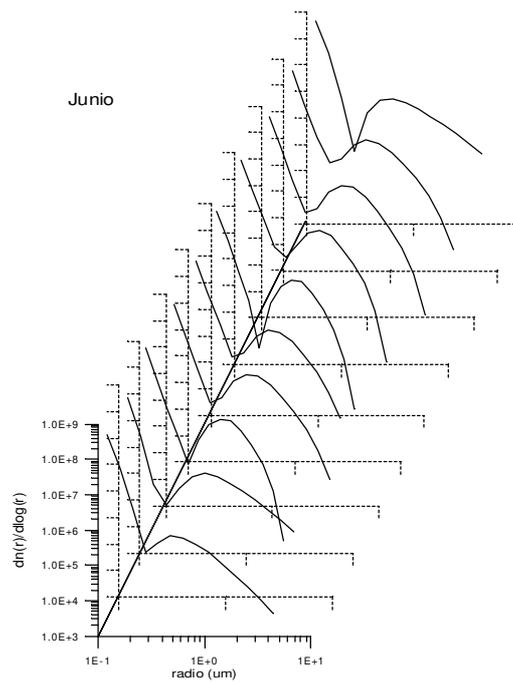
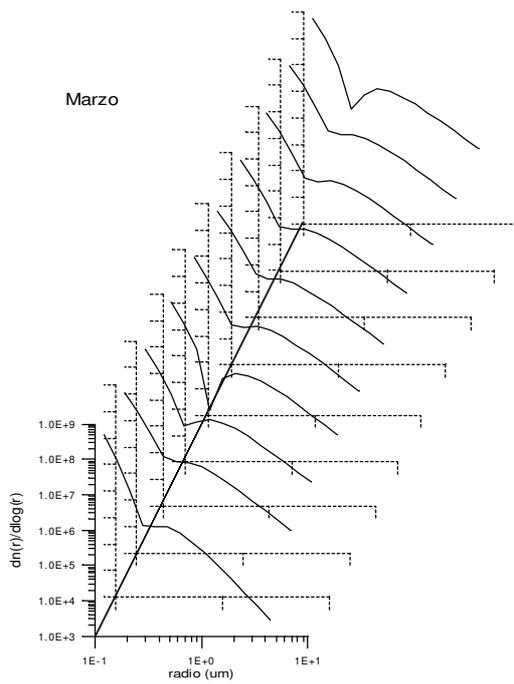
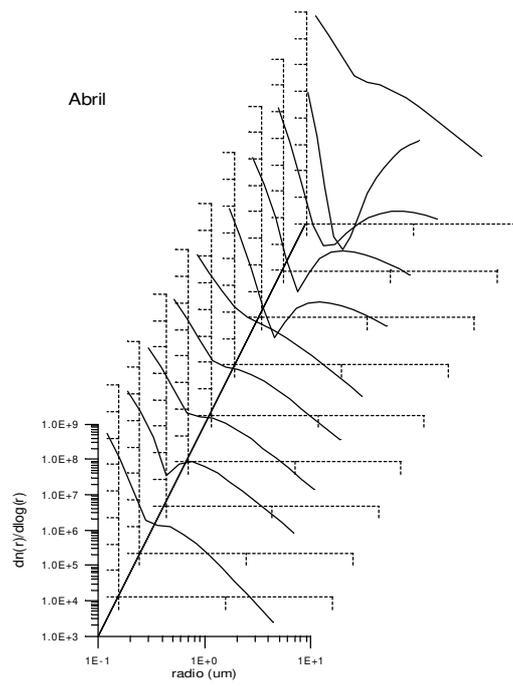
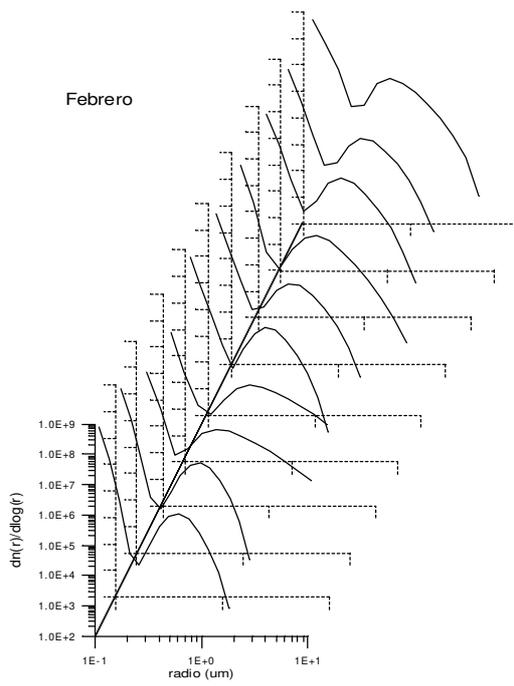
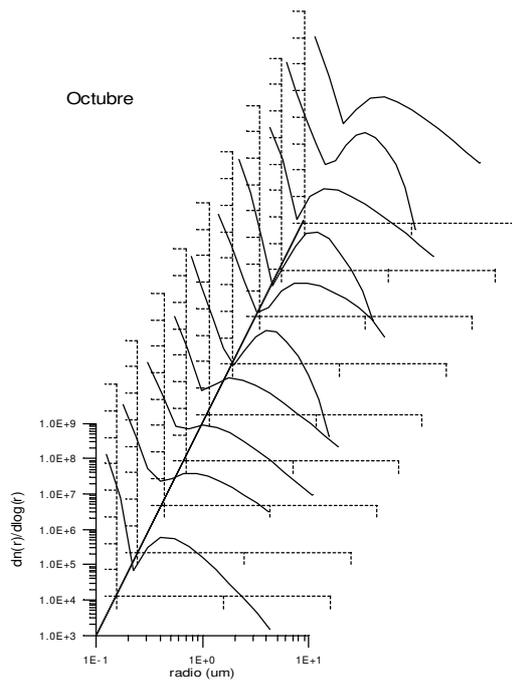
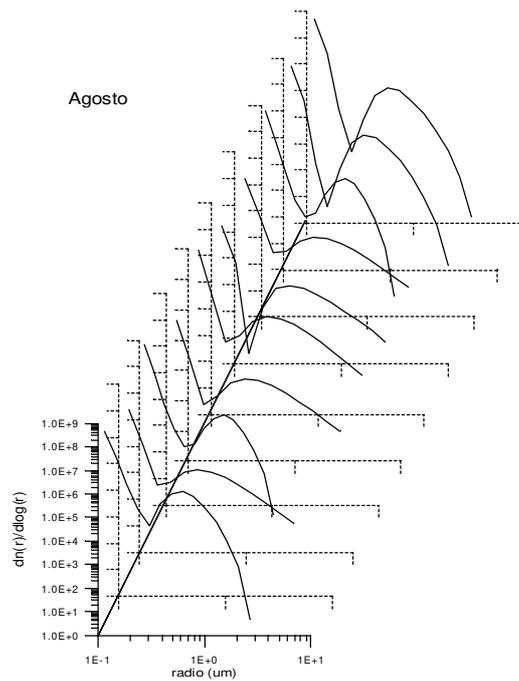
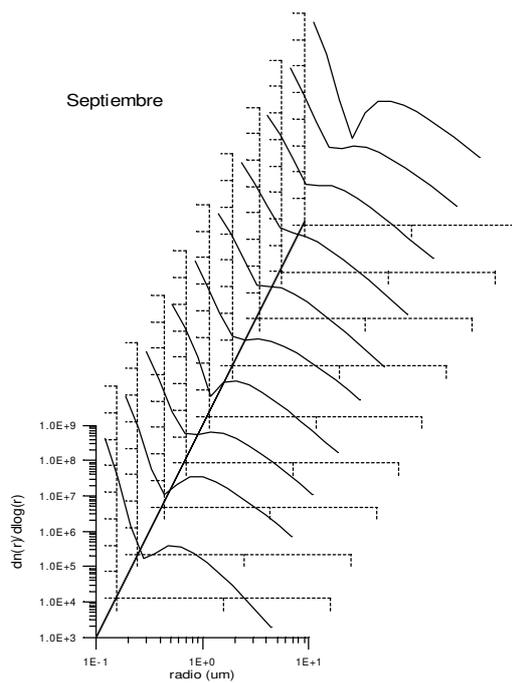
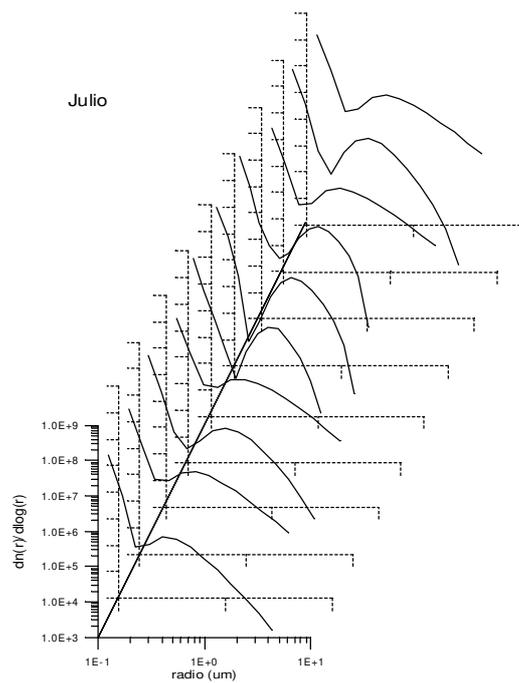


Figura 3.17. Evolución de la distribución de partículas en columna como consecuencia de la erupción del Pinatubo en Junio de 1991 (Russell *et al.*, 1993).

En la figura 3.10, se ha representado la evolución diaria promedio mensual del espesor óptico de aerosoles, para días en los que se ha detectado estabilidad radiométrica, invirtiendo esos valores promedios se puede determinar la evolución promedio de la distribución de partículas en función del radio. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.18 para las siguientes horas (hora local): 8, 8.30, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15 y 16. Se observa como las principales variaciones se encuentran en la zona de partículas grandes ($r > 0.8 \mu\text{m}$), permaneciendo prácticamente invariable la forma de la función $dn(r)/d\log(r)$ para el resto de radios. Por lo tanto, los efectos de las turbulencias debido a inestabilidades térmicas provocan la modificación de la distribución de partículas casi exclusivamente en la zona de partículas grandes.

Los efectos de los aerosoles sobre el balance radiativo del sistema Tierra-Atmósfera, depende principalmente de como es el patrón de dispersión de la radiación en función del ángulo de dispersión.





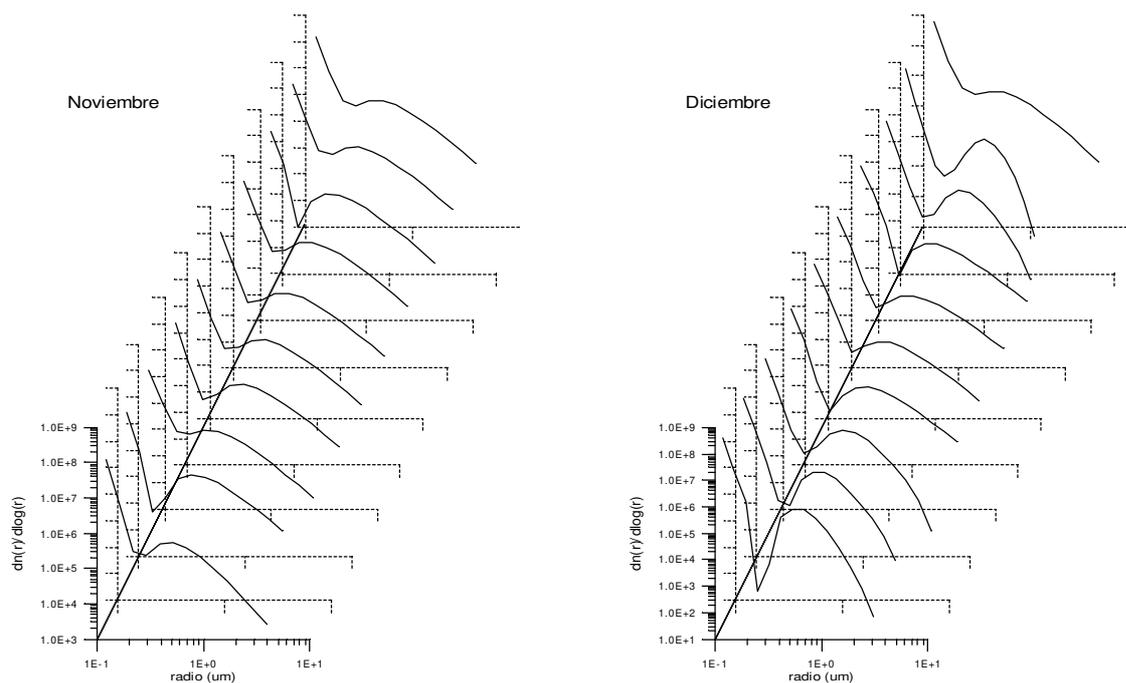
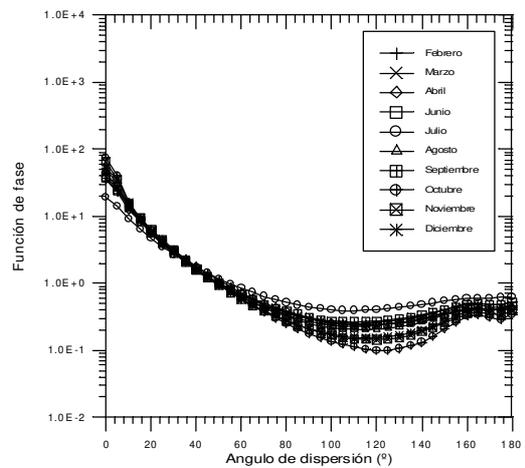
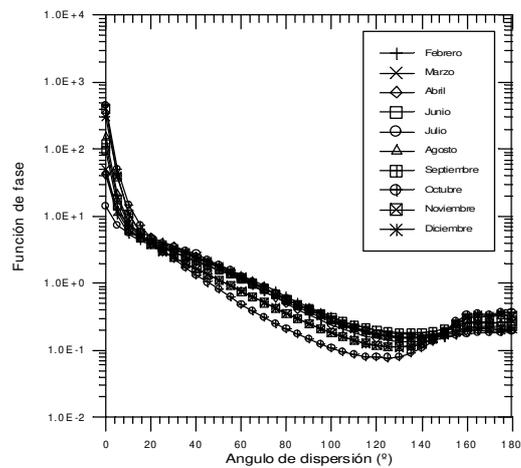
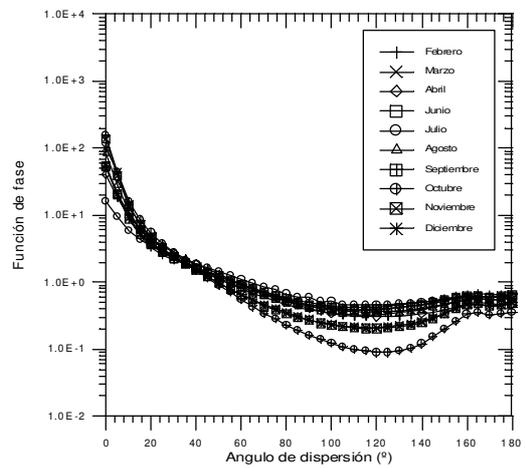
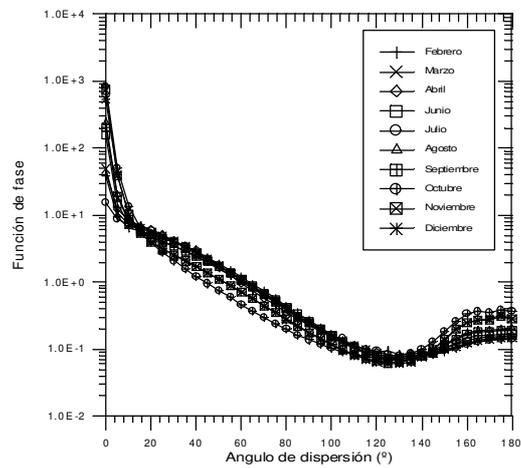
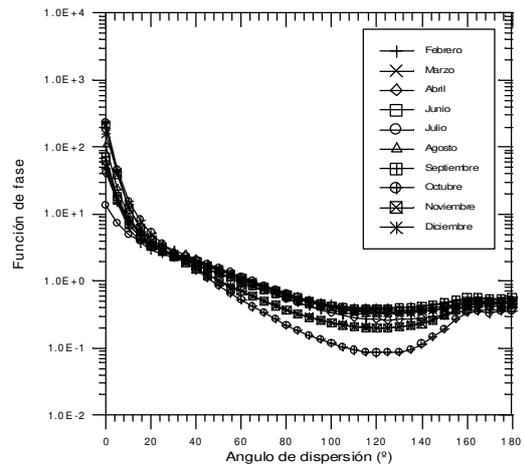
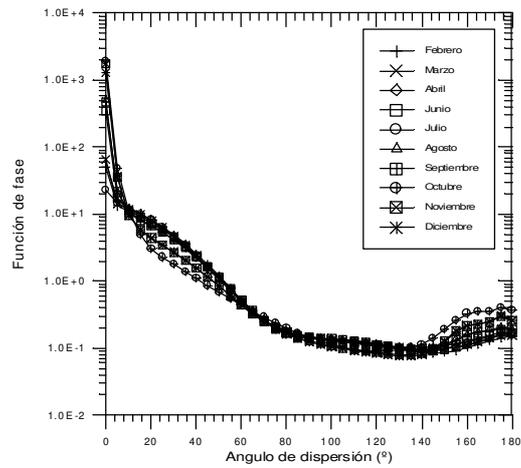


Figura 3.18. Evolución con la hora del día (están representadas las siguientes horas: 8, 8,5, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15 y 16) de la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos en días representativos de condiciones de fondo.

En la figura 3.19, se representa los resultados de la función de dispersión para el siguiente conjunto de longitudes de onda: en la primera página y para la primera columna: 0,2, 0,3 y 0,4 μm y para la segunda columna: 0,550, 0,695 y 1,006 μm y para la segunda página y la primera columna: 1,536, 2,0 y 2,5 μm y para la segunda columna: 3,0, 3,5 y 4,0 μm . Estas funciones de fase se han obtenido promediando las correspondientes funciones que se han obtenido a partir de las distribuciones de partículas que se muestran en la figura 3.15. La primera característica que se observa es la predominancia de la dispersión de radiación en el rango de ángulos de 0-80°, así como la gran estabilidad para todas las longitudes de onda en el valor de la función de fase para todos los ángulos. De igual manera es observable como la importancia de la dispersión de radiación hacia adelante decrece a medida que aumenta la longitud de onda. Este comportamiento puede ser explicado tanto en función de la teoría de Mie como la de Rayleigh por cuanto que ambas proponen una disminución del factor de eficiencia de dispersión con la longitud de onda.



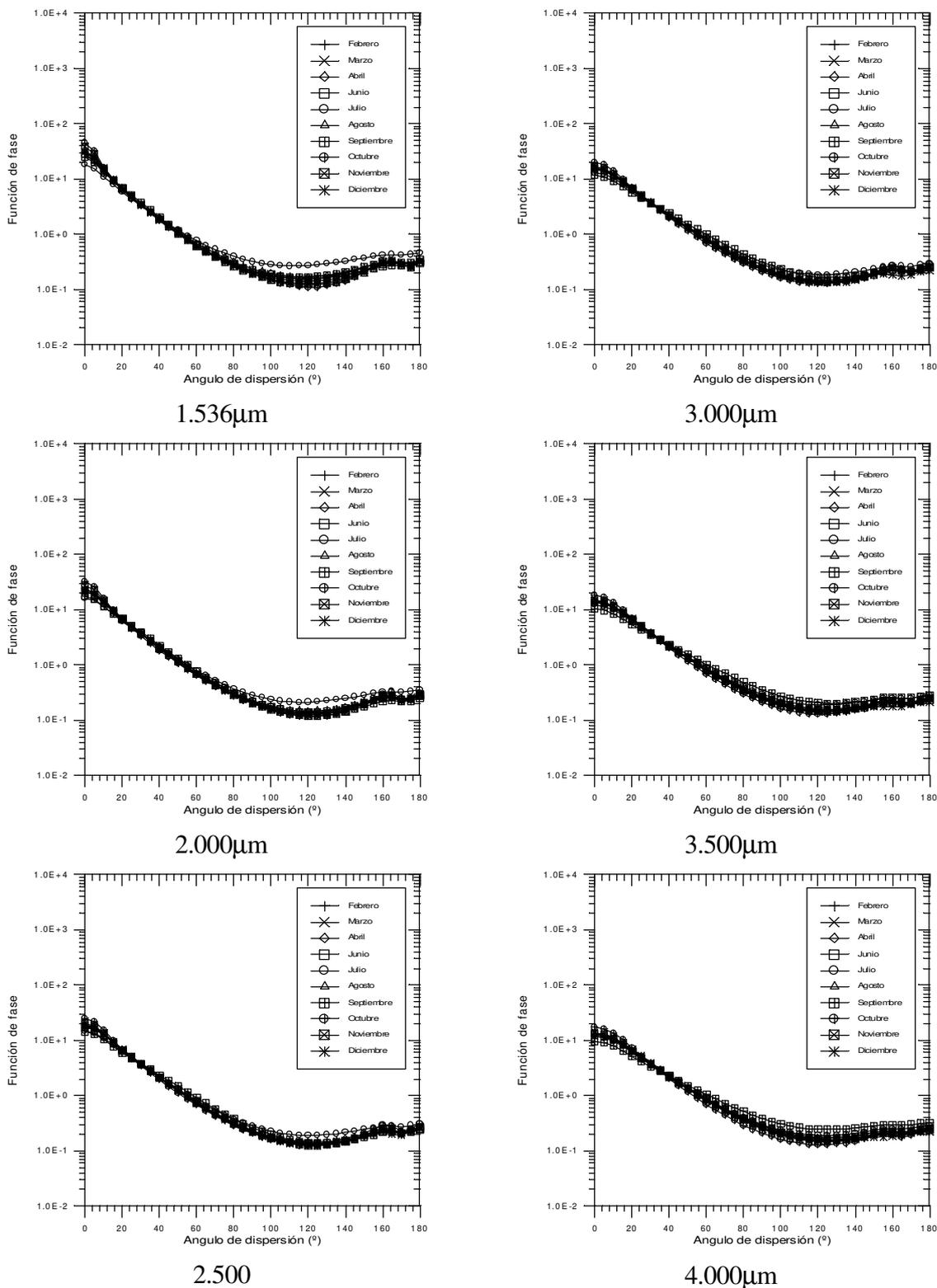
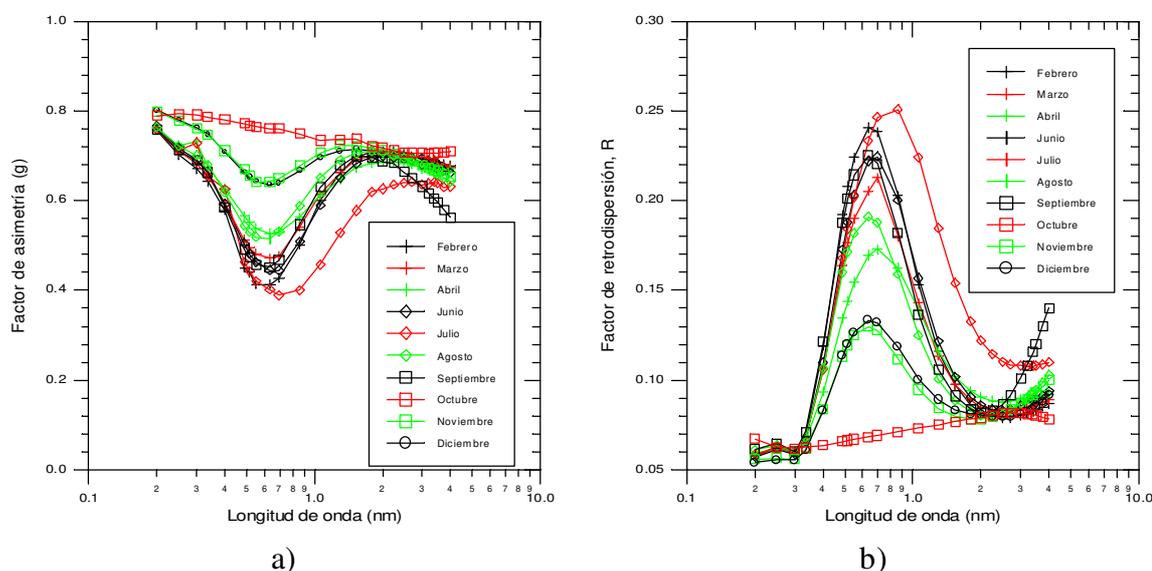


Figura 3.19. Funciones de fase de dispersión mensuales para 1994. Las distribuciones de partículas con las que se han calculado estas funciones de fase son las obtenidas en condiciones de estabilidad.



Figuras 3.20 a y b. a) Promedios mensuales del factor de asimetría (g) y b) del factor de retrodispersión (R).

En la modelización de los efectos de los aerosoles sobre el balance radiativo, lo que algunos autores denominan “forzamiento” radiativo, se usan principalmente dos parámetros: el parámetro de asimetría, g y el factor de retrodispersión, R . Estos dos parámetros se han evaluado siguiendo el procedimiento explicado en el capítulo II. En las figuras 3.20a y b, se representan el factor g y el R respectivamente, en función de la longitud de onda y para los meses en estudio. Se observa una dependencia muy similar para todos los meses con un mínimo absoluto en torno a las 0.6-0.7 μm . Este comportamiento evidencia que para estas longitudes de onda la atmósfera se comporta como un dispersor tipo Rayleigh, ya que un valor de g igual a cero indica una atmósfera de este tipo por cuanto la dispersión hacia adelante y la retrodispersión son iguales. La dependencia que muestra el valor tanto del parámetro de asimetría como del factor de retrodispersión puede ser explicado en función de la evolución en la concentración de partículas que se muestra en la figura 3.15. Así, se observa que la evolución, a lo largo de 1994, hacia una atmósfera con un comportamiento tipo Mie para las longitudes de onda del espectro solar, está relacionado con el aumento relativo de la concentración de partículas en el rango de radios mayores de 0.8, producido por la disminución en la concentración de partículas pequeñas ($r < 0.3$). Es destacable el comportamiento

totalmente antisimétrico del factor R respecto del mostrado por el parámetro de asimetría.

Una cuestión importante es la parametrizar la relación existente entre la función de distribución y el comportamiento temporal de g y R . En las figuras 3.21 y 3.22, se representan el factor de asimetría y de retrodispersión en función del día Juliano para el mismo conjunto de longitudes de onda que aparecen en la figura 3.19, junto con el parámetro de Angstrom, α . Se observa una clara tendencia a aumentar el valor del parámetro de asimetría cuando el valor del parámetro de Angstrom crece, tendiendo, para todas las longitudes de onda, a un valor promedio de $g = 0.8$, mientras que para valores bajos de α , los valores están bastantes dispersos. Junto con la gráfica de la evolución de α , en las figuras 3.21 y 3.22, también se representa la recta $\alpha=2.25$, a efectos de comparación, por cuanto que este valor parece ser el límite entre un comportamiento u otro del factor de asimetría. Un comportamiento similar se observa para los valores del factor de retrodispersión, así cuando α crece, R tiende, independientemente de la longitud de onda, a un valor promedio constante de 0.06.

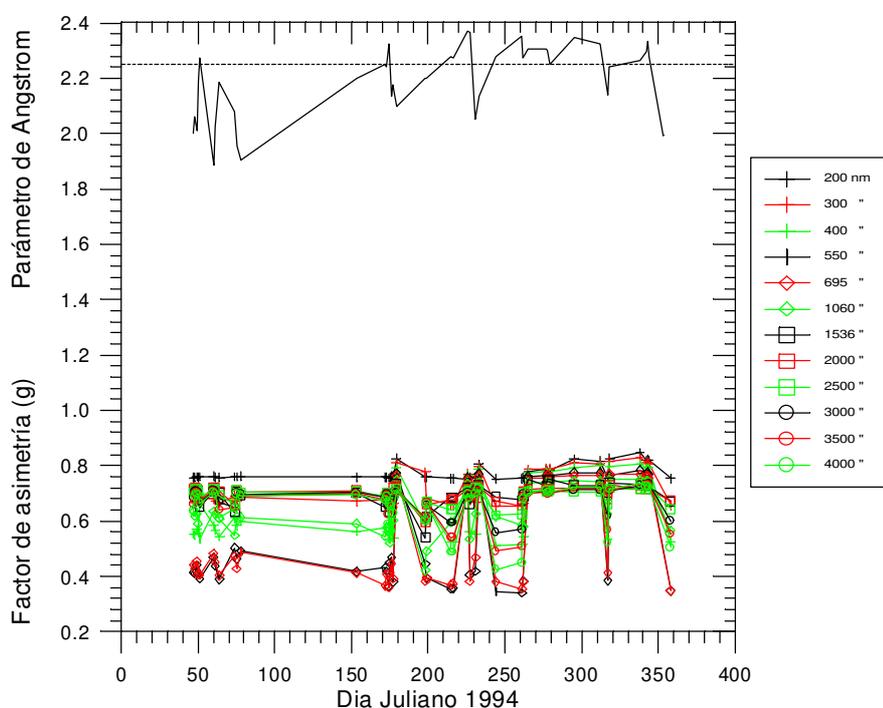


Figura 3.21. Factor de asimetría a lo largo de 1994, para el conjunto de longitudes de onda que aparecen en la leyenda. En la parte superior se representa el parámetro de Angstrom.

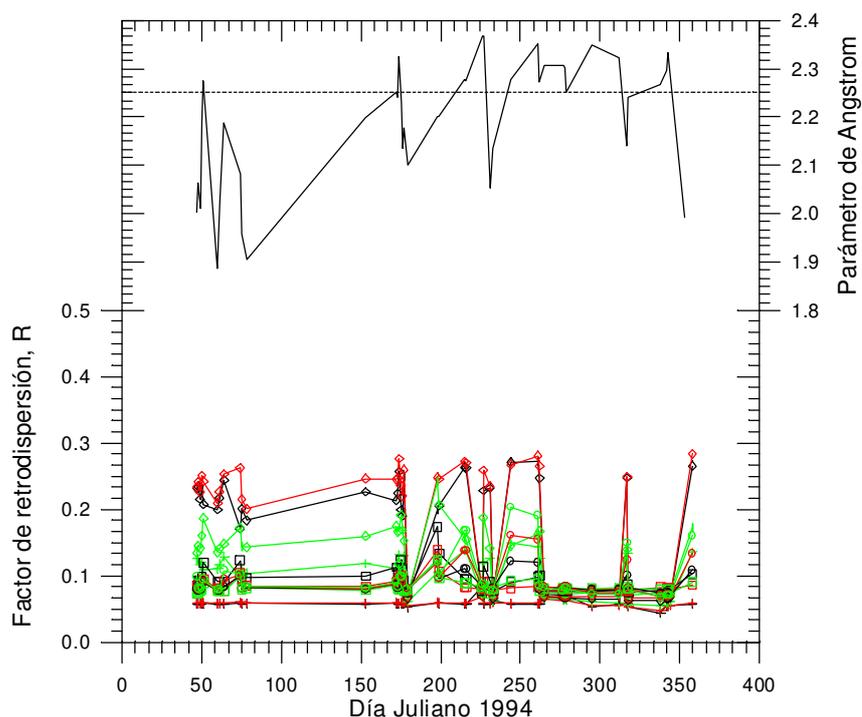


Figura 3.22. Factor de retrodispersión a lo largo de 1994, para el conjunto de longitudes de onda que aparecen en la leyenda. En la parte superior se representa el parámetro de Angstrom.

Un aspecto importante es determinar cuales son las longitudes de onda que más se ven afectadas por las diferentes componentes en las que hemos dividido la distribución de partículas, es decir: $r < 0.3$, $0.3 < r < 0.8$ y $r > 0.8 \mu\text{m}$. En la figura 3.23a se representa, para cada mes, el factor de asimetría para los siguientes rangos de radios de partículas: $r < 0.3$ y $0.3 < r < 0.8$, mientras que en la figura 3.23b se muestra para $r > 0.8$. Se observa claramente como para longitudes de onda cortas ($\lambda < 0.7 \mu\text{m}$) y para los nueve primeros meses del año, la principal componente del factor de asimetría es debida a partículas pequeñas, observándose como a medida que la longitud de onda disminuye, el valor de g debido a partículas de radio menor de 0.3 crece y disminuye la contribución para partículas de rango medio. Mientras que para el rango de longitudes de onda comprendido entre 0.7 y $1.0 \mu\text{m}$ la contribución al valor del parámetro de asimetría es equiparable tanto para la componente de partículas de tamaño medio como para las grandes. Para longitudes de onda mayores de $1.0 \mu\text{m}$, el valor de g es casi exclusivamente debido a la contribución de partículas con $r > 0.8$. Es destacable la contribución debida a las partículas grandes para el rango de longitudes de onda

menores de $1.0 \mu\text{m}$, en los tres últimos meses del año, debido al aumento relativo de la concentración de partículas en este rango con respecto a las partículas pequeñas. Para este período se observa como el valor de g se debe principalmente a partículas grandes, disminuyendo la influencia de aerosoles con radio menor de 0.3 , de tal manera que el valor del factor de asimetría para partículas grandes cambia de ser prácticamente cero a un valor constante de en torno a 0.4 y él debido a las partículas pequeñas pasa de variar en un rango de $0.6-0.7$ a situarse alrededor de 0.2 . Estos resultados evidencia la gran sensibilidad que presenta el valor de g con respecto a la concentración relativa de partículas de distinto rangos.

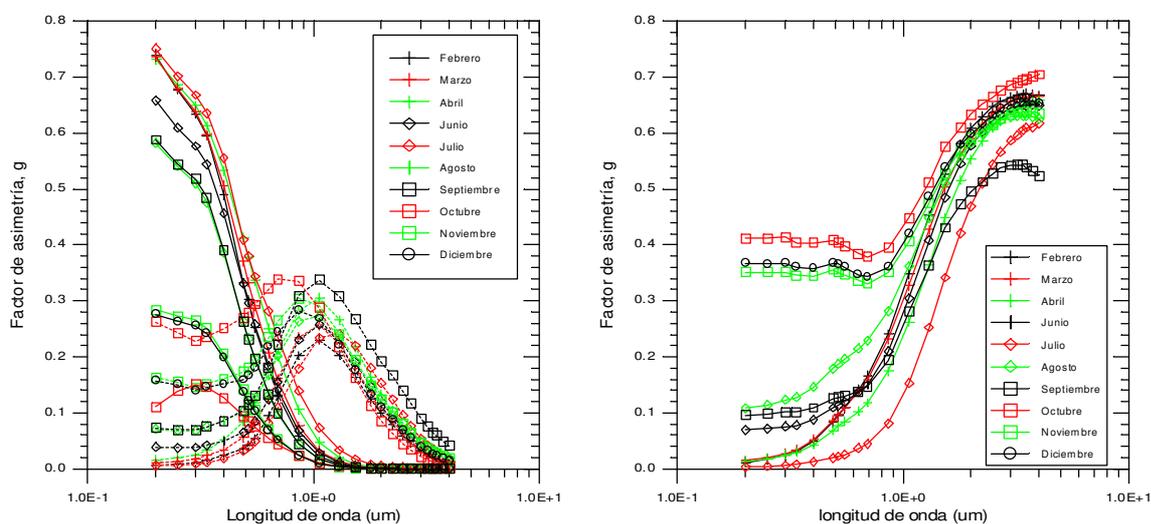


Figura 3.23a y b. a) Promedio mensual del factor de asimetría considerando únicamente partículas en los rangos $r < 0.3$ y $0.3 < r < 0.8$, donde r es el radio de las partículas. b) Igual que en a) pero para el rango $r > 0.8$.

Capítulo IV
Propiedades radiativas de los aerosoles
deserticos. Influencia en el
“forzamiento” radiativo

Capítulo IV
**PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS AEROSOLES
DESERTICOS. INFLUENCIA EN EL “FORZAMIENTO”
RADIATIVO.**

El aerosol desértico es el factor dominante en la dispersión de radiación en el Atlántico Norte durante la primavera, el verano y los primeros meses del otoño. Por tanto, se hace necesario determinar con precisión sus principales propiedades radiativas para evaluar de manera correcta su papel dentro del balance de radiación, tanto en el espectro de onda corta como en el de onda larga. Dada la situación geográfica de Canarias, entre los paralelos 26-28 Norte y los meridianos 15-17 Oeste, son frecuentes las invasiones de aerosoles procedentes del desierto del Sahara, por lo que constituye un excelente emplazamiento para el estudio de este tipo de partículas.

En la primera parte de este capítulo se estudia la importancia del aerosol procedente del desierto del Sahara como constituyente de la atmósfera, así como las condiciones climáticas en la región del Archipiélago Canario, tanto en lo que hemos llamado situación limpia, es decir cuando no existen aerosoles desérticos, como en lo que respecta a las situaciones sinópticas que favorecen la presencia de aerosol desértico en la atmósfera. A continuación se estudia el comportamiento del EOA y se calcula la distribución en tamaño de los aerosoles durante estas situaciones. En la última parte del

capítulo se analiza la función de fase de dispersión, el factor de asimetría y el de retrodispersión, evaluando posteriormente el denominado “*forcing*” radiativo de este componente atmosférico, es decir, la sensibilidad que el balance de radiación presenta respecto a cambios en las propiedades radiativas del aerosol desértico.

4.1 IMPORTANCIA DEL AEROSOL DESERTICO COMO CONSTITUYENTE ATMOSFERICO. CONDICIONES SINOPTICAS EN EPISODIOS DE INVASIONES DE POLVO SAHARIANO.

Como se ha comentado los aerosoles atmosféricos afectan el equilibrio climático mediante procesos tanto de dispersión como de absorción de radiación (Chylek y Wong, 1995; Tegen *et al.*, 1966; Li *et al.*, 1996; Sokolik *et al.*, 1966; Swap *et al.*, 1966). Los estudios realizados sobre tales efectos se han centrado mayoritariamente en los aerosoles de origen antropogénico tales como los denominados sulfatos no procedentes de sal marina (nss-SO_4^{2-}) y los nitratos NO_3^- (Charlson *et al.*, 1992; Kiehl y Briegleb, 1993; Taylor y Penner, 1994 y Chylek y Wong, 1995). Es notorio que las partículas de aerosoles naturales y de manera más importante las de que tienen su origen en zonas desérticas han sido sistemáticamente ignorados, ya que se pensaba que sus efectos eran despreciables, debido a que sus eficiencias de dispersión y concentraciones eran pequeñas. Aunque la eficiencia de dispersión para partículas de polvo mineral es sólo un cuarto del calculado para los aerosoles de sulfato no marinos sobre el Atlántico Norte, las concentraciones anuales promedios de polvo medidas en Barbados son dieciséis veces superior a los aerosoles de sulfato de origen antropogénico (Prospero, 1996a; Prospero, 1996b). Por tanto, la dispersión de radiación debida a aerosoles minerales es cuatro veces superior a los aerosoles de sulfato no marinos. En base a resultados recientemente publicados, las partículas de polvo de origen Africano podría ser el elemento con mayor poder de dispersión de radiación, en el espectro de onda corta, en las regiones tropical y subtropical del Atlántico Norte (Li *et al.*, 1996 y Andreae, 1966, Díaz *et al.*, 1998b).

Una de las mayores fuentes de aerosoles atmosféricos naturales se sitúan en las zonas áridas o semiáridas, las cuales cubren aproximadamente un tercio de la superficie terrestre (Morales, 1979; Tanré *et al.*, 1988 y Pinker *et al.*, 1994). El principal factor en la

formación del aerosol atmosférico en estas áreas es la erosión eólica, el cual es especialmente importante en el desierto del Sahara, donde se ha determinado que la

contribución al total de aerosoles atmosféricos se puede situar entre 60 y 460 millones de toneladas por año (Morales, 1979; Schutz *et al.*, 1987; D'Almeida, 1987; Duce 1991; Swat, 1996). Por tanto, el Sahara es el origen de más de la mitad de los aerosoles que persisten en la atmósfera, esto es, partículas submicrométricas con coeficiente de deposición despreciable y que son eventualmente sustraídas de la atmósfera por precipitaciones (Kessler, 1985). Aparte de la zona del Sahael, otras zonas en las que se ha detectado una alta concentración de este tipo de compuestos son en torno al mar de Arabia durante el verano, sobre China durante la primavera, y en India durante los meses de Junio y Julio.

Componente del aerosol	Velocidad del viento (m/s)	Fracción en volumen	r_i (μm)	$\log(\sigma_i)$
Carbonatos	0	0.01	0.0118	0.301
	10-30	pequeña		
Solubles	0	0.2900	0.0285	0.350
	10-30	pequeña		
Arena	0	0.7000	6.24	0.277
	10	0.9835	7.76	0.331
	20	0.9992	9.28	0.384
	30	0.9996	10.80	0.438

Tabla 4.1. Principales parámetros del modelo de aerosoles desérticos propuesto por Longtin *et al.*, 1988.

Diversos trabajos han mostrado que la composición del aerosol desértico se puede parametrizar en función de la distribución en tamaño de éste, la cual su vez depende drásticamente de la velocidad del viento (Levin y Lindberg, 1979; Pinnick *et al.*, 1987; Longtin *et al.*, 1988). En estas zonas áridas, se ha determinado que las partículas pequeñas ($r < 0.5 \mu\text{m}$) tienden a estar asociadas a los aerosoles observados en condiciones de fondo en otras zonas geográficas, mientras que partículas mayores están relacionadas con el material típico de los suelos sueltos y arenosos de estas regiones (Fouquart *et al.*, 1983 y Jaenicke, 1984). Durante las tormentas de polvo se incorporan al balance de aerosoles atmosféricos las partículas más pesadas, las cuales generalmente, tiene la característica de absorber poco en la región del espectro solar. Por tanto un modelo de aerosoles para estas zonas debe tener en cuenta principalmente las condiciones

meteorológicas de la región objeto de estudio. En la tabla 4.1 se muestran los principales parámetros que definen el modelo de aerosoles desérticos propuesto por Longtin *et al.*, 1988, considerando distribuciones de partículas tipo *log-normal*, el cual es una extensión del propuesto por Shettle *et al.*, 1984 para incorporarlo al modelo AFGL (Air Force Geophysical Laboratory) de atmósferas.

Rango de radios (μm)	tiempos de vida	deposición húmeda (días)	deposición seca
$0.01 < r < 1$	13 días	14	275 días
$1 < r < 10$	40 horas	14	62 horas
$10 < r < 25$	4 horas	14	4 horas
$r > 25$	1 hora	14	1 hora

Tabla 4.2. Tiempos de vida medio para diferentes rangos de radios de las partículas de aerosoles, supuestos éstos esféricos. En las dos últimas columnas se muestran los tiempos de vida considerando únicamente procesos de deposición húmeda o seca.

Tegen *et al.*, 1996, han dividido el aerosol desértico en cuatro subclases atendiendo principalmente a sus tiempos de permanencia en la atmósfera: partículas con diámetros entre $0.01 \mu\text{m}$ y $1 \mu\text{m}$, partículas con diámetros entre 1 y $10 \mu\text{m}$, partículas con diámetros entre 10 y $25 \mu\text{m}$ y partículas mayores de $25 \mu\text{m}$. Para el primer grupo de partículas la distribución de masa, M , sigue una ley del tipo $dM/d\log r = \text{cte}$, es decir, la masa se distribuye aproximadamente igual sobre intervalos de tamaño logarítmicos, mientras que para los otros intervalos de tamaños la masa se distribuye según una ley del tipo $dM/dr = \text{cte}$. Los tiempos de vida de estas partículas vienen dados por la efectividad de los distintos mecanismos de limpieza. Así, los tiempos de permanencia en la atmósfera para las partículas más pequeñas se ha estimado en torno a decenas de días, mientras que para las mayores sólo de unas pocas horas tal y como se muestra en la tabla 4.2. Los aerosoles pueden ser retirados de la atmósfera bien por procesos de limpieza por lluvia, es decir, por deposición húmeda, o bien por mezcla turbulenta y decantamiento gravitacional, esto es, por deposición seca. Los tiempos de vida a escala global, incluyendo sólo procesos de limpieza por lluvia, es para todos los tamaños de aerosoles de alrededor de 14 días, mientras que si únicamente se considera deposición seca los tiempos de vida varían entre 1 hora y 275 días. Así, se puede concluir que para

partículas pequeñas la deposición húmeda es el principal proceso de limpieza, mientras que para aerosoles más grandes son los procesos gravitacionales los que determinan su permanencia en la atmósfera.

Diversos trabajos han tratado de determinar la masa de estas partículas liberadas a la atmósfera, centrándose los valores más probables en los indicados en la tabla 4.3, donde también aparece la contribución de cada rango de partículas al espesor óptico total a la longitud de onda de 550 nm. Así, se observa que partículas mayores de 1.8 μm contribuyen sólo el 20% de la masa total de aerosol mineral, promediada a escala global en la columna de atmósfera, mientras que esta misma fracción de partículas es aproximadamente el 60% de la masa total liberada a la atmósfera. De otra parte partículas mayores de 1.8 μm contribuyen en torno a un 4% al espesor óptico total, mientras que partículas entre 6 y 10 μm sólo contribuyen en un 0.2%. Este hecho justifica la omisión de partículas mayores de 10 μm al considerar los efectos radiativos de lo aerosoles desérticos, aunque la masa liberada a la atmósfera sea relativamente considerable. Así, mientras el 60% de la masa total en la columna atmosférica es debida a partículas en el rango de 0.6 a 1.8 μm , en torno al 60 % del EOA es debido a la contribución de partículas en el rango de 0.1 a 1 μm .

Rango de radios (μm)	Masa liberada (Mt/año)	Masa en columna (mg/m^2)	Porcentaje del EOA
0.1-0.18	2	0.2	2
0.18-0.3	18	1.5	15
0.3-0.6	52	4.2	29
0.6-1	150	11.5	33
1-1.8	250	11.9	15
1.8-3	250	4.6	3
3-6	250	1.8	0.8
6-10	250	0.9	0.2

Tabla 4.3. Masa total liberada a la atmósfera de aerosol desértico y masa promedio anual en columna para diferentes rangos de partículas. Porcentaje de contribución del espesor óptico de aerosoles (EOA) para el correspondiente rango de partículas con respecto al total.

Para tener perfectamente definido el modelo de aerosoles atmosféricos es necesario conocer el índice de refracción, n . En la literatura se encuentran dos estrategias para determinar n , una es conocer el índice de refracción asociado a cada componente, ya que ellos contribuye de manera diferente al impacto radiativo total, y la otra determinar un índice de refracción promedio de la distribución de aerosoles que se está estudiando (Longtin *et al.*, 1988; Shettle y Fenn, 1979 y Toon *et al.*, 1976). En este trabajo hemos escogido la segunda opción por ser la más empleada en el tipo de medidas que se han realizado al simplificar considerablemente los métodos de cálculo, sobre todo en lo que respecta al método de inversión de King. El valor del índice de refracción complejo empleado para los cálculos de la eficiencia de dispersión y de extinción necesarias para la determinación de la función de fase, el parámetro de asimetría, el factor de retrodispersión y el factor de albedo de dispersión simple es de $1,56-0,006i$ (Pattersson *et al.*, 1978).

Los efectos de este tipo de aerosoles naturales poseen una escala global debido a su facilidad de transporte a largas distancias, tal y como se ha podido determinar mediante técnicas de teledetección usando principalmente medidas del subsistema AVHRR de los satélites NOAA (Prospero y Charlson, 1972; Talbot *et al.*, 1990, Swap *et al.*, 1992; Swap *et al.*, 1996). Así, por ejemplo, este componente de origen Africano es el aerosol atmosférico dominante en la región del Caribe durante la primavera, el verano y en los principios del otoño (Prospero *et al.*, 1981; Prospero y Nees, 1986; Li *et al.*, 1996). Otro importante efecto es la contribución a la formación de depósitos, así, el material procedente del desierto del Sahara ha sido encontrado, en cantidades significantes, en la composición tanto de suelos como de sedimentos oceánicos (McDowell *et al.*, 1990; Muhs *et al.*, 1990; Dayan *et al.*, 1991; Swap *et al.*, 1992). Las actuales condiciones marinas no favorecen la formación de caolita, por tanto la presencia de este mineral en sedimentos oceánicos debe estar relacionada con fuentes continentales. Swat *et al.*, 1966, han estudiado la relación existente entre la distribución de aerosoles sobre el Atlántico Tropical, determinados con medidas del AVHRR, y las concentraciones máximas de caolita en los sedimentos marinos, encontrando una casi perfecta coincidencia espacial. Este hecho sugiere unos importantes flujos de aerosoles hacia los océanos. los cuales han sido cuantificados entre los 0.7 y 16 Tg/año. Especialmente significativa es el aporte de especies nutrientes, tales como K^+ , NO_3^- , NH_4^+ y PO_4^{3-} , a los océanos. El flujo de masa desde la costa oeste de Africa hacia el

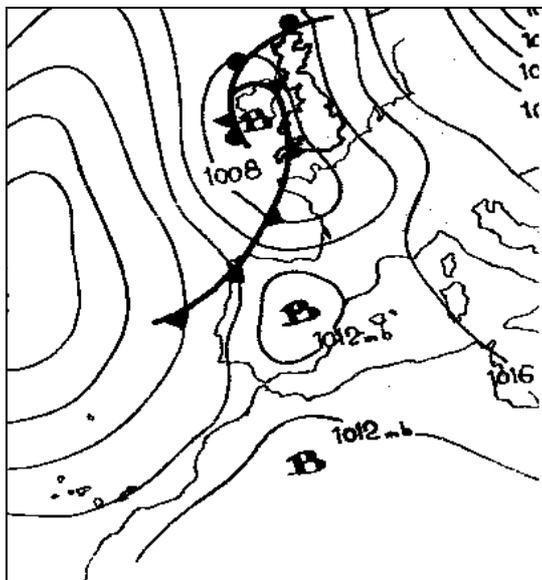
Océano Atlántico se ha encontrado que es del orden de 10^{12} (gr/año) para el K^+ , de 5×10^{11} (gr/año) para el NO_3^- , de 11×10^{11} (gr/año) para el NH_4^+ y de 23×10^{11} (gr/año) para el PO_4^{3-} (Duce *et al.*, 1991). También, algunos trabajos han puesto de manifiesto la relación existente entre los períodos de grandes emisiones de aerosol desértico y altas concentraciones de aerosol mineral con los períodos de sequía en la región del Sahel (Middlenton *et al.*, 1986; Prospero y Nees, 1986 y Pye, 1987; Landsea *et al.*, 1992; Swap *et al.*, 1996)

4.1.1 Condiciones sinópticas en situaciones de invasiones de aerosol desértico.

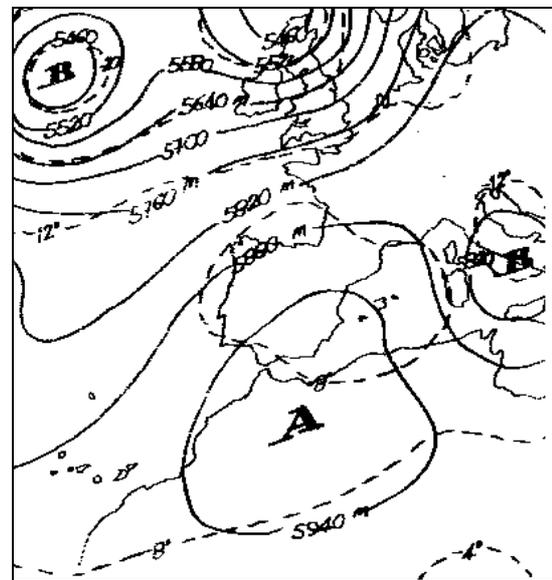
La climatología de esta zona viene regulada principalmente por dos factores: el anticiclón de las Azores y la corriente fría de Canarias. Debido a esta corriente oceánica, en los mapas de isotermas de la superficie oceánica se observa una notable inclinación hacia el sur en la zona de Canarias, la cual se acentúa en la época estival, llegando las líneas de igual temperatura a discurrir paralelas a la costa africana. Por tanto cuando los alisios alcanzan Canarias mantienen la temperatura que tenían en su lugar de origen a latitudes altas, lo que favorece la subsidencia de masas de aire en altura y el fortalecimiento de la circulación de los alisios. Esto se traduce en hechos climatológicamente muy interesantes, tales como que en Julio y Agosto la temperatura del aire en aguas de Canarias es aproximadamente un grado más baja que en aguas de Azores. La interacción entre la superficie oceánica con esta distribución de temperaturas y las masa de aire empujadas por los alisios, configuran el clima y tiempo de esta zona en al menos el 90% del tiempo.

Quizás el factor más característico de la climatología de esta zona sea la capa de inversión térmica, la cual divide de manera clara la circulación en la capa de mezcla marina de la que ocurre en la troposfera libre. La inversión térmica es habitual en las regiones oceánicas subtropicales situadas al oeste de los continentes. Este fenómeno es consecuencia del calentamiento por compresión del aire subsidente sobre una zona oceánica de baja temperatura. La inversión cierra la capa de mezcla marina entre los 500 m, cerca del centro de altas presiones, y los 2000 m cerca de los trópicos.

Existen fundamentalmente dos situaciones sinópticas relacionadas con las invasiones de aire sahariano, una que se da principalmente en los meses de verano y la otra durante la primavera y el otoño. En las situaciones estivales la característica más importante del mapa de superficie es el estar la baja africana centrada más al oeste de lo normal, mientras que en el mapa de altura (500 mb) se observa una importante baja centrada sobre las Azores. Según Font Tullot, 1956, esta situación de la desaparición del anticiclón de las azores en altura, a pesar de mantenerse en superficie, es un hecho fundamental de tal manera que el mapa de 500 mb resulta más útil para predecir estas situaciones que el de superficie. Durante los episodios saharianos observados en primavera y otoño se observa un anticiclón continental centrado en Europa meridional o en el norte de Africa de forma que el aire que fluye hacia Canarias procede de latitudes bajas. En la figura 4.1 se muestra la situación sinóptica para el día 4 Julio de 1994 en superficie (a) y al nivel de 500 mb (b), donde son evidente las características mencionadas anteriormente para los episodios estivales. Estas situaciones sinópticas diferenciadas definen dos fuentes de partículas en el continente Africano, durante el verano estas se sitúan en la zona de Ahagarr-Massif (Marruecos) y en primavera en la región de Bilma (Nigeria).



a)



b)

Figura 4.1. Situación sinóptica típica durante invasiones saharianas en el verano. En el mapa a) se representan las isobaras en superficie mientras que en el b) se hace para el nivel de 500 mb.

El transporte de polvo durante la época primaveral se hace por debajo de los 700 mb, principalmente en los 900 mb, mientras que en la época estival se realiza en los niveles altos, entre los 750-600 mb, siguiendo patrones de dispersión tipo penacho.

Desde el punto de vista de la meteorología de Canarias, uno de los cambios más radicales que pueden experimentar las condiciones meteorológicas en la región tiene lugar cuando el Archipiélago es alcanzado por masas de aire procedentes del desierto del Sahara. Las características más sobresalientes durante episodios de esta naturaleza son el aumento en la temperatura y la disminución en la humedad relativa del aire. La dirección del viento generalmente está dentro del segundo cuadrante, aunque en ocasiones sopla del Este o del Este-Noreste. Con respecto a la velocidad del viento, con frecuencia, se alcanzan largos períodos de calma. En la figura 4.2 se representan algunos parámetros meteorológico y las concentraciones de ozono, monóxido y dióxido de nitrógeno, para una estación de medida situada en la Facultad de Física de la Universidad de La Laguna. Las medidas fueron tomadas para el mes de Junio de 1994. Durante los días juliano del 158 al 164 (7-13 de Junio) se registró una invasión de polvo Sahariano. Así se observan, coincidiendo con la irrupción de estas masa de aire Africano, se registra un importante aumento de la temperatura, con valores máximos de 34°C, registros aproximadamente un 70% mayores que los máximos diurnos de días anteriores. La Humedad relativa que se encuentra generalmente por encima del 80%, baja hasta valores inferiores al 20%. La velocidad del viento alcanza para estos días los valores más bajos de todo el mes, con períodos de auténtica calma. La velocidad del viento que en el lugar de medida normalmente sopla del cuarto cuadrante, cambia especialmente durante las horas diurnas y sopla del segundo cuadrante.

El efecto de los episodios de invasiones de aire sahariano sobre las concentraciones de los gases traza tales como O₃, NO y NO₂ son también patentes, tal y como se ve en la figura 4.2. Así, se observa un aumento en las concentraciones de estos compuestos con respecto a las medidas en el resto de días, alcanzándose registro mayores de las 200 ppbv para el NO y de 100 ppbv para el NO₂. Por contra, los registros de O₃ alcanzan valores mínimos, pudiéndose alcanzar las 0 ppbv por las mañanas. Los

mecanismos que producen este tipo de comportamientos durante episodios de invasiones del Sahara ha sido ampliamente estudiado por Guerra, 1996, determinado que el principal factor desencadenante de estos comportamientos es la acumulación de contaminantes locales debido a las condiciones climáticas típicas de estos episodios.

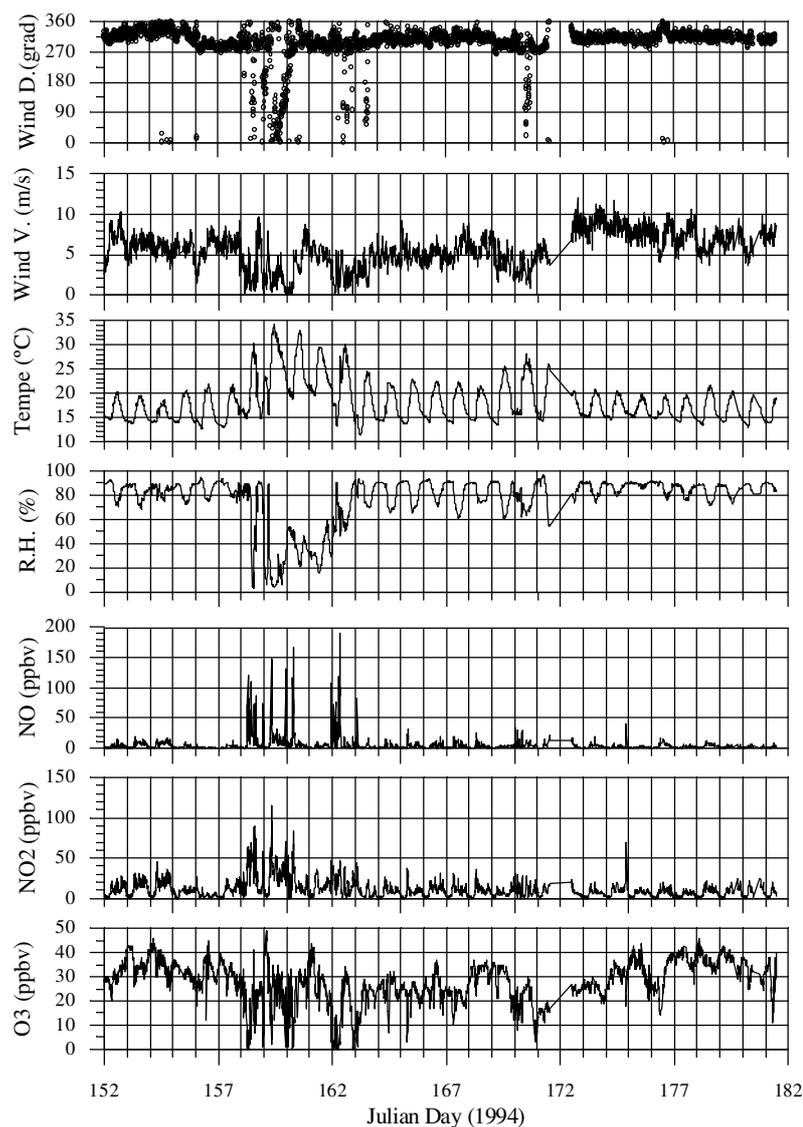


Figura 4.2. Variación de las principales variables meteorológicas durante un episodio de invasión de polvo sahariano la cual tuvo lugar entre los días 158 y 164 de 1994 (del 7 al 13 de Junio). De arriba a abajo son la dirección y velocidad del viento, la temperatura y la humedad relativa. Las tres últimas gráficas representan las concentraciones, de NO, NO₂ y O₃.

4.2 VALORES DEL EOA DURANTE INVASIONES SAHARIANAS. DISTRIBUCION EN TAMAÑO.

Los valores empleados en este análisis han sido obtenidos durante días en los que se detectó polvo en suspensión en la estación VAM de Izaña-INM (ver figura 2.1). El análisis de los datos se dividió en cinco períodos, durante los meses de Junio, Julio y Agosto de 1994, los cuales son: (I) los días 160 y 163, (II) los días del 180 al 186, (III) los días 190 al 192 y el 195 y 196, (IV) los días del 202 al 205 y (V) días 221 y 222. Los períodos en los que se detectó una posible invasión del polvo sahariano mediante apreciaciones visuales fueron corroborados mediante el análisis de imagen de satélite y de retrotrayectorias isentrópicas. Para asegurar que efectivamente la situación meteorológica observada correspondía a una situación de invasión de polvo sahariano se calculó el EOA en los canales 1 y 2, situados en 0.630 y 0.810 μm respectivamente, del subsistema AVHRR (Advance Very High Resolution Radiometer) el cual está situado a bordo de los satélites NOAA. Las imágenes han sido adquiridas mediante el sistema de recepción de alta resolución del Grupo de Comunicaciones y Teledetección del Departamento de Física Fundamental y Experimental de La Universidad de La Laguna. El método usado para resolver la ecuación de transferencia radiativa es el denominado LSCA (Linearized Single Scattering Approximation), el cual se explica en el Capítulo VI. A modo de ejemplo en las figuras 4.3 a y b se representan los datos de AOD obtenidos para un día limpio (22 de Junio de 1994) y para un día en el que se observa como una gran cantidad de polvo, procedente del continente Africano, se acerca a Canarias (30 de Junio de 1994). Mientras que en las figuras 4.3 c y d se observan los valores del cociente de la señal medida en los canales 1 y 2 (R_{12}) del AVHRR-NOAA (Expósito *et al.*, 1995).

Del análisis de las imágenes obtenidas durante situaciones limpias, es decir, cuando el anticiclón de Las Azores está situado sobre estas Islas y hay una baja situada sobre la península Ibérica y otra sobre Marrueco, se concluye que el EOA es más alto cerca de la costa occidental de Africa, con valores típicos de 0.3 y con un gradiente de 0.03/km medido desde Cabo Bojador hacia Tenerife, en los primeros 80 km. En el

interior del Océano Atlántico, siguiendo una dirección Norte-Sur, se observa un gradiente de $0/km$. El valor del EOA en torno a Tenerife es de $0,2$.

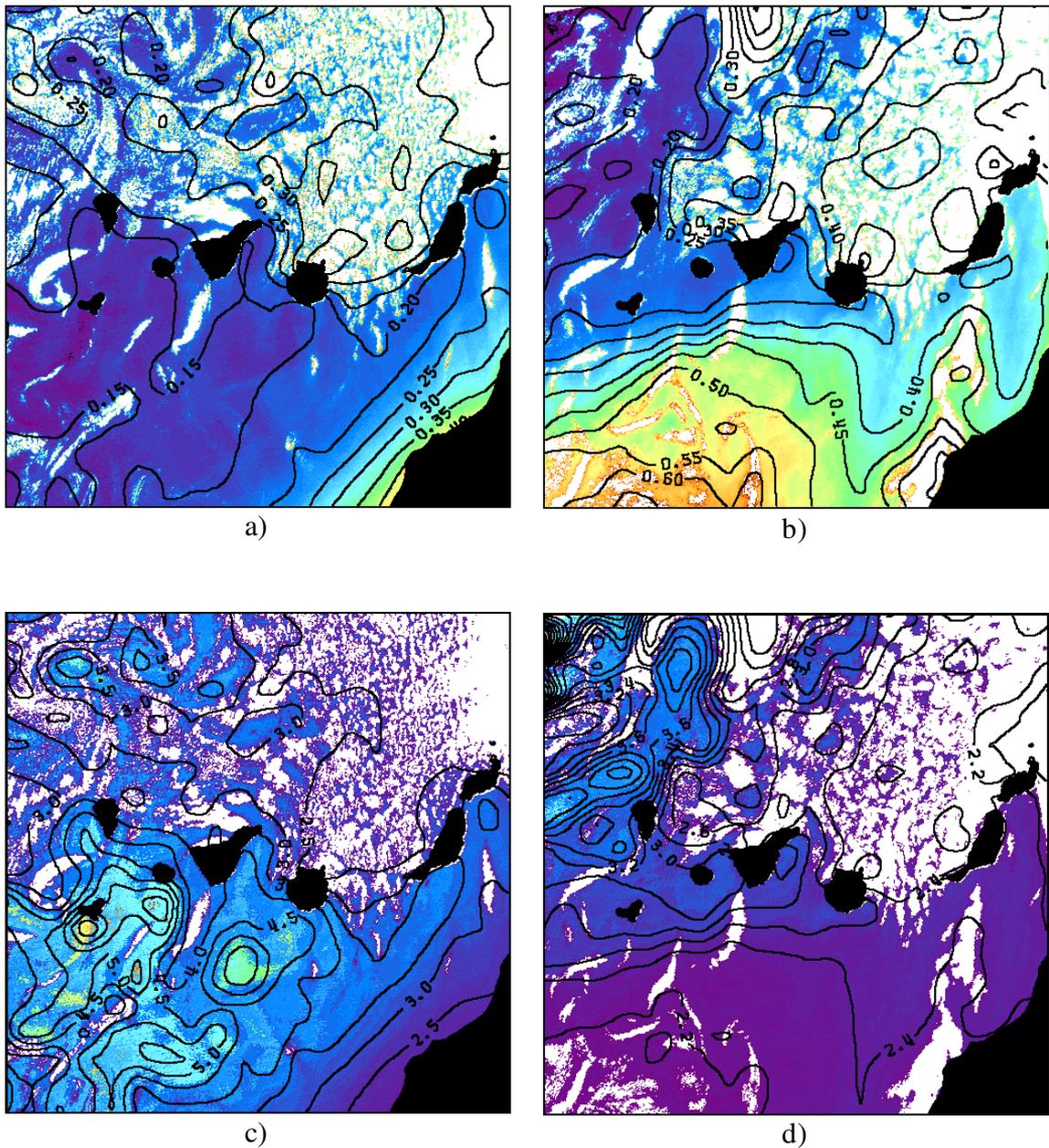


Figura 4.3. Imagen del EOA para el canal 1 del subsistema AVHRR-NOAA, para un día limpio (a) y para un día en el que se aprecia una invasión de aerosol desértico procedente del desierto del Sahara (b).

Cuando la situación sinóptica cambia y en el nivel de 500 mb se sitúa una alta en el Noroeste del continente Africano y una baja se centra en Azores, el polvo sahariano puede alcanzar Canarias. En esta situación hemos registrado episodios en los que el polvo llega a Canarias en menos de 15 horas desde el inicio del episodio, siendo la velocidad de cambio del EOA sobre Tenerife alrededor de 0.012 /hora a 500 nm, en la estación VAM de Izaña-INM. En la estructura del penacho de polvo que se propaga sobre el océano se pueden distinguir dos zonas, una con altos valores de EOA y gradientes pequeños y otra, la zona de transición, con gradientes típicos de -0.023 hacia las zona limpias en el océano.

El cociente entre los canales 1 y 2 ($R12$), da una primera información sobre la distribución de aerosoles presentes, presentando un comportamiento inverso respecto de los valores de AOD. Del análisis de las datos obtenidos durante situaciones limpias, se han obtenido valores promedios de 2.0 cerca de la costa Africana donde son más abundantes las partículas grandes, mientras en el interior del océano, donde son las partículas pequeñas (oceánicas) las que dominan en la dispersión de radiación, se han obtenidos registros promedios de 4.0. Valores de -0.013/km son típicos, para el gradiente medido desde el Continente Africano hacia Canarias, en los primeros 80 km. Mientras que para situaciones con presencia de aerosoles desérticos, se registran valores de 2.0 cerca de la fuente de partículas, con valores promedios de -0.009/km en una dirección N-S dentro del penacho típico que se forma en la dispersión de este tipo partículas sobre el océano (Expósito *et al.*, 1996).

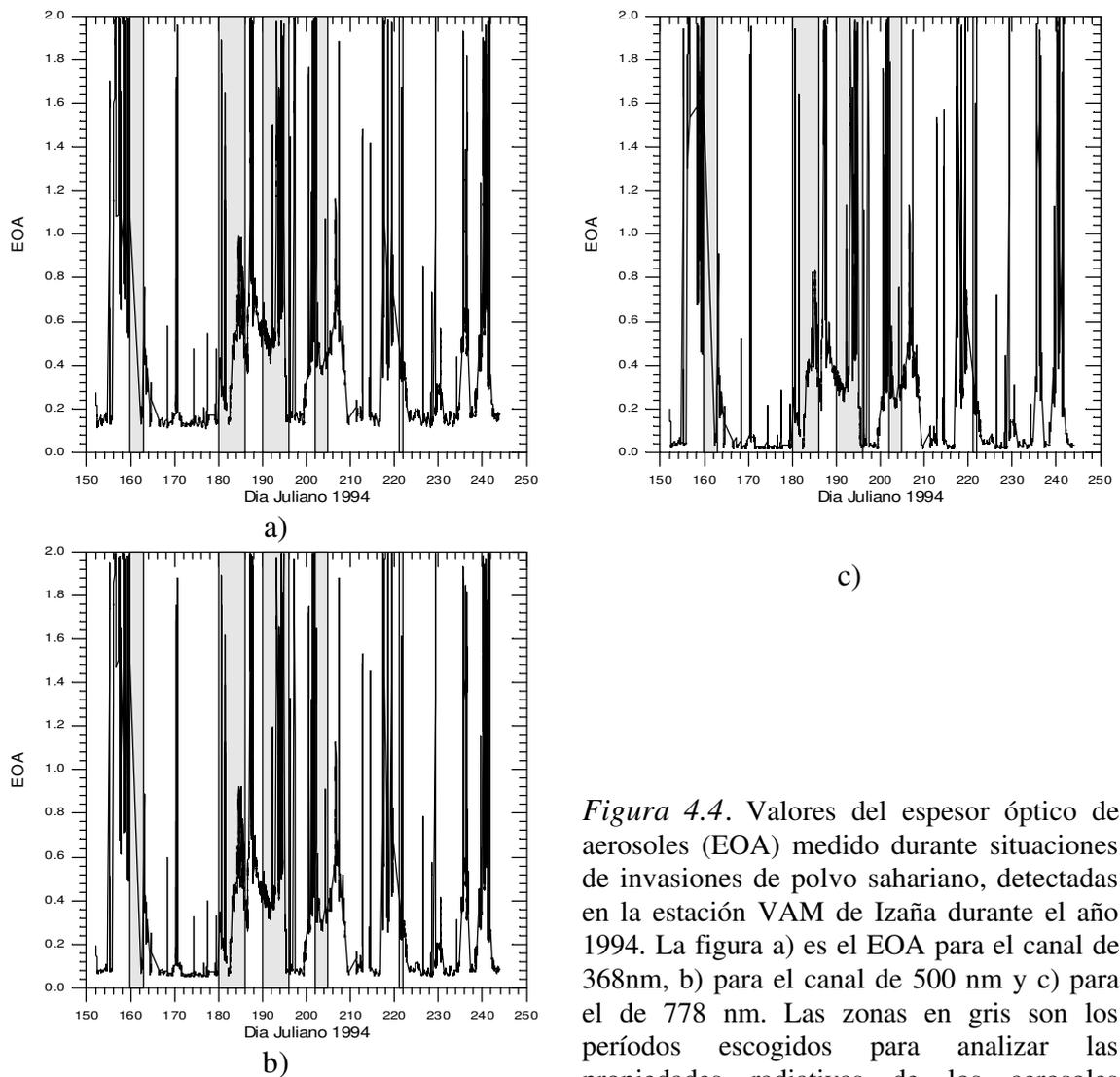


Figura 4.4. Valores del espesor óptico de aerosoles (EOA) medido durante situaciones de invasiones de polvo sahariano, detectadas en la estación VAM de Izaña durante el año 1994. La figura a) es el EOA para el canal de 368nm, b) para el canal de 500 nm y c) para el de 778 nm. Las zonas en gris son los períodos escogidos para analizar las propiedades radiativas de los aerosoles desérticos.

En la figura 4.4 se presentan los valores del espesor óptico de aerosoles (EOA) medido en la estación VAM de Izaña-INM, donde se marcan en gris los períodos escogidos para determinar las propiedades radiativas asociadas a los aerosoles desérticos. Los días en los que se detectó una mayor cantidad de polvo sahariano fueron el 184 y 185 (periodo II) con valores del EOA por encima de 0.5.

En la figura 4.5 podemos ver la evolución del EOA y de la transmisión atmosférica (T), para un día claro y otro con aerosol desértico en suspensión, a la longitud de onda de 500 nm. Las diferencias entre ambos días son patentes, así, la transmisión para un día claro puede alcanzar valores de 0,85 (a 500 nm) en el mediodía solar (ver Capítulo III), mientras que para un día con polvo sahariano el valor para la misma hora del día es del 0,7 con un patrón de variación más caótico. En cuanto al espesor óptico de aerosoles, la diferencia entre situaciones climáticas es igualmente evidente, pasando de un valor casi constante de 0,1, durante situaciones limpias, a tomar valores en el rango de 0,2 a 0,3 (Díaz *et al.*, 1994a).

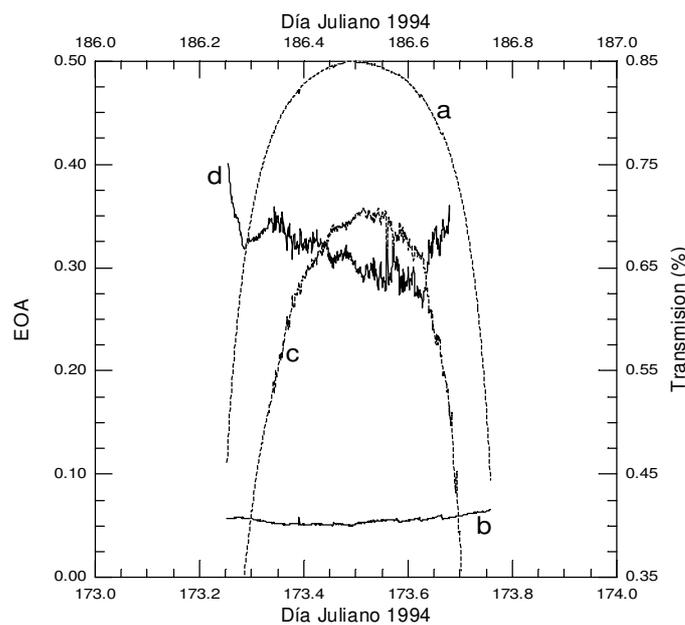
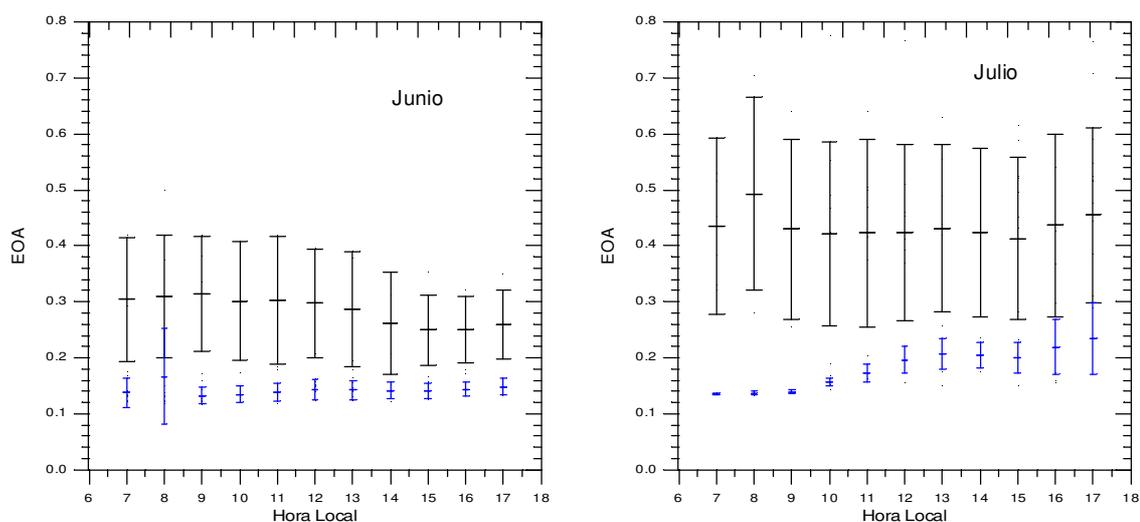
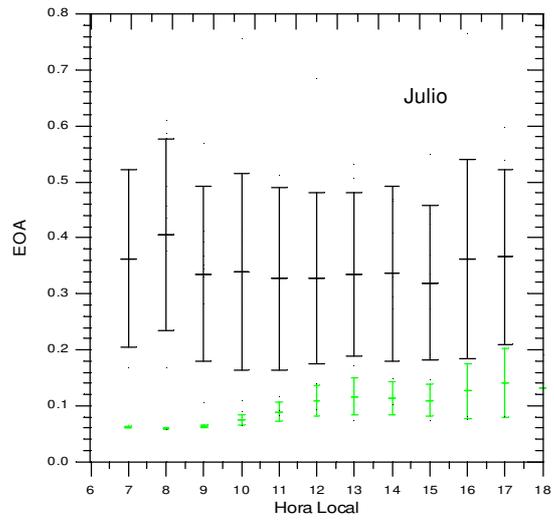
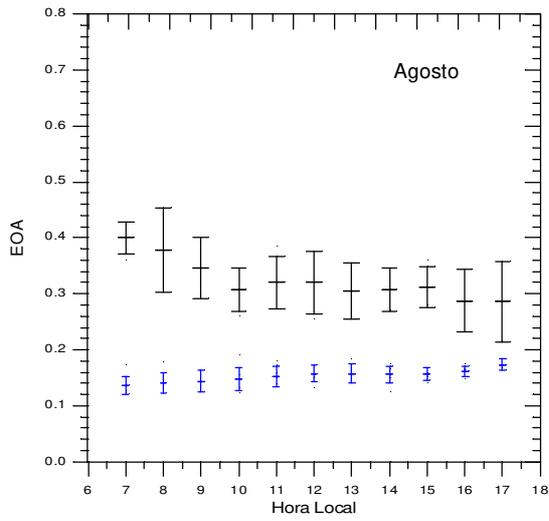


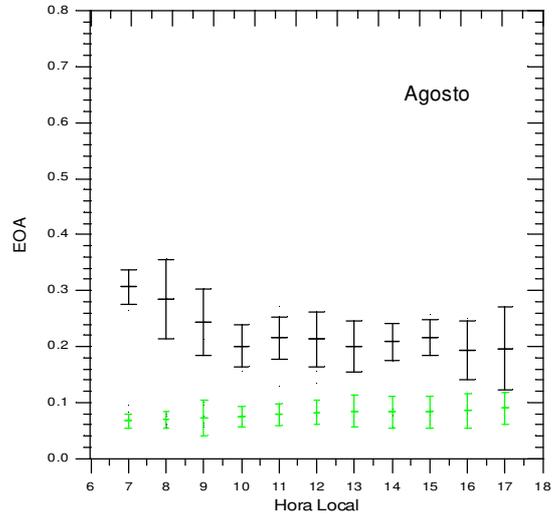
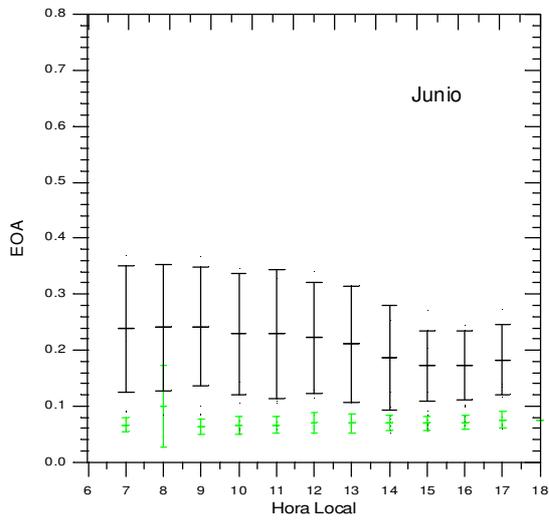
Figura 4.5. Transmisión atmosférica para un día limpio (a) y para un día en el que la estación de medida se vió afectada por aerosol desértico (c). Valor del espesor óptico de aerosoles para un día limpio (b) y con la presencia de polvo mineral (d).

En la figura 4.6 se observan los promedios horarios para los meses de Junio, Julio y Agosto considerando únicamente días en los que se detectó la presencia de aerosol sahariano, los cuales corresponden a la curva superior en negro, siendo la columna a) para los datos correspondientes al canal de 368 nm, la b) a 500 nm y la c) a 778 nm. A efectos de comparación, aparecen en color (azul para 368 nm, verde para 500 nm y rojo para 778 nm) los valores para los promedios horarios mensuales calculados para días representativos de condiciones de fondo, tal y como se ha definido en el capítulo anterior. La característica más notable, para los tres canales en la figura 4.6, es el aumento de los valores promedios y de la desviación estándar para los días con polvo con respecto a los días estables. También es notable el que los valores del EOA para los tres canales de medida tienden a igualarse. Los patrones de variación a lo largo del día son muy similares para los tres canales, presentando el valor promedio una evolución bastante regular para todo los meses y canales.

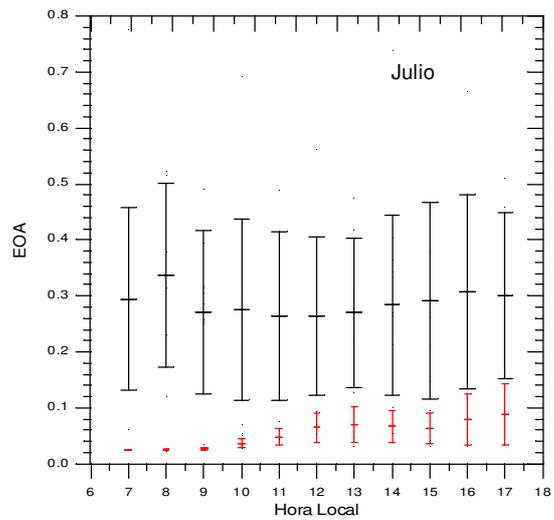
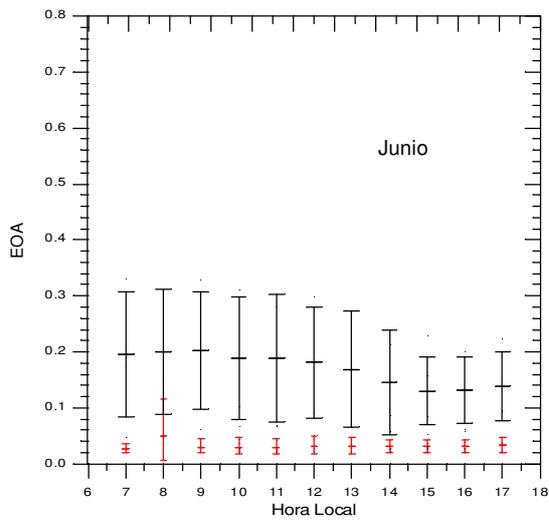


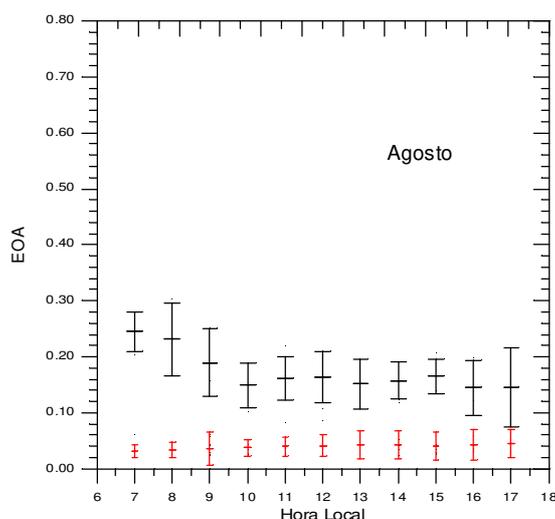


a)



b)





c)

Figura 4.6. Valores de los promedios horarios para los meses de Junio, Julio y Agosto (curva en color negro), considerando días en los que se detectó la presencia de aerosol procedente del Continente Africano. La columna a) corresponde a datos para el canal de 368 nm, la b) para el de 500 nm y la c) para el de 778 nm. También se representan los valores promedios horarios mensuales para los días con estabilidad, siendo el azul los datos para 368 nm, el verde para 500 nm y el rojo para el de 778 nm.

Análisis similares han sido publicados por Pinker et al., 1994, para medidas realizadas desde Ilorin, Nigeria, durante la estación seca (Noviembre-Febrero) cuando el *Harmattan*, esto es el viento del noreste, es predominante, con lo que la presencia del polvo sahariano es extrema pudiendo reducir la visibilidad a unos pocos cientos de metros. El valor promedio para el canal azul se sitúa para los meses de Junio, Julio y Agosto en torno a 0,3, 0,42 y 0,35 respectivamente mientras que para las desviaciones estándar se obtienen valores de 0,1, 0,15 y 0,06. Para la longitud de onda de 500 nm se obtiene para el promedio horario del EOA los siguientes valores: 0,25, 0,35 y 0,25, mientras que para la desviación estándar: 0,1, 0,15 y 0,07. Mientras que para el canal de 778 nm los resultados son obtenidos son: 0,18, 0,30 y 0,20 para el promedio horario del EOA, y 0,1, 0,15 y 0,07 para la desviación estándar.

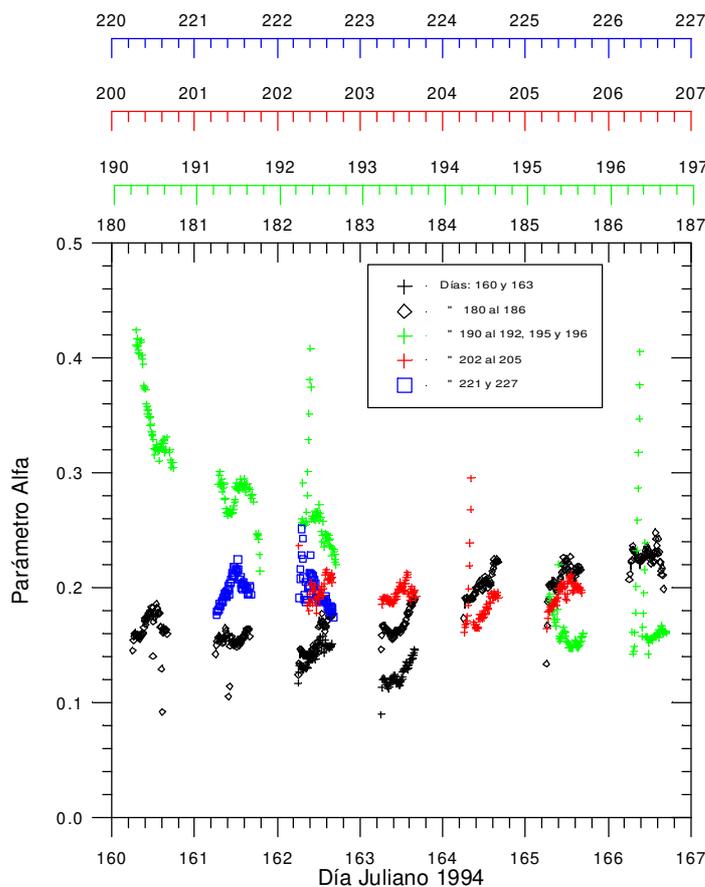
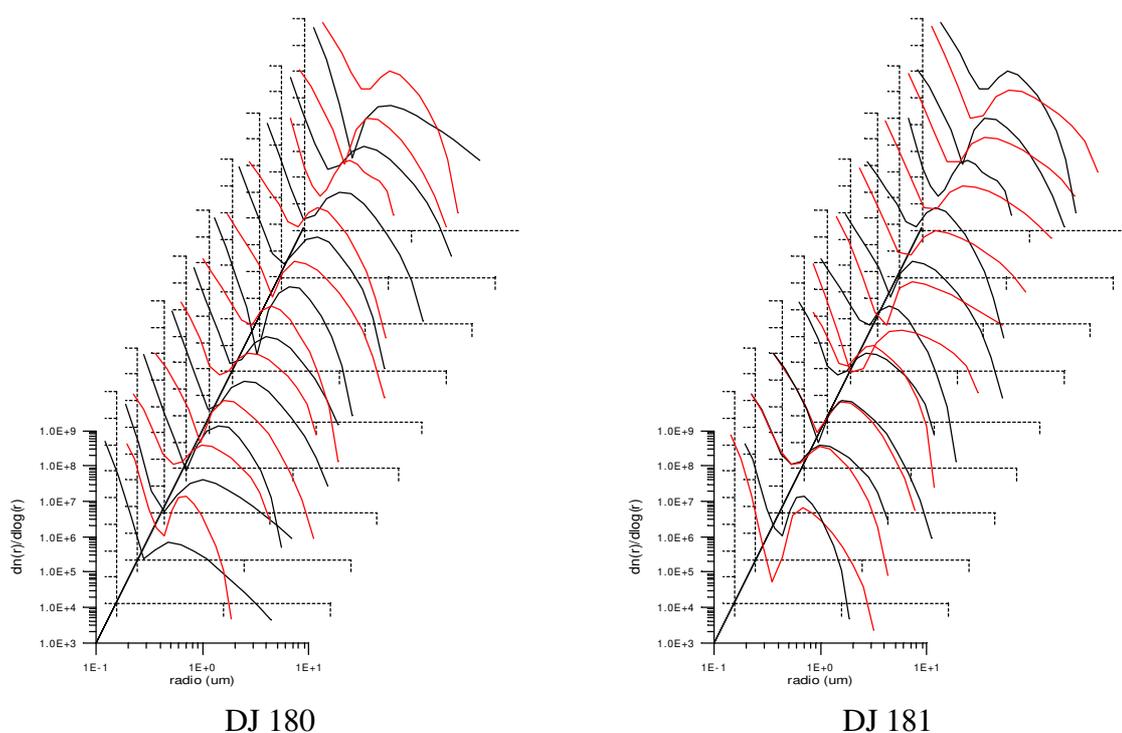


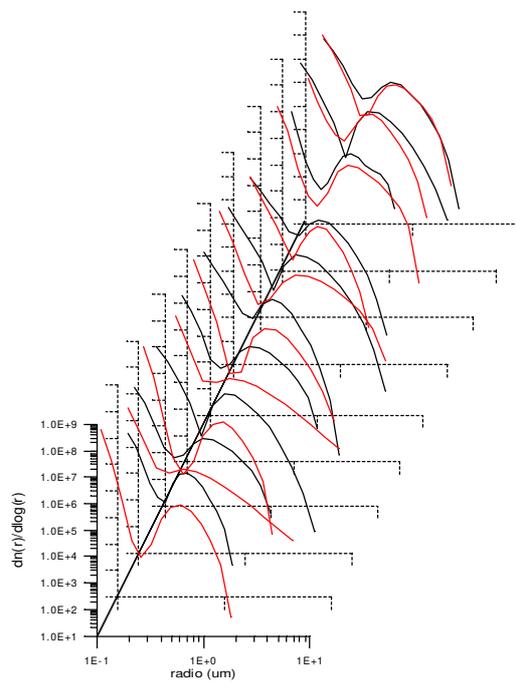
Figura 4.7. Valores del parámetro de Angstrom, α , para cinco diferentes episodios de invasión de polvo sahariano. Los períodos de tiempo vienen expresados en días julianos.

Uno de los aspectos más importantes a la hora de modelizar el papel jugado por los aerosoles atmosféricos es parametrizar de manera adecuada sus principales propiedades radiativas. A la luz de los resultados obtenidos, en los que es claro que para condiciones de invasión de polvo del sahara el parámetro de Angstrom, α , tiende a ser nulo, es decir los espesores ópticos a las diferentes longitudes de onda de medida tienden a ser iguales, parece oportuno parametrizar el comportamiento radiativo de la distribución de partículas en función del valor del EOA a una determinada longitud de onda. En la figura 4.7 se representa el valor de α para cinco diferentes episodios de invasiones de polvo sahariano, los cuales expresados en función de días julianos abarcan: del 160 al 167, del 180 al 187, del 190 al 197, del 200 al 207 y del 220 al 227. Realizando un análisis conjunto de los tres canales de medida, se tiene que los valores promedio para el parámetro de Angstrom son: 0,13 para el período I, 0,18 para el II, 0,25

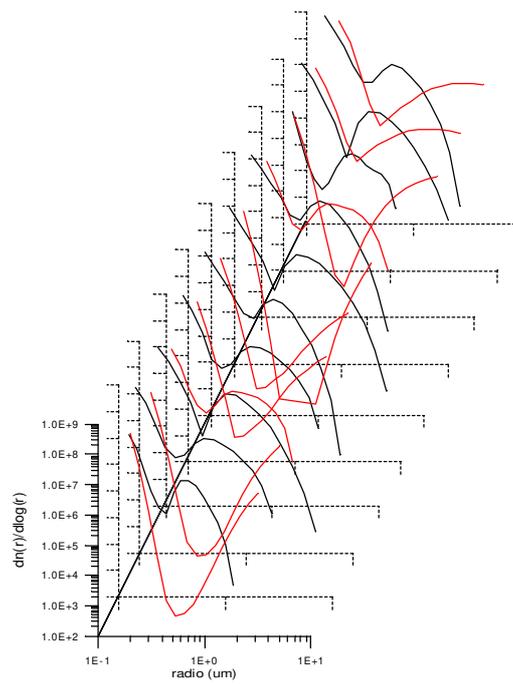
para el III, 0,19 para el IV y 0,20 para el V. Estos valores contrastan con los obtenidos en situaciones representativas de condiciones de fondo (Capítulo III), los cuales se situaban en torno a 2,2.

Una cuestión interesante es determinar como se modifica la distribución de partículas para días en los que se ha detectado la presencia en la estación de medida de aerosoles desérticos con respecto a situaciones limpias y como evoluciona la situación de invasión hacia condiciones limpias. En la figura 4.8 se representa la evolución horaria de la distribución de partículas calculadas para el segundo periodo de datos (DJ 180 al DJ 186). A efectos de comparación en la gráfica correspondiente al día 180, se representa en color rojo la distribución de partículas calculada para el día en cuestión mientras que en negro aparece el promedio horario de la distribución de tamaño para el mes de Junio, durante situaciones representativas de condiciones de fondo (ver capítulo III). En el resto de las gráficas, la curva en negro es la distribución para el primer día del episodio, el DJ 180, y la curva en rojo es la obtenida para el día que se señala en la gráfica correspondiente.

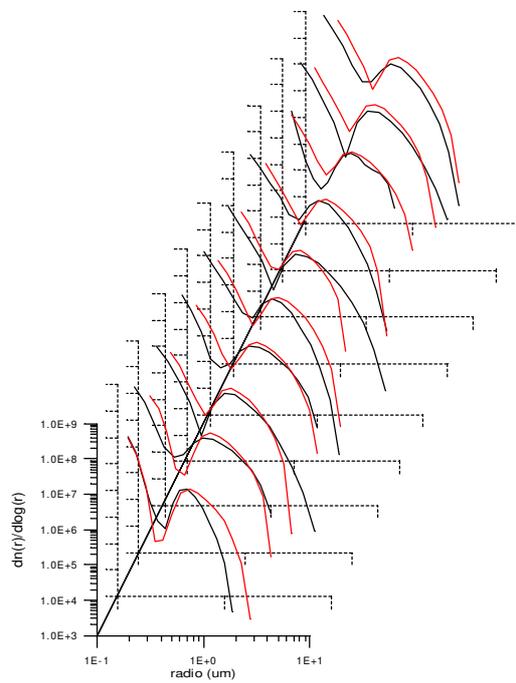




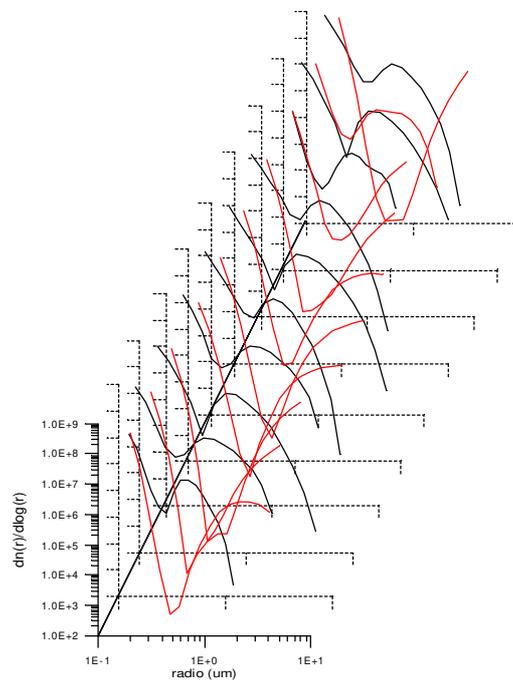
DJ 182



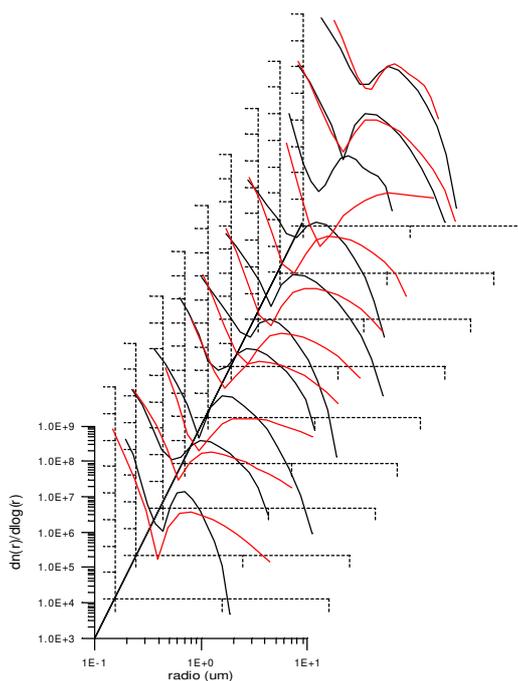
DJ 184



DJ 183



DJ 185



DJ 186

Figura 4.8. Variación horaria de la distribución de partículas para el periodo II (DJ 180 al 186) de datos en condiciones de presencia de aerosol desértico. Las horas corresponden a las: 8, 8,30, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15 y 16. En rojo siempre aparece la distribución obtenida para el día en cuestión, mientras que en la primera gráfica en negro aparece la distribución para el mes de Junio en condiciones de estabilidad y en el resto, a efectos de comparación aparece la distribución del día juliano 180.

Durante los primeros días de los episodios, cuando las medidas se ven afectadas por lo que hemos denominado zona de transición de la nube de polvo, no se observan cambios importantes en la forma de la función de distribución de tamaños, respondiendo éstas a distribuciones tipo Junge o a las denominadas en el capítulo *III* de “dos componentes”. Cuando la nube de aerosoles saharianos alcanza la estación de medida, lo cual ocurre para el periodo que se ha puesto como ejemplo en los días julianos 184 y 185, se observa como se deforma de manera notoria la función de distribución. Así, la concentración de partículas con radios mayores de $0,5 \mu\text{m}$ aumenta considerablemente en relación al resto de días, mientras que la zona de transición que para el caso de distribuciones tipo Junge o de “dos componentes” se sitúa en $0,3 \mu\text{m}$ se desplaza hasta $0,5 \mu\text{m}$. Los valores normales se alcanzan primeramente en el rango de partículas pequeñas, tal y como se observa para en la figura 4.8 para el día 186, donde se observa como la concentración para partículas grande todavía evidencia la presencia de aerosol desértico, mientras que para partículas con $r < 0,3 \mu\text{m}$ se alcanzan valores semejantes a los obtenidos para días limpios.

4.3 PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS AEROSOLES DESERTICOS. CARACTERIZACION DEL “FORCING” RADIATIVO.

A partir de las distribuciones de partículas obtenidas durante episodios de invasión de aerosol mineral procedente del desierto del Sahara, y siguiendo el esquema ya explicado en los capítulos *II* y *III*, se han evaluado las principales propiedades radiativas asociadas a este tipo de aerosol. Así, se han calculado la función de fase, el factor de asimetría, el factor de retrodispersión y el albedo de dispersión simple. El tener un mejor conocimiento de la función de fase es necesario un para una más precisa modelización de la transferencia de energía, lo cual se puede traducir, por ejemplo, en una más exacta determinación de los espesores ópticos de aerosoles a partir de datos suministrados por radiómetros a bordo de satélites, en condiciones de atmósfera con espesores ópticos altos.

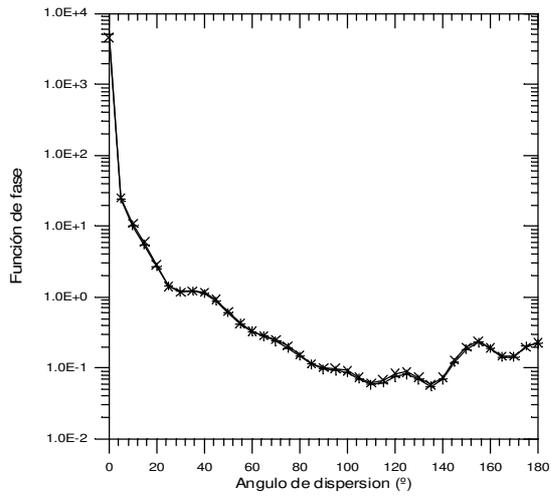
En la columna de la izquierda de la figura 4.9 se representa la función de fase para los días juliano 184 y 185 a las 12:00 UTC, en los que se detectó la presencia de polvo en la estación de Izaña. Las longitudes de onda a las que se representa esta magnitud son de arriba a abajo: 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,695, 1,006, 1,536, 2,0, 2,5, 3,0, 3,5 y 4,0 μm . Mientras, que para estudiar las variaciones en las funciones de fases obtenidas respecto de las calculadas en condiciones de fondo (Capítulo *III*), en la columna de la derecha se representan las diferencias porcentuales entre la función de fase del DJ 184 y la función de fase promedio, obtenida en condiciones de fondo, para el mes de Julio, a las mismas longitudes de onda a las que se representa la función de fase de la columna izquierda. Así, los valores del eje de ordenadas vienen dados por la expresión

$$\frac{fflimpia - ffpolvo}{fflimpia} \times 100 \quad (4.1)$$

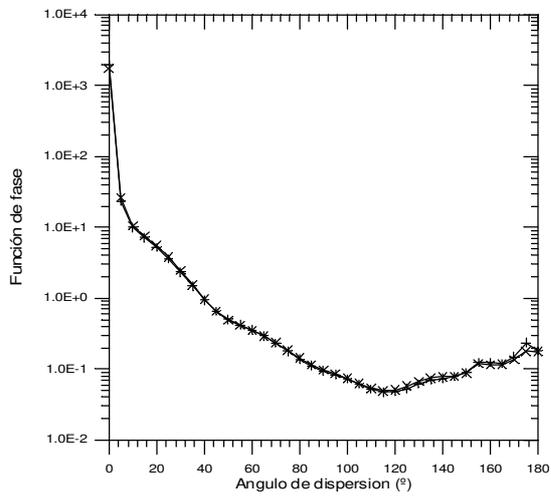
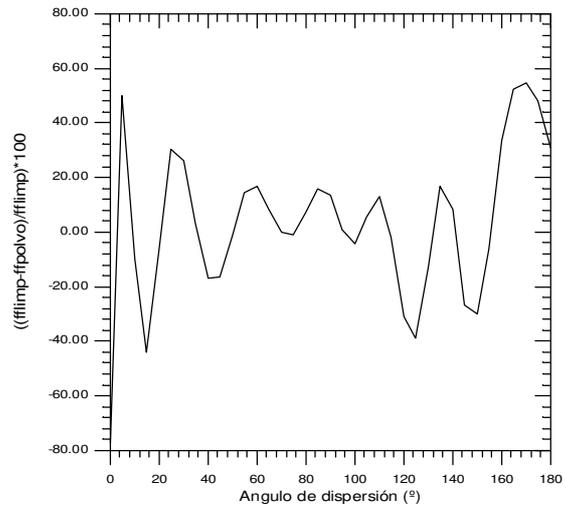
donde *ffpolvo* es la función de fase obtenida para el día juliano 184 y *fflimpia* para las condiciones de fondo. Si bien estas figuras se han representado para dos días, de un análisis completo de las funciones de fase a lo largo de todo el período en el que se detectó polvo en las estación de medida se observan las mismas características que aparecen en la figura 4.9. De otra parte, de las gráficas de la columna de la derecha de la figura 4.9 se observa un patrón de variación que depende claramente de la longitud de

onda y del ángulo de dispersión. Así, para longitudes de onda más cortas, las cuales corresponden a la zona UV del espectro, (200, 300 y 400 nm) las principales diferencias se centran en el mayor pico hacia adelante (ángulo de dispersión 0°) que presentan las funciones de fase con aerosol desértico y el mayor pico hacia atrás (ángulo de dispersión de 180°) que presentan los días limpios. En esta misma zona de ángulos de retrodispersión y para la longitud de onda de 400 nm, se aprecia la aparición de un pequeño mínimo el cual se acentúa claramente en las longitudes de onda de la zona visible infrarroja del espectro. Es destacable la estrechez del mínimo observado en los 0° de ángulo de dispersión para las tres longitudes de onda de la zona ultravioleta, mientras que la anchura del pico de retrodispersión se va incrementando a medida que la longitud de onda aumenta.

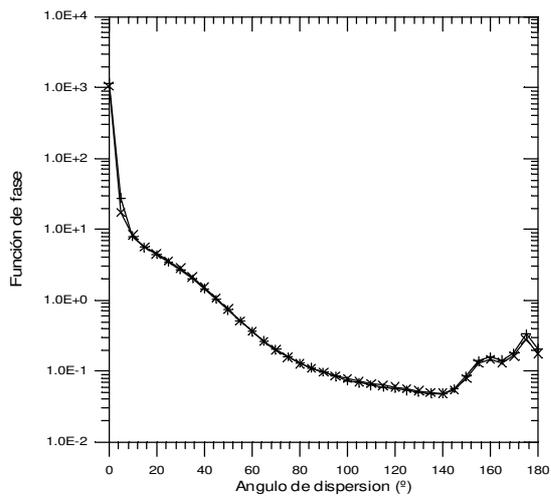
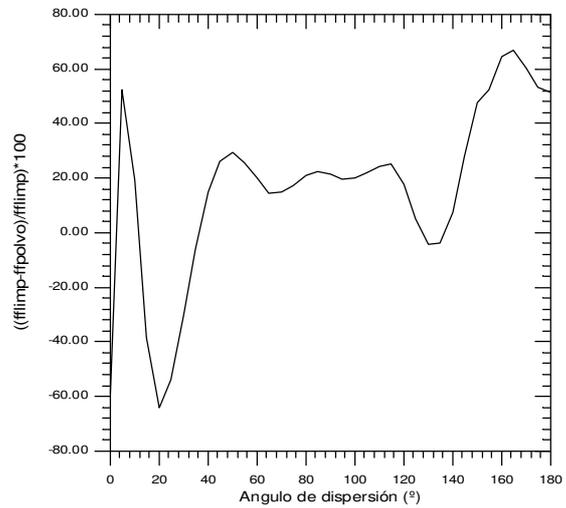
Por otra parte es también destacable el mínimo que se presentan en torno a los 20° de ángulo de dispersión para el cual se observa un ensanchamiento a medida que aumenta la longitud de onda así como un ligero desplazamiento hacia ángulo mayores. Para longitudes por encima de $1.006 \mu\text{m}$ este mínimo, observado inicialmente en los 20° , desaparece como consecuencia del progresivo ensanchamiento que ha sufrido al incrementar la longitud de onda. Para longitudes de onda mayores, esto es por encima de $2,0 \mu\text{m}$ es destacable como el mínimo centrado en direcciones de dispersión hacia adelante se va ensanchando, abarcando ya en la $4,0 \mu\text{m}$ hasta los 30° . De igual manera se observa un mayor desplazamiento del mínimo observado en el rango de ángulos de dispersión hacia atrás, el cual para las longitudes de onda mayores se encuentra centrado en los 140° . Si bien los valores concretos de las diferencias porcentuales varían de una medida a otra si se observa, tal y como ya se ha comentado, un comportamiento constante día a día. Valores entre -40 y -60% son típicos para el mínimo en torno a 0° observado en las longitudes de onda de la zona UV, mientras que para longitudes de onda mayores, hasta las $2,0 \mu\text{m}$, alcanza valores por encima del -100% . Para las longitudes de onda mayores se recuperan los valores determinados para la zona UV del espectro. Para el mínimo que se empieza a observar a partir de la zona visible se ve como hasta unas $2.0 \mu\text{m}$ el valor de éste va aumentando hasta alcanzar el -200% para a partir de aquí empezar a disminuir. Los datos obtenidos para el mínimo de la zona UV que se centra en torno a los 20° se sitúan inicialmente en lo -60% para ir disminuyendo a medida que la longitud de onda aumenta hasta desaparecer en torno a valores del 20% .



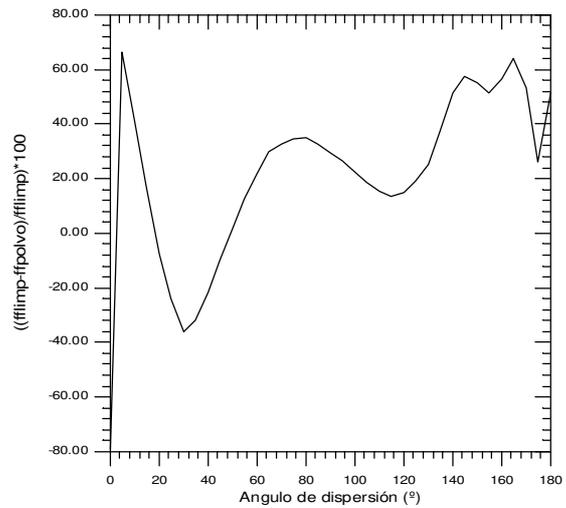
0,2 μm

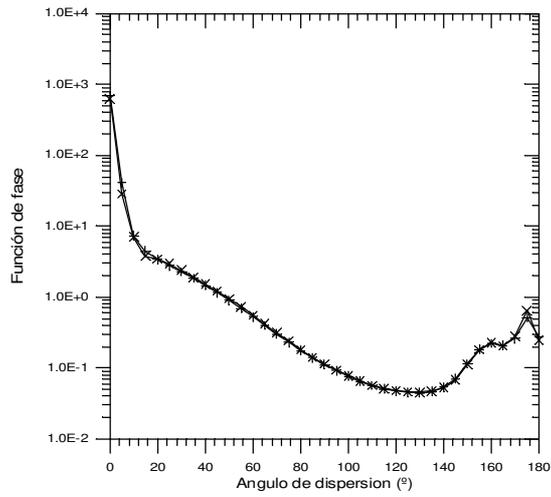


0,3 μm

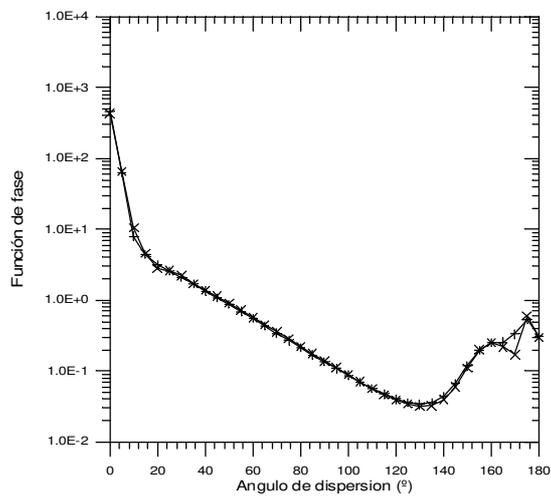
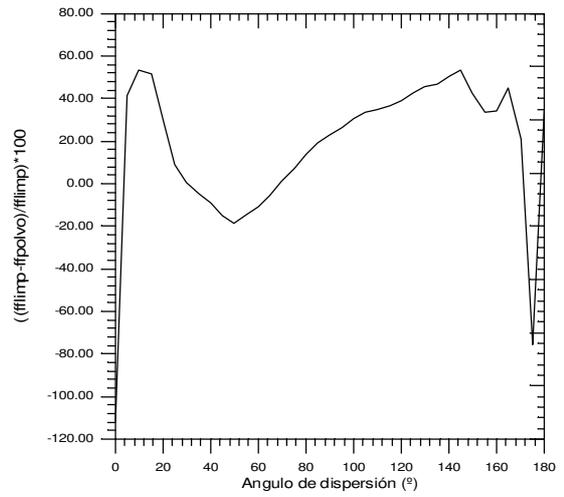


0,4 μm

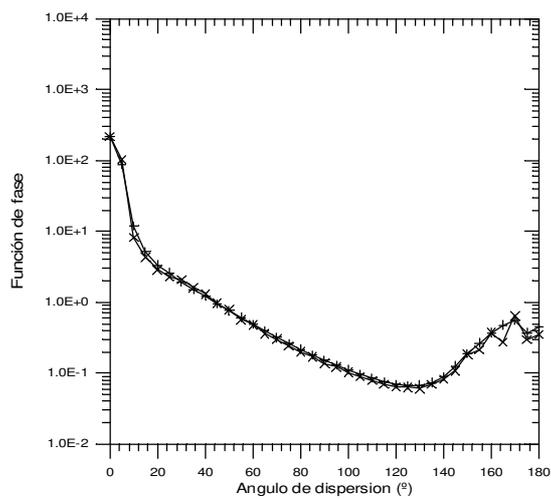
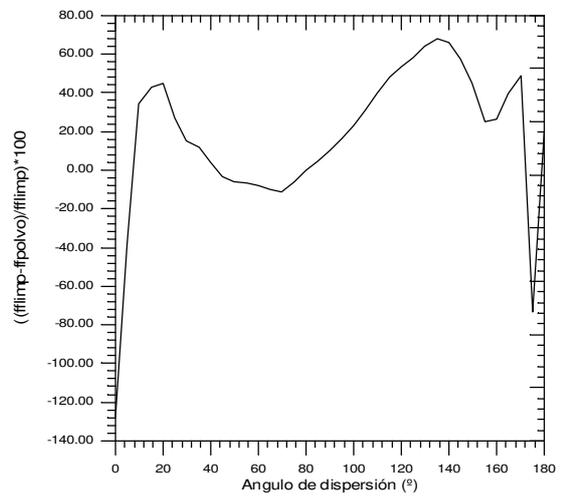




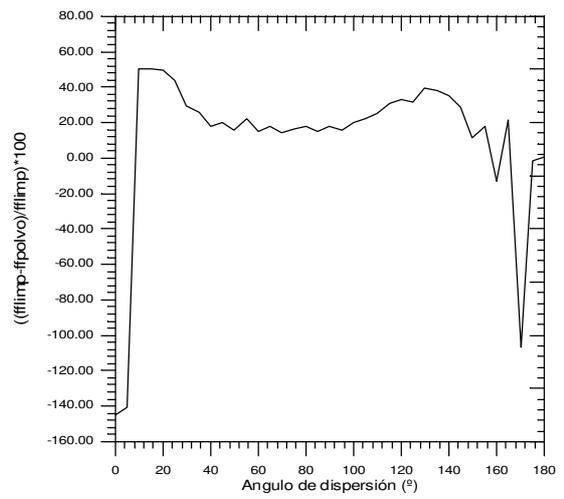
0,5 μm

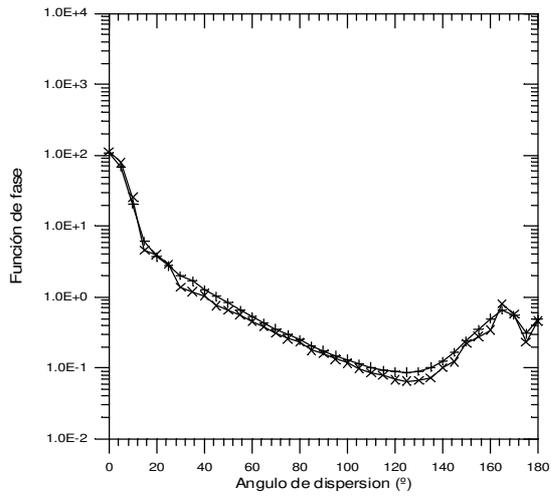


0,695 μm

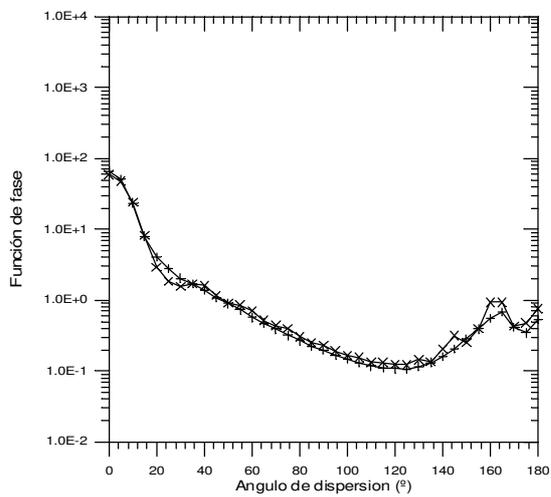
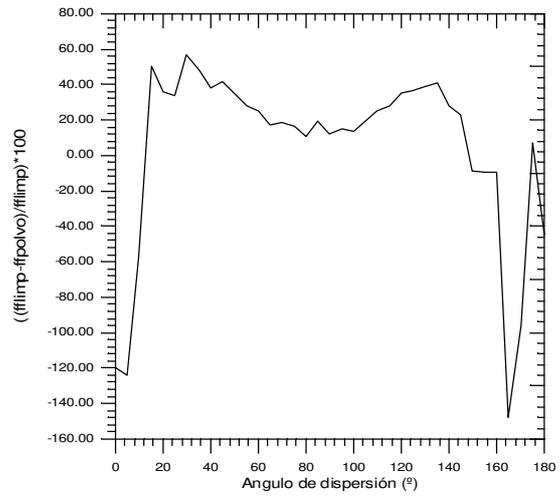


1,006 μm

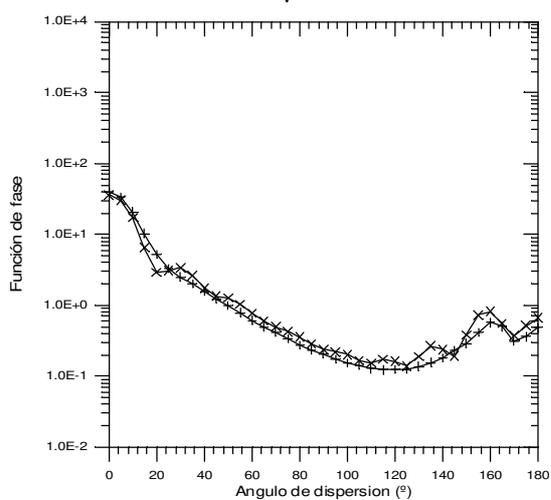
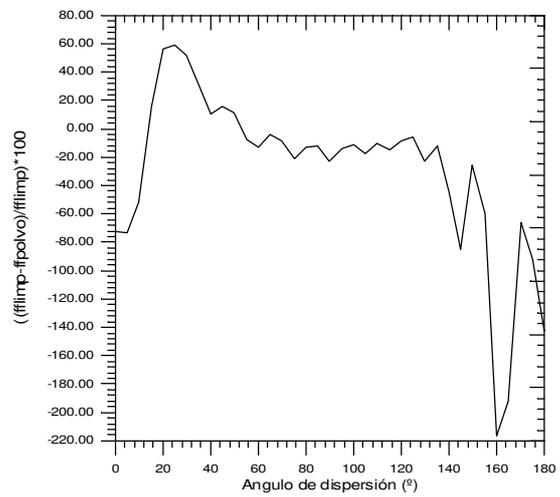




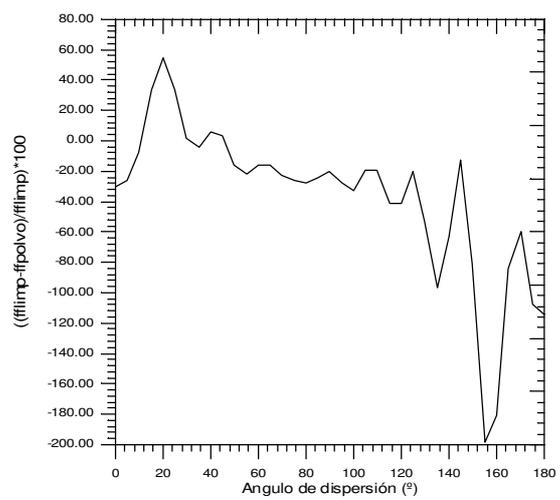
1,536 μm



2,0 μm



2,5 μm



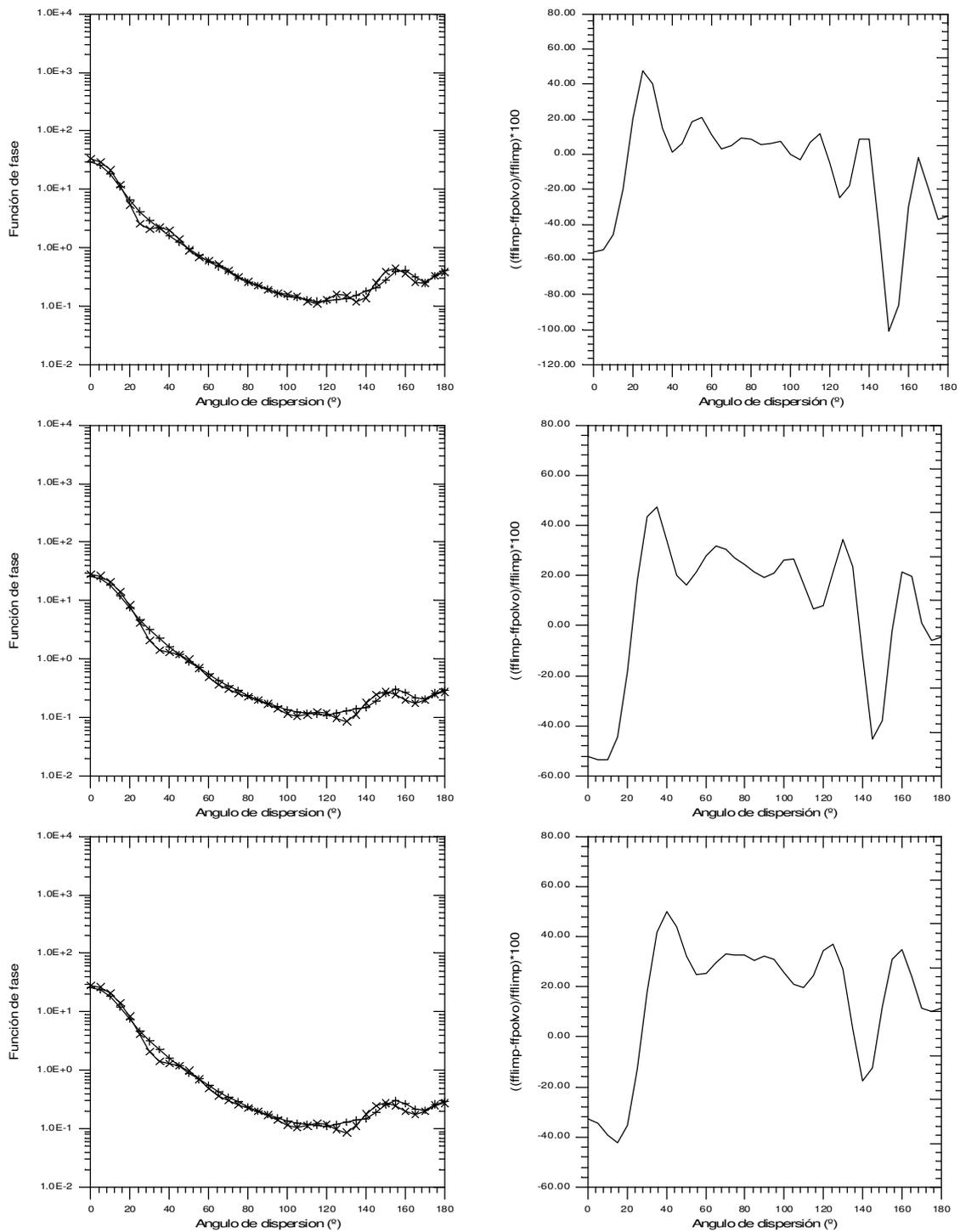


Figura 4.9. En la columna la izquierda se representan las funciones de fase para dos días en los que se detectó la presencia de aerosol mineral (DJ 184 y 185). En la columna de la derecha se muestran las diferencias de estas funciones de fase con las calculadas en condiciones de fondo durante el mes de Julio. Las longitudes de onda que aparecen en esta página son: 3,0, 3,5 y 4,0 μm.

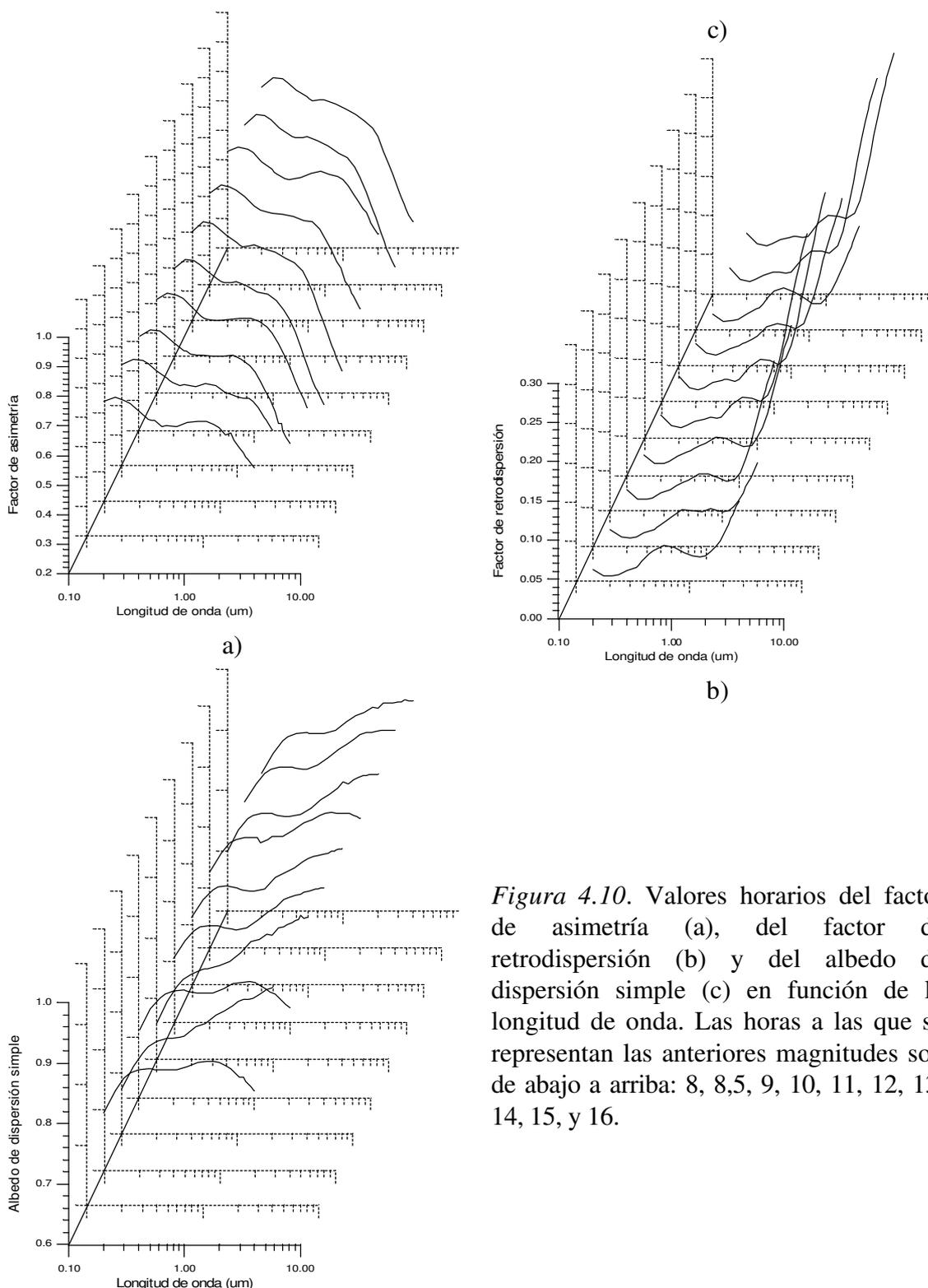


Figura 4.10. Valores horarios del factor de asimetría (a), del factor de retrodispersión (b) y del albedo de dispersión simple (c) en función de la longitud de onda. Las horas a las que se representan las anteriores magnitudes son de abajo a arriba: 8, 8,5, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, y 16.

En la figura 4.10 se representa la evolución diaria del factor de asimetría (g) en la gráfica a), del factor de retrodispersión (R) en la b) y del albedo de dispersión simple (ω)

en la c), para un día en el que se detectó la presencia de aerosol desértico en la estación de medida. Las anteriores magnitudes han sido calculadas según la metodología explicada en los capítulos *II* y *III* y son valores a las siguientes horas: 8, 8,5, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, y 16. Si bien se representa sólo la evolución de un día particular, de un análisis global de los resultados se observa un comportamiento similar para el período en el que se ha detectado una alta presencia de aerosol mineral. Así, es destacable la gran constancia hora a hora en las tres magnitudes calculadas. Comparando estos resultados con los obtenidos para condiciones de fondo (Capítulo *III*), se observa, para las tres magnitudes un comportamiento, respecto de la longitud de onda, bastante distinto al allí observado. Con respecto al factor g se aprecia que este es decreciente con la longitud de onda, siendo destacables los valores obtenidos para las longitudes de onda mayores los cuales se acercan a una atmósfera tipo Rayleigh. Con respecto al factor R , este es mayoritariamente creciente con la longitud de onda.

Trabajos recientes han estudiado la dispersión de radiación por partículas no esféricas, con la intención de determinar el grado de exactitud en las propiedades radiativas determinadas a partir de la teoría de dispersión de Mie, o sea considerando al elemento dispersor con forma esférica. En este sentido son especialmente importantes los trabajos de Mishchenko *et al*, 1997, quienes ha demostrado a partir de estudios teóricos en mezclas aleatorias de dispersores con formas esferoidales, que las diferencias con los datos calculado a partir de formas esféricas, tanto para el factor de asimetría como para el albedo de dispersión simple, son menores de $\pm 7\%$ para valores del parámetro de tamaño de hasta 30.

A partir de la determinación de las principales propiedades radiativas de los aerosoles desérticos, una cuestión importante a estudiar es como el balance de radiación, ya sea en onda corta o en onda larga, se ve afectado por la variación de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos. A esta posible relación existente entre el cambio de las propiedades radiativas de algún o algunos de los elementos constituyentes de la atmósfera terrestre y variaciones en los flujos netos de radiación es lo que se denomina “forzamiento” radiativo. Si bien el término “forzamiento” no parece la mejor traducción al español para la palabra inglesa *forcing*, en esta memoria se ha seguido la tendencia general entre la comunidad científica de habla hispana, si bien algunos autores han

usado el vocablo “sensibilidad radiativa” para referirse a estos mismos mecanismos de modificación de los balances radiativos.

A la hora de estudiar los efectos de la variación de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos en los niveles energéticos, estos se suelen clasificar en directos o indirectos. El “forzamiento” indirecto de los aerosoles se centra en la modificación de los mecanismos de formación de nubes y variación de la vida media de los diferentes tipos de cubierta nubosa. Las gotas de agua se forman en la baja atmósfera por condensación del vapor de agua sobre los núcleos de condensación de nubes (NCN). Los aerosoles, principalmente los de origen antropogénico, dadas sus propiedades fisico-químicas pueden actuar como NCN. Por tanto el tamaño y concentración de los aerosoles sobre los que se forma la gota de agua, tienen una influencia determinante en la población de éstas que forman la nube. Esta influencia es patente en las propiedades radiativas de la nube, sobre todo en el espectro de onda corta, incluso sin cambios apreciables en las propiedades termodinámicas de la cubierta nubosa. Así un aumento en la concentración de aerosoles produce un incremento de NCN y por tanto una mayor concentración de gotas de agua en la nube lo cual se traduce directamente en un aumento del albedo. Por otra parte, un incremento en la concentración de gotas en la nube produce un decrecimiento en el tamaño medio de éstas lo cual se traduce directamente en un aumento de la vida media de la nube y en una menor eficacia de los mecanismos de precipitación, así como un aumento de la cobertura media nubosa. La modificación de los mecanismos de precipitación cambia la distribución vertical de vapor de agua lo cual produce una modificación del ciclo hidrológico con la consecuente variación de los patrones de la dinámica atmosférica. De igual manera la alteración de los perfiles de vapor de agua, aún conservando la cantidad total de este compuesto en la columna atmosférica, produce cambios en los balances de energía en la troposfera y en la estratosfera.

Por otra parte el “forcing” radiativo directo asociado al espectro de longitudes de onda corta, ΔF , se basa en la modificación de las propiedades radiativas, de la porción de atmósfera que no está cubierta por nubes. Siguiendo los trabajos de Charlson *et al.*, 1992, Penner *et al.*, 1992 y Sokolik y Toon, 1996, el forzamiento radiativo promediado a escala global se puede escribir de la siguiente manera:

$$\Delta F = -K_{atm}K_{opt}\tau \quad (4.2)$$

donde el término K_{atm} no depende de las propiedades ópticas del aerosol atmosférico y viene expresado como:

$$K_{atm} = \frac{S_0}{4}(1-N)T^2 \quad (4.3)$$

donde S_0 es la constante solar, T es la transmisión atmosférica por encima de la capa de aerosol que se este considerando y N es la fracción de cobertura nubosa. Por otra parte, K_{opt} se expresa como:

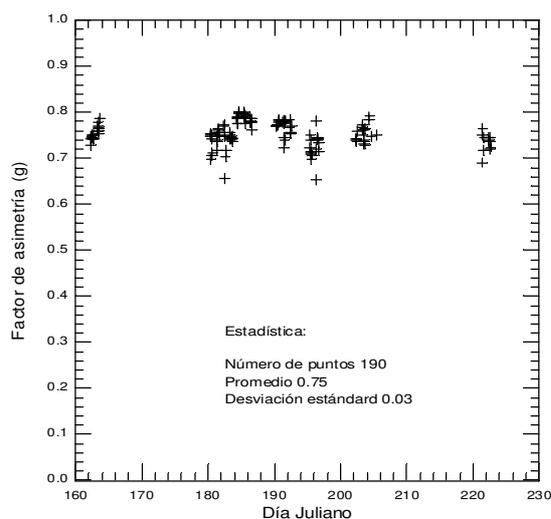
$$K_{opt} = \omega(1 - g/2)(1 - a)^2 - 4a(1 - \omega) \quad (4.4)$$

donde ω es el albedo de dispersión simple, g es el factor de asimetría, τ es el espesor promediado a escala mundial y a es el albedo superficial igualmente promediado a escala global. Para la determinación de K_{opt} se han publicado diversos modelos para la determinación de los parámetros g y ω para los aerosoles de tipo desértico, obteniendo valores para K_{opt} que van desde -0.08 a 0.35 sobre tierra y desde 0.25 a 0.55 sobre el océano. Un signo positivo en K_{opt} implica un forzamiento radiativo negativo, esto es un enfriamiento del sistema Tierra-atmósfera, mientras que valores negativos de K_{opt} implica un calentamiento. Es por tanto evidente, a la luz de estos resultados, la necesidad de un mejor conocimiento de las propiedades ópticas de los aerosoles desérticos. En este trabajo, para la evaluación del término K_{atm} se han empleado los siguientes valores: $S_0=1.370 \text{ Wm}^{-2}$, $T= 0.79$ y $N= 0.6$, teniendo por tanto K_{atm} el valor de 85.5 Wm^{-2} .

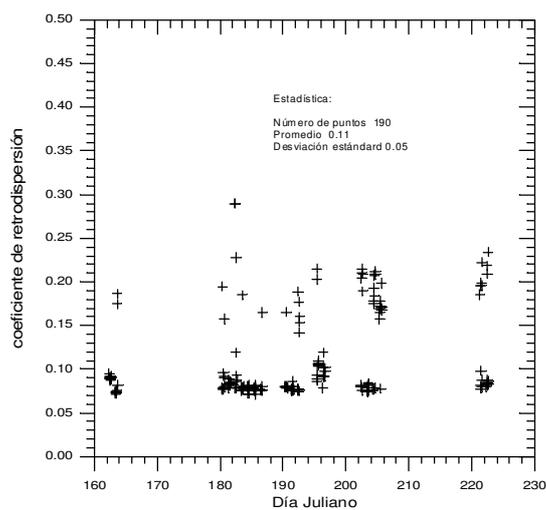
Para el conjunto de datos obtenidos durante el periodo de estudio se han evaluado los valores promedios del factor de asimetría, del factor de retrodispersión y del albedo de dispersión simple, en la zona del espectro de onda corta, es decir entre 0.2 y 4 μm . Los resultados obtenidos aparecen en las gráficas 4.11 a) para g , b) para R y c) para ω . De estos datos, se ha obtenido un valor promedio para todo el periodo de estudio y para todo el espectro solar de $\bar{g}=0.75\pm 0.03$ para el factor de asimetría, de $\bar{R}=0.12\pm 0.05$ para el factor de retrodispersión y de $\bar{\omega}=0.93\pm 0.02$ para el albedo de

dispersión simple. Para el caso de aerosol de origen desértico Sokolik y Toon, 1996, han obtenido valores para ω que varían entre 0.62 y 0.96 y para g entre 0.84 y 0.64 y Sokolik y Golitsyn, 1993, han publicado valores que varía entre 0.72 y 0.94 para ω y 0.84 y 0.68 para g . Para aerosoles producidos por quema de biomasa, Penner *et al.*, 1992, han calculado valores para ω que varían entre 0.8 y 0.95. En la figura 4.12 se representan los valores promedios de g y de ω , para el periodo de estudio, frente a la longitud de onda. Estas medidas son las primeras realizadas en Tenerife durante episodios de invasiones de polvo sahariano utilizando esta técnica y han disminuido considerablemente la incertidumbre en los valores promedios en el espectro de onda corta para el factor de asimetría, factor de retrodispersión y albedo de dispersión simple para este tipo de aerosoles.

Para evaluar el término K_{opt} se ha empleado un valor del albedo promedio a todo el rango de longitudes de onda en el espectro solar, a , de 0.06 sobre los océanos y de 0.22 sobre tierra, un valor del espesor óptico de 0.034 promediado para el ya mencionado conjunto de ondas y considerando sólo aerosoles desérticos y los valores del factor de asimetría y del albedo de dispersión simple calculados en este capítulo. Los valores obtenidos para el *forcing* radiativo, debido a aerosoles de origen desértico, es de $\Delta F = -1.64 \text{ W/m}^2$ sobre los océanos y de $\Delta F = -1.43 \text{ W/m}^2$ sobre tierra (Díaz *et al.*, 1998a).



a)



b)

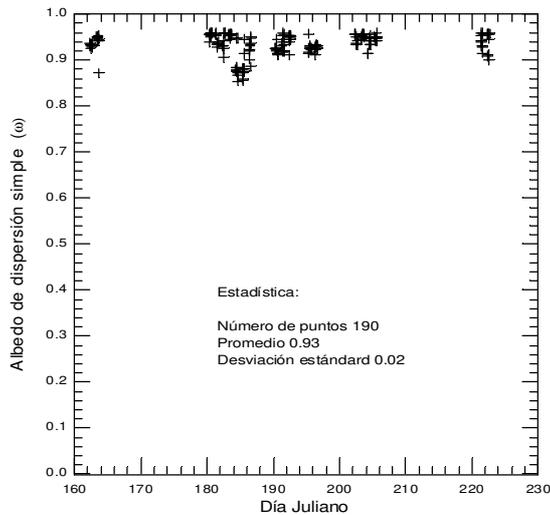


Figura 4.11. a) Factor de asimetría (g) promediado en el espectro de onda corta en función del día juliano. b) Idem para el factor de retrodispersión (R) y c) Idem para el albedo de dispersión simple (ω).

c)

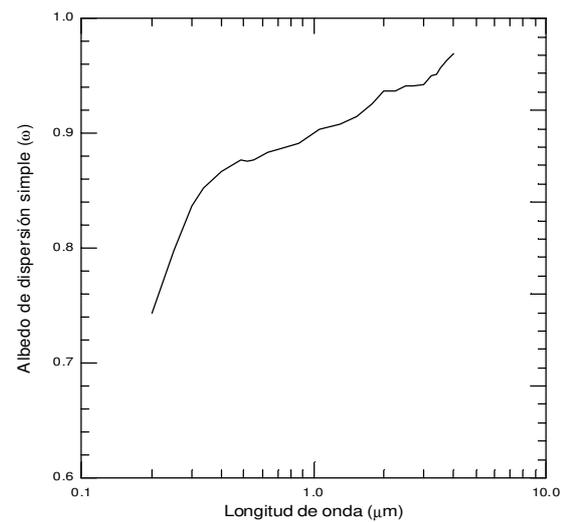
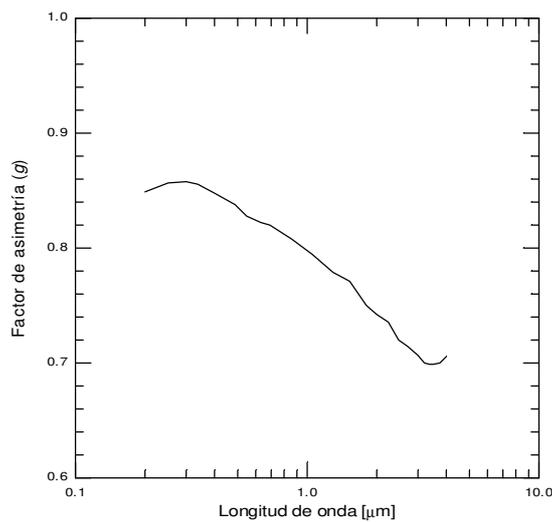


Figura 4.12. a) Factor de asimetría (g), promediado para todos los días en los que se detectó aerosol desértico, en función de la longitud de onda y b) Idem para el albedo de dispersión simple (ω).

Diversos autores han publicado valores para el “forzamiento radiactivo” de diferentes tipos aerosoles, tanto de origen antropogénico como natural, así, Tegen *et al*, 1996,. proponen un valor de $\Delta F = -1 \text{ W/m}^2$, Sokolik y Toon, 1996, proponen un valor de $\Delta F = -0.25 \text{ W/m}^2$ sobre tierra y de $\Delta F = -0.6 \text{ W/m}^2$ sobre los océanos, para polvo mineral. Mientras que para aerosoles de origen antropogénico, principalmente sulfatos, Kielh y

Briegleb, 1993, y Taylor y Penner, 1994, propone un valor del forcing directo globalmente promediado en el rango de $\Delta F = -0.3$ y 0.9 W/m^2 . Para el caso de aerosol procedente de la quema de biomasa Penner *et al*, 1992., proponen un valor de $\Delta F = -1 \text{ W/m}^2$. De estos resultados y de los propuestos en esta memoria, es claro que el forcing directo global atribuible a aerosoles de origen desértico es comparable al calculado para aerosoles provenientes de otras fuentes.

Capítulo V
**Diseño de un instrumento para la medida de
radiación solar espectral directa**

Capítulo V
**DISEÑO DE UN INSTRUMENTO PARA LA MEDIDA DE
RADIACION SOLAR ESPECTRAL DIRECTA.**

En base a la experiencia y a los resultados de los anteriores capítulos en éste se plantea el desarrollo de un equipamiento versátil y apto para el estudio de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos. Se pretende disponer de un instrumento que permita determinar el espesor óptico de aerosoles a cualquier longitud de onda, entre 200 y 800 nm, así como la concentración de aquellos gases, principalmente ozono y vapor de agua, necesarios para corregir el espesor óptico total.

En la primera parte se estudian las propiedades que debe tener un equipo de la naturaleza del que se pretende desarrollar. Posteriormente se analizan las características del monocromador que se va emplear, un Optronic modelo OL-752, atendiendo a los resultados obtenidos durante la intercomparación de instrumentos de medida de radiación UV y de ozono en columna organizada por el Nordic Ozone Group (NOGIC'93). Las características de los sistemas fabricados para la medida rutinaria y automática de la radiancia solar se presentan a continuación junto con los planos del despiece completo. Estos diseños comprenden un sistema mecánico compuesto por un tubo colimador que se conecta por medio de fibra óptica al monocromador y un sistema de seguimiento del Sol. De igual manera se ha diseñado y construido la electrónica

necesaria para que sirva de interface entre los sistemas mecánicos de posicionamiento del colimador y el *software* de análisis y control de todo el equipamiento.

Las primeras medidas realizadas con este nuevo sistema, encaminadas a evaluar su calidad, se centran en la realización de calibraciones tipo Langley y en el cálculo de los coeficientes de calibración para la medida de radiancia solar. Los datos necesarios para la determinación de radiación directa absoluta se han obtenido mediante intercomparación, frente a equipos ya calibrados, durante la campaña internacional de medidas organizada por el grupo de ozono nórdico NOGIC'96.

5.1 CARACTERÍSTICAS DEL EQUIPO DE MEDIDA OL-752-ULL.

En este punto se analizarán las características básicas que un espectrorradiómetro debe tener para la exacta y precisa medida de radiación solar, confrontándolas posteriormente con las del OL-752-ULL, el cual es el monocromador que va a servir de base al sistema óptico del equipamiento que se pretende desarrollar. La región que presenta unos mayores requerimientos para la correcta medida de la irradiancia solar es la zona ultravioleta (UV). El decrecimiento exponencial en el espectro solar a medida que se disminuye la longitud de onda, junto con la relativamente alta energía a longitudes de onda largas, supone importantes restricciones en el diseño de los instrumentos de medida. La región situada entre los 280 y los 320 nm (UVB) representa, en el espectro extraterrestre, el 1.4% del flujo de energía total, mientras que el porcentaje de energía que se mide en superficie es sólo el 0.4% del total. Esta reducción es principalmente debida a los procesos de scattering Rayleigh y a las bandas de absorción del ozono.

En base a la figura 2.1, donde se representa un espectro solar medido en superficie, se pueden enumerar los siguientes requerimientos para la medida precisa de radiación UV, con lo que también se asegura la correcta determinación de los niveles de energía tanto en la zona visible como en la infrarroja del espectro solar.

Las fuentes de error a tener en cuenta se pueden agrupar, en función de su origen, en dos: asociadas al diseño del equipo y debidas al proceso de calibración.

Actualmente, la incertidumbre en los datos de irradiancia solar, en la UVB, se sitúa en el 5%, aunque para la correcta detección de ciclos y tendencias en la serie temporal se tiene como límite un 1%. Los principales errores relacionados con las características del equipo son: precisión en la determinación de la longitud de onda, luz parásita, anchos de banda, rango dinámico, sensibilidad y linealidad del detector, efecto coseno y estabilidad del equipo. Mientras que los relacionados con el proceso de calibración son: precisión en la corriente de la lámpara y reproducibilidad de las distancias de calibración.

En medidas realizadas entre los 280 y los 320 nm, pequeños errores en la selección de la longitud de onda se traduce en incertidumbres relativamente grandes en la energía medida. Así, un error de 1 nm en la selección de la longitud de onda se traduce en un error de un 100% en 297 nm, mientras que a 325 nm es de un 20% y a 600 nm de un 2%. El método básico para conseguir una adecuada calibración del equipo en cuanto a la correcta determinación de la longitud de onda de medida, es el determinar la posición de picos de emisión de diferentes sustancias, claramente establecidos. Lo más habitual es trabajar con lámparas de Hg y con los siguientes picos de emisión: 312,9, 404,7 y 546,1 nm. Así, dependiendo de la zona espectral que mejor se quiera determinar, se hará un barrido en torno al pico de emisión determinando donde sitúa el equipo de medida el máximo de emisión procediendo posteriormente a realizar las correcciones debidas comparando con el valor real del máximo de emisión. Otra posible metodología para la disminución de esta incertidumbre es el comparar el espectro medido con un espectro solar patrón medido en excelentes condiciones. Este proceso se realiza desplazando el espectro medido sobre el patrón de tal manera que la coincidencia en las líneas de Fraunhofer sea máxima.

La presencia de luz parásita, esto es, radiación en longitudes de onda diferentes a la que se quiere medir y que incide en el detector contabilizándola junto con la señal verdadera, es un factor que puede llegar a ser más crítico que la correcta calibración en longitud de onda. El origen de esta radiación no deseada, la cual se puede encontrar aleatoriamente dentro del monocromador, se sitúa en procesos de dispersión en partículas o en la incorrecta reflexión en los diferentes componentes ópticos del monocromador. La irradiancia total integrada desde 295 a 800 nm se sitúa en torno a los $2,914 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^2$, mientras que la irradiancia medida con un ancho de banda de 1 nm en torno a 295 nm es $9,822 \times 10^{-9} \text{ W/cm}^2$, siendo por tanto el ratio entre los dos valores

de 3×10^{-7} . Si las características del equipo de medida son tales que el factor de eliminación de luz parásita es de un 10^6 a 295 nm, la radiación incidente proveniente de otras longitudes de onda, será 10 veces superior a la irradiancia real a 295 nm, produciendo un error de un 1000%. El principal mecanismo para la eliminación de este problema consiste en trabajar con monocromadores dobles.

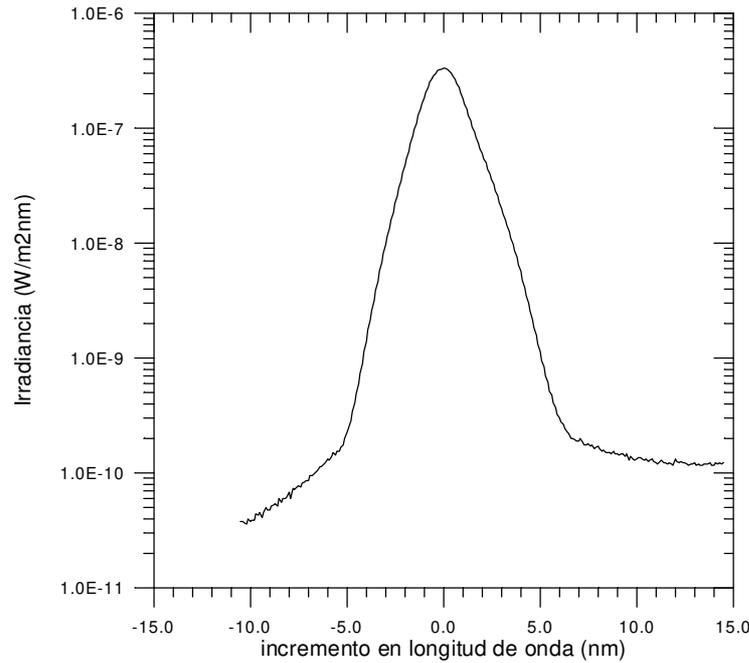


Figura 5.1. Función rendija del Optronic OL-752-ULL, a la longitud de onda de 325,029 nm.

Debido a la limitada resolución espectral de los monocromadores, la cual se traduce en que junto con la longitud de onda nominal se mide radiación procedente de longitudes de ondas muy próximas (en ocasiones a este efecto se le denomina radiación parásita de campo cercano), la irradiancia medida se puede expresar como:

$$I(\lambda) = \int I(\lambda') f(\lambda - \lambda') d\lambda' \quad (5.1)$$

donde $I(\lambda)$ es la irradiancia medida a la longitud nominal, $I(\lambda')$ es la irradiancia solar espectral y el factor de peso $f(\lambda - \lambda')$ es la función de transferencia del equipo o función rendija. Normalmente la función ancho de banda, f , se puede ajustar por una Gaussiana o por una forma triangular, aunque en ocasiones excepcionales y dependiendo de las

características intrínsecas del instrumento es importante determinar las “alas” de la función de ancho de banda. Esta función rendija se suele caracterizar por su anchura a la mitad de su altura (Anchura a altura mitad, FWHM). Para mejorar la resolución del instrumento de medida el ancho de banda debe ser el más pequeño compatible con las características del detector empleado, ya que, por ejemplo, el reducir el ancho de banda de 10 nm a 1 nm disminuye en flujo de energía sobre el detector en 100 veces. En la figura 5.1 se representa la función rendija, medida empleando radiación de 325.029 nm producida con un láser de HeCd, para el equipo OL-752-ULL, apreciándose una forma casi simétrica en esta curva, lo que evidencia las buenas características ópticas del monocromador en este aspecto (NOGIC'93, 1994).

La sensibilidad y el rango dinámico es otro de los parámetros que define claramente la calidad de un espectrorradiómetro para la medida de irradiancia solar. Un valor del ruido equivalente a irradiancia (NEI) muy bajo es necesario, así, para medir radiancias espectrales de $9.822 \times 10^{-9} \text{ W/cm}^2$ con una relación señal ruido de 1 a 100 se requiere un valor del NEI de 10^{-11} . De otra parte es necesario un rango dinámico lineal al menos en seis órdenes de magnitud.

Para la medida de la irradiancia solar espectral la óptica de entrada debe tener una buena respuesta angular, también denominada respuesta coseno. La irradiancia medida por un instrumento ideal, siendo el ángulo cenital solar θ , es proporcional a la irradiancia medida en la vertical y al coseno del mencionado ángulo: $I = I_0 \cos\theta$. La respuesta angular de los instrumentos se desvía de la anterior relación, tendiendo la mayoría a subestimar la irradiancia solar verdadera. Este hecho es lo que se denomina efecto coseno. La magnitud de este error varía desde las unidades hasta varias decenas porcentuales dependiendo del ángulo de incidencia. La respuesta angular afecta principalmente a la componente directa de la radiación global. La radiación difusa es menos afectada debido principalmente a dos factores: la radiación difusa generada en ángulos cercanos al horizonte es una pequeña porción de la radiación difusa total medida y en la zona UV esta radiación es aún más pequeña debido al aumento de la absorción por parte del ozono debido al mayor camino óptico. En la mayoría de los piranómetros de banda ancha y espectrorradiómetros el efecto coseno empieza a ser importante a partir de unos 70° de ángulo cenital. Dos son los métodos más ampliamente usados para la corrección de este efecto, el empleo de una ventana de

cuarzo semiesférica y el uso de esferas integradoras. De otra parte, la radiación difusa producida por procesos de dispersión está polarizada, con el grado de polarización dependiente del ángulo de *scattering*. El uso de la esfera integradora tiene la ventaja adicional de depolarizar la radiación incidente y de homogeneizar el campo de radiación. Sin embargo, la eficiencia de este tipo de dispositivos ópticos de entrada es relativamente baja. La atenuación en la señal medida con y sin esfera integradora insertada a la entrada del monocromador puede ser casi de un factor 1000.

En cuanto a la estabilidad del equipo, cualquier sistema radiométrico de medida, debe mantener su calibración, tanto en longitud de onda como en irradiancia, durante largos períodos de tiempo. Para reducir los posibles cambios, tanto a corto como a largo plazo, la experiencia ha mostrado que la estabilización en temperatura del detector y la autocorrección de la corriente de oscuridad son fundamentales.

Para calibrar un espectrorradiómetro por medio de lámparas de irradiancia absoluta es sólo necesario reproducir en el laboratorio las condiciones en las que se ha calibrado la mencionada fuente. Este procedimiento que puede parecer fácil pero a la hora de llevarlo a la práctica conlleva importantes dificultades. Uno de los factores que con mayor precisión hay que reproducir es la corriente que circula por la lámpara, ya que, por ejemplo, un error de un 1% en la intensidad de corriente se traduce en un error de un 10% en la irradiancia espectral medida a 300 nm. Para el control de este parámetro durante el proceso de calibrado se suele emplear una resistencia estándar de precisión, del orden de 0,010000 Ω , colocada en serie con la lámpara, y con un voltímetro de precisión se calcula la caída de potencial entre los bornes del resistor. Lógicamente tanto la resistencia de calibración como el voltímetro han de estar calibrados frente al estándar de algún laboratorio capacitado para la emisión de este tipo de certificados. A modo de ejemplo y para ilustrar el cuidado que se ha de tener para el cálculo de los factores de calibración de un espectrorradiómetro, determinados protocolos de calibración de algunos laboratorios incluyen el conectar las lámparas con la misma polaridad con la que fueron calibradas.

Dos son los tipos de lámparas más empleadas en la actualidad para la calibración en irradiancia espectral, las denominadas DXW y las FEL de 1000W de potencia. Ambas son de filamento de tungsteno con ciclo halógeno siendo la principal diferencia

que las FEL, por cuestiones de su diseño, sólo pueden ser operables en posición vertical mientras que esta restricción no afecta a las DXW. Las intensidades normales de operación para ambos tipos de emisores está en torno a los 8.0 A. Las incertidumbres típicas de transferencia para estas lámparas se estima en $\pm 2\%$. La vida media de estas fuentes luminosas se sitúa en las 50 horas, siendo necesario recalibrarlas para que sigan siendo operativas. Las distancias normales de operación entre la fuente y el plano de la óptica de entrada al instrumento es de 500 o 700 mm. Dado que la irradiancia es proporcional al cuadrado de la distancia, un error en el cálculo de la distancia de 5mm en 500 mm producirá un error de un 2% en el resultado final. Errores en las distancia horizontales así como en la rotación del filamento o en balanceo de éste, son relativamente menores en comparación con el cometido por un mal cálculo de la distancia de separación. Otro de los factores a tener en cuenta es la eliminación de luz reflejada por elementos de la habitación de calibración, así esta debe tener tanto paredes como techo y suelo ennegrecidos. La habitación debe tener igualmente unas condiciones estables, es decir que no sufra por ejemplo variaciones de temperatura o humedad considerables ya que la resistencia del filamento podría variar.

Varios intentos se han llevado a cabo para conseguir un sistema el cual permitiera la transferencia de escalas de irradiancia espectral de instrumento a instrumento y de sitio a sitio sin el inconveniente de tener que operar con lámparas de 1000W. Pero técnicamente es muy difícil adquirir el grado de repetibilidad necesario y aún no está claro si las líneas futuras de investigación han de ir por el diseño de sistemas portátiles de lámparas o de instrumentos con calibración absoluta o de detectores.

El sistema de medida de irradiancia solar Optronics OL-752 se compone, a grandes rasgos, del equipo óptico: redes de difracción, filtros y detector, ordenador de control, lámpara de calibración en longitud de onda, lámpara de chequeo de respuesta en irradiancia, lámparas de calibración en el rango de 200-400 nm (Deuterio) y en el de 250-800 nm (Tungsteno) y fuentes de alimentación para cada una de las lámparas. Este equipamiento configura un sistema cuyas principales características son:

Precisión en la medida de longitud de onda: $\pm 0.2-0.3$ nm.

Luz parásita: típica 10^{-8} en 280 nm.

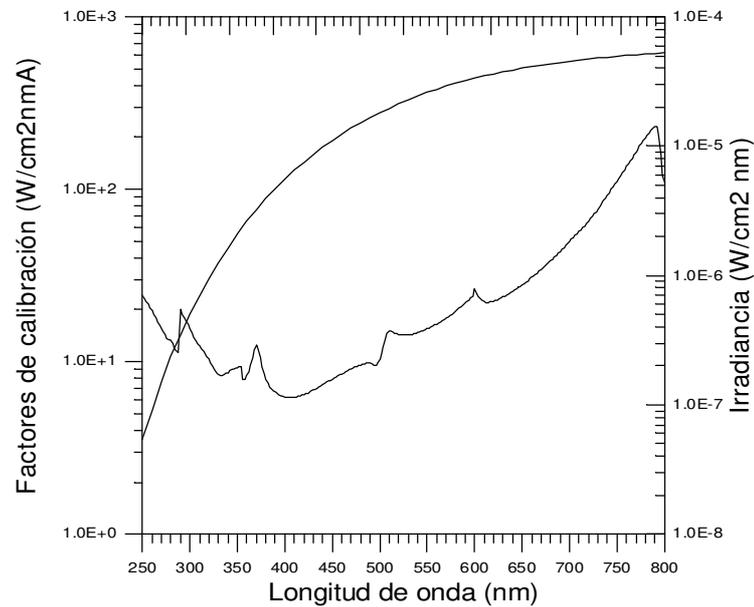
Precisión radiométrica: $\pm 2-4\%$

NEI: 10^{-11} W/cm² nm en 280 nm y FWHM= 2 nm.
Rango dinámico: 10^6
Longitud focal (mm): 100
F: f/4
redes: cóncavas, holográficas, 1200 líneas/mm
FWHM: 0,8 hasta 10 μ m
Optica entrada: esfera integradora
Detector: PMT S-20
Corrección corriente oscuridad: sí
Laboratorio estándar de referencia: NIST
Tipo de lámparas de calibración radiométrica: 200 W, DXW
Calibración en λ : Líneas de Hg.

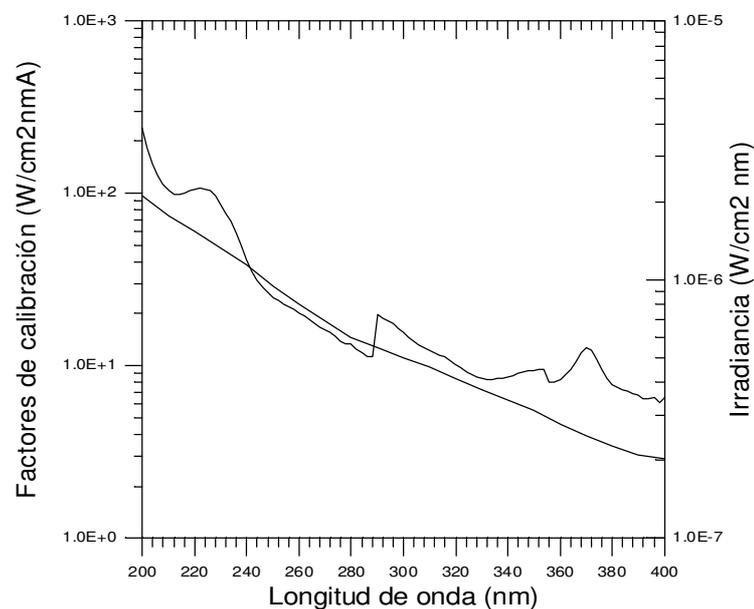
El monocromador consta de una doble red holográfica, esfera integradora de 4 pulgadas y de un detector tipo fotomultiplicador (PMT) S-20 el cual se enfría termoeléctricamente para conseguir una mejor relación señal-ruido. El voltaje de trabajo se sitúa entre los 200 y los 1000 voltios, si bien la zona óptima de operación está en los 650 Volts, recomendándose no operar por debajo de los 500 Volts debido a la posible aparición de problemas de no linealidad. A la salida de la esfera integradora, se sitúa una rueda de cinco posiciones con filtros pasa banda para la eliminación de armónicos. Tanto el posicionamiento de estos filtros como todo el proceso de medida, selección de la longitud de onda y configuración del PMT, son controlados desde software.

La calibración radiométrica del equipo se realiza con dos lámparas suministradas por Optronic Laboratories y calibradas con respecto a la escala radiométrica de 1973 del National Institute of Standard and Technology (NIST). El encapsulamineto de las dos fuentes de radiación es tal que permite encajarlas a la esfera integradora, siendo posible sólo una posición, con lo que se reproduce con gran fiabilidad la distancia de calibración. La irradiancia espectral absoluta de la lámpara de filamento de Tungsteno, cuando por la lámpara circula una corriente de 6,5 A DC, se muestra en la figura 5.2a. Los test de estabilidad realizados con lámparas similares indican que mantienen la calibración en $\pm 1\%$ del valor nominal durante un periodo de 50 horas de uso. Para la calibración en irradiancia entre 200 y 400 nm se dispone de una lámpara de Deuterio,

cuya espectro de emisión se muestra en la figura 5.2b, para unas condiciones de operación de 500 mA.



a)



b)

Figura 5.2. a) Irradiancia absoluta de una lámpara de calibración de filamento de Tungsteno con ciclo halógeno (curva superior) y factores de calibración calculados para la configuración que se explicita en el texto. b) Igual que en a) pero para una lámpara de descarga de Deuterio. La curva de trazo continuo corresponde a la irradiancia de la fuente luminosa mientras que la curva más irregular son los factores de calibración.

Las fuentes de alimentación de ambas lámparas son capaces de mantener las intensidades de corriente en valores de ± 0.1 % del valor nominal seleccionado. Los anteriores factores de calibración han sido obtenidos para la siguiente configuración de medida:

Posición de los filtros: 200-289.7; 289.7-354.7; 354.7-599.7 y de 599.7-800 nm.

Alto voltaje del PMT: 650 voltios

Rendijas: 0.25, 2.0 y 0.25 mm.

Optica de entrada: Esfera integradora con protector semiesférico.

5.2 RESULTADOS DE LA INTERCOMPARACION DEL NORDIC OZONE GROUP '93 (NOGIC'93).

Debido a la complejidad del estudio de la transferencia de energía UV en la atmósfera terrestre, se hace bastante difícil su estudio teórico por lo que la puesta a punto de precisos protocolos experimentales para la medida de la energía en esta zona del espectro de onda corta es fundamental. Tanto para la determinación de tendencias como para la correcta comparación entre diferente estaciones de medida de UV o para la evaluación de los efectos biológicos de la radiación UV, estos protocolos experimentales deben conseguir una gran estabilidad de los instrumentos así como una correcta calibración absoluta de los diferentes equipos de medida. Para la reducción de la incertidumbre asociada a este tipo de medidas varios han sido las aproximaciones usadas: empleo de lámparas de calibración, intercomparación con sensores calibrados e intercomparaciones de instrumentos de medida y equipos de calibración. Quizás sea esta última opción la que más información genere por cuanto se comparan diferentes equipos y sistemas de calibración en las mismas condiciones de medida, con lo que el posterior estudio de las discrepancias detectadas es más efectivo. Esta es la idea que se persigue en las intercomparaciones del Nordic Ozone Group (NOGIC) realizadas en los años 1993 y 1996 en las que nuestro grupo ha participado. Ambas campañas se realizaron en la Estación de Vigilancia Mundial de Izaña. En este punto desarrollaremos los resultados obtenidos, referentes al comportamiento del OL-752-ULL, con respecto a la medida de radiación global.

Abreviatura	Instrumento	Instituto
DMI	Brewer Mk IV	Instituto Meteorológico Danés
FMI	Brewer Mk II	Instituto Meteorológico Finlandés
FOH	Solar Light 501 V.3	Instituto Finlandés de salud laboral
IZA	Brewer Mk II	Instituto Nacional de Meteorología, España, Izaña
MAD	Brewer Mk IV	Instituto Nacional de Meteorología, Madrid
NIL	GUV-511 (Prototipo)	Instituto Noruego de Investigaciones atmosféricas
PRI	Solar light 501 V.3	Instituto Noruego de Investigaciones Polares
SCI	Brewer Mk II (estándar)	Sci-Tec Instruments, Inc.
SMI	Brewer Mk II Solar light 501 V.1	Instituto Sueco de Meteorología
SSI	Optronic OL-742	Instituto Sueco de Protección de la radiación
SSV	Macam sr-991	Instituto Noruego de Protección de la radiación
STU	Optronic 742 Solar light 500 Solar light 501 V.1	Centro Finlandés para la seguridad radiativa y nuclear
ULA	Optronic OL-752	Universidad de La Laguna
UOS	Brewer Mk IV	Universidad de Oslo
UTH	Brewer Mk III	Universidad de Thessaloniki
UTR	Optronic OL-752	Universidad de Trondheim

Tabla 5.1. Cuadro resumen de los participantes en la intercomparación del Nordic Ozone Group (NOGIC'93) celebrada en Izaña, Tenerife, en 1993.

La campaña NOGIC'93 se llevó a cabo entre el 24 de Octubre y el 5 de Noviembre de 1993 (NOGIC'93,1994). Durante este período de tiempo la situación meteorológica fue inusual para esta época del año, con registros de temperaturas, presión y horas de sol mucho menores que los esperados. Por otra parte los valores de cobertura nubosa, velocidad del viento, humedad y precipitación fueron más altos que los climatológicamente previstos. Este panorama meteorológico se debió a la presencia

de una baja presión en superficie situada al oeste de las Islas Canarias, lo que producía el debilitamiento de la inversión térmica y esta situación inestable. A lo largo de la campaña se realizaron más de 1000 espectros sincronizados de radiación solar ultravioleta, medida de laboratorio con lámparas y chequeo de equipos de calibración. La campaña congregó a 22 grupos científicos de Finlandia, Dinamarca, Noruega, Suecia, Grecia, Canadá y España. Durante los días que duró la campaña se intercompararon trece espectrorradiómetros, cinco equipos de banda ancha y tres instrumentos multicanales.

Paralelamente a las medidas de radiación UV se realizaron intercomparaciones de medida de concentración de ozono total, contando con la participación del instrumento estándar mundial el Brewer número 17. Los equipos participantes se enumeran en la tabla 5.1 así como la abreviatura asignada a cada grupo de trabajo para la identificación de sus datos. Los principales resultados de esta intercomparación fueron:

El uso de lámparas estándar secundarias de calibración transfiere incertidumbres a la medida de $\pm 3\%$

Las calibraciones de los espectrorradiómetros coinciden, según medidas de laboratorio, entre un ± 4 a un $\pm 7\%$

Las medias sincronizadas del espectro solar coinciden con una desviación estándar de $\pm 15\%$.

Las dosis de radiación calculadas según las diferentes funciones de peso presentan una desviación estándar de $\pm 10\%$.

De estos resultados se deduce que se debe hacer un mayor esfuerzo en la reducción de las incertidumbres de las irradiancias medidas. Las más exactas medidas de irradiancia solar ultravioleta presentan incertidumbres de $\pm 5\%$. Errores en la calibración con estándar primarios y secundarios junto con errores en la selección de la longitud de onda, respuesta coseno no ideal, función de transmisión del instrumento y sensibilidad a los cambios de temperatura, son las principales fuentes de errores, con lo que la incertidumbre global para los espectrorradiómetros normalmente empleados se sitúa en torno al $\pm 15\%$. A modo de ejemplo, en la tabla 5.2 se detallan las principales fuentes de error detectadas en el análisis de los resultados de la campaña.

Las calibraciones de los instrumentos se realizaron en el laboratorio montado a tal efecto en la estación de Izaña y siguiendo el protocolo estándar de calibraciones con lámparas halógenas de filamento de Tungsteno tipo DXW y FEL de 1000 watios de potencia. El proceso de calibrado consiste en controlar la intensidad de corriente que circula por la lámpara midiendo la caída de potencial en un *shunt* calibrado de tal forma que al variar la caída de potencial respecto del valor nominal, calculado de tal manera que por el circuito circule la intensidad de calibración, se actúa sobre la fuente de corriente de tal forma que se corrija la variación de intensidad detectada. El espectrorradiómetro OL-752-ULL se calibró frente a la lámpara estándar secundaria del Centro Finlandés para la seguridad radiativa y nuclear (STU), una lámpara del tipo FEL, es decir con eje óptico horizontal, con referencia STU-F320. Los valores de irradiancia absoluta de la lámpara fueron calculados frente a un estándar del National Institute of Standard and Technologie (NIST) de Estados Unidos y fue suministrada por Optronic Laboratories, Inc. En el momento de la calibración la lámpara tenía diez horas de uso. Las características de la fuente de alimentación controlable, del *shunt* o resistencia de calibración y del voltímetro empleados son las siguientes: fuente de alimentación de Optronic Laboratories modelo 83DS; resistencia de calibración de Cambridge Instruments del tipo 10 m Ω Manganin, con número de serie L-201388, con fecha de calibración del diez de septiembre de 1993 por el Laboratorio de estándares nacionales de Finlandia y con resistencia de 9,99845 \pm 0,002%; y voltímetro Keithley modelo 182 con fecha de calibración del catorce de septiembre de 1993 en el mismo centro finlandés anteriormente mencionado y con factor de calibración de 1,000025 \pm 0,001%. El alineamiento del filamento de la lámpara con la óptica de entrada al instrumento de medida se realizó con un sistema láser de posicionamiento, con lo que junto al instrumental empleado en los procesos de calibración así como la meticulosidad a lo largo de todo el proceso aseguraban que el cálculo de los factores de calibración se realizara con gran precisión (ver tabla 5.2).

Para la intercomparación de las medidas de irradiancia solar espectral en la zona ultravioleta se realizaron medias desde las 8:00 hasta las 17:00 horas, lo que corresponde a ángulos solares entre 7° y 46°. Las medidas sincronizadas se realizaron cada media hora desde 280 nm hasta 400 nm con pasos de 1 nm. El tiempo de medida por nanómetro fue ajustado a siete segundos, por necesidades de sincronización con los equipos Brewer.

En la figura 5.3 se representa el cociente de la medida realizada por los siguiente espectrorradiómetros: UTR, ULA, STU, SSV, SSI y NIL, frente al instrumento UTH. Los espectros que se comparan fueron tomados a las 11:30 horas (GMT) del cuatro de Noviembre de 1993, si bien los efectos que se aprecia en esta figuran se dan a lo largo de todo el período de medida, con más o menos intensidad. En principio ningún instrumento se presupone mejor que lo demás, es decir no se tiene un estándar absoluto, pero este esquema de trabajo se siguió ya que el equipo de la Universidad de Thessaloniki (UTH) presenta un ancho de banda relativamente pequeño, una buena precisión en la medida de la longitud de onda, es un doble monocromador, y de los resultados obtenidos de anteriores campañas se deduce que presenta una gran estabilidad.

Fuente de incertidumbre	Error. (\pm %) SMI, Brewer MK II	SSV Macam SR 991	STU Optronics OL-742	UTR Optronics OL-752
Calibración	5	7	2	2
Alineamiento de lámpara de calibración	3	8	3	1
Selección de la longitud de onda	1	10	3	4
Respuesta coseno	15	5	5	8
Respuesta azimutal	1		2	
Variación de la Temperatura	1		3	1,5
Función filtro del equipo		5	2	1
Luz parásita	1		1	0,2
No linealidad del detector	1	1	1	0,2
Errores aleatorios	1	3	2	2
Incertidumbre global (raíz cuadrada de suma de cuadrados)	16	16	8	9

Tabla 5.2. Cuadro resumen de las principales fuentes de error en la determinación de los niveles de radiación global, para los equipos SMI, SSV, STU y UTR.

Para comparar los equipos en iguales condiciones, es necesario corregir los espectros de todos aquellos efectos asociados a las diferentes características de los instrumentos, principalmente en lo que se refiere a las diferencias por medir con diferentes anchos de banda. Por tanto, para uniformizar las medidas de los diferentes equipos, se han normalizado todos los espectros a los anchos de banda mayores, es decir, se han

deconvolucionado los espectros de los diferentes equipos con sus respectivos perfiles instrumentales y se han vuelto a convolucionar con el ancho de banda mayor. Así, los equipos que han medido con anchos de banda menores de 1,5 han sido convolucionados a este ancho de banda utilizando un filtro gaussiano de altura anchura mitad 1,5 (FWHM= 1,5).

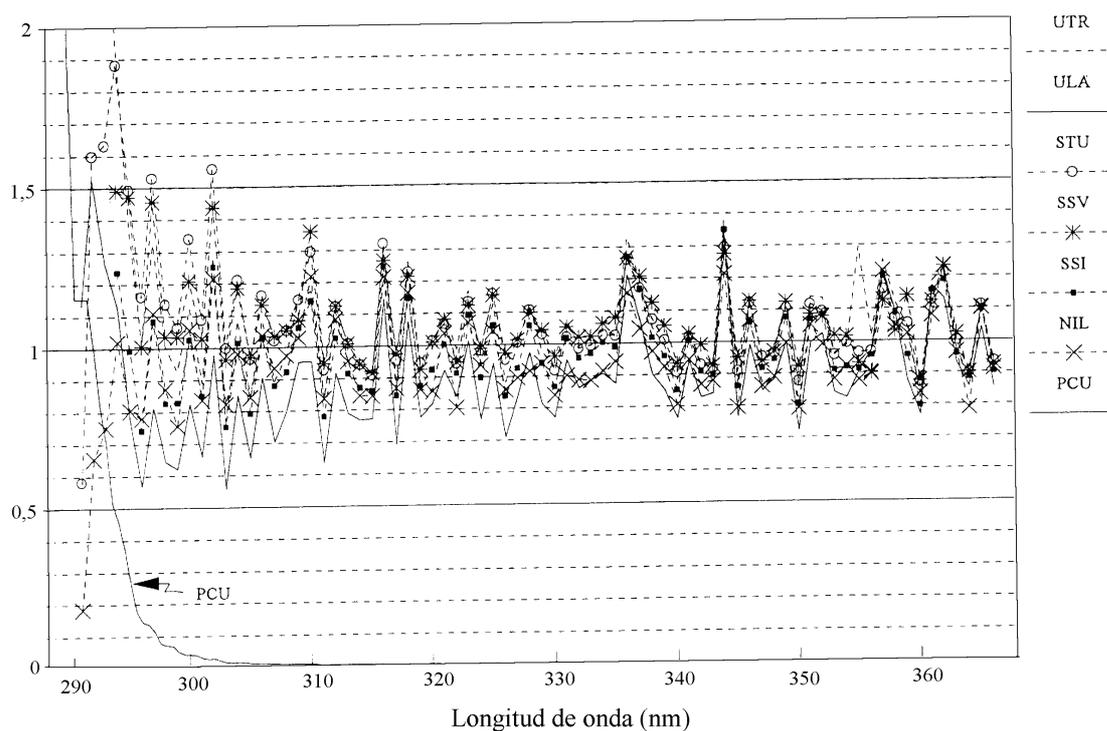


Figura 5.3. Cociente de los niveles de radiación UV de los siguientes equipos UTR, ULA, STU, SSV y NIL usando como denominador la medida del UTH. Las medidas fueron realizadas el 4 de Noviembre de 1993 a las 11:30 horas GMT. La curva denominada PCU indica la incertidumbre estadística en el número de fotones, evaluada con los instrumentos Brewer.

El efecto más evidente en los espectros diarios del instrumento OL-752-ULL, a la luz de la figura 5.3, es el decaimiento de la señal por debajo de los 320 nm y la apariencia de ser una señal más ruidosa en comparación con la de los otros espectrorradiómetros. El decrecimiento de la irradiancia en la zona ultravioleta B podría estar originado por un error en la determinación de los factores de calibración en estas longitudes de onda, pero posteriores cálculos de los factores de calibración con una lámpara estándar secundaria

análoga a la empleada inicialmente y el que este comportamiento no fuera sistemático sino que dependiera de la hora del día desecha esta hipótesis. En algunos espectrorradiómetros es crucial evaluar las fluctuaciones en la sensibilidad del instrumento debidas a cambios en la temperatura. Según estudios realizados en este sentido por el grupo del Centro Finlandés para la seguridad radiativa y nuclear (STU), cambios de ± 5 °C en la temperatura de funcionamiento de algunos instrumentos con respecto a la temperatura a la que fueron calibrados produce errores de ± 5 % en la radiación solar total medida. Similares resultados han sido encontrados por el instrumento gemelo al ULA, el espectrorradiómetro OL-752-UTR.

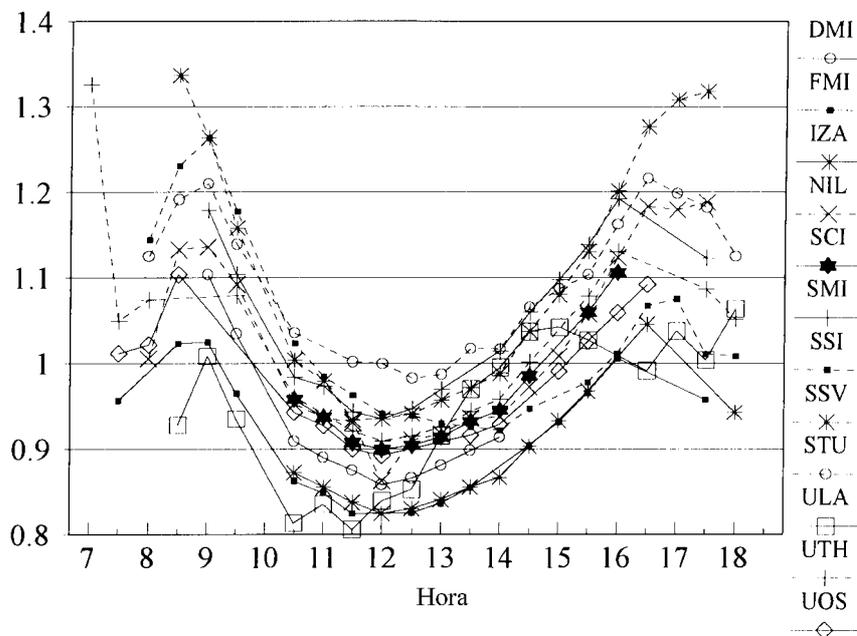


Figura 5.4. Variación diaria del ratio las irradiancias medidas por los equipos DMI, FMI, IZA, NIL, SCI, SMI, SSI, SSV, STU, ULA, UTH y UOS a 315 nm a la medida por el UTR. Las medidas fueron tomadas el 3 de Noviembre de 1993.

En la figura 5.4 se representa el cociente de la irradiancia medida a la longitud de onda de 315 nm a lo largo del día tres de Noviembre de 1993 de los instrumentos: DMI, FMI, IZA, NIL, SCI, SMI, SSI, SSV, STU, ULA, UTH y UOS respecto del espectrorradiómetro UTR. Según estos resultados otro de los efectos detectados es la dependencia en la respuesta del OL-752-ULL y del OL-752-UTR con la posición del sol,

esto es, el equipo de medida presenta un acusado efecto coseno y azimutal. Esos comportamientos son también patentes en los niveles de radiación integrada tal y como se ve en la figura 5.5 donde se representa la radiación UV-A (315-400 nm) para los equipos SSV, STU, UTR, SSI y ULA para el día cuatro de Noviembre de 1993. Se aprecia como la respuesta del OL-752-ULL cambia su comportamiento respecto del resto de instrumentos pasado el mediodía solar, evidenciando una apreciable respuesta en función de la posición del Sol. Un comportamiento similar se detecta en el equipo OL-742-SSI y en el OL-752-UTR en las horas de la mañana y de la tarde. Si se toman los datos de mediodía todos los valores están en un rango de $\pm 5\%$ respecto de un valor promedio. Este fenómeno también podrían contribuir a los efectos que se aprecian en la figura 5.3 si dependieran de la longitud de onda. La causa de que estos equipos presenten un acusado efecto coseno puede estar en las características de las esferas integradoras que usan, las cuales por otra parte sólo iban instaladas en estos dos espectrorradiómetros.

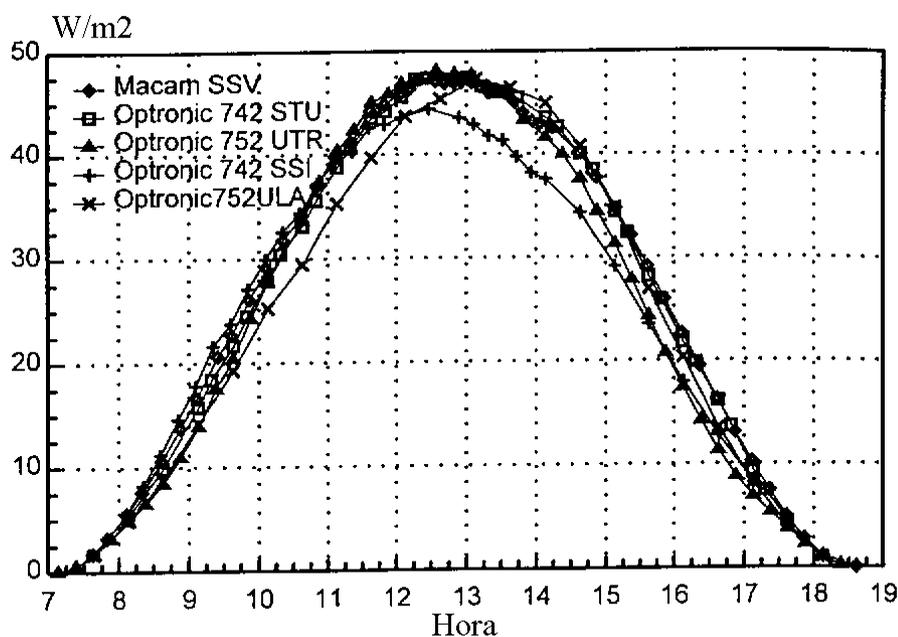


Figura 5.5. Niveles de radiación integrada en el rango UVA (315-400 nm) medidos por los espectrorradiómetros:SSV, STU,UTR,SSI y ULA. Las medidas han sido tomadas el 4 de Noviembre de 1993 en Izaña, Tenerife.

Dada la importancia biológica de la radiación UV es interesante determinar como se transmiten estos errores a las variables que tratan de determinar la radiación UV biológicamente efectiva. Estas magnitudes definidas para evaluar la sensibilidad biológica de algún sistema vivo a los niveles de radiación UV se calculan de la siguiente manera:

$$RBA = \int_0^{\infty} I(\lambda) f(\lambda) d\lambda \quad (5.2)$$

donde la radiación biológicamente activa (*RBA*) se expresa como la irradiancia total pesada por la función filtro $f(\lambda)$. Las funciones filtro se definen para cada sistema vivo concreto y trata de determinar la sensibilidad de ese organismo en función de la longitud de onda incidente. Dos han sido las funciones filtro usadas para determinar como los errores detectados en la medida de los niveles de radiación UV afectan a los dosis de radiación biológicamente activa. Uno de ellos es el filtro de la Conferencia Americana de Higienistas, el denominado espectro de acción ACGIH y el otro es el de la Comisión Internacional sobre Iluminación (CIE).

El primero de ellos ha sido adoptado por la Comisión internacional de radiación no ionizante del Comité Internacional para la protección contra la radiación, para la evaluación de propósito general de los peligros a la exposición de UV, mientras que el segundo es empleado por la Comisión Internacional de Electrotecnia y la Comisión Europea de normalización. El ACGIH trata de emular la respuesta del ojo humano frente a la incidencia de radiación UV, mientras que el CIE pretende evaluar los efectos eritemáticos sobre la piel humana. Se considera un valor de 30 J/m^2 como límite entre un ambiente sano y otro adverso según el espectro de acción ACGIH, mientras que valores CIE de $200\text{-}300 \text{ J/m}^2$ después de 8-10 horas, produce eritema en los tipos de pieles blancas más comunes.

En la figura 5.6 se representa la irradiancia efectiva CIE en la zona del UV-B. Como se observa las mayores diferencias se dan a las horas más peligrosas, las del mediodía, con un intervalo de error de $\pm 13\%$ con respecto al valor promedio. Se aprecia nuevamente el efecto de la diferente sensibilidad del instrumento según el ángulo solar,

dándose el mismo comportamiento ya observado con la irradiancia, es decir, que por las mañanas estos efectos angulares son tales que disminuyen los niveles de radiación medidos por el espectrorradiómetro para corregirse después de mediodía. En la figura 5.7 se representa, en el eje de la derecha, la irradiancia biológicamente efectiva ACGIH (línea de trazos), calculada en el rango de longitudes de onda de 290-400 nm mientras que en el de la izquierda la irradiancia efectiva CIE (línea continua) para el mismo rango espectral. Se aprecia que los errores siguen siendo del orden de los anteriormente mencionados si bien se observa que la distinta respuesta angular afecta de diferente manera a los dos espectros de acción tal y como se ve al separarse la línea de trazos de la continua, si bien las diferencias se pueden considerar despreciables. Por otra parte se puede destacar que ambos espectros son proporcionales para el rango de integración considerado al evaluar la expresión (5.2).

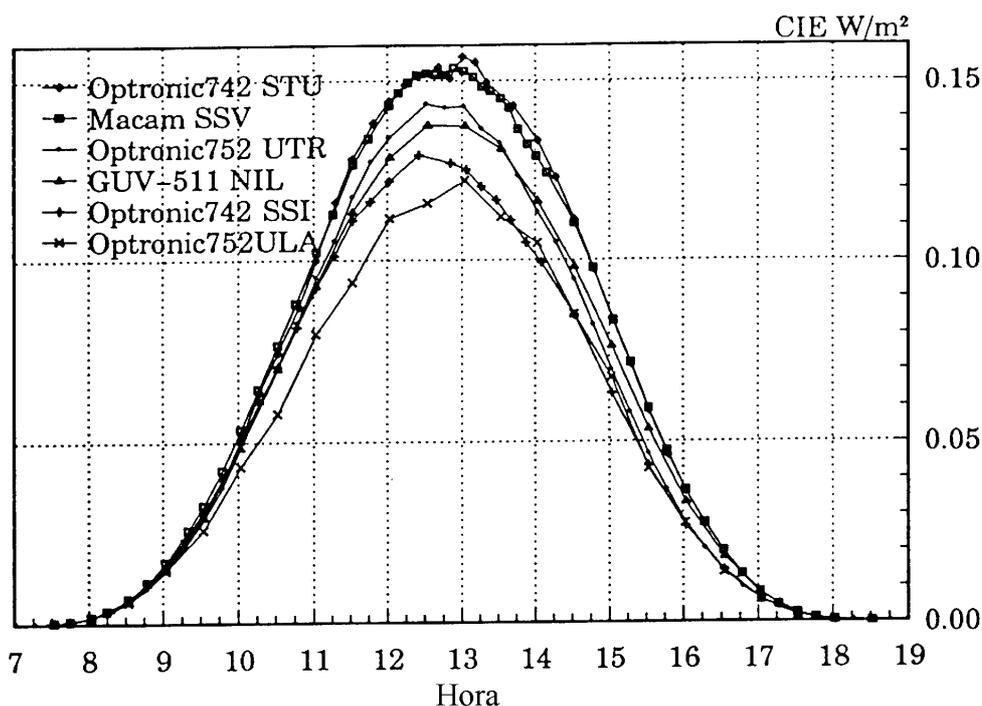


Figura 5.6. Medidas de las dosis eritemáticas pesadas con función respuesta tipo CIE integrada en el rango de 290 a 320 nm. Las medidas espectrales de radiación fueron tomadas el 4 de Noviembre de 1993 en Izaña, Tenerife.

En base a los resultados expuestos se puede concluir que el equipo presenta un acusado efecto coseno y una probable respuesta con la temperatura. Este último

comportamiento de los monocromadores fabricados por Optronic Laboratories, Inc., ya ha sido puesto de manifiesto por diversos trabajos (Thorseth *et al.*, 1998). Por tanto se hace necesario el diseño y construcción de un sistema capaz de mantener controlada la temperatura de operación y así poder operar en campo en las mismas condiciones de calibración. Por tanto y dado que nuestro objetivo inicial es la adecuación del instrumento para la medida de espesores ópticos totales y de espesores ópticos de absorción de ozono y vapor de agua, se decidió cambiar el diseño original del espectrorradiómetro como equipo para la medida de irradiancia, esto es de piranómetro, y convertirlo en un instrumento para la medida de radiación solar directa, es decir en un pirheliómetro. Esto nos permite evitar el problema detectado en cuanto a la diferente respuesta angular del OL-752-ULL y por otra parte simplificar la metodología a emplear para la determinación de los diferentes espesores ópticos al medir radiación solar directa y no global. El uso de esta última componente de la radiación solar llevaría a tener que usar modelos de transferencia radiativa para la interpretación de los resultados experimentales obtenidos.

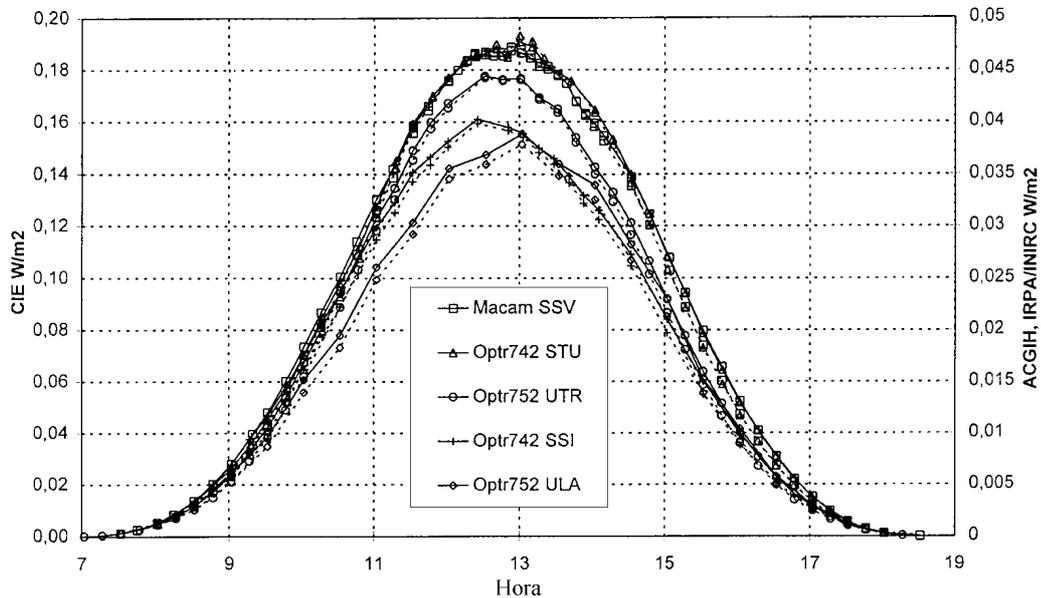


Figura 5.7. Irradiancia espectral integrada usando como función peso la función respuesta eritemática CIE (eje de la izquierda) y la función respuesta para la evaluación de daños en los ojos y la piel ACGIH-IRPA (eje de la derecha). El rango de integración es 290-400 nm y los datos espectrales de radiación fueron tomados el 4 e Noviembre de 1993 en Izaña, Tenerife.

5.3 DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN EQUIPO PARA LA MEDIDA ESPECTRAL DE RADIANCIA SOLAR.

Los cambios en el diseño del espectrorradiómetro para configurarlo como un equipo de medida de radiancia solar se llevaron a cabo siguiendo las siguientes fases y especificaciones de desarrollo. Primeramente y a la luz de los resultados comentados en el punto 5.2, se debía construir un sistema de termostatación capaz de mantener la temperatura constante en el monocromador con una precisión de al menos $\pm 1^\circ\text{C}$, operando el equipo en ambientes donde la temperatura exterior pudiera variar en un rango de 3 a 40 $^\circ\text{C}$. Este intervalo de temperaturas se alcanzan a lo largo de un día de operación en la estación de Izaña con el instrumento al Sol.

Por otra parte, el requisito de medir radiancia solar implica la construcción de un tubo colimador el cual debe seguir a lo largo del día el Sol, por lo que se necesita un seguidor solar. Si bien en el mercado existe una amplia gama de este tipo de equipamientos, su alto precio, más de un millón y medio para los de medianas prestaciones, es decir, con escasas posibilidades de automatización del seguimiento nos animó al diseño y construcción de un seguidor solar. Este equipo debía ser de bajo costo y tenía que seguir el Sol a lo largo de todo el día, con la presencia o no de nubes, y con una gran precisión en el posicionamiento ya que el ángulo de visión de campo del colimador debía ser necesariamente pequeño (del orden de 4°) para cumplir con los requisitos de la Organización Mundial de Meteorología (OMM) para este tipo de instrumentos. Por otra parte la operación de este equipo debía ser automática durante un largo periodo de tiempo de tal manera que cuando acabe un día se debe poner en posición de espera para enganchar el Sol a la mañana siguiente. El cumplimiento de estas especificaciones requieren el diseño y construcción de una parte mecánica compuesta por el soporte de tubo colimador y motores de posicionamiento, una parte electrónica para el control y operación de estos motores y una parte de programas informáticos encargados de calcular las ordenes oportunas para enviar a través de la electrónica las señales correspondientes a los motores para seguir el Sol (Díaz *et al*, 1993b).

Para aumentar la precisión en el posicionamiento del tubo colimador, el seguimiento del disco solar se debía realizar siempre que fuera posible de una manera activa evitando el uso del seguimiento por elementos keplerianos. La forma adoptada para cumplir este requerimiento se basa en igualar la lectura de cuatro sensores situados según los puntos cardinales lo cual se consigue cuando estos están alineados con el Sol. Está claro que este tipo de seguimiento se puede realizar siempre que las condiciones luminosas sean las apropiadas, así, uno de los aspectos importantes que debían cumplir los programas informáticos era el poder distinguir si la situación luminosa permitía un seguimiento activo o por el contrario éste se debía realizar por elementos de posicionamiento teóricos.

Los diseños de las partes mecánicas se realizaron en nuestro Grupo de Atmósfera y Medio Ambiente del Departamento de Física Fundamental y Experimental y, dado que, debían mantener una alta calidad en su construcción para conseguir la precisión de seguimiento requerida, la fabricación se realizó en los talleres del Instituto de Astrofísica de Canarias los cuales cuentan con una altísima cualificación en el montaje de material científico. El diseño del seguidor se realizó según un montaje ecuatorial con lo que las horas de funcionamiento del motor de ángulo horario se reducen drásticamente alargando su vida útil. Con respecto a la electrónica y a los programas informáticos, se diseñaron y construyeron completamente en nuestro Departamento. Una de las características definidas para la parte informática, era que ésta se debía desarrollar en formato Windows para facilitar su manejo. Uno de los mayores desafíos a la hora del desarrollo de este proyecto era el acometer la construcción de la electrónica necesaria, la cual requería el manejo de la técnica de revelado de fotolitos.

El problema de la conexión del tubo colimador con la entrada al monocromador se resolvió mediante el uso de fibra óptica. El principal requisito de este dispositivo debía el poseer una alta transmisión en el rango de longitudes de onda entre 290 y 800 nm. El cumplimiento de esta característica no supone gran problema en la zona de longitudes de onda del visible-infrarrojo pero sí lo es en la región de UV, por cuanto la mayor parte de las fibras ópticas comerciales están optimizadas para operar en el infrarrojo. El cumplimiento de esta condición es de gran importancia si atendemos además a la baja radiancia disponible en la zona del ultravioleta.

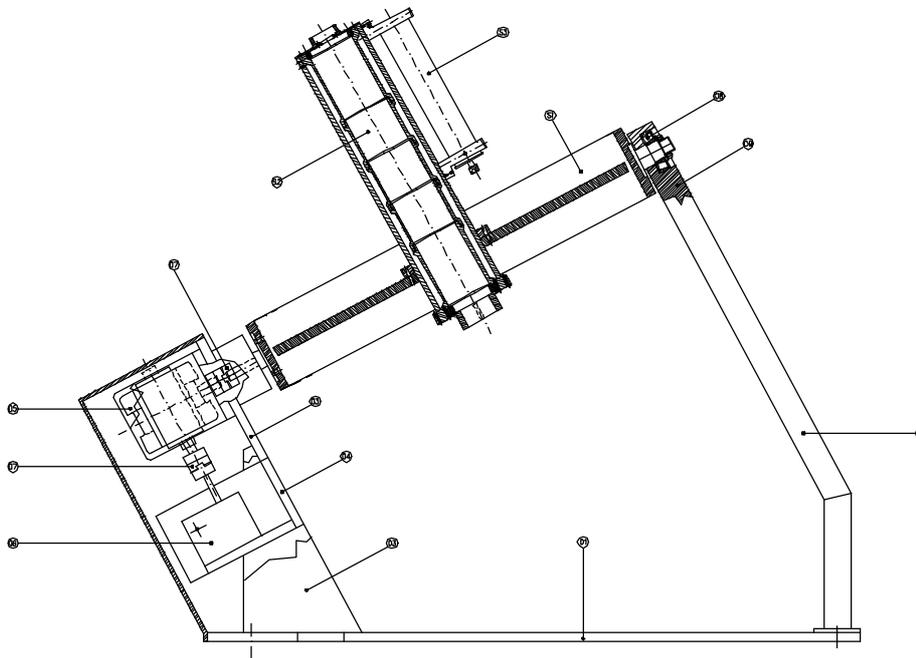


Figura 5.8. Plano de conjunto de la parte mecánica del seguidor solar diseñado. Se observan cada una de las partes en las que se compone este sistema.

La descripción de la parte mecánica desarrollada se hará siguiendo el esquema de despieces que aparece en la figura 5.8 donde se representa el plano de conjunto del seguidor solar. En esta figura se pueden ver los diferentes subconjuntos en los que se ha dividido el sistema mecánico para alinear el tubo con el Sol. El despiece completo se presenta en el Apéndice *III*. Los cuatro subconjuntos que componen el seguidor son los denominados S0, S1, S2 y S3 que corresponden a: estructura central donde se apoya el tubo colimador, tubo colimador y tubo de seguimiento por sensores. Cada subconjunto contiene un plano de conjunto donde se presenta la pieza en completo, siendo el S0 el esquema general de todo el sistema mecánico. Estos planos de conjuntos está numerado con los números 000, 100, 200 y 300 correspondientes al S0, S1, S2 y S3 respectivamente, apareciendo las piezas que componen cada parte con números correlativos partiendo desde el número del plano de conjunto. En todos los planos aparece un cuadro resumen de cada una de las piezas que componen el subconjunto en cuestión, donde se contempla el número de la pieza, el número del plano donde se puede encontrar la pieza en cuestión, una breve descripción de la pieza, material del que

está hecho y cantidad necesaria para poder reproducir el subconjunto que se está estudiando. Únicamente se han graficado aquellas piezas que se han fabricado. En cada plano aparece una carátula donde se puede encontrar la siguiente información para una mejor descripción de la pieza y del proyecto en general: denominación de la pieza, cantidad, unidades en las que se expresan las cotas, escala de la representación, material empleado en la fabricación y número del plano.

5.3.1 Sistema de termostatización

Para cumplir con los requerimientos definidos para la termostatización del equipo de medida, se adquirió una caja de aluminio de dimensiones: 1 x 0,8 x 0,8 cm y con índice de protección 64, es decir apta para operar en condiciones de polvo y lluvia no severos. El interior de esta caja se dividió en dos niveles de tal manera que en el piso superior iría el controlador del monocromador y el ordenador a través del cual se automatiza todo el proceso de medida por medio de la conexión RS-232. El piso inferior a su vez se dividió en dos compartimentos de tal forma que en uno de ellos iría colocado el monocromador y en el otro, la electrónica de alimentación de las resistencias calefactoras y de las células de efecto peltier de enfriamiento. La zona donde iría el monocromador se aisló térmicamente por medio de paneles de lana de vidrio de 3,5 cm colocada en las paredes y en todo el suelo de la caja, con la intención aumentar la inercia térmica en esta zona de la caja de intemperie. Para homogeneizar la temperatura en la cavidad del monocromador se instaló un ventilador que impone una circulación de aire por todo el habitáculo. Las dos resistencias calefactoras, las cuales se instalaron en esquinas opuestas del habitáculo del monocromador, son de 20 W de potencia cada una.

Dado que el instrumento debe operar la mayor parte del tiempo bajo Sol directo y en ambientes con temperaturas muy altas es necesario proteger la electrónica que no está termostatizada. Para intentar conseguir que el interior de la caja estuviera cercano a la temperatura ambiente, se instalaron dos potentes ventiladores que introducen aire del exterior por un lateral del primer nivel y que es obligada a salir por la parte inferior mediante la colocación de otro ventilador en la zona del primer nivel que da acceso a la electrónica de alimentación de las resistencias calefactoras y las células Peltier.

El proceso de mantenimiento de la temperatura se realiza con un controlador Euroterm modelo 2416. Este equipo utiliza lógica PID para mantenimiento del punto de consigna y añade la posibilidad de autoajuste para el cálculo del ancho de la banda proporcional, del tiempo de integración y del derivativo. La lectura de la temperatura se realiza mediante un termopar Pt-100. Este sensor se ha colocado en el interior del monocromador junto al fotomultiplicador al ser este el elemento que supuestamente presenta un comportamiento más dependiente de la temperatura de todos los que componen la parte óptica del espectrorradiómetro. Desde el teclado situado en el frontal del instrumento se accede a un completo menú que permite conocer y modificar los principales parámetros de funcionamiento tales como: configuración del tipo de sensor usado para la medición de la temperatura, tipo de rampa de ascenso, contraseñas de entrada, etc. La temperatura de consigna seleccionada es de 35 °C la cual se mantiene con una precisión de $\pm 0,1$ °C. La estabilización de todo el sistema se consigue en unas 12 horas partiendo desde temperaturas ambiente habituales. El montaje del controlador en el frontal de la caja de intemperie se realiza de tal forma que se asegura un índice de protección IP 65.

La alimentación de electricidad a todos los equipos se realiza por medio de un cable de intemperie el cual se engancha a la caja mediante un conector de alta protección. En el interior de la caja la corriente se distribuye mediante dos regletas de conectores la primera de las cuales dispone de un interruptor general.

5.3.2 Diseño del tubo colimador y del enlace por fibra óptica.

Tradicionalmente los equipos más usados para la medición de radiación solar han sido los denominados NIP (Normal Incidence Pyheliometros) de la compañía Eppley Laboratories, Inc. y los manufacturados por Kipp & Zonen. La principal dificultad para la intercomparación de medidas entre los distintos tipos de equipos radica en la diferente geometría de sus tubos colimadores. Así, con la intención de normalizar el diseño de este tipo de instrumental la Organización Mundial de Meteorología (OMM), ha definido una serie de parámetros estandarizados, los cuales regulan la geometría los ángulos de visión de campo de estos instrumentos. Considerando la figura 5.9 donde se representa una sección transversal de un colimador donde r es el radio del receptor o

puerto de entrada a la óptica de medición, R el radio del círculo de entrada al colimador y L la distancia entre ambos círculos, se definen los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned}
 a &= R / r & b &= L / r \\
 z_0 &= \text{tg}^{-1}(a / b) \\
 z_p &= \text{tg}^{-1}[(a - 1) / b] \\
 z_1 &= \text{tg}^{-1}[(a + 1) / b]
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

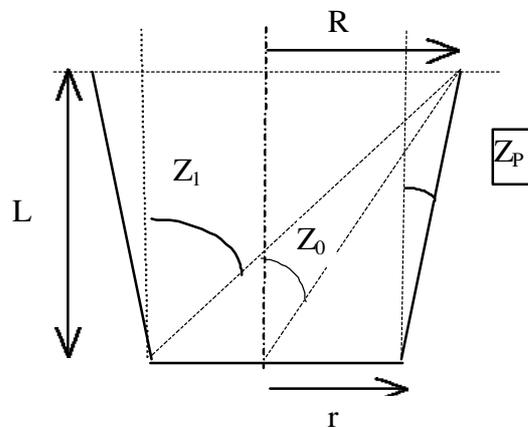


Figura 5.9. Sección transversal de un colimador tipo donde se observan los ángulos cuyos valores han sido normalizados por la Organización Mundial de Meteorología.

En función de los anteriores ángulos (ec. 5.3) la OMM recomienda las siguientes limitaciones:

$$1^\circ < z_p < 2^\circ \text{ y } b \geq 15 \tag{5.4a}$$

de donde

$$z_0 \leq 4^\circ \tag{5.4b}$$

Estas limitaciones son aplicables a instrumentos con aperturas circulares, no especificando la OMM ninguna especificación para diafragmas rectangulares.

El diseño de las piezas que configuran el tubo colimador se muestra en el subconjunto de planos S2. En el plano de conjunto S2-200, el cual se muestra en la figura 5.10, también se muestra la posición sobre el colimador del tubo seguimiento, de tal manera que se garantiza el paralelismo entre sus ejes de simetría. La construcción del sistema de colimación se ha hecho según la normalización ya comentada de la OMM e intentando que su diseño fuera lo más versátil posible de manera que cualquier cambio en sus principales características se pudiera realizar fácilmente. Las partes que constituyen el sistema de colimación son: tubo exterior, baffle de entrada, tuerca de ajuste, baffle intermedio, baffle de salida, disco de entrada, disco de colimación, acople de la fibra óptica, soporte de la base del retículo, base del retículo, mira de alineación, disco para calibración de la mira. Para aumentar la absorción de radiación en las paredes del tubo a las piezas interiores se les dio un tratamiento de anodizado negro más una terminación en negro humo.

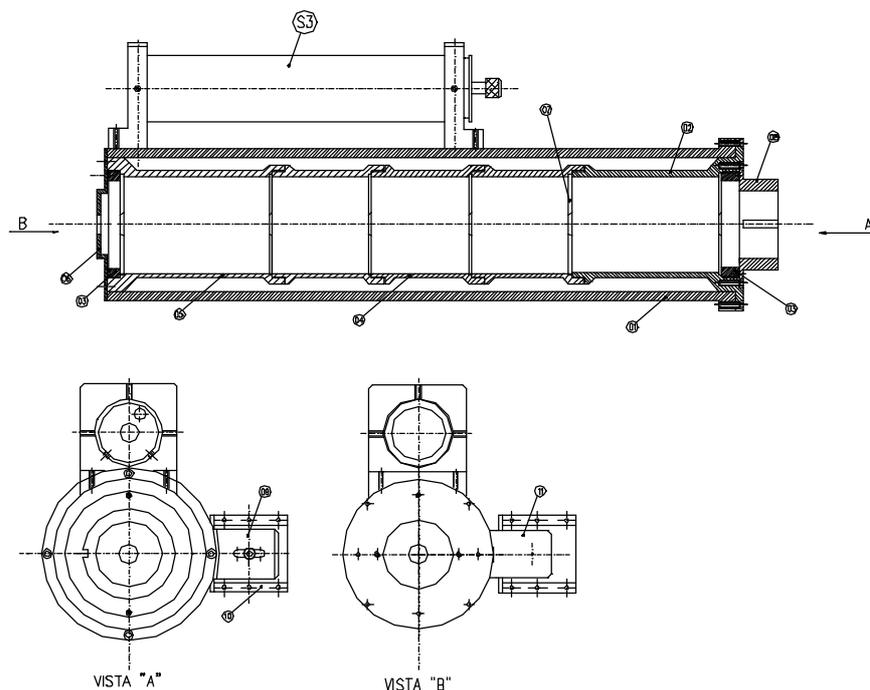


Figura 5.10. Plano de conjunto del tubo colimado diseñado para la medida de radiación solar directa

Tal y como se aprecia en el plano S2-200 los seis discos de colimación se han distribuido de tal manera que los cuatro centrales tienen una misma distancia entre ellos

mientras que la separación con respecto al primer y último disco es mayor. Esta distribución se debe a que según diversos trabajos es más eficiente para la colimación el disponer varias geometrías en el interior del tubo de tal manera que aquellos rayos que no se hubieran colimado al atravesar una porción del tubo diseñada con una determinada separación entre los discos se absorban en otra parte del dispositivo de colimación que presenta una geometría distinta.

La determinación de la radiancia solar directa requiere que durante el proceso de medida el eje de simetría del sistema colimador y la línea que une el puerto de salida de dicho sistema y el Sol coincidan. Para comprobar que a lo largo de todo un día de medida dicha condición se cumple es por lo que se construyó el sistema de alineamiento constituido por las piezas S2-209, S2-210, S2-211 y S2-212. La pieza S2-211 situada en la parte frontal del sistema colimador dispone de un pequeño orificio del tal manera que la luz solar que lo atraviesa se proyecta en una pequeña pantalla situada en la parte trasera del tubo (S2-209 y S2-210). Para calibrar este sistema, es decir para determinar en que punto de la pantalla se ha de ver la luz del orificio cuando se cumple la anterior condición de operación, se empleó un disco con una distribución circular de orificios, el cual se situó en la ventana de salida del tubo. Así, estando el sistema perfectamente alineado con el Sol, todos los pequeños orificios se han de ver igualmente iluminados sobre una superficie, reproduciendo un diagrama de difracción. En este momento la imagen del orificio de la mira de entrada (S2-211) señala un punto del retículo que se toma como referencia para posteriores medida. Para determinar la precisión requerida en la colinealidad del sistema con el Sol, se situó el equipo en la posición calculada anteriormente, estando el Sol en su posición zenital, para posteriormente desviarlo tanto en ángulo horario como en declinación. Las variaciones en la intensidad medida en las posiciones de no linealidad con respecto a el máximo de intensidad registrado con el sistema apuntando al Sol, indican que un error de ± 3 mm medido sobre la pantalla S2-210 provocan errores de lectura en la intensidad de hasta un 5%. Este último dato define una de las características que debe tener el seguidor solar de tal manera que siempre se mantenga la colinealidad con el Sol, y así el sistema pueda estar listo para medir independientemente del proceso de seguimiento.

La configuración final del colimador da los siguientes valores para a , b , z_0 :

$$a = 1, \quad b = 64,7 \quad \text{y} \quad z_0 = 0.88$$

teniendo en cuenta que $r = R = 0,5$ cm (radio de los discos de colimación S2-207) y $L = 64,7$. Estos datos configuran un tubo colimador con un ángulo total de aceptación de campo de $1,76^\circ$ y un ángulo de inclinación de 0° . Si bien este último dato no cumple con la normativa dada por la OMM, dado lo restrictivo del ángulo de visión no supondrá una pérdida en la calidad del instrumento (Díaz *et al.*, 1995).

Tipo de aerosol	τ (500 nm)	γ	E_s (W/m ²)	$E_{cc}(\alpha)$ (%)		
				$\alpha=5^\circ$	$\alpha=10^\circ$	$\alpha=20^\circ$
Urbano	0.05	60°	985	0,1	0,2	0,5
	0.2		872	0,3	0,7	1,7
	0.4		746	0,5	1,3	3,1
	0.05	20°	736	0,1	0,5	1,2
	0.2		555	0,5	1,6	3,9
	0.4		389	1,2	2,9	6,9
Continental	0.05	60°	979	0,4	0,6	1,0
	0.2		851	0,8	2,1	3,7
	0.4		707	1,8	4,1	7,3
	0.05	20°	725	0,7	1,4	2,6
	0.2		514	2,4	5,1	9,3
	0.4		328	4,1	9,8	17,6
Marítimo	0.05	60°	972	0,7	1,2	1,8
	0.2		826	2,8	4,6	6,8
	0.4		668	5,2	9,1	13,4
	0.05	20°	711	1,6	2,9	4,5
	0.2		473	6,6	11,5	17,1
	0.4		275	12,9	22,7	33,6
Desértico	0.05	60°	979		0,4	0,9
	0.2		852		1,4	3,1
	0.4		708		2,7	6,1
	0.05	20°		724	0,9	2,2
	0.2			511	3,4	7,7
	0.4			325	6,5	14,5

Tabla 5.3. Contribución circumsolar a la radiación solar, E_c medida con diferentes ángulos de visión de campo, α , para distintos valores del espesor óptico de aerosoles a 500 nm (τ) y ángulos de elevación.

Considerando de una parte que el diámetro solar desde la Tierra es de unos $32'$ de arco, y de otra, los diferentes valores de los ángulos de visión de campo, una gran cantidad de radiación de la aureola solar puede ser contabilizada como radiación directa. En la tabla 5.3 se resumen algunos datos sobre la contribución de la radiación circunsolar a la componente directa en función de los distintos tipos de aerosoles, espesores ópticos (τ) a 500 nm, ángulos de elevación (γ) y ángulos de visión de campo (z_0). El valor para $E_s(\alpha=32')$ es la radiancia medida con un ángulo de visión de campo igual al diámetro angular del Sol y $E_{cc}(\alpha)$ es la contribución circunsolar a la radiancia medida con un ángulo de visión de campo α . Según estos datos la mayor contribución de la radiación circunsolar a la radiancia solar, medida con un ángulo de visión de 5° , se da para una distribución de aerosoles tipo marítimos. Así, para un ángulo de elevación solar de 20° y un espesor óptico de 0.4 el error en la radiación directa se puede cuantificar en un 13%. Dado el valor real del ángulo de visión de campo del colimador diseñado y considerando que las medidas siempre se realizan con ángulos de elevación solar por encima de los 20° , para evitar grandes errores en la determinación de la masa óptica, se puede cuantificar la contribución de la radiación circunsolar a la radiancia en menos de un 5%.

La conexión del tubo colimador con el monocromador se hace a través de un enlace por fibra óptica. La principal característica que debe cumplir la fibra es el poseer una alta transmisión en todo el espectro de onda corta. Si bien este requerimiento no presenta problemas en longitudes de onda largas, ya que la mayoría están optimizadas en el infrarrojo, sí es difícil de cumplir en la zona ultravioleta. Por otra parte, al no importar la limitación en el ancho de banda de transmisión, la fibra puede ser una multimodo y por tanto con un perfil para el índice de refracción tipo escalón. La construcción final del dispositivo se concretó con la empresa Polymicro Technologies, Inc., teniendo el haz de fibra óptica las siguientes características:

Haz de longitud 2 m y diámetro de la superficie receptora de 0,4 cm formada por 217 fibras del tipo FVP 200220240.

Cada unidad de fibra tiene las siguientes características: núcleo de $200 \pm 8\mu$, recubrimiento de $220 \pm 5\mu$ m y protección exterior de $240 \pm 5\mu$ m.

Recubrimiento de sílice dopado con iones OH^- y núcleo de sílice puro.

Perfil del índice de refracción tipo escalón, lo que configura una fibra tipo multimodo.

Apertura numérica de $0,22 \pm 0,02$.

Temperatura de operación: -50 a 400 °C.

El recubrimiento del dispositivo completo se hizo con una envoltura termoretráctil de gran resistencia a las inclemencias meteorológicas y resistente a pequeños giros de torsión. En los extremos del haz se colocaron sendas férulas de acero inoxidable de 10 cm de longitud y con un diámetro exterior de 0,8 cm para el conexionado de la fibra al monocromador y al tubo colimador. Inicialmente la óptica de entrada del monocromador era una esfera integradora, la cual homogeniza y depolariza totalmente la luz que incide en el fotomultiplicador, pero debido a la gran atenuación que produce se desechó su uso.

Las características de diseño anteriormente mencionadas configuran un dispositivo de alta transmisión, incluso en la zona UV del espectro. Experiencias de laboratorio realizadas por nuestro grupo, con un espectrofotómetro de doble haz, indican que en la zona de 200-400 nm, en la cual se presenta la mayor atenuación, la transmisión es superior al 50%. Por otra parte, se observa un alto poder de depolarización de la fibra, lo cual asegura el poder despreciar el posible efecto de la polarización de la luz en la repuesta del fotomultiplicador. Diversos trabajos han investigado las pérdidas en función del radio de torsión de la fibra y de la temperatura de operación, encontrando que para radios de torsión de 3 cm y temperaturas de -40 a 125 °C, las pérdidas son como máximo de 3 dB. Si bien los detalles de construcción de los haces utilizados en estos ensayos no coinciden exactamente con los de nuestro diseño, sí pueden dar una idea de la magnitud de atenuación por estos factores ya que tanto el núcleo de la fibra como su recubrimiento y la protección exterior son del mismo material que los empleados en nuestro haz.

5.3.3 Diseño del sistema de seguimiento del Sol.

En este apartado se describe el diseño de la parte mecánica del seguidor solar fabricado para tener en cada momento alineado el eje del colimador con el Sol. El sistema diseñado y fabricado se puede dividir en dos subsistemas: el tubo de

seguimiento y la parte de motores. El primero de ellos contiene los sensores de posición los cuales nos van a dar información sobre la situación relativa del colimador respecto de la línea que lo con el Sol. A partir de los datos suministrados por el anterior dispositivo se actúa sobre el sistema de motores para, en caso necesario, corregir la posición y conseguir el alineamiento del colimador con el Sol. A continuación se describe cada uno de estos subsistemas (Díaz *et al.*, 1995a).

5.3.3.1 Sistema de sensores de seguimiento.

En el plano de conjunto S2-200 (ver figura 5.10) se muestra la colocación del tubo de seguimiento sobre el colimador de tal manera que se asegura el paralelismo entre sus ejes de simetría. El cumplimiento de esta condición es indispensable para orientar el tubo de colimación de manera correcta a partir de los datos suministrados por los sensores de posicionamiento situados en el interior del dispositivo de seguimiento. En el plano de conjunto S3-300, el cual se representa en la figura 5.11, se muestra el despiece completo del tubo de seguimiento el cual tiene una longitud de 17,8 cm y un diámetro interno de 31,5 cm. Las piezas fabricadas que componen este sistema y cuyos planos de diseño se enumeran desde el S3-301 al S3-309 son: casquillo porta lente, soporte roscado, tubo exterior, eje guía, soporte móvil de las LDR, casquillo fijo, tornillo regulador, Placa de LDR's y soporte para tubo de seguimiento.

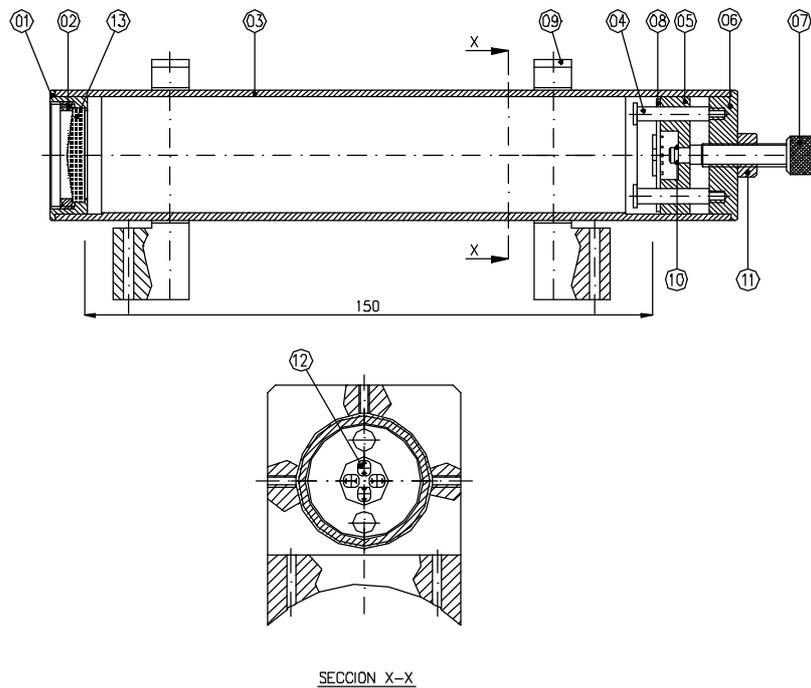


Figura 5.11. Plano de conjunto del sistema óptico para el seguimineto activo del disco solar

La idea de operación del sistema de seguimiento es situar cuatro sensores en las direcciones de los puntos cardinales de tal manera que se considera que el sistema está alineado si la lectura de todos los sensores es igual, operando de manera adecuada en caso contrario sobre los dos motores para corregir la posición y conseguir que la lectura coincida. Los sensores empleados son resistencias tipo LDR (Light Dependent Resistance) las cuales van instaladas sobre la placa S3-308. Para centrar el haz solar en un círculo se ha empleado una lente biconvexa de 5 dioptrías. Para proteger los sensores de la intensa luz solar, y poder alargar su vida útil, la lente se ha usado un filtro neutro modelo Kenko ND-400 y se ha coloreado la lente al 90%. La lente y el filtro van acomodados en el tubo de seguimiento mediante las piezas S3-301 y S3-302. Dada la filosofía de funcionamiento escogida, interesa situar los sensores fuera del foco de la lente, de tal forma que el círculo de luz que se proyecta sobre la placa portasensores, como consecuencia de este desenfoque, cubra una determinada porción de cada una de las LDR's situadas según los puntos cardinales. La cantidad de superficie iluminada de cada sensor va a determinar la sensibilidad del dispositivo para detectar el movimiento del Sol. Para realizar de manera óptima esta operación de situar la placa porta LDRs a la distancia adecuada de la lente se construyó el dispositivo constituido por las piezas que

aparecen en los planos desde el S3-304 al S3-308. Así, accionando el tornillo S3-307, se mueve longitudinalmente la placa de LDRs según los ejes guía S3-304, variando de esta manera el radio del círculo de luz que incide sobre los sensores y por tanto la sensibilidad del sistema para detectar los cambios en la posición del Sol. Las piezas S3-309 son las utilizadas para acoplar el tubo de seguimiento al colimador. Estos enganches disponen de dos tornillos de posicionamiento para ajustar el paralelismo de los ejes de simetría de los dos sistemas.

5.3.3.2 Sistema de seguimiento.

El sistema de seguimiento está compuesto por la estructura mecánica necesaria para realizar los movimientos de posicionamiento del colimador, la electrónica de control de los motores y los programas informáticos de gestión de todo el sistema. Las partes diseñadas que componen este subsistema son las mostradas en los grupos de planos S0-000 y S1-100, las cuales corresponden a las piezas necesarias para la realización del movimiento en ángulo horario y declinación respectivamente. En la figura 5.12 se muestra el plano del conjunto de piezas S1.

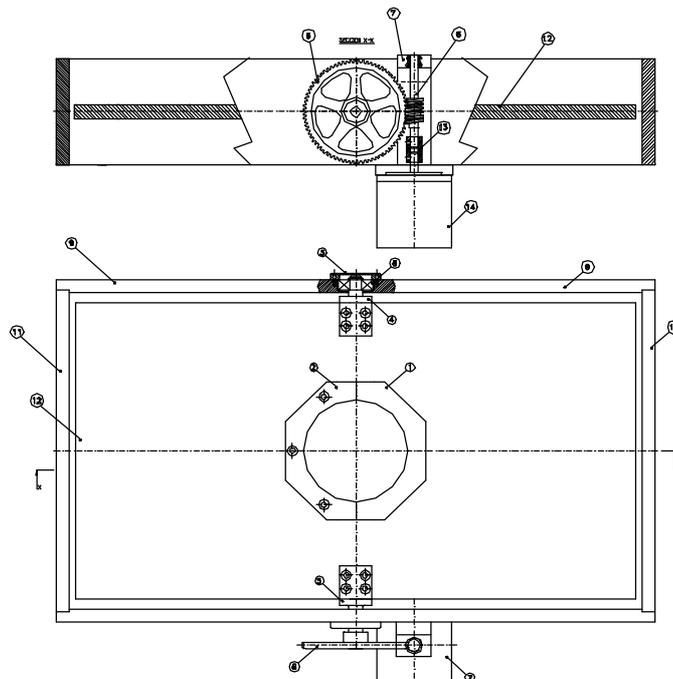


Figura 5.12. Plano de conjunto de las piezas (conjunto S1) que junto con las mostradas en la figura 5.10 (conjunto S0) permiten el movimiento del colimador para permitir el alineamiento con el disco solar.

Las piezas que forman el conjunto denominado S0 son: placa base, perfil soporte derecho, soporte certelas, soporte de las reductoras y soporte del rodamiento del conjunto S1.

Los planos que componen el conjunto S1 son los correspondientes a los diseños de: brida I y brida II para agarre del colimador, tapa de rodamiento, soporte de eje, soporte de eje continuo al cual se engancha la corona, corona sinfín, soporte de la corona sinfín y del motor, lateral corto I y lateral corto II a los cuales se transmite el movimiento en ángulo horario y laterales largos.

El movimiento en ángulo horario se consigue por medio de un motor del tipo paso a paso el cual acciona una reductora de precisión cuya salida está conectada a la entrada de una reductora de potencia que es la que finalmente ataca al sistema móvil del seguidor. Se ha escogido este montaje porque permite mover el sistema con precisión y con un momento de fuerza suficiente (del orden de 150 Nm) para posicionar el tubo colimador partiendo de cualquier posición. El ángulo del paso del motor es de 15° , la reducción de la primera reductores es de 1:1500 y de la última de 1:70, lo cual configura un ángulo de paso final de $0,00014^\circ$, suficiente para tener siempre posicionado el colimador y estar en disposición de determinar la radiancia, sin necesidad de disponer de ninguna señal de disparo del proceso de medición.

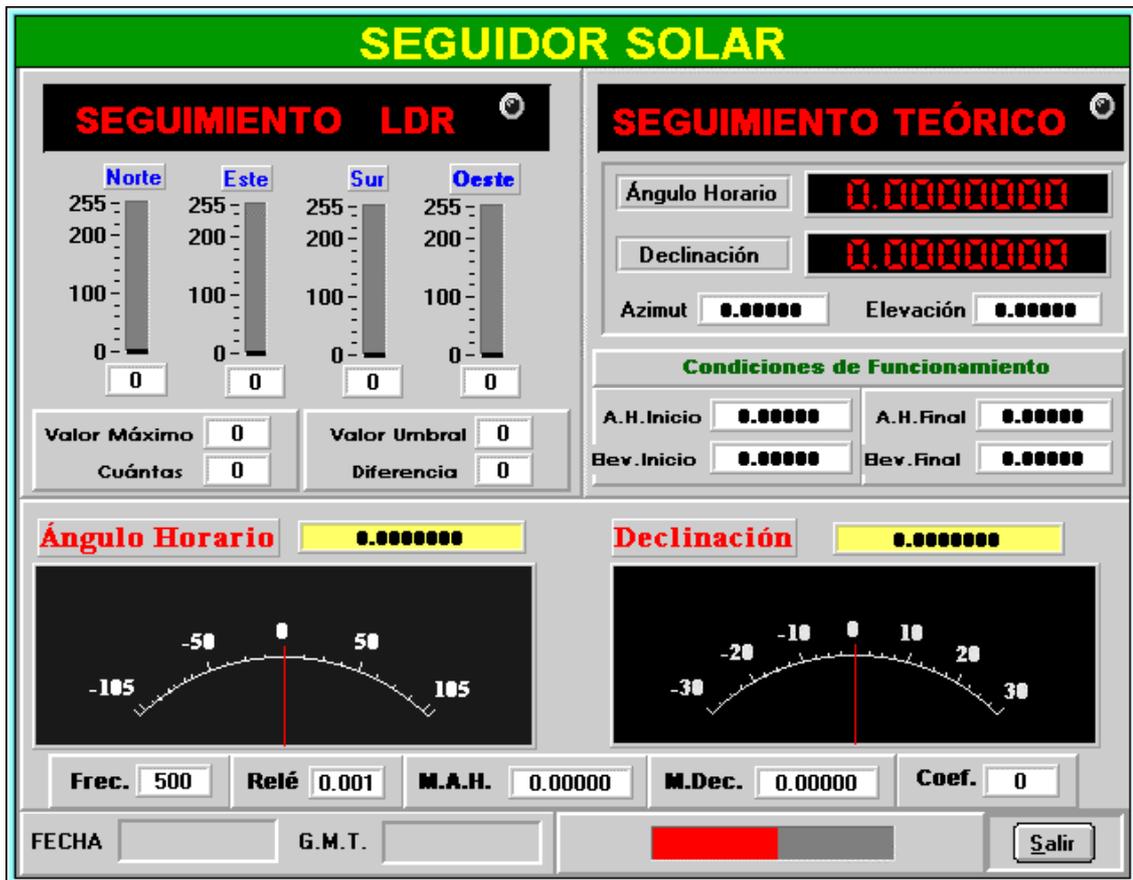


Figura 5.13. Pantalla correspondiente al modo de seguimiento combinado en el que se conmuta, según las condiciones de luminosidad, entre el enganche automático del disco solar por sensores del tipo LDR con el seguimiento automático mediante el cálculo de los elementos keplerianos.

El movimiento en declinación se realiza con un motor también del tipo paso a paso con un ángulo mínimo de movimiento de $1,8^\circ$. Para aumentar la precisión en el ángulo final de salida y el momento de la fuerza aplicado al sistema de movimiento en declinación, se conectó la salida del motor a un eje sinfín el cual ataca una corona dentada con una reducción de 1:75. El ángulo final de salida es por tanto $0,024^\circ$ por paso.

La electrónica diseñada y construida consta de los elementos necesarios para leer los sensores de posicionamiento (LDR), enviar los datos al ordenador a través de una

tarjeta interface, recibir las correspondientes ordenes de actuación sobre los motores y actuar sobre estos. La lectura de las LDRs se realiza mediante un demultiplexor, realizando posteriormente la electrónica desarrollada una conversión analógica-digital de la señal para posteriormente enviar estos datos al ordenador. El programa de control se encarga de analizar los datos recibidos sobre el estado de cada sensor para calcular las órdenes de movimiento adecuadas para alinear el colimador. El desarrollo de todo el programa informático se ha hecho bajo sistema Windows para un más fácil manejo. A modo de ejemplo, en la figura 5.13 se muestra la ventana correspondiente a la de seguimiento combinado tanto por enganche de las LDR como por elementos keplerianos.

5.4 CALIBRACIONES LANGLEY Y ANALISIS DE LOS DATOS DE LA INTERCOMPARACION DEL NORDIC OZONE GROUP '96 (NOGIC'96)

Las primeras medidas realizadas con el instrumento construido consistieron en la realización de calibraciones Langley. Este tipo de datos permiten determinar, a parte de la constante solar extraterrestre a diversas longitudes de onda, la calidad del instrumento en función de la bondad del ajuste obtenido en condiciones de alta estabilidad atmosférica. Así, se instaló el espectrorradiómetro en el Observatorio del Instituto de Astrofísica de Canarias en Las Cañadas del Teide durante los meses de Septiembre y Octubre de 1996 en la Estación de Izaña del Instituto Nacional de Meteorología coincidiendo con la celebración de la intercomparación del Nordic Ozone Group (NOGIC'96).

En la figura 5.14 se representan, a modo de ejemplo, las calibraciones Langley obtenidas, para dos días diferentes, a las siguientes longitudes de onda: 367, 390, 460, 530, 620 y 630 nm. Se aprecia la gran calidad del ajuste, el cual en todos los casos presenta coeficientes de determinación (r^2) del orden del 99.5%. En la tabla 5.4, se muestra la estadística del ajuste Langley para tres longitudes de onda: 367, 530 y 630 nm. Este mismo comportamiento, en cuanto a calidad de la calibración, es observado para el resto de días con estabilidad a lo largo del período de calibración y para todo el conjunto de longitudes de onda a las que se ha medido. En la figura 5.15 se representa la

constante extraterrestre promedio del equipo de medida en función de la longitud de onda, calculada con las medidas obtenidas durante todo el período de toma de datos. El error estadístico, calculado como la desviación estándar de los valores medios, es menor del 5% para todas las longitudes de onda.

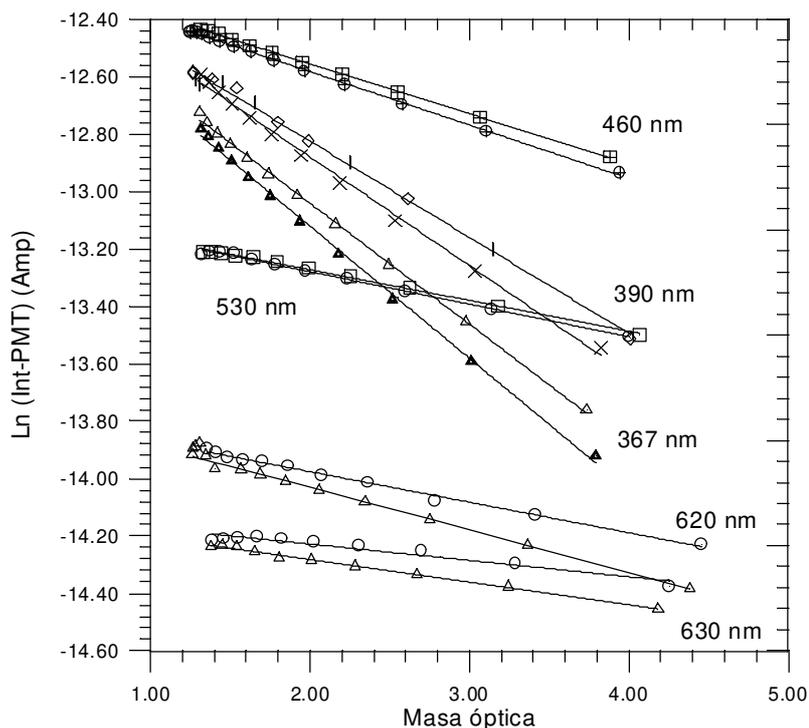


Figura 5.14. Calibraciones Langley a las longitudes de onda de 367, 390, 460, 530, 620, y 630 nm, realizadas con el equipo diseñado OL-752-ULL.

Longitud de onda (nm)	Ecuación de ajuste Langley	Coefficiente de determinación, r^2	Residuo promedio cuadrático, $\bar{\sigma}^2$
367	$-0,4601x - 12,2012$	0,998	0,00023
530	$-0,1073x - 13,0583$	0,996	0,00003
630	$-0,0787x - 14,1244$	0,996	0,00002

Tabla 5.4. Estadística de los ajuste Langley para las longitudes de onda: 367, 530 y 630 nm.

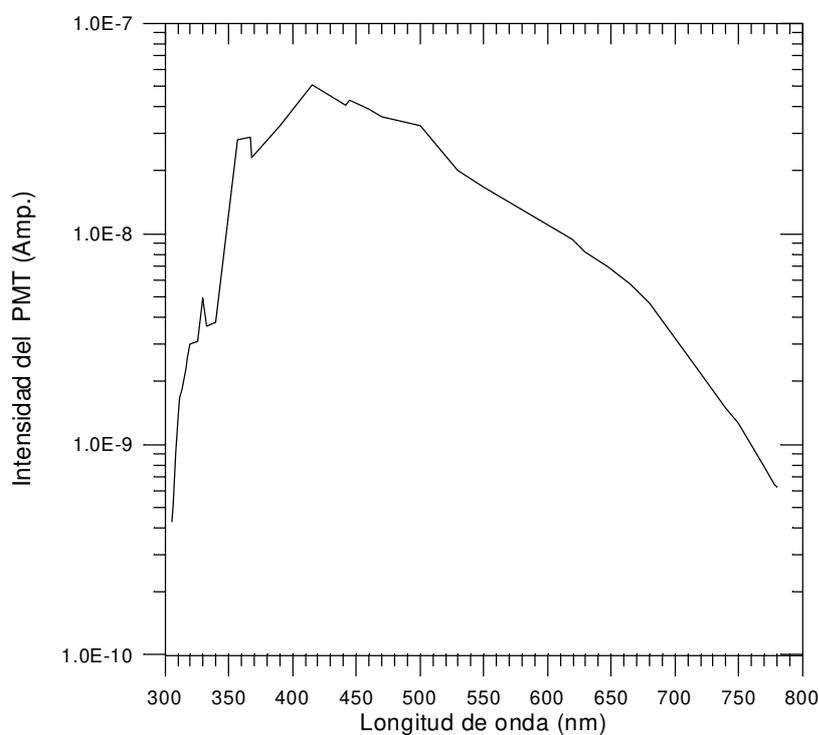


Figura 5.15. Espectro extraterrestre para el equipo OL-752-ULL, medido mediante la técnica de ajuste Langley.

Con la intención de chequear el equipo desarrollado nuestro grupo participó en la intercomparación organizada en 1996 por el Nordic Ozone Group (NOGIC '96). Esta campaña de medidas, análoga a la ya comentada NOGIC'93, se celebró en Izaña, Tenerife, entre el 8 y el 20 de Octubre de 1996. En esta ocasión asistieron 32 participantes de diez países y se intercompararon 18 instrumentos de medida de UV, tanto espectrales como de banda ancha, y de medidas ozono en columna. Las principales conclusiones a las que se a llegado en esta campaña son:

Las diferencias en la medida de la radaicón solar global medida con los diferentes instrumentos que han participado en la NOGIC'96 se ha reducido en los últimos años. Esta mejora se debe a al uso de lámparas estándar para corregir las posibles diferencias en la escala absoluta de medidas.

El uso de diferentes métodos de análisis de los datos, en los cuales se ha tenido en cuenta las diferentes características ópticas de los espectrorradiómetros, mejora la comparación de los datos.

Se han intercomparado, por primera vez en las campañas del NOGIC, equipos para la medida del radiancia solar, siendo evidente la capacidad de estos espectrorradiómetros para la medida rutinaria de esta magnitud.

Las medidas de ozono total han mostrado la misma precisión que en campañas anteriores.

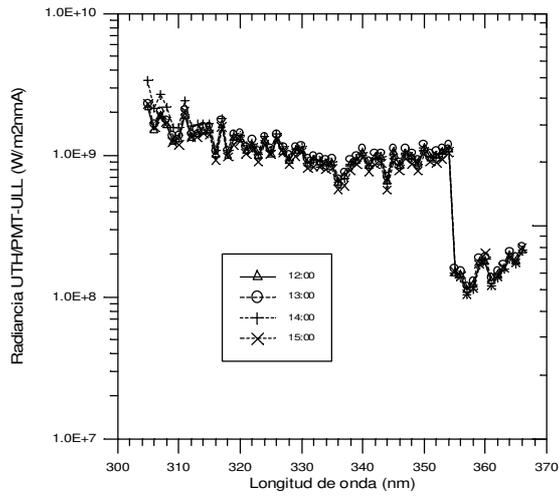
A diferencia de la anterior edición en esta ocasión cinco instrumentos se dedicaron a la medida de radiación solar directa. Estos espectrorradiómetros fueron el de la Universidad de Innsbruck (ATI), Austria, el de la Universidad de Oslo (UIO), Noruega, el del Instituto de Meteorología de Finlandia (FMH), Finlandia, el de la Universidad de Thessaloniki (UTH), Grecia y el de la Universidad de La Laguna (ULA), España. Tres de los instrumentos son Brewer, siendo el UTH modelo MK-III s/n #086, el UIO modelo MK-IV s/n #042 y el FMH modelo MK-III s/n #107, mientras que el ATI es un espectrorradiómetro marca Bentham, modelo DM-150. El espectrorradiómetro UTH y el ATI fueron los únicos que realizaron medidas absolutas de radiación solar, empleando cada uno su propio método de calibración. El análisis de los resultados obtenidos por estos equipos da diferencias máximas de un 12% en la comparación de sus escalas absolutas. Para obtener los factores de calibración para el instrumento ULA, se han comparado las medidas no calibradas obtenidas con las del instrumento UTH. Esta elección se debe a que el conjunto de datos de medidas coincidentes en este caso es mayor que con respecto al ATI, ya que este último espectrorradiómetro durante algunos días presentó un error sistemático en la medida de radiancia, de hasta el 30%, debido al cambio de transmisión en la ventana de cuarzo de entrada al monocromador. La comparación de las medidas se ha llevado a cabo en el rango espectral de 305 a 366 nm.

El método de calibración empleado por el UTH consiste en determinar casi simultáneamente la componente directa no calibrada y la medida absoluta de radiación global y difusa espectral. El proceso de calibración del instrumento para la medida de la componente global y difusa, así como los controles de calidad durante la toma de medidas hacen que la incertidumbre total en los niveles de irradiancia solar sean menores de un 3%. La comparación de la componente directa absoluta calculada como

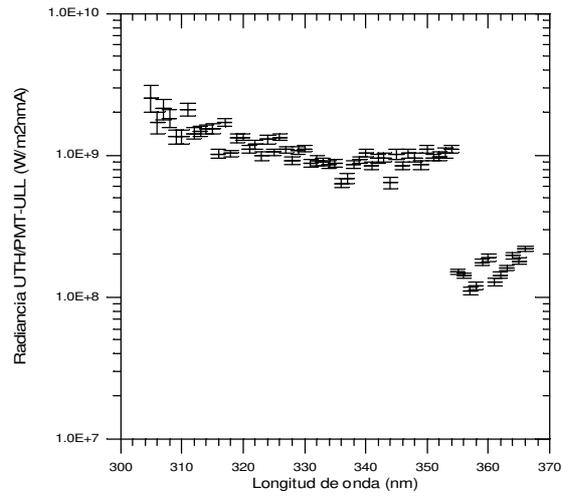
la diferencia entre la global y la difusa con la directa no calibrada permite determinar los coeficientes de calibración. El balance de errores en las medidas de radiación directa con el Brewer UTH es el siguiente:

Incertidumbre en la lámpara de calibración:	$\pm 2,0\%$
“ en la transferencia de calibración:	$\pm 2,0\%$
“ en el espectro global-difuso:	$\pm 3,0\%$
“ en la calibración de los filtros neutros:	$\pm 1,0\%$
“ en la medida de radiación directa:	$\pm 2,0\%$
“ en la calibración Langley:	$\pm 0,6\%$
Incertidumbre total (raíz cuadrática medida)	$\pm 4,7\%$

En la figura 5.16a se representan los valores de los factores de calibración, calculados como el cociente de la medida absoluta del instrumento UTH a las valores de intensidad detectadas en el fotomultiplicador del instrumento ULA (PMT-ULL) para el 18 de Octubre de 1996 a diferentes horas y en la figura 5.16b se muestran los valores promedios y las desviaciones estándar considerando todos los datos válidos obtenidos durante el período de la intercomparación. El salto que se aprecia sobre los 354 nm se debe al cambio en la sensibilidad del OL-752-ULL como consecuencia de la inserción de un filtro pasabanda para la eliminación de armónicos. En estas figuras 5.16a y b, se observa la repetibilidad de una hora a otra en la forma relativa de la curva de los factores de calibración frente a la longitud de onda, así como que la incertidumbre asociada a estos valores crece según decrece la longitud de onda. Así, se han determinado valores de $\pm 17\%$ en la desviación estándar a las longitudes de onda más corta (305-308 nm) para ir decreciendo hasta un 12 % a 310 nm y a un $\pm 6\%$ a 320 nm para mantenerse en este valor hasta 360 nm. Este comportamiento en los errores está asociado principalmente a que a medida que disminuye la longitud de onda la cantidad de energía en el espectro solar decrece rápidamente.



a)



b)

Figura 5.16. a) Factores de calibración calculados como la razón entre la energía absoluta medida por el equipo UTH a la intensidad del fotomultiplicador (PMT) del equipo OL-752-ULL. b) Igual que en a) pero con todos los datos obtenidos durante la campaña NOGIC'96.

Capítulo VI
**Intercomparacion de los valores de espesores
opticos de aerosoles obtenidos desde tierra y
desde los satelites noaa. Calculo de la cantidad
total de agua precipitable**

Capítulo VI
**INTERCOMPARACIÓN DE LOS VALORES DE
ESPESORES OPTICOS DE AEROSOLES OBTENIDOS
DESDE TIERRA Y DESDE LOS SATELITES NOAA.
CALCULO DE LA CANTIDAD TOTAL DE AGUA
PRECIPITABLE.**

En este capítulo se analizan dos aplicaciones de la instrumentación descrita en el capítulo V. En la primera de ellas se describe la intercomparación realizada de los valores de espesor óptico de aerosoles (EOA) obtenidos a partir de datos suministrados por el subsistema “Advanced Very High Resolution Radiometer” (AVHRR), el cual vuela a bordo de los satélites de órbita polar NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), y los medidos con el espectrorradiómetro descrito en el anterior capítulo. Los EOA calculados a partir de radiancias medidas en el canal 1 del AVHRR han sido calculados empleando la técnica de resolución de la ecuación de transferencia radiativa denominada “Linearized Single Scattering Aproximation (LSSA)”. Este esquema de resolución de la ecuación de transferencia radiativa ha sido escogido por ser el más ampliamente empleado para la obtención de EOA a partir de datos suministrados por satélites. Los datos con los que se ha trabajado corresponden a los satélites NOAA 12 y 14 y han sido captados por el sistema de alta resolución HRPT (High Resolution

Picture Transmission) que posee el Grupo de Comunicaciones y Teledetección del Departamento de Física Fundamental y Experimental de La Universidad de La Laguna.

La segunda de las aplicaciones desarrolladas corresponde a la creación de un algoritmo para el cálculo de la cantidad total de agua precipitable. El motivo de este desarrollo es el ir creando métodos que permitan calcular las cantidades totales de aquellos compuestos necesarios para obtener el EOA a partir de medidas del espesor óptico total realizadas con la instrumentación descrita en el capítulo anterior.

6.1. CARACTERISTICAS DE LOS SATELITES NOAA-AVHRR.

INTERCOMPARACION DE LAS MEDIDAS DE ESPESOR OPTICO DE AEROSOLES.

El estudio de las propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos es un problema a escala global, por lo que el uso de técnicas de medida que emplean datos suministrados por satélites es fundamental. La magnitud más ampliamente estudiada a la hora de determinar el papel jugado por los aerosoles atmosféricos en el balance de energía en el sistema Tierra-Atmósfera, a partir de datos obtenidos desde satélite, es el espesor óptico de aerosoles. Dada la necesidad de evaluar continuamente la calidad de estos datos, debido a los procesos de envejecimiento de los sistemas abordo, las campañas de intercomparación con valores obtenidos con equipos instalados en la superficie terrestre es fundamental.

6.1.2 Características de los Satélites NOAA. Tratamiento de la imagen.

Los satélites meteorológicos de órbita polar NOAA de la serie TIROS-N (Television IR Operational Satellite-N) suministran información de la atmósfera, océanos y superficie terrestre de gran importancia en nuestros días por su gran aplicación en diferentes disciplinas científicas. El primer satélite de la serie TIROS-N puesto en órbita en el año 1978 fue el que dio nombre a la serie. Desde entonces y hasta el presente siempre ha habido un satélite NOAA observando nuestro planeta.

Las características orbitales de estos vehículos espaciales no han cambiado substancialmente, manteniendo todos ellos una altura nominal de 833 Km y un período orbital de 102 minutos, lo que da lugar a 14,1 órbitas por día alrededor de la Tierra. El United States Space Command (USSC) suministra, diariamente, información exacta y detallada de los elementos orbitales de todos los satélites NOAA operativos, a la National Environmental Satellite Data and Information Service (NESDIS), centro al que cualquier usuario puede solicitar los elementos orbitales necesarios para un correcto seguimiento de los satélites.

Los principales sensores a bordo de los satélites operativos actualmente, NOAA-12 y NOAA-14, incluyen el AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) para la medida de radiancias tanto de día como de noche y el TOVS (Vertical Sounding) para obtener perfiles verticales de temperatura y vapor de agua en la atmósfera terrestre. Otros sistemas instalados a bordo de estos satélites son el SEM (Space Environmental Monitor) que mide el flujo de electrones y protones cerca de la Tierra y el sistema de colección y localización de datos denominado ARGOS, que procesa y envía a las estaciones de adquisición diferentes datos recibidos de los transmisores instalados en globos libres o cautivos, boyas oceánicas, animales, etc., distribuidos alrededor del planeta.

Canal	NOAA-11, 12 y 14 (μm)	IFOV (mrad)
1	0,58 - 0,68	1,39
2	0,725 - 1,10	1,41
3	3,55 - 3,93	1,51
4	10,3 - 11,3	1,41
5	11,5 - 12,5	1,30

Tabla 6.1. Anchos de banda y ángulos de visión de campo para los 5 canales del subsistema Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) instalado a bordo de los satélites NOAA-11, 12 y 14.

El radiómetro AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) es una mejora del VHRR (Very High Resolution Radiometer) instalado a bordo de los satélites operacionales ITOS, el último de los cuales fue el NOAA 5 (National Oceanic and Atmospheric Administration 5, USA). La versión del AVHRR instalada en los satélites

de la serie TIROS-N, NOAA-6, NOAA-8 y NOAA-10 tiene cuatro canales mientras que la montada a bordo de los NOAA-7, NOAA-9, NOAA-11, NOAA-12, NOAA-12, NOAA-13 y NOAA-14 tiene 5 canales. Los anchos de las bandas espectrales y los respectivos ángulos de visión de campo se muestran en la tabla 6.1.

El ángulo de visión de campo instantáneo, IFOV (Instantaneous Field of View) para todos los canales es de aproximadamente 1,4 mrad lo que produce una resolución espacial en el nadir de 1,1 Km para una altura nominal de 833 Km.

La salida de datos analógica de los sensores de cada canal se digitaliza a bordo del satélite a una velocidad de 39.936 muestras por segundo y canal. Cada paso de muestreo corresponde a un ángulo de rotación del sistema de barrido de 0,95 mrad. A esta velocidad de muestreo hay 1.362 muestras por IFOV. Un total de 2.048 muestras (pixels) están contenidas en cada línea de barrido de la Tierra para cada canal, lo que conduce a un ángulo de barrido desde el nadir hacia uno y otro lado de $\pm 55,4^\circ$ (Colwell, 1983; Mather, 1987; Segarra, 1991 y Arbelo, 1997).

El modo normal de transmisión de la información recogida por el radiómetro AVHRR es la emisión directa y continua en tiempo real hacia la Tierra, conocida con el nombre de HRPT, siglas que corresponden a High Resolution Picture Transmission. Además del modo HRPT, el satélite puede almacenar diez minutos de información en uno de los dos grabadores de los que dispone a bordo. A esos datos grabados a bordo se les denomina LAC, Local Area Coverage, y tienen exactamente el mismo formato y resolución espacial que los datos HRPT transmitidos en tiempo real. La selección de la porción del planeta de la cual se guardará información en formato LAC que es con posterioridad enviada a algunas estaciones en Tierra, se lleva a cabo desde los servicios de NOAA-NESDIS.

Existe un último formato para los datos AVHRR, el GAC, Global Area Coverage. Estos datos contienen información de todas las zonas observadas por el radiómetro durante una órbita (102 minutos), pero con una resolución espacial reducida de 4 Km. Sólo se graba una de cada cuatro muestras (píxeles) y los datos únicamente pueden ser recibidos y manipulados por estaciones tipo CDA (Command and Data Acquisition).

La calibración de los canales del AVHRR es posible gracias a que la salida del instrumento se puede considerar linealmente dependiente de la energía de entrada. El proceso de calibración es detalladamente descrito en Rao y Chen, 1993 y en Brest y Rossow, 1992.

Una vez realizada la calibración de los sensores remotos, el paso siguiente es la navegación de estos sobre coordenadas terrestre. Este proceso se realiza en dos fases. La primera de ellas se hace en base a los elementos keplerianos de los satélites los cuales son recibidos diariamente desde SeaSpace, Inc., empresa suministradora de la estación receptora. Esta información se actualiza regularmente en el sistema de procesamiento de señales de tal forma que las desviaciones que se producen entre las líneas costeras de las islas y continentes en las imágenes, con respecto a las líneas generadas por la base de datos geográfica de la que dispone el sistema son pequeñas, especialmente en regiones insulares. Para conseguir una superposición más precisa, es necesario recurrir a procedimientos automáticos de navegación, basados en la correlación entre la escena del satélite y las fronteras tierra-mar conocidas, sobre un conjunto de cajas definidas alrededor de las líneas de costa de zonas libres de nubes. Con este método se puede conseguir una navegación cercana a unos pocos kilómetros, siempre y cuando las cajas libres de nubes sean suficientes. Sin embargo, el método más preciso de navegación se realiza mediante un procedimiento interactivo muy sencillo y eficaz y que no conlleva demasiado tiempo. Primero se ajusta el tiempo del reloj del satélite, cuya exactitud suele ser de $\pm 0,5$ s, que sumado a la inexactitud del reloj del sistema de recepción puede provocar traslaciones espaciales de alrededor de 13 Km. A continuación se debe proceder a corregir las inexactitudes que se producen en el sistema de control de posicionamiento del satélite, las cuales son importantes en el caso del balanceo que se produce en torno al eje tangente a la trayectoria del satélite. El movimiento que se genera en torno al eje transversal que define la trayectoria se confunde con la corrección temporal, mientras que la rotación en torno al eje vertical suele ser indistinguible.

Por último, se somete a la imagen a una corrección geométrica con la intención de transformar la imagen para que tenga las mismas propiedades que un mapa, esto es, escala y proyección. El método empleado en la transformación de las imágenes empleadas en este trabajo utiliza una interpolación polinómica por partes con la

estrategia del vecino más próximo. El conjunto de datos de salida se divide en regiones cuadradas de 100 Km de lado, y cada una de ellas es cubierta por un par de polinomios bicuadráticos (polinomios bivariantes de orden 2 con 9 coeficientes), los cuales están basados en nuevos pares de datos del conjunto de entrada (imagen sin corregir) y del salida (imagen corregida). El error encontrado es menor de 0,15 Km.

6.2.2 Cálculo del espesor óptico de aerosoles a partir de datos del subsistema AVHRR-NOAA.

El método empleado para obtener el espesor óptico de aerosoles a partir de los datos suministrados por los satélites NOAA lleva a resolver la ETR en las hipótesis denominadas de dispersión simple linealizadas (Linealized Single Scattering Approximation- LSSA). La ecuación de transferencia radiativa, en su forma diferencial, se puede escribir como (Liou, 1980; Kaufman, 1993):

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = L(\tau, \Omega) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} L(\tau, \Omega') P(\Omega, \Omega') d\Omega' - \frac{\omega_0}{4\pi} \pi E_0 P(\Omega, -\Omega_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (6.1)$$

donde L es la radiancia difusa, τ el espesor óptico total, ω_0 el albedo de dispersión simple, μ el coseno cenital del satélite y μ_0 el del solar cenital, $P(\Omega, \Omega_0)$ la función de fase la cual da la información de como el rayo que incide en la dirección Ω_0 es dispersado en la dirección de observación Ω y πE_0 el flujo solar entrante. Para calcular la función de fase se ha usado un modelo de aerosoles tipo marítimo debido a la persistencia de los vientos alisios durante todo el período de medida, lo que asegura vientos constantes del NE y por consiguiente aire marítimo limpio a la estación de medida (WMO, 1986). Considerando que la función fuente se reduce a:

$$J = \frac{\omega_0}{4\pi} \pi E_0 P(\Omega, -\Omega_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (6.2)$$

lo que equivale a considerar la contribución procedente del mar despreciable a la longitud de onda del canal 1 y 2 del subsistema AVHRR (Durkee et al., 1986; Frost,

1988; Porter, 1993 e Ignatov, 1995) e integrando la ecuación 6.1 junto con la 6.2, se obtiene:

$$L(0, \mu, \phi) = \left[\frac{\omega_0 \mu_0 E_0}{4(\mu + \mu_0)} \right] P(\Omega, \Omega_0) \left\{ 1 - e^{[-\tau(1/\mu + 1/\mu_0)]} \right\} \quad (6.3)$$

Suponiendo una atmósfera ópticamente delgada, esto es, que:

$$\tau \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) \ll 1 \quad (6.4)$$

la ecuación (6.3) se puede escribir como:

$$L(0, \mu, \phi) \cong \left[\frac{\omega_0 E_0}{4\pi} \right] P(\Omega, \Omega_0) \tau \quad (6.5)$$

En la literatura esta aproximación a la radiancia medida por el satélite en el canal 1 del AVHRR ha sido empleada con éxito hasta valores del espesor óptico de 0,8 (Expósito et al., 1997; Porter, 1993; Frost, 1988 y Durkee et al., 1986). Empleando las expresiones de la (6.2) a la (6.5) el EOA se escribe como:

$$\tau_A = (4\mu / \omega_0 E_0) P^{-1}(\Omega, \Omega_0) L_A \quad (6.6)$$

$$L_A = L - L_R$$

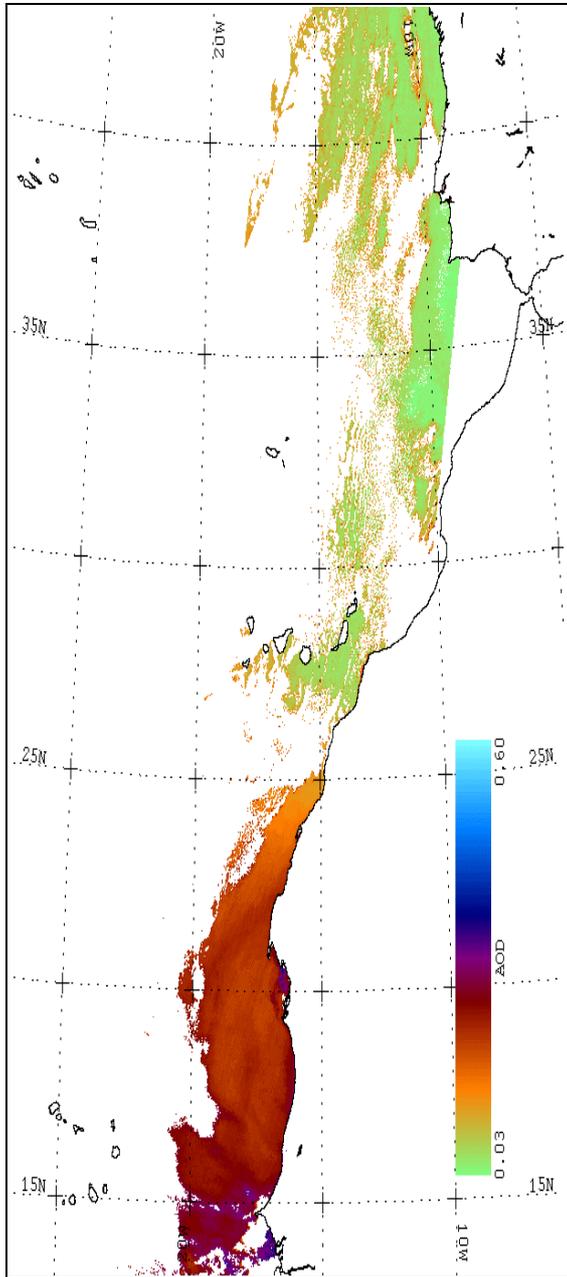
donde τ_A es el EOA, L_A es la radiancia debida a aerosoles, L es la radiancia total medida por el satélite y L_R es la debida a dispersión Rayleigh.

Los espesores ópticos desde satélite se han evaluado sobre el mar, promediando en una caja de 3x3 pixeles localizada lo mas cercana posible al punto de la costa donde se encontraba situado el espectrorradiómetro. El análisis se ha realizado considerando únicamente pixeles de la imagen sin la presencia de nubes y que cumplan con las siguientes condiciones:

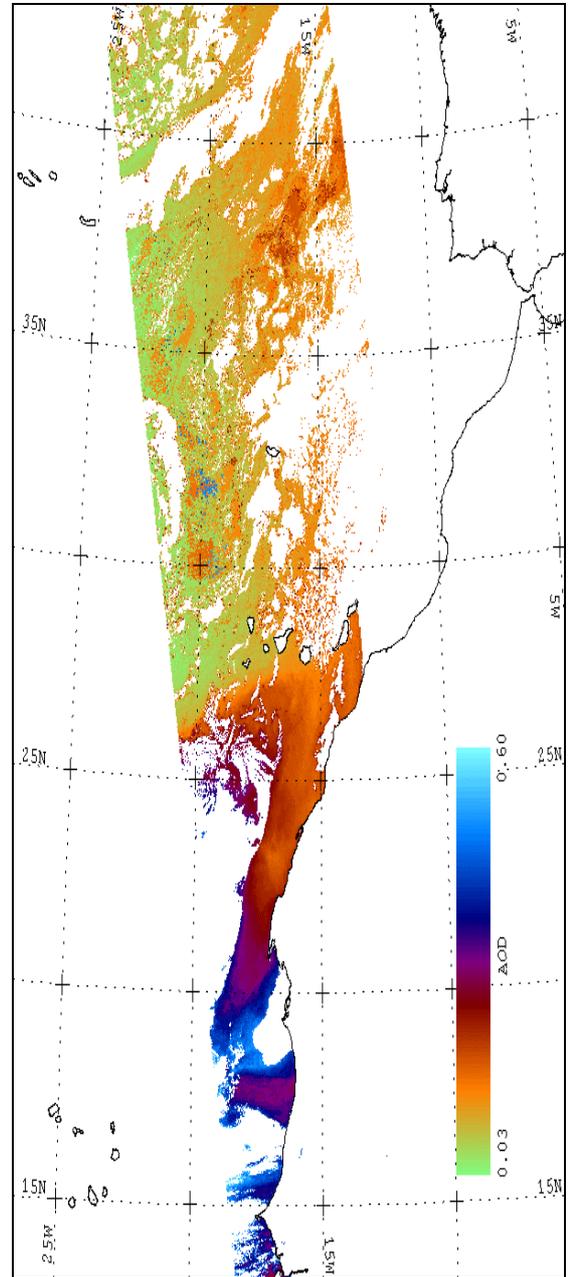
- a) ángulo cenital del satélite $<50^\circ$
- b) ángulo cenital del sol $<50^\circ$
- c) ángulo de reflexión del sol $<50^\circ$
- d) temperatura de brillo del canal 4 $>0^\circ\text{C}$
- e) albedo del canal 2 $< 3\%$
- f) ratio del canal 1 y del canal 2 $>1,5$
- g) variaciones del albedo del canal 2 de un pixel con sus vecinos $<0,25$

Las condiciones a) y b) aseguran una buena iluminación del pixel observado (Frulla et al., 1995). Con la c) se evita el problema denominado “sunglint”, es decir, el que se produce por reflexiones especulares del sol y que producen una mancha de luz en la imagen observada. La d) permite eliminar las nubes altas, mientras que la e) elimina las nubes bajas. Finalmente, las condiciones f) y g) permite eliminar aquellos pixeles parcialmente contaminados por nubes (Young, 1992).

En la figura 6.1 se observa una secuencia de 4 imágenes de EOA obtenidas a partir de datos de irradiancia medidas en el canal 1 del subsistema AVHRR del NOAA-14. Las imágenes mostradas han sido sometidas a todos los procesos anteriormente descritos y corresponden a una situación de invasión de polvo del desierto del Sahara. Se aprecia claramente la zona de cobertura del satélite en cada pase y como esta va variando de una imagen a otra. En la primera de las figuras, la 6.1a, corresponde a una situación prácticamente libre de aerosoles de tipo mineral, apreciándose la aparición de pequeñas cantidades de este tipo de material sobre el Atlántico, alrededor de los 15° de latitud Norte. En las figuras 6.1b y 6.1c se aprecia como este proceso de invasión sobre el Atlántico ha ido aumentando, siendo apreciable las zonas donde el valor del EOA llega a ser de 0.6, en contraste con los valores de 0,03-0,04 típicos de las zonas limpias. En la última de las figuras la 6.1d se observa como la nube de polvo llega hasta las islas Canarias desde el Sur (situación denominada en Canarias tiempo Sur), pudiendo ser detectada la presencia de aerosoles del desierto por el espectrorradiómetro situado en tierra.



(a)



(b)

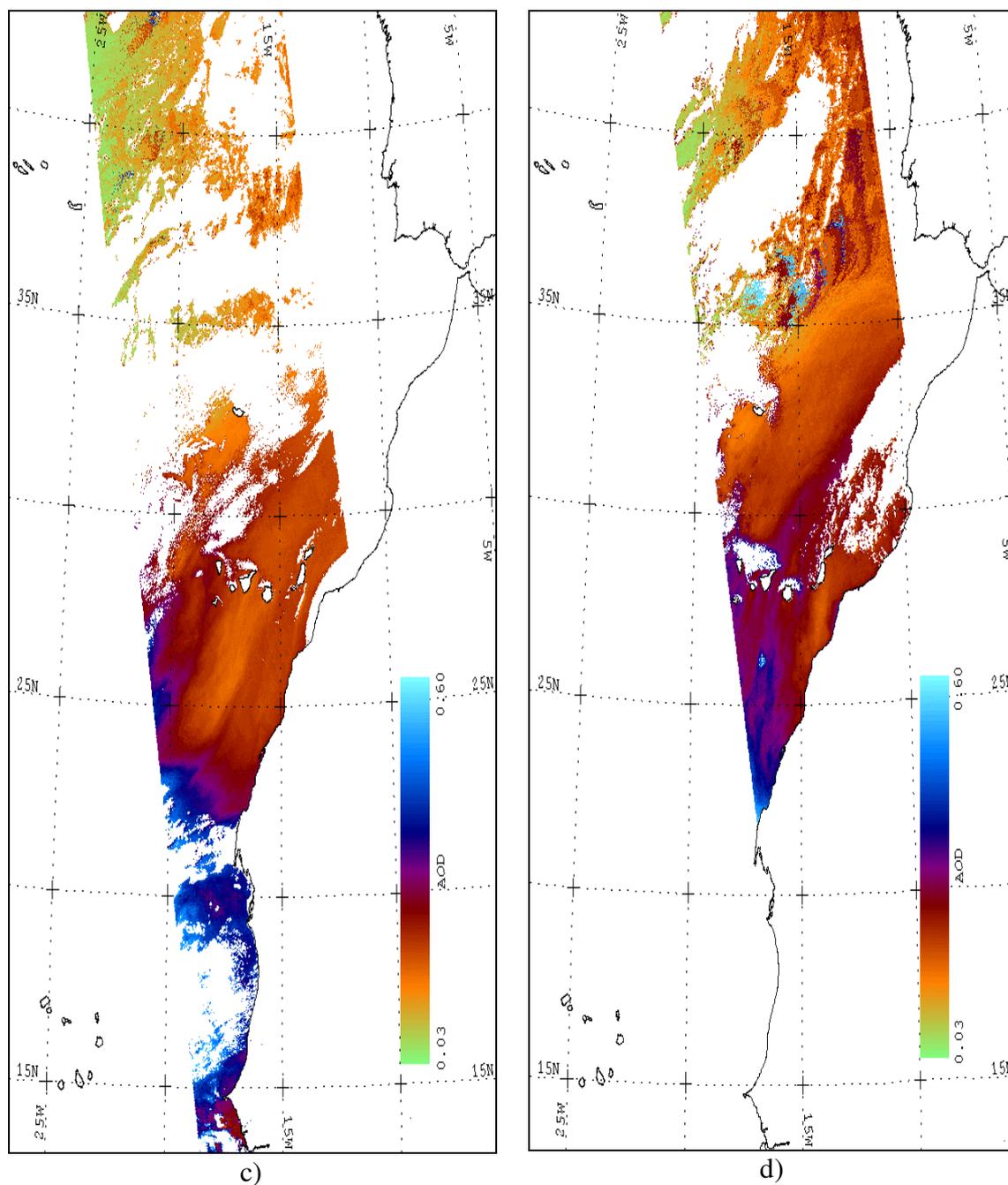


Figura 6.1. Valores de espesor óptico de aerosoles (EOA) obtenidos a partir de los datos de radiancias medidos en el canal 1 del AVHRR a bordo del NOAA-14. Las imágenes muestran la evolución de una invasión de polvo del desierto siendo la figura a) los datos del día juliano 178, la b) los del 181, la c) para el 189 y la d) para el 190.

Los valores de EOA obtenidos desde tierra han sido calculados a partir de las medidas de radiancia realizadas con el espectrorradiómetro OL-752, estando éste

localizado en el Centro Superior de Náutica y Estudios del Mar de La Universidad de La Laguna. Este centro está situado junto al muelle comercial de Santa Cruz de Tenerife (28,48°N, 16,24°O). Las medidas se realizaron a 630 nm, ya que ésta es la longitud de onda efectiva del canal 1 del subsistema AVHRR, con un ancho de banda-altura mitad (FWHM) de 2nm. Los datos fueron obtenidos durante el mes de Junio de 1994 en un amplio conjunto de espesores ópticos, lo que nos permite chequear la respuesta de ambos equipos en un completo conjunto de condiciones. La cantidad total de ozono, necesaria para evaluar el espesor óptico de absorción debido a este compuesto, ha sido calculada a partir de los datos climatológicos dados por *Iqbal*, 1978, para esta latitud y época del año. La técnica de cálculo de EOA desde tierra ha sido la misma que se ha empleado para obtener los datos discutidos en los capítulos anteriores.

En la figura 6.2, se representan los valores de EOA obtenidos con los datos medidos desde satélite frente a los obtenidos con los datos del equipo situado en tierra. Para garantizar la máxima coincidencia temporal estos últimos datos se han obtenido coincidiendo con la máxima elevación del pase del satélite.

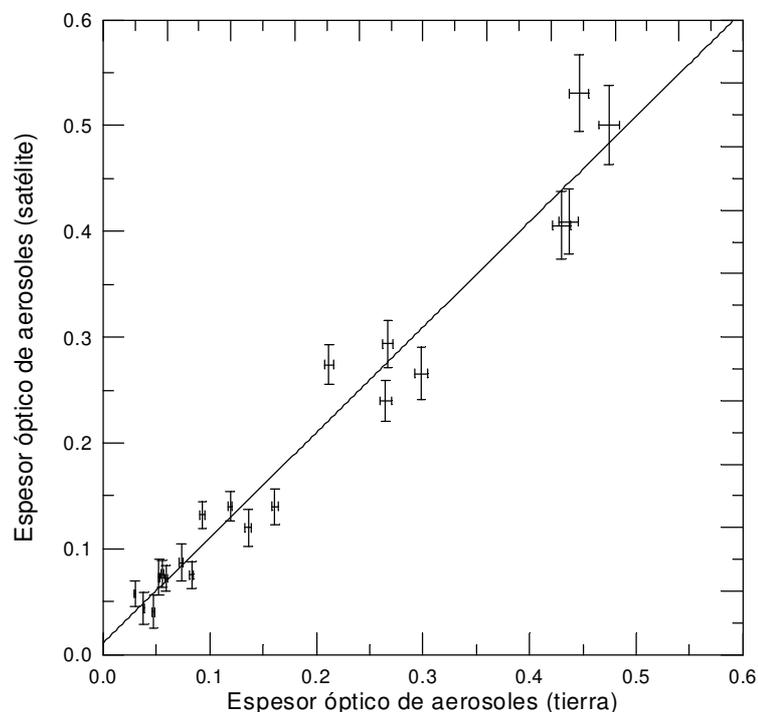


Figura 6.2. Valores del espesor óptico de aerosoles (EOA) obtenidos desde satélite frente a los calculados desde tierra.

La regresión lineal realizada con los datos de espesores ópticos calculados desde satélite frente a los obtenidos desde tierra da la siguiente recta: $y=0,12+0,95x$ con un coeficiente de correlación del 91% y una estimación del error del ajuste de 0,11. Para un 95% de intervalo de confianza el término independiente varía entre -0,04 y 0,28 mientras que la pendiente varía entre 0,58 y 1,31. En base al análisis realizado sobre los intervalos de confianza se puede afirmar que la hipótesis nula $y=x$ no puede ser despreciada (Expósito et al., 1997).

6.2 CALCULO DEL AGUA PRECIPITABLE EN COLUMNA.

Uno de los métodos más empleados para la determinación de la cantidad total de componentes atmosféricos que presentan bandas de absorción relativamente estrechas es el denominado de absorción diferencial. En esta técnica, se mide la radiancia solar en una longitud de onda que coincide con el centro de la banda de absorción y en otra longitud de onda fuera de esta banda, para posteriormente relacionar el cociente de ambas medidas o su diferencia con la cantidad total del compuesto a determinar. La curva de ajuste entre la incógnita a determinar, es decir, la cantidad total de un determinado compuesto, y el cociente o la diferencia de las medidas realizadas dentro y fuera de la banda de absorción se puede hacer bien mediante ajustes teóricos de los valores de las secciones eficaces de absorción o mediante intercomparación con los resultados obtenidos mediante otras técnicas. Tradicionalmente las longitudes de onda empleadas en la técnica de absorción diferencial para calcular la cantidad total de agua precipitable son 940 y 880 nm, las cuales están situadas dentro y fuera de la banda de absorción respectivamente.

La determinación de la cantidad total de vapor de agua se realiza normalmente mediante radiosondeos los cuales tienen una periodicidad temporal y espacial de 12 horas y 200 km respectivamente. Es claro por tanto que para la determinación del espesor óptico de absorción del vapor de agua es necesario disponer de otros métodos que nos permitan determinar la cantidad total de vapor de agua con una mayor frecuencia temporal y espacial. Si bien los errores en la determinación del vapor de agua a partir de los datos de los radiosondeos pueden ser importantes, debido a las

incertidumbres en los datos de humedad relativa en grandes altitudes, este método se considera como referencia para la evaluación de la bondad de los datos obtenidos con otras metodologías.

La distribución del vapor de agua en la atmósfera está ligada directamente a la de la temperatura. El vapor de agua atmosférico disminuye, aunque de una manera no uniforme, desde el ecuador a los polos, en ambos hemisferios, como consecuencia del gradiente latitudinal de temperatura. La existencia de este gradiente se pone de manifiesto en la estadística de la distribución de las precipitaciones con la latitud, según la cual resulta que la cantidad de precipitación registrada en el cinturón ecuatorial del Hemisferio Norte es, en promedio, de unos 185 centímetros al año, mientras que en la zona polar apenas llega a ser de 11,5 cm por año.

La distribución horizontal de la humedad varía también de acuerdo con la naturaleza del propio suelo. Así, por ejemplo, el aire marino tiene normalmente un 80% de humedad, mientras que en el aire continental apenas llega a un 20% (William, 1978). Ocurre también que lo mismo que la temperatura varía según las estaciones del año y el año, la densidad del vapor de agua varía en rangos relativamente amplios, modulados por las estaciones. Aunque el vapor de agua es un gas de los más ligeros entre los que forman la atmósfera, el efecto combinado de elevadas temperaturas y fuentes oceánicas, tiende a que la presencia del vapor de agua quede restringida a las capas bajas de la atmósfera. La disminución de la temperatura con la altura hace que también disminuya la capacidad del aire para retener la humedad, razón por la cual la parte alta de la troposfera carece prácticamente de vapor de agua.

Fowle, 1915, fue el primero en relacionar el contenido de vapor de agua en la atmósfera con la transmisión de radiación a través de ésta. Usando técnicas espectroscópicas midió la transmisión de radiación a través de un tubo conteniendo una cantidad conocida de vapor de agua. Gates, 1956 y Gates y Harrop, 1963, mejorando los resultados de Fowle, 1915 proponiendo también que la absorción de radiación en las bandas de vapor de agua siguen una función del tipo raíz cuadrada, tal y como se observa para otros compuestos en bandas de absorción importantes. Volz, 1974, fue sin embargo el primero en aplicar esta dependencia con la raíz cuadrada de la cantidad de vapor de agua a datos obtenidos con un fotómetro solar, ajustando los datos de vapor de

agua obtenidos con la técnica radiométrica a datos obtenidos con radiosondeos. Diversos autores han mostrado su disconformidad con este ley de variación de la transmisión atmosférica para el caso del vapor de agua. Así, Pitts et al., 1977, empleando un método análogo al de Volz, 1974, muestra que el exponente que mejor ajusta los datos es $1/1,78$. Sin embargo Bartle, 1986, mostró que el exponente podía variar entre 1,2 y 25,0. No obstante, valores tan altos como éste último no son aceptables físicamente, sin embargo esta situación da una idea de las dificultades para describir adecuadamente la dependencia existente entre transmisión de radiación y cantidad total de vapor de agua.

Otro enfoque empleado para la determinación de la cantidad total de vapor de agua es el uso de modelos teóricos de bandas de absorción. Esta es la estrategia empleada por Thomason 1985 y Thome et al., 1992. Estos últimos autores proponen un método Langley modificado para determinar la constante extraterrestre en la zona de las bandas de absorción combinado con un modelo de banda de absorción basado en el propuesto por Thomason, 1985. La ventaja de este modo de operar radica en la rápida aplicación del método ya que no se necesita calibración con datos de radiosondeos o de valores calculados a partir de técnicas que emplean medidas de atenuación en la zona de microondas (Gerald, 1995).

En la figura 6.3 se representa la transmisión de la atmósfera, en el rango de 300 a 800 nm considerando únicamente ozono, oxígeno y vapor de agua. El código de transferencia radiativa empleado para resolver la ecuación de transferencia radiativa ha sido el LOWTRAN 7 y el modelo de atmósfera el de latitudes medias en invierno. Para el caso del vapor de agua se observa claramente una banda de absorción centrada en 720 nm. La apariencia de esta curva de transmisión es prácticamente la misma para los diversos modelos de atmósfera estudiados: U. S. de 1976, tropical y subtropical. Así, la técnica de absorción diferencial se ha aplicado, en este trabajo, a la diferencia de espesores ópticos de absorción de vapor de agua evaluados a las longitudes de onda de 720 y 750 nm, las cuales están situada dentro y fuera de la banda de absorción respectivamente.

Los datos de radiación solar espectral directa empleados en este apartado para obtener los espesores ópticos necesarios fueron medidos en los meses de Julio y Agosto

de 1997 coincidiendo con la realización de la campaña intensiva del experimento internacional Aerosol Characterization Experiment (ACE-2). Los datos fueron tomados desde el Centro Superior de Náutica y Estudios del Mar de La Universidad de La Laguna. Este Centro fue la estación de toma de datos asignada a nuestro grupo durante la realización del ACE-2 y está situado a nivel del mar junto al Puerto comercial de Santa Cruz de Tenerife (28,48° N, 16,24° O).

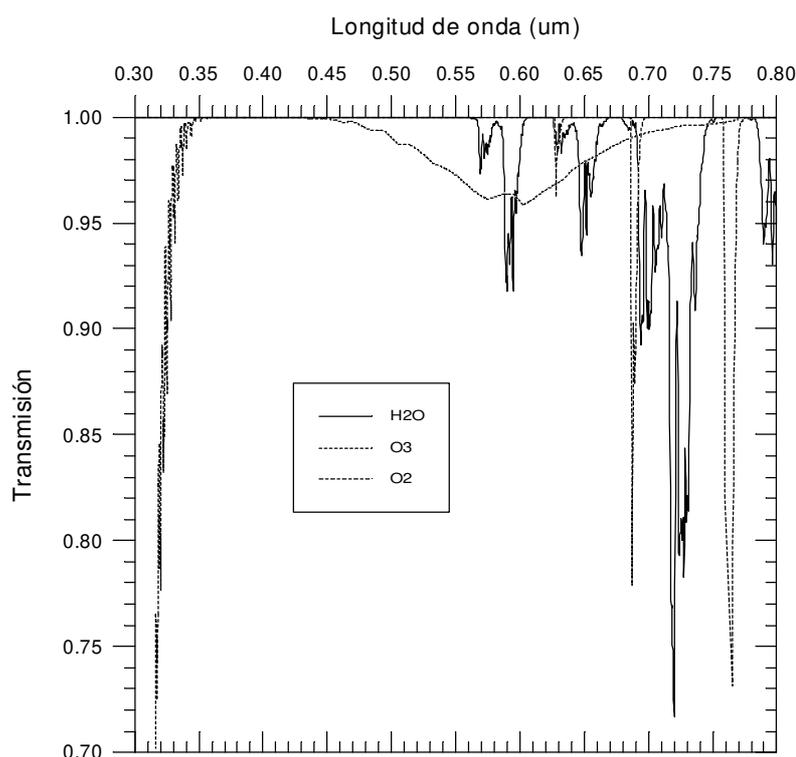


Figura 6.3. Transmisión del vapor de agua (H₂O), ozono (O₃) y oxígeno (O₂) para condiciones típicas de una atmósfera de latitudes medias en invierno.

El método descrito en este apartado para la determinación de la cantidad total de agua precipitable se describe en la figura 6.4. El primer paso es determinar los espesores ópticos de aerosoles a las siguientes longitudes de onda: 367, 390, 415, 442, 460, 470, 500, 530, 550, 620, 670, 680, 750, 770 y 780 nm. Estas longitudes de onda han sido seleccionadas de tal manera que se abarque todo el ancho espectral del equipo de medida y la absorción sea únicamente debida a ozono. Posteriormente se evalúa, usando

el método ya descrito de inversión no paramétrica de King, la distribución en tamaño de los

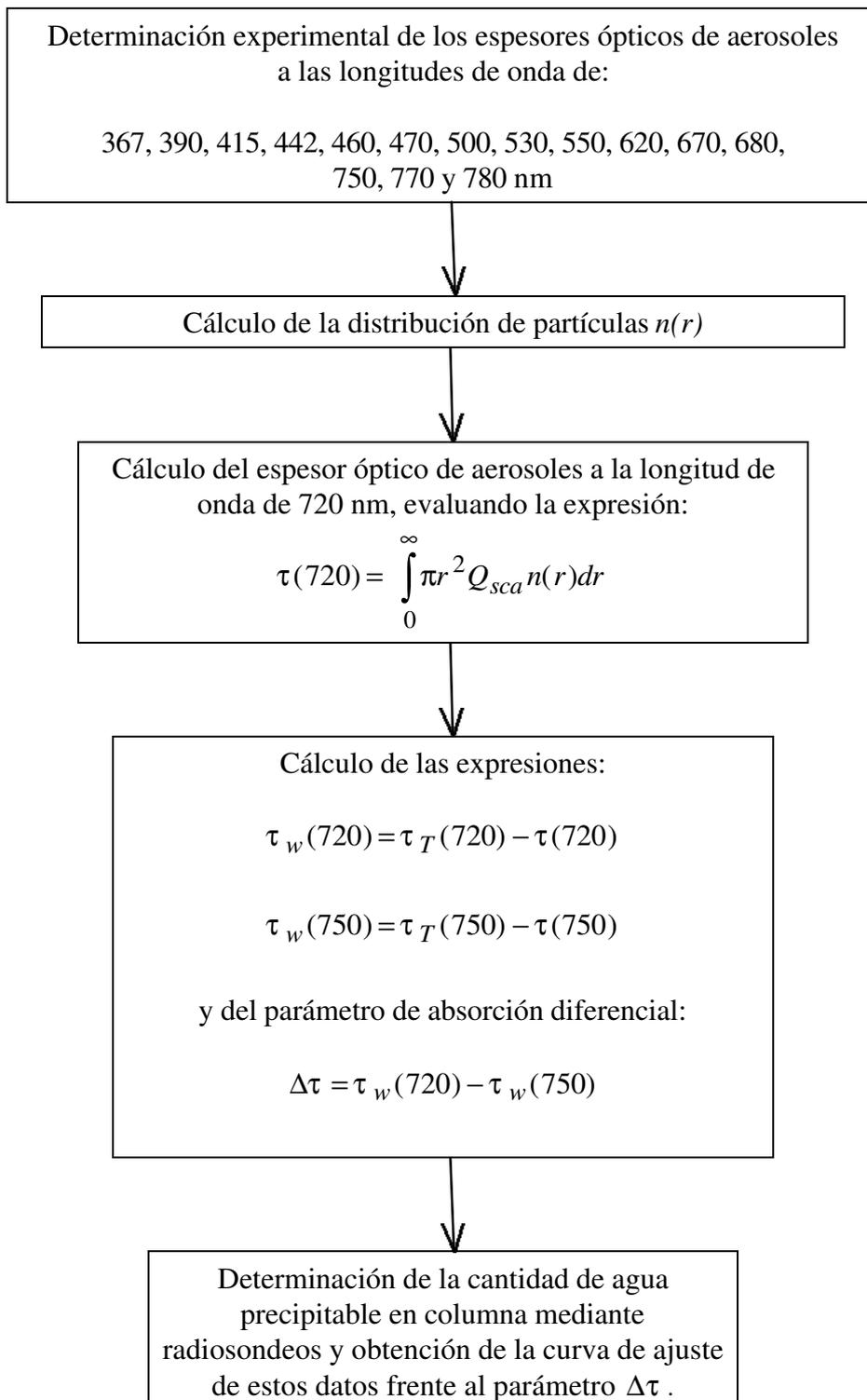


Figura 6.4. Diagrama de bloques del esquema propuesto para el cálculo de la cantidad total de vapor de agua en columna.

aerosoles atmosféricos. La determinación del EOA a la longitud de onda de 720 nm se hace evaluando la expresión (2.46) y calculando el factor de eficiencia de dispersión Q_{sca} mediante la aproximación de dispersión Mie, tal y como se describe en los capítulos II y III. Como ya se ha comentado, la técnica de absorción diferencial se aplica a la diferencia de los espesores ópticos de vapor de absorción de vapor de agua y de *scattering* Rayleigh evaluados a los dos longitudes de onda: 720 y 750 nm. Si $\tau_T(720)$ es el espesor óptico total a la longitud de onda de 720 nm y $\tau_T(750)$ lo es a la de 750 nm, el espesor óptico empleado en el método aquí propuesto para la evaluación de la cantidad total de agua precipitable es:

$$\begin{aligned}\tau_w(720) &= \tau_T(720) - \tau(720) \\ \tau_w(750) &= \tau_T(750) - \tau(750)\end{aligned}\tag{6.7}$$

donde $\tau(720)$ y $\tau(750)$ son los espesores ópticos de aerosoles evaluados a las longitudes de onda de 720 y 750 nm respectivamente. Siendo por tanto la variable a relacionar con la cantidad total de agua precipitable, w :

$$\Delta\tau = \tau_w(720) - \tau_w(750)\tag{6.8}$$

Para la determinación de la cantidad total de agua precipitable en la columna atmosférica se han empleado los datos suministrados por las radiosondas que diariamente a las 12: 00 horas local, lanza el Instituto Nacional de Meteorología desde el Centro Zonal de las Canarias Occidentales en Santa Cruz de Tenerife. Esta es la única estación de lanzamiento de este tipo de radiosondas en Canarias siendo estos datos incorporados a la base de datos de la Organización Mundial de Meteorología (OMM) para su utilización en la elaboración de cartas de predicción del tiempo. Los datos que aportan este tipo de radiosondas son: presión, altura geopotencial, temperatura, humedad relativa, dirección y humedad relativa hasta una altura de aproximadamente 30

Km. Si bien los errores en la determinación de la humedad relativa en este tipo de sensores puede ser apreciable, estos son más importantes a medida que aumenta la altura, lo que unido a la poca concentración de vapor de agua por encima de los 10 Km, hace que las incertidumbres asociadas sean admisibles. De hecho, este es el método empleado para la calibración de algoritmos para el cálculo del vapor de agua o para la intercomparación de medidas realizadas con técnicas de microondas. En la figura 6.5 se representa, a modo de ejemplo, los perfiles verticales de humedad relativa y temperatura para tres días empleados en la obtención de la columna total de vapor de agua. Se observa claramente como a partir de 10 Km de altura la humedad relativa cae prácticamente a 0%, así como la relativa variación de los valores de esta magnitud con los días, contrastando con la mayor estabilidad de los valores de temperatura.

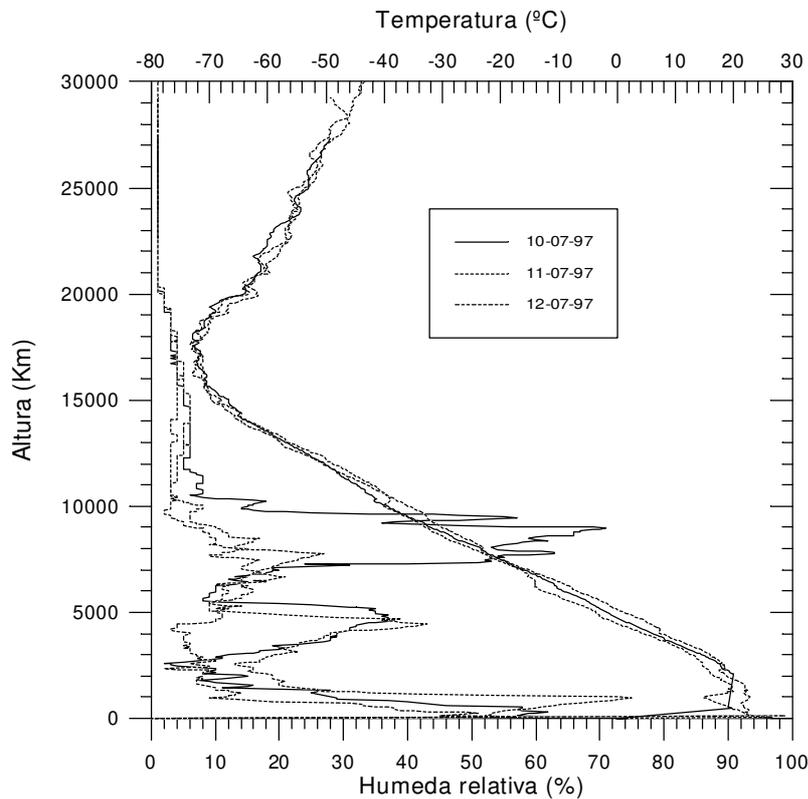


Figura 6.5. Perfiles verticales de humedad relativa y temperatura para tres de los días empleados en la obtención de la cantidad total de agua precipitable en columna a partir de datos de radiosondeos.

A partir de los perfiles verticales de humedad relativa, $H(z)$ y temperatura $t(z)$ se ha evaluado la cantidad total de agua precipitable en la columna, w , según la expresión:

$$w = \int_0^{\infty} m(z) dz = \int_0^{\infty} \frac{(e_i / 1013.25) * 18.106 * 10^{-3}}{(t + 273.15) * 0.0082 * 10^{-3}} dz \quad (6.9)$$

donde la presión de vapor, e_i , ha sido evaluada por la ecuación de Magnus:

$$e_i(t, H) = (h / 100.) * E_0 * 10^{(A*t)/(b+t)} \quad (6.10)$$

donde $E_0=6.108$, $A= 7.4475$ y $B=234.07$. En la figura 6.6 se muestran los resultados obtenidos empleando las expresiones (6.3) y (6.4) para la cantidad de agua precipitable durante el período de tiempo anteriormente mencionado.

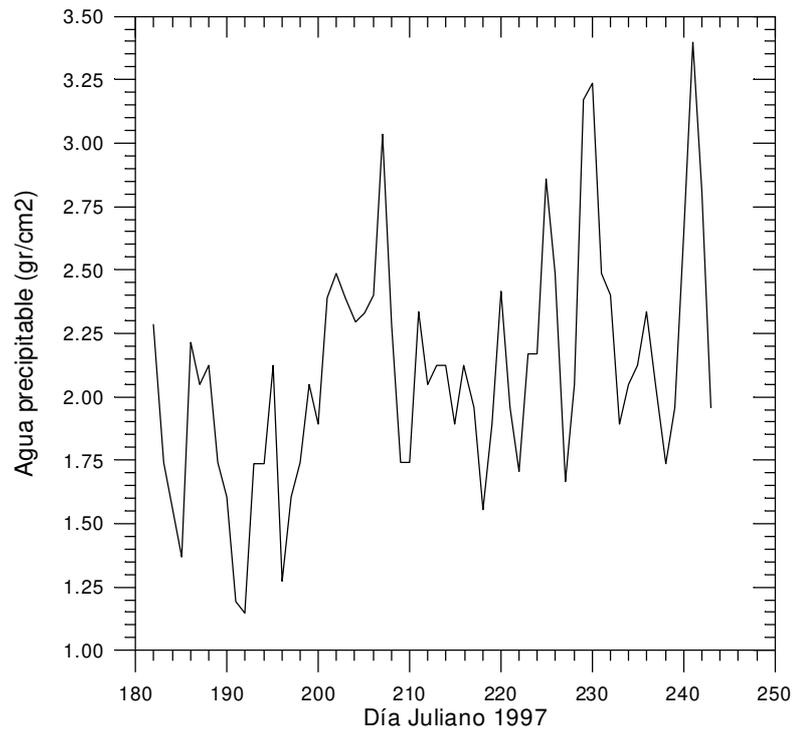


Figura 6.6. Valores del agua precipitable en columna obtenida a lo largo del periodo de tiempo utilizado en este estudio.

En la figura 6.7 se muestran los valores de agua total precipitable, calculados a partir de los valores de temperatura y humedad relativa obtenidos con los radiosondeos, frente al parámetro de absorción diferencial $\Delta\tau$ (ec. 6.8) calculado para el mismo periodo de tiempo. Los datos radiométricos fueron adquiridos coincidiendo con el lanzamineto del globo sonda lanzado desde las instalaciones del Instituto Nacional de Meteorología en Santa Cruz de Tenerife a las 12:00 hora local. La parábola de ajuste obtenida es: $y=0,80+6.78x+181,92x^2$ con un coeficiente de correlación del 91% y un error estándar de ajuste de 0.20.

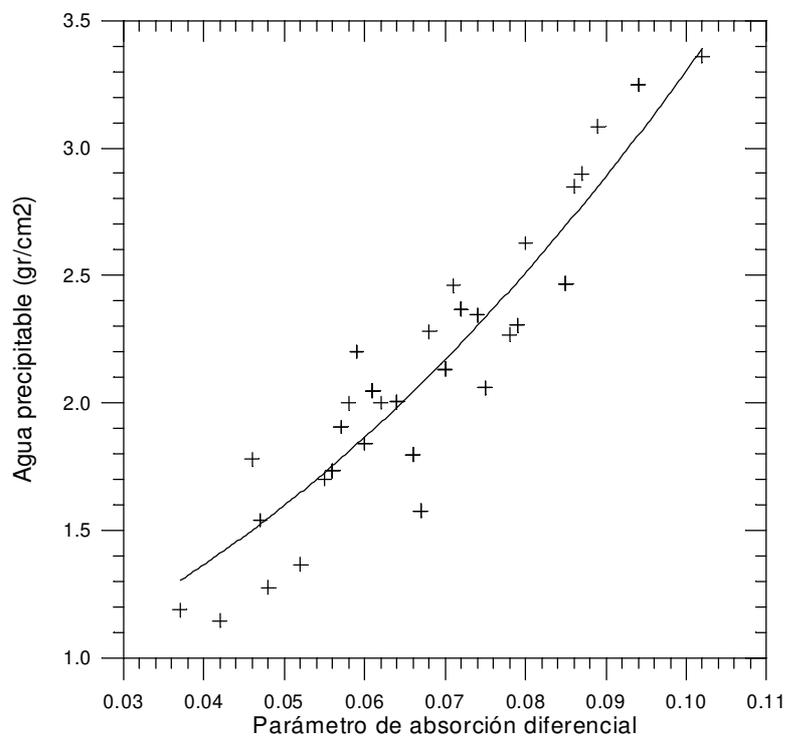


Figura 6.7. Valores del agua precipitable en columna calculada a partir de datos de radiosondeos frente al parámetro de absorción diferencial (ec. (6.8)).

Capítulo VII

Conclusiones

Capítulo VII

CONCLUSIONES.

A continuación se presentan las principales conclusiones alcanzadas tras el análisis de los resultados presentados en esta memoria.

1.- Se ha modificado el esquema de convergencia en el método no paramétrico propuesto por King *et al.*, 1978, en base al estudio de la evolución del vector **f** en función del número de iteraciones (ecs. 2.53 y 2.54). Se observa una reducción de al menos un tercio en los tiempos de convergencia situándose el rango óptimo de inversión entre 0,1 y 3,0 μm .

2.- Se han definido de manera objetiva las condiciones representativas de valores de fondo evaluando a las longitudes de onda de 368,0, 500,0 y 778,0 nm los espesores ópticos de aerosoles para el año 1994. Los resultados obtenidos muestran las siguientes tendencias, donde x es el día juliano:

$$\lambda = 368,0 \text{ nm}, \tau_M = - 4,697E -5 x + 0,143$$

$$\lambda = 500,0 \text{ nm}, \tau_M = - 6,965E -5 x + 0,076$$

$$\lambda = 778,0 \text{ nm}, \tau_M = - 2,934E -5 x + 0,031$$

Se ha determinado a partir de los valores de $\tau_M(\lambda)$ la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos en los periodos de tiempo representativos de condiciones de fondo encontrando que éstas se ajustan a funciones del tipo de “*dos componentes*” en el 74% de los casos estudiados y a distribuciones tipo Junge en el resto. En ambos casos la zona de separación entre los diferentes comportamientos se sitúa sistemáticamente en $0,3 \mu\text{m}$.

El estudio de la evolución de los diferentes rangos de partículas evidencia que durante el año 1994 se ha producido un descenso considerable en los aerosoles de radio, r , menor de $0,3 \mu\text{m}$, mientras que para los rangos $0,3 < r < 0,8 \mu\text{m}$ y $r > 0,8 \mu\text{m}$ este proceso de limpieza ha sido menos acusado. En base a estos resultados y a los mostrados por Russell *et al.*, 1993, consideramos que esta situación es producto de la actuación de los procesos de limpieza sobre los aerosoles volcánicos originados por la erupción del Pinatubo en 1991.

A partir de las distribuciones de partículas obtenidas en condiciones de fondo se ha determinado tanto la evolución temporal como espectral de la función de fase de dispersión simple, del factor de asimetría y del factor de retrodispersión.

3.- A partir de los datos de espesores ópticos medidos durante situaciones de invasión de aerosol desértico se han evaluado las distribuciones de partículas típicas de estos episodios. En base al análisis de estos resultados se ha formulado un modelo para la dependencia espectral del factor de asimetría, g , y del albedo de dispersión simple, ω , el cual ha reducido considerablemente las incertidumbres en el valor espectral de estas variables para el caso de aerosoles de origen mineral. Los valores promedios en el espectro de onda corta son $\bar{g} = 0,75 \pm 0,03$ y $\bar{\omega} = 0,93 \pm 0,02$.

Se ha evaluado el “forzamiento” radiativo, ΔF , del aerosol mineral encontrando valores comparables a los de otros tipos de partículas. Los resultados obtenidos muestran que sobre tierra $\Delta F = -0,25 \text{ W/m}^2$ y sobre los océanos $\Delta F = -0,6 \text{ W/m}^2$.

4.- Se ha diseñado y construido un sistema capaz de medir radiación solar directa de manera automática en el rango espectral de 200 a 800 nm. Dicho instrumento consta un monocromador comercial y de las siguientes partes fabricadas: sistema de colimación

conectado mediante un enlace por fibra óptica apto para transmisión en el UV, seguidor solar para el continuo alineamiento del tubo colimador con el Sol y sistema de termostatación del monocromador.

Las características de este equipo han sido chequeadas en las campañas internacionales de medida NOGIC'93 Y NOGIC'96 durante las cuales se ha calibrado el sistema para la medida absoluta de la radiancia solar espectral. Las excelentes prestaciones del instrumento desarrollado quedan patentes en la calidad de los ajustes "Langleys" a las diferentes longitudes de onda con coeficientes de correlación superiores al 99.95% y residuos promedios cuadráticos menores de 0,0003.

5.- Se han intercomparado los valores de espesores ópticos de aerosoles, τ_M , calculados a partir de los datos obtenidos desde tierra y desde el subsistema AVHRR a bordo de los satélites NOAA 12 y 14 mediante la técnica denominada "Linearized Single Scattering Approximation -LSSA-)". En función de los intervalos de confianza estudiados se concluye que no se puede desechar la hipótesis de nulidad $y = x$, donde y y x son los espesores ópticos de aerosoles calculados a partir de datos del satélite y del equipo en tierra respectivamente. Este problema está siendo objeto de estudio en una tesis doctoral que se desarrolla en nuestro departamento.

6.- Se ha desarrollado un método para el cálculo del contenido de vapor de agua en la columna atmosférica basado en la técnica de absorción diferencial. A partir de los valores de espesores ópticos evaluados a las longitudes de onda de 720 y 750 nm se ha encontrado el siguiente ajuste entre el parámetro de absorción diferencial, x , (ec. 6.8) y la cantidad total de vapor de agua calculada a partir de datos de radiosondeos, y : $y=0,80+6,78x+181,92x^2$. El coeficiente de correlación es del 91% y el error estándar del ajuste 0,20.

Por último, la labor realizada durante el desarrollo de la investigación recogida en esta memoria ha llevado al planteamiento de futuras líneas de investigación, las cuales se pueden resumir en tres: diseño y fabricación de instrumental científico, modelización de la transferencia de UV a través de la atmósfera terrestre y aplicación de nuevas técnicas experimentales para la determinación activa de perfiles verticales (Díaz *et al.* 1998). Estas nuevas vías de investigación se están actualmente desarrollando dentro del proyecto de

investigación denominado: “Investigación de las interrelaciones de las propiedades radiativas el cual esta siendo financiado por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología” (CICYT) con el código CLI97-0453.

Apéndice

Apéndice I **SCATTERING MIE.**

En el caso de que el parámetro de tamaño, $\alpha = 2\pi r/\lambda$, sea mayor de 50, la dispersión de radiación puede ser estudiada mediante las técnicas de la óptica geométrica. Mayor interés presenta la zona desde $\alpha = 1$ a 50, donde se produce la dispersión Mie (Bohren, 1983; Liou, 1980). La solución de este problema requiere resolver las ecuaciones de Maxwell, lo cual se hará en coordenadas esféricas, ajustando la solución exterior e interior en la interfase de separación del medio de propagación de la onda inicial y el medio dispersor.

En este apéndice, se obtendrá la sección eficaz de dispersión en la aproximación de Mie. Así, consideraremos la dispersión de una onda plana, linealmente polarizada, por esferas homogéneas (índice de refracción complejo n) de tal manera que el medio exterior es el vacío (índice de refracción $n=1$). Para escribir las ecuaciones de Maxwell, se supondrá que en la región del espacio donde queremos conocer los valores de los campos eléctrico y magnético \mathbf{E} y \mathbf{H} , la densidad de carga ρ y la densidad de corriente \mathbf{j} son nulas, así éstas se escribirán

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\
\nabla \cdot \mathbf{H} &= 0
\end{aligned}
\tag{Ap1.1}$$

El vector de campo eléctrico, \mathbf{E} , y el de campo magnético, \mathbf{H} , cumplen en un medio homogéneo de índice de refracción m , la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 m^2 \mathbf{A} = 0 \tag{Ap1.2}$$

Si la función ψ satisface la ecuación de onda escalar:

$$\nabla^2 \psi + k^2 m^2 \psi = 0 \tag{Ap1.3}$$

la cual en coordenadas esféricas se escribe como:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \\
\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + km^2 \psi = 0
\end{aligned}
\tag{Ap1.4}$$

se definen los vectores \mathbf{M}_ψ y \mathbf{N}_ψ como:

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_\psi &= \nabla \times [a_r(r\psi)] = a_\theta \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(r\psi)}{\partial \phi} - a_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial \theta} \\
mk\mathbf{N}_\psi &= \nabla \times \mathbf{M}_\psi = \\
a_r &\left[\frac{\partial^2(r\psi)}{\partial r^2} + m^2 k^2(r\psi) \right] + a_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\psi)}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2(r\psi)}{\partial r \partial \phi}
\end{aligned}
\tag{Ap1.5}$$

donde a_r , a_θ y a_ϕ son los vectores unitarios en el sistema estándar de coordenadas esféricas.

Considerando que las funciones u y v son dos soluciones independientes de la ecuación de onda escalar, los campos eléctricos y magnéticos definidos como:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{M}_v + i\mathbf{N}_u \\ \mathbf{H} &= m(-\mathbf{M}_u + i\mathbf{N}_v)\end{aligned}\tag{Ap1.6}$$

satisfacen las ecuaciones de Maxwell.

Por tanto obteniendo dos soluciones independientes u y v de la ecuación de ondas (Ap1.3) se podrán determinar los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} solución de las ecuaciones (Ap1.1). Resolviendo la ecuación (Ap1.3) por la técnica de separación de variables de tal forma que:

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)\tag{Ap1.7}$$

se puede escribir que:

$$\begin{aligned}\frac{1}{r^2} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{1}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + \\ \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + km^2 = 0\end{aligned}\tag{Ap1.8}$$

de donde se pueden obtener las siguientes ecuaciones en derivadas totales:

$$\frac{1}{\Theta} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = cte = -l^2\tag{Ap1.9a}$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + k^2 m^2 r^2 = cte = n(n+1)\tag{Ap1.9b}$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{1}{\Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - \frac{l^2}{\sin^2 \theta} = -n(n+1) \quad (\text{Ap1.9c})$$

Resolviendo estas ecuaciones en derivadas totales se llega a la siguiente solución general para la ecuación de onda escalar:

$$r\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=-n}^n P_n^l(\cos \theta) [c_n \psi_n(knr) + d_n \chi_n(knr)] \times (a_l \cos l\phi + b_l \sin l\phi) \quad (\text{Ap1.10})$$

donde la función $P_n^l(\cos \theta)$ son los polinomios asociados de Legendre, $\psi_n(knr)$ las funciones de Bessel y $\chi_n(knr)$ las funciones de Neumann.

Particularizando para el caso de una onda incidente que se propaga según el eje OZ, se tienen las siguientes soluciones independientes para la longitud de onda incidente, para la dispersada y para la transmitida:

$$\begin{aligned} ru^i &= \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi \\ rv^i &= \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \sin \phi \\ ru^t &= \frac{1}{mk} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n \psi_n(kmr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi \\ rv^t &= \frac{1}{mk} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n \psi_n(kmr) P_n^1(\cos \theta) \sin \phi \\ ru^t &= -\frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi \\ rv^t &= -\frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n \xi_n(kr) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi \end{aligned} \quad (\text{Ap1.11})$$

donde $\xi_n(kr)$ son las funciones de Hankel de segunda especie de orden semientero

La solución general ha de particularizarse para el caso de la onda transmitida y para la dispersada considerando las condiciones de contorno:

$$\begin{aligned} E_{\theta}^i + E_{\theta}^s &= E_{\theta}^t, & H_{\theta}^i + H_{\theta}^s &= H_{\theta}^t \\ E_{\phi}^i + E_{\phi}^s &= E_{\phi}^t, & H_{\phi}^i + H_{\phi}^s &= H_{\phi}^t \end{aligned} \quad (\text{Ap1.12})$$

donde el superíndice i hace referencia a la onda incidente, el s a la dispersada y el t a la transmitida. Por otra parte, la onda dispersada a de tender a cero cuando r tiende a infinito.

Aplicando la continuidad de la componente tangencial de \mathbf{E} y \mathbf{H} en la frontera de separación de ambos medios (vacío y partícula esférica de radio a) se llega a la siguiente expresión para los coeficientes a_n y b_n

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\psi_n(2\pi a / \lambda) - n\psi_n(n2\pi a / \lambda)\psi'_n(2\pi a / \lambda)}{\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\xi_n(2\pi a / \lambda) - n\psi_n(n2\pi a / \lambda)\xi'_n(2\pi a / \lambda)} \\ b_n &= \frac{n\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\psi_n(2\pi a / \lambda) - \psi_n(n2\pi a / \lambda)\psi'_n(2\pi a / \lambda)}{n\psi'_n(n2\pi a / \lambda)\xi_n(2\pi a / \lambda) - \psi_n(n2\pi a / \lambda)\xi'_n(2\pi a / \lambda)} \end{aligned} \quad (\text{Ap1.13})$$

Particularizando para el caso de distancias muy grandes en comparación con el radio de la esfera se tiene la siguiente expresión para el campo electromagnético:

$$E_r^s = H_r^s$$

$$E_{\theta}^s = H_{\phi}^s \approx \frac{-i}{kr} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + b_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\text{sen}(\theta)} \right]$$

$$-E_{\phi}^s = H_{\theta}^s \approx \frac{-i}{kr} \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin(\theta)} + b_n \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right] \quad (\text{Ap1.14})$$

de donde se definen las funciones angulares de *scattering* como:

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + b_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin(\theta)} \right] \quad (\text{Ap1.15})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin(\theta)} + b_n \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right]$$

Así como la onda dispersada se puede escribir en función de la matriz de *scattering* como:

$$\begin{bmatrix} E_l^s \\ E_r^s \end{bmatrix} = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \begin{bmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_l^i \\ E_r^i \end{bmatrix} \quad (\text{Ap1.16})$$

donde el superíndice *s* hace referencia a la onda dispersada, el *i* a la incidente y los subíndice *r* y *l* denotan a la componente paralela y perpendicular del campo con respecto al plano de dispersión.

En función de estos coeficientes y siguiendo el procedimiento que se detalla en el Apéndice I se obtiene para la sección eficaz de extinción σ_e la siguiente expresión

$$\sigma_e = \frac{2\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}[a_n + b_n] \quad (\text{Ap1.17})$$

y para la sección eficaz de dispersión σ_s

$$\sigma_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (\text{Ap1.18})$$

Es costumbre en la bibliografía que estudia la dispersión de ondas electromagnéticas por centros de dispersión, expresar las anteriores igualdades (Ap1.17) y (Ap1.18) en función del factor de eficiencia de extinción Q_{ext} y del factor de eficiencia de *scattering*, Q_{sca} , definidos como:

$$\begin{aligned} Q_{ext}(\lambda, r, n) &= \sigma_e / \pi r^2 \\ Q_{sca}(\lambda, r, n) &= \sigma_s / \pi r^2 \end{aligned} \quad (\text{Ap1.19})$$

Apéndice II**METODO DE INVERSION NO PARAMETRICO.**

Los métodos de inversión que tratan de obtener la distribución de aerosoles a partir de la determinación experimental del espesor óptico de aerosoles, se basan en la resolución de una de las siguientes ecuaciones integrales:

$$\tau(\lambda) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \pi r^2 Q(r, \lambda, n) n(r, z) dz dr \quad (\text{Ap2.1})$$

$$s_{\lambda}(\Theta) = \frac{I(\lambda, \Theta)}{I_0(\lambda)} = \int_0^{\infty} \frac{r^2}{x^2} \frac{i_1(r, \lambda, \Theta) + i_2(r, \lambda, \Theta)}{2} n(r) dr \quad (\text{Ap2.2})$$

Una fácil relación entre la distribución de partículas y el espesor óptico de aerosoles se obtiene para el caso de una distribución tipo Junge, para la cual se puede determinar las siguientes relaciones:

$$\tau_M(\lambda) = k\lambda^{-\nu+2}, \quad \frac{dN(r)}{dr} = c(z)r^{-(\nu+1)} \quad (\text{Ap2.3})$$

En este trabajo se ha empleado el primer método (ec. Ap2.1), por cuanto que el dispositivo experimental del que se dispone permite la determinación de espesores ópticos de aerosoles.

El esquema general de integración del método seguido, se basa en discretizar la función de distribución $n(r)$ mediante la determinación de espesores ópticos de partículas a varias longitudes de onda de tal manera que se pueda plantear el siguiente sistema de ecuaciones (ver ecuaciones 1.8b y 1.46)

$$\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (\text{Ap2.4})$$

donde

$$g_i = \tau_M(\lambda_i), \quad i = 1, 2, 3, \dots, p \quad (\text{Ap2.5a})$$

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q(r, \lambda, n) h(r) dr, \quad j = 1, 2, 3, \dots, q \quad (\text{Ap2.5b})$$

$$f_j = f(\bar{r}_j) \quad (\text{Ap2.5c})$$

recorriendo el índice i el número de longitudes de onda de medida y j el número de subintervalos en los que se ha dividido el intervalo de integración. El término $\boldsymbol{\varepsilon}$ es la matriz de error y \bar{r}_j el valor medio del subintervalo de integración j .

La inversión de este tipo de ecuaciones plantea numerosos problemas por cuanto que entran en la categoría de los denominados problemas mal condicionados, es decir, pequeñas variaciones en los datos experimentales de entrada pueden producir grandes divergencias en las diferentes soluciones obtenidas (King, 1978). El origen de este problema radica en el pobre condicionamiento del núcleo de la ecuación integral, debido principalmente a los errores experimentales los cuales producen un cierto grado de dependencia lineal entre las diferentes ecuaciones planteadas a distintas longitudes de onda (Shaw, 1979). Varios han sido los métodos empleados para restringir el posible conjunto de soluciones a aquellas físicamente aceptables, siendo el más empleado la técnica de suavizado por minimización de alguna función generalmente cuadrática mediante técnicas de multiplicadores de Lagranje (King, 1982). Con este método se

consigue que el multiplicador de Langranje (γ) actúe como un filtro pasa-baja por cuanto que elimina del vector solución aquellos términos asociados a autovalores (λ_i) de la matriz \mathbf{A} , que cumplan que $\lambda_i < \gamma$, ya que se ha demostrado que los problemas de divergencia en las soluciones están asociados a la presencia de autofunciones asociadas a autovalores mínimos de la matriz simétrica \mathbf{A} (Shaw, 1979).

En este trabajo, para la determinación de la distribución de tamaños se ha seguido el esquema de resolución de la ecuación Ap2.1 planteado por King, 1978, por ser éste el más ampliamente usado y probado en el caso de disponer de valores de $\tau_M(\lambda)$. El esquema general de integración de este método se basa en discretizar la función de distribución la cual se supone que está compuesta de dos términos, de tal manera que

$$n(r) = h(r)f(r) \quad (\text{Ap2.6})$$

siendo $f(r)$ una función lentamente variable en cualquier intervalo de integración $r_j - r_{j+1}$. La técnica de minimización empleada impone que la suma de los cuadrados de la derivada segunda de la función de distribución sea mínima. Esto es, el vector incógnita f es calculado imponiendo la minimización de la función

$$Q = \sum_{i=1}^p \varepsilon_i^2 + \gamma \sum_{j=2}^{q-1} (f_{j-1} - 2f_j + f_{j+1}) \quad (\text{Ap2.7})$$

donde ε_i^2 es el error cuadrático de la solución obtenida. El sistema se resuelve de manera recursiva donde en cada paso la solución se escribe como

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{g} \quad (\text{Ap2.8})$$

siendo \mathbf{C} la matriz de covarianza y \mathbf{H} la matriz de suavizado y cuya expresión es:

$$\begin{pmatrix} 1 & -2 & 1 & 0 & 0 & \dots \\ -2 & 5 & -4 & 1 & 0 & 0 & \dots \\ 1 & -4 & 6 & -4 & 1 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & -4 & 6 & -4 & 1 & 0 & \dots \\ & & & \dots & & & & \\ & & & & \dots & & & \\ & & & & & \dots & & \\ & & & \dots & 0 & 1 & -4 & 5 & -2 \\ & & & & \dots & 0 & 1 & -2 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{Ap2.9})$$

El esquema de iteración presentado en el trabajo de King, 1978, se basa en inicializar la solución con funciones tipo Junge e iterar para diferentes valores del exponente α estudiando posteriormente la convergencia de las soluciones obtenidas. En este trabajo proponemos como esquema de convergencia estudiar la evolución del vector de soluciones \mathbf{f} . Fácilmente se demuestra que si el proceso de iteración es convergente y si n es el número de iteraciones se cumple (Díaz y Díaz, 1993):

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{f} = \mathbf{1} \quad (\text{Ap2.10})$$

por tanto definiendo ε como el error asociado al vector solución \mathbf{f} , el sistema se itera hasta que se cumpla la siguiente condición, para el módulo del vector diferencia:

$$\Delta \mathbf{f} = |\mathbf{f} - \mathbf{1}| < \varepsilon \quad (\text{Ap2.11})$$

En las inversiones realizadas en este trabajo se ha escogido $\Delta \mathbf{f} = 10^{-6}$. Este esquema, al simplificar el código de programación, reduce el tiempo de convergencia en aproximadamente un tercio con respecto al esquema tradicionalmente aplicado en el método de King (King, 1978). Desde un punto de vista práctico el principal factor para la adecuada convergencia del método de inversión radica en la correcta elección del intervalo de radios en los que se pretende obtener la solución, para lo cual se ha empleado el criterio propuesto por Heintzenberg *et al.*, 1981. Este criterio se basa en determinar la zona de variación de r donde se cumple que el ratio del núcleo de la ecuación (Ap2.1) para cualquiera dos longitudes de onda de las utilizadas para determinar los valores de EOA, no es constante.

Bibliografía

BIBLIOGRAFIA

- Amato U., V. Cuomo, F. Fontana, M. Macchiato y C. Serio. Inference of atmospheric aerosol size distribution from ground measurements of solar radiation. *Aerosols and Climate*, Peter V. Hobbs y M. Patrick McCormick (Eds.), A. Deepak Publishing, Virginia, USA, 1988.
- Andreae M.O. Raising dust in the greenhouse. *Nature*, **380**, 389-390, 1966
- Angstrom A. On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. *Geogr. Ann.*, **11**, 156-166, 1929.
- Arbelo, M., 1997. *Determinación de la temperatura superficial del mar mediante la sinergia de los sensores AVHRR y TOVS. Aplicación a Canarias*. Tesis doctoral, Universidad de La Laguna, España.
- Bartles, R.A., 1986. Comments on Precipitable water measurements with sun photometer. *Journal of climate and Applied Meteorology*, **25**, 1788-1790.
- Bates T., J. Gras and B. Huebert, ACE-1 science and implementation plan, Abril-1994, puede ser obtenido via bates@pmel.noaa.gov, 1994.
- Berger, W.H. y J.C. Crowell. *History of Earth Climate*, Academic Press, New York, USA, 1982.

-
- Bird R. y Riordan C. Simple solar spectral model for direct and diffuse irradiance on horizontal and tilted planes at the earth's surface for cloudless atmospheres. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **25**, 87-97, 1986.
- Bohren C.F. y Donald R. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1983.
- Bonelli, P., G.M. Braga and E. Cereda. Elemental composition and air trajectories of African dust, *The impact of the desert dust across the Mediterranean*, S. Guerzoni and R. Chester, eds., Kluwer Academic Press, Dordrecht, Holland, 275-283, 1996.
- Brest, C.L. y Rossow, W.B. Radiometric calibration and monitoring of NOAA-AVHRR data for ISCCP. *International Journal of Remote Sensing*, **13**, 235-273, 1992.
- Buat-Menard, P. Particle chemistry in the atmosphere and oceans. *The role of air-sea exchange of gases and particles*, P. Buat-Menard, ed., D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 455-532, 1983.
- Cadle, R.D. *Particle in the atmosphere and space*, Reinhold Publication, New York, USA, 1976.
- Charlson R.J., J.E. Lovelock and M.O. Andrea. Oceanic phytoplankton, atmospheric sulfur, cloud albedo and climate. *Nature*, **326**, 655-661, 1987.
- Charlson R.J., S.E. Schwartz, J.M. Hales, R.D. Cess, J.A. Coakley, Jr., J.E. Hansen and D.J. Hofmann. Climate forcing by anthropogenic aerosols. *Science*, **255**, 423-430, 1992
- Chylek P. and J. Wong. Effect of absorbing aerosols on global radiation budget. *Geophysical Research Letters*, **22**, 929-931, 1995
- Colwell, R.N. *Manual of Remote Sensing*, Vol. 1, American Society of Photogrammetry, Falls Church, Virginia, USA, 1983.
- Cuevas E. *Estudio del comportamiento del ozono troposférico en el Observatorio de Izaña y su relación con la dinámica atmosférica*. Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid, Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrifísica I, 1995.
- D'Almeida G.A. Desert aerosol characteristics and effects on climate, en *Paleoclimatological and Paleometeorology: Modern and past pattern of global atmospheric transport*, M. Leinen y M. Sarnthein, eds., Kluwer Academic, 1987.

-
- Dayan U., J. Heffler, J. Miller y G. Gutman. Dust intrusion events into the Mediterranean Basin. *Journal of Applied Meteorology*, **30**, 1185-1199, 1991.
- DeLuisi J.J., E.G. Dutton, K.L. Coulson, T.E. DeFoor y B.G. Mendonca. On some radiative features of the Chichon volcanic stratospheric dust cloud and a cloud of unknown origin observed at Mauna Loa. *Journal of Geophysical Research*, **88**, 6769-6772, 1983.
- Díaz, J.P., Expósito, F.J. y Díaz, A. Espesor óptico a la longitud de onda de 500 nm desde la Estación BAPMoN de Izaña. *Rev. Acad. Canar. Cienc.*, **2**, 159-168, 1992.
- Díaz, J.P. y A. Díaz. Obtención de la distribución en tamaño de los aerosoles atmosféricos por el método de inversión de King. Primeros resultados. *XXIV Bienal de la Real Sociedad Española de Física*, Jaca, Vol II, MT-45, 1993.
- Díaz, J.P. *Medidas Espectrales de Radiación Solar: Valores para Tenerife*. Memoria de Licenciatura. Departamento de Física Fundamental y Experimental. Universidad de La Laguna, 1993a.
- Díaz, J.P., F.J. Expósito y A. Díaz. Adaptación de un espectrorradiómetro para la medida de radiación directa. Espesor óptico de aerosoles atmosféricos. *XXIV Bienal de la Real Sociedad Española de Física*, Jaca, Vol II, MT-46, 1993b
- Díaz, J.P., Expósito, F.J., Díaz, A. y Guerra, J.C. Medidas de radiación solar directa. Espesor óptico de aerosoles atmosféricos, en *Energías Limpias en Progreso*, Ed. M. Vázquez y J. C. Morán, 1, 163-168, Vigo, 1994a.
- Díaz J.P., Expósito, F.J. and Díaz, A. Measurements of Aerosols from Tenerife, en *Air pollution '94*, 400-408, Baldasano, Brebbia, Power and Zannetti, ed., Computational Mechanics Publication, Southampton, England, 1994b.
- Díaz, J.P., J.C. Guerra y A. Díaz. Desarrollo de un sistema de medida de aerosoles atmosféricos. *XXV Bienal de la Real Sociedad Española de Física*, 385, Santiago de Compostela, 1995.
- Díaz J.P., J.C. Guerra, F.J. Expósito y A. Díaz. Development of a system to measure aerosol optical depth. NATO-ASI Congress on Solar ultraviolet radiation: modelling, measurements and effects, Halkidiki, Greece 1995a.
- Díaz J.P., F.J. Expósito, I.R. Martín y R. Barena. Radiative properties of Saharan mineral dust measured using neodimium: yttrium-aluminium-garnet (532 nm) backscatter lidar. *Air Pollution VI*, C.A. Brebbia, C.F. Ratto y H. Power eds., WIT Press, Boston, UK, 921-927, 1998.

-
- Díaz, J.P., Expósito, F.J., Guerra, J.C., Herrera, F., Díaz, A., Prospero, J.M., Romero, C.M. Radiative properties of aerosols in African dust outbreaks using ground-based and satellite data: applications to radiative forcing. *J. of Geophys. Res.*(enviado), 1998a.
- Díaz, J.P., Expósito, F.J., Arbelo, M., Hernández-Leal, P.A., Torres, C. and V. Carreño, V. Radiative transfer modeling in the UV-VIS region with the presence of Saharan mineral desert aerosols. *Advance in Space Research* (enviado), 1998b.
- Díaz, J. P., F. J. Expósito, C. J. Torres and V. Carreño. Simulation of the UV levels under saharan dust invasion. European Conference on Atmospheric UV Radiation (ECUV). Helsinki, Finland, 1998c.
- Díaz, J. P., F. J. Expósito, C. J. Torres, V. Carreño, P. Gómez, J. C. Guerra, P. Hernández-Leal y A. Redondas. Study of interrelations of the UV levels with the radiative properties of atmospheric aerosols and clouds. European Conference on Atmospheric UV Radiation (ECUV). Helsinki, Finland, 1998d.
- Díaz, J.P., Expósito, F.J., Torres, C.J., Carreño, V., and Redondas, A. Simulations of the UV levels with the presence of mineral aerosols. *Journal of Geophysical Research* (enviado), 1999a.
- Duce R.A. The atmospheric input of trace species to world ocean. *Global Biogeochemical Cycles*, **5**, 193-259, 1991.
- Durkee, P.A., Jensen, D.R., Hindman, E.E. and Vonder Haar, T.H., 1986. The relationship between marine aerosols particle and satellite-detected radiance. *ournal of Geophysical Research*, **91**, 4063-4072.
- Dutton E.G. y J.R. Christy. Solar radiative forcing at selected locations and evidence for global lower tropospheric cooling following the eruptions of the El Chichon and the Pinatubu. *Geophysical Research Letter*, **19**, 2313-2316, 1992.
- Dutton, G.D., P. Reddy, S. Ryan, J.J. DeLuisi. Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii: 1982-1992. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 8295-8306, 1994.
- Expósito, F.J., J.P. Díaz y A. Díaz. Características del Jet-stream sobre Canarias y su correlación con la tropopausa. *Rev. Acad. Canar. Cienc.*, **2**, 45-55, 1991.

-
- Expósito, F.J., J.P. Díaz, M. Arbelo, F. Herrera y J.C. Guerra. First intercomparison between the aerosols optical depth data obtained by the NOAA satellite sensors and the Optronics OL752 spectroradiometer in the Canary Islands. *International Journal of Remote Sensing*, **18**, 2247-2252, 1997.
- Expósito, F.J., Díaz, J.P., Arbelo, M., Herrera, F. and Díaz, A. Remote sensing of aerosols optical depth in Saharian dust episodes for the Canary Islands. *SPIE*, 2582, 186-195, 1995.
- Expósito, F.J., Díaz, J.P., Arbelo, M., Guerra, J.C. and Herrera, F. Campaign of validation of aerosol optical depth from satellites in the Canary Islands Zone. *International Geoscience and Remote Sensing Symposium*. Lincoln, Nebraska, EE.UU, 1996.
- Expósito, F. J., J. P. Díaz, P. A. Hernandez-Leal, M. Arbelo, F. Herrera, C. Torres and V. Carreño. Aerosol phase function modeling in Saharian dust invasions using the ratio AVHRR/NOAA Ch1/Ch2. *Advance in Space Research* (aceptado), 1999.
- Font Tullot I. *El tiempo atmosférico en las Islas Canarias*. Servicio Meteorológico Nacional, Serie A, 26, Madrid, 1956.
- Fouquart Y., Bonnell A., A. Gerf, M. Chaoui, L. Smith y J.C. Vanhoutte. Size distribution and optical properties of Saharan aerosols during ECLATS, en *Aerosols and their climate effects*, H.E. Gerber y A. Deepak, eds. A. Deepak Publishing, Virginia, USA, 35-62, 1983.
- Fowle, F.E., 1915. The transparency of aqueous vapor. *Astrophysics Journal*, **42**, 395-411.
- Frohlich C. y E.G. Shaw. New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial atmosphere. *Applied Optics*, 19, 1.773-1.775, 1980.
- Frohlich, C. Instrumentations for manufactory. WMO/PMOD, Sunphotometer, Geneva, 1979.
- Frost, E.M., 1988. *Global scale estimates of aerosol particle characteristic*. Master's thesis, Naval Postgraduate School, Monterrey, CA, USA.
- Frulla, L.A., Milovich, J.A. and Gagiardini, D.A., 1995. Illumination and observation geometry for NOAA-AVHRR images. *International Journal of Remote Sensing*, **16**, 2233-2253.

-
- Ganor E. and H. Fonaer. The mineralogical and chemical properties and the behaviour of aeolian dust. *The impact of the desert dust across the Mediterranean*, S. Guerzoni and R. Chester, eds., Kluwer Academic Press, Dordrecht, Holland, 163-172, 1996.
- Gates, D.M., 1956. Infrared precipitation of precipitable water vapor in a vertical column of the Earth's atmosphere. *Journal of Meteorology*, **13**, 369-375.
- Gates, D.M. y Harrop, W.J., 1963. Infrared transmission of the atmosphere to solar radiation. *Applied Optics*, **2**, 887-898.
- Geogii, H.W. y W.J. Muller. Chemical composition of atmospheric aerosols versus size ranges, *Tellus*, **26**, 180-192, 1974.
- Gerald, E.N., Richard, M.B., R. Michael G., D.L. Thacker, William B.W and Thomas A.P., 1995. Ground-based measurements of water vapor in the middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, **100**, 2927-2939.
- Grimm, R.E. *Clay Mineralogy*, McGraw Hill, New York, USA, 1953.
- Guerra García J.C. *Concentraciones de ozono superficial en Tenerife bajo la capa de inversión térmica*. Tesis doctoral, Universidad de La Laguna, Dpto. de Física Fundamental y Experimental, 1966.
- Guerzoni, S., G. Quarantotto, G. Cesari, E. Molinaroli, G. Rampazo and O. LeBolloch, *The impact of the desert dust across the Mediterranean*, S. Guerzoni and R. Chester, eds., Kluwer Academic Press, Dordrecht, Holland, 333-338, 1996.
- Gullu, G.H., I. Olmez and G. Tuncel. Chemical concentrations and elements size distributions of aerosols in the eastern mediterranean. *The impact of the desert dust across the Mediterranean*, S. Guerzoni and R. Chester, eds., Kluwer Academic Press, Dordrecht, Holland, 339-347, 1996.
- Hansen, J. y A. Lacis. Sun and dust versus greenhouse gases: an assessment of their relative roles in global climate change. *Nature*, **346**, 254-261, 1990.
- Hays, J.D., J. Imbrie, y N.S. Shackelton. Variations in the Earth orbit: pacemaker of the ices ages. *Science*, **194**, 1121-1132, 1976.
- Heitzenberg J., H. Muller, H. Quenzel y E. Thomalla. Information content of optical data with respect to aerosol properties: numerical studies with a randomized minimization-search-technique inversion algorithm. *Applied Optics*, **20**, No. 8, 1308-1315, 1981.

-
- Herman B.M., M.A. Box, J.A. Reagan y C.M. Evans. Alternate approach to the analysis of solar photometer data. *Applied Optics*, **20**, No. 17, 2925-2928, 1981.
- Hoffman R.J., J.M. Rosen, T.J. Pepin y R.G. Pinnick. Stratospheric aerosols measurements. *Journal of Atmospheric Science*, **32**, 1.446-1.462, 1975.
- Hoppel W.A., J.W. Fitzgerald, G.M. Frick, R.E. Larson and B.J. Wattle. Preliminary investigation of the role that DMS and cloud cycles play in the formation of the aerosol size distribution. Naval Research Laboratory report 9032, Washington DC, 1987.
- Ignatov, A.M., Stowe L.L., Sakerin, S.M. and Korotaev, G.K., 1995. Validation of the NOAA/NESDIS satellite aerosol product over the North Atlantic in 1989. *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5123-5132.
- Iqbal M., *An introduction to solar radiation*, Academic Press, San Diego, CA, USA, 1983
- Jaenicke R. Aerosols physics and Chemistry, en *Landolt-Boernstein numerical data and functional relationships in Science and Technology*, Springer-Verlag, 1984.
- Junge, C.E. Aerosols size distribution and chemical composition near coast-line, *Tellus*, **8**, 127-138, 1954.
- Junge C.E. The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere. *J. Meteor.*, **12**, 13-25, 1955.
- Junge C.E. y Abel, N. *Technical report DA91-591 EVC-3484*, Universidad de Mainz, Alemania, 1965.
- Junge, C.E. Chemical properties of CCN, *Proceedings of the International Conference on condensation and ice nuclei*, 31-33, Praga y Viena, Checoslovaquia, Academia de Ciencias, 1969.
- Junge, C.E. The importance of mineral dust as an atmospheric constituent. *Saharan dust: mobilization, Transport and Deposition*, C. Morales ed., John and Wiley Publishing, New York, USA, 44-60, 1979.
- Kasten F. A new table and approximate formula for relative optical air mass. *Arch. Meteorol. Gheophys. Bioklimatol. Ser. B*, **14**, 206-223, 1966

-
- Kaufman, Y.J., 1993. Aerosol optical thickness and atmospheric path radiance. *Journal of Geophysical Research*, **98**, 2677-2692.
- Kaufman Y.J., A. Gitelson, A. Karnieli, E. Ganor, R.S. Fraser, T. Nakajima, S. Matoo y B.N. Holben. Size distributions and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 10.341-10.356, 1994.
- Kessler, E. Severe Weather. *Handbook of applied Meteorology*, D.D. Houghton ed., John and Wiley Publishing, New York, USA, 133-204, 1985.
- Kiehl J.T. and B.P. Briegleb. The relative roles of surface aerosol and greenhouse gases in climate forcing. *Science*, **260**, 311-314, 1993.
- King M.D. Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of the Lagranje multiplier. *Journal of Atmospheric Science*, **39**, 1.356-1.369, 1982.
- King M.D., Harshvardhan y A. Arking. A model of the radiative properties of the El Chinchón stratospheric layer. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **23**, 1121-1137, 1984.
- Koepke P. y M. Hess. Scattering functions of tropospheric aerosol: The effects of nonspherical particles. *Applied Optics*, **27**, 2.422-2.430, 1988.
- Lacis, A.A., J.E. Hansen y M. Sato. Climate forcing by stratospheric aerosols, *Geophysical Research Letter*, **19**, 1607-1610, 1992.
- Landsea C.W., W. Gray, P. Mielke y K.J. Berry. Long-term variations of western sahelian monsoon rainfall and intense U.S. landfalling hurricanes. *Journal of Climate*, **5**, 1528-1534, 1992.
- Leckner B. The spectral distribution of solar radiation at the earth's surface-elements of a model. *Solar Energy*, **20**, 143-150, 1978.
- Levin Z. y J.D. Lindberg. Size distribution, chemical composition and optical properties of urban and desert aerosols in Israel. *Journal of Geophysical Research*, **84**, 6941-6950, 1979.
- Li X., H. Maring, D. Savoie, K. Voss y J.M. Prospero. Dominance of mineral dust in aerosol light scattering in the North Atlantic trade winds. *Nature*, **380**, 416-419, 1966.

-
- Liou K., *An introduction to atmospheric radiation*. International Geophysics series, Academic Press, San Diego, CA, USA, 1980
- Longtin D.R., E.P. Shettle, J.R. Hummel y J.D. Pryce. A desert aerosol model for radiative transfer studies, en *Aerosols and Climate*, P.V. Hobbs y M.P. McCormick eds., A. Deepak Publishing, Virginia, USA, 1988.
- Ludwing, J.H., G.B. Morgan y T.B. McMullen. *Man's impact on the climate*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, USA, 1971.
- Mackay, R.M. y M.A.K. Khalil. Theory and development of a one dimensional time dependent radiative convective climate model. *Chemosphere*, **22**, 383-417, 1991.
- Mather, P.M., 1987. *Computer Processing of Remotely-sensed Images*. John Wiley and Sons., MA, USA
- McDowell W.H., C.G. Sánchez, C.E. Asbury y C.R. Pérez. Influence of sea salt aerosols and long range transport on precipitation chemistry at El Verde, Puerto Rico. *Atmospheric Environment*, **24**, 2813-2821, 1990.
- Meiner D.L. y J.W. Winchester. Chemical relationships in the North Atlantic marine aerosols. *Journal of Geophysical Research*, **82**, 1778-1782, 1977
- Meszaros, E. Aerosol size distributions and chemical species in continental air, *Tellus*, **20**, 443-450, 1969.
- Mezaros A. and K. Vissy, Aerosol chemical composition in oceanic air, *Journal of Aerosol Science*, **5**, 101-118, 1974.
- Middlenton N.J., A.S. Goudie y G.L. Wells. The frequency and source areas of dust storms, en *Aeolian Geomorphology*, W.G. Nickling ed., Boston, USA, 1986.
- Mishchenko, M.I., L.D. Travis, R.A. Kahn and R.A. West. Modelling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 16831-16847, 1997.
- Morales. C. The three important processes involved. *Saharan dust: mobilization, Transport and Deposition*, C. Morales ed., John and Wiley Publishing, New York, USA, 5-16, 1979.

-
- Morales C. "The three important processes involved", en *Saharan dust: mobilization, transport and deposition*, Christer M., ed. John Wiley & Sons, New York, USA, 1977.
- Muhs D.R., C.A. Blush y K.C. Stewart. Geochemical evidence of Saharan dust parent material for soils developed on quaternary limestones of Caribbean and Western Atlantic islands. *Q. Research*, **33**, 157-177, 1990.
- Nakajima T.M., M. Tanaka, M. Yamano, M. Shiobara, K. Arao y Y. Nakanishi. Aerosol optical characteristic in the yellow sand events observed in May, 1982 at Nagasaki, 2, Models. *Journal of Meteorological Society of Japan*, **67**, 279-291, 1989.
- Nakajima T., Masayuki Tanaka y Toyotato Yamauchi. Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole and extinction data, *Applied Optics*, **22**, 2.951-2.959, 1983.
- NOGIC'93, The nordic intercomparison of ultraviolet and total ozone instruments at Izaña from 24 October to 5 November 1993. Final Report. Finnish Meteorological Institute, Meteorological Publications No. 27, edited by Tapani Koskela, Helsinki 1994.
- NOGIC'93, The nordic intercomparison of ultraviolet and total ozone instruments at Izaña, October 1996. Final Report. Finnish Meteorological Institute, Meteorological Publications No. 36, edited by Berit Kjeldstat, Bjorn Jonnsen and Tapani Koskela, Helsinki 1997.
- O'Neill N.T. y J.R. Miller. Combined solar aureole and solar beam extinction measurements. Calibration considerations, *Applied Optics*, **23**, 3.691-3.696, 1984.
- O'Neill N.T. y J.R. Miller. Combined solar aureole and solar beam extinction measurements. Studies of the inferred aerosol size distributions, *Applied Optics*, **23**, 3.697-3.704, 1984.
- Patterson E.M., C.S. Kinag, A.C. Delany A.F. Wartburg, A.C. Leslie and B.J. Hurbert. Global measurements of aerosols in remote continental and marine regions: concentrations, size distribution and optical properties. *Journal of Geophysical Research*, **85**, 7361-7376, 1980
- Patterson E.M., D.A. Gillette y B.M. Stockton. Complex index of refraction between 300 nm and 700 nm for Saharan aerosols. *Journal of Geophysical Research*, **82**, 3153-3160, 1978.

-
- Penner J.E., R.E. Dickinson and C.A. O'Neill. Effects of aerosols from biomass burning on the global radiation budget. *Science*, **256**, 1432-1433, 1992
- Peterson, J.T. y C.E. Junge. *Man's impact on the climate*, Mattes ed., MIT Press, Cambridge, Massachusetts, USA, 1971.
- Pinker R.T., G. Idemudia y T.O. Aro. Characteristic aerosol optical depths during the Harmattan season on sub-Sahara Africa. *Geophysical Research Letter*, **21**, 685-688, 1994.
- Pinnick R.G., S.G. Jennings y G. Fernandez. Volatility of aerosols in the arid southwestern United States. *Journal of Atmospheric Science*, **44**, 562-576, 1987.
- Pitts, D.E., W.E. McAllum, M. Heidt, K. Jeske y J.T. Lee, 1977. Temporal variations in atmospheric water vapor and aerosol optical depth determined by remote sensing. *Journal of Applied Meteorology*, **16**, 1312-1321.
- Podzimek, J., J.B. Haberl and W.A. Sedlacek. Stratospheric particles, *Conference on climate impact assessment*, Cambridge, Massachusetts, USA, 1975.
- Pollack, J.B. Climate changes on terrestrial planets, *Icarus*, **37**, 479-553, 1979.
- Pollack, J.B. and N. Cuzzi. Scattering by nonspherical particles of size comparable to wavelength: A semi-empirical theory and its application to tropospheric aerosols. *Journal of Atmospheric Science*, **37**, 868-881, 1980.
- Porter, J.N., 1993. *Measuring aerosol optical depths from satellite: aerosol measurements and models*. PhD thesis, University of Hawaii, USA.
- Prospero, J.M. y T.N. Carlson. Vertical and areal distribution of Saharan dust over the western equatorial North Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **77**, 5225-5265, 1972.
- Prospero J.M., R.A. Glaccum y R.T. Nees. Atmospheric transport of soil dust from Africa to South America. *Nature*, **289**, 570-572, 1981.
- Prospero J.M. y R.T. Nees. Impact of the North Africa drought and El Niño on mineral dust in the Barbados trade winds. *Nature*, **320**, 735-738, 1986.
- Prospero, J.M. Saharan dust transport over the north Atlantic Ocean and Mediterranean: An overview. In: *The Impact of Desert Dust Across the Mediterranean*, S. Guerzoni and R. Chester, eds., Kluwer Academic Pub., 133-151 (1996a).

-
- Prospero, J.M. The Atmospheric Transport of Particles to the Ocean, in *Particle Flux in the Ocean*, Ittekkott, V., S. Honjo and P.J. Depetris (Eds), SCOPE Report 57, John Wiley & Sons Ltd. 19-52 (1996b).
- Pruppacer, H.R. y J.D. Klett. *Microphysics of clouds and precipitation*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holanda, 1980.
- Pye, K. *Aeolian dust and dust deposition*, Academic Press, San Diego, California, USA, 1987.
- Raes, F., R. Van Dingenen, J. Wilson and A. Saltelli. Cloud condensation nuclei from DMS in the natural boundary layer: remote vs. in-situ production, *DMS: Ocean, atmosphere and climate*, G. Restelli and G. Angeletti, eds., Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, Holland, 311-322, 1993.
- Rao, C.R. y Chen J. Calibration of the visible and near-infrared channels of Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) after launch. *SPIE*, 1993, 56-66, 1993.
- Reagan J.A., L.W. Thomason, B.M. Herman y J.M. Palmer. Assessment of atmospheric limitations on the determination of the solar spectral constant from the ground-based spectroradiometer measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GE-24, 2, 258-266, 1986
- Robinson N. *Solar radiation*, American Elsevier, New York, USA, 1966
- Robinson, E. *Final Report of the SRI Project SCC 8507*, Standford Research Institute, Menlo Park, California, USA, 1971.
- Rothman L.S. y R. A. McClatchey. AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1982 edition. *Applied Optics*, 22, 2.247, 1983.
- Rothman L.S. y R. A. McClatchey. AFGL trace gas compilation: 1982 version. *Applied Optics*, 22, 2.247, 1983a.
- Russell, P.B., J.M. Livingston, E.G. Dutton, R.F. Pueschel, J.A. Reagan, T.E. DeFoor, M.A. Box. Pinatubo and pre-pinatubo optical depth spectra: Mauna Loa measurements, comparison, inferred particle size distributions, radiative effects and relationship to lidar data, *Journal of Geophysical Research*, 98, 22969-22985, 1993.
- Russell P.B. y G.E. Shaw. Comments on the precision and accuracy of Volz sunphotometry. *Journal of Applied Meteorology*, 14, 1206-1209, 1975.

-
- Sancho P., J. de la Cruz, A. Díaz, F. Martín, E. Hernández, F. Valero y B. Albarrán. A five year climatology of back-trajectories from Izaña baseline station, Tenerife, Canary Island. *Atmospheric Environment*, **26A**, 1081-1096, 1992.
- Sasamori, T., J. London, y D.V. Hoyt. Radiation budget of the southern hemisphere. *Meteorol. Monogr.*, **13**, Chapter 2, 1972.
- Schutz L. y M. Sebert. Mineral aerosols and source identification. *Aerosol Science*, **18**, 1-10, 1987.
- Segarra, D., 1991. *La corrección geométrica*. En *La Teledetección en el seguimineto de los fenómenos naturales. Recursos renovables: agricultura*. Gandía, S. y Meliá, J. (eds.). Universidad de Valencia, 183-193.
- Shaw G.E. Inversion of optical scattering and spectral extinction measurements to recover aerosol size spectra. *Applied Optics*, **18**, 988-993, 1979.
- Shettle, E.P. y R.W. Fenn. Models of the atmospheric aerosols and their optical properties. *AGARD Conference, Optical propagation in the atmosphere*, Denmark, 1975.
- Shettle E.P. y R.W. Fenn. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. AFGL-TR-79-0214, NTIS AD A0859, 1979.
- Shettle E.P. Optical and radiative properties of a desert aerosol model, en *IRS '84: current problems in Atmospheric radiation*, G. Fiocco (ed.), A. Deepak Publishing, VA, USA, 74-77, 1984.
- Sokolik, I.N. and G.S. Golitsyn. Investigation of optical and radiative properties of atmospheric dust aerosols, *Atmospheric Environment*, **27A**, 2509-2517, 1993.
- Sokolik I.N. and O.B. Toon. Direct radiative forcing by anthropogenic airborne mineral aerosols. *Nature*, **381**, 681-683, 1996
- Swap R., S. Ulanski, M. Cobett y M. Garstang. Temporal and spatial characteristics of Saharan dust outbreaks. *Journal of Geophysical Research*, **101**, 4205-4220, 1966.
- Swap R., M. Garstang, S. Greco y P. Kallberg. Saharan dust in the Amazon Basin. *Tellus*, **44(B)**, 133-149, 1992.

-
- Talbot R.W., M.O. Andreae, H. Berresheim, P. Artaxo, M. Garstang, R.C. Harris, K.M. Beecher y S.M. Li. Aerosol chemistry during the wet season in central Amazonia: The influence of long range transport. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 16995-16969, 1990.
- Tanré D., C. Devaux, M. Herman y R. Saster. Radiative properties of desert aerosols by optical ground based measurements at solar wavelengths. *Journal of Geophysical Research*, **93**, 14223-14231, 1988.
- Taylor K.E. and J.E. Penner. Response of climate system to atmospheric aerosols and greenhouse gases. *Nature*, **369**, 734-737, 1994.
- Tegen, I., A.A. Lacis and I. Fung. The influence on climate forcing of mineral aerosols from disturbed soils. *Nature*, **380**, 419-422, 1996
- Teillet M.P. Rayleigh optical depth comparison from various sources. *Applied Optics*, **29**, 1897-1900, 1990.
- Thomason L.W., B.M. Herman, R.M. Schotland y J.A. Reagan. Extraterrestrial solar flux measurement limitations due to a Beer's law assumption and uncertainty in local time. *Applied Optics*, **21**, 1191-1195, 1982.
- Thomason L.W., B.M. Herman y J.A. Reagan. The effect of atmospheric attenuators with structured vertical distributions on air mass determinations and Langley plot analyses. *Journal of Atmospheric Sciences*, **40**, 1851-1854, 1983
- Thomason, L.W., 1985. *Extinction of near infrared solar radiation as a mean for remote determination of atmospheric water vapor*. Ph D. dissertation, University of Arizona, Tucson, AZ, USA.
- Thome K.H., B.M Herman, J.A. and Reagan, 1992. Determination of precipitable water from solar transmission. *Journal of Applied Meteorology*, **31**, 157-165.
- Tomasi C., E. Caroli y V. Vitale. Study of the relationship between Angstrom's wavelength exponent and Junge particle size distribution exponent. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **22**, 1707-1716, 1983.
- Toon O.B., J.B. Pollack y B.N. Khare. The optical constants of several atmospheric aerosols species: Ammonium sulfate, Aluminium oxide and Sodium Chloride. *Journal of Geophysical Research*, **81**, 5733-5748, 1976.
- Toon O.B. y J.B. Pollack. A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations. *Journal of Applied Meteorology*, **15**, 226-231, 1976.

-
- Thorseth T.M., B. Kjeldstad and Christer Jensen. Effect of temperature on biological dose rates derived from spectral solar UV irradiance measurements. Disponible en la página *web* de Photobiology: www/photobiology.com/thorseth, 1998.
- Udisti, R., M. Mangoni, S. Guerzoni, J. Hjorth, O. Le Bolloch, G. Piccardi and D. Uncini. Evidence of biogenic sulphur compounds in mediterranean aerosol and rainwater. *The impact of the desert dust across the Mediterranean*, S. Guerzoni and R. Chester, eds., Kluwer Academic Press, Dordrecht, Holland, 381-386, 1996.
- Volz, F.E., 1974. Economical multispectral sun photometer for measurements of aerosol extinction from 0.44 μm to 1.6 μm and precipitable water. *Applied Optics*, **13**, 1732-1733.
- Weickman, H.K. *Artificial simulation of rain*, Pergamon Press, New York, USA, 1975.
- Whitby K.T. The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmospheric Environment*, **12**, 135-159, 1978.
- William, L.D., 1978. *Meteorología*. McGraw-Hill, Inc, New York, USA
- Wiscombe, W.J. Improved Mie scattering algorithms , *Applied Optics*, **19**, 1505-1509, 1980.
- WMO. Expert meeting on turbidity measurements (Research Triangle Park). Geneva, 1975.
- WMO. Second WMO expert meeting on turbidity measurements (Boulder). Geneva, 1978.
- WMO. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. WCP-112, WMO/TD, No. 24, 1984.
- Young T.L. *Terascan Reference Manual*, Sea Space Inc., San Diego, USA, 1992