

TESIS DOCTORAL

**CARACTERIZACIÓN DEL AEROSOL
ATMOSFÉRICO EN LA CIUDAD DE
GRANADA MEDIANTE
FOTOMETRÍA SOLAR Y ESTELAR**



**Departamento de Física Aplicada
Universidad de Granada**



Grupo de Física de la Atmósfera



Centro Andaluz de Medio Ambiente

**DANIEL PÉREZ RAMÍREZ
GRANADA, JUNIO 2010**

Editor: Editorial de la Universidad de Granada
Autor: Daniel Pérez Ramírez
D.L.: GR 3532-2010
ISBN: 978-84-693-5196-3

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA
GRUPO DE FÍSICA DE LA ATMÓSFERA

TESIS DOCTORAL

**CARACTERIZACIÓN DEL AEROSOL
ATMOSFÉRICO EN LA CIUDAD DE
GRANADA MEDIANTE FOTOMETRÍA
SOLAR Y ESTELAR**

Tesis presentada por Daniel Pérez Ramírez para optar al grado de Doctor.

Director de Tesis:

Dr. Lucas Alados Arboledas
Catedrático de la Universidad de Granada
Departamento de Física Aplicada
Universidad de Granada

Granada, Junio de 2010

El trabajo de investigación que se expone en la presente memoria, titulada: **CARACTERIZACIÓN DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO EN LA CIUDAD DE GRANADA MEDIANTE FOTOMETRÍA SOLAR Y ESTELAR**, que para aspirar al grado de Doctor en Física presenta Daniel Pérez Ramírez, ha sido realizado en la Universidad de Granada gracias a la beca concedida por el Ministerio de Educación y Ciencia “Formación de Profesorado Universitario (convocatoria 2006)”, bajo la dirección de:

VºBº

El Director:

Dr. LUCAS ALADOS ARBOLEDAS

Aspirante a grado de Doctor

Ldo. DANIEL PÉREZ RAMÍREZ

A mis Padres,

A mi Hermana

Nada te Turbe;
Nada te espante;
Todo se pasa;
Dios no se muda:
La paciencia
Todo lo alcanza.
Quien a Dios tiene,
Nada le falta.
Sólo Dios basta.

AGRADECIMIENTOS

Gracias a Dios llegó el momento más duro y deseado de este trabajo; llego el momento de los agradecimientos. Normalmente la gente piensa que este momento es solo un trámite, e incluso algunos lo ven como una pérdida de tiempo. Pero tras el largo camino realizado y con el transcurso del tiempo, uno se da cuenta que por si solo no hubiese podido llegar hasta aquí, pues siempre ha hecho falta de pedir ayuda, consejos, recomendaciones ... Por eso tengo la gratitud de dedicar unas líneas a las personas que han hecho posible realizar este trabajo.

En primer lugar, expreso mi más sincero agradecimiento a mi director de tesis el Catedrático Lucas Alados Arboledas. Todavía me acuerdo de mi primera entrevista con él por el año 2005 para iniciar mis estudios de doctorado, como me abrió las puertas del grupo. Durante estos años, me ha mostrado su cariño, apoyo y confianza. De él no solo aprendido conceptos científicos, sino lo más importante, la ética del trabajo. Dicen las encuestas que el 50% de los estudiantes de doctorado acaban enfadados con sus directores de tesis. En este caso no solo se ha roto la estadística, sino que también he ganado un amigo.

Quiero dar las gracias al resto de profesores del grupo que me han acompañado durante la realización de este trabajo. En especial a Inmaculada Foyo Moreno y a Inmaculada Alados Arboledas. Y como no, al Catedrático Francisco José Olmo Reyes. Él también, con su carácter bonachón, me acogió bondadosamente en el grupo y ha sido de vital importancia en toda mi formación durante estos duros años. Tampoco quiero olvidar al profesor Andrew Kowalsky, que siempre se interesó por nuestra carrera investigadora y ha estado siempre disponible para realizar correcciones desinteresadas de inglés. Además, tuve el placer de compartir con él algunos partidos de fútbol sala.

Y como no agradecer a todos los compañeros que a lo largo de este tiempo han soportado mis locuras en el CEAMA. Algunos estuvieron poco tiempo como Antonio Alcántara, y otros acaban de llegar como Manuel Antón, Antonio Valenzuela ó María José. En estas líneas, empezando desde la esquina Lidar quiero agradecer su aportación, ayuda, apoyo y amistad a Juanlu, Jaime, Juan Antonio, Alberto (grandes momentos allí en los Países Bajos!!!) y Penélope (tus consejos valen su peso en oro!!).

También quiero dar mis agradecimientos a otros miembros del grupo que trabajan en la facultad, como a Enrique y Sara. Pero en especial a Borja por su amistad brindada desde el primer momento que llegue al grupo. Con él tengo el lujo de compartir todas las semanas buenos momentos fuera del trabajo en esos emocionantes partidos de fútbol sala. También quiero mostrar mi más sincero agradecimiento a Jesús Aceituno que me enseñó a aguantar mis primeras noches en vela realizando medidas y todos los trucos y entresijos para manejar la instrumentación. Y como no agradecerle su ayuda prestada en todas las campañas de calibración en Calar Alto. También quisiera acordarme de nuestra compañera en León, de Ana Isabel, que tuvo un pase breve pero grande por el CEAMA, como muestra su presidencia del “Spanish Group” en aquellos cursos de verano.

De todos mis compañeros, he dejado especialmente a dos para el final. El primero de ellos es el Dr. Hassan Lyamani, al cual me une una gran amistad. Es de verdadero mérito lo que este hombre hace, mostrando su disposición, comprensión, colaboración y un largo etc... Hombre de pocas palabras, pero sabias. Gran trabajador, desde sus primeros años con nosotros en España, y ejemplo para las juventudes de España y Marruecos. El segundo de ellos, es el pequeño gran hombre Francisco Navas. Hombre trabajador, afable y sencillo. Gran amigo, que ha estado dispuesto incluso a ir a Alemania en algunos momentos difíciles que pasé. Todavía me pregunto como pudo aguantar durante 15 días en aquella ciudad con una persona como yo. La respuesta es sencilla, simplemente porque es una gran persona.

También doy las gracias a todas las personas que me han acogido durante mis estancias en Alemania y Corea del Sur, en especial a Inna Mattis y a Detlef Müller. También agradecer al Catedrático Helmuth Horvath su invitación y posterior acogida al curso de verano en Viena en el año 2007. También me gustaría dar las gracias a la gente

de EUFAR por brindarme la oportunidad de participar en el curso de verano de Utrecht. Gracias a todos por apoyar a los jóvenes investigadores!! También me gustaría dar las gracias a esa gran cantidad de gente que hay detrás de todos los modelos utilizados, como por ejemplo el modelo HYSPLIT y la misión MODIS.

Me parece justo también agradecer a todos los profesores que me han apoyado a lo largo de mi formación, pues uno no tiene la oportunidad de escribir estas líneas sin el trabajo desinteresado de todos estos docentes. Por otro lado, me gustaría también dar las gracias a todos mis amigos que han creído en que pudiese llegar hasta aquí y me han dado ánimo en los momentos más difíciles.

Por último, quisiera dedicar este trabajo a toda mi familia. A mi abuelo y mi abuela, a todos mis tíos/as, a todos mis primos/as. Pero en especial debo de destacar a mi hermana y a mis padres. Mi hermana lleva soportándome desde que nació, me ha apoyado, ayudado y animado tras verla estudiar tan duro para sus exámenes. No tengo palabras para una gran mujer de la cual me enorgullezco de haberla ayudado a crecer. Y como olvidar a mis padres, quienes desde el día que nací han dado todo por mí. Me han dado de comer cuando no me valía por mi mismo, me han cuidado cuando estaba enfermo, me han guiado por el camino correcto, me animan en la tristeza y comparten mi alegría. Me han enseñado con su esfuerzo que lo importante no es la meta, sino la forma de llegar a ella. Se han sacrificado, con todas las horas de trabajo necesarias, para que sus hijos estudien. En definitiva, me han dado todo lo que tienen. Con todo esto, solo me queda dar gracias a Dios.

ABSTRACT

According to the World Meteorological Organization (WMO), climate is the synthesis of meteorology over a wide enough time interval to establish its statistical characteristics (mean values, standard deviations, extreme phenomena probability...). Therefore, climate is the result of the interaction between different components of the Climatic System, which include the atmosphere, hydrosphere, cryosphere, lithosphere and biosphere. These sub-systems of the Climate System can interact, exchanging energy, material and momentum. The main energy source for the Climate system comes from the Sun's radiant energy. The Earth can both reflect and absorb the radiant flux that reaches the top of atmosphere. All energy absorbed by the Climate System is redistributed by atmospheric and ocean circulations, and is reemitted in infrared wavelengths. In this way there is a global balance between incoming solar energy and outgoing infrared energy emitted by the Earth.

Recently there is widespread concern about the climate and in particular human influence on climate. The fourth International Panel for Climate Change (IPCC 2007) (Forster et al., 2007) states that the climate of the Earth has changed, both globally and regionally, since the pre-industrial era. This global warming is mainly associated with human activities, such as increasing greenhouse gases like carbon dioxide, methane, nitrogenous oxide and troposphere ozone. Climate effects induced by these greenhouse gases are well studied and delimited. However, in the case of atmospheric aerosol, which is defined as the solid and/or liquid particles suspended in the air (excluding clouds) (Horvath, 1998), uncertainties in climate forcing are more than twice its estimated value. Furthermore, atmospheric aerosol has several effects over the Earth-Atmosphere radiative balance system. On the one hand, atmospheric aerosol particles

ABSTRACT

are able to scatter solar radiation, known as aerosol direct effect. On the other hand, atmospheric aerosols have an indirect effect because they can act as cloud condensation nuclei, affecting cloud albedo (first indirect effect) or cloud droplet number concentration (second indirect effect).

Column aerosol optical and microphysical properties can be studied by passive remote sensing from surface. This technique determines aerosol properties taking advantage of the modification to the radiative field due to the atmospheric aerosol properties. In this way, passive remote sensing techniques do not alter aerosol properties. During day time, sun photometry is used to take sun irradiance and sky radiance measurements. Sun photometry is widely developed, and many international (AERONET, <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>) and national (RIMA, <http://rima.uva.es/>) networks have been established. During night time star photometry can be applied to make star irradiance measurements. This technique is rather less developed, and to date there are not any networks established. Thus, the development of star photometry is quite an important topic in order to study changes on column aerosol properties at night, when aerosol sources are less active and atmospheric conditions are different.

The present thesis entitled “*Characterization of the Atmospheric Aerosol in the City of Granada by Sun and Star Photometry*” is the result of efforts carried out during almost four years. The main task has been the development of a star photometer EXCALIBUR, including its installation in the Andalusian Environmental Centre (CEAMA) in the city of Granada. The star photometer EXCALIBUR was also calibrated at the German-Spanish Calar Alto Astronomical Centre. Later, calibration checks were carried out at the CEAMA station for nights with low and stable aerosol loads. Subsequently, the star photometer has gathered continuous measurements since March 2007, and so this thesis is based on a two and half years database. All of these topics are described in chapter 3.

Over the course of four years we have developed adequate methodologies and algorithms to optimize the star photometer EXCALIBUR. First, we implemented algorithms to calculate aerosol optical depths from direct stellar measurements. Second, we developed a new methodology to calculate precipitable water vapour from 940 nm water vapour transmittance measurements. Later, we characterised the systematic and

ABSTRACT

random errors induced by atmospheric turbulence, and also developed a reliable cloud screening algorithm from aerosol optical depth's evolution over the course of a night. Chapter 4 makes a complete description of all these procedures.

Furthermore, we implemented the methodology to retrieve aerosol size distributions from spectral aerosol optical depth measurements. This is described in chapter 5. Finally we have analysed correlative measurements from sun and star photometers for the two and a half years database. This has allowed characterising day-night inter-annual, annual, seasonal and daily column aerosol patterns. We have studied aerosol radiative properties under different air masses arriving at the city of Granada as well. All these studies are presented in chapter 6.

Throughout this work, calibration campaigns have been carried out at the Calar Alto German-Spanish Astronomic Centre, where we collaborated in sky quality characterisation to make astronomic measurements. Research stays at Leibniz Institute for Tropospheric Research (Leipzig, Germany) and the Institute of Science and Technology (Gwangju, South Korea) were completed. During these stays the doctoral candidate worked on testing an inversion code to retrieve aerosol microphysical properties from sun/stellar irradiance measurements. This code is widely used to retrieve aerosol microphysical properties from active remote sensing measurements.

ABSTRACT

INTRODUCTION

INTRODUCTION

INTRODUCTION

According to Horvath (1998), the importance of an atmosphere for the temperature of a celestial body can be easily seen by comparing the mean temperature of the earth and the Moon. Both receive the same radiation from the Sun, but one has an atmosphere and the other does not. The average temperature of the Earth is about 286 K, while the Moon's temperature varies between -143 and 393 K, so that 268 K can be considered as its average temperature. For the Earth, the Earth-Atmosphere radiative balance is quite complex, because it includes numerous physical phenomena like surface albedo, cloud albedo, radiative emissions from surface, evapotranspiration processes from the ground, non-radiative processes and clouds and atmosphere absorptions and emissions on thermal infrared. According to the World Meteorological Organization (WMO), climate is the synthesis of meteorology over a wide enough time interval to establish its statistical characteristics (mean values, standard deviations, extreme phenomena probability...). Therefore, climate is the result of the interaction between different components of the Climatic System, which include the atmosphere, hydrosphere, cryosphere, lithosphere and biosphere. These sub-systems of the Climate System can interact, exchanging energy, material and momentum. The main energy source for the Climate system comes from the Sun's radiant energy. The Earth can both reflect and absorb the radiant flux that reaches the top of atmosphere. All energy absorbed by the Climate System is redistributed by atmospheric and ocean circulations, and is reemitted in infrared wavelengths. In this way there is a global balance between incoming solar energy and outgoing infrared energy emitted by the Earth.

Recently there is widespread concern about the climate and in particular human influence on climate. The fourth International Panel for Climate Change (IPCC 2007) states that the climate of the Earth has changed, both globally and regionally, since the pre-industrial era. It also remarks that there is clear evidence of the global warming during the last 50 years. This global warming is mainly associated with human activities. Thus, radiative forcing (Ramaswamy et al., 2001) is related to a net change in the energy balance of the system Earth-Atmosphere. Positive radiative forcing implies warming, while negative radiative forcing implies cooling.

One of the primary concerns for evaluating radiative forcing is the knowledge of atmospheric absorption processes by gases. These gases are radiatively active in the

INTRODUCTION

solar and near infrared and also absorb infrared radiation emitted by the Earth surface. The absorbing process has associated an emission process. This emission is in all directions, both towards space and the Earth's surface, producing the well-known greenhouse effect. The natural greenhouse effect is responsible for the Earth's surface temperature being 30 K higher than the temperature in absence of an atmosphere. However, increasing greenhouse gas concentrations could produce a radiative forcing on the climate by disturbing global energy balance, and human activity has been driving increases in greenhouse gases such as carbon dioxide, methane and nitrous oxide. We have also to mention the decrease in total ozone content due to human activity. Ozone is a very important absorber of ultraviolet radiation (UV: 0.2-0.4 μm).

In the atmosphere, apart from greenhouse gases, there are other constituents that can absorb and also scatter solar radiation. In this sense, the atmospheric aerosol is defined as a solid or liquid particle (excluding clouds) suspended in the atmospheric air (Horvath, 1998). The origin of atmospheric aerosol can be natural, e.g. volcano eruptions and deserts that can inject large amounts of particles into the atmosphere, or of anthropogenic origin like the particles injected by human activities. The IPCC 2007 distinguishes between two different atmospheric aerosol effects. On the one hand we have the "*direct effect*" that consists of scattering and absorption of light by atmospheric aerosol particles, modifying Earth-Atmosphere radiative system. In this sense, knowledge of aerosol optical properties is a key factor. Scattering aerosols exert a net negative direct radiative forcing, while partially absorbing aerosols may exert a negative top-of-the atmosphere (TOA) direct radiative forcing over dark surfaces such as oceans or dark forest, and a positive TOA radiative forcing over bright surfaces such as desert, snow and ice, or when the aerosol is above cloud (Chylek and Wong, 1995; Haywood and Shine, 1995). The long-wave direct radiative forcing is only substantial if the aerosol particles are large and occur in considerable concentrations at higher altitudes (Tegen et al., 1996).

The indirect effect is the mechanism by which aerosol modifies the microphysical and hence the radiative properties, amount and lifetime of clouds. This effect is illustrated in figure 3. Key parameters for determining the indirect effect are the effectiveness of an aerosol particle to act as a cloud condensation nucleus, which is a function of the size, chemical composition, mixing state and ambient environment

INTRODUCTION

(Penner et al., 2001). The microphysically induced effect on the cloud droplet number concentration and hence the cloud droplet size, with the liquid water content held fixed, has been called the ‘first indirect effect’ (Ramaswamy et al., 2001), ‘cloud albedo effect’ (Lohmann and Feichter, 2005) or ‘Twomey effect’ (Twomey, 1977). The microphysically induced effect on the liquid water content, cloud height, and lifetime of clouds has been called the ‘second indirect effect’ (Ramaswamy et al., 2001), ‘cloud lifetime effect’ (Lohmann and Feichter, 2005) or ‘Albrecht effect’ (Albrecht, 1989). We must note that the impact of anthropogenic aerosols on the formation and modification of the physical and radiative properties of ice clouds (Penner et al., 2001) still have many uncertainties (Forster et al., 2007).

IPCC reported that anthropogenic contributions to aerosol (primarily sulphate, organic carbon, black carbon, nitrate and dust) together produce a cooling effect, with a total direct radiative forcing of -0.5 (-0.9 to -0.1) W m^{-2} and an indirect cloud albedo forcing of -0.7 (-1.8 to -0.3) W m^{-2} (Foster et al., 2007). Those last radiative forcings can be compared to the forcing induced by the increase of the greenhouse effect gases concentration during the last century (Foster et al., 2007). However, radiative forcing induced by aerosol has greater uncertainties, and may thus have much more importance in the overall energy balance. Figure 1 shows the principal components of radiative forcing on climate change. Atmospheric aerosol particles are constantly affected by physical and chemical processes in the atmosphere, especially when they are inside the clouds and are eliminated from the atmosphere by rainfall. Due to these processes, the residence time of particles in the atmosphere does not exceeded one week. Due to this short time and the heterogeneous characteristics of atmospheric aerosol, the highest aerosol concentrations are found near sources, although sometimes there are long transport processes. All of these aspects complicate the study of aerosol radiative effects and cloud effects. We note also that aerosol radiative forcing depends also on aerosol shapes, size distributions and composition.

Recent interest in studying atmospheric aerosols is due also to other effects that they produce. The main interest is the dangerous effects on the human health, because it increases the risk of respiratory and lungs infections (Dockery et al., 1993; Schwartz et al., 1994; Hoek et al., 2002; Pope et al., 2002,2004; Wichmann et al., 2000; Brunekreef

INTRODUCTION

and Forsberg, 2005; WHO, 2006) and cardiovascular problems (Wyzga, 2002; Dockery and Stone., 2007; Miller et al., 2007). Atmospheric aerosols also have effects on ecosystems (Peters, 1973; WBG, 2000) and their weather effects contribute to the degradation of construction materials (Alastuey, 1994).

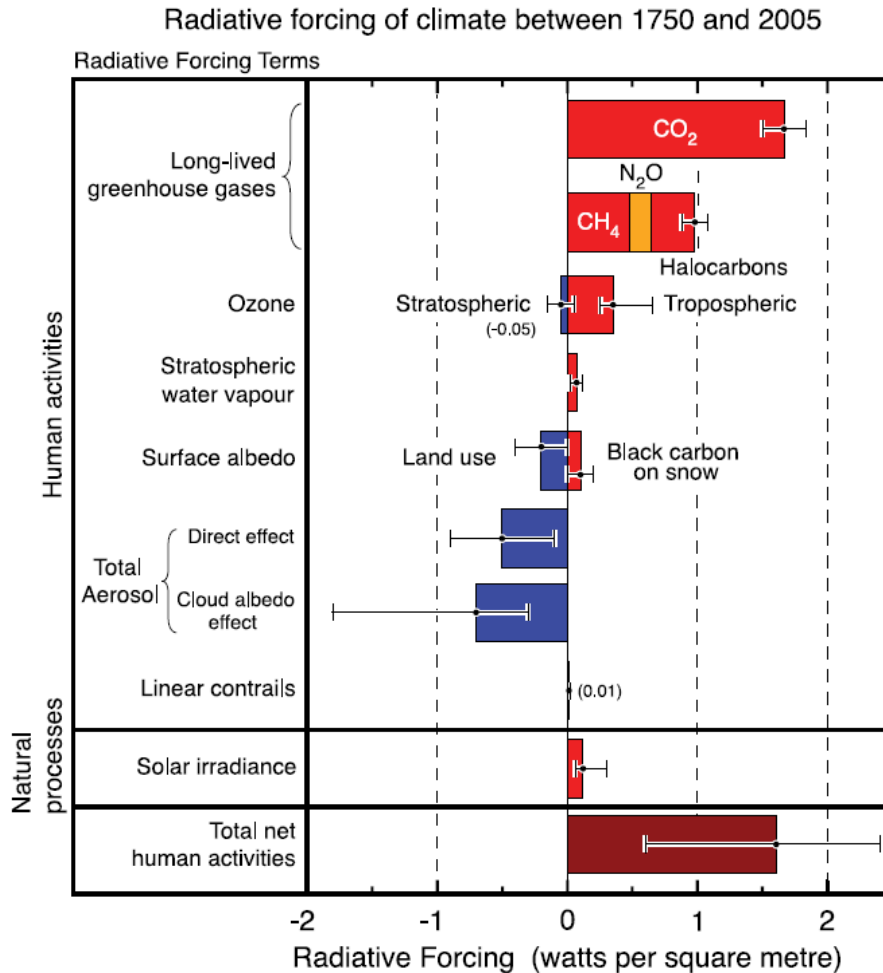


Figure 1: Summary of the principal components of the radiative forcing of climate change. All these radiative forcings result from one or more factors that affect climate and are associated with human activities or natural processes. The values represent the forcings in 2005 relative to the start of the industrial era (about 1750). The thin black line attached to each colored bar represents the range of uncertainty for the respective value. (From Foster et al., 2007)

The arid zones of North Africa provide a great amount of particles that can travel long distances. Spain, and in particular its Mediterranean coast, is specially affected by the air masses coming from North Africa (Sahara and Sahel) (Rodríguez et al., 2001), carrying mineral dust particles of natural origins. Furthermore, topographic

INTRODUCTION

conditions and the General Circulation pattern of the Mediterranean Atmosphere block pollution removal and air mass renovation. These last factors imply important differences in aerosol particles between South and North-Central Europe, which have remarkable problems on air pollution strategies. On the other hand, in the last years there has been an important increase on anthropogenic emission in Spain, whose consequence is an increment on particle levels dangerous for public health. Furthermore, recent studies remark that Saharan dust intrusion could be more frequent and intensive because of the increment of the desert area near Magreb and Sahel. It is easily understand if we have a look to the permanent drought in the Sahara and Sahel area, which together with the uncontrollable increase in agricultural and animal breeding, have just finally dried up extensive areas like Chad Lake, decreasing its vegetation protection and increasing the frequent and intensity of dust storms.

In order to characterise spatial and temporal atmospheric aerosol evolution (Haywood and Boucher, 2000; Penner et al., 2001; Ramaswamy et al., 2001), many different instrumentation has been developed. In this sense, aero-spatial platforms with many remote sensing devices have been developed to perform global images of atmospheric aerosol optical properties. We must remark the MODIS sensor (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) which have 19 spectral channels in the range between 405-2155 nm (<http://modis.gsfc.nasa.gov/about/specifications.php>). This satellite is included in the aero-spatial platform Terra and Aqua operated by the National Aeronautic and Space Agency (NASA) of EE.UU.

In addition, atmospheric aerosol can be characterized by other techniques, like in situ measurements such as impactors or particles counters, or by active or passive remote sensing that observe the target from a distance. Active remote sensing uses a source (e.g. laser) to illuminate the atmosphere, and measures the backscatter signal to obtain aerosol radiative properties. On the other hand, passive remote sensing is able to determine aerosol properties taking advantage of the modification to the radiative field due to the atmospheric aerosol properties. Until know scientist community has mainly used the solar radiative field, that allows us to measure direct solar radiation, sky radiance and polarization. That is the well-know sun photometry.

INTRODUCTION

The most common sun photometer is CIMEL CE318, which was developed in early 90s. It is the standard instrument of the international network AERONET (Aerosol Robotic Network, <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>). The Atmospheric Group of the University of Granada (GFAT) has a sun photometer CIMEL that operated in the frame of AERONET network since December 2004. CIMEL CE 318 is also the standard instrument in other national networks, for example the French PHOTONS (PHOtométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire, <http://www-loa.univ-lille1.fr/photons/>) the Canadian AEROCAN (<http://pages.usherbrooke.ca/aerocan>) or the Spanish RIMA (Red Ibérica de medida de aerosoles, <http://www.rima.uva.es>). Finally, we would like to remark that there are other sun photometer models, like PREDE POM model made in Japan, and it is the standard instrument of SKYNET network.

However, by sun photometry we can only study column atmospheric aerosol properties during day time. During night time there are not photochemical processes, and also the variations on relative humidity, urge us to investigate about atmospheric aerosol radiative properties changes. In order to characterize column atmospheric aerosol properties during night time, the GFAT in collaboration with Astrophysics Institute of Andalucía (IAA), has developed a star photometer EXCALIBUR (**EX**tinction **CA**mera and **Lum**inance **Backg**rou**ND** **Re**gister). The star photometer design is based on a CCD camera as detector. EXCALIBUR also has a versatile instrument because it is also used to obtain precipitable water vapour content (Pérez-Ramírez et al., 2007) and to estimate sky quality in Astronomic Centres (Sánchez et al., 2007). We must mentioned that previous developments in star photometry has been carried out by Leiterer et al., (1995) and Schulz (1998), who installed a star photometer in the German Meteorological Station of Lindenberg (78.95°N, 11.93°E) in January 1996 using a photomultiplier as detector. This last design was also used to make measurements in Koldewey Norwegian Station located in Ny-Ålesund (78.95° N, 11.93°E) (Herber et al., 2002).

This work has been done according to GFAT researching activity. The work is also related with group commitment in AERONET and EARLINET (European Aerosol Lidar Network) networks. Furthermore, it has been linked with CALIPSO-PANDORA and AEROGLOBAL research projects. These projects has been supported by the

INTRODUCTION

Spanish Ministry of Education, by Andalusian Regional Government and by the EARLINETASOS project (EU Coordination Action, contract No. 025991 (RICA)).

This work is structured in seven chapters. Chapter 1 is focused in general aspects. Chapter 2 describes the background to fully understand the Earth's atmosphere. We also present a description of the radiometric magnitudes. After that we make a brief description of star types and solar radiation. Later we explain the procedures to obtain the radiative transfer equation, and we make a detailed explanation of the main atmospheric absorbers and scatters between 300-110 nm wavelengths. On the other hand we describe atmospheric aerosol and we do its classification according to its sources, chemical composition and size distribution. Finally we explain optical and physical atmospheric aerosol properties.

Chapter 3 carries out a detailed description about the instruments use in this work. In particular, we pay special attention to star photometer EXCALIBUR because of its innovative design. We mainly insist on errors analysis and measurement procedures. After that we describe how to make accurate and reliable calibration of the instruments. In this sense, we use Astronomic Langley Method by its greater robustness. Later we analyze errors on atmospheric optical depth, emphasizing on errors induced by atmospheric turbulence. We conclude the chapter showing an algorithm to performance calibrations in a city for nights with low and stable aerosol load conditions.

Chapter 4 describes the procedures to obtain aerosol optical depth. We also show an alternative methodology based on a "look up table" to retrieve precipitable water vapour. The look up table is generated by SMARTS2 radiative transfer code. Finally, we describe the procedures for sun and star photometers data analyses. We pay special attention to star photometer EXCALIBUR, for which we have developed a cloud screening algorithm based on moving averages with different averaging windows. Later we average on 30 minutes.

Chapter 5 shows the main concepts for studying aerosol size distributions. We describe King et al. (1978) inversion method using spectral aerosol measurements. King et al. (1978) is a reliable and robust method to obtain numerical aerosol size

INTRODUCTION

distribution. We also present Nakajima et al, (1996) code that use sky radiance and solar irradiance measurements. Nakajima et al., (1996) method is used for retrieving aerosol refractive index during day time. After that, we described the steps followed to apply King et al. (1978) inversion method. Later, for sun photometer we have made a comparison between both inversion methods. Finally we present a study case of day-night time aerosol microphysical properties evolution.

Chapter 6 begins with a characterisation of the city of Granada where we have made experimental measurements. Furthermore, synoptic conditions that characterise the regions of the city of Granada imply the arrival of different air masses. On this sense, in the chapter we show HYSPLIT (Draxler and Rolph, 2003) code for air masses backward trajectories calculation, and we also describe the air masses classification algorithm developed in GFAT. Later we study aerosol optical and microphysical properties for the whole database of sun and star photometer correlative measurement. After that, we study day and night annual, season and daily pattern for aerosol radiative properties. After that, we study optical and microphysical aerosol properties according to the air mass that reach the city of Granada. Every study has also been carried out for precipitable water vapor.

Chapter 7 presents the concluding remarks. To conclude the work, some guides for future researching are shown.

Finally we present three appendixes. Appendix A describes the procedures to follow in order to locate the Sun and stars on the celestial sphere. Appendix B shows the characteristics of different stars. Appendix C makes a description of atmospheric turbulence.

ÍNDICE

<u>RESUMEN</u>	1
<u>Capítulo 1. INTRODUCCIÓN</u>	5
<u>Capítulo 2. FUNDAMENTOS</u>	17
2.1. LA ATMÓSFERA TERRESTRE	19
2.1.1.- Estructura Térmica de la Atmósfera Terrestre	19
2.1.2.- Composición de la Atmósfera	20
2.2.-MAGNITUDES RADIOMÉTRICAS BÁSICAS	23
2.3. LAS ESTRELLAS	24
2.3.1.- Fotometría	25
2.3.2.- Tipos de Estrellas	26
2.4. EL SOL	27
2.4.1.- La Constante y el Espectro Solar	28
2.5. INTERACCIÓN RADIACIÓN ATMÓSFERA: ECUACIÓN GENERAL DE TRANSPORTE RADIATIVO	29
2.5.1.- Interacción de la Radiación con la Atmósfera	29
2.5.2.- Ecuación General de Transporte Radiativo	33
2.6. ABSORCIÓN Y DISPERSIÓN DE RADIACIÓN	38
2.6.1.- Procesos de Absorción	38
2.6.1.1.- Absorción de ozono	39
2.6.1.2.- Absorción de NO ₂	39
2.6.1.3.- Absorción de vapor de agua	40
2.6.2.- Procesos de Dispersión	43
2.6.2.1.- Dispersión de Rayleigh	43
2.6.2.2.- Dispersión por partículas	44

2.7. EL AEROSOL ATMOSFÉRICO	46
2.7.1.- Clasificación del Aerosol Atmosférico	46
2.7.1.1.- Clasificación del aerosol según su fuente.....	46
2.7.1.2.- Clasificación del aerosol según su formación.....	47
2.7.1.3.- Clasificación del aerosol según su composición química	47
2.7.2.- Rango de Tamaños y Dinámica del Aerosol Atmosférico.....	50
2.7.3.- Propiedades Físicas del Aerosol Atmosférico.....	53
2.7.3.1.- Forma de las partículas del aerosol atmosférico	53
2.7.3.2.- Índice de refracción del aerosol atmosférico	54
2.7.3.3.- Distribución de tamaño.....	55
2.7.4.- Propiedades Ópticas del Aerosol Atmosférico.....	57
<u>Capítulo 3. INSTRUMENTACIÓN</u>	61
3.1. FOTÓMETRO SOLAR CIMEL CE-318	63
3.2. FOTÓMETRO ESTELAR EXCALIBUR	67
3.2.1.- Componentes del Fotómetro Estelar EXCALIBUR	67
3.2.1.1.- Telescopio Celestron CGE 1100	68
3.2.1.2.- Sistema detector	70
3.2.1.3.- Otros componentes del Fotómetro Estelar EXCALIBUR	73
3.2.2.- Preprocesado de las Imágenes de EXCALIBUR	74
3.2.2.1.- Test de linealidad.....	74
3.2.2.2.- Dependencia del sesgo de la cámara CCD con la temperatura.....	75
3.2.2.3.- Efecto de la temperatura sobre la corriente de oscuridad	76
3.2.2.4.- Dependencia de la corriente de oscuridad con el tiempo de exposición	76
3.2.2.5.- Efecto del obturador	78
3.2.2.6.- Obtención del Campo Uniforme	79
3.2.3.- Realización de Medidas con el Fotómetro Estelar EXCALIBUR	81
3.2.3.1.- Selección de estrellas	81
3.2.3.2.- Foco del telescopio	82
3.2.3.3.- Radio de apertura	83
3.2.3.4.- Cálculo del tiempo de exposición y del fondo	84
3.3.- CALIBRADO DE LOS CANALES PARA OBTENER PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOLES	85
3.3.1.- Calibrado Relativo	87
3.3.1.- Método Langley	87
3.3.2.- Método Langley Astronómico	90
3.3.2.- Calibración del Fotómetro Solar CIMEL CE 318	91

3.3.3.- Calibrado del Fotómetro Estelar EXCALIBUR	94
3.3.2.1.- Calibrado relativo haciendo uso del método Langley y combinando el método de dos estrellas	94
3.3.2.2.- Calibrado relativo haciendo uso del método Langley y del método Langley Astronómico	96
3.4.- ERROR EN LA PROFUNDIDAD ÓPTICA ATMOSFÉRICA TOTAL.....	100
3.4.1.- Fotómetro Solar CIMEL.....	101
3.4.2.- Fotómetro Estelar EXCALIBUR	101
3.4.2.1.- Error asociado a la magnitud astronómica $S(\lambda)$	102
3.4.2.2.- Error asociado a la magnitud astronómica extratarrestre $S_0(\lambda)$	102
3.4.2.3.- Error producido por la turbulencia atmosférica	102
3.5.- CALIBRADO EN EL CANAL DE 940 nm	105
3.5.1.- Método Langley Modificado	106
3.5.2.- Método Langley Astronómico Modificado	107
3.5.3.- Obtención de los Coeficientes ‘a’ y ‘b’	108
3.4.3.1.- Obtención de los coeficientes ‘a’ y ‘b’ con SMARTS2	110
3.5.4.- Calibrados del Fotómetro Estelar EXCALIBUR en el Canal de 940 nm	112
3.5.5.- Calibrados del Fotómetro Solar CIMEL en el Canal de 940 nm	114
3.6.- EVALUCIÓN DE LAS CONSTANTES DE CALIBRACIÓN EN UN AMBIENTE CONTAMINADO COMO LA CIUDAD DE GRANADA	115
3.6.1.- Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar los Calibrados en la Ciudad de Granada	115
3.6.2.- Aplicación del Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar los Calibrados I: Profundidad Óptica de Aerosoles	120
3.6.3.- Aplicación del Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar las Calibrados II: Contenido de Agua Precipitable	123
3.6.4.- Aplicación del Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar las Calibrados III: Efectos de Fuertes Degradaciones.....	124

**Capítulo 4. METODOLOGÍA PARA EL CÁLCULO
DE LA PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOLES
Y DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE 127**

4.1.- CÁLCULO DE LA PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOLES	129
4.1.1.- Profundidad Óptica de Ozono	129
4.1.2.- Profundidad Óptica de NO_2	131
4.1.3.- Profundidad Óptica de Rayleigh	132
4.1.4.- Error en la Profundidad Óptica de Aerosoles $\delta_{Ac}(\lambda)$	133

4.2.- CÁLCULO DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE	133
4.2.1.- Cálculo del Contenido de Agua Precipitable a partir del Modelo de Transmitancia de Vapor de Agua Simplificada	136
4.2.2.- Cálculo del Contenido de Agua Precipitable a partir del Código de Transferencia Radiativa SMARTS2	136
4.2.3.- Comparación entre el W Calculado por el Método de la Transmitancia Simplificada con el Calculado Mediante una “look up table”	138
4.2.4.- Error en la Transmitancia de Vapor de Agua.	
4.2.4.1.- Cálculo del error en la magnitud extraterrestre en el canal de 940 nm	141
4.2.4.2.- Error introducido por la turbulencia atmosférica en el canal de 940 nm	143
4.3.- ANÁLISIS DE DATOS	145
4.3.1.- Análisis de Datos del Fotómetro Solar: Algoritmo de Smirnov	146
4.3.2.- Análisis de Datos del Fotómetro Estelar	146
4.3.2.1.- BLOQUE 2 de filtrado de nubes inicial	148
4.3.2.2.- BLOQUE 3 de agrupación de datos	157
4.4.- DEPENDENCIA ESPECTRAL DE LA PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOL: FÓRMULA DE ÅNGSTRÖM	161
Capítulo 5. METODOLOGÍA PARA EL CÁLCULO DE LA DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO	167
5.1.- DEFINICIONES Y PARAMETRIZACIONES	169
5.2.- OBTENCIÓN DE PROPIEDADES MICROFÍSICAS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO	173
5.2.1.- Inversión a partir de Medidas de Irradiancia Directa: Método de King et al. (1978)	173
5.2.2.- Inversión a partir de Medidas de Radiancia de Cielo: Código SKYRAD.PACK	178
5.3.- APLICACIÓN DEL MÉTODO DE KING et al. (1978) A LOS FOTÓMETROS SOLAR Y ESTELAR	182
5.3.1.- Obtención del Índice de Refracción	182
5.3.2.- Consideraciones Previas a la Inversión	183
5.4.- COMPARACIONES ENTRE LOS MÉTODOS DE INVERSIÓN: SIMILITUDES Y DIFERENCIAS.....	185
5.5.- APLICACIÓN DEL MÉTODO DE KING PARA OBTENER LA SERÍA DÍA-NOCHE DE PROPIEDADES MICROFÍSICAS EN COLUMNA DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO	186

Capítulo 6. CARÁCTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO EN COLUMNA Y DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE.....	197
6.1. LUGAR DE MEDIDA	199
6.1.- Caracterización Climatológica	199
6.2.- Masas de Aire sobre Granada	204
6.2.1.- Clasificación de masas de aire	206
6.2.2.- Algoritmo de clasificación de masas de aire	207
6.2.3.- Clasificación de masas de aire en Granada	209
6.2. ANÁLISIS DE DATOS.....	211
6.2.1.- Series de Medida de las Propiedades del Aerosol Atmosférico.....	212
6.2.2.- Series de Medida del Contenido de Agua Precipitable.....	227
6.3. ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES RADIATIVAS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO	232
6.3.1.- Promedios Mensuales y Evolución Anual	232
6.3.2.-Evoluciones Estacionales.....	209
6.3.3.- Patrón Diario	243
6.3.5. Caracterización de las Propiedades del Aerosol Atmosférico según la Masa de Aire	249
6.4. ESTUDIO DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE	261
6.4.1.- Evolución Anual	261
6.4.2.- Evolución Estacional	264
6.4.3.- Patrón Diario	265
6.4.4.- Caracterización del Contenido de Agua Precipitable Según la Masa de Aire.....	267
 Capítulo 8. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO	123
 Apéndice A. LOCALIZACIÓN DEL SOL Y DE LAS ESTRELLAS SOBRE LA BÓVEDA CELESTE	271
 Apéndice B. TIPOS DE ESTRELLAS	275
 Apéndice C. LA TURBULENCIA ATMOSFÉRICA	281
 <u>BIBLIOGRAFÍA</u>	285

RESUMEN

Según el criterio de la Organización Meteorológica Mundial (OMM), el clima es la síntesis del tiempo meteorológico en un periodo de tiempo suficientemente amplio como para establecer sus características estadísticas (valores medios, variancias, probabilidades de fenómenos extremos,...). El clima es el resultado de la interacción entre los distintos componentes del Sistema Climático, que incluye la atmósfera, la hidrosfera, la criosfera, la litosfera y la biosfera. Estos subsistemas del Sistema Climático interactúan entre sí, intercambiando energía, materia y cantidad de movimiento. La fuente fundamental de energía del Sistema Climático tiene un origen exterior al propio sistema y es la energía radiante del Sol. La Tierra absorbe una parte de la radiación solar que incide sobre ella y refleja el resto. Esta energía que entra en el Sistema Climático es redistribuida por las circulaciones atmosférica y oceánica y reemitida en longitudes de onda del infrarrojo térmico al espacio. De este modo, se produce un balance global entre la energía entrante, de origen solar, y la saliente, emitida por la Tierra. Cualquier factor capaz de alterar el intercambio radiativo de la Tierra con el espacio o que altere la redistribución de energía entre los diferentes componentes del Sistema Climático afectará al clima.

Durante los últimos años ha surgido una preocupación generalizada acerca del clima. Según el Cuarto Informe del Grupo Intergubernamental de Expertos sobre el Cambio Climático (IPCC, 2007) (Forster et al., 2007), el clima de la Tierra ha cambiado de modo evidente, tanto global como regionalmente, desde la era pre-industrial. Las actividades humanas son responsables, entre otros efectos, de haber incrementado la concentración de algunos gases atmosféricos de efecto invernadero, como el dióxido de carbono, el metano, el óxido de nitrógeno y el ozono troposférico. Las modificaciones

en el clima inducidas por estos gases están bien estudiadas y delimitadas. Sin embargo, en el caso del aerosol atmosférico, definido como el conjunto de partículas sólidas y/líquidas suspendidas en el aire (a excepción de las nubes) (Horvath, 1998), las incertidumbres son el doble de su valor estimado. La importancia en la caracterización del aerosol atmosférico se debe a los múltiples efectos sobre el clima. Por un lado, es capaz de dispersar y absorber la radiación solar, produciendo un efecto neto sobre el balance de energía Tierra-Atmósfera. Esto es lo que se conoce como efecto directo del aerosol. Por otro lado, el aerosol atmosférico tiene un efecto indirecto ya que las partículas que componen el aerosol atmosférico pueden actuar como núcleos de condensación de nubes, de modo que un aumento del aerosol atmosférico puede actuar alterando el albedo de las mismas (primer efecto indirecto) y variando el tamaño de las gotas de lluvia (segundo efecto indirecto).

Las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico en columna pueden ser estudiadas mediante técnicas de teledetección pasivas desde superficie. Estas técnicas permiten determinar las propiedades del aerosol atmosférico mediante la detección de la modificación del campo de radiación producida por las partículas que componen el aerosol atmosférico. En este sentido, las técnicas de teledetección pasiva no alteran las propiedades del aerosol. Durante el día, destaca la fotometría solar que realiza medidas de irradiancia directa solar y de radiancia de cielo. La fotometría solar está ampliamente desarrollada, habiéndose establecido varias redes de medidas tanto a nivel global (AERONET, <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>) como a nivel nacional (RIMA, <http://rima.uva.es/>). Durante la noche, destaca la fotometría estelar que realiza medidas de irradiancia directa de las estrellas. Esta técnica está mucho menos desarrollada, no habiéndose establecido hasta la presente fecha ninguna red de medidas. Por lo tanto, el avance en el desarrollo de la fotometría estelar es una tarea importante para conocer los cambios en las propiedades del aerosol atmosférico en columna durante la noche, cuando las fuentes emisoras de partículas están menos activas y las condiciones atmosféricas son muy distintas.

Esta tesis doctoral, titulada “*Caracterización del Aerosol Atmosférico en la Ciudad de Granada mediante Fotometría Solar y Estelar*” es el resultado del trabajo investigador realizado durante cuatro años. La tarea fundamental ha sido la puesta a punto del fotómetro estelar EXCALIBUR, incluyendo la instalación del instrumento en

la estación del Centro Andaluz de Medio Ambiente (CEAMA) en la ciudad de Granada. Esta tarea ha implicado también la calibración del instrumento en el Centro Astronómico Hispano-Alemán de Calar Alto. Posteriormente se ha comprobado el estado de la calibración se ha realizado en la estación del CEAMA en noches con carga baja y estable de aerosol. Todos estos aspectos se muestran en el capítulo 3 de esta tesis doctoral. Tras la calibración y puesta a punto, se han realizado medidas rutinarias, obteniéndose una base de datos de más de dos años y medio de medidas de irradiancia directa de estrellas.

Durante el desarrollo de la tesis doctoral se han desarrollado la metodología y algoritmos necesarios para la operación del fotómetro estelar. En primer lugar, se han desarrollado los procedimientos necesarios para calcular la profundidad óptica de aerosoles a partir de medidas de irradiancia directa estelar. Por otro lado, se ha implementado una nueva metodología para calcular el contenido de agua precipitable a partir del cálculo de transmitancia de vapor de agua entorno al canal de 940 nm. Posteriormente se ha conseguido caracterizar los errores sistemáticos y aleatorios introducidos por la turbulencia atmosférica, y además se ha implementado un algoritmo fiable y sencillo para el filtrado de nubes en la serie nocturna de la profundidad óptica de aerosoles. Todos estos procedimientos quedan descritos en capítulo 4 de esta tesis doctoral.

Se ha implementado la metodología necesaria para obtener la distribución de tamaño del aerosol atmosférico a partir de medidas espectrales del mismo. Estos aspectos quedan recogidos en el capítulo 5 de esta tesis. Finalmente, se ha analizado la serie de medidas para más de dos años de medidas correlativas con los fotómetros solar y estelar. Esto nos ha permitido la caracterización día-noche de los patrones mensuales, estacionales y diarios de las propiedades en columna del aerosol atmosférico. También se han estudiado las propiedades en columna del aerosol para las distintas masas de aire. Todos estos análisis se han realizado en el capítulo 6.

Durante el desarrollo de este trabajo se han realizado campañas de calibración en el Centro Astronómico Hispano-Alemán de Calar Alto, donde se ha colaborado en la caracterización de la calidad del cielo para realizar medidas astronómicas. También se han realizado estancias en el Leibniz Institute for Tropospheric Research (Leipzig,

Alemania) y el Institute of Science and Technology (Gwangju, Corea del Sur). Durante estas estancias se trabajó en un código alternativo para obtener propiedades microfísicas del aerosol a partir de medidas de irradiancia solar/estelar directa. Este código es utilizado ampliamente para la obtención de propiedades microfísicas a partir de medidas con sistemas de teledetección activa como el sistema Lidar.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

Según el criterio de la Organización Meteorológica Mundial (OMM), el clima es la síntesis del tiempo meteorológico en un periodo de tiempo esencialmente amplio como para establecer sus características estadísticas (valores medios, variancias, probabilidades de fenómenos extremos...). El clima es el resultado de la interacción entre los diferentes componentes del Sistema Climático, que incluye la atmósfera, la hidrosfera, la criosfera, la litosfera y la biosfera. Estos subsistemas del Sistema Climático interaccionan entre sí, intercambiando energía, materia y cantidad de movimiento. Toda la energía que entra en el Sistema Climático es redistribuida por las circulaciones atmosférica y oceánica y reemitida en longitudes de onda del infrarrojo térmico al espacio. De este modo, se produce un balance global entre la energía entrante, de origen solar, y la saliente, emitida por la Tierra. La importancia de una atmósfera puede ser fácilmente comprendida si comparamos la temperatura de la Tierra y de la Luna consideradas como cuerpos negros (Horvath, 1998). La Tierra, tiene una temperatura media de 286 K, mientras que la Luna presenta una temperatura media de 268 K, con variaciones entre -143 y 393 K. En ambos casos, la principal fuente de energía es la radiación solar. En el caso de la Tierra, el balance radiativo Tierra-Atmósfera es bastante complejo, pues engloba fenómenos físicos tan variados como el albedo de la superficie terrestre, el albedo de las nubes, emisiones de radiación desde la superficie terrestre, procesos de evotranspiración del suelo, transporte de energía por procesos convectivos y absorción y emisión de la atmósfera y de las nubes en el infrarrojo térmico.

En los últimos años ha surgido una preocupación generalizada acerca del clima y en particular el efecto del hombre sobre el mismo. De acuerdo con los resultados publicados recientemente en el Cuarto Informe del Grupo Intergubernamental de Expertos sobre el Cambio Climático (IPCC 2007), el clima de la Tierra ha cambiado de modo evidente, tanto global como regionalmente, desde la era preindustrial. Este informe señala que existen claras evidencias de que el calentamiento global observado durante los últimos cincuenta años se debe a la actividad humana. En este sentido, se habla de forzamiento radiativo (Ramaswamy et al., 2001) como cualquier cambio en el balance de energía del sistema Tierra-Atmósfera. Un forzamiento radiativo positivo implica un calentamiento mientras que un forzamiento radiativo negativo implica un enfriamiento.

1.- INTRODUCCIÓN

Uno de los aspectos más importantes para evaluar el forzamiento radiativo es el conocimiento de los procesos de absorción gaseosa que se dan en la atmósfera. Entre estos gases destacan el dióxido de carbono, el metano ó el óxido nitroso, que son radiativamente activos en el infrarrojo térmico absorbiendo de modo efectivo la radiación infrarroja emitida por la superficie terrestre. Este proceso de absorción que lleva asociado el consiguiente proceso de emisión, tanto hacia la superficie terrestre como hacia el espacio, produce el conocido efecto invernadero. Este fenómeno natural es responsable de que en la superficie terrestre la temperatura sea unos 30 K mayor de lo que sería en ausencia de atmósfera. Ahora bien, una variación la concentración de estos gases produce un forzamiento radiativo del clima al alterar el balance de energía global. En este sentido, la actividad humana reciente ha sido responsable del aumento de algunos de estos gases de efecto invernadero (Forster et al., 2007). También es importante destacar la importancia de la actividad humana en la disminución del contenido total de ozono, que es un gas absorbente de la radiación ultravioleta (UV: 0.2-0.4 μm).

En la atmósfera terrestre aparte de los gases de efecto invernadero existen otros constituyentes que pueden absorber, y también dispersar, la radiación solar. En este sentido, se conoce como aerosol atmosférico al conjunto de partículas que quedan suspendidas en el aire (Horvath 1998). En cuanto a su origen, podemos distinguir entre el aerosol de tipo natural, como pueden ser las partículas del aerosol inyectadas en la atmósfera desde los grandes desiertos del planeta ó de las erupciones volcánicas, y el de origen antropogénico, debido por ejemplo a la quema de combustibles fósiles. En cuanto a los efectos del aerosol atmosférico, el IPCC (2007) distingue entre dos tipos de efectos.

Por un lado esta el *efecto directo* que consiste en la dispersión y absorción de radiación en longitudes de onda corta y larga, alterando así el balance radiativo Tierra-atmósfera. En este sentido, el conocimiento de las propiedades ópticas del aerosol atmosférico es fundamental. La dispersión por aerosoles ejerce un efecto neto negativo en el balance radiativo, mientras que el aerosol absorbente puede ejercer un balance negativo sobre superficies oscuras como océanos ó las superficies de algunos bosques, y un efecto neto positivo sobre superficies brillantes como son los desiertos, la nieve, el hielo ó cuando esta sobre una nube (Chylek y Wong, 1995; Haywood y Shine, 1995). El

efecto directo del aerosol atmosférico en el balance radiativo en longitudes de onda largas tiene importancia solo si predominan partículas gruesas y si las concentraciones son considerables a alturas elevadas (Tegen et al., 1996).

Por otro lado, el *efecto indirecto* del aerosol atmosférico es el proceso mediante el cual se modifican las propiedades microfísicas de las nubes, lo que da lugar a la modificación del tamaño y de las propiedades radiativas de la propia nube. La clave está en que las partículas del aerosol atmosférico actúan como núcleos de condensación de las gotas de las nubes (Penner et al., 2001). Esto se traduce en que los aerosoles atmosféricos influyen en el tamaño y en el número de gotas que hay en la nube, efecto conocido como “primer efecto indirecto del aerosol” (Ramaswamy et al., 2001), “efecto sobre el albedo de la nube” (Lohman y Feichter, 2005) ó “Efecto de Twomey” (Twomey, 1977). Los efectos indirectos del aerosol atmosférico sobre el contenido de agua líquida en la nube, y sobre la altura y tiempo de vida de la nube se conocen como “segundo efecto indirecto” (Ramaswamy et al., 2001), “efecto sobre el tiempo de vida medio de la nube” (Lohmann y Feichter, 2005) ó “efecto Albrecht” (Albrecht, 1989). Hay que destacar que el efecto del aerosol de origen antropogénico en la formación de cristales de hielo en las nubes (Penner et al., 2001) presenta aún bastantes incertidumbres (Forster et al., 2007).

Las contribuciones antropogénicas del aerosol atmosférico (sobre todo sulfatos, carbono orgánico, hollín, nitratos y partículas minerales) se traducen en un enfriamiento por efecto directo de -0.5 (-0.9 y -0.1) Wm^{-2} , mientras que para el efecto indirecto se traduce en un enfriamiento de -0.7 (-1.8 y -0.3) Wm^{-2} . Como se puede ver en la figura 1.1, el aerosol atmosférico compensa parcialmente el efecto provocado por los gases de efecto invernadero. Sin embargo, las barras de error son bastante más grandes, debido en muchos aspectos al grado de incertidumbre en los procesos que controlan el aerosol atmosférico. En este sentido, las partículas que forman parte del aerosol sufren diferentes procesos físicos y químicos en la atmósfera, sobre todo en el interior de las nubes, y son eliminados de un modo eficaz por la precipitación, de modo que su tiempo medio de residencia no excede la semana. Este corto tiempo de residencia sumado al carácter heterogéneo y a veces discontinuo de sus fuentes hace que el aerosol atmosférico presente una distribución no homogénea, con una localización preponderante en la proximidad de sus fuentes, aunque en ocasiones son posibles

1.- INTRODUCCIÓN

procesos de transporte a gran distancia. Evidentemente, estos aspectos dificultan tanto el propio estudio del aerosol como la valoración de sus efectos radiativos a nivel global. Por otro lado, el forzamiento radiativo del aerosol depende no sólo de su distribución espacial sino también de la forma de los mismos, su distribución de tamaño y composición.

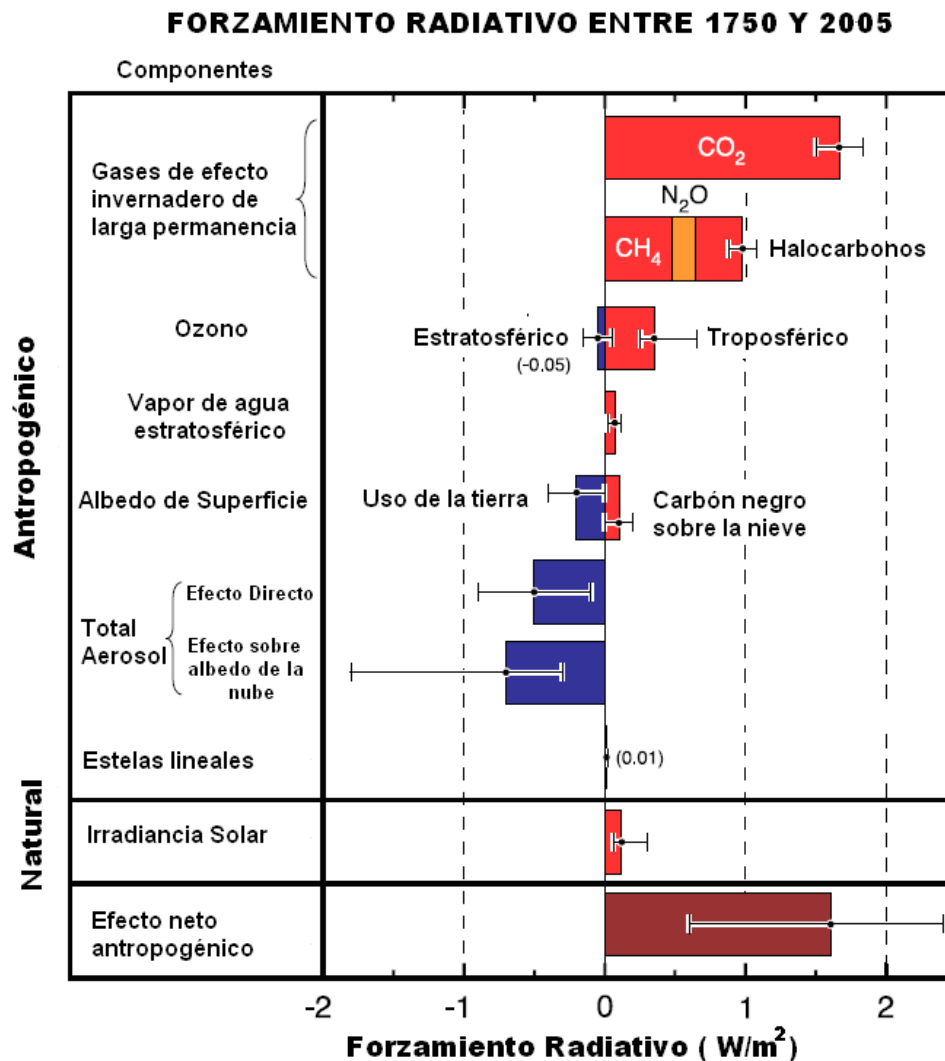


Figura 1.1: Promedio del forzamiento radiativo a nivel mundial en 2005 con respecto a 1750 (estimaciones óptimas y horquilla de incertidumbre del 5 al 95 %) para CO₂, CH₄, N₂O, aerosol atmosférico y otros componentes importantes. No se ha incluido el efecto del aerosol procedente de erupciones volcánicas esporádicas, aunque pueden añadir un enfriamiento durante un cierto número de años tras de la erupción. La gráfica ha sido tomada de Forster et al., (2007)

También es importante resaltar que el creciente interés en el estudio del material particulado atmosférico se debe también a otros efectos adversos que origina. El principal de todos es el efecto negativo sobre la salud humana, incrementando el riesgo

de afecciones de tipo respiratorio y pulmonar (Dockery et al., 1993; Schwartz et al., 1994; Hoek et al., 2002; Pope et al., 2002; Wichmann et al., 2000; Brunekreef y Forsberg, 2005; WHO, 2006) y cardiovascular (Wyzga, 2002; Dockery y Stone., 2007; Miller et al., 2007). La presencia de material particulado en suspensión tiene también efectos adversos sobre los ecosistemas (Peters, 1973; WBG, 2000) y acelera el deterioro de materiales de construcción (Alastuey, 1994).

Las zonas áridas del Norte de África proporcionan grandes cantidades de material eólico, que una vez en la atmósfera pueden viajar grandes distancias. España, y más concretamente su cuenca mediterránea, está especialmente afectado por el aerosol atmosférico natural debido a los aportes frecuentes de polvo mineral procedente del Norte de África (Sahara y Sahel) y a efectos de resuspensión en su propio territorio (Rodríguez et al., 2001). Las condiciones orográficas y los patrones de Circulación General de la Atmósfera Mediterránea dificultan la dilución de los contaminantes y la renovación de las masas de aire dando lugar a diferencias acusadas en las características de las partículas en suspensión entre el Sur y Norte-Centro de Europa y afectando a las estrategias de regulación de la contaminación del aire. Por otro lado, en los últimos años se ha producido un incremento significativo de emisiones antropogénicas en España dando lugar a un aumento notable en los niveles de partículas dañinas para la salud. Además, estudios recientes apuntan a que las intrusiones africanas podrían aumentar tanto en frecuencia como en intensidad debido a procesos severos de desertización que están teniendo lugar en el Magreb y en el Sahel. Así, la persistente sequía que desde hace más de 30 años azota la zona del Sahara y Sahel, junto al crecimiento desmedido de prácticas agrícolas y ganaderas extensivas, han terminado prácticamente desecando extensas zonas acuáticas como el Lago Chad, disminuyendo la cubierta vegetal protectora y aumentando la frecuencia e intensidad de tormentas de arena.

Para caracterizar el aerosol atmosférico, se ha desarrollado una amplia instrumentación que permite estudiar su evolución espacial y temporal (Haywood y Boucher, 2000; Penner et al., 2001; Ramaswamy et al., 2001). En este sentido, se han desarrollado plataformas volantes con un amplio número de sensores remotos que proporcionan diariamente una imagen global de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico. Entre estos sensores cabe destacar el sensor MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) que posee un amplio número de canales espectrales en el

1.- INTRODUCCIÓN

rango entre 405-2155 nm (<http://modis.gsfc.nasa.gov/about/specifications.php>). Este sensor se encuentra a bordo de las plataformas espaciales Terra y Aqua operados por la National Aeronautic and Space Agency (NASA) de Estados Unidos.

Aparte de las plataformas espaciales, el aerosol atmosférico se puede caracterizar, bien *in situ* mediante impactadores ó contadores de partículas, o bien a distancia mediante instrumentos de teledetección activos ó pasivos. La teledetección activa usa una fuente de radiación para “iluminar” la atmósfera y hace uso de la radiación retrodispersada hacia el sistema de detección para caracterizar las propiedades del aerosol. Por otro lado, la teledetección pasiva consiste en caracterizar la modificación del campo de radiación inducido por el aerosol atmosférico. Hasta la fecha, se ha utilizado el campo de radiación solar, a partir del cual se pueden realizar medidas de irradiancia solar directa, de radiancia de cielo y de polarización del cielo. Esto es lo que se conoce como fotometría solar.

El fotómetro solar más conocido es el fotómetro CIMEL CE 318, desarrollado a principios de los años 90, siendo el instrumento estándar de la red internacional AEROSOL RObotic NETwork (AERONET, <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>). El grupo de Física de la Atmósfera de la Universidad de Granada (GFAT) participa en esta red desde finales del año 2004. Por otro lado, el fotómetro CIMEL CE-318 es también el instrumento estándar de otras redes de ámbito nacional, como la francesa PHOTONS (PHOtométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire, <http://www-loa.univ-lille1.fr/photons/>), la canadiense AEROCAN (The Canadian Sun-Photometer Network, <http://pages.usherbrooke.ca/aerocan/>) ó la española RIMA (Red Ibérica de Medida de Aerosoles, <http://rima.uva.es/>). Finalmente, nos gustaría destacar que existen otros modelos de fotómetros solares, como el modelo PREDE POM de fabricación japonesa, y que es el instrumento estándar de la red SKYNET.

Sin embargo, el uso de la fotometría solar limita el estudio del aerosol atmosférico en columna solo al período diurno. Durante la noche, la ausencia de procesos fotoquímicos y la variación de la humedad relativa dentro de la capa límite, nos hace preguntarnos si hay variación en las propiedades de los aerosoles. Hasta ahora esta pregunta no ha podido ser respondida por la ausencia de instrumentación adecuada para hacer medidas nocturnas integradas en la columna atmosférica y por tanto, el

conocimiento de las propiedades de los aerosoles en columna durante la noche plantea un reto importante. En este sentido, el GFAT, en colaboración con el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA), ha desarrollado un fotómetro estelar EXCALIBUR (**EX**tinction **CA**mera and **Lum**Inance **Ba**ckgro**U**nd **R**egister) para caracterizar el aerosol atmosférico. Este diseño, pionero en Europa, se basa en el uso de una cámara CCD como detector. Este instrumento muestra una gran versatilidad, pues se utiliza también para calcular el contenido de agua precipitable de la atmósfera (Pérez-Ramírez et al., 2007) y para estimar la calidad de la atmósfera en Centros Astronómicos (Sánchez et al., 2007). Debemos de mencionar desarrollos previos realizados en fotometría estelar por Leiterer et al. (1995) y Schulz (1998). Estos autores instalaron un fotómetro estelar en la estación meteorológica alemana de Lindenberg (78.95°N, 11.93°E) en Enero de 1996 utilizando como detector un fotomultiplicador. También se utilizó este diseño para la realización de medidas en la estación noruega de Koldewey, situada en Ny-Alesund (78.95° N, 11.93°E) (Herber et al., 2002).

El trabajo desarrollado en esta tesis doctoral conecta con las líneas de investigación que actualmente se desarrollan en el Grupo de Física de la Atmósfera de la Universidad de Granada. También se conecta con los compromisos adquiridos por el grupo, como la participación en las redes de observación global AERONET y EARLINET (European Aerosol Lidar Network, red de lídars avanzados europeos). Asimismo, este trabajo se ha enmarcado en el desarrollo de los proyectos CALIPSO-PANDORA y AEROGLOBAL, financiados con fondos del Ministerio de Educación y Ciencia y la Junta de Andalucía, respectivamente, así como en el proyecto del marco del VI Programa Marco de la UE, EARLINET-ASOS.

La presente tesis doctoral se ha estructurado en 7 capítulos. En el primer capítulo se hace una introducción de carácter general. En el capítulo 2 se describen los aspectos esenciales de la atmósfera terrestre, realizándose una descripción de las magnitudes radiométricas. Posteriormente se hace una breve descripción del tipo de estrellas utilizadas y de la radiación solar. Esto viene seguido por un análisis pormenorizado de la ecuación general de transporte radiativo, y de una descripción de los componentes absorbentes y dispersantes en la atmósfera para el intervalo de longitud de onda que trabajamos. En la segunda parte del capítulo se describen los aerosoles atmosféricos,

clasificándose según sus fuentes, composición química y rango de tamaños. El capítulo concluye con una descripción de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico.

En el capítulo 3 se realiza una descripción detallada de los instrumentos utilizados en este trabajo. En particular insistimos en el fotómetro estelar EXCALIBUR debido a su diseño innovador, haciendo especial hincapié en el análisis de ruidos y en los procedimientos de medida. Posteriormente describimos la manera de llevar a cabo la calibración de los instrumentos, destacándose los métodos Langley Astronómico y Langley Astronómico Modificado por su mayor robustez. Posteriormente se analizan los errores en la profundidad óptica atmosférica total, destacándose el efecto de la turbulencia atmosférica en el fotómetro estelar EXCALIBUR. Por último, presentamos un algoritmo de filtrado de datos que nos permite realizar calibraciones en ciudad en condiciones atmosféricas estables y de baja turbiedad

En el capítulo 4 se hace una descripción de los procedimientos de cálculo de la profundidad óptica de aerosoles. También se presenta un método alternativo al cálculo del contenido de agua precipitable que consiste en el uso de una “look up table” generada a partir del código de transferencia radiativa SMARTS2. Posteriormente, se muestra el análisis de datos de los fotómetros solar y estelar. En especial, para el fotómetro estelar EXCALIBUR, presentamos un algoritmo de filtrado de nubes basado en realización de medias móviles. Posteriormente, para el fotómetro estelar EXCALIBUR se genera una base de datos final en la cual los datos se han promediado en intervalos de 30 minutos.

En el capítulo 5 se describen los principales conceptos de la distribución de tamaño de aerosoles. Se presenta el método de King et al. (1978) como un método fiable para la obtención de la distribución numérica de tamaños de aerosoles a partir de medidas espectrales de profundidad óptica de aerosoles. También se presenta el método de Nakajima et al. (1996) basado en medidas de radiancia de cielo y en medidas de irradiancia solar directa. En este trabajo utilizamos este último método para obtener el índice de refracción de aerosoles durante el día. Posteriormente se describen los pasos a seguir para realizar las inversiones con el método de King et al. (1978). También se hace una estimación del grado de concordancia entre ambos métodos de inversión.

Finalmente, se realiza un primer estudio de la evolución día-noche de las propiedades microfísicas del aerosol.

El capítulo 6 comienza con una caracterización climatológica de la ciudad de Granada donde se realizan las medidas experimentales. Además, se presenta el código HYSPLIT y el algoritmo desarrollado para clasificar el tipo de masas de aire. Posteriormente se hace un estudio de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico para las distintas masas de aire. Por otro lado, se realizan análisis anuales, mensuales y estacionales de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico en columna durante el día y durante la noche. Finalmente, se realiza un análisis de las propiedades radiativas del aerosol a lo largo del día entero con el fin de estudiar la existencia de cambios en el tipo de partículas del aerosol. Se ha realizado un análisis equivalente para el contenido de agua precipitable.

En el capítulo 7 se muestran las principales conclusiones derivadas de esta tesis doctoral, y se presentan también las líneas del trabajo futuro.

Por último, se presenta un conjunto de apéndices. En el apéndice A se muestra la forma de localizar las estrellas y el Sol en la bóveda celeste. En el apéndice B se muestran las características de las distintas estrellas. Finalmente, el apéndice C muestra la turbulencia atmosférica.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS

En este capítulo se describen los aspectos esenciales de la atmósfera terrestre, realizándose una descripción de las magnitudes radiométricas. Posteriormente se hace una breve descripción del tipo de estrellas utilizadas y de la radiación solar. Esto viene seguido por un análisis de la ecuación general de transporte radiativo, y de una descripción de los componentes absorbentes y dispersantes en la atmósfera para el intervalo de longitud de onda en el que trabajamos. En la segunda parte del capítulo se describen los aerosoles atmosféricos, clasificándose según sus fuentes, composición química y rango de tamaños. El capítulo concluye con una descripción de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico.

2.1.- LA ATMÓSFERA TERRESTRE

La atmósfera terrestre es la capa gaseosa que envuelve a la Tierra. El papel de la atmósfera en la modulación de las condiciones en la Tierra queda evidenciado mediante una simple comparación de la temperatura media de la Tierra con la de la Luna (Horvath, 1998). La irradiancia incidente sobre ambos es equivalente, pero la Tierra tiene atmósfera y la Luna no. La temperatura media de la Tierra se encuentra entorno a 15°C, mientras que la de la Luna varía entre los 120 y los -130 °C dependiendo de que esté recibiendo o no la irradiancia solar, con una media de -5°C.

Para describir la interacción de la atmósfera terrestre con la radiación solar ó estelar debemos conocer tanto la estructura térmica como la composición de la atmósfera, aspectos que pasamos a estudiar en los siguientes apartados.

2.1.1- Estructura Térmica de la Atmósfera Terrestre

En términos generales la atmósfera terrestre se divide en la baja atmósfera y la alta atmósfera. Se considera que la baja atmósfera se extiende hasta la cima de la estratosféra, aproximadamente hasta unos 50 km. Desde el punto de vista térmico, la atmósfera se divide en diferentes capas, dentro de las cuales la temperatura, la presión y la densidad varían con la altura. Estas variaciones se pueden observar con detalle en la figura 2.1 donde se muestra un perfil típico para latitudes medias. Según la nomenclatura estándar definida por la Unión Internacional de Geodesia y Geofísica (IUGG) en 1960, el perfil vertical se divide en cuatro capas distintas. Estas capas son la troposfera, la estratosfera, la mesosfera y la termosfera. Las cimas de estas capas se denominan tropopausa, estratopausa, mesopausa y termopausa, respectivamente.

La *troposfera* se caracteriza por un decaimiento de la temperatura con la altura, de aproximadamente 6.5 °C/km. La temperatura en esta capa es consecuencia directa del balance radiativo y de los procesos convectivos de transporte de energía desde la superficie a la atmósfera. Prácticamente todo el vapor de agua, nubes y precipitación están confinados dentro de esta capa. La *estratosfera* se caracteriza por un aumento de la temperatura con la altura. La mayor parte del ozono atmosférico se encuentra dentro

de esta capa. El estado de la estratosfera viene determinado por la absorción de la radiación solar ultravioleta por el ozono y por las emisiones infrarrojas del dióxido de carbono; el ozono también muestra bandas de absorción débiles, conocidas como bandas de Chappuis, en el visible e infrarrojo cercano (aproximadamente entre los 440 y 1180 nm) (Inn y Tanaka, 1953; Vigroux, 1953; Molina y Molina, 1986; Anderson y Mauersberger, 1992). La *mesosfera* se extiende desde los 50 a 85 km aproximadamente, y se caracteriza por una disminución de la temperatura con la altura. Por encima de los 85 km, y hasta una extensión de cientos de kilómetros, se encuentra la *termosfera*, con un rango de temperaturas entre los 500 y 2000 K, dependiendo de la actividad solar.

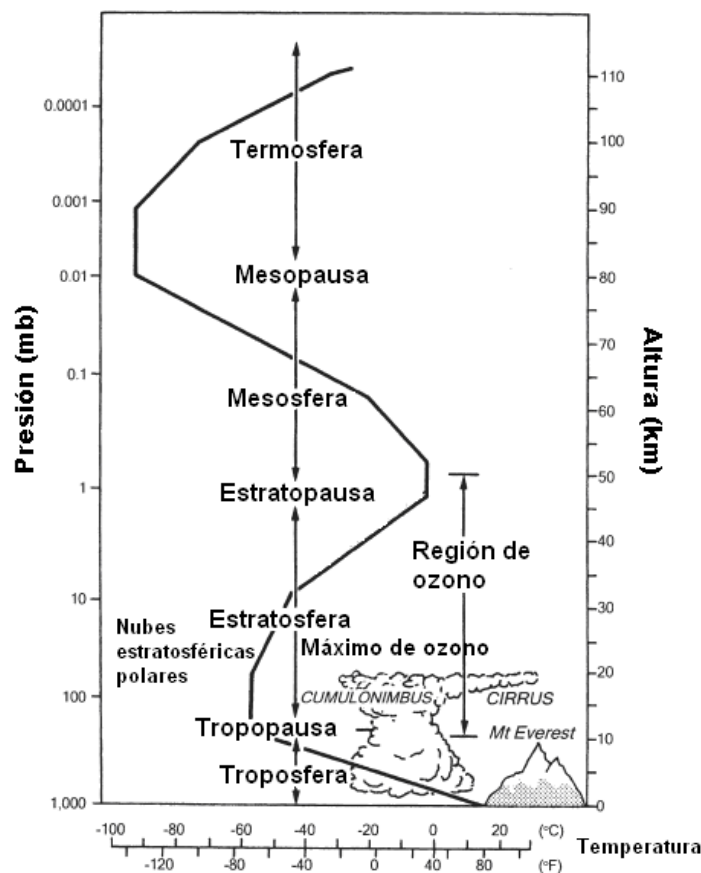


Figura 2.1: Perfil vertical de temperatura para la atmósfera U.S. estándar. Gráfica tomada de Barry and Chorley (2003).

2.1.2- Composición de la Atmósfera

La atmósfera terrestre está compuesta por dos grupos de gases, unos cuya concentración es prácticamente constante y otros cuyas concentraciones son variables. Además, en la atmósfera hay diferentes tipos de partículas sólidas y líquidas en

suspensión, el aerosol atmosférico, y de nubes que varían rápidamente en el espacio y en el tiempo (Liou, 2002). En la tabla 2.1 se muestran los componentes atmosféricos y su porcentaje de volumen, tanto para los constituyentes permanentes como para los variables. El nitrógeno, oxígeno y argón componen más del 99.96 % del total del volumen atmosférico. Los gases permanentes tienen una proporción de volumen constante hasta aproximadamente los 60 km.

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

Tabla 2.1. Composición de la atmósfera U. S. Estándar 1976. La tabla ha sido tomada de Liou (2002).

Aunque en la tabla anterior se ha mostrado como un constituyente constante, el dióxido de carbono aumenta entorno a un 0.4 % por año debido principalmente a la combustión de combustibles fósiles. Además la concentración de metano, con una concentración actual de 1.7 ppmv aumenta entorno al 1-2% al año debido principalmente a la actividad humana. Por otro lado, la deforestación, la quema de biomasa y la modificación de las fuentes de CH₄ pueden dar lugar a cambios en la concentración del CO atmosférico. También hay evidencias de un aumento en el contenido del N₂O, entorno al 0.26% anual (Forster et al., 2007).

La concentración de los componentes variables mostrados en la tabla 2.1 es bastante pequeña, pero son vitales en los procesos radiativos que se dan lugar en la atmósfera. De todos ellos, el vapor de agua es sin duda el más importante, debido a su variación espacial y temporal. La variación espacial del vapor de agua troposférico se debe principalmente al ciclo hidrológico y a los procesos de transporte a gran escala. La

concentración de ozono también varía significativamente en el espacio y en el tiempo, pero en este caso ocurre a altitudes entre 15-30 km. El máximo de concentración del ozono se encuentra entre los 20-25 km, y es lo que se conoce como capa de ozono, dependiendo tanto de la latitud como de la estación del año. El ozono es continuamente creado y destruido por procesos fotoquímicos asociados a la radiación ultravioleta solar. Debemos de destacar que la absorción de la radiación ultravioleta solar por parte del ozono es vital para la vida en la tierra (Forster et al., 2007). Por otro lado, los óxidos de nitrógeno (NO, NO₂) son bastantes importantes en la determinación de la concentración del ozono, tanto estratosférico como troposférico. Estos compuestos son emitidos principalmente por los procesos de combustión, y por las emisiones de los vuelos a gran altura. Además hay que destacar los clorofluorocarbonatos, que representan también una amenaza para la capa de ozono. Gran cantidad de estos compuestos son producidos por la industria actual. Finalmente, el dióxido de azufre se inyecta en la estratosfera principalmente por las erupciones volcánicas, aunque últimamente las emisiones desde la superficie terrestre han aumentado considerablemente (Liou, 2002). El SO₂ y otros gases sulfurosos son los precursores de procesos de conversión gas-partícula. Para finalizar, la figura 2.2 muestra un perfil vertical representativo para los gases mostrados en la tabla 2.1 en una atmósfera de latitudes medias.

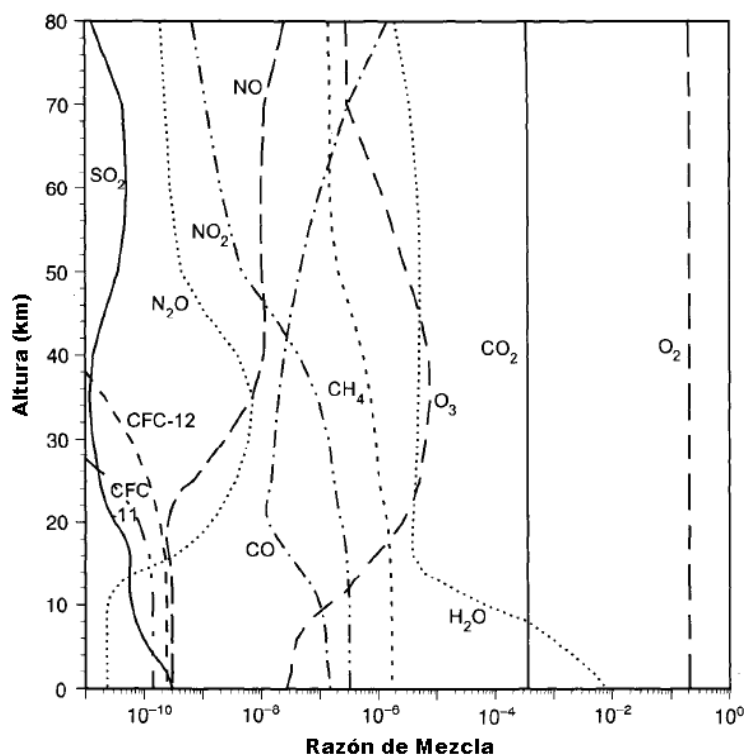


Figura 2.2: Perfil vertical representativo de la razón de mezcla para los gases mostrados en la tabla 2.1 en condiciones de latitudes medias. Gráfica tomada de Liou (2002).

2.2.- MAGNITUDES RADIOMÉTRICAS BÁSICAS.

El tratamiento de la interacción de la radiación solar ó estelar con la atmósfera requiere la definición de las magnitudes empleadas en radiometría. La magnitud básica empleada para representar la energía radiante Q emitida por unidad de tiempo, transportada ó recibida, en una longitud de onda determinada, es lo que se conoce como *flujo radiante monocromático* $\Phi(\lambda)$, y se expresa en $W\mu m^{-1}$. Esta magnitud no da ninguna información de la distribución de la radiación en una dirección ó sobre una superficie. Cuando una cantidad de flujo radiante $d\Phi(\lambda)$ se recibe (ó emite) por un elemento de superficie dS de un detector (ó fuente), sin tener en cuenta la dirección, se define la *densidad de flujo radiante ó irradiancia* $F(\lambda)$, como el flujo emitido o recibido por unidad de área, y se mide en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$:

$$F(\lambda) = \frac{d\Phi(\lambda)}{dS} \quad (2.1)$$

Para caracterizar la emisión de fuentes puntuales se define la *intensidad radiante* $I(\lambda)$, que representa la cantidad de flujo, $d\Phi(\lambda)$ propagado en el ángulo sólido $d\Omega$, y se expresa en vatios por micra y estereoradian, $W\mu m^{-1}sr^{-1}$.

$$I(\lambda) = \frac{d\Phi(\lambda)}{d\Omega} \quad (2.2)$$

Para aplicar el concepto de intensidad a fuentes extensas, se define la *radiancia* $L(\lambda)$ como el flujo por unidad de área y unidad de ángulo sólido. Si θ es el ángulo entre la superficie normal sobre la que incide la radiación y la dirección en la que el flujo radiante es emitido, la radiancia, expresada en $Wm^{-2}\mu m^{-1}sr^{-1}$ viene dada por:

$$L(\lambda) = \frac{d^2\Phi(\lambda)}{d\Omega dS \cos\theta} \quad (2.3)$$

Finalmente, en la tabla 2.2 muestra un resumen de las magnitudes radiométricas definidas.

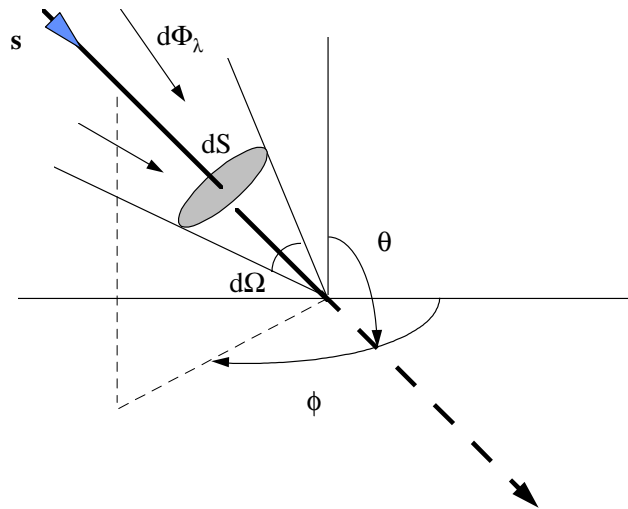


Figura 2.3: Definición de radiancia. Los ángulos cenital θ y acimutal ϕ definen la dirección s de la radiación incidente.

Magnitud Radiométrica	Símbolo	Unidades
Energía Radiante	Q	J
Flujo Radiante	$\Phi(\lambda)$	$W\mu m^{-1}$
Densidad de Flujo Radiante (irradiancia)	$F(\lambda)$	$W m^{-2} \mu m^{-1}$
Intensidad Radiante	$I(\lambda)$	$W \mu m^{-1} sr^{-1}$
Radiancia	$L(\lambda)$	$W m^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1}$

Tabla 2.2. Magnitudes radiométricas, símbolos y unidades

2.3.- LAS ESTRELLAS

Las estrellas se forman a partir de concentraciones gigantescas de una nube de gases. Estas concentraciones tan grandes de gases se contraen debido a su propia atracción gravitatoria. A medida que la nube de gases se encoge, se reduce su energía potencial gravitatoria que se transforma en energía interna, dando lugar a un aumento de su temperatura. La energía interna en los primeros tiempos de la estrella embrionaria puede escapar fácilmente, y así la nube de gas permanece fría. Al aumentar la densidad de la nube, se hace más difícil la salida de la energía, calentándose el interior. Si la nube es lo suficientemente grande, el aumento de la temperatura puede desencadenar reacciones nucleares. Esto genera más energía interna, y como en el ejemplo del Sol,

tiene lugar la producción de helio a partir de hidrogeno mediante una reacción de fusión nuclear. Desde ese momento la nube de gas pasa a ser una estrella.

Un astro emite un flujo radiante (denominado luminosidad en terminología astronómica). Por ejemplo, el Sol emite una flujo radiante Φ de $4 \cdot 10^{26}$ W. El conocimiento del flujo radiante de una estrella es importante porque, si la estrella esta en estado estacionario, es decir, no hay cambios temporales, emitirá toda la energía liberada en su interior. Por lo tanto, la densidad de flujo que sale de una estrella viene dada por:

$$F = \frac{\Phi}{4\pi R^2} \quad (2.4)$$

Donde R es el radio de la estrella. Por otro lado, la densidad de flujo radiante que sale del astro (F) no coincide con el que llega a la tierra (F_0). Si la luz procedente del astro no se extingue por el camino, y si el astro esta en un estado estacionario, toda la energía que sale por la superficie del astro acabaría atravesando una superficie esférica de radio r, siendo r la distancia astro-Tierra. Por consiguiente, la densidad de flujo radiante de los objetos más lejanos nos llega más debilitada. Finalmente debemos de mencionar que los detalles de la localización de las estrellas en la esfera celeste pueden ser consultados en el apéndice A.

2.3.1.- Fotometría

Además de las magnitudes radiométricas introducidas hasta ahora, los astrónomos utilizan otras, directa e íntimamente relacionadas con la historia de la astronomía. Su uso está generalizado, por lo que una breve discusión aquí es ineludible. Hiparco (~ 190 a.C.- ~120 a.C) clasificó las estrellas en 6 categorías, siendo las más brillantes las correspondientes a la primera y las apenas perceptibles las de la sexta. Para acomodarse a las apreciaciones de Hiparco, se define la “magnitud”, m, de una estrella como:

$$m = -2.5 \log \frac{F}{F_0} \quad (2.5)$$

2.- FUNDAMENTOS

Donde F es la densidad de flujo recibido en la Tierra y F_0' es una densidad de flujo de referencia, comúnmente relacionado con la densidad de flujo de la estrella Vega. Hay que resaltar en esta fórmula el logaritmo (pues más o menos logarítmica es la respuesta del ojo humano), el signo negativo (con lo cual las estrellas más brillantes tienen menor magnitud, como ocurría en las categorías de Hiparco) y la constante F_0' (que ajusta y hace corresponder la escala de magnitudes a la de Hiparco). La magnitud está relacionada con el flujo radiante. Si una estrella tiene una magnitud muy alta, es decir, su densidad de flujo F es baja, se debe bien a que está lejos, o a que su flujo radiante es intrínsecamente bajo.

En astronomía comúnmente se emplean filtros interferenciales con un amplio ancho de banda. Uno de los sistemas de filtros más utilizados en Astronomía es el sistema UVBRI, ó sistema Johnson, mostrado en la tabla 2.3.

Magnitud	Color	Rango Espectral (nm)	Longitud de onda efectiva (nm)
<i>U</i>	Ultravioleta	300 a 400	360
<i>B</i>	Azul	360 a 550	440
<i>V</i>	Visual	480 a 680	550
<i>R</i>	Rojo	530 a 950	700
<i>I</i>	Infrarrojo	700 a 1200	800

Tabla 2.3: Sistema de filtros UVBRI de Johnson.

Al atravesar la atmósfera terrestre, la luz procedente de una estrella se atenúa, por lo que su magnitud aumenta con respecto a la que obtendríamos si la observásemos fuera de la atmósfera. Los astrónomos han desarrollado técnicas para eliminar el efecto de la atmósfera de sus observaciones. En esta tesis doctoral, vamos a aprovechar los desarrollos recientes en astronomía pero no para eliminar los efectos atmosféricos, sino para caracterizarlos.

2.3.2.- Tipos de Estrellas

El estudio de los espectros estelares reveló importantes diferencias de unas estrellas a otras. Hoy en día se usa la clasificación espectral de Harvard, basada en la temperatura de las atmósferas estelares, y la clasificación de Yerkes que es más completa al incorporar también el flujo radiante. Los detalles de ambas clasificaciones

pueden encontrarse en el apéndice B de esta tesis doctoral. En este punto solo haremos una breve descripción de las formas más simples en las que se pueden presentar las estrellas. Más información puede encontrarse también en Battaner (2002).

· **Estrellas aisladas y de flujo constante**

· **Estrellas binarias:** Son conjuntos de estrellas que permanecen ligadas por la acción de la fuerza de la gravedad. Más de de la mitad de las estrellas pertenece a grupos con dos ó más miembros. Cada una de las estrellas de la binaria sigue una trayectoria elíptica, orbitando en torno a un centro de masas común.

· **Estrellas variables:** Son aquellas estrellas que varían su flujo radiante con el tiempo. Esta variación puede deberse a la expansión y contracción de las capas más externas (variables pulsantes) de la estrella, ó a aumentos repentinos de su temperatura asociados a la expulsión de material estelar al espacio circundante.

2.4.- EL SOL

Dentro de la clasificación de las estrellas, el Sol es una estrella de segunda generación G2. Entre todos los billones de estrellas del Universo, el Sol tiene una masa que se encuentra dentro del promedio, pero su tamaño es algo menor al promedio. Aplicando la definición de magnitud de la ecuación 2.5, el Sol tiene una magnitud visual de -23.4, lo que muestra que su densidad de flujo en la cima de la atmósfera terrestre es mucho mayor que el resto de las estrellas. Además, el Sol se encuentra unas 300000 veces más cerca de la Tierra que cualquier otra estrella. La distancia media Tierra-Sol, 'r₀', es de 1.5·10⁸ km, que en astronomía equivale a una unidad astronómica AU. Prácticamente, toda la energía que la Tierra recibe proviene del Sol. Debido a la órbita elíptica que la Tierra realiza en torno al Sol, la distancia Tierra-Sol varía lo largo del año. Teniendo en cuenta que d_n es el día del año, siendo 1 el 1 de Enero y 365 el 31 de Diciembre, la distancia Tierra-Sol 'r' para cualquier día del año puede ser aproximada por la siguiente ecuación (Iqbal, 1983):

$$\left(\frac{r_0}{r}\right) = 1 + 0.033 \cos\left(\frac{2\pi d_n}{365}\right) \quad (2.6)$$

El Sol es una esfera gaseosa con un radio entorno a $6.96 \cdot 10^5$ km y una masa aproximada de $1.99 \cdot 10^{30}$ Kg. Esta compuesto principalmente por hidrógeno (entorno al 90%) y helio (entorno al 10%), más una pequeña cantidad de elementos más pesados como oxígeno, carbón, nitrógeno, neón, hierro, silicio, magnesio, silicio y calcio. La temperatura del Sol decrece desde su centro, (temperatura entorno a $5 \cdot 10^6$ K) hasta su superficie (temperatura entorno a 5800 K). La densidad en el centro del Sol esta entorno a 150 g/cm^3 , mientras que en su superficie toma un valor entorno a 10^{-7} g/cm^3 . Su densidad promedio esta entorno a 1.4 g/cm^3 . Por lo tanto, la densidad del Sol decae rápidamente conforme nos alejamos de su centro. El 90 % de la masa del Sol se encuentra en el volumen de la esfera comprendida por la mitad de su radio. En cuanto a su energía, proviene principalmente de las reacciones nucleares de fusión que se dan en el interior del Sol a temperaturas de millones de grados.

La región visible del Sol se llama fotosfera, y es donde se origina la mayor parte de la energía electromagnética que llega a la Tierra. La fotosfera se caracteriza por unos gránulos brillantes de aproximadamente 1500 km de diámetro, que están separados por regiones más oscuras y variables conocidas como manchas solares. La región por encima de la fotosfera, que se denomina atmósfera solar, la cual se compone de unos gases tenues y transparentes. La atmósfera solar se divide en dos regiones: La cromosfera que se localiza hasta una altura aproximada de 2000 km, con temperaturas entre los 4000 y 6000 K; y la corona solar, que se extiende millones de kilómetros desde el disco solar, con una temperatura media de 10^6 K.

2.4.1 La Constante y el Espectro Solar.

El flujo de energía radiante que el Sol emite en todas las direcciones llega al límite superior de la atmósfera terrestre con un valor prácticamente constante. La constante solar, F_{sc} , se define como la irradiancia recibida en la cima de la atmósfera a la distancia media Tierra-Sol integrada en todo el rango espectral. Históricamente se han desarrollado diferentes técnicas para el cálculo de la constante solar (Johnson, 1954; Fröhlich y Wehrli, 1981). Finalmente se ha aceptado como valor de la constante solar 1366 W/m^2 (Liou 2002), con una incertidumbre de $\pm 3 \text{ W/m}^2$ (Lean y Rind, 1998).

El conocimiento de la distribución espectral de la radiación solar en la cima de la atmósfera es muy importante en muchas aplicaciones. En este sentido, se han realizado también múltiples estudios para conocer el espectro solar (Moon, 1940; Johnson, 1954; Allen, 1958; Dunkelman y Scolnik, 1959; Fröhlich y Wehrli, 1985; Wehrli, 1985). Nosotros trabajaremos con el espectro propuesto por Gueymard (1995, 2001), que soluciona los problemas de los anteriores modelos en los canales de 940, 1270 y 2300 nm. La irradiancia total de este espectro entre 280 y 4000 nm es de 1349.56 W/m^2 , y es el 98.92% del valor aceptado de la constante solar.

La principal fuente de energía en el sistema Tierra-atmósfera es el Sol. La región espectral correspondiente a las longitudes de onda $0.100 < \lambda < 0.400 \mu\text{m}$ se denomina ultravioleta (UV), comúnmente subdivida en ultravioleta C (UV-C) $0.100 < \lambda < 0.280 \mu\text{m}$, ultravioleta B (UV-B) $0.280 < \lambda < 0.315 \mu\text{m}$ y ultravioleta A (UV-A) $0.315 < \lambda < 0.400 \mu\text{m}$. El rango comprendido entre 0.400 y $0.700 \mu\text{m}$ se denomina espectro visible debido a que el ojo humano es sensible a estas longitudes de onda. Finalmente, las longitudes de onda $\lambda > 0.700 \mu\text{m}$ corresponden a la región infrarroja (IR), que a su vez se subdivide en infrarrojo cercano $0.700 < \lambda < 4 \mu\text{m}$ e infrarrojo lejano $4 < \lambda < 1000 \mu\text{m}$. De forma general, casi el 8% de la radiación solar que alcanza la cima superior de la atmósfera se encuentra en el intervalo espectral ultravioleta UV ($0.29\text{-}0.4\mu\text{m}$), el 39% en el visible ($0.4\text{-}0.7\mu\text{m}$) y el 53% en el infrarrojo próximo ($0.7\text{-}2\mu\text{m}$) (Lenoble, 1993).

2.5.- INTERACCIÓN RADIACIÓN - ATMÓSFERA: ECUACIÓN GENERAL DE TRANSPORTE RADIATIVO.

Para estudiar la atenuación de la radiación electromagnética solar ó estelar al atravesar la atmósfera terrestre, es importante conocer los procesos que dan lugar a dicha atenuación (absorción y dispersión). Posteriormente, se estudiará la ecuación de transporte radiativo que marca la atenuación de la radiación en la atmósfera.

2.5.1.- Interacción de la radiación con la atmósfera

La atenuación de radiación por las partículas sólidas y/o líquidas, y por gases es el resultado de la combinación de dos procesos: (i) *Absorción*: proceso en el que el

fotón incidente llega a formar parte de la energía interna de la partícula con la que interacciona, y por lo tanto, aumenta la temperatura de la partícula; (ii) *Dispersión elástica*: en este proceso una partícula en el camino de una onda electromagnética produce un redireccionamiento de la energía en todas las direcciones. En este tipo de interacción onda - partícula los fotones incidentes no llegan a formar parte de la energía interna de la partícula. La dispersión, que se produce a la misma longitud de onda que de la radiación incidente, se puede producir por una sola molécula ó partícula (dispersión simple), o por varias (dispersión múltiple). (iii) *Dispersión inelástica*: es el proceso en el cual una partícula en el camino de una onda electromagnética produce un redireccionamiento de la energía en todas las direcciones, pero en este caso la energía dispersada tiene una longitud de onda distinta a la de la radiación incidente. En la dispersión inelástica el cambio de la longitud de onda se debe a absorciones ó emisiones asociadas a transiciones vibracionales ó a vibraciones rotacionales.

En el caso de la dispersión elástica, se demuestra experimentalmente que la suposición de dispersión simple es válida, ó al menos predomina sobre la de dispersión múltiple, si al duplicar el volumen ó la concentración del elemento dispersante en el medio de propagación se duplica la cantidad de radiación dispersada. Por otro lado, la capacidad del medio para absorber y dispersar la radiación se cuantifica a través de los coeficientes de absorción $\sigma_a(\lambda)$ y dispersión $\sigma_s(\lambda)$ respectivamente, normalmente expresados en m^{-1} . La suma $\sigma_a(\lambda) + \sigma_s(\lambda)$ da lugar al coeficiente de extinción $\sigma_e(\lambda)$, que representan la fracción de flujo radiante por unidad de espesor extinguida de un haz de radiación en una determinada dirección. Gustav Mie demostró en 1908 que el coeficiente de extinción para una suspensión de partículas esféricas con radios comprendidos entre r_1 y r_2 puede darse por:

$$\sigma_e(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_e(r, \lambda) n(r) dr \quad (2.7)$$

Donde $Q_e(r, \lambda)$ es el factor de eficiencia de extinción y hace referencia a la efectividad con la cual una partícula interactúa con el flujo radiante, y $n(r)$ es la distribución de tamaño de las partículas esféricas (ver sección 2.6.3.3).

Los procesos de dispersión dependen en gran medida de las propiedades físicas de los elementos dispersantes y de la longitud de onda λ de la radiación incidente. Para el tratamiento matemático de tales procesos conviene expresar adecuadamente el tamaño de las partículas a través del *parámetro esférico de tamaño* dado por:

$$x = \frac{2\pi}{\lambda} r \quad (2.8)$$

donde r es el radio de las partículas y λ se expresa en μm (Liou, 2002).

- i. Cuando $x < 0.6/n^*$, con n^* la parte real del índice de refracción de las partículas, la dispersión esta gobernada por la teoría de Rayleigh (σ_s es una función de λ^{-4}). En una atmósfera sin nubes se aplica a las moléculas de aire, la mayoría con un tamaño de 1\AA .
- ii. Cuando $x > 5$, la dispersión es principalmente un proceso de reflexión difusa que rara vez ocurre en la atmósfera terrestre.
- iii. Cuando $0.6/n^* < x < 5$, la dispersión está gobernada por la teoría de Mie, y se aplica a partículas de tamaño mayor a 10\AA .

El ángulo formado por la dirección de incidencia y la dirección de dispersión se denomina ángulo de dispersión Θ . Cuando $\Theta=0^\circ$ la dispersión se produce completamente en el sentido de la propagación. Para $\Theta > 90^\circ$ tenemos retrodispersión; en particular para $\Theta=180^\circ$ hay retrodispersión hacia atrás. El proceso de dispersión Rayleigh es totalmente simétrico respecto del plano perpendicular a la dirección de propagación (Figura 2.4a). Esta dispersión es máxima a $\Theta=0^\circ$ y $\Theta=180^\circ$, y mínima a $\Theta=\pm 90^\circ$. Sin embargo, en la dispersión de Mie la retrodispersión es menor que la dispersión hacia delante (figura 2.4c).

Según Kiehl y Trenberth (1997), de la radiación solar que alcanza la atmósfera aproximadamente el 30% es reflejado hacia el exterior. Este 30% es lo que se conoce como albedo planetario y varía en función de la cobertura superficial. Del resto de la radiación solar el 19% es absorbido por la atmósfera, principalmente por vapor de agua, CO_2 y ozono, mientras que el 51% de la radiación solar se transmite a través de la

2.- FUNDAMENTOS

atmósfera y alcanza la superficie terrestre. Los procesos de absorción y dispersión en la atmósfera debidos a moléculas y partículas quedan ilustrados en la figura 2.5, donde se muestra el espectro solar fuera de la atmósfera junto con el espectro que llega a la superficie tras atravesar la atmósfera.

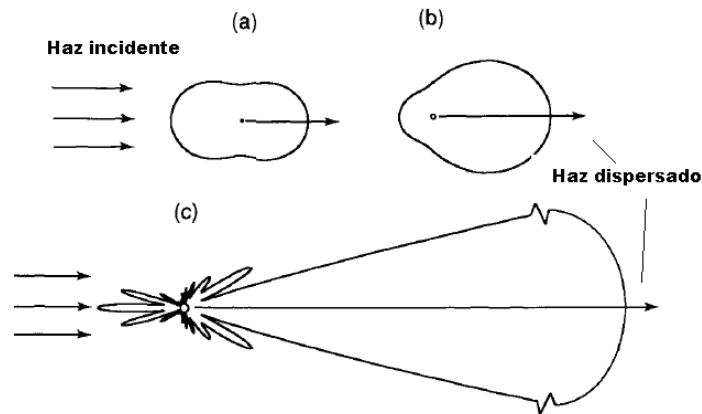


Figura 2.4: Patrón de dispersión para tres tipos de aerosol esférico iluminado con luz a 500 nm a) 10^{-4} μm . b) 0.1 μm . c) 1 μm ; Gráfica tomada de Liou (2002).

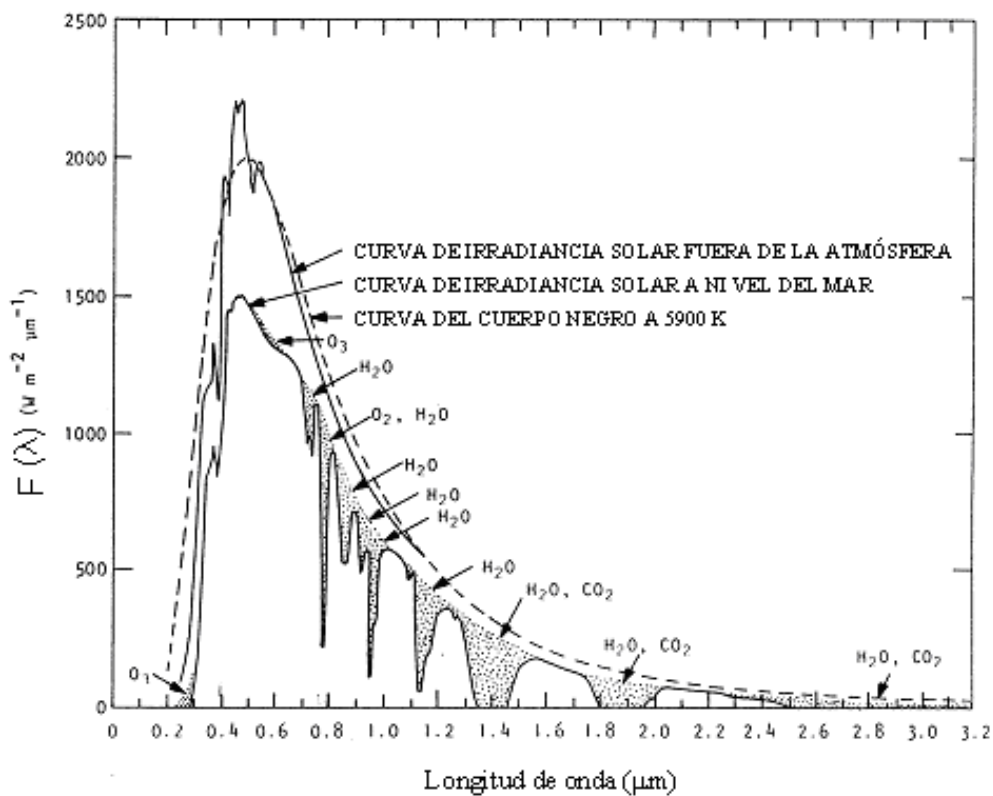


Figura 2.5: Comparación de la distribución espectral de irradiancia solar fuera de la atmósfera con la recibida en superficie, concretamente a nivel del mar. También se incluye la distribución espectral de irradiancia de un Cuerpo Negro a 5900 K

2.5.2.- Ecuación General de Transporte Radiativo

En primer lugar, vamos a considerar un elemento de volumen, dV , de un medio isótropo no absorbente, sobre el que incide un haz de radiación caracterizado por una irradiancia F (en adelante, omitiremos la referencia a la dependencia con la longitud de onda). El flujo radiante, $d^2\Phi$, dispersado por dV en el ángulo sólido $d\Omega$, en una dirección determinada por el ángulo Θ con respecto a la dirección de incidencia, es:

$$d^2\Phi = Ff(\Theta)dVd\Omega \quad (2.9)$$

donde $f(\Theta)$ (en $\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$) es la *función de dispersión*, que caracteriza la distribución angular de los fotones dispersados por las partículas del medio. La cantidad total de flujo radiante dispersado se obtiene realizando la integral sobre todas las direcciones:

$$d\Phi = FdV \int_{4\pi} f(\Theta)d\Omega \quad (2.10)$$

El flujo radiante dispersado por el elemento de volumen, dV , debe ser igual al que se pierde debido a la dispersión a lo largo de un espesor ds del elemento de volumen. Notando por dA a la sección transversal del elemento de volumen, el flujo radiante incidente en él es FdA y la cantidad total de flujo radiante dispersado es $d\Phi = \sigma_s FdA ds = \sigma_s F dV$. De esta manera, haciendo uso de la ecuación 2.10 obtenemos la relación de $f(\Theta)$ con el coeficiente de dispersión σ_s dada por:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} f(\Theta)d\Omega \quad (2.11)$$

Si solo estamos interesados en la dependencia angular $f(\Theta)$, se define un parámetro adimensional normalizado conocido como *función de fase* $P(\Theta)$, relacionado con $f(\Theta)$

$$P(\Theta) = 4\pi \frac{f(\Theta)}{\sigma_s} \quad (2.12)$$

donde $P(\Theta)$ representa la fracción de radiación dispersada en la dirección Θ , por unidad de ángulo sólido, con respecto a la radiación dispersada en todas las direcciones. Para un medio isótropo, $P(\Theta)$ esta normalizada y por lo tanto solo depende de las características de las partículas dispersantes, pero no de su cantidad.

La importancia relativa de la dispersión y la absorción se cuantifica mediante el *albedo de dispersión simple*:

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} = 1 - \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \quad (2.13)$$

Este parámetro, que depende de la longitud de onda, en un medio constituido únicamente por gases y partículas que no absorben radiación, toma un valor de $\omega_0 = 1$. Si ahora consideremos el haz de radiación solar propagándose en una cierta dirección perpendicular a un espesor, ds , de un medio, la atenuación de la radiación a lo largo del espesor seleccionado se define mediante un parámetro adimensional conocido como *espesor óptico* $\tau_e(\lambda)$, es decir:

$$\tau_e(\lambda) = \int_{s_1}^{s_2} \sigma_e ds \quad (2.14)$$

Llegados a este punto, consideramos ahora un haz de radiación monocromática, $L(\lambda)$, que incide en un medio material (Figura 2.6). Al atravesar una distancia, ds , en la dirección de su propagación, la radiancia se atenúa en:

$$dL(\lambda)^1 = -\sigma_e L(\lambda) ds \quad (2.15)$$

Por otro lado, el flujo radiante puede verse intensificado por la propia emisión térmica del medio y la dispersión múltiple desde todas las direcciones. Este incremento queda cuantificado en el término $J(\lambda)$, que se conoce como término fuente:

$$dL(\lambda)^2 = \sigma_e J(\lambda) ds \quad (2.16)$$

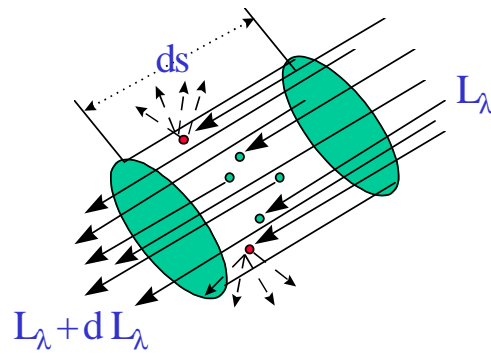


Figura 2.6: Atenuación de un haz monocromático

Por lo tanto, la variación total de radiancia será $dL(\lambda) = dL(\lambda)^1 + dL(\lambda)^2$. Si dividimos esta última expresión por $\sigma_e ds$, nos queda:

$$\frac{dL(\lambda)}{\sigma_e ds} = -L(\lambda) + J(\lambda) \quad (2.17)$$

Esta ecuación se denomina "*Ecuación General del Transporte Radiativo*", y es la expresión fundamental en cualquier proceso de transferencia radiativa. Hay dos términos, uno de atenuación por dispersión y absorción, y otro de ganancia debido a la emisión del medio y a las dispersiones múltiples desde todas las direcciones. Cuando no se considera la contribución debida a la emisión, la función fuente se podrá expresar en términos de la función de fase $P(\Theta)$ y la ecuación de transporte radiativo queda como:

$$\frac{dL(\lambda)}{\sigma_e ds} = -L(\lambda) + \frac{\omega_0(\lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} L(\lambda) P(\Theta) d\Omega \quad (2.18)$$

Por lo tanto, el problema radica en encontrar una solución a la ecuación 2.18 en una atmósfera lo más equivalente posible a la real. La geometría más simple es la de una atmósfera plano-paralela, que constituye en muchas situaciones una buena aproximación a la atmósfera real. Una atmósfera plano-paralela (figura 2.7) básicamente consiste en una capa limitada por dos planos infinitos y paralelos, en la que las propiedades del material son constantes en un plano paralelo a éstos, y la radiación incidente es constante en las dos fronteras. En esta situación es conveniente medir las

distancias sobre la dirección normal z al plano de estratificación. Con la geometría mostrada en la figura 2.7, se define el camino óptico relativo ó masa óptica relativa que sigue la radiación como:

$$m_r = \frac{\int_0^\infty \rho ds}{\int_0^\infty \rho dz} \quad (2.19)$$

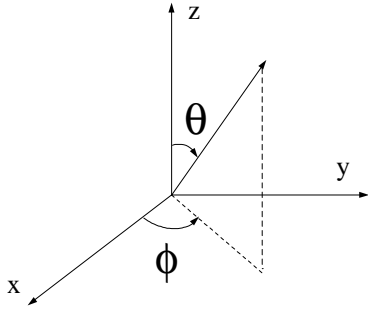


Figura 2.7: Coordenadas que definen la posición de un punto. Cuando las coordenadas tengan el subíndice 0 se referirán a la posición solar.

De la figura 2.7, el ángulo θ se define como el ángulo entre el cenit (dirección vertical) y la trayectoria seguida por la irradiancia solar ó estelar. Para una atmósfera real, la fórmula para la masa óptica relativa en función del ángulo cenital fue dada por Kasten y Young (1989) como:

$$m_r = (\cos \theta + 0.15(93.885 - \theta)^{-1.253})^{-1} \quad (2.20)$$

Sin embargo, en el caso de una atmósfera plano paralela, la masa óptica relativa se puede expresar de una forma más sencilla como (Iqbal, 1983):

$$m_r = \sec \theta = \frac{1}{\cos \theta} = \frac{1}{\mu} \quad (2.21)$$

El error cometido en la aproximación de la ecuación 2.21 es del 0.25% para $\theta=60^\circ$ y de 10% para $\theta=85^\circ$. Con esta geometría, realizando el cambio de variable $dz = \mu ds$ en la ecuación 2.14 para el espesor óptico, se obtiene la profundidad óptica como:

$$\delta(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_e dz \quad (2.22)$$

De donde se deduce que $\tau(\lambda) = m_r \delta(\lambda)$. Con esta configuración de atmósfera plano-paralela, la ecuación 2.17 se puede expresar como:

$$\mu \frac{dL(\lambda, \delta(\lambda), \mu, \phi)}{d\delta(\lambda)} = -L(\lambda, \delta(\lambda), \mu, \phi) + J(\lambda, \delta(\lambda), \mu, \phi) \quad (2.23)$$

Llegados a este punto, vamos a suponer que la radiancia no varía con el tiempo y que no presenta gradientes horizontales en sus valores (atmósfera plana y estratificada). También vamos a suponer una atmósfera isótropa (la función fuente no tiene direcciones privilegiadas). Además, se realiza un cambio de variable, correspondiendo $\delta_0(\lambda)$ con la cima de la atmósfera a una altura Z , y $\delta(\lambda)$ corresponde con la altura sobre la superficie ($z=0$). Multiplicando la ecuación anterior expresión 2.23 por $e^{-\delta(\lambda)/\mu}$, e integrando entre δ_0 y $\delta(\lambda)$, llegamos a la solución para la radiancia en el nivel $\delta(\lambda)$:

$$L(\lambda, \delta(\lambda), \mu, \phi) = L(\lambda, \delta_0(\lambda), \mu, \phi) e^{-\frac{\delta(\lambda) - \delta_0(\lambda)}{\mu}} + \frac{1}{\mu} \int_{\delta(\lambda)}^{\delta_0} J(\lambda, \delta'(\lambda), \mu, \phi) e^{-\frac{\delta(\lambda) - \delta'(\lambda)}{\mu}} d\delta'(\lambda) \quad (2.24)$$

La interpretación física de la ecuación 2.24 es simple (figura 2.8). La radiancia que alcanza el nivel $\delta(\lambda)$ es igual a la radiancia en δ_0 atenuada entre ambos niveles, más una contribución de las dispersiones múltiples del medio por las sucesivas capas δ'

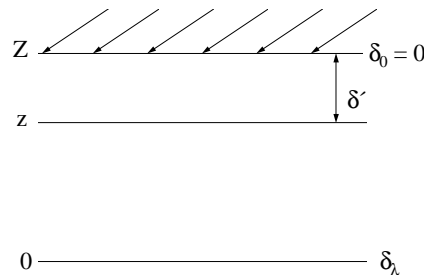


Figura 2.8: Atenuación de la radiación al atravesar una atmósfera plano paralela

En el caso de la irradiancia solar ó estelar directamente transmitida, para la cual las contribuciones de emisión y dispersión desde otras direcciones diferentes a la del haz directo se pueden despreciar, la solución de la ecuación de 2.24 se reduce a la conocida Ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$L(\delta(\lambda), \lambda, \mu, \phi) = L_{\lambda}(\delta_0, \lambda, \mu, \phi) e^{\frac{-(\delta(\lambda) - \delta_0(\lambda))}{\mu}} \quad (2.25)$$

Esta última expresión nos dice que la disminución de radiación directamente transmitida, en un medio atenuante, sigue una ley de tipo exponencial. Esta expresión vale para la radiancia en la dirección de propagación del haz de luz y también para la integral sobre el ángulo sólido subtendido por el Sol ó por una estrella, es decir, para la irradiancia directa. La exponencial en la ley de Beer-Bouguer-Lambert se conoce como transmitancia T.

2.6.- ABSORCIÓN Y DISPERSIÓN DE RADIACIÓN

En esta sección daremos una breve descripción de los procesos de absorción y dispersión en la atmósfera en las regiones UV-A, visible e infrarrojo cercano.

2.6.1.- Procesos de Absorción.

La absorción gaseosa es un proceso discreto ya que tiene lugar en líneas ó bandas (agrupaciones de líneas) de absorción. Este carácter discreto de la absorción hace que se le denomine como absorción selectiva porque solamente afecta a unas determinadas longitudes de onda λ , produciendo las denominadas bandas de absorción cuando las longitudes de onda que absorben están muy próximas.

Los principales absorbentes de la radiación solar/estelar en la atmósfera son el N_2 , O_2 , O_3 y el vapor de agua. También son absorbentes de la radiación infrarroja térmica el CO_2 , NO_2 , CH_4 , CO , los óxidos de nitrógeno y diferentes combinaciones de hidrocarburos (Liou, 2002). En nuestro trabajo de fotometría, nos centraremos solo en las regiones del espectro electromagnético UV-A ($0.315 < \lambda < 0.400 \mu m$), visible ($0.400 < \lambda < 0.700 \mu m$) e infrarrojo cercano ($0.700 < \lambda < 4 \mu m$) donde los absorbentes

importantes son el ozono, el dióxido de nitrógeno y el vapor de agua. A continuación mostramos brevemente las expresiones para las transmitancias del ozono, del dióxido de nitrógeno y del vapor de agua dadas por Gueymard (1995, 2001).

2.6.1.1.- Absorción de Ozono

La transmitancia debida al ozono viene dada por (Gueymard, 1995):

$$T_{O_3}(\lambda) = \exp(-\delta_{O_3}(\lambda)m_{O_3}) = \exp(-a_{O_3}(\lambda)l_0m_{O_3}) \quad (2.26)$$

Con

$$m_{O_3} = \left(\cos \theta_z + 268.45 \cdot \theta_z^{0.5} (115.42 - \theta_z)^{-3.2922} \right)^{-1} \quad (2.27)$$

Donde $\delta_{O_3}(\lambda)$ es la profundidad óptica de ozono y $a_{O_3}(\lambda)$ es el coeficiente de absorción del ozono en cm^{-1} . Los valores del coeficiente de absorción del ozono se pueden consultar en Gueymard (1995). La cantidad de ozono se expresa en unidades Dobson, donde una unidad Dobson se define como el espesor en cm que el ozono tendría si todo el ozono de la columna vertical atmosférica estuviera a temperatura (273 K) y presión normal (1 atmósfera). A una unidad Dobson corresponde a 0.001 cm-atm.

2.6.1.2.- Absorción de NO₂

La transmitancia debida al NO₂ viene dada por (Gueymard, 1995):

$$T_{NO_2}(\lambda) = \exp(-\delta_{NO_2}(\lambda)m_{NO_2}) = \exp(-a_{NO_2}(\lambda)u_N m_{NO_2}) \quad (2.28)$$

Con

$$m_{NO_2} = \left(\cos \theta_z + 602.23 \cdot \theta_z^{0.5} (117.96 - \theta_z)^{-3.4536} \right)^{-1} \quad (2.29)$$

Donde $\delta_{NO_2}(\lambda)$ es la profundidad óptica del dióxido de nitrógeno, m_{NO_2} es la masa óptica del NO₂, u_N es la cantidad de NO₂ en cm-atm y $a_{NO_2}(\lambda)$ es el coeficiente de absorción del NO₂ en cm^{-1} . La cantidad de NO₂ se define como el espesor en cm que el NO₂ tendría si todo el NO₂ en la columna vertical estuviera a temperatura (273 K) y presión normal (1 atmósfera). El contenido en columna de NO₂ se toma del modelo de atmósfera latitudes medias usando el código LOWTRAN-7 (Kneizys et al., 1988). Los

valores del coeficiente de absorción del dióxido de nitrógeno se pueden consultar en Gueymard (1995).

2.6.1.3.- Absorción por Vapor de Agua

El vapor de agua es un componente muy variable en la atmósfera y esta principalmente localizado en los niveles más bajos de la troposfera. Debido a su variabilidad y a su importancia, haremos aquí un breve repaso a los conceptos básicos necesarios para su caracterización.

En primer lugar, debemos tener en cuenta que el aire húmedo está compuesto por una mezcla de aire seco y de vapor de agua. Debido a que la proporción de aire seco es mucho mayor que la de vapor de agua, este impone su temperatura y movimiento. El vapor de agua presenta una presión parcial 'e' muy pequeña y en física de la atmósfera se acepta, que alejado de las condiciones de saturación, se comporta como un gas perfecto. La ecuación de estado para el vapor de agua viene dada entonces por:

$$eV = R_v T \quad (2.30)$$

Donde R_v es la constante de los gases para el vapor de agua y tiene un valor de $461 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$. La proporción de mezcla caracteriza la relación de la masa de vapor de agua m_v con respecto a la masa de aire seco m_a . Su expresión viene dada por:

$$r = \frac{m_v}{m_a} = \frac{\rho_v}{\rho_a} \quad (2.31)$$

La humedad específica es la relación entre la masa de vapor y la masa de aire húmedo. Su expresión viene dada por:

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_a} = \frac{\rho_v}{\rho} \quad (2.32)$$

El contenido de agua precipitable es el contenido de vapor de agua en la columna atmosférica de sección unitaria. Su expresión viene dada por:

$$W = \int_0^{\infty} \rho_v dz \quad (2.33)$$

Donde ρ_v es la densidad del vapor de agua. Llegados a este punto, se tiene en cuenta la ecuación de equilibrio hidrostático, $dp = -\rho g dz \rightarrow dz = - dp/(\rho g)$, siendo ρ la densidad del aire y g la aceleración de la gravedad. Con estas consideraciones podemos expresar el contenido de agua precipitable como:

$$W = -\frac{1}{g} \int_{p_0}^{\infty} q dp \quad (2.34)$$

De acuerdo a la definición de las ecuaciones 2.33 y 2.34 las unidades, típicamente usadas en física de la atmósfera para el contenido de agua precipitable son en g/cm^2 . El contenido de agua precipitable suele expresarse como el espesor de agua líquida si todo el vapor de agua a lo largo de la columna atmosférica fuese condensado. Teniendo en cuenta que densidad de agua líquida es $1 g/cm^3$, podemos expresar el contenido de agua precipitable tanto en g/cm^2 como en cm. En este trabajo expresaremos siempre el contenido de agua precipitable en cm.

Una vez introducido el contenido de agua precipitable, pasamos a estudiar la transmitancia de vapor de agua, que es el principal gas absorbente en el infrarrojo cercano. Durante años ha habido una amplia discusión para obtener una formula empírica de la transmitancia atmosférica por el vapor de agua en el infrarrojo cercano. Goody (1964) propuso un modelo basado en la raíz cuadrada del contenido de agua precipitable, aunque Pitts et al. (1977) observó desviaciones importantes. Bruegge et al. (1992) y Halthore et al. (1992) propusieron un modelo que no se basaba en la aproximación de la raíz cuadrada del contenido de agua precipitable. Pierluzzi et al. (1989) propuso una forma más compleja. Esta forma fue ligeramente modificada por Gueymard (1995). La formula propuesta por Gueymard (1995, 2001) es la que nosotros utilizaremos y viene dada por:

$$T_w(\lambda) = \exp\left(-\left[(m_w W)^{1.05} f_w^n B_w A_w(\lambda)\right]^c\right) \quad (2.35)$$

Con

$$m_w = \left(\cos \theta_z + 0.311141 \cdot \theta_z^{0.1} (92.4710 - \theta_z)^{-1.3814} \right)^{-1} \quad (2.36)$$

Donde m_w es la masa óptica del vapor de agua (Iqbal, 1983), W es el contenido de agua precipitable y $A_w(\lambda)$ son los coeficientes espectrales de absorción. Estos coeficientes son adimensionales y fueron obtenidos por Gueymard (1995) calculando transmitancias de vapor de agua mediante el código de transferencia radiativa MODTRAN-3 (Berk et al., 1983) e invirtiendo posteriormente la ecuación 2.35. Esta última ecuación depende de varios factores. El factor f_w es un factor de escala de presión que compensa las inhomogeneidades en la trayectoria de la irradiancia mediante la aplicación de la aproximación Curtis-Godson. Su forma correcta es:

$$f_w = k_w (0.394 - 0.26946\lambda + (0.46478 + 0.23757\lambda)(p/p_0)) \quad (2.37)$$

Con

$$k_w = (0.98449 + 0.023889\lambda)w^q \quad \text{para } \lambda > 670 \text{ nm} \quad (2.38)$$

$$q = -0.2454 + 0.037533\lambda$$

Donde p es la presión en nuestra estación, p_0 es la presión al nivel del mar (1013.15 hPa) y λ es la longitud de onda. Por otro lado, los coeficientes c y n de la expresión 2.35 dependen de la longitud de onda. Sus expresiones son:

$$n = 0.88631 + 0.025274\lambda - 3.5949 \exp(-4.5445\lambda) \quad (2.39)$$

$$c = 0.53851 + 0.003262\lambda + 1.5244 \exp(-4.2892\lambda) \quad (2.40)$$

Finalmente, B_w es un factor de corrección que tiene en cuenta que los procesos de absorción varían con la distancia al centro de la banda. Su expresión viene dada por:

$$B_w = h(m_w, w) \exp(0.1916 - 0.0785m_w + 0.0004706m_w^2) \quad (2.41)$$

Con

$$h(w, m) = 0.624 m_w w^{0.457} \quad \text{si } A_{w,\lambda} < 0.01 \quad (2.42)$$

$$h(w, m) = (0.525 + 0.246 m_w w)^{0.45} \quad \text{si } A_{w,\lambda} > 0.01 \quad (2.43)$$

2.6.2.- Procesos de dispersión

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

2.6.2.1.- Dispersión de Rayleigh.

Como ya hemos dicho anteriormente, Rayleigh estudió la dispersión de la radiación para el caso en el que el tamaño de la partícula es más pequeño que la longitud de onda de la radiación incidente. Frente al proceso de absorción molecular, que es un proceso discreto desde el punto de vista espectral, la dispersión es un proceso continuo. Las moléculas de aire en la atmósfera son responsables de producir este tipo de dispersión de la radiación solar y estelar, especialmente en el espectro infrarrojo próximo, visible y ultravioleta. La transmitancia debida a la dispersión Rayleigh puede expresarse como:

$$T_R(\lambda) = \exp(-\delta_R(\lambda)m_r) \quad (2.44)$$

Donde $\delta_R(\lambda)$ es la profundidad óptica de Rayleigh y m_r es la masa óptica relativa. La profundidad óptica de Rayleigh viene dada por (Gueymard, 1995):

$$\delta_R(\lambda) = \frac{\left(\frac{p}{p_0}\right)}{\left(a_1\lambda^4 + a_2\lambda^2 + a_3 + a_4\lambda^{-2}\right)} \quad (2.45)$$

Donde p es la presión de nuestro lugar de medida, p_0 es la presión a nivel del mar (1013.15 hPa). Las constantes a_1 , a_2 , a_3 y a_4 tienen los valores $a_1 = 117.2549 \mu\text{m}^{-4}$, $a_2 = -1.3215 \mu\text{m}^{-2}$, $a_3 = 0.00032073$ y $a_4 = -0.000076842 \mu\text{m}^2$. La longitud de onda debe de introducirse en μm para que la profundidad óptica de Rayleigh sea adimensional.

2.6.2.2.- Dispersión por partículas.

Se denomina aerosol al sistema formado por un gas y partículas, donde las partículas permanecen suspendidas en el gas durante un tiempo suficiente como para permitir su observación y medida. En el caso de la atmósfera, el medio gaseoso es el aire y podría decirse entonces que la atmósfera completa es el medio gaseoso y las partículas suspendidas en el componen el aerosol atmosférico (Horvath, 1998). La lluvia, la nieve y el granizo no suelen considerarse como aerosoles atmosféricos debido a su corto tiempo de residencia en la atmósfera. Tampoco incluiremos las nubes. Las partículas que componen el aerosol atmosférico tienen tamaños comprendidos entre unos pocos nanómetros y varios cientos de micrómetros (Iqbal, 1983; Horvath, 1998; Seinfeld y Pandis, 1998, Hinds 1999). La dispersión producida por este tipo de partículas se puede describir mediante la teoría de Mie, en la que el patrón de dispersión es muy variado, dependiendo de la forma y tamaño de la partícula (figura 2.4). Además las partículas que componen el aerosol atmosférico también pueden absorber radiación, aunque no con el carácter discreto de la absorción gaseosa. En cualquier caso, para la mayor parte del aerosol atmosférico la absorción es menor que la dispersión. En general, podemos considerar la atenuación por dispersión y absorción de aerosoles como una función continua de la longitud de onda. Angström (1964) propuso la siguiente expresión para la transmitancia de aerosoles:

$$T_{Ae}(\lambda) = \exp(-\delta_{Ae}(\lambda) \cdot m_r) \quad (2.46)$$

Siendo $\delta_{Ae}(\lambda)$ la profundidad óptica de aerosoles y m_r la masa óptica relativa. La profundidad óptica de aerosoles viene expresada por (Angström, 1929):

$$\delta_{ae}(\lambda) = \beta \cdot \lambda^{-\alpha} \quad \text{Con } \lambda \text{ en } \mu\text{m} \quad (2.47)$$

El parámetro β se conoce como parámetro de turbiedad y está relacionado con la cantidad de partículas en la columna vertical atmosférica. El parámetro α está relacionado con el tamaño y distribución de tamaños de las partículas dispersoras. Valores altos de α indican un mayor predominio de las partículas pequeñas sobre las grandes, mientras valores bajos de α indican el predominio de las partículas pequeñas

(Seinfeld y Pandis, 1998). Los valores del coeficiente α están entorno a 0.5 y 2.5, con un valor medio de 1.3 para la gran mayoría de atmósferas tipo (Iqbal, 1983). Los valores del coeficiente β están entorno a 0.00 para una atmósfera muy limpia y 0.40 para una atmósfera con un alto contenido de partículas (Iqbal, 1983; Dubovik et al., 2002a)

La ecuación 2.47 que relaciona la profundidad óptica de aerosoles con la longitud de onda es sólo válida cuando la función de distribución de tamaño numérica de las partículas (número de partículas con radios comprendidos entre r y $r + dr$) es de tipo Junge (Junge 1955). Para $\alpha < 1$, la ecuación 2.47 no es válida (Junge 1955; Tomasi et al., 1983; Dellago y Horvath, 1993; Cachorro y Frutos, 1995), siendo la dependencia espectral de la profundidad óptica de aerosoles más compleja. Según Kaskaoutis et al. (2007), la ecuación 2.47 es válida solo en un rango de partículas en las cuales los cambios producidos en el índice de refracción del aerosol no dan lugar a fuertes variaciones en los factores de extinción. Con todas estas consideraciones, hay una curvatura al representar el logaritmo de la profundidad óptica de aerosoles en función del logaritmo de la longitud de onda. (King y Byrne, 1976; Shifrin 1995; Reid et al., 1999; Eck et al., 1999,2001; O'Neill et al., 2001,2003; Pedrós et al., 2003; Schuster et al., 2006; Kaskaoutis et al., 2007)

2.7.- EL AEROSOL ATMOSFÉRICO

El aerosol atmosférico es un componente traza en la atmósfera (1 a 100 ppb de la masa del aire) y presentan una gran variabilidad en el espacio y en el tiempo, así como en su tamaño, forma y composición química. Sus densidades son también muy variables, desde $2 \mu\text{g m}^{-3}$ en las regiones polares, $30 \mu\text{g m}^{-3}$ en áreas rurales, $170 \mu\text{g m}^{-3}$ en áreas urbanas, hasta $10^5 \mu\text{g m}^{-3}$ en tormentas de arena (Horvath, 1998). El aerosol atmosférico también muestra una gran variabilidad vertical, con una extensión de 4 a 10 km para el caso de aerosol procedente del Sahara (Esposito et al., 1996; Gobbi et al., 2000; Alados-Arboledas et al., 2007; Guerrero-Rascado et al., 2008a; Guerrero-Rascado et al., 2009).

2.7.1.- Clasificación del Aerosol Atmosférico

El aerosol atmosférico se puede clasificar en función de la fuente de donde provenga (natural ó antropogénico), de su mecanismo de formación (primario ó secundario), de su composición química (carbonoso, inorgánicos, mineral, marino...) ó según su tamaño (modos de nucleación, acumulación ó grueso).

2.7.1.1.- Clasificación del aerosol según su fuente.

El aerosol atmosférico puede ser inyectado en la atmósfera bien por procesos naturales ó antropogénicos. Las partículas del aerosol atmosférico de *origen natural* son aquellas que están presentes en la atmósfera por fenómenos naturales, generalmente por procesos mecánicos como la resuspensión de polvo mineral ó el aerosol marino. También ocasionalmente hay importantes aportes de partículas provenientes por erupciones volcánicas ó por procesos de combustión de biomasa no provocada por la acción humana. Por otro lado tenemos las *partículas antropogénicas* que son aquellas que se inyectan en la atmósfera por procesos relacionados con la actividad humana, como por ejemplo, las actividades industriales ó partículas de carbón de procesos de combustión. También se puede incluir las partículas minerales derivadas de procesos de construcción y demolición, ó las partículas de quema de biomasa por incendios intencionados.

2.7.1.2.- Clasificación del aerosol según su formación.

Las partículas pueden ser inyectadas en la atmósfera de forma primaria ó secundaria. Las *partículas primarias* son aquellas emitidas como tales a la atmósfera. A escala global mayoritariamente provienen de las fuentes naturales (zonas áridas y semiáridas, océanos y mares), mientras que a escala local las emisiones antropogénicas pueden ser determinantes (tráfico rodado, procesos industriales). Las *partículas secundarias* son aquellas que se originan en la atmósfera a partir de precursores gaseosos, que pueden proceder de fuentes naturales ó antropogénicas. Estas reacciones químicas pueden ser resultado de la interacción entre gases precursores en la atmósfera para formar una nueva partícula por condensación, o entre un gas y una partícula para generar una partícula nueva por adsorción ó coagulación (Warneck, 1988). Estos

procesos se conocen como nucleación. La nucleación puede ser homogénea (si no se requieren núcleos ó una superficie externa para el cambio de fase) ó heterogénea (si se requieren núcleos o una superficie externa para el cambio de fase) (Seinfeld y Pandis, 1998).

2.7.1.3.- Clasificación del aerosol según su composición química.

Según la naturaleza de las partículas se establecen los siguientes grupos (Seinfeld y Pandis, 1998): aerosol mineral, aerosol marino, aerosol de materia orgánica y carbono elemental, partículas derivadas del azufre y partículas derivadas del nitrógeno.

Aerosol Mineral: Este tipo de partículas que forman parte del aerosol atmosférico son partículas de origen primario, y presentan una composición química muy similar a la de los componentes de la corteza terrestre. Estas partículas se producen debido a la erosión de la superficie terrestre y se incorporan a la atmósfera por la acción del viento y de los gradientes verticales de temperatura. En Pey (2007), se describen los diferentes componentes químicos que forman parte del aerosol mineral. Son destacables los constituyentes de cuarzo, carbonatos, minerales de la arcilla, cloritas, feldspatos, sulfatos, fosfatos y óxidos de hierro.

Las partículas minerales constituyen la fracción mayoritaria (en masa) del aerosol atmosférico (36% de la emisión global a nivel terrestre (IPCC, 2001)). Según Zender et al., (2004), se inyectan en la atmósfera entorno a 1000 y 2150 Tg al año. La mayor emisión a escala global se produce en regiones áridas ó semi-áridas, típicamente en las latitudes comprendidas aproximadamente entre 10-35°N, donde se incluyen el Norte de África, Oriente Medio y Asia Central (Prospero et al., 2002). En los últimos años se ha estimado que la emisión anual de partículas minerales proveniente del Sahara varía entre 1000 y 2000Tg por año (Penner, et al., 2001; Chin et al., 2002; Werner et al., 2002; Zender et al., 2003; Luo et al., 2003; Mahowald y Luo, 2003; Tegen et al., 2004). Se calcula que aproximadamente el 60% se desplaza hacia el Golfo de Guinea, un 30% hacia América Central, y el 10% restante hacia Europa (D'Almeida, 1987). De esta forma, el transporte de partículas minerales de los desiertos africanos del Sahara y el Sahel forma parte de un ciclo de intercambio entre los continentes, la atmósfera y los

océanos. A pesar de todo esto, existe una emisión significativa a escala local en regiones semi-áridas como el Sureste de la Península Ibérica (Querol et al., 2004).

Además de las partículas minerales de origen natural, es necesario considerar la existencia de fuentes de partículas mineral de origen antropogénico. Entre ellas se encuentran actividades como la construcción, la minería ó la fabricación de cerámicas ó cementos. El tráfico también puede constituir una fuente de partículas minerales, a través de la erosión del firme de rodadura (Querol et al., 2001). Tegen et al., (2005) estiman que solo el 5-7% del aerosol mineral proviene de la actividad antropogénica.

Aerosol Marino: El aerosol marino es el segundo tipo de aerosol atmosférico más importante en cuanto a masa, siendo el aerosol más importante en algunas zonas bajo determinadas condiciones meteorológicas (Alastuey et al., 2005, Castillo 2006). Este tipo de partículas se generan en ambientes marítimos-oceánicos, cuando el viento incide sobre la superficie, inyectándose a la atmósfera pequeñas burbujas que son incorporadas a la masa de aire en movimiento. La composición química de estas partículas es bastante parecida a las aguas marítimo-oceánicas. Por lo tanto, serán partículas principalmente de cloruro sódico, aunque otras formas de cloruros y sulfatos también se encuentran presentes. Los tamaños típicos detectados para estas partículas se encuentra entre los 0.1 y 100 μm

Aerosol Carbonoso: Las partículas de carbón son un subproducto de la combustión, y por lo tanto, están muchas veces directamente ligadas a la actividad humana. Para su estudio, se suele distinguir entre carbón elemental y materia orgánica. Se identifican varias especies (Hamilton et al., 2004; Murphy, 2005), lo cual hace bastante difícil modelar los efectos de este tipo de aerosol (McFiggans et al., 2006). Se pueden clasificar según sus fuentes (tanto de origen natural como antropogénico), y también se pueden encontrar tanto en aerosoles primarios (cadenas de agregados formados en la fase de combustión), como secundarios (generados por procesos de conversión gas-partícula en un gas orgánico sobresaturado). Globalmente, este tipo de aerosol es de importancia especial en la quema de grandes extensiones de biomasa forestal. El tamaño de este tipo de partículas suele ser submicrométrico.

Una especie especial de compuestos de carbón es el carbón negro ú hollín. Este es un tipo de aerosol primario producido por procesos de combustión incompleta. Ramanathan et al., (2001) muestra la importancia del hollín en el contenido total de aerosol. Además, también tiene importantes implicaciones climáticas ya que es muy absorbente de la radiación visible. De todas maneras, resulta bastante difícil evaluar sus propiedades y su contribución global, debido a que sus fuentes son difíciles de catalogar y a que sus propiedades dependen fuertemente del combustible y del tipo de combustión que lo originó.

Sulfatos: Este tipo de aerosol atmosférico esta constituido por partículas de ácido sulfúrico H_2SO_4 que están en parte ó totalmente neutralizado por amoniaco (Forster et al., 2007). Se pueden presentar en gotas líquidas ó en forma de cristales. Los sulfatos presentes en la atmósfera son fundamentalmente partículas de origen secundario, ya que no son emitidos directamente a la atmósfera sino que se generan mayoritariamente como resultado de la oxidación de precursores gaseosos como el dióxido de azufre (Penner et al., 2001). Según Forster et al., (2007), la mayor fuente de emisión de sulfatos son las emisiones de SO_2 a partir de la quema de combustibles fósiles (entorno al 72 %), con una pequeña contribución proveniente de la quema de biomasa (sobre el 2 %). Por otra parte, hay una contribución natural importante como puede ser el fitoplancton marino (entorno al 19 %) y las emisiones volcánicas (entorno al 7 %).

Nitratos: La composición elemental de este tipo de partículas es el nitrógeno, siendo en su mayoría partículas de tipo secundario, formadas a partir de gases precursores naturales (suelos, combustión de biomasa, emisiones de microorganismos...) ó antropogénicas (derivadas de combustión de combustibles fósiles, biomasa; agricultura y ganadería). Estos compuestos representan aproximadamente el 2-5 % de las emisiones globales a nivel terrestre (IPCC, 2001).

Una vez vistos los principales tipos de aerosoles, nos gustaría destacar otros tipos de aerosol que tienen también importancia. Por un lado están los **aerosoles emitidos en las erupciones volcánicas**. Se emiten esporádicamente, pero de una manera muy intensa llegando a alcanzar la estratosfera, donde pueden residir hasta más de un año. Un ejemplo fue la erupción del volcán Pinatubo en 1991, que inyectó una gran cantidad de partículas en la atmósfera (Alados-Arboledas et al., 1997; Olmo et al.,

1999). Una vez que las partículas alcanzan la estratosfera, son redistribuidas a lo largo de todo el planeta por medio de la circulación global. Por esta razón, son muy importantes desde un punto de vista climático. Las partículas emitidas en las erupciones volcánicas constan principalmente de cenizas volcánicas, con tamaños mayores de 1 μm , y de gotas de H_2SO_4 con radios entre 0.001 y 1 μm . **Por otro lado tenemos el aerosol biológico o bioaerosol**, que está constituido por pequeños organismos vivos que se encuentran suspendidos en el aire. Su estudio requiere una aproximación multidisciplinar. Estudios recientes indican, que hongos, bacterias y probablemente virus pueden sobrevivir a largos viajes de miles de kilómetros en la alta atmósfera suspendidos en partículas minerales procedentes del Sahara y transportados por el viento (Polymenakou et al., 2008).

2.7.2.- Rango de Tamaño y Dinámica del Aerosol Atmosférico.

Clásicamente las partículas se han diferenciado en función de su tamaño. En esta tesis doctoral se va a utilizar la clasificación de Whitby (1980), ilustrada en la figura 2.9, y que distingue los siguientes modos:

Modo de Nucleación: Esta formado por partículas con diámetros inferiores a 0.1 μm , pudiendo ser muy abundantes en número (Wichmann et al., 2000; Kulmala et al., 2001; Boy y Kulmala, 2002; Rodríguez et al., 2005). Este modo consiste básicamente en emisión de partículas a la atmósfera por combustión y en partículas inyectadas en la atmósfera por procesos de conversión gas-partícula. Este modo no esta siempre presente, pero se encuentra normalmente cerca de zonas con intenso tráfico rodado ó industriales. Este tipo de partículas se encuentra también en la atmósfera de forma natural. Debido a su alta concentración, especialmente cerca de las fuentes, estas partículas pequeñas coagulan unas con otras rápidamente y con las partículas del siguiente modo de acumulación (Wichmann et al., 2000; Wehner et al., 2002; Kulmala et al., 2004).

En los procesos de nucleación hay una estrecha relación entre la temperatura, la humedad relativa y la concentración de precursores. Eastern y Peter (1994) constataron la nucleación a bajas temperaturas y elevada humedad relativa. También se están

estudiando intensos episodios de nucleación relacionados con reacciones fotoquímicas (Kulmala et al., 2001.; Boy y Kulmala, 2002; Van Dingenen et al., 2004; Rodríguez et al., 2005), ocurridos durante los periodos en los que la radiación solar es máxima. También están documentados fenómenos de nucleación de partículas (predominantes en zonas urbanas) en los casos en los que se emiten gases a altas temperaturas (tubos de escape). Estas emisiones contienen compuestos semi-volátiles que, al entrar en contacto con la atmósfera a temperatura mucho más baja, alcanzan el grado de sobresaturación y desencadenan intensos procesos de nucleación (Bukowiecki et al., 2002; Zhu et al., 2002; Imhof et al., 2005). Las partículas de nucleación tienen tiempos de vida cortos, y sirven para la formación de gotas de lluvia y por lo tanto pueden ser eliminadas de la atmósfera a través de la misma.

Modo de Acumulación: Incluye a las partículas con diámetros comprendidos entre 0.1 y 1 μm . Contiene menos partículas que el modo ultrafino, pero su superficie y masa es mayor. Este modo incluye partículas procedentes de la combustión de vehículos (Zhu et al., 2002; Rose et al., 2006), de la niebla producida por reacciones químicas (smog), y de las partículas del modo de nucleación que han coagulado (Wehner et al., 2002; Lingard et al., 2006; Kerminen et al., 2007). Las partículas de la niebla producida por reacciones químicas son formadas en la atmósfera por reacciones fotoquímicas de materiales volátiles orgánicos y óxidos de nitrógeno en presencia de gran cantidad de luz solar. También son importantes en zonas urbanas, por la combustión incompleta principalmente procedentes de vehículos diesel (Morawska et al., 1999; Zhu et al., 2002). Como el propio nombre indica, las partículas se acumulan en el modo de acumulación, con un tiempo de vida de varios días, y pueden viajar durante largas distancias dentro de la atmósfera. Su concentración disminuye a partir de los procesos de deposición húmeda (lluvia) y seca (caída de partículas por la gravedad). Hay una zona de solapamiento entre los modos de nucleación y acumulación, que se conoce como zona de las partículas Aitken (figura 2.9). Las partículas del modo de nucleación y de acumulación constituyen el modo de partículas “finas”. Este tipo de partículas interacciona de manera importante con la radiación solar, y tiene por lo tanto efectos importantes sobre la visibilidad atmosférica y sobre el clima.

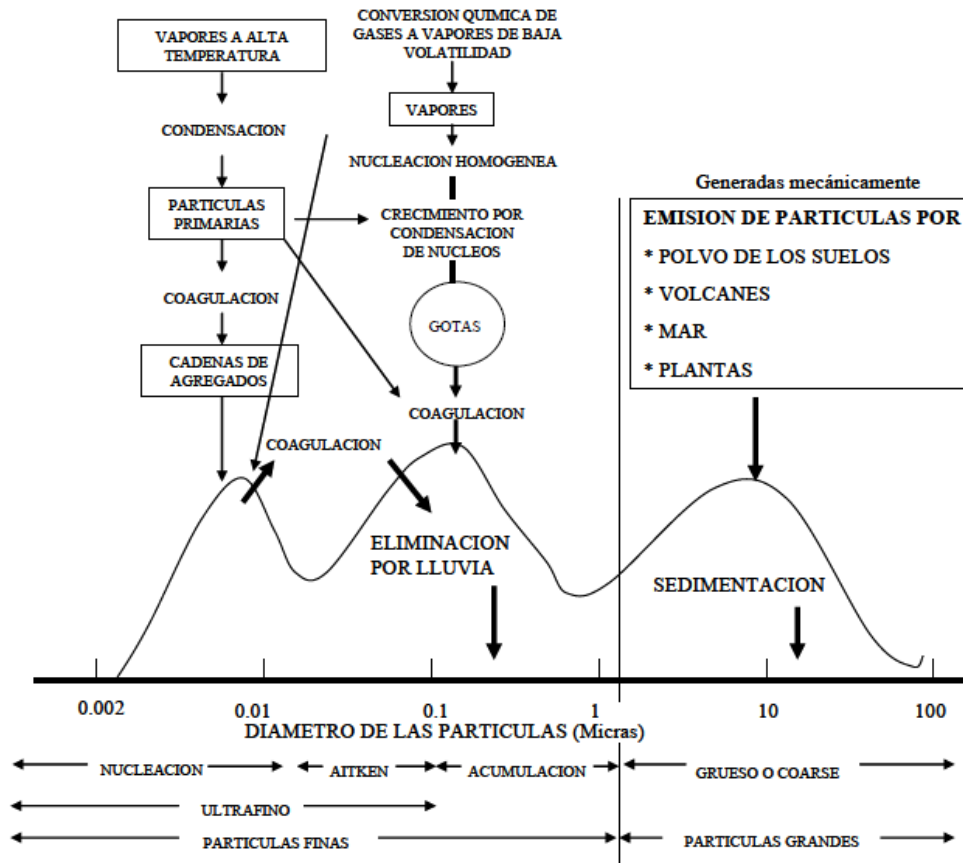


Figura 2.9: Forma típica de la función de distribución superficial de tamaños del aerosol atmosférico. Gráfica tomada de Whitby y Cantrell, (1976).

Modo Grueso ó Coarse: Son partículas con diámetros comprendidos entre 1 y 100 μm . Las partículas gruesas pueden ser de origen primario (aerosol marino ó materia mineral), que a escala global es esencialmente natural, aunque en áreas urbanas e industriales pueden tener origen antropogénico (Querol et al., 2001; Querol et al., 2004; Salvador et al., 2004). Por otra parte, las partículas gruesas pueden ser también de origen secundario, como algunas especies de nitratos y sulfatos. En este caso serían partículas inicialmente de origen primario (partículas minerales ó marinas), que han reaccionado con especies gaseosas para modificar su composición original (Pakkanen, 1996; Querol et al., 1998; Zhuang et al., 1999; Prospero et al., 2002; Krueger et al., 2004; Alastuey et al., 2005). Debido a su mayor tamaño, las partículas gruesas se depositan fácilmente, y por lo tanto su tiempo de vida en la atmósfera es corto, variando desde unas cuantas horas a unos pocos días. La razón entre el modo de partículas finas y gruesas puede variar en función de la región de la atmósfera y de la estación del año.

2.7.3.- Propiedades Físicas del Aerosol Atmosférico

Los aerosoles atmosféricos quedan caracterizados físicamente en función de su forma, su índice de refracción y su distribución de tamaño. A continuación pasamos a discutir cada uno de estos aspectos.

2.7.3.1.- Forma de las partículas que componen el aerosol atmosférico.

Las partículas que forman el aerosol atmosférico pueden tener una forma muy variada. Las partículas líquidas son aproximadamente esféricas, pero las partículas sólidas son muy irregulares y altamente variables entre ellas. Sin embargo, la mayoría de los modelos de transferencia radiativa suponen que las partículas son esféricas, fundamentándose en que una gran cantidad de partículas de forma irregular se comportan en promedio como lo harían partículas esféricas.

La hipótesis de esfericidad de las partículas no tiene porque cumplirse de forma general. El ejemplo más evidente son las partículas minerales, cuya forma es bastante compleja. Algunos agregados también tienen formas poco esféricas. El efecto de la no esfericidad de las partículas es un tema de actualidad, ya que tiene bastante influencia en los modelos que tratan de obtener las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico (Mischenko et al., 2002; Dubovik et al., 2002b; Olmo et al., 2006; Olmo et al., 2008). No obstante, las partículas del aerosol dominantes en el modo de acumulación (generalmente de naturaleza antropogénica) si poseen generalmente formas esféricas (Von-Hoynengen y Wendisch, 1997).

Finalmente, la figura 2.10 se muestran imágenes tomadas con un microscopio electrónico para distintos tipos de partículas que componen el aerosol atmosférico.

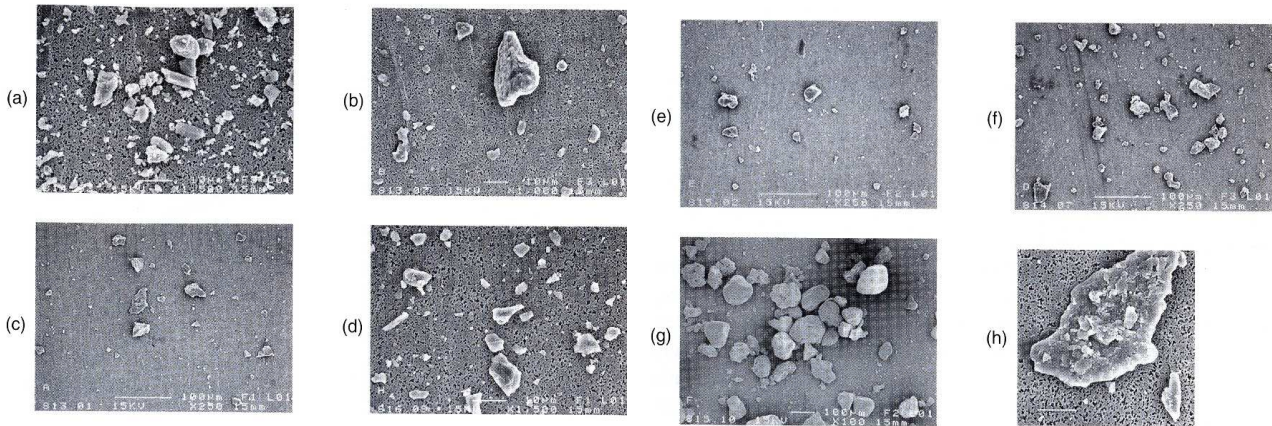


Figura 2.10: Imágenes tomadas con un microscopio electrónico para distintos tipos de partículas. a) Feldespato. b) Arcilla roja. c) Cuarzo. d) Polvo volcánico (Pinatubo). e) Marga roja. f) Polvo volcánico (Lokon). g) Arena del Sahara h) Partícula de cuarzo.

2.7.3.2.- Índice de refracción del aerosol atmosférico.

Como hemos visto en los distintos tipos de aerosol, la composición química de los aerosoles atmosféricos es muy variable, siendo muchas veces muy compleja y heterogénea. Las partículas finas están compuestas en su mayor parte por nitratos, sulfatos, amonio, plomo ó carbono formando parte de moléculas orgánicas e inorgánicas. Las partículas gruesas, están formadas principalmente por hierro, calcio y silicio. En el ámbito del estudio de los efectos del aerosol atmosférico sobre la radiación, nos interesa conocer el índice de refracción del aerosol. El índice de refracción ‘ m ’ de una partícula se define como:

$$m = n^* - ik^* \quad (2.47)$$

Donde la parte real n^* esta directamente relacionada con la dispersión producida por la partícula y la parte imaginaria k^* se relaciona con la absorción de la partícula. La figura 2.11 ilustra los valores de la parte real e imaginaria del índice de refracción para distintos tipos de aerosoles. Los datos han sido tomados de D’Almeida et al. (1991). Se puede observar, que para los distintos tipos de aerosoles en el rango de longitudes de onda del visible y del infrarrojo cercano, la dependencia espectral de la parte real del índice de refracción es débil. Para la parte imaginaria observamos pequeñas desviaciones en el aerosol mineral y en los solubles en agua. No obstante las variaciones en la parte imaginaria son despreciables y asumiremos siempre que el índice de

refracción complejo es constante e independiente de la longitud de onda en el visible e infrarrojo cercano.

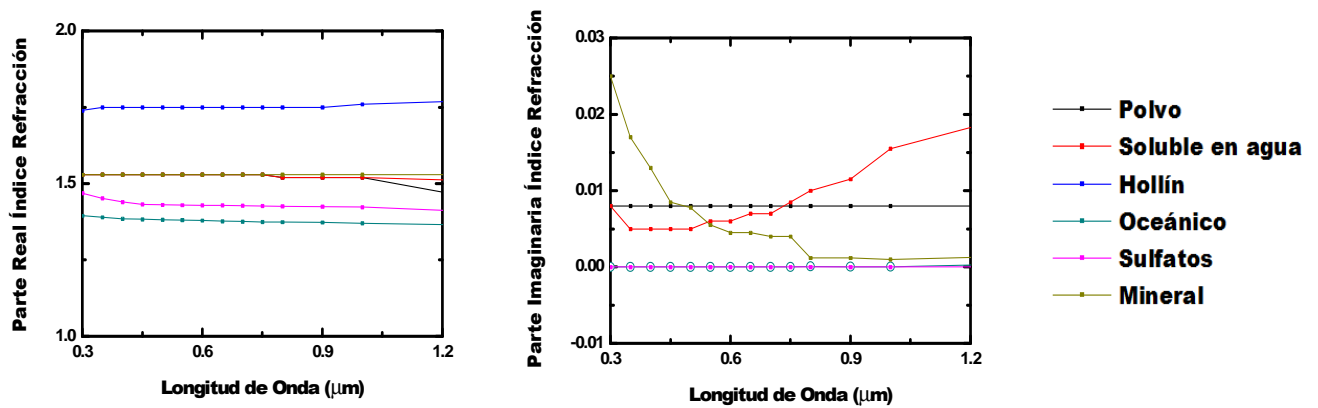


Figura 2.11: Índices de refracción reales y complejos para distintos tipos de aerosoles traza. Los valores han sido tomados de d’Almeida et al. (1991). Los valores imaginarios del índice de refracción para el hollín (no mostrados en la figura por problemas con la escala) son constantes (entorno a 0.44) para el rango de longitudes de onda mostrado.

Los valores de la parte real del índice de refracción para los distintos tipos de aerosoles varían entre 1.33 y 1.75, mientras que los valores de la parte imaginaria varían desde valores prácticamente nulos como las partículas marinas ó los sulfatos, hasta valores alrededor 0.1. Mención especial merece el hollín, que es un elemento muy absorbente llegando a tener valores de la parte imaginaria del índice de refracción de hasta 0.44 (y también este valor muestra una dependencia espectral débil).

2.7.3.3.- Distribución de tamaño.

Asumiendo la hipótesis de esfericidad de las partículas que componen el aerosol atmosférico (sección 2.7.3.1), el tamaño de cada partícula se caracteriza por su radio r y por la distribución numérica de tamaño $n_N(r)$ dada por:

$$n_N(r) = \frac{dN}{dr} \tag{2.48}$$

Que representa el número de partículas por unidad de volumen de aire cuyos radios están comprendidos entre r y $r+dr$. Las unidades de $n_N(r)$ son $\mu\text{m}^{-1}\text{cm}^{-3}$. El número total de partículas N se calcula como:

$$N = \int_0^{\infty} n_N(r) dr \quad (2.49)$$

Y se expresa en cm^{-3} . También se puede calcular la distribución de superficie de tamaño como:

$$s_S(r) = \frac{dS}{dr} = 4\pi r^2 \frac{dN}{dr} = 4\pi r^2 n_N(r) \quad (2.50)$$

Donde $s_S(r)$ se define como la superficie de las partículas por unidad de volumen de aire para las partículas con radios comprendidos entre r y $r+dr$. Se mide en $\mu\text{m cm}^{-3}$ y se puede calcular la superficie total S de las partículas por cm^3 de aire como:

$$S = \int_0^{\infty} s_S(r) dr \quad (2.51)$$

Expresada en $\mu\text{m}^2\text{cm}^{-3}$. Igualmente, se calcula la distribución volumétrica de tamaño como:

$$v_V(r) = \frac{dV}{dr} = \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{dN}{dr} = \frac{4}{3}\pi r^3 n_N(r) \quad (2.52)$$

Donde $v_V(r)$ se define como el volumen de las partículas por unidad de volumen de aire cuyos radios están comprendidos entre r y $r+dr$. También podemos calcular el volumen total V ocupado por las partículas, expresado en $\mu\text{m}^3\text{cm}^{-3}$, como:

$$V = \int_0^{\infty} v_V(r) dr \quad (2.53)$$

Las propiedades radiativas de los aerosoles no son particularmente sensibles a la forma analítica de la distribución de tamaños. Por lo tanto, se usan parámetros comunes que nos proporcionan la máxima información posible sobre las propiedades radiativas

(Van de Hulst, 1957, Hansen y Travis, 1974; Seinfeld y Pandis, 1998). De esta manera se define el radio efectivo de la distribución como:

$$r_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n_N(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n_N(r) dr} = \frac{3V}{S} \quad (2.54)$$

En esta tesis doctoral trabajaremos principalmente con la distribución volumétrica de tamaño $v(r)$. Esto se debe a que en la distribución volumétrica de tamaño se observan más claramente los modos de acumulación y de partículas gruesas. Por lo tanto, el interés de trabajar con una u otra distribución depende de la aplicación. Por ejemplo, en química atmosférica sería más interesante trabajar con la distribución de superficie, ya que las velocidades de reacción dependen de la superficie de contacto.

2.7.4.- Propiedades Ópticas del Aerosol Atmosférico

Como ya hemos dicho anteriormente, cuando un haz de luz incide sobre una partícula, parte de la radiación es absorbida y parte es dispersada en todas las direcciones. Por lo tanto, para partículas esféricas se definen los factores de eficiencia de dispersión $Q_{scat}(n,x)$ y de absorción $Q_{abs}(n,x)$ de aerosoles como (Bohren y Huffman, 1983):

$$Q_{scat}(n, x) = \frac{2}{x^2} \sum_{k=1}^{\infty} (2k+1) (|a_k|^2 + |b_k|^2) \quad (2.55)$$

$$Q_{abs}(n, x) = \frac{2}{x^2} \sum_{k=1}^{\infty} (2k+1) \left(\text{Im}(a_k + b_k) - (|a_k|^2 + |b_k|^2) \right) \quad (2.56)$$

Donde las funciones a_k y b_k dependen de las funciones de Riccati-Bessel. Más detalles sobre la obtención de $Q_{ext}(n,x)$ y $Q_{abs}(n,x)$ pueden verse en Goody y Yung (1989). Con estas consideraciones, para un haz de N partículas, se puede calcular el coeficiente de extinción (expresado en m^{-1}) de aerosoles como:

$$\sigma_{scat}(n, x) = \pi r^2 Q_{scat}(n, x) N \quad (2.57)$$

Donde r es el radio de las partículas. De manera análoga, el coeficiente de absorción (expresado en m^{-1}) de aerosoles, para un número N de partículas se define como:

$$\sigma_{abs}(n, x) = \pi r^2 Q_{abs}(n, x) N \quad (2.58)$$

Y el coeficiente de extinción $\sigma_{ext}(n, x)$ vendrá dado por la suma de los coeficientes de dispersión y de absorción, $\sigma_{ext}(n, x) = \sigma_{scat}(n, x) + \sigma_{abs}(n, x)$. Teniendo en cuenta estas definiciones de los coeficientes de dispersión y de absorción, se define el albedo de dispersión simple $\omega_0(\lambda)$ como:

$$\omega_0(n, x) = \frac{\sigma_{scat}(n, x)}{\sigma_{ext}(n, x)} = \frac{\sigma_{scat}(n, x)}{\sigma_{scat}(n, x) + \sigma_{abs}(n, x)} \quad (2.59)$$

El albedo de dispersión simple nos da información de la importancia relativa de la absorción y de la dispersión. Por otro lado, como hemos visto anteriormente (sección 2.5.3), en la atenuación de la radiación al atravesar la atmósfera, si tenemos únicamente en cuenta el efecto de los aerosoles, se define la profundidad óptica de aerosoles $\delta_{Ae}(\lambda)$ como:

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_{ext}(z) dz \quad (2.60)$$

Donde el coeficiente de extinción varía con la altura. Con la definición de la ecuación 2.60 de profundidad óptica de aerosoles y teniendo en cuenta las ecuaciones 2.55 y 2.56 para el coeficiente de extinción, obtenemos la siguiente relación entre la profundidad óptica de aerosoles y la distribución de tamaño $n_N(r)$ (Phillips, 1962):

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) n_c(r) dr \quad (2.61)$$

Por otro lado, teniendo en cuenta que el ángulo de dispersión Θ es el ángulo formado entre la radiación incidente y el haz dispersado, se define la función de fase $P(\Theta)$ de aerosoles como la fracción de la energía dispersada por el aerosol en una dirección con respecto al cociente del total de la energía dispersada en la suma de todas las direcciones. Según la teoría de Mie, la función fase de aerosoles $P(\Theta)$ como:

$$P(\Theta) = \frac{\lambda^2}{\sigma_{scat}(n, x)\pi} \int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{i_1 + i_2}{2} \right) n_N(r) dr \quad (2.62)$$

Donde i_1 e i_2 son dos funciones que provienen de la teoría de Mie (Goody y Yung, 1989). La figura 2.12 muestra las funciones de fase a 500 nm para diferentes radios de las partículas que componen el aerosol. Se ha supuesto que las partículas son esféricas con índice de refracción $m = 1.55 - 0.001i$. Se observan como $P(\Theta)$ varía con el tamaño de la partícula.

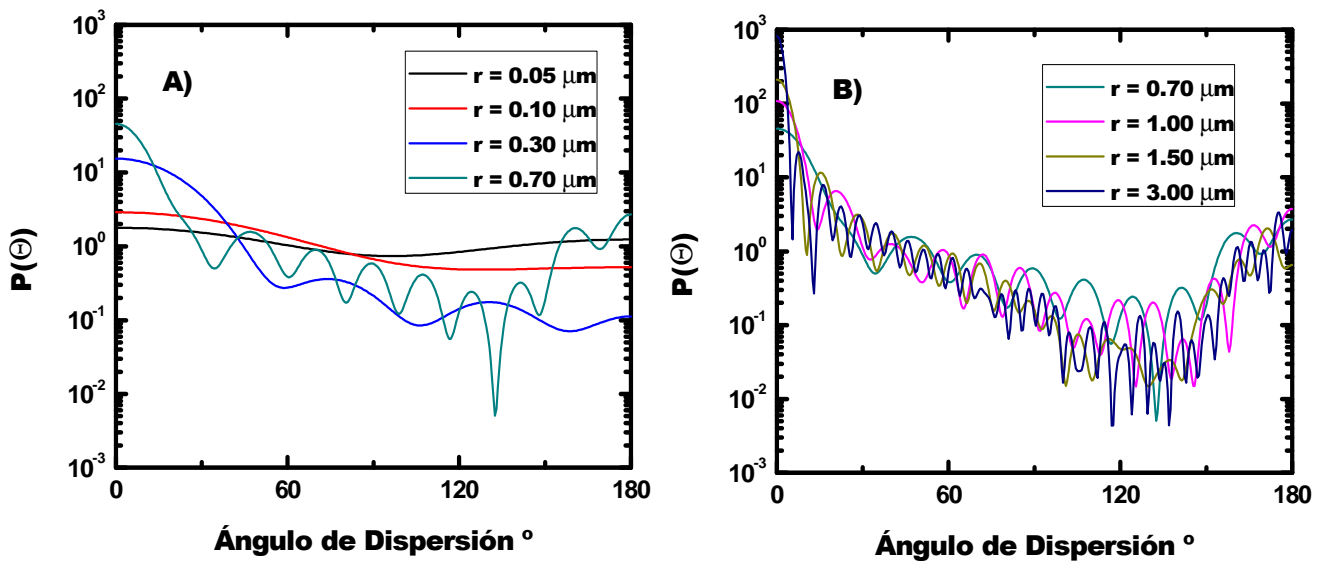


Figura 2.12: funciones de fase a 500 nm para partículas esféricas con índice de refracción $m = 1.55 - 0.001i$. a) Para partículas de radios de 0.05, 0.1, 0.3 y 0.7 μm . b) Para partículas de radios 0.7, 1.0, 1.5 y 3.0 μm .

Por otro lado, es de especial interés la radiación retrodispersada, $\beta_{scat}(n, x)$, que no es más que la fracción de radiación dispersada hacia detrás ($\Theta = 180^\circ$):

$$\beta_{scat}(n, x) = \frac{\int_0^{\pi} P(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta}{\int_0^{\pi} P(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta} \quad (2.63)$$

Finalmente, definimos el parámetro de asimetría g como:

$$g = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{\pi} \cos \Theta P(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta}{\int_0^{\pi} P(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta} \quad (2.64)$$

De la definición anterior, si $g = 1$ tendremos que la luz es dispersada hacia adelante, es decir, a $\Theta = 0^\circ$. Si se obtiene $g = -1$, la luz es dispersada hacia detrás $\Theta = 180^\circ$. Por otro lado, si $g = 0$ la partícula dispersa luz de forma isotrópica.

CAPÍTULO 3

INSTRUMENTACIÓN

A lo largo de este capítulo se realiza una descripción detallada de los instrumentos utilizados en este trabajo. En particular insistimos en el fotómetro estelar EXCALIBUR debido a su diseño innovador, haciendo especial hincapié en el análisis de fuentes de error y en los procedimientos de medida. Posteriormente describimos la manera de llevar a cabo la calibración de los instrumentos, destacando los métodos Langley Astronómico y Langley Astronómico Modificado por su mayor robustez. Posteriormente se analizan los errores en la profundidad óptica atmosférica total, destacando el efecto de la turbulencia atmosférica en el fotómetro estelar EXCALIBUR. Por último, presentamos un algoritmo de filtrado de datos que nos permite realizar calibraciones en ciudad en condiciones atmosféricas estables y de baja turbiedad

3.1.- FOTÓMETRO SOLAR CIMEL CE 318

Los primeros fotómetros solares fueron desarrollados por Volz (1959), aprovechando el impulso en la industria óptica, que produjo los primeros filtros con selectividad espectral (Rollin, 2000; Iqbal, 1983). Existen una serie de longitudes de onda recomendadas por la World Meteorological Organization (WMO) (Shaw, 1983), usándose generalmente las longitudes de onda en las ventanas espectrales donde no existen bandas de absorción de los gases (ó tienen una importancia relativamente baja), aislándose así el efecto del aerosol atmosférico. Con el impulso de la electrónica los fotómetros solares han mejorado sustancialmente, dando lugar a una mejor precisión, estabilidad y automatización.

El fotómetro solar CIMEL CE 318 (figura 3.1) realiza medidas de irradiancia solar directa y de radiancia de cielo. El instrumento se compone básicamente de un limitador de campo, que fija un campo de visión estrecho para la medida de la radiación solar directa, de un conjunto de filtros interferenciales, un conjunto de detectores, un robot de seguimiento solar, una batería y una caja electrónica para controlar el sistema. A continuación damos una breve descripción de sus componentes más importantes.

La cabeza sensora: Es donde se encuentra toda la óptica y todos los detectores necesarios para realizar la medida. Lleva acoplados dos limitadores de campo, cada uno de 33 cm de longitud, con un ángulo de visión 1.2° (FOV) para las medidas de irradiancia directa, aureola solar ($3^\circ - 6^\circ$ entorno al Sol) y radiancia de cielo. Estos colimadores están diseñados para lograr un rechazo de luz parásita de 10^{-5} , y están protegidos con una ventana de cuarzo que permite realizar observaciones en el ultravioleta. En los primeros modelos de este instrumento, se destinaba un limitador de campo a la medida de la irradiancia directa y aureola solar, mientras que el segundo realizaba las medidas de radiancia de cielo (Figura 3.1), tanto en el plano almucantar (fijado el ángulo cenital al valor del ángulo cenital solar se realiza un barrido de 360° en el plano acimutal) como en el plano principal (es decir variando el ángulo cenital solar y manteniendo el ángulo acimutal igual al correspondiente al Sol ó a su valor cambiado de signo). Para lograr un mejor rango dinámico para la radiancia de cielo, el colimador dedicado a esta tarea tiene una apertura 10 veces mayor que el utilizado para medir la

3. INSTRUMENTACIÓN

irradiancia directa del Sol. Desarrollos posteriores han llevado a un nuevo modelo de cabeza sensora que realiza las medidas de la componente directa y difusa a través del mismo limitador de campo.

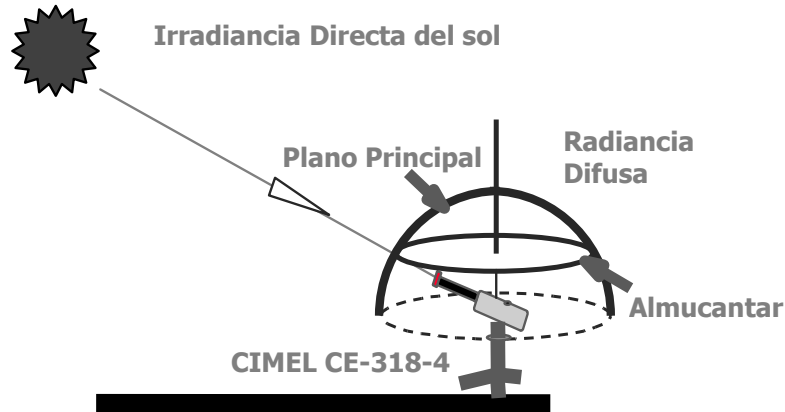


Figura 3.1. Esquema de la realización de medidas de irradiancia solar directa y de radiancia de cielo por un fotómetro solar.

La selección espectral se realiza por medio de filtros interferenciales que se encuentran insertados en una rueda de filtros de hasta nueve posiciones. Una de las posiciones está cegada para tomar medidas de corriente de oscuridad (dark current). Las longitudes de onda del instrumento están centradas en 340, 380, 440, 670, 870, 936 y 1020 nm. El canal de 936 nm se emplea en la obtención del contenido de agua precipitable, mientras que el resto de canales son utilizados para la obtención de las propiedades del aerosol atmosférico. Estos filtros tienen una función rendija gaussiana, caracterizada por la longitud de onda central λ_c y la semianchura a mitad del máximo (Full Width at Half Maximum, FWHM). Esta última toma valores entre 2-10 nm. La tabla 3.1 muestra las longitudes de onda centrales λ_c y las FWHM de los filtros del fotómetro solar CIMEL CE-318, instrumentos #307 y #727.

Dentro de la cabeza sensora se encuentra también el sistema detector, constituido por dos fotodiodos de silicio. Aunque no se realiza un control activo de la temperatura, en el detector hay un sensor que registra la temperatura en el momento de medida. El efecto de la temperatura debe de ser corregido para obtener medidas de alta precisión (Holben et al., 1998). En este sentido, el efecto térmico es notable en el canal

de 1020 nm (Holben et al., 1998; Estellés 2006). Para el resto de canales este efecto es prácticamente despreciable.

Filtro λ_c (nm)	FWHM (nm)
340	2
380	4
440	10
670	10
870	10
936	10
1020	10

Tabla 3.1: Longitudes de onda centrales λ_c y semianchuras a mitad del máximo FWHM de los filtros del fotómetro CIMEL CE-318, instrumentos #304 y # 727.

En la parte frontal de la cabeza sensora se encuentra un sensor de ajuste fino de la posición solar. Aunque el instrumento apunta al Sol siguiendo las ecuaciones de efemérides solares (Michalsky, 1988; Blanco-Muriel et al., 2001), se mejora la precisión de apuntado con ayuda de este sistema, que permite localizar la posición del Sol con una precisión de 0.1°.

Caja electrónica de control y robot: El funcionamiento del instrumento se controla mediante una “Erasable Programable Read Only Memory” (EPROM) parcialmente programable. El sistema se encuentra dentro de una caja de 30x62x46 cm y 22 Kg de peso. Dentro de esta caja se encuentran también dos baterías, cada una de 6 V que sirven para mover los motores del robot. El robot se encarga de mover la cabeza sensora, apuntar correctamente al Sol y realizar medidas de radiancia de cielo. Consta de dos motores eléctricos que controlan las coordenadas azimutal y cenital, con precisiones de 0.05° (Holben et al., 1998). Existe una posición de aparcado, en la cual la cabeza sensora apunta hacia el nadir, para evitar el deterioro del instrumento por efectos de depósito de rocío o por lluvia.

El instrumento esta también preparado para operar en sitios remotos. En este sentido, viene equipado con una placa solar de 5 W que es capaz de recargar las baterías. También se puede equipar el equipo con un transmisor de señal y una antena, que envía los datos vía satélite.

3. INSTRUMENTACIÓN



Figura 3.2: Fotómetro solar CIMEL CE-318. (1) Cabeza sensora para apuntar el instrumento y donde se encuentra toda la óptica y todos los detectores necesarios para realizar la medida. (2) Doble colimador. (3) Robot. (4) Caja de control (en el exterior están las placas solares y en el interior se encuentra la caja electrónica de control y las baterías).

Realización de medidas: La realización de medidas de irradiancia solar requiere de un tiempo de 10 s para realizar medidas en todos los filtros. Este proceso se repite en intervalos de 30 s hasta completar un conjunto de 3 medidas por longitud de onda, que constituyen el denominado triplete. Debido a que el tiempo característico de variación de las nubes es en general menor que el de los aerosoles, la medida del triplete es de gran ayuda para el filtrado de nubes (Smirnov et al., 2000). Por otro lado, la secuencia de medidas se define teniendo en cuenta la masa óptica relativa solar. Cuando la masa óptica relativa del Sol es menor de 2, el triplete de medidas se realiza cada 15 minutos. Sin embargo, cuando la masa óptica relativa solar está comprendida entre 2 y 5, se realizan medidas a intervalos de 0.25 en masa óptica relativa. Finalmente cuando el intervalo de la masa óptica relativa solar esta entre 5 y 7, las medidas se realizan a intervalos de 0.5 en masa óptica relativa.

Las medidas de radiancia de cielo se realizan en los filtros de 440, 670, 870 y 1020 nm. En el caso del plano de almucántar se fija la elevación solar y se va variando el ángulo azimutal, tal y como muestra la figura 3.1. El rango de ángulos de dispersión decrece conforme el ángulo cenital solar decrece. De esta manera, la secuencia de ángulos de dispersión con respecto al Sol en los que se mide en el plano almucántar

alcanza los 120°. En el caso de las medidas en el plano principal se realizan fijando el valor del ángulo acimutal en el valor correspondiente al Sol ó su opuesto y barriendo el ángulo acimutal de 0 a 90°. Más detalles de las medidas de radiancia de cielo en los planos almucántar y principal se pueden encontrar en Holben et al., (1998).

3.2.- FOTÓMETRO ESTELAR EXCALIBUR.

Con el objetivo de obtener tanto de la profundidad óptica del aerosol atmosférico como del contenido de agua precipitable durante la noche, el Grupo de Física de la Atmósfera (GFAT) de la Universidad de Granada, en colaboración con el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA), ha desarrollado un fotómetro estelar EXCALIBUR (**EX**inction **CA**mera and **Lum**inance **BA**ckgro**UN**d **RE**gister). Desarrollos previos en fotometría estelar han sido realizados por Leiterer et al. (1995) y Schulz (1998), quienes instalaron un fotómetro estelar en la estación meteorológica alemana de Lindenberg (78.95°N, 11.93°E) en Enero de 1996. Este diseño inicial utiliza un fotomultiplicador como detector, mientras que EXCALIBUR utiliza como sistema detector una cámara CCD de alta eficiencia cuántica. El fotómetro estelar basado en fotomultiplicadores ha sido utilizado también para realizar medidas de irradiancia estelar y obtener la profundidad óptica de aerosoles y el contenido de agua precipitable (Leiterer et al., 1998). También se utilizó este diseño para la realización de medidas en la estación noruega de Koldewey, situada en Ny-Alesund (78.95° N, 11.93°E) (Herber et al., 2002). Sin embargo, el uso de fotómetros estelares usando cámaras CCD como detectores se está imponiendo recientemente, como muestra la instalación de un nuevo fotómetro estelar basado en una cámara CCD en Egbert, Ontario, Canada (44.14 °N, 79.45°W) (Baibakov et al., 2009).

3.2.1.- Componentes del Fotómetro Estelar EXCALIBUR

El desarrollo del fotómetro estelar EXCALIBUR ha sido una tarea bastante compleja. Una descripción detallada de los componentes del fotómetro estelar EXCALIBUR puede encontrarse en Pérez-Ramírez et al. (2008a). Aquí haremos una descripción menos detallada.

3. INSTRUMENTACIÓN

El esquema del fotómetro estelar EXCALIBUR se muestra en la figura 3.3. Básicamente, la irradiancia de una estrella es recogida por un telescopio CELESTRON CGE 1100. Posteriormente, el haz de luz pasa a través de una rueda de filtros de diez posiciones. Una vez realizada la selección espectral, el haz de luz es recogido por el sistema detector, que en el caso de EXCALIBUR es una cámara CCD, modelo SBIG ST8-XME, de alta eficiencia cuántica. El diseño incluye también una cámara de gran campo que sirve para conseguir un perfecto apuntado a la estrella sobre la que se realizan medidas de irradiancia. Además, sobre la montura del telescopio hay un pequeño ocular para una inspección visual de la estrella. A continuación pasamos a describir cada uno de los componentes del fotómetro estelar EXCALIBUR.

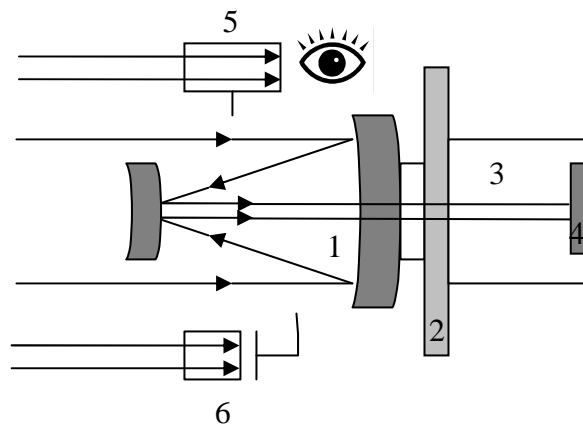


Figura 3.3: Esquema del fotómetro estelar EXCALIBUR: 1) Telescopio (sistema óptico Schmidt-Cassegrain). 2) Rueda de filtros. 3) Cámara CCD. 4) Detector de la cámara CCD (Kodak's microlens). 5) Ocular. 6) Cámara "wide field" de gran campo.

3.2.1.1.- Telescopio CELESTRON CGE 1100

El telescopio usado en el fotómetro estelar EXCALIBUR es un telescopio CELESTRON CGE 1100, basado en el sistema óptico Schmidt-Cassegrain. Este sistema óptico usa una combinación de espejos para enfocar la luz, y se incluye en el conjunto de los telescopios conocidos como catadióptricos. La luz llega al espejo primario y posteriormente es reflejada hacia el tubo del telescopio donde se encuentra un segundo espejo. En este espejo, denominado espejo secundario, los rayos de luz son colimados y se dirigen hacia al eje del telescopio, donde se forma la imagen. Es aquí donde se ubica el sistema detector.

La óptica del telescopio tiene un recubrimiento que aumenta la reflectividad de los espejos. Por otro lado, el telescopio se encuentra instalado sobre una montura motorizada que permite el movimiento tanto en el plano cenital como en el acimutal. La montura incluye programas internos que se encargan de apuntar a la estrella que seleccionamos, usando las ecuaciones de efemérides estelares. En la tabla 3.2 mostramos las características esenciales del telescopio CELESTRON CGE 1100. En <http://www.celestron.com/c2/product.php?CatID=15&ProdID=87#features> se puede obtener más información sobre el mismo.

Especificaciones	
Diseño óptico	11'' Schmidt-Cassegrain
Longitud focal	2800mm F/10
Buscador	9x50
Montura	Montura ecuatorial computerizada
Tubo óptico	Fibra de carbono
Fastar Compatible	Si
Ocular	40 mm Plossl – 1.25 '' (70x)
Prisma diagonal	1.25''
Trípode	Ajustable, acero
Especificaciones técnicas del tubo óptico	
Aumento máximo útil	660x
Aumento mínimo útil	40x
Magnitud estelar mínima	14.7
Resolución: Rayleigh	0.50 arco-segundos
Resolución: Límite Dawes	0.42 arco-segundos
Resolución fotográfica	200 líneas/mm
Campo de visión	0.71°
Obstrucción del secundario	3.75''
Longitud del tupo óptico	24 pulgadas
Especificaciones de la montura CGE	
Motores	Servomotores DC
Raqueta de control computerizada	16 caracteres en pantalla de cristal líquido; 19 botones LED iluminados por fibra óptica.
Velocidades de movimiento	4°/sec, 2°/sec, 0.5°/sec, 64x, 16x, 8x, 4x, 1x, 0.5x
Rango de seguimiento	Sideral, Solar y Lunar
Modos de seguimiento	EQ Norte & EQ Sur
Precisión del software	24 bit, 0.08 arco-segundos
Base de datos de objetos	Más de 40000 objetos, 400 definidos por el usuario.

Tabla 3.2: Características el telescopio CELESTRON CGE 1100 y de su montura. Más información en <http://www.celestron.com/c2/product.php?CatID=15&ProdID=87#features>.

3. INSTRUMENTACIÓN

3.2.1.2.- Sistema detector.

Una vez que el telescopio recoge el flujo radiante proveniente de la estrella, la luz pasa al sistema detector. En primer lugar se encuentra con la rueda de filtros donde se realiza una selección espectral. La rueda de filtros tiene 10 posiciones en las que se han instalado 8 filtros interferenciales y un filtro adicional V-Johnson (Figura 3.4). La tabla 3.3 muestra las longitudes de onda centrales λ_c y las anchuras, FWHM, de los filtros instalados. El filtro de 940 nm se utiliza para obtener el contenido de agua precipitable y el resto de los filtros para obtener la profundidad óptica de aerosoles.

Filtro λ_c (nm)	FWHM (nm)
342.0	9.9
379.1	10.3
436.8	7.7
500.67	8.08
669.0	9.8
879.5	10.3
940.0	11.2
1020.0	9.4

Tabla 3.3: Longitudes de onda centrales λ_c y semianchuras a mitad del máximo FWHM de los filtros del fotómetro estelar EXCALIBUR.

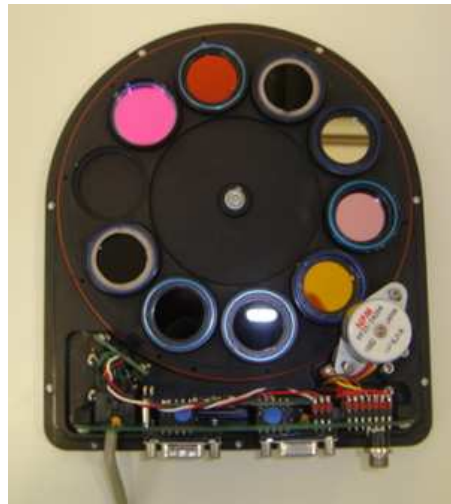


Figura 3.4: Rueda de filtros del fotómetro estelar EXCALIBUR con los 8 filtros interferenciales a longitudes de onda de 340, 380, 436, 500, 670, 880, 940 y 1020 nm.

La principal innovación del fotómetro estelar EXCALIBUR es el uso de una cámara CCD como detector. El dispositivo CCD es un chip de silicio sensible a la luz que consiste en una matriz de diodos independientes llamados píxeles. Cuando la luz

incide en los píxeles, por efecto fotoeléctrico se produce un flujo de electrones proporcional al número de fotones incidente en cada píxel. Una de las características fundamentales de los dispositivos CCD es su linealidad. Con estas consideraciones, los chips CCD tienen un rango de flujos máximos y mínimos en los que pueden trabajar, que es lo que se conoce como rango dinámico del CCD. Los dispositivos CCD tienen un rango espectral muy amplio (típicamente comprendidos entre los 200 y 1100 nm), y presentan una respuesta que varía en función de la longitud de onda y que se caracteriza mediante la eficiencia cuántica (número de pares electrón-hueco creados por el chip CCD por cada fotón incidente), espectralmente dependiente y característica de cada sistema CCD.

El fotómetro estelar EXCALIBUR utiliza una cámara CCD **SBIG ST8-XME** (figura 3.5). Esta cámara tiene 16 bits, con un rango dinámico de 0 a 65535 cuentas. Tiene 1.6 millones de píxeles, cada uno de $18 \mu\text{m}^2$. En cada pozo de potencial del píxel se pueden almacenar entorno a 1000 electrones. Las características esenciales de la cámara CCD **SBIG ST8-XME** se pueden ver en la tabla 3.4. Más información de esta cámara CCD puede obtenerse en <http://www.sbig.com/sbwhtmls/online.htm>.

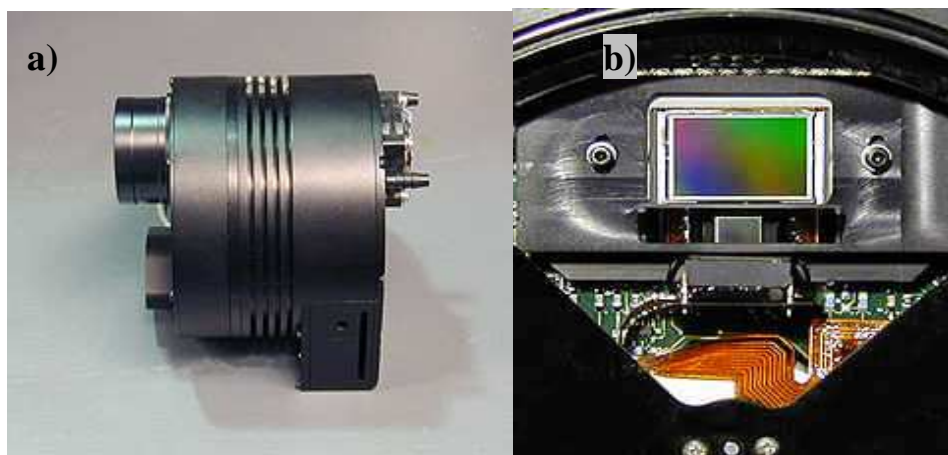


Figura 3.5: a) Cámara CCD SBIG ST-XME. b) Imagen del chip CCD de la cámara CCD SBIG ST8-XME.

La eficiencia cuántica de la cámara CCD SBIG ST8-XME se muestra en la figura 3.6 (<http://www.sbig.com/sbwhtmls/online.htm>). En esta figura observamos que la eficiencia cuántica varía para cada uno de los filtros usados y determinará los tiempos de exposición para la observación de las distintas estrellas. Entorno a 630 nm hay un

3. INSTRUMENTACIÓN

máximo del 90%, lo que hará que en el filtro de 670 nm los tiempos de exposición sean los más bajos. Para el filtro de 340 nm, la eficiencia cuántica es muy baja. Esto, unido al hecho de que las irradiancias de las estrellas en la cima de la atmósfera suelen ser pequeñas a esta longitud de onda, da lugar a que se requieran tiempos de exposición superiores a 10 minutos para obtener una relación señal-ruido adecuada. Por ello las medidas con ese filtro no son propicias para la caracterización del aerosol atmosférico.

Características del chip CCD	
CCD	Kodak KAF-1603ME + TI TC-237
Array de píxeles	1530 x 1020 píxeles
Tamaño del CCD	13.8 x 9.2 mm
Número total de píxeles	1.6 millones
Tamaño de píxel	9 x 9 μm^2
Capacidad pozo potencial	Aproximadamente 100000 e ⁻
Corriente de oscuridad	1e ⁻ /píxel/sec a 0 ° C.
Rango dinámico	0 – 65535 cuentas
Especificaciones de lectura	
Obturador	Electromecánico
Tiempo de exposición	0.12 a 3600 segundos, 10ms de resolución
Convertor A/D	16 bits
Ganancia A/D	2.3e ⁻ /ADU
Ruido de lectura	15e ⁻ RMS
Modos de Agrupado	1 x 1, 2 x 2, 3 x 3
Velocidad de digitalización	Hasta 420000 píxeles por segundo
Tiempo de lectura de la imagen	Aproximadamente 3.7 segundos
Especificaciones del sistema	
Refrigerador	Peltier de etapa simple con ventilador, enfriando entre -35 y -45 °C
Regulación de temperatura	±0.1°C
Alimentación	5VDC 1.5 A, +/- 12VDC 0.5 A
Guiador	CCD secundaria TC-237 CC
Cámara	12.5 cm diámetro x 7.5 ancho
Montura	T-Thread, portaocular 2"
Peso	0.9 Kg aproximadamente
Posición del foco	2.3 cm

Tabla 3.4. Características esenciales de la cámara CCD SBIG ST8 XME. Más información en <http://www.sbig.com/sbwhtmls/online.htm>.

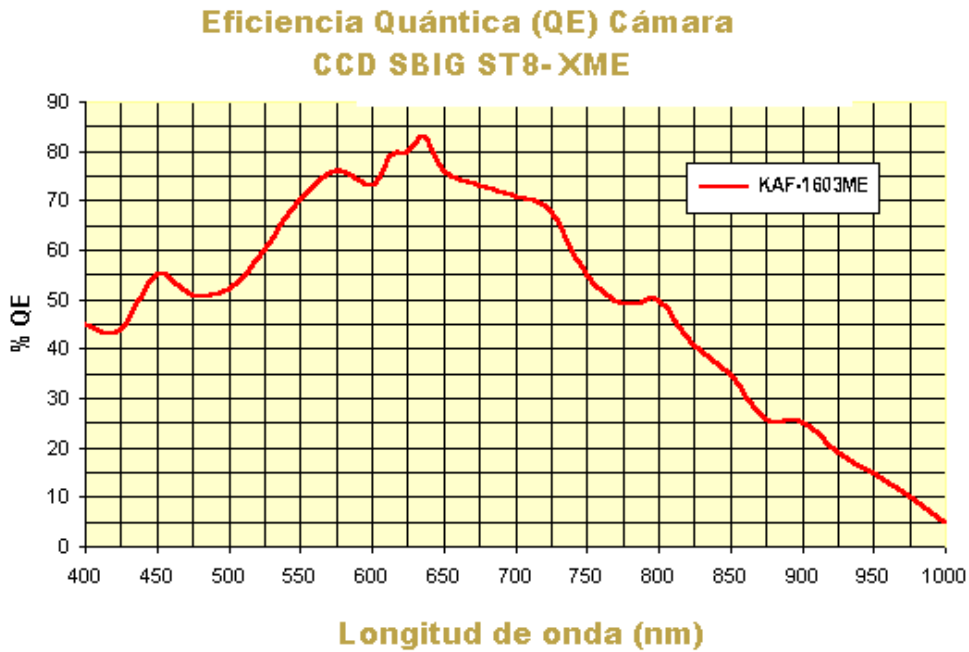


Figura 3.6: Eficiencia cuántica de la cámara CCD SBIG ST8-XME. Gráfica tomada de (<http://www.sbig.com/sbwhtmls/online.htm>).

3.2.1.4.- Otros componentes del fotómetro estelar EXCALIBUR:

Para conseguir que el telescopio apunte perfectamente a una estrella, se ha colocado una pequeña cámara CCD de gran campo (modelo WATEC 3005VX) sobre la montura del telescopio (figura 3.7a). Mediante esta pequeña cámara, y gracias a una rutina de centrado de la estrella, se consigue que el centro del telescopio coincida con el centro de la cámara CCD SBIG ST8-XME. Por otro lado, el fotómetro estelar EXCALIBUR también consta de una caja electrónica (figura 3.7b) para controlar los distintos componentes del sistema. También se ha añadido una manta antirocío del modelo ZeroDew (figura 3.7c). Esta cinta, de 47 cm de longitud, se enrolla sobre la superficie del telescopio. De esta manera calienta el tubo del telescopio y evita las condensaciones. Por último, todos los componentes del fotómetro estelar están dentro de una cúpula tipo “clamshell” Galactica 360 (<http://www.galactica360.com>). La función de dicha cúpula es la de proteger a todos los componentes del sistema en su interior del viento, lluvia, humedad, Sol ... La apertura/cierre de esta cúpula se controla mediante un sensor de nubes modelo Boltwood Cloud Sensor I. Este instrumento es un termómetro infrarrojo que es capaz de detectar la presencia de nubes comparando la temperatura del cielo con la temperatura ambiente en superficie.

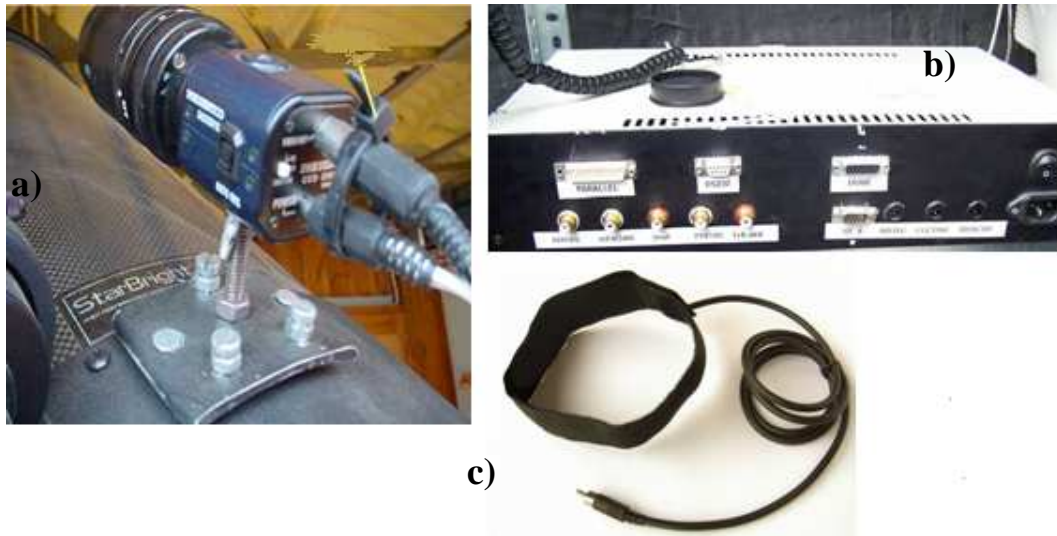


Figura 3.7: a) Cámara CCD de gran campo. b) Caja electrónica de control. c) Manta antiroció.

3.2.2.- Obtención de la Imagen de una Estrella Mediante el Fotómetro Estelar EXCALIBUR.

Los chips CCD, como todo dispositivo electrónico, tiene un conjunto de fuentes de error que deben de ser tratadas con cuidado y en detalle. En Pérez-Ramírez et al. (2008b) se dio una descripción detallada de cada una de las fuentes de error en el proceso de medida, como trabajar con ellas para minimizarlas, y como obtener imágenes fiables. A continuación mostraremos los aspectos más destacables.

3.2.2.1.-Test de linealidad.

Como hemos dicho en la sección 3.2.1.2, debemos de asegurar la linealidad de la respuesta de la cámara con el tiempo de exposición. Para caracterizar el rango de linealidad de la cámara CCD SBIG ST8, se llevaron a cabo exposiciones con diferentes tiempos de exposición, siendo la cámara uniformemente iluminada. Para conseguir una iluminación uniforme de la cámara durante un periodo de exposición máximo de unos 100 s, se apuntó el telescopio hacia el Este durante la puesta de Sol. La figura 3.8 muestra los números de cuentas registrados con tiempos de exposición desde 0.5 hasta 100 s, con lo que se logra cubrir todo el rango dinámico de la cámara. Al realizarse un ajuste lineal del número de cuentas en función del tiempo de exposición, se obtuvo una linealidad casi perfecta, con desviación menor al 1% para el rango entre las 1500 y

45000 cuentas. Por lo tanto, consideraremos que la medida es lineal y de confianza cuando el número de cuentas registrado por la cámara este entre las 1500 y 45000 cuentas. Por debajo de las 1500 cuentas se considerará que la imagen está sub-expuesta y por encima de las 45000 se considerará la imagen sobre-expuesta.

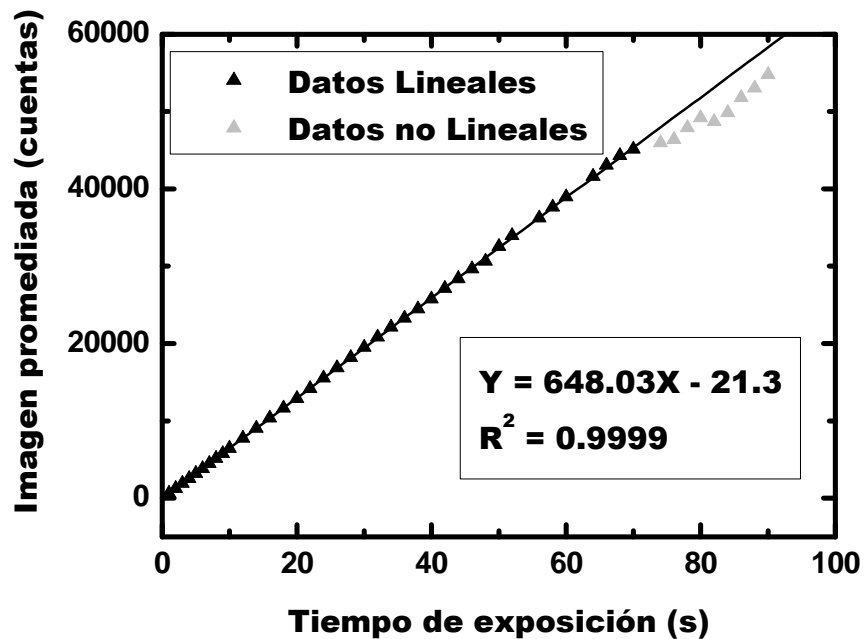


Figura 3.8: Dependencia lineal del número de cuenta con el tiempo de exposición. Solo los triángulos negros se usaron en el ajuste lineal. Los puntos grises se desvían más del 1% de la linealidad.

3.2.2.2.- Dependencia del sesgo de la cámara CCD con la temperatura

Cada píxel del detector tiene un exceso de carga independiente del tiempo de exposición, producido por los electrones residuales permanentes. Este exceso de electrones, conocido como *sesgo*, debe de ser corregido. Para tal fin se toma una medida del sesgo con el obturador de la cámara cerrado y con tiempo de exposición de cero segundos. Dentro de la cámara CCD hay una Peltier que es capaz de enfriar el chip de la cámara. Para determinar la posible dependencia térmica del sesgo se calcularon 20 sesgos para cada una de las diferentes temperaturas. En la tabla 3.5 se observa el promedio de los sesgos a cada temperatura. De acuerdo con los resultados de la tabla 3.5 podemos confirmar que el sesgo es estable con la temperatura dentro del rango de operación de la cámara CCD.

3. INSTRUMENTACIÓN

Temperatura del chip (°C)	Número de Cuentas	
	Media	Desviación Estándar
-5	106	3
-10	105	3
-15	105	3
-20	105	3

Tabla 3.5: Evaluación del sesgo de la cámara CDD SBIG ST8-XME con la temperatura.

3.2.2.3.- Efecto de la temperatura sobre la corriente de oscuridad.

Aún cuando el chip de la cámara CCD no esté expuesto a ninguna luz, es decir, tengamos una completa oscuridad, se puede observar una señal en la salida del detector. Esta señal de salida es una corriente residual, que se produce por el intercambio de pares electrón-hueco debido a que los semiconductores están a una temperatura superior al cero absoluto. Esta corriente se conoce como “*corriente de oscuridad*” (dark current en su definición anglosajona) y constituye una fuente importante de error que debe de ser tomada en cuenta. La corrección de la corriente de oscuridad requiere que determinemos su posible dependencia térmica. Con este fin, se realizaron 20 medidas de corriente de oscuridad a diferentes temperaturas del detector. La tabla 3.6 muestra los resultados de los promedios en la corriente de oscuridad con la temperatura. De esta tabla se puede apreciar un ligero aumento de la corriente de oscuridad con la temperatura. Por lo tanto, con el fin de mantener la corriente de oscuridad en sus valores más bajos se debe de mantener el chip de la cámara CCD a la temperatura más baja posible (entorno a -15°C).

Temperatura del Chip (°C)	Número de cuentas	
	Media	Desviación Estándar
-5	106	11
-10	105	8
-15	105	7
-20	104	6

Tabla 3.6: Evaluación de la corriente de oscuridad a diferentes temperaturas.

3.2.2.4.- Dependencia de la corriente de oscuridad con el tiempo de exposición.

La corriente de oscuridad no es independiente del tiempo de exposición. Este efecto implica que en cada medida, para corregir la corriente de oscuridad se debe tomar

otra medida del mismo tiempo de exposición pero con el obturador cerrado. La realización rutinaria de este protocolo de corrección requiere mucho tiempo, y por ello se llevó cabo la caracterización de la dependencia de la corriente de oscuridad con el tiempo de exposición. En este sentido, se han realizado medidas de la corriente de oscuridad usando tiempos de exposición crecientes, y posteriormente se ha realizado un ajuste lineal. Con el fin de evitar los efectos de la temperatura se trabajó a temperaturas de la CCD inferiores a $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$.

La figura 3.9 muestra una buena regresión lineal de la corriente de oscuridad con el tiempo de exposición ($R^2 = 0.925$). Por esto, para el rango de tiempos de exposición en el que el fotómetro estelar EXCALIBUR opera, la corriente de oscuridad D_c para la imagen entera se puede interpolar para el resto de tiempos de exposición a partir de la recta de regresión de la figura 3.9. Hay que señalar que este procedimiento de corrección se emplea ampliamente en fotometría (Massey, 1997).

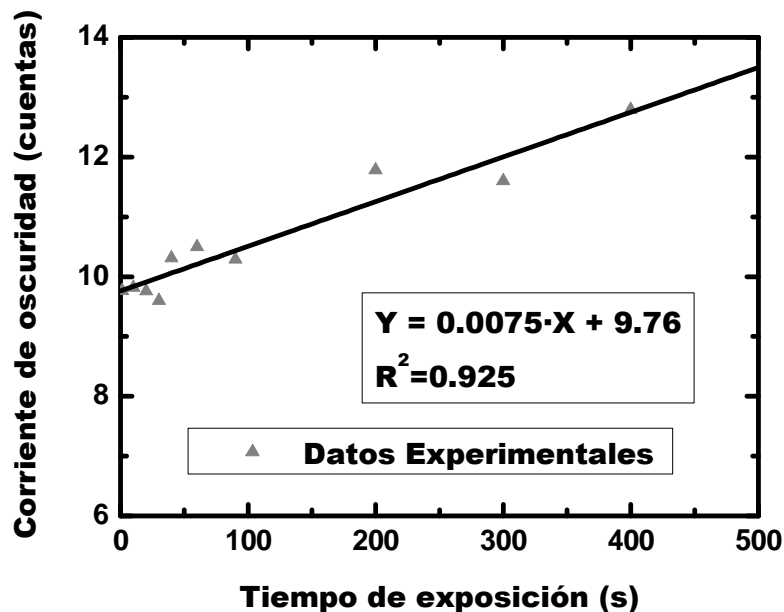


Figura 3.9: Variación de la corriente de oscuridad de la cámara CCD SBIG ST8-XME con el tiempo de exposición.

Por lo tanto, la necesidad de corregir la imagen tomada por la cámara CCD de los efectos del sesgo y de temperatura, nos hace proceder de la siguiente manera: i) Al principio de la noche se toman cuatro medidas distintas del sesgo, que posteriormente se

3. INSTRUMENTACIÓN

promedian para generar un promedio M_{SESGO}^* . ii) Posteriormente, se toman corrientes de oscuridad D_c a 120 y 1 segundos. iii) Las corrientes de oscuridad son corregidas del sesgo haciendo uso de M_{SESGO}^* . iv) Posteriormente, se calcula la pendiente Sp de la relación lineal entre la corriente de oscuridad y el tiempo de exposición. v) Finalmente, al realizar una medida de la irradiancia de una estrella con un tiempo de exposición t -segundos, el número correcto de cuentas (C_{NC}) se obtiene como:

$$C_{\text{NC}} = O_{\text{NC}} - Sp t - M_{\text{SESGO}}^* \quad (3.1)$$

Donde O_{NC} es el número de cuentas originales sin corregir.

3.2.2.5.- Efecto del obturador.

El obturador de la cámara CCD tarda cierto tiempo en abrirse y en cerrarse. Esto significa que el tiempo real de exposición es ligeramente mayor que el teórico debido a los retrasos durante los procesos de apertura y cierre del obturador. Para un obturador ideal, podemos usar un proceso de caracterización que se detalla en Stetson (1989) y en Galadi-Enríquez et al. (1995). Sin embargo, el obturador de la cámara CCD SBIG ST8 no es ideal y se necesita calcular esta diferencia de tiempo de apertura y cierre del obturador. Para tal fin, se toman varias imágenes bajo condiciones de iluminación uniforme con tiempos de exposición comprendidos entre 0.5 y 10 s. Para cada imagen, se selecciona un área cuadrada de aproximadamente 7×7 píxeles en la parte central de la imagen y se evalúa el promedio correspondiente. La figura 3.10 representa el ajuste de estos valores promedio en función del tiempo de exposición. El corte de la recta de ajuste con el eje de abscisas nos indica el momento en el que tendríamos ausencia de lectura, y por lo tanto, el obturador completamente cerrado.

La figura 3.10 presenta un corte con el eje de abscisas en -0.011 s. Es decir la lectura de cero cuentas (obturador cerrado) corresponde a -0.011 s de exposición. Por lo tanto, se debe de añadir 0.011 segundos al tiempo de exposición inicial. Esta corrección es importante para tiempos de exposición inferiores a 1 s, donde el efecto del obturador puede representar hasta el 2% del tiempo de exposición.

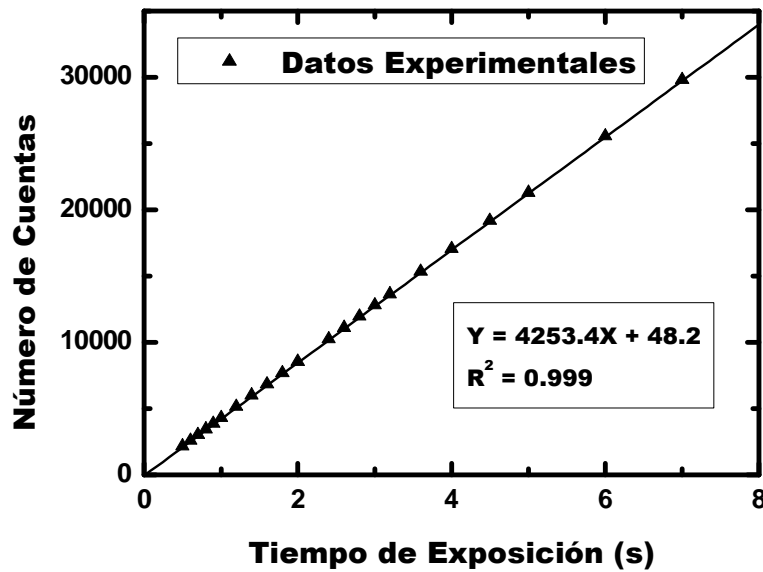


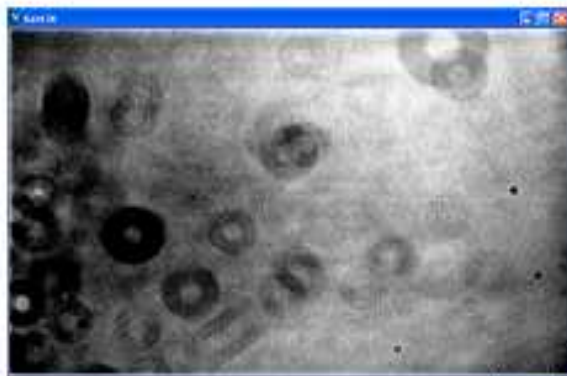
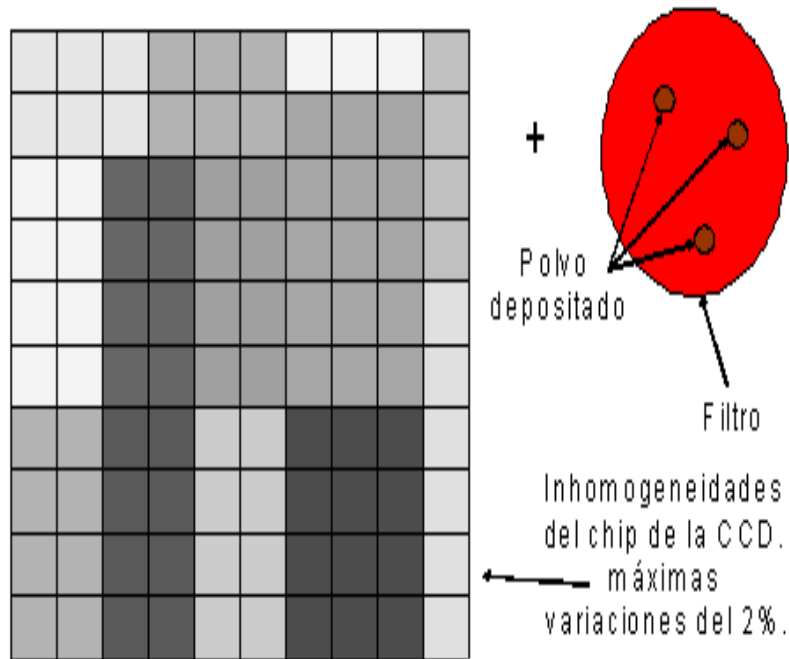
Figura 3.10: Efecto del obturador en el tiempo de exposición de una imagen.

3.2.3.6.-Obtención del campo uniforme.

Otra fuente de error en las cámaras CCD es la producida por las diferencias en las sensibilidades de los píxeles. Este efecto, junto con la estructura de los filtros, puede ser una importante fuente de error. Sin embargo, puede ser controlado y eliminado aplicando el conocido procedimiento de *campo uniforme* (Massey, 1997). En este procedimiento, iluminamos el instrumento con una fuente de luz uniforme (una forma rápida y sencilla es apuntando el telescopio al Este durante la puesta de Sol) de modo que la cámara CCD opere dentro de la región lineal. Para evitar efectos debidos al obturador, es conveniente usar tiempos de exposición de más de cinco segundos.

La figura 3.11 muestra este procedimiento. i) En primer lugar, se registran cuatro ó cinco imágenes por filtro. ii) Estas imágenes se corrigen de corriente de oscuridad y de sesgo. iii) A partir de estas imágenes corregidas obtenemos una nueva imagen promediada, en la que a cada píxel se le asigna la mediana de los píxeles que ocupan la misma posición en las distintas imágenes. iv) De esta imagen promediada se calcula la moda usando todos los píxeles de esta imagen. v) Finalmente, se divide cada píxel de la imagen promediada por la moda y se obtiene una imagen final conocida como *campo uniforme*.

Los diferentes colores representan diferentes sensibilidades de los píxeles



Se promedian las 5 imágenes para cada filtro en mediana píxel a píxel. De esta manera, se consigue quitar variaciones fuerte (Cambio puntual de iluminación, rayo cósmico...)

Posteriormente, se divide cada píxel de la imagen entre la moda total de la imagen. Así conseguimos el objetivo de homogeneidad entre píxeles. Se genera así la matrix de flat field

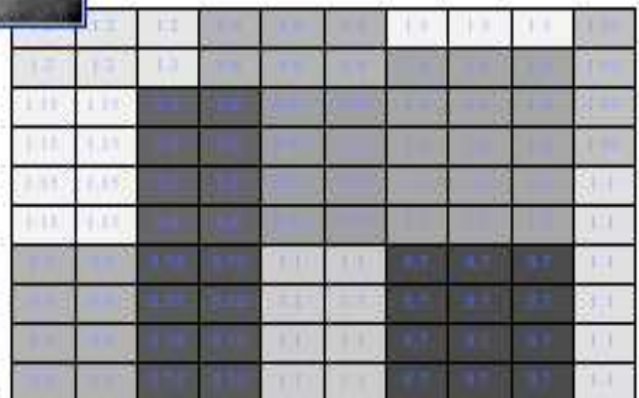


Figura 3.11: Esquema del procedimiento del campo uniforme en los píxeles de la cámara CCD.

Con la obtención del campo uniforme, que denotaremos como F_{ff} , podremos obtener la imagen final F_F . Esto se realiza a partir de una imagen inicial F_I , que se corrige de corriente de oscuridad D_c y de sesgo M_{SESGO}^* , y se divide posteriormente por el campo uniforme F_{ff} .

$$F_F = \frac{F_I - D_c - M_{SESGO}^*}{F_{ff}} \quad (3.2)$$

3.2.3.- Realización de Medidas del Fotómetro Estelar EXCALIBUR

En este apartado pasamos a describir los distintos procedimientos que deben de seguirse para delimitar la imagen de la estrella y realizar medidas correctas de irradiancia estelar.

3.2.3.1.- Selección de las estrellas.

No todas las estrellas que existen en el firmamento sirven para llevar a cabo las medidas de irradiancia. En primer lugar, tienen que ser estrellas aisladas. Tampoco son útiles estrellas con flujo variable. Por otro lado, debido a las características del fotómetro estelar EXCALIBUR, usaremos estrellas cuya magnitud visual este comprendida entre 0 y 2.5. La tabla 3.7 muestra el conjunto de estrellas que se utiliza en el fotómetro estelar EXCALIBUR. La elección de las estrellas que componen el catálogo del fotómetro estelar EXCALIBUR se realiza teniendo en cuenta la declinación y la ascensión recta de las estrellas, y las coordenadas del lugar de medida. Debido a la órbita terrestre, cada estrella es solo visible en una determinada época del año. Por ejemplo, las estrellas que son visibles en verano no lo son en invierno y viceversa. El catálogo estelar de la tabla 3.7 muestra un conjunto de estrellas de manera que podamos realizar medidas continuas a lo largo de todo el año. Además, incluye estrellas de distinto tipo espectral (Ver apéndice B para mayor información).

3. INSTRUMENTACIÓN

Nombre de la Estrella	Declinación	Ascensión Recta	Magnitud Visual	Tipo Espectral
HR15	00:08.4	+29:05.3	2.06	B8IV
HR337	01:09.7	+35:37.2	2.08	M0III
HR617	02:07.2	+23:27.7	2.02	K2III
MIRFAK	03:24.3	+49:51.7	1.81	F5I
ALDEBARAN	04:35.9	+16:30.6	0.87	K5III
CAPELLA	05:16.7	+45:59.9	0.08	G5III
SAO7716	05:26.3	+28:36.4	1.68	B7III
SAO40750	05:59.5	+44:56.8	1.9	A2IV
CASTOR	07:34.6	+31:53.3	2.02	A2V
PROCYON	07:39.3	+05:13.4	0.4	F5IV
POLLUX	07:45.3	+28:01.6	1.22	K0III
REGULUS	10:08.4	+11:58.0	1.41	B7V
DUBHE	11:03.7	+61:45.0	1.82	K0I
VEGA	18:36.9	+38:47.0	0.03	A0V
HR7557	19:50.8	+08:52.3	0.77	A7V
HR7796	20:22.2	+40:15.0	2.23	F8I
DENEB	20:41.4	+45:16.3	1.25	A2I

Tabla 3.7: Catálogo de estrellas para el fotómetro estelar EXCALIBUR. Las estrellas tienen que ser aisladas, de flujo constante y con magnitud visual entre 0 y 2.5.

3.2.3.2.- Foco del telescopio.

Las medidas de irradiancia directa estelar necesitan un foco correcto y preciso del telescopio, con el objetivo de que todos los fotones de una estrella dada sean captados por la ventana seleccionada para hacer fotometría. Para ello, el sistema de control del fotómetro estelar EXCALIBUR dispone de una rutina de enfoque que se basa en la optimización de la señal de la estrella y de su desviación estándar. El procedimiento consiste en, una vez seleccionada la ventana que incluya toda la estrella a observar, variar el foco del telescopio hasta que se encuentre el máximo de la señal y el mínimo de la desviación estándar. En la figura 3.12 mostramos este procedimiento.

El foco del telescopio se realizó inicialmente cuando se instaló el fotómetro estelar. Se ha ido comprobando si hay desenfoques de una noche a otra. En este sentido, no hemos encontrado desenfoques apreciables. Por lo tanto, podemos decir que el foco del telescopio deberá de chequearse en períodos de varias semanas ó de 1 mes, estando atentos a desenfoques producidos manualmente (golpes, movimiento del telescopio...)

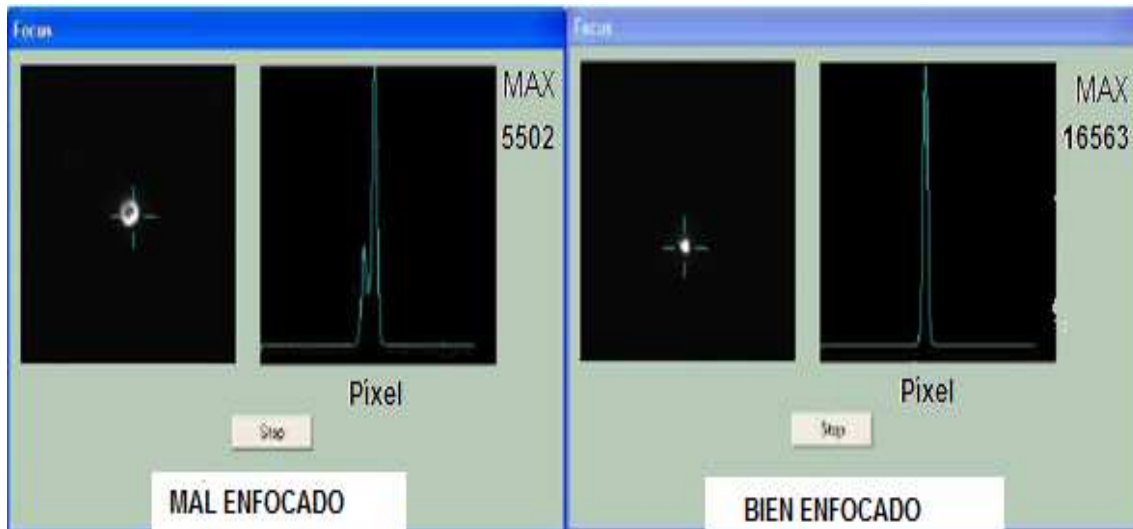


Figura 3.12: Procedimiento de enfoque del telescopio basado en variar el foco hasta encontrar el máximo de la señal y el mínimo de la desviación estándar. a) Telescopio desenfocado. b) Telescopio enfocado.

3.2.3.3.- Radio de Apertura.

La imagen de la estrella, una vez realizado el foco del telescopio, representa solamente una pequeña fracción de la imagen que recoge la cámara CCD y por lo tanto se hace necesaria la selección de la porción de la imagen sobre la que haremos los cálculos fotométricos (Massey y Davis, 1992). Denominaremos radio de apertura al correspondiente círculo que incluye toda la imagen de la estrella. Para obtener el radio de apertura adecuado, se tomaron varias imágenes de una misma estrella a distintas masas ópticas relativas. Posteriormente, para noches con carga baja y estable de aerosol, se realizó un ajuste lineal de la señal registrada en función de la masa óptica relativa. Los ajustes lineales se realizaron utilizando radios de apertura de diferentes tamaños. El tamaño de ventana más apropiado es aquel que proporciona el mejor coeficiente de determinación R^2 . En la tabla 3.8 se muestran los coeficientes de correlación lineal R^2 obtenidos para diferentes tamaños de radios de apertura.

Radio de Apertura (píxeles)	Coefficiente R^2
10	0.929
16	0.978
20	0.979
26	0.980
30	0.981

Tabla 3.8: Coeficientes R^2 en función de los distintos radios de apertura utilizados.

De la tabla 3.8 se puede observar que el mejor R^2 se obtiene para radio de apertura de 30 píxeles. Para elegir un radio de apertura, se tiene también en cuenta que no sea muy grande para evitar interferencias debidas a los rayos cósmicos (radiación y procedente del espacio que puede ser detectada por nuestro detector). También hay que mencionar que todas las estrellas tendrán para cada filtro el mismo tamaño sobre la cámara CCD. Con todas estas consideraciones, un radio de apertura de 26 píxeles se puede considerar adecuado.

3.2.3.4.- Cálculo del tiempo de exposición y del fondo.

El tiempo de exposición es un aspecto fundamental a la hora de conseguir una buena señal de la estrella en la cámara CCD. Para evitar problemas con el obturador, se ha fijado un tiempo de exposición mínimo de 0.3 s, y para evitar problemas de seguimiento de las estrellas se ha fijado un tiempo de exposición máximo de 140 s. El tiempo de exposición es distinto en cada filtro, pues dependerá de la eficiencia cuántica de la cámara CCD y del flujo radiante de la estrella en cuestión a esa longitud de onda. El sistema de control de EXCALIBUR es capaz de calcular el tiempo de exposición en cada filtro para cualquier estrella. Para ello, debemos de introducir de manera aproximada la profundidad óptica atmosférica total que estimamos para esa noche de medida. Posteriormente, y una vez conocida la constante de calibración de la estrella en esa longitud de onda, el sistema de control calcula el tiempo de exposición necesario para obtener una señal comprendida entre las 1500 y 45000 cuentas digitales.

El cálculo preciso del fondo de cielo es fácil en zonas remotas donde no existe contaminación lumínica, pero puede ser difícil en una ciudad iluminada. En general, el cálculo y eliminación del fondo de cielo es posible si se usa un procedimiento adecuado (Davis, 1987). La técnica que hemos empleado consiste en realizar medidas de cuatro ventanas de 4x4 píxeles en las zonas adyacentes de la estrella. Estas ventanas nos dan información del fondo de cielo. De cada caja de 4x4 píxeles se calcula su media. Finalmente, la mediana de las medias correspondientes a cada ventana es lo que tomamos como fondo de cielo de nuestras medidas.

3.3.- CALIBRADO DE LOS CANALES PARA OBTENER PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOLES.

Los fotómetros solares ó estelares son capaces de realizar medidas de irradiancia directa del Sol ó de una estrella. Para la zona espectral alejada de absorciones gaseosas, y trabajando con filtros de ancho de banda pequeños, la atenuación de la irradiancia al atravesar la atmósfera sigue una ley exponencial (sección 2.4.3). Para el fotómetro solar, teniendo en cuenta la distancia Tierra-Sol, la ley de Beer-Bouguer-Lambert quedaba como:

$$F(\lambda) = F_o(\lambda) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \exp(-m_r \delta_{atm}(\lambda)) \quad (3.3)$$

Donde $F(\lambda)$ es la irradiancia obtenida al atravesar la atmósfera, $F_o(\lambda)$ es la irradiancia solar fuera de la atmósfera, m_r es la masa óptica relativa, $\delta_{atm}(\lambda)$ es profundidad óptica atmosférica total, r_0 es la distancia media Tierra-Sol y r es la distancia Tierra-Sol en el momento de medida. El cociente r_0/r varía entre 1.03 y 0.97 a lo largo del año. Por otro lado, teniendo en cuenta que la distancia media Tierra-Sol es de 1 unidad astronómica AU (entorno a $1.5 \cdot 10^{11}$ m), las estrellas más cercanas (sin tener en cuenta el Sol) se encuentran a unas $2.8 \cdot 10^5$ UA y por tanto las variaciones de distancia causadas por la órbita terrestre son despreciables. Con estas consideraciones el empleo del cociente $(r_0/r)^2$, conocido como factor de corrección de la excentricidad, solo tiene sentido para el fotómetro solar. Por lo tanto, para medidas de irradiancia de una estrella, la ley de Beer-Bouguer-Lambert queda como:

$$F(\lambda) = F_o(\lambda) \exp(-m_r \delta_{atm}(\lambda)) \quad (3.4)$$

La ley de Beer-Bouguer-Lambert (ecuaciones 3.3 y 3.4) es válida únicamente en términos de irradiancias monocromáticas. Al utilizar filtros interferenciales con anchos de banda finitos, la respuesta de cada filtro vendrá redeterminada por su función rendija. Si los filtros no son muy anchos, la ley de Beer-Bouguer-Lambert sigue siendo válida (Thomason et al., 1983). Por otro lado, los fotómetros solares y estelares realizan medidas de número de cuentas digitales $V(\lambda)$, de manera que la conversión de la señal

3. INSTRUMENTACIÓN

medida en unidades físicas de irradiancia se hace a través de una constante característica del instrumento $C(\lambda)$, dando lugar a:

$$V(\lambda) = C(\lambda)F(\lambda) \qquad V_0(\lambda) = C(\lambda)F_0(\lambda) \qquad (3.5)$$

Así, conocida $C(\lambda)$ tendríamos calibrado nuestro instrumento y cualquier medida $V(\lambda)$ se podría transformar a unidades físicas de irradiancia. Esto es lo que se conoce como **calibración absoluta**. Este método de calibración requiere disponer de una fuente (lámpara) apropiada cuya irradiancia espectral sea perfectamente conocida (Schmid y Wehrli, 1995). Una alternativa consiste en realizar una **calibración relativa**. En este caso, el objetivo no es obtener la constante $C(\lambda)$, sino determinar la señal que proporcionaría nuestro instrumento si lo situásemos fuera de la atmósfera. Es decir, se tratará de determinar la denominada constante extraterrestre $V_0(\lambda)$ correspondiente al Sol ó a una estrella.

La calibración relativa de los instrumentos se puede hacer mediante métodos indirectos a partir de la ley de Beer-Bouguer-Lambert. Teniendo en cuenta la ecuación 3.5, la ley de Beer-Bouguer-Lambert en función de la señal recogida por nuestro sistema detector $V(\lambda)$:

$$V(\lambda) = V_o(\lambda) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \exp(-m_r \delta_{atm}(\lambda)) \qquad (3.6)$$

Y para una distancia media Tierra-Sol

$$V(\lambda) = V_o(\lambda) \exp(-m_r \delta_{atm}(\lambda)) \qquad (3.7)$$

Donde $V_0(\lambda)$ son las señales que mediríamos si colocásemos el instrumento fuera de la atmósfera, y son las que se conocen como constantes de calibración. Por simplificación, a partir de ahora vamos a denominar el factor de excentricidad $(r_0/r)^2$ como E_0 .

3.3.1.- Calibrado relativo

Para el calibrado relativo del fotómetro solar se han desarrollado varios métodos (Volz, 1974; Shaw, 1976; Forgan, 1994; Alcántara 2004). En los siguientes apartados pasamos a describir cada uno de los métodos y su implementación en el fotómetro estelar EXCALIBUR.

3.3.1.1.- El método Langley.

El método de calibración relativa Langley (Shaw 1976; Shaw 1983; Tanaka et al., 1986; Soufflet et al., 1992; Forgan 1994; Schmid y Wehrli, 1995; Mitchell y Forgan, 2003) se basa en la ley de Beer-Bouguer-Lambert. Tomando logaritmos neperianos a ambos lados de la ecuación 3.6, obtenemos:

$$\text{Ln}\left(\frac{V(\lambda)}{E_0}\right) = \text{Ln}(V_0) - m_r \delta_{atm}(\lambda) \quad (3.8)$$

De la ecuación 3.8, realizando medidas a distintos intervalos de masas ópticas relativas podemos realizar una regresión lineal del logaritmo de la señal medida en función de la masa óptica relativa. Si las condiciones de turbiedad atmosférica son estables, con una carga baja y estable de aerosoles, entonces es posible obtener la constante de calibración $\text{Ln}(V_0(\lambda))$ a partir de la ordenada en el origen. También se obtiene $\delta_{atm}(\lambda)$ representativa del período de medida a partir de la pendiente de la recta de regresión

Los errores introducidos por el método Langley fueron discutidos cuidadosamente por Shaw (1976). Entre las fuentes de error más importantes se encuentra la variación de $\delta_{atm}(\lambda)$ durante el periodo de medida, debido principalmente a variaciones en la carga de aerosol. Por otro lado, es necesario acotar el rango de masas ópticas relativas sobre el que se realiza el ajuste Langley. En primer lugar, no es recomendable utilizar masas ópticas relativas menores de 2, pues se corresponde con las horas centrales del día de mayor actividad solar lo que da lugar a que se eleve la capa de mezcla debido a fenómenos turbulentos. Además, la incertidumbre en masas ópticas

3. INSTRUMENTACIÓN

relativas mayores de 6-7 puede dar lugar a errores en el cálculo de $V_0(\lambda)$. Un criterio de calidad consiste en estudiar la dependencia de la constante de calibración con el rango de masas ópticas relativas utilizado (Kuester et al., 2003). En este sentido, el trabajo de Alcántara et al., (2004) muestra que para los fotómetros solares el rango de masas ópticas relativas más adecuado para llevar a cabo la calibración Langley se encuentra entre 2-5.

La localización más adecuada para llevar a cabo calibraciones Langley son los lugares de alta montaña (Tanaka et al., 1986; Soufflet et al., 1992; Forgan 1994; Schmid y Wherli, 1995; Mitchell y Forgan 2003) que queden en gran parte del día por encima de la capa de mezcla, de manera que se eviten las variaciones en la carga de aerosol durante la realización de las medidas (Schmid y Wehrli 1995; Alcántara et al., 2004). Además, en estos lugares la cantidad de aerosoles en la columna atmosférica es menor, por lo que se reducen los fenómenos de dispersión múltiple que ocurren cuando la profundidad óptica de aerosoles es alta.

El lugar elegido para el calibrado Langley de los fotómetros solares CIMEL CE-318 utilizados en este trabajo se conoce como “Ahí de Cara” (31.1°N; 3.4°O; 2200 m a.s.l). Este lugar está localizado en la ladera norte de Sierra Nevada, aproximadamente a 17 km de la ciudad de Granada y a 47 km del litoral marítimo (Mar Mediterráneo). Las condiciones continentales que prevalecen en este sitio son las responsables de grandes diferencias estacionales de temperatura, ofreciendo inviernos fríos, con presencia de nieve, y veranos templados sin nieve. Las precipitaciones se presentan durante la primavera e invierno. Los veranos son muy secos, con muy pocos eventos de lluvia en Julio y Agosto. El área también presenta grandes periodos de baja humedad. Todo esto, combinado con la facilidad de acceso por carretera durante todo el año, hace del sitio un lugar idóneo para realizar una calibración Langley.

La técnica de calibrado Langley es también aplicable para el fotómetro estelar EXCALIBUR. Pero para seguir la notación astronómica iniciada en los primeros trabajos de fotometría estelar (Leiterer et al., 1995,1998; Herber et al., 2002), vamos a utilizar el concepto de magnitud astronómica $m = 2.5\log(F/F_0')$ (Sección 2.2.1) donde F_0' es una densidad de flujo de referencia. Aplicando el concepto de magnitud astronómica a la ley de Beer-Bouger-Lambert, la ecuación 3.4 queda expresada como:

$$2.5 \log \left(\frac{F}{F_0'} \right) = 2.5 \log \left(\frac{F_0}{F_0'} \right) - 1.086 \delta_{am}(\lambda) m_r \quad (3.9)$$

Haciendo uso de la ecuación 3.5, el cálculo de la profundidad óptica atmosférica total viene dado por:

$$\delta_{am}(\lambda) = \frac{1}{1.086 m_r} \left(2.5 \log \left(\frac{F_0}{F_0'} \right) - 2.5 \log \left(\frac{F}{F_0'} \right) \right) = \frac{1}{1.086 m_r} \left(2.5 \log \left(\frac{V_0}{V} \right) \right) \quad (3.10)$$

Y por lo tanto, no es necesario conocer el valor de la densidad de flujo de referencia. De esta manera, se redefine la magnitud para la fotometría estelar como:

$$S(\lambda) = 2.5 \log(V(\lambda)) \quad (3.11)$$

Con esta última definición de magnitud, la ley de Beer-Bouguer-Lambert para el fotómetro estelar quedará como (Leiterer et al., 1995,1998):

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) - 1.086 \delta_{am}(\lambda) m_r \quad (3.12)$$

Donde $S(\lambda)$ es la magnitud medida, $S_0(\lambda)$ es la magnitud extraterrestre (la constante 1.086 proviene del cálculo de 2.5 loge). El método de calibrado Langley se puede aplicar también a la ecuación 3.12. Para ello se tendrán en cuenta las mismas consideraciones que para el fotómetro solar pero con algunas restricciones. En primer lugar, el instrumento será también trasladado a un lugar de alta montaña para garantizar una carga baja y estable de aerosoles. Por otro lado, debido a las peculiaridades de algunas estrellas y a las limitaciones del instrumento, no se podrá llegar a masas ópticas relativas mayores de 5. Esto se debe principalmente a los problemas del telescopio para apuntar a estrellas tan bajas y a los altos tiempos de exposición para esas masas ópticas relativas, que dan lugar a errores en el cálculo de la masa óptica relativa.

El fotómetro estelar EXCALIBUR ha sido calibrado en el Centro Astronómico Hispano-Alemán de Calar Alto, (37.2° N; 2.5° O; 2168 m a.s.l.). Este centro situado en

la Sierra de Los Filabres, al Norte de la provincia de Almería (Andalucía, España), a aproximadamente 45 km de la costa mediterránea. Es operado conjuntamente por el Instituto Max-Planck de Astronomía en Heidelberg, (Alemania) y el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) en Granada, (España). Las condiciones climatológicas son similares a las de Sierra Nevada, con grandes diferencias estacionales de temperatura, con inviernos fríos y veranos templados. También presenta un acceso fácil por carretera, y junto con las facilidades que proporcionan, lo hace un lugar adecuado para la calibración de fotómetros estelares.

3.3.1.2.- El método Langley Astronómico.

El método Langley Astronómico aplicado a fotómetros solares fue propuesto por primera vez propuesto por Mitchel y Forgan (2003). El método no consiste más que en dividir la ley de Beer-Bouguer-Lambert entre la masa óptica relativa, dando lugar a la siguiente expresión para los fotómetros solares:

$$\frac{\text{Ln}\left(\frac{V(\lambda)}{E_0}\right)}{m_r} = \frac{\text{Ln}(V_0)}{m_r} - \delta_{atm}(\lambda) \quad (3.13)$$

Para el fotómetro estelar, el método Langley Astronómico es utilizado en astronomía. Dividiendo la ecuación 3.10 entre la masa óptica se obtiene:

$$\frac{S(\lambda)}{m} = \frac{S_0(\lambda)}{m} - 1.086 \cdot \delta_{atm}(\lambda) \quad (3.14)$$

La ventaja del método Langley Astronómico es que ahora la variable independiente cambia a la inversa de la masa óptica relativa y la variable dependiente es el logaritmo de la señal medida (fotómetro solar) ó la magnitud medida (fotómetro estelar) divididas por la masa óptica relativa. Al realizar el ajuste lineal, de la pendiente de la recta se obtiene la constante de calibración $V_0(\lambda)$ ó $S_0(\lambda)$, mientras que de la ordenada en el origen se obtiene $\delta_{atm}(\lambda)$. Como las constantes de calibración son 2-3 ordenes de magnitud superiores a $\delta_{atm}(\lambda)$, obtenemos que matemáticamente las fluctuaciones en $\delta_{atm}(\lambda)$ no afectan tanto al valor de la pendiente de la recta, y por lo tanto, aumenta el

grado de precisión en la determinación de las constantes de calibración. En efecto, si la turbulencia atmosférica produce una desviación $\zeta(\lambda)$ en la profundidad óptica atmosférica total, para el ajuste Langley (ecuaciones 3.8 y 3.12), estamos introduciendo una fluctuación en la señal medida de $m_r\zeta(\lambda)$ para el fotómetro solar, y de $1.086m_r\zeta(\lambda)$ para el fotómetro estelar. Sin embargo, en caso del método Langley Astronómico (ecuaciones 3.13 y 3.14), al realizar un cambio de variable dividiendo por la masa óptica relativa, las variaciones en la linealidad de los ajustes Langley se minimizan a $\zeta(\lambda)$ para el fotómetro solar, y a $1.086\zeta(\lambda)$ para el fotómetro estelar.

3.3.2.- Calibración del Fotómetro Solar CIMEL CE 318

En esta tesis doctoral se han usado los fotómetros solares CIMEL CE 318 #307 y #727 para obtener la profundidad óptica de aerosoles durante el día. Estos instrumentos han sido calibrados usando la técnica Langley. Los fotómetros solares CIMEL, son calibrados en “Ahí de Cara” (Alcántara et al., 2004). La tabla 3.9 muestra los resultados de los calibrados en “Ahí de Cara” para el instrumento #307. Todos los ajustes tienen un coeficiente de correlación lineal superior al 0.990. Las incertidumbres en las constantes de calibración son de 0.02 para longitudes de onda inferiores a 400 nm, y de 0.01 para longitudes de onda superiores a 400 nm.

	LnV ₀ (λ) Filtro (nm)					
Fecha	340	380	440	670	870	1020
15/06/2005	9.99	10.47	8.32	9.18	8.53	8.18
03/11/2007	10.00	10.48	8.34	9.18	8.43	8.16
07/03/2008	10.00	10.48	8.31	9.16	8.43	8.16
15/06/2008	10.00	10.44	8.30	9.15	8.36	8.18
15/08/2008	10.00	10.44	8.31	9.15	8.25	8.17
15/10/2008	10.00	10.45	8.30	9.14	8.20	8.17

Tabla 3.9: Constantes de calibración del fotómetro solar CIMEL CE 318 #307 para el período comprendido entre el 15 de Junio de 2005 y el 15 de Octubre de 2008.

En la tabla 3.9 vemos que las constantes de calibración no han sufrido degradaciones notables durante el período de medida, pues en ningún caso sobrepasan desviaciones del 2% (considerado como aceptable). El fotómetro solar CIMEL CE #307 lleva realizando medidas rutinarias desde el verano de 2002. Sin embargo, desde Noviembre de 2008 hasta Julio de 2009 sufrió diversas reparaciones. Por ello, emplearemos los datos del instrumento #307 en el periodo 1 de Enero de 2007 a 1 de

3. INSTRUMENTACIÓN

Noviembre de 2008. Para medidas posteriores al 1 de Noviembre de 2008, se utilizarán las medidas del fotómetro solar CIMEL CE 318 #727. Los resultados del calibrado de este instrumento se muestran en la tabla 3.10. De nuevo, los ajustes tienen un coeficiente de correlación lineal superior al 0.990 y las incertidumbres en los ajustes Langley son del mismo orden que para el instrumento #307.

Debemos de señalar que la comparación entre los métodos Langley y Langley Astronómico para fotómetros solares fue realizada por Alcántara et al., (2004) obteniéndose diferencias inferiores a 0.001 en las constantes de calibración.

	LnV ₀ (λ) Filtro (nm)					
Fecha	340	380	440	670	870	1020
05/11/2008	9.19	10.53	9.39	10.05	9.45	9.27
04/09/2009	9.08	10.46	9.36	10.04	9.44	9.28

Tabla 3.10: Constantes de calibración del fotómetro solar CIMEL CE 318 #727 para el período comprendido entre el 5 de Noviembre de 2008 y el 4 de Septiembre de 2009.

Tras cada calibración, los instrumentos son instalados en la estación radiométrica del Centro Andaluz de Medio Ambiente (CEAMA) en la ciudad de Granada donde realizan medidas rutinarias. Con el fin de tener en cuenta la degradación de las constantes de calibración se deriva un valor para cada día. Para ello se lleva a cabo la interpolación lineal entre los valores de las constantes evaluadas al principio y final de un periodo determinado.

Para el período de tiempo comprendido entre el 7/11/2008 y el 25/11/2008, los fotómetros solares CIMEL CE 318 #307 y #727 realizaron medidas simultáneas en la estación de medida del CEAMA. Esto nos ha permitido la intercomparación entre ambos instrumentos. En este sentido, para el filtro de 380nm se obtiene una desviación media de $\delta_{\text{atm}}(380)$ de 0.017, mientras que para el filtro de 440 nm las desviaciones promedio están entorno a 0.011. Para los filtros de 340, 670, 880 y 1020 nm se obtienen valores promedio de las desviaciones de 0.02, 0.005, 0.004, y 0.004 respectivamente. Todas estas desviaciones en $\delta_{\text{atm}}(\lambda)$ están dentro de los márgenes de error en cada filtro. Por lo tanto, la continuidad de la serie de medidas queda garantizada.

Dado que las medidas de radiancia de cielo requiere un calibrado absoluto, se han utilizado dos dispositivos distintos para la calibración absoluta del CIMEL CE 318: un dispositivo de calibración portátil LICOR 1800-02, calibrado en fabrica con respecto a un estándar primario del *U.S. National Bureau of Standards (NBS)*, y una esfera integradora BENTHAM. Esta última esfera integradora se ha calibrado por comparación directa con un dispositivo idéntico de referencia del National Physical Laboratory (NPL). El sistema LICOR 1800-02 se utiliza para calibrar los canales de 870 y 1020 nm, mientras que la esfera integradora BENTHAM se utiliza para calibrar los canales de 440 y 670 nm. Los errores en la esfera integradora BENTHAM son del 3.5% para el rango espectral donde trabajamos. Las constantes de calibrado del sistema $C(\lambda)$, se derivan de radiancia de la fuente $L_0(\lambda)$ y de la señal en tensión medida por el instrumento $V(\lambda)$:

$$C(\lambda) = \frac{L_0(\lambda)}{V(\lambda)} \quad (3.15)$$

La radiancia que es detectada por el sensor se obtiene a partir de la convolución del espectro de emisión de la fuente $L(\lambda)$ con la respuesta del fotómetro $r(\lambda)$, que a su vez depende de la función de transmisión de los filtros $f(\lambda)$ y de la sensibilidad del detector $s(\lambda)$ ($r(\lambda) = f(\lambda)s(\lambda)$). Aplicando la teoría de errores a la ecuación 3.15, los errores en $C(\lambda)$ son entorno al 3.5%. Con estas consideraciones, la tabla 3.11 nos muestra las constantes de calibración para nuestros instrumentos.

Constante de calibración $C(\lambda)$ en cuentas/ $Wm^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1}$				
CIMEL CE-318 #307				
Fecha	440	670	880	1020
15/06/2005	5200	10000	14700	11700
3/11/2007	5200	10100	14500	10100
07/03/2008	5200	10100	14900	11900
15/06/2008	5300	10100	14900	11900
15/08/2008	5200	10000	14670	11700
15/10/2008	5200	10100	13500	10100
CIMEL CE-318 #727				
Fecha	440	670	880	1020
05/11/2008	10400	25300	22500	25400
04/09/2009	11000	25700	22500	25300

Tabla 3.11: Constantes de calibración $C(\lambda)$ para las medidas de radiancia de cielo de los fotómetros solares CIMEL CE-318 #307 y #727. Las incertidumbres son del 3.5%.

De la tabla 3.11 podemos observar que no hay degradaciones superiores al 2% en ninguna de las constantes de calibración $C(\lambda)$ para la medida de radiancia en los fotómetros solares CIMEL CE-318 #307 y #727.

3.3.2- Calibrado del Fotómetro Estelar EXCALIBUR.

El calibrado del fotómetro estelar EXCALIBUR es una tarea compleja. Debido a la órbita terrestre, necesitamos un amplio catálogo de estrellas para poder realizar medidas de irradiancia estelar durante todo el año. Además, es conveniente llevar a cabo una comprobación de la degradación temporal de las constantes.

3.3.2.1.- Calibrado relativo haciendo uso del método Langley y combinando el método de dos estrellas.

La primera calibración del fotómetro estelar EXCALIBUR se llevó a cabo en el centro astronómico de Calar Alto los días 27, 28 y 29 de Julio de 2006. El método de calibración Langley nos proporciona las constantes de calibración con bastante precisión. En el caso del fotómetro solar CIMEL CE-318, su diseño y fácil portabilidad hace que sea un instrumento cuya puesta a punto sea bastante sencilla. Sin embargo, el fotómetro estelar EXCALIBUR tiene un diseño más complejo y su instalación y puesta a punto no es nada trivial. Además, el mayor número de estrellas a calibrar hace que el proceso dure varios días.

El método de calibración relativa propuesto (Pérez-Ramírez et al., 2008a) consiste en realizar una calibración Langley para una estrella dada. Esta estrella debe tener una variación suficiente en su masa óptica relativa, pero en un tiempo no excesivamente largo para garantizar que no hay cambios relevantes en la carga del aerosol. Por esta razón, se usan estrellas cuya declinación sea menor a la latitud del lugar de medida. En esta campaña de calibración, se seleccionaron las estrellas HR6220, HR6095 y HR553 para realizar los ajustes Langley ya que reunían los requisitos anteriores. En todos los casos, los coeficientes de correlación lineal obtenidos eran mayores que 0.900. El procedimiento de medida se diseñó de manera que secuencialmente se hacían medidas de la estrella seleccionada para el ajuste Langley y de otras estrellas de nuestro catálogo estelar, que denominaremos estrellas adicionales.

De la pendiente de la recta de la regresión Langley se deriva $\delta_{atm}(\lambda)$, y posteriormente a partir de la medidas correspondientes a las estrellas adicionales bajo una masa óptica relativa conocida se calcula su constante de calibración haciendo uso de la ley de Beer-Bouger-Lambert para el fotómetro estelar (ecuación 3.12).

El procedimiento anterior de calibrado consiste en una transferencia de calibrado a partir de una única medida. Para garantizar la fiabilidad de nuestra calibración vamos a aplicar el método de dos estrellas. Este método consiste en la realización de medidas de dos estrellas diferentes en un corto intervalo de tiempo. De esta manera, se puede calcular la profundidad óptica atmosférica total como (Leiterer et al 1995; Leiterer et al 1998; Herber et al 2002):

$$\delta_{atm}(\lambda) = \frac{(S_1(\lambda) - S_2(\lambda)) - (S_{01}(\lambda) - S_{02}(\lambda))}{1.086 \cdot (m_1 - m_2)} \quad (3.16)$$

Donde el subíndice 1 indica la estrella con mayor masa óptica relativa y el subíndice 2 se refiere a la estrella con menor masa óptica relativa. El método de las dos estrellas requiere que las condiciones atmosféricas sean estables e isótropas durante el tiempo que se tarda en realizar medidas de dos estrellas distintas. Por lo tanto, haciendo uso de las constantes de calibración previamente calculadas se aplica el método de dos estrellas para calcular $\delta_{atm}(\lambda)$. Aquellas parejas de estrellas que proporcionen valores de $\delta_{atm}(\lambda)$ que se desvíen más del 20 % de la profundidad óptica atmosférica total promedio de toda la noche son rechazadas, y sus constantes de calibración no son válidas. Finalmente, la tabla 3.12 muestra los resultados de las constantes de calibración en esta campaña de calibración para las estrellas de nuestro catálogo que cumplen los requisitos indicados. Los errores en las constantes de calibración son entorno a 0.04.

Finalmente, debemos de mencionar que realizando el mismo procedimiento de cálculo de la ecuación 3.10 podemos calcular $\delta_{atm}(\lambda)$ haciendo uso de la magnitud visual de catálogos estelares (Alekseeva et al., 1996). Sin embargo, en fotometría estelar se utiliza el sistema de filtros UBVRI-Johnson (tabla 2.3), por lo que hay ausencia de catálogos estelares en filtros interferenciales estrechos. Esto hace que el método de dos estrellas basado en el uso de catálogos estelares no sea aplicable para calcular profundidades ópticas de aerosoles en ventanas espectrales estrechas.

3. INSTRUMENTACIÓN

Estrella	Magnitud Extraterrestre $S_0(\lambda)$ en cada filtro (nm)					
	380	435	500	670	880	1020
HR15	12.73	14.47	14.71	14.47	12.40	8.97
HR337	8.77	12.71	14.02	15.48	14.57	11.52
HR617	9.89	13.30	14.34	15.31	13.90	10.73
MIRFAK	11.98	14.21	14.77	15.16	13.50	10.18
ARCTURUS	11.66	15.22	16.22	17.32	16.00	12.86
VEGA	14.37	16.38	16.76	17.09	14.55	11.19
HR7557	13.26	15.44	15.87	15.94	14.10	10.77
HR7796	11.22	13.68	14.28	14.79	13.17	9.87
DENEB	13.39	15.13	15.40	15.37	13.60	10.17

Tabla 3.12: Magnitudes extraterrestres en los filtros para medir profundidad óptica de aerosoles. Se ha usado la combinación de la técnica Langley con el método de las dos estrellas. Los errores en las constantes de calibración están entorno a 0.04.

3.3.2.2.- Calibrado relativo haciendo uso del método Langley y del método Langley Astronómico.

Entre el 18 de Diciembre de 2006 y el 12 de Enero de 2007, se realizó una segunda campaña de calibración más amplia. Durante estas fechas estaban visibles una mayor cantidad de estrellas de nuestro catálogo estelar y se optó por usar el método de calibración Langley. Esta técnica se uso con un amplio número de medidas y se optó por limitar los ajustes Langley a aquellas estrellas cuyas diferencia entre la masa óptica máxima y mínima era superior a 2. La figura 3.13 muestra un ejemplo de las calibraciones Langley (estrella MIRFAK, calibrada el 7 de Enero de 2007).

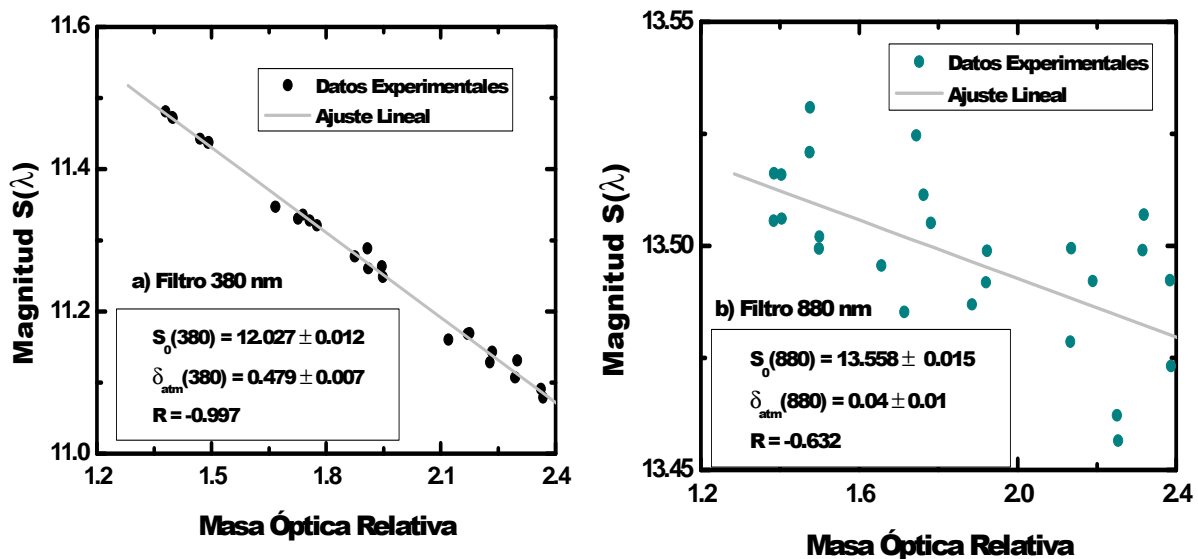


Figura 3.13: Calibraciones Langley para la estrella MIRFAK. La calibración fue realizada el día 7 de Enero de 2007. a) Filtro de 380 nm; b) Filtro de 880 nm

Como vemos de la figura 3.13, la calidad del ajuste lineal es mejor en el filtro de 380 nm que en el filtro de 880 nm. Los resultados de las calibraciones Langley de esa noche para la estrella MIRFAK, se muestran en la tabla 3.13. Aquí observamos la disminución del coeficiente de correlación lineal a medida que la longitud de onda aumenta. Una de las principales razones de esta disminución está relacionada con los tiempos de exposición, pues cuando son muy cortos hacen que el efecto de la turbulencia atmosférica sea mayor. Los tiempos de exposición típicos para 500 y 670 nm son inferiores a 1 segundo; para los canales de 440 y 880 nm los tiempos de exposición están entre 4-12 segundos; finalmente, para los filtros de 380 y 1020 nm los tiempos de exposición son en general superiores a los 20 segundos. Las diferencias de comportamiento para diferentes regiones del espectro están también relacionadas con la disminución de las pendientes a medida que la longitud de onda aumenta.

Filtro	$S_0(\lambda)$	$\delta_{atm}(\lambda)$	R
380	12.027 ± 0.012	0.479 ± 0.007	-0.997
436	14.310 ± 0.019	0.233 ± 0.009	-0.978
500	14.80 ± 0.03	0.148 ± 0.015	-0.911
670	14.196 ± 0.024	0.049 ± 0.012	-0.653
880	13.558 ± 0.015	0.04 ± 0.01	-0.632
1020	10.288 ± 0.007	0.012 ± 0.003	-0.599

Tabla 3.13: Calibraciones Langley para la estrella MIRFAK llevadas a cabo el 7/01/ 2007. Se muestra la constante de calibración y la profundidad óptica atmosférica total con sus respectivos errores. También se muestra el coeficiente R.

Posteriormente se han realizado calibraciones usando el método Langley Astronómico. En este sentido, la figura 3.14 muestra las calibraciones mediante el método Langley Astronómico para los mismos datos de la tabla 3.13. Las calibraciones Langley Astronómicas muestran muy buenos resultados, con unos coeficientes de correlación lineal $R > 0.999$. Si comparamos las calibraciones Langley con las calibraciones Langley Astronómicas, vemos que los valores de las constantes de calibración son muy similares. Sin embargo hay una gran mejora en los coeficientes de correlación lineal. Esta mejora se debe al cambio en la pendiente de la recta de regresión (en algunos casos de hasta tres órdenes de magnitud). Además, en el método Langley Astronómico los ajustes lineales son menos sensibles a la turbulencia atmosférica. Debido a esto, la mejora en R se nota más en los filtros de mayores longitudes de onda y en aquellos en los que la eficiencia cuántica de la cámara CCD es mayor.

3. INSTRUMENTACIÓN

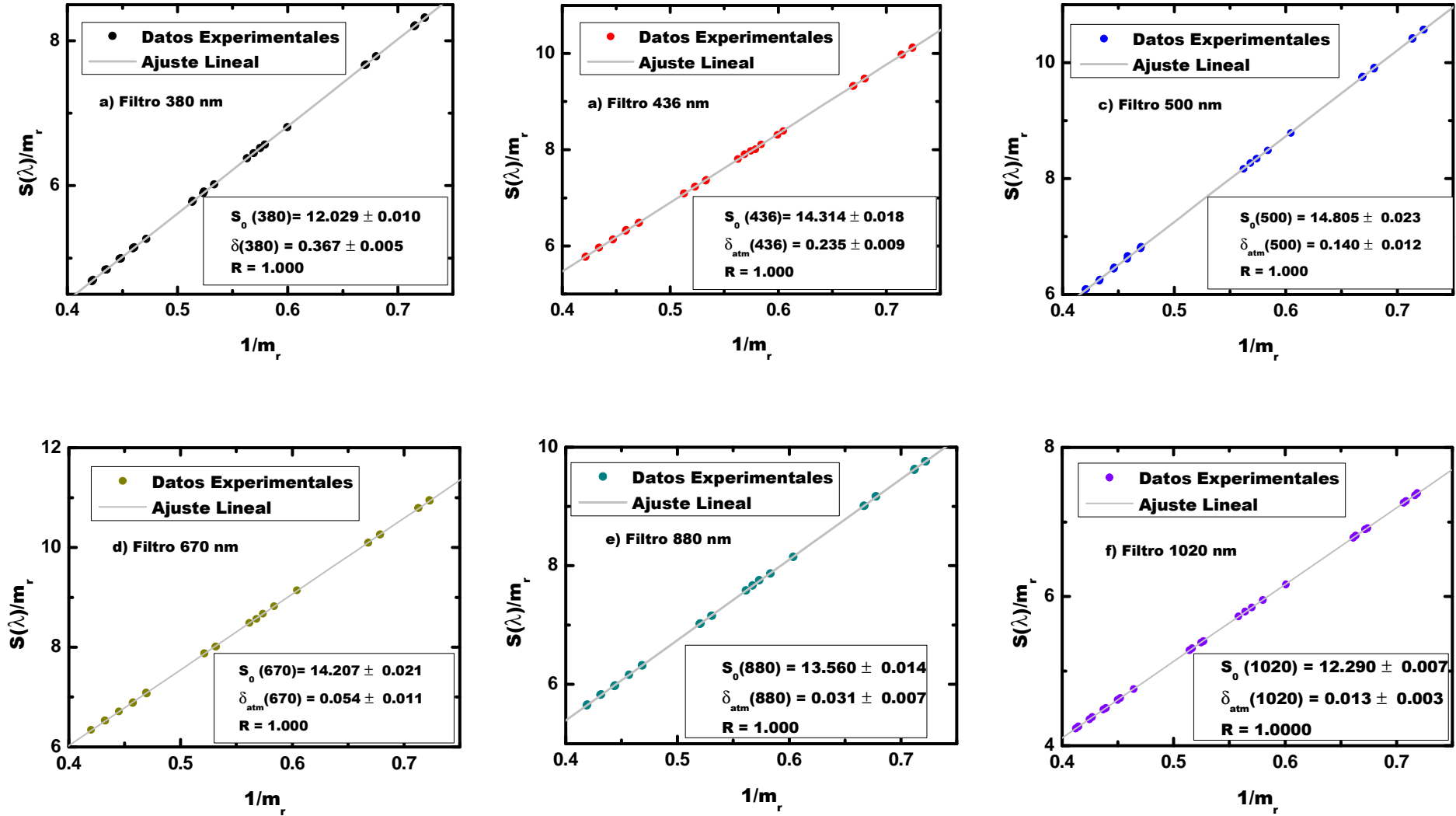


Figura 3.14: Calibrados Langley Astronómico para los mismos datos de la tabla 3.13 (estrella MIRFAK calibrada el 7 de Enero de 2007). Todos los coeficientes de determinación lineal son 1.000 por lo que se observa una mejora notable con respecto a los ajustes Langley. a) Filtro de 380 nm. b) Filtro de 436 nm. c) Filtro de 500 nm. d) Filtro de 670 nm. e) Filtro de 880 nm. f) Filtro de 1020 nm..

Para que las constantes de calibración sean fiables y precisas sus valores tienen que ser reproducibles, es decir, se debe de obtener las mismas constantes de calibración para días distintos (aunque ambos con carga baja y estable de aerosoles). La tabla 3.14 muestra las constantes de calibración para la estrella MIRFAK en dos días distintos. Se ha usado el método Langley Astronómico, obteniéndose siempre $R > 0.999$.

Filtro	$S_0(\lambda)$: Día 07/01/2007	$S_0(\lambda)$: Día 11/01/2007	$S_0(\lambda)$ promedio
380 nm	12.030 ± 0.010	12.047 ± 0.006	12.039 ± 0.008
436 nm	14.289 ± 0.023	14.266 ± 0.015	14.278 ± 0.019
500 nm	14.805 ± 0.023	14.82 ± 0.04	14.81 ± 0.03
670 nm	15.205 ± 0.022	15.20 ± 0.03	15.20 ± 0.03
880 nm	13.560 ± 0.014	13.543 ± 0.015	13.551 ± 0.015
1020 nm	10.293 ± 0.007	10.301 ± 0.005	10.297 ± 0.006

Tabla 3.14: Constantes de calibración con sus respectivos errores para la estrella MIRFAK en dos días distintos. Hemos usado el método Langley Astronómico. En todos los casos $R \geq 0.999$.

Como vemos en la tabla 3.14, en cada filtro las constantes de calibración en días distintos están dentro de los márgenes de error. Esto implica que los resultados son reproducibles, y las constantes de calibración son precisas con una incertidumbre entre 0.03 y 0.006. La tabla 3.15 muestra las constantes de calibración para el resto de las estrellas calibradas mediante la técnica Langley Astronómica. Cada estrella se ha calibrado al menos durante dos días distintos, obteniéndose resultados reproducibles.

Estrella	Constante de calibración $S_0(\lambda)$ para los distintos filtros (nm)					
	380	436	500	670	880	1020
<i>HR15</i>	12.75	14.53	14.73	14.55	12.46	8.98
<i>HR617</i>	9.88	13.38	14.36	15.35	13.94	10.84
<i>MIRFAK</i>	12.04	14.28	14.81	15.21	13.55	10.30
<i>ALDEBARAN</i>	9.98	14.02	15.27	16.71	15.71	12.67
<i>CAPELLA</i>	13.01	15.70	16.43	17.05	15.53	12.33
<i>SAO7716</i>	13.29	14.98	15.14	14.92	12.86	9.41
<i>SAO40750</i>	12.49	14.49	14.88	14.77	12.80	9.46
<i>CASTOR</i>	12.80	14.83	15.21	15.10	13.11	9.83
<i>PROCYON</i>	13.57	15.76	16.27	16.62	14.83	11.53
<i>POLLUX</i>	11.21	14.45	15.30	16.13	14.64	11.47
<i>REGULUS</i>	13.50	15.28	15.48	15.22	13.19	9.81
<i>DUBHE</i>	10.49	13.71	14.63	15.52	14.08	10.94
<i>HR7796</i>	11.23	13.67	14.27	14.84	13.21	9.98
<i>DENEB</i>	13.46	15.22	15.48	15.52	13.67	10.28

Tabla 3.15: Coeficientes de calibración $S_0(\lambda)$ para las estrellas calibradas en la segunda campaña de calibración en Calar Alto. Se ha usado la técnica Langley Astronómica.

3. INSTRUMENTACIÓN

Los errores en las constantes de calibración de una determinada estrella se calculan promediando los errores obtenidos en la pendiente del método Langley Astronómico en los diferentes días de calibración. Este proceso se realiza para cada uno de los filtros. Los errores finales en las constantes de calibración para cada estrella y en cada filtro se muestran en la tabla 3.16. Finalmente, el error promedio en cada filtro se calcula como el promedio de los errores en ese filtro para las diferentes estrellas.

Estrella	Errores $\Delta S_0(\lambda)$ para cada uno de los filtros					
	380 nm	436 nm	500 nm	670 nm	880 nm	1020 nm
<i>HR15</i>	0.005	0.014	0.017	0.014	0.006	0.018
<i>HR617</i>	0.012	0.004	0.007	0.011	0.006	0.002
<i>HR337</i>	0.04	0.005	0.012	0.021	0.016	0.006
<i>MIRFAK</i>	0.008	0.018	0.03	0.03	0.015	0.006
<i>ALDEBARAN</i>	0.009	0.007	0.01	0.015	0.011	0.003
<i>CAPELLA</i>	0.007	0.01	0.011	0.012	0.011	0.005
<i>SAO7716</i>	0.014	0.011	0.013	0.02	0.007	0.014
<i>SAO40750</i>	0.008	0.016	0.02	0.018	0.01	0.005
<i>CASTOR</i>	0.004	0.009	0.011	0.012	0.006	0.05
<i>PROCYON</i>	0.004	0.015	0.018	0.017	0.021	0.003
<i>POLLUX</i>	0.006	0.007	0.006	0.013	0.007	0.005
<i>REGULUS</i>	0.014	0.017	0.014	0.021	0.015	0.009
<i>DUBHE</i>	0.005	0.007	0.013	0.015	0.01	0.004
<i>HR7796</i>	0.016	0.017	0.022	0.03	0.02	0.009
<i>DENEK</i>	0.008	0.016	0.016	0.019	0.01	0.006
Promedio	0.011 ± 0.008	0.013 ± 0.006	0.016 ± 0.008	0.018 ± 0.006	0.012 ± 0.006	0.009 ± 0.011

Tabla 3.16: Errores en las magnitudes astronómicas extraterrestres.

3.4.- ERROR EN LA PROFUNDIDAD ÓPTICA ATMOSFÉRICA TOTAL.

Toda medida de una propiedad física lleva asociado una incertidumbre. A continuación, presentamos las expresiones que definen las incertidumbres experimentales de la profundidad óptica atmosférica total, que se derivan de la teoría de propagación de errores. En nuestras consideraciones, vamos a asumir que la incertidumbre asociada a m_r , tanto para el Sol como para las estrellas, es despreciable.

3.4.1.- Fotómetro Solar CIMEL

Para el fotómetro solar CIMEL, a distancia media Tierra-Sol, se calcula la profundidad óptica atmosférica total a partir de la ecuación 3.8 como:

$$\delta_{atm}(\lambda) = \left(\frac{\ln(V_0(\lambda)) - \ln(V(\lambda))}{m_r} \right) \quad (3.17)$$

Y el error en la profundidad óptica atmosférica total viene dado por:

$$\Delta\delta_{atm}(\lambda) = \frac{\Delta\ln V(\lambda) + \Delta\ln V_0(\lambda)}{m_r} \quad (3.18)$$

Los errores del fotómetro solar CIMEL CE 318 fueron estimados por Holben et al. (1998). En este trabajo, para calcular el error en $V(\lambda)$ se hicieron estimaciones de la corriente de oscuridad. Para más de 3000 medidas de la corriente de oscuridad se obtuvo un promedio de 1 cuenta comparado con las 2000-15000 cuentas que se obtienen en una medida de irradiancia solar. En este sentido se obtuvo que $\Delta\ln V(\lambda)$ es despreciable. Los errores en $\ln V_0(\lambda)$ provienen de errores en los ajustes Langley, obteniéndose desviaciones menores del 1% para más de 200 ajustes diferentes. Con estas consideraciones, estimaron un error en $\delta_{atm}(\lambda)$ de 0.02 para $\lambda < 400$ nm, y 0.01 para $\lambda > 440$ nm. Estos errores son del orden de los errores en los ajustes Langley mostrados en las tablas 3.9 y 3.10.

3.4.2.- Fotómetro Estelar EXCALIBUR

Para el fotómetro estelar se calcula la profundidad óptica atmosférica total a partir de la ecuación 3.12 como:

$$\delta_{atm}(\lambda) = \frac{S_0(\lambda) - S(\lambda)}{1.086m_r} \quad (3.17)$$

Y el error en la profundidad óptica atmosférica total viene dada por:

$$\Delta\delta_{am}(\lambda) = \frac{\Delta S(\lambda) + \Delta S_0(\lambda)}{1.086m_p} \quad (3.18)$$

3.4.2.1.- Error asociado a la magnitud astronómica $S(\lambda)$.

La resolución de la cámara CCD SBIG ST8-XME es de 1 cuenta. En el apartado 3.2.2 se han mostrado otras fuentes de error de la cámara como pueden ser el sesgo y la corriente de oscuridad, ó las inhomogeneidades entre los distintos píxeles. El total de todos estos errores aleatorios esta entorno a las 200 cuentas digitales. Si las señales con las que vamos a trabajar están entorno a las 30000 cuentas, encontramos diferencias de 0.05%. Teniendo en cuenta que $S(\lambda) = 2.5\log V(\lambda)$ (ecuación 3.11), donde $V(\lambda)$ es el número de cuentas registrado por nuestro instrumento, podemos decir que $\Delta S(\lambda)$ es despreciable.

3.4.2.2.- Error asociado a la magnitud astronómica extraterrestre $S_0(\lambda)$.

El error en la magnitud extraterrestre $S_0(\lambda)$ será el error asociado al cálculo de las pendientes de la recta de regresión en los ajustes Langley Astronómico. Si se comparan los errores $\Delta S_0(\lambda)$ de la tabla 3.16 con los obtenidos para la calibración realizada en el verano de 2006, se observa como los errores de la campaña de calibración del verano de 2006 duplican el valor de los errores mostrados en la tabla 3.16.

3.4.2.3.- Error producido por la turbulencia atmosférica.

Al atravesar la atmósfera se produce una deformación de los frentes de onda de las estrellas debido a la turbulencia atmosférica (en el apéndice C se presenta una revisión más detalla de la turbulencia atmosférica). Esta deformación del frente de onda, hace que la luz que el instrumento recoge en la superficie varíe rápidamente. Esto es lo que se conoce como titileo estelar (ó en su definición anglosajona “scintillation”).

El efecto de la turbulencia atmosférica sobre las medidas de fotometría estelar se ilustra en la figura 3.15. En efecto, si la señal de la estrella tiene un valor promedio $V_{prom}(\lambda)$, los efectos de la turbulencia atmosférica harán que los valores de la señal

fluctúen entre un máximo ($V_{\max}(\lambda)$) y un mínimo ($V_{\min}(\lambda)$). Si el tiempo de integración es menor ó entorno al tiempo característico de la fluctuación τ , entonces al hacer una medida podremos tener cualquiera de los valores comprendidos entre el máximo y el mínimo, dando lugar una señal fluctuante. Sin embargo, si el tiempo de integración utilizado es mucho mayor que τ , entonces los efectos de la fluctuación quedan promediados y obtendremos un valor cercano a $V_{\text{prom}}(\lambda)$. Obviamente, el tipo de fluctuación, así como la diferencia entre el $V_{\max}(\lambda)$ y el $V_{\min}(\lambda)$ dependerá de las características de la propia atmósfera. Por lo tanto, el efecto de la turbulencia atmosférica sobre nuestras medidas de fotometría estelar se traduce en una fuente de error permanente y aleatoria que debemos acotar.

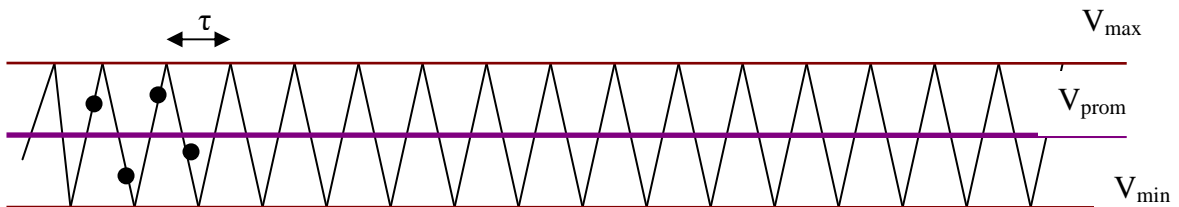


Figura 3.15: Esquematación del efecto de la turbulencia atmosférica sobre nuestra la señal recogida por el fotómetro estelar EXCALIBUR.

En el caso de la fotometría solar, la relación señal-ruido es bastante buena (unas 10-100 cuentas frente a 30000 cuentas), por lo que los efectos del titileo en los fotómetros solares son despreciables. Sin embargo esto no ocurre en el caso de la fotometría estelar, donde la relación señal-ruido es menor (unas 1000 frente a 30000 cuentas).

El fotómetro estelar EXCALIBUR selecciona el tiempo de exposición de cada estrella de forma automática para obtener un rango de cuentas entorno a 30000 cuentas digitales. De esta manera, encontramos que el tiempo de exposición varía para los distintos filtros y para las distintas estrellas. Los promedios de los tiempos de exposición usados para cada filtro del fotómetro estelar se muestran en la tabla 3.17. Los promedios se han calculado a partir de los promedios de los tiempos de exposición de las distintas estrellas. También se muestran los tiempos de exposición mínimos y máximos obtenidos para cada filtro. Los resultados mostrados están normalizados a masa óptica unidad. El tiempo de exposición mínimo permitido es de 0.3 s y el máximo es de 140 s (ver sección 3.2.3).

3. INSTRUMENTACIÓN

Longitud de onda del filtro (nm)	Tiempo exposición promedio (s)	Tiempo exposición mínimo (s)	Tiempo exposición máximo (s)
380	23 ± 28	0.3	124
436	1.42 ± 1.01	0.3	4.9
500	0.7 ± 0.4	0.3	2.5
670	0.53 ± 0.25	0.3	1.7
880	2.5 ± 1.9	0.3	10.3
940	13 ± 11	0.3	61.5
1020	49 ± 39	0.3	140

Tabla 3.17: Tiempos de exposición promedios, máximos y mínimos para cada uno de los filtros del fotómetro estelar EXCALIBUR.

Los resultados de la tabla 3.17 nos muestran que los tiempos de exposición son muy variados entre los diferentes filtros. Aquellos filtros con tiempos de exposición menores de 3 s se verán más afectados por los efectos de la turbulencia atmosférica. Los filtros de 380 y 1020 nm tienen los mayores tiempos de exposición y el efecto de la turbulencia atmosférica será menor.

El procedimiento utilizado para estimar el error producido por la turbulencia atmosférica consiste en calcular el promedio de la profundidad óptica atmosférica total $\delta_{\text{atm}}(\lambda)$ y su desviación típica $\sigma(\lambda)$ para cada noche. Esto se limita únicamente para noches con carga baja y estable de aerosol ($\delta_{\text{atm}}(440) < 0.30$ y $\sigma(\lambda) < 0.06$), Posteriormente, se obtiene la desviación típica final como el promedio de las desviaciones típicas de cada noche. Este procedimiento se ha utilizado en dos localizaciones distintas, la ciudad de Granada y el observatorio Astronómico de Calar Alto, donde se espera que los efectos producidos por la turbulencia atmosférica sean distintos. Los resultados se muestran en la tabla 3.18.

Lugar	Desviaciones Típicas $\sigma(\lambda)$ promedio para varias noches					
	380 nm	436 nm	500 nm	670 nm	880 nm	1020 nm
Calar Alto	0.012 ± 0.011	0.014 ± 0.009	0.017 ± 0.008	0.018 ± 0.008	0.010 ± 0.006	0.009 ± 0.006
Granada	0.019 ± 0.008	0.022 ± 0.009	0.023 ± 0.008	0.022 ± 0.006	0.013 ± 0.004	0.012 ± 0.005

Tabla 3.18: Desviaciones típicas promedio en $\delta_{\text{atm}}(\lambda)$ obtenidas para todas las noches de medidas tanto en Calar Alto, como en la ciudad de Granada.

Según los resultados de la tabla 3.18, en el caso de Granada las desviaciones típicas son superiores a los errores $\Delta S_0(\lambda)$. Sin embargo esto no ocurre en Calar Alto.

Estas diferencias en las desviaciones típicas se deben a que en Granada la turbulencia atmosférica es mayor, y por lo tanto, los errores con los que acotamos la turbulencia atmosférica en el fotómetro estelar EXCALIBUR son mayores. Por lo tanto, el error final en la profundidad óptica atmosférica total para la ciudad de Granada vendrá dado por las desviaciones típicas de la tabla 3.18, en Granada. Estas desviaciones típicas son la suma del error en la constante de calibración $\Delta S_0(\lambda)$ y los de los errores aleatorios producidos por la turbulencia atmosférica.

3.5.- CALIBRACIÓN EN EL CANAL DE 940 nm.

Tanto el fotómetro solar como el fotómetro estelar incorporan un filtro entorno a 940 nm. En esta longitud de onda el principal elemento absorbente es el vapor de agua. Hemos visto en apartados anteriores como en zonas del espectro donde las absorciones debidas a vapor de agua son despreciables, la atenuación de la radiación seguía una ley exponencial. Sin embargo, la transmitancia debida al vapor de agua es bastante más compleja. Con todo esto, la señal recogida entorno al canal de 940 nm por el fotómetro solar (a distancia media Tierra-Sol) y estelar viene dada por (Halthore et al., 1992; Bruegge et al., 1992; Reagan et al., 1992):

$$V(\lambda) = V_0(\lambda) \exp(-m_r \delta_{atm}(\lambda)) T_w(\lambda) \quad (3.21)$$

Donde $T_w(\lambda)$ es la transmitancia debida al vapor de agua. Si queremos calcular la transmitancia de vapor de agua necesitamos conocer la profundidad óptica atmosférica total $\delta_{atm}(940)$. En el canal de 940 nm, las contribuciones de ozono y NO_2 son despreciables en el cálculo de $\delta_{Atm}(940)$. La profundidad óptica de aerosoles en torno a 940 nm, se calcula interpolando entre las profundidades ópticas de aerosoles obtenidas en 880 nm y 1020 nm. La dispersión molecular se calcula utilizando la teoría de Rayleigh (ecuación 2.45). Sin embargo, para calcular $T_w(\lambda)$ a partir de medidas fotométricas en el canal de 940 nm todavía necesitamos conocer la constante de calibración $V_0(\lambda)$. Para la calibración de los fotómetros solares se requiere usar una expresión analítica de $T_w(\lambda)$ (Bruegge et al., 1992; Halthore et al., 1997). En este sentido, se utiliza la expresión 2.35 para $T_w(\lambda)$, que depende de un conjunto de factores

3. INSTRUMENTACIÓN

que a su vez dependen de la presión, masa óptica de vapor de agua, contenido de agua precipitable W y longitud de onda. Agrupando los términos $f_w^n = F(p, W, \lambda)$ y $B_w = B_w(m_w, W, \lambda)$ de la ecuación 2.35, la transmitancia de vapor de agua entorno al canal de 940 nm puede expresarse de manera simplificada como:

$$T_w(\lambda) = \exp\left(-\left[(m_w W)^{1.05} F(p, W, \lambda) B_w(m_w, W, \lambda) A_{w,\lambda}\right]^c\right) \quad (3.22)$$

La complejidad de la ecuación 3.22 hace difícil llevar a cabo las calibraciones de los fotómetros solar y estelar en el canal de 940 nm. Esta es la razón por la que vamos a utilizar expresiones de $T_w(\lambda)$ más sencillas para calibrar (Volz, 1974; Halthore et al., 1992; Bruegge et al., 1992; Halthore et al., 1997).

3.5.1.- Método Langley Modificado

Para fotómetros solares, Bruegge et al. (1992) y Halthore et al. (1992) utilizaron un método sencillo para calibrar los instrumentos y obtener el valor del contenido de agua precipitable W . Esta metodología se basaba en un modelo de $T_w(\lambda)$ dado por:

$$T_w(\lambda) = \exp(-a(m_w W)^b) \quad (3.23)$$

Donde 'a' y 'b' son dos coeficientes adimensionales que en principio se toman como constantes. Con la expresión para $T_w(\lambda)$ de la ecuación 3.23, la señal recogida en el canal de 940 nm por nuestro instrumento a distancia media Tierra-Sol viene dada por:

$$V(\lambda) = V_0(\lambda) \exp(-m_r \delta_{atm}(\lambda)) \exp(-a(m_w W)^b) \quad (3.24)$$

Y tomando logaritmos neperianos a ambos lados de la ecuación 3.22 tenemos:

$$\ln V(\lambda) + m_r \delta_{atm}(\lambda) = \ln V_0(\lambda) - a(m_w W)^b \quad (3.25)$$

La principal ventaja de la ecuación 3.25 es que nos permite calibrar el instrumento, es decir, nos permite calcular $V_0(\lambda)$. Este método de calibración es el conocido como **Método Langley Modificado (MLM)** (Halthore et al., 1997).

Básicamente, el método requiere que se realicen medidas en un amplio rango de masas ópticas de vapor de agua, siendo W lo más bajo y estable posible. Además las medidas deben de realizarse en condiciones de carga baja y estable de aerosoles y de contenido de agua precipitable. Por las anteriores razones los lugares de alta montaña son también los más adecuados para realizar estas calibraciones (Halthore et al., 1992).

Una vez tomadas las medidas en el canal de 940 nm con los requerimientos especificados en el párrafo anterior, se realiza el ajuste lineal $\ln V(940) + \delta_{atm}(940)m_r$ en función de m_w^b , y se obtiene el valor de $V_0(\lambda)$ a partir de la ordenada en el origen. Análogamente, para el fotómetro estelar EXCALIBUR podemos utilizar el MLM, pero haciendo uso de la definición de magnitud estelar dada en la ecuación 3.11. Con estas consideraciones, el Método Langley Modificado para el fotómetro estelar se puede expresar como:

$$S(940) + 1.086m_r\delta_{atm}(940) = S_0(940) - 1.086a(m_wW)^b \quad (3.26)$$

Y de nuevo, realizando medidas en un amplio rango de masas ópticas de vapor de agua, y con valores de W y de $\delta_{Ae}(\lambda)$ bajos y estables, calculamos $S_0(940)$ a partir de la ordenada en el origen del ajuste lineal de $S(940) + 1.086m_r\delta_{atm}(940)$ en función de m_w^b .

3.5.2.- Método Langley Astronómico Modificado

En el apartado anterior hemos dicho que para llevar a cabo calibraciones de fotómetros solar y estelar con el Método Langley Modificado se necesita una carga baja y estable tanto de aerosol como contenido de agua precipitable. Sin embargo, la turbulencia atmosférica puede producir fluctuaciones de $\delta_{Ae}(\lambda)$ y W con respecto a su valor medio, lo cual puede producir desviaciones con respecto a la linealidad en $V(940)$ y en $S(940)$. Estos efectos influyen en mayor medida en el fotómetro estelar donde las señales son más débiles. En este trabajo proponemos un método rápido y sencillo que minimiza las desviaciones con respecto a la linealidad. Este método no consiste más que en dividir las ecuaciones 3.25 y 3.26 por m_w^b . De esta manera para el fotómetro solar, a distancia media Tierra-Sol, tenemos:

3. INSTRUMENTACIÓN

$$\frac{\text{Ln}V(\lambda) + m_r \delta_{atm}(\lambda)}{m_w^b} = \frac{\text{Ln}V_0(\lambda)}{m_w^b} - aW^b \quad (3.27)$$

Y para el fotómetro estelar:

$$\frac{S(\lambda) - 1.086\delta_{atm}(\lambda)m}{m_w^b} = \frac{S_0(\lambda)}{m_w^b} + 1.086aW^b \quad (3.28)$$

Y este es el **Método Langley Astronómico Modificado (MLAM)**, que no es más que una aplicación del Método Langley Astronómico discutido en la sección 3.3.1.2. Ahora representando bien $(\text{Ln}V(940) + m_r\delta_{atm}(940))/m_w^b$ ó bien $(S(\lambda) + 1.086\delta_{atm}(\lambda)m_r)/m_w^b$ en función de $1/m_w^b$, se obtienen las constantes de calibración de los fotómetros solar ó estelar de forma directa a partir de la pendiente de la recta de ajuste, mientras que de la ordenada en el origen se obtiene W. Como las constantes de calibración son 1-2 órdenes de magnitud superiores a W, obtenemos que matemáticamente las fluctuaciones en W no afectan tanto al valor de la pendiente de la recta, y por consiguiente, aumenta el grado de precisión en la determinación de las constantes de calibración.

3.5.3.- Obtención de los Coeficientes ‘a’ y ‘b’

El cálculo de los coeficientes ‘a’ y ‘b’ se hizo siguiendo el método propuesto por Halthore et al. (1997). Estos autores (Halthore et al, 1997) haciendo uso del código de transferencia radiativa MODTRAN3, generaron transmitancias de vapor de agua en longitudes de onda cercanas a 940 nm. Posteriormente se calculo $T_w(\lambda)$ convolucionando con la función rendija del filtro de 940 nm $f(\lambda)$ de la forma:

$$T_w(940) = \frac{\int_0^{\infty} T_w(\lambda) f(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} f(\lambda) d\lambda} \quad (3.29)$$

El cálculo de la ecuación 3.29 se realizó para distintos valores de m_w y W haciendo uso de diferentes perfiles atmosféricos, en particular para atmósferas de

verano y de invierno en latitudes medias, y atmósfera tropical. Posteriormente, se calculan los coeficientes 'a' y 'b' mediante el ajuste lineal $\ln(-\ln(T_w(940)))$ en función de $\ln(m_w W)$. Para filtros estrechos (FWHM ~ 10 nm) como los del fotómetro solar CIMEL, Halthore et al. (1997) no obtuvieron diferencias significativas en los coeficientes 'a' y 'b' para las distintas atmósferas. Finalmente, definieron una atmósfera 'promedio' en la cual se incluyen todos los valores de las transmitancias de los distintos perfiles atmosféricos utilizados, obteniéndose $a = 0.616$ y $b = 0.594$. Estos valores se diferencian a lo sumo en 0.001 con respecto a los coeficientes 'a' y 'b' obtenidos para el resto de las atmósferas.

Los coeficientes $a = 0.616$ y $b = 0.594$ obtenidos para una atmósfera promedio son los que actualmente utiliza la red AERONET para calibrar y calcular el contenido de agua precipitable (Holben et al., 1998). Para el filtro del fotómetro estelar (FWHM = 13.3 nm), seguimos el mismo procedimiento de Halthore et al. (1997), obteniéndose uniformidad en los coeficientes para los distintos tipos de atmósfera, con resultados finales para una atmósfera promedio de $a = 0.54$ y $b = 0.64$. Las diferencias entre los coeficientes 'a' y 'b' para los fotómetros solar y estelar se deben principalmente a las diferencias en las funciones rendija de los filtros, pues como indican los trabajos de Gueymard (1995) ó Halthore et al. (1997) la transmitancia de vapor de agua muestra grandes líneas de absorción entorno a 940 nm. En este sentido, la figura 3.16 muestra las transmitancias de vapor de agua de la ecuación 3.23 en función del producto $m_w W$ haciendo uso de las parejas de coeficientes $a' = 0.616$, $b' = 0.594$, y $a'' = 0.54$, $b'' = 0.64$.

Según lo visto en la figura 3.16 las diferencias en $T_w(940)$ al usar cada una de las parejas de coeficientes 'a' y 'b' son mínimas. Estos resultados concuerdas con los obtenidos por Alexandrov et al. (2009), quienes estudiaron los errores en el cálculo de los coeficientes 'a' y 'b'. Estos autores (Alexandrov et al., 2009) usaron la base de datos espectral HITRAN 2004, concluyendo que variaciones en los coeficientes 'a' y 'b' inferiores al 10% no se traducen en cambios importantes en la transmitancia de vapor de agua calculada mediante la ecuación 3.23, aunque si pueden producir variaciones notables en el contenido de agua precipitable derivado también de la ecuación 3.23.

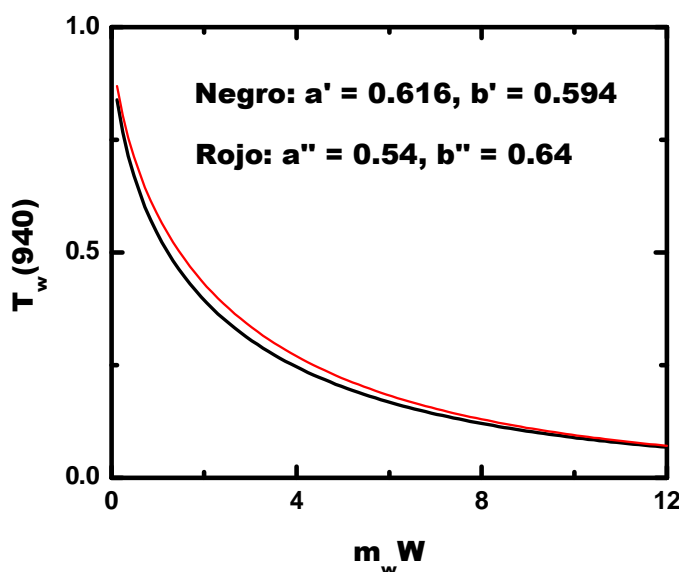


Figura 3.16: Transmitancias de vapor de agua $T_w(\lambda) = \exp(-a(m_w W)^b)$ en función del producto $m_w W$ haciendo uso de las parejas de coeficientes $a' = 0.616$, $b' = 0.594$, y $a'' = 0.54$, $b'' = 0.64$.

3.5.3.1.- Obtención de los coeficientes 'a' y 'b' con SMARTS 2.

Una vez vista la dependencia de los coeficientes 'a' y 'b' con el tipo de filtro utilizado, en esta tesis doctoral proponemos usar el código SMARTS2 (Gueymard, 1995). Este código de transferencia radiativa está basado en los últimos datos de espectroscopía obtenidos directamente de la literatura y en datos preprocesados de MODTRAN3 (Gueymard, 2001). En lugar de trabajar con un ajuste lineal, vamos a ajustar $\ln T_w(\lambda)$ a la función aX^b , siendo X el producto $m_w W$. Para el fotómetro estelar (calibrado en Calar Alto, con un filtro entorno a 940 nm de FWHM = 11.23 nm), la figura 3.17a muestra este ajuste variando m_w entre 1-7, con 0.01 de incremento, y variando W entre 0-5 cm^{-1} , con 0.01 cm^{-1} de incremento. La figura 3.17b muestra el mismo ajuste, pero m_w varía entre 1 y 3.5 y W entre 0.1 y 0.5 cm.

En la figura 3.20a podemos ver que hay puntos que se desvían claramente del ajuste a la ecuación aX^b . Por lo tanto, al calcular $T_w(\lambda)$ con la ecuación 3.23 usando los coeficientes $a = 0.5417$ y $b = 0.62100$, habrá $T_w(940)$ que se desvíen claramente de la correspondiente al código SMARTS2 para ese producto $m_w W$. Esto se debe a que la hipótesis de que los coeficientes 'a' y 'b' son constantes en este intervalo de m_w y de W es solo una aproximación. Sin embargo, en la figura 3.20b no se observan tantos puntos

que se desvían del ajuste debido a que hemos acotado más el intervalo de variación de m_w y de W .

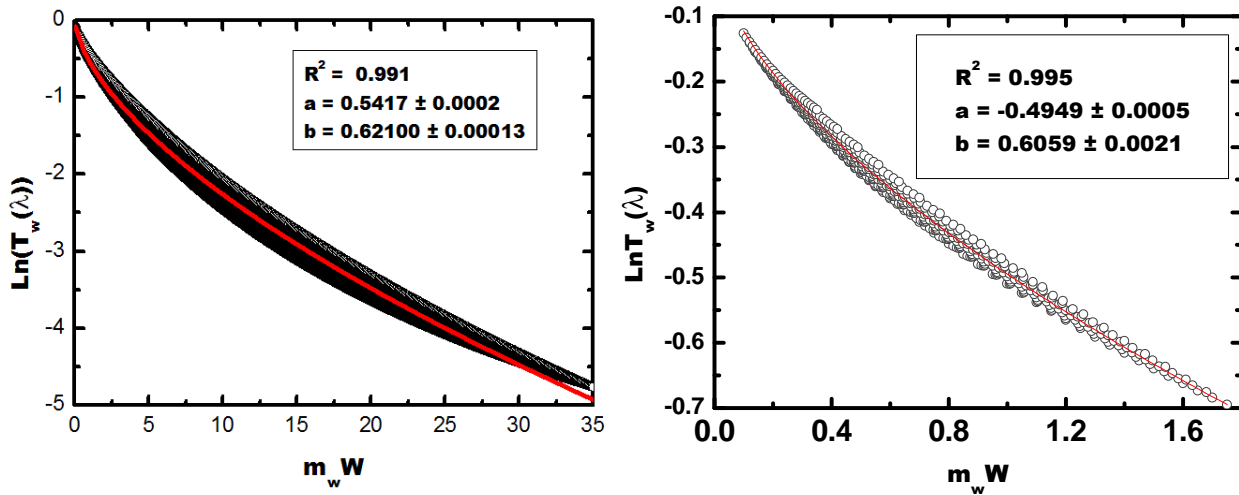


Figura 3.17: Cálculo de los coeficientes “a” y “b” mediante SMARTS2. Se ajusta $\text{Ln}T_w(\lambda)$ a la función aX^b , siendo X el producto $m_w W$. a) m_w varía entre 1-7, con 0.01 de incremento y W entre 0-5 cm, con 0.01 cm de incremento. b) m_w varía entre 1 y 3.5 y W entre 0.1 y 0.5 cm.

La tabla 3.19 muestra las diferencias relativas entre $T_w(\lambda)$ calculada con el código SMARTS2 y la calculada con el modelo $T_w(\lambda) = \exp(-a(mw)^b)$. Se ha usado los coeficientes ‘a’ y ‘b’ obtenidos en las figuras 3.17a ($a_1 = 0.5417 \pm 0.0002$ y $b_1 = 0.62100 \pm 0.00013$) y 3.17b ($a_2 = 0.4949 \pm 0.0005$ y $b_2 = 0.6059 \pm 0.0021$). A la vista de los resultados mostrados en la tabla 3.19, cuanto más estrechos sean los intervalos de variación de m_w y $T_w(\lambda)$, se obtendrán transmitancias de vapor de agua más cercanas a las correspondientes con el modelo SMARTS2. Teniendo en cuenta que además los intervalos de variación de m_w y $T_w(\lambda)$ deben de cubrir las condiciones atmosféricas sobre las que hemos realizado medidas, concluimos que los coeficientes ‘a’ y ‘b’ más fiables son los correspondientes a los de la figura 3.17b.

Porcentajes de las Diferencias entre las Transmitancias de vapor de Agua				
Coefficientes ‘a’ y ‘b’	Valor Medio	Desviación Estándar	Valor Mínimo	Valor Máximo
a_1, b_1	2.3	1.7	0.002	6.4
a_2, b_2	0.8	0.5	0.003	2.1

Tabla 3.19: Porcentajes de las diferencias entre la transmitancia de vapor de agua calculada con SMARTS2 y la calculada mediante la aproximación $T_w(\lambda) = \exp(-a(mw)^b)$.

3. INSTRUMENTACIÓN

En el caso del fotómetro solar realizamos el mismo procedimiento descrito en los párrafos anteriores. El instrumento fue calibrado en "Ahí de Cara" (2200 m a.s.l). Las condiciones de calibración implicaron un intervalo de m_w entre 1.5 y 7 y un intervalo de W entre 0.01 y 0.2 cm. Se obtuvieron entonces unas constantes $a = 0.440001 \pm 0.00014$ y $b = 0.5779 \pm 0.0005$.

3.5.4.- Calibraciones del Fotómetro Estelar EXCALIBUR en el Canal de 940 nm.

En la segunda campaña de calibración (invierno 2006/2007), se llevaron a cabo las calibraciones en el canal de 940 nm usando el Método Langley Modificado (MLM) y el Método Langley Astronómico Modificado (MLAM). En primer lugar se utilizó el método MLM, usándose los valores de los coeficientes $a_2 = 0.44$ y $b_2 = 0.58$ obtenidos en la figura 3.17b. La figura 3.18 muestra la calibración llevada a cabo el 7 de Enero de 2007 con el MLM para la estrella DENEBA.

Para la calibración con el MLM de la figura 3.18, se obtuvo una constante de calibración de $S_0(940) = 12.586 \pm 0.011$, con $R = 0.979$. Posteriormente se aplicó el método MLAM (figura 3.19). haciendo uso de nuevo de $a_2 = 0.44$ y $b_2 = 0.58$.

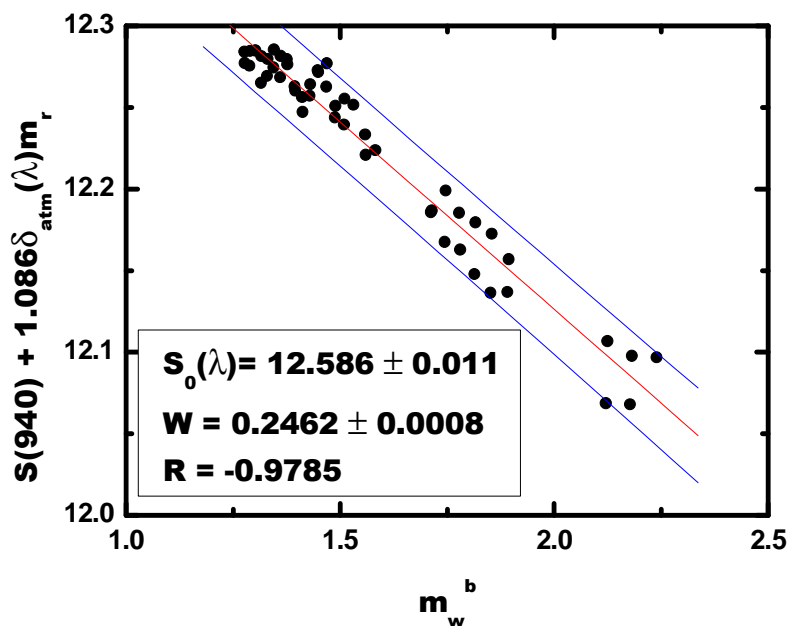


Figura 3.18: Calibración mediante el Método Langley Modificado para la estrella Deneb. La calibración fue llevada a cabo el 7 de Febrero de 2007 con $a = 0.44$ y $b = 0.58$.

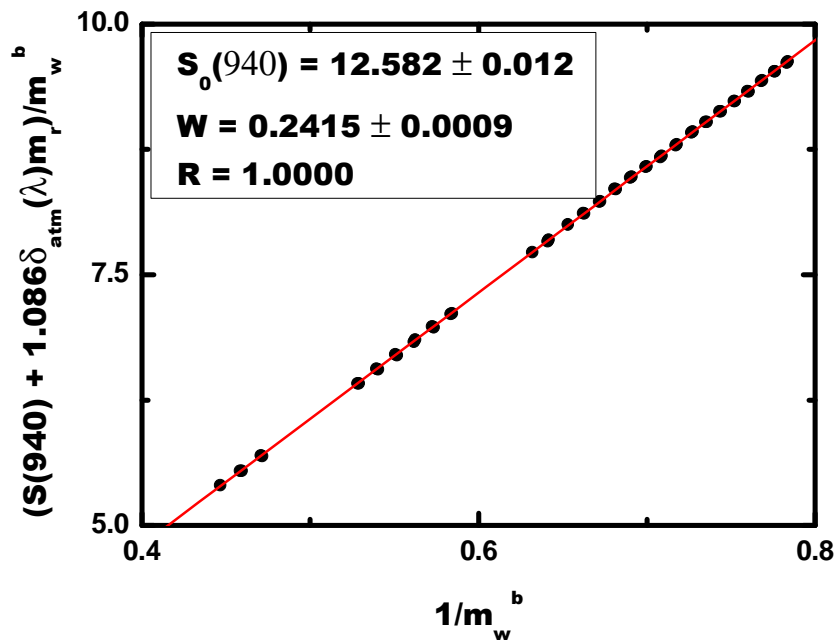


Figura 3.19: Calibración mediante el Método Langley Astronómico Modificado para la estrella Deneb. La calibración ha sido realizada para los mismos datos de la figura 3.18.

El valor de la constante de calibración obtenido con el método MLAM de la figura 3.19 es de $S_0(940) = 12.582 \pm 0.011$, con $R = 1.000$. Si comparamos este resultado con el de la figura 3.18, se obtienen diferencias en la constante de calibración de 0.006, que están dentro de los márgenes de error del método de calibración. Sin embargo, con el método MLAM se obtienen mejores coeficientes R.

Llegados a este punto, nos preguntamos si las constantes de calibración calculadas con los métodos MLA y MLAM son reproducibles. Para el período en el cual se llevó a cabo esta campaña de calibración fue posible reallizar 2 calibraciones para cada una de las estrellas visibles como mínimo. Para la estrella de las figuras 3.18 y 3.19 (DENEb), realizamos también calibraciones el día 29 de Diciembre de 2006. Con el método MLM se obtuvo una constante de calibración $S_0(940) = 12.55$ y con el método MLAM se obtuvo una constante de calibración $S_0(940) = 12.584$. Con este resultado, observamos que para el método MLAM se obtiene la misma constante de calibración en dos días distintos mientras que para el método MLM hay variaciones. Para el resto de las estrellas que componen nuestro catálogo realizamos las calibraciones con ambos métodos. Al igual que para la estrella de la figura 3.18 y 3.19, se obtuvo

3. INSTRUMENTACIÓN

mayor reproducibilidad con el método MLAM. Las diferencias encontradas aplicando el método MLAM en días distintos son siempre menores del 1 %. Los resultados de las calibraciones en el canal de 940 nm llevadas a cabo durante esta campaña de calibración se muestran en la tabla 3.20. Los errores $\Delta S_0(940)$ provienen de los errores en los ajustes mediante del Método Langley Astronómico Modificado y son del orden de 0.02.

Estrella	$S_0(940)$	Estrella	$S_0(940)$	Estrella	$S_0(940)$
SAO7716	11.76	DUBHE	13.09	POLLUX	13.61
DENEb	12.58	REGULUS	12.19	HR617	13.05
HR15	11.38	ALDEBARAN	14.76	HR337	13.62
CAPELLA	14.49	PROCYON	13.84	MIRFAK	12.60
SAO40750	11.77	CASTOR	12.20	HR7796	12.18

Tabla 3.20: Constantes de calibración para las estrellas que componen el catálogo de estrellas del fotómetro estelar. Los errores $\Delta S_0(940)$ son entorno a 0.02.

Finalmente, debemos decir que se han estudiado las diferencias en las constantes de calibración del canal de 940 nm de la tabla 3.20 según las distintas parejas de coeficientes 'a' y 'b' calculadas en las secciones anteriores. En el caso de los coeficientes $a_2 = 0.49$ y $b_2 = 0.61$ (figura 3.17b), se obtuvieron diferencias máximas de 0.48% con respecto a los valores de la tabla 3.20 usando el método MLAM. En el caso del cálculo mediante MODTRAN3 se obtuvieron valores $a_3 = 0.54$ y $b_3 = 0.64$, obteniéndose diferencias máximas del 0.65% con respecto a los valores de la tabla 3.20 usando de nuevo el método MLAM.

3.5.5.- Calibraciones del Fotómetro Solar CIMEL en el Canal de 940 nm.-

Para el fotómetro solar CIMEL CE 318, instrumento #307, la tabla 3.21 muestra las constantes de calibración a lo largo del tiempo. Los errores provienen de los errores en los ajustes del Método Langley Astronómico Modificado y son del orden de 0.01.

	Fecha de calibración del fotómetro solar CIMEL 318 # 307					
	15/06/2005	11/03/2007	07/03/2008	15/06/2008	15/08/2008	15/10/2008
LnV₀(940)	8.62	8.54	8.54	8.54	8.54	8.54

Tabla 3.21: Constantes de calibración en el canal de 940 nm del fotómetro solar CIMEL, #307.

De la tabla 3.21 observamos que entre el año 2007 y 2008 la degradación es despreciable en el filtro de 940 nm. Para el fotómetro solar CIMEL CE-318 #707, se realizaron calibraciones el 05/11/2008 obteniéndose $\text{Ln}V_0(940) = 9.73$, y el 04/09/2009 obteniéndose $\text{Ln}V_0(940) = 9.80$. Los errores $\Delta\text{Ln}V_0(940)$ son del orden de 0.01. Una vez que el instrumento es instalado en la estación del CEAMA tras su calibración, se obtiene la constante de calibración para cada día interpolando entre los calibrados anterior y posterior a la fecha en cuestión, tal y como hemos descrito en los filtros para medir $\delta_{\text{atm}}(\lambda)$.

3.6.- EVALUCIÓN DE LAS CONSTANTES DE CALIBRACIÓN CIUDAD.

El fotómetro estelar EXCALIBUR opera rutinariamente en la ciudad de Granada, donde no se dan las condiciones adecuadas para realizar calibraciones (ver sección 6.1 para más detalles sobre las condiciones atmosféricas de esta ciudad). Sin embargo, para el fotómetro estelar EXCALIBUR se han llevado a cabo comprobaciones de las calibraciones en la ciudad, realizándose ajustes Langley y Langley Astronómicos bajo ciertas restricciones para garantizar la linealidad del ajuste. Trabajos similares han sido realizados por Harrison y Michalsky (1994) para fotómetros solares.

3.6.1.- Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar las Calibraciones en la Ciudad de Granada

Con el fin de seleccionar los días más adecuados para llevar a cabo las calibraciones Langley Astronómicas en la ciudad de Granada, se ha desarrollado un algoritmo que optimiza los puntos experimentales usados con el fin de garantizar un calibrado robusto. Para emular las condiciones de carga de aerosol estable se intenta eliminar aquellos puntos que suponen una desviación de la linealidad en el ajuste del logaritmo de la señal frente a la masa óptica relativa. Para ello asumimos que a lo largo del periodo de calibrado obtendremos medidas de la profundidad óptica total $\delta_{\text{atm}}^i(\lambda)$ que podemos considerar como suma de dos términos: el promedio del periodo de calibrado $\delta_{\text{atm}}(\lambda)$ y un término de desviación $\pm\Delta\delta_{\text{atm}}^i(\lambda)$. En una atmósfera con carga estable de aerosol el segundo término será muy pequeño. Con estas consideraciones, la ley de Beer-Bouger-Lambert se puede expresar como:

3. INSTRUMENTACIÓN

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) - 1.086(\delta_{atm}(\lambda) \pm \Delta\delta_{atm}^i(\lambda))m_r = S_0(\lambda) - 1.086m_r\delta_{atm}(\lambda) \pm 1.086m_r\Delta\delta_{atm}^i(\lambda) \quad (3.30)$$

Y si ahora dividimos por la masa óptica relativa:

$$\frac{S(\lambda)}{m_r} = \frac{S_0(\lambda)}{m_r} - 1.086\delta_{atm}(\lambda) \pm 1.086\Delta\delta_{atm}^i(\lambda) \quad (3.31)$$

El último término de la ecuación 3.31, $\pm 1.086\Delta\delta_{atm}^i(\lambda)$, será importante en una atmósfera con carga apreciable y variable de aerosol, como sucederá en el entorno urbano. Esto dará lugar a un peor ajuste lineal del método Langley Astronómico. Por ello impondremos la condición de que, para considerar aceptable el ajuste Langley Astronómico bajo estas condiciones, el término asociado a las desviaciones debe ser inferior a 0.01. Con lo que si llamamos $|\Delta\delta_{atm}^i(\lambda)| = \alpha(\lambda)$, la condición será:

$$\alpha(\lambda) \leq \frac{0.01}{1.086} \quad (3.32)$$

Para el calibrado del canal de 940 nm, podemos proceder de manera análoga. Para una medida concreta consideraremos que, el contenido de agua precipitable obtenido W^i será igual al promedio W más una desviación $\pm\Delta W^i$. Por lo tanto, la expresión del Método Langley Modificado nos queda como:

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) - 1.086\delta_{atm}(\lambda)m_r - 1.086am_w^b(W \pm \Delta W^i)^b \quad (3.33)$$

Si desarrollamos $(W \pm \Delta W^i)^b$ en series de Taylor, y quedándonos con los términos de primer orden, la ecuación 3.33 queda como:

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) - 1.086\delta_{atm}(\lambda)m_r - 1.086am_w^bW \pm 1.086abm_w^{b-1}\Delta W^i \quad (3.34)$$

Y dividiendo esta última expresión por m_w^b

$$\frac{S(\lambda) + 1.086\delta_{atm}(\lambda)m_r}{m_w^b} = \frac{S_0(\lambda)}{m_w^b} - 1.086aW \pm 1.086abW^{b-1}\Delta W^i \quad (3.35)$$

Como en el caso del calibrado Langley, el último término de la ecuación 3.35, $1.086abm_w^b \Delta W^i$, es el responsable de que el ajuste según el método Langley Astronómico Modificado no proporcione buenos resultados en condiciones atmosféricas en las que hay variabilidad del contenido vapor de agua precipitable durante el periodo de calibrado. Con el objetivo de poder aplicar este calibrado con garantías, en un entorno que no presenta una contenido de agua precipitable como el de alta montaña, vamos a exigir que este término no sea superior a 0.01. Se simplifica el cálculo definiendo $|\Delta W^i| = \alpha(940)$. Con todo esto, podemos decir:

$$\alpha(940) \leq \frac{0.01}{1.086abW^b} \quad (3.36)$$

Las expresiones 3.32 y 3.36 nos muestran que el parámetro α es la clave para desarrollar un algoritmo de filtrado de datos que realice calibraciones precisas. Con el fin de garantizar que α cumpla las condiciones anteriores se realizará un proceso iterativo que se describe en el diagrama de flujo de la figura 3.20. El procedimiento conlleva la eliminación de aquellos puntos experimentales que implican una desviación del ajuste lineal en los ajustes Langley Astronómico y Langley Astronómicos Modificado. En primer lugar, con los datos filtrados de nubes, se hacen calibraciones con el método Langley Astronómico y el método Langley Astronómico Modificado a partir de N puntos. Así obtenemos las constantes de calibración iniciales $S_0(\lambda)$, con las cuales calculamos las profundidades ópticas atmosféricas totales $\delta_{atm}^i(\lambda)$ y los contenidos de agua precipitable W^i . Posteriormente se calculan los promedios en la profundidad óptica atmosférica total $\overline{\delta_{atm}(\lambda)}$ y en el contenido de agua precipitable \overline{W} , así como las desviaciones típicas $\sigma(\lambda)$ correspondientes. En este punto comparamos las desviaciones estadísticas con los valores anteriormente indicados de los parámetros $\alpha(\lambda)$. Llegados a este punto, si $\sigma(\lambda) > \alpha(\lambda)$ entonces realizamos las calibraciones Langley Astronómico ó Langley Astronómicas Modificadas. En caso contrario, si $\sigma(\lambda) > \alpha(\lambda)$, eliminamos todos los puntos que se desvían $\pm 3\sigma$ de la media. Si no se elimina ningún punto, entonces se prueba 2σ , $\pm 1.5\sigma$ o $\pm \sigma$ hasta que algún punto sea eliminado. Si tras aplicar el criterio de la media $+\sigma$ el número de puntos eliminados N' es cero, entonces se considera inviable la obtención de resultados fiables de calibrado con ese conjunto de datos. Sino, se vuelve a calcular la media y la desviación en cada filtro, y repetimos el proceso hasta que $\sigma(\lambda) \leq \alpha(\lambda)$. Finalmente se eliminan todos los

3. INSTRUMENTACIÓN

puntos que cumplan $|\overline{\delta_{atm}(\lambda)} - \delta_{atm}^i(\lambda)| > \alpha(\lambda)$ y $|\overline{W} - W^i| > \alpha(940)$. Con el resto de los puntos, se realizan las calibraciones Langley Astronómico y Langley Astronómico Modificadas.

Pero el algoritmo debe de ser capaz de decidir si el número de datos es suficiente para llevar a cabo calibraciones. En este sentido, sin en algún momento del algoritmo la diferencia entre la masa óptica relativa mínima y máxima es menor de 2, ó si el número total de puntos eliminados N' es mayor del 66.6% del número inicial de puntos N , entonces también rechazamos la calibración.

Finalmente, se han definido unos valores de corte de la profundidad óptica del aerosol ó del contenido de agua precipitable por encima de los cuales no se llevaran a cabo las calibraciones, es decir, todos los puntos son rechazados. Esto se debe a que para valores altos de la profundidad óptica atmosférica total y de contenido de agua precipitable, aun obteniendo una recta de regresión perfecta, se introducen errores en las constantes de calibración (Shaw, 1976). Tras diferentes pruebas los valores umbrales que se proponen son 0.1, 0.08, 0.08, 0.05, 0.04 y 0.04 para las profundidades ópticas de aerosol, $\delta_{ae}(\lambda)$, correspondientes a las longitudes de onda de 380, 436, 500, 670, 880 y 1020 nm. Para W , el valor de corte es de 0.8 cm.

Antes de aplicar el algoritmo de la figura 3.20 de manera sistemática, debemos de comparar los resultados obtenidos por el algoritmo de filtrado en un ambiente con carga baja y estable de aerosoles. En este sentido, la tabla 3.22 muestra los errores relativos entre la constante de calibración calculadas en Calar Alto manualmente $S_{oi}(\lambda)$ y las calculadas aplicando el algoritmo de filtrado de puntos de la figura 3.20, $S_{of}(\lambda)$. Como podemos ver de la tabla 3.22, las desviaciones relativas en los canales para medir $\delta_{ae}(\lambda)$ son menores del 0.11 %. Para el filtro de 940 nm, encontramos desviaciones relativas algo mayores, aunque siempre inferiores al 0.4 %. Todos estos valores están dentro de los márgenes de error de las constantes de calibración. Además, los ajustes Langley Astronómico y Langley Astronómico Modificado se realizaron con un mínimo de 40 puntos, de los cuales el algoritmo de filtrado eliminó a lo sumo 5 puntos de los originales. Por lo tanto, estos resultados muestran la aplicabilidad del método de calibración propuesto en la figura 3.20, ya que hace una selección apropiada del

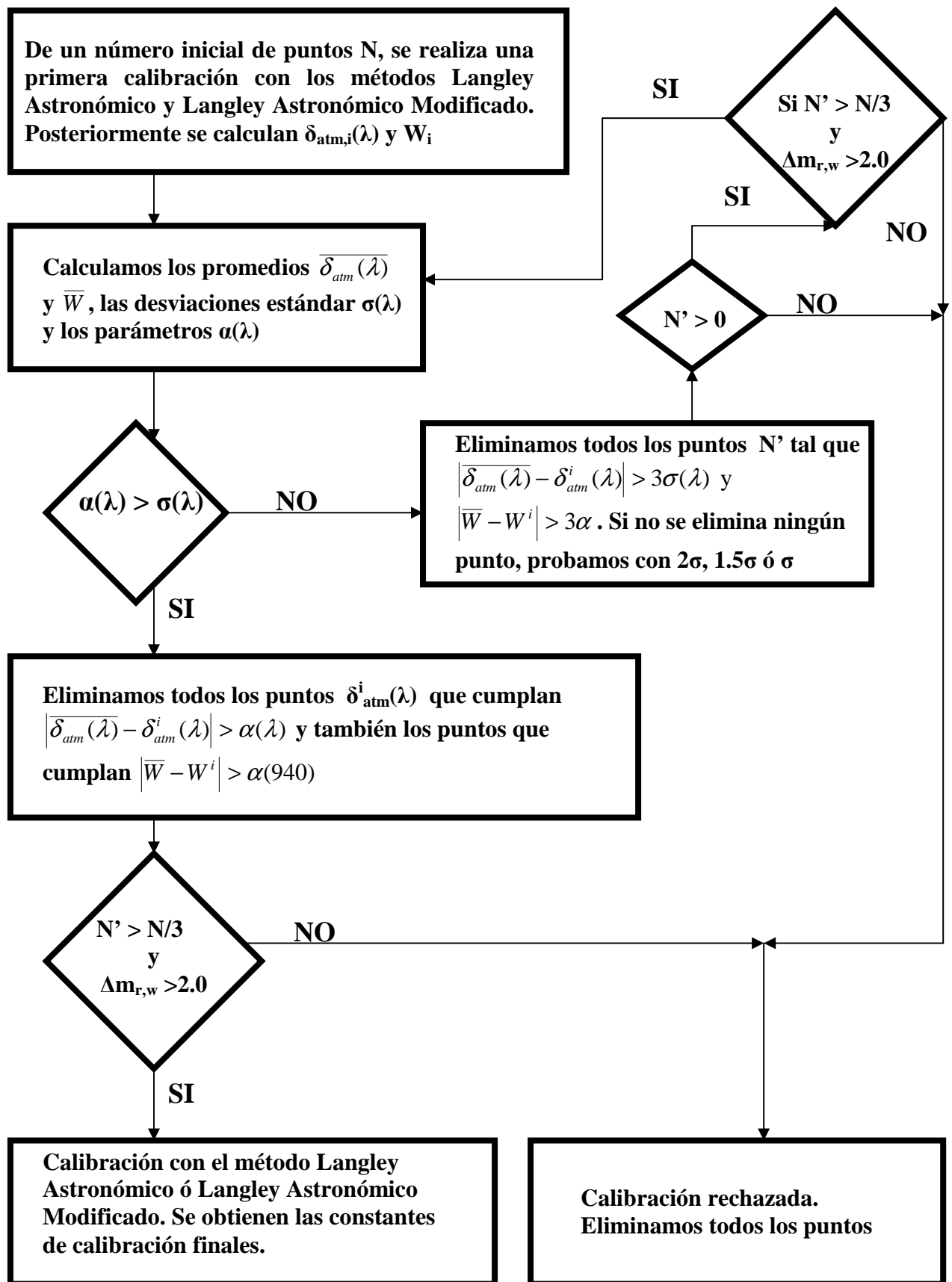


Figura 3.20: Diagrama de flujo del algoritmo de filtrado de puntos para realizar calibraciones Langley Astronómicas y Langley Astronómicas Modificadas en un ambiente con carga baja y variable de aerosol y de contenido de agua precipitable.

3. INSTRUMENTACIÓN

conjunto de puntos que proporcionan un calibrado robusto.

Estrella	100 S _{oi} (λ) - S _{of} (λ) / S _{oi} (λ) para cada filtro (nm)						
	380	436	500	670	880	1020	940
<i>HR15</i>	0.09	0.06	0.08	0.10	0.12	0.015	0.2
<i>HR617</i>	0.04	0.007	0.02	0.005	0.04	0.004	0.3
<i>HR337</i>	0.02	0.0005	0.004	0.05	0.10	0.002	0.4
<i>MIRFAK</i>	0.10	0.19	0.06	0.06	0.12	0.18	0.17
<i>CAPELLA</i>	0.08	0.10	0.2	0.018	0.09	0.06	0.3
<i>SAO7716</i>	0.08	0.05	0.02	0.1	0.1	0.10	0.3
<i>SAO40750</i>	0.04	0.4	0.14	0.015	0.019	0.05	0.07
<i>PROCYON</i>	0.12	0.2	0.11	0.1	0.01	0.2	0.03
<i>POLLUX</i>	0.03	0.02	0.09	0.02	0.018	0.04	0.3
<i>REGULUS</i>	0.04	0.05	0.03	0.1	0.09	0.1	0.4
<i>DUBHE</i>	0.016	0.06	0.09	0.15	0.03	0.11	0.4
<i>HR7796</i>	0.6	0.02	0.18	0.4	0.3	0.1	0.2
<i>DENEb</i>	0.06	0.11	0.009	0.10	0.02	0.09	0.3

Tabla 3.22: Porcentajes de las diferencias relativas entre la constante de calibración calculada manualmente S_{oi}(λ) y la calculada con algoritmo de filtrado de la figura 3.36 S_{of}(λ). El algoritmo ha sido aplicado para datos obtenidos en alta montaña con carga baja y estable de aerosoles.

3.6.2.- Aplicación del Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar las Calibraciones I: Profundidades Ópticas de Aerosoles.

Con el fin de evaluar la posible degradación de las constantes de calibración en los filtros de 380, 436, 500, 670, 880 y 1020 nm, entre la primera y la segunda campaña de calibración se aplicó el algoritmo de filtrado de datos para calibrar descrito en el diagrama de flujo de la figura 3.20. La tabla 3.23 muestra los resultados al aplicar el algoritmo de filtrado de datos de la figura 3.20 a la estrella MIRFAK (los días 12 y 13 de Noviembre de 2006 se dieron condiciones de carga baja de aerosol en la ciudad de Granada). También se muestran los resultados obtenidos en la calibración en Calar Alto para esta estrella.

Los resultados de la tabla 3.23 muestran como las calibraciones en los distintos lugares son reproducibles. Resultados similares se han encontrado para otras estrellas como HR617 y HR337. Cabe destacar que los errores en las constantes de calibración son mayores en la ciudad de Granada, lo cual puede ser explicado por las fluctuaciones en la carga de aerosol por muy pequeña que esta sea. Las mayores diferencias en el

filtro de 670 nm pueden explicarse por los mayores errores en este filtro, ya que debido a sus cortos tiempo de exposición es más sensible a la turbulencia atmosférica.

Filtro (nm)	Estrella: MIRFAK		
	Calar Alto	Granada	
	S ₀	S ₀ : Date 12/11/2006	S ₀ : Date 13/11/2006
380	12.038 ± 0.008	12.047 ± 0.014	12.079 ± 0.021
436	14.283 ± 0.019	14.26 ± 0.02	14.30 ± 0.03
500	14.81 ± 0.03	14.78 ± 0.03	14.76 ± 0.05
670	15.21 ± 0.03	15.31 ± 0.04	15.32 ± 0.03
880	13.549 ± 0.015	13.535 ± 0.017	13.55 ± 0.02
1020	10.297 ± 0.006	10.29 ± 0.01	10.298 ± 0.011

Tabla 3.23: Para la estrella MIRFAK, comparación entre las constantes de calibración obtenidas en Calar Alto con las obtenidas en Granada usando el algoritmo de filtrado de datos para calibrar.

Una vez terminada la segunda campaña de calibración en Calar Alto, se instaló el fotómetro estelar EXCALIBUR en la estación radiométrica del CEAMA en la ciudad de Granada. Durante la primavera de 2007, tuvimos serios problemas con las condensaciones sobre el telescopio al no estar disponible la manta antirocío. Por lo tanto, esperamos una degradación en las constantes de calibración. En este sentido, se aplicó el programa de la figura 3.20 a la estrella DENEK para el período comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Marzo de 2008. Si comparamos los valores de las constantes de calibración de la estrella DENEK con los valores de la tabla 3.15 para esta estrella, encontramos variaciones notables que tienen que ser tenidas en cuenta. Estas variaciones pudieron ser cuantificadas y de esta manera obtener las nuevas constantes de calibración para nuestra serie de medidas.

Al aplicar el algoritmo de filtrado de la figura 3.20 para todo el período de medidas, para algunas de las estrellas no fue posible evaluar el estado de su calibración. Sin embargo, consideramos que esto no es un problema, pues basta con determinar la degradación de respuesta de cada filtro con un par de estrellas. Conocida la degradación de cada filtro podemos determinar los valores de constantes de calibrado que corresponderían a otras estrellas con las nuevas condiciones de los mismos. En efecto, cada constante de calibración viene dada por:

3. INSTRUMENTACIÓN

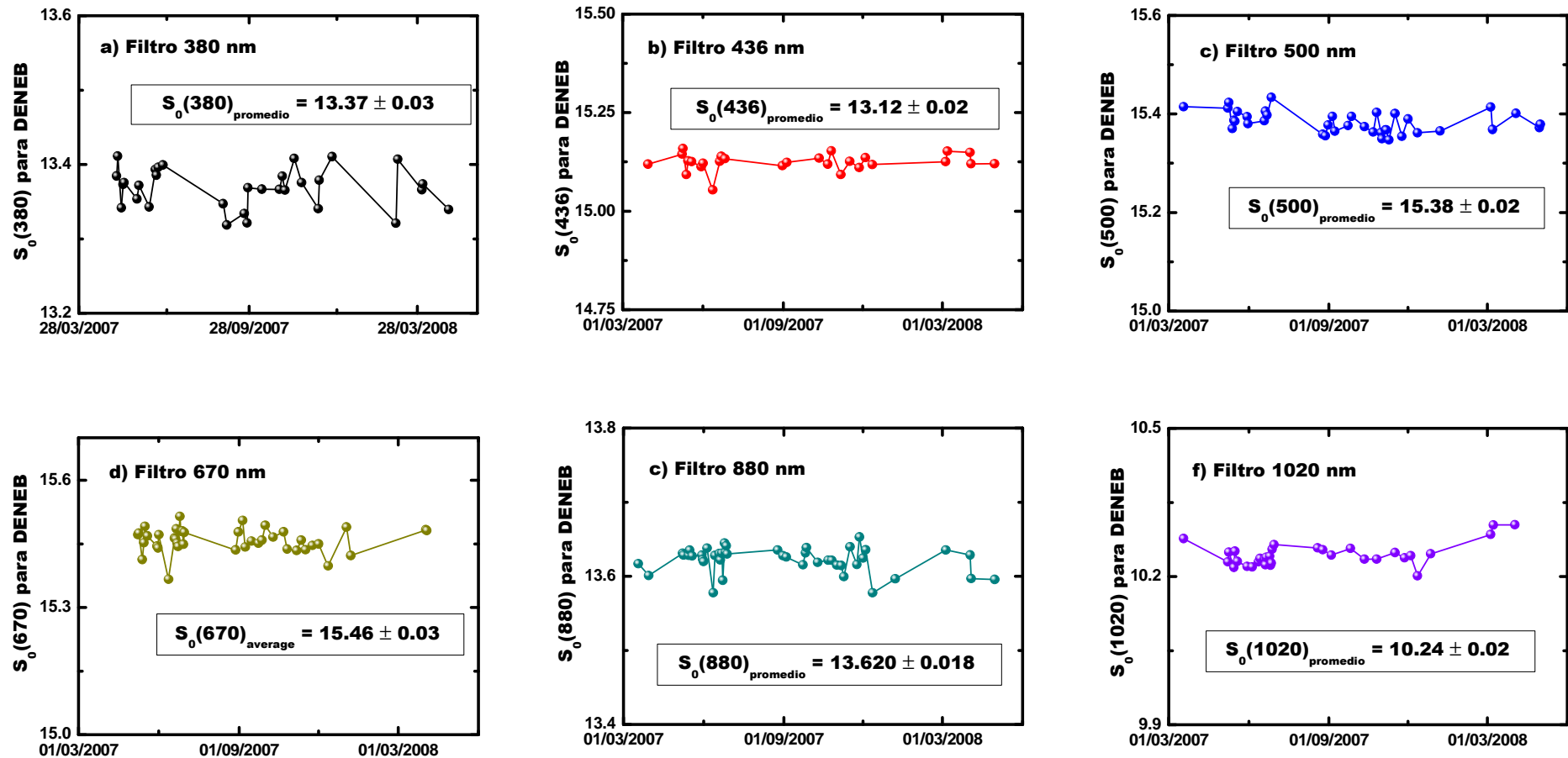


Figura 3.21: Constantes de calibración aplicando el algoritmo de la figura 3.20 a la estrella DENEb para el periodo comprendido entre el 1 de Mayo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008. a) Filtro de 380 nm. b) Filtro de 436 nm. c) Filtro de 500 nm. d) Filtro de 670 nm. e) Filtro de 880 nm. f) Filtro de 1020 nm.

$$S_{0i}(\lambda) = 2.5\log(C_i(\lambda)) + 2.5\log F_0(\lambda) \quad (3.37)$$

$$S_{0f}(\lambda) = 2.5\log(C_f(\lambda)) + 2.5\log F_0(\lambda) \quad (3.38)$$

Donde $F_0(\lambda)$ es la irradiancia extraterrestre de la estrella y $C_i(\lambda)$ y $C_f(\lambda)$ las constantes de calibración instrumentales (ecuación 3.5) en los períodos inicial y final. Si tenemos en cuenta que $C_f(\lambda) = K(\lambda)C_i(\lambda)$, donde $K(\lambda)$ es una constante que tiene en cuenta los cambios en la constante de calibración, podemos decir:

$$S_{0f}(\lambda) = S_{0i}(\lambda) + K'(\lambda) \quad (3.39)$$

Donde $K' = 2.5\log K$. Por lo tanto, de la ecuación 3.39, evaluando la degradación $K(\lambda)$ de las constantes de calibración en una estrella es suficiente para corregir las constantes de calibración del resto de las estrellas del catálogo estelar. De esta manera, usaremos las constantes de calibración corregidas según los resultados de la figura 3.21 a partir del 1 de Marzo de 2007.

3.6.3.- Aplicación del Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar las Calibraciones II: Contenido de Agua Precipitable.

Para comprobar las constantes de calibración en el canal de 940 nm, se ha aplicado el algoritmo de la figura 3.20 en la ciudad de Granada para medidas realizadas en otoño de 2006, para las estrellas HR617 y HR337. La tabla 3.24 muestra los resultados obtenidos tras aplicar el algoritmo de la figura 3.19.

Estrella y fecha de calibración	Lugar de calibración	$S_0(940)$
HR617	<i>Calar Alto</i>	13.05 ± 0.02
HR617: 12 de Noviembre de 2006	Granada	13.03 ± 0.04
HR617: 13 de Noviembre de 2006	Granada	12.90 ± 0.03
HR337	<i>Calar Alto</i>	13.62 ± 0.02
HR337: 12 de Noviembre de 2006	Granada	13.65 ± 0.03

Tabla 3.24: Constantes de calibración en el canal de 940 nm para las estrellas HR617 y HR337. Se muestran también los errores asociados a cada constante de calibración.

3. INSTRUMENTACIÓN

Los resultados de la tabla 3.24 nos muestran que las constantes de calibración obtenidas en Calar Alto y en Granada son similares, aunque los resultados obtenidos en Granada tienen mayor error. Las diferencias pueden deberse a el mayor valor de W en la ciudad de Granada (los días en que se realizaron las calibraciones W estaba entorno a los 0.6 cm) y a que W era algo más fluctuante a lo largo de la noche. Con todas estas consideraciones, podemos también utilizar el algoritmo de la figura 3.20 en ciudad para comprobar el estado de las calibraciones en el canal de 940 nm.

3.6.4.- Aplicación del Algoritmo de Filtrado de Datos para Evaluar las Calibraciones III: Efectos de Fuertes Degradaciones.

Una vez vista la aplicabilidad del algoritmo de filtrado de datos para calibrar de la figura 3.20, debemos de mencionar que en Septiembre del año de 2008 la rueda de filtros sufrió daños que impidió su funcionamiento durante 2 meses. Finalmente, se optó por cambiar la rueda de filtros. Los filtros antiguos se colocaron en la nueva rueda de filtros, pero durante este proceso, sufrieron una degradación al estar expuestos al medio ambiente y por el proceso de manipulación. En este sentido, se evaluaron las constantes de calibración aplicando el algoritmo de la figura 3.20 para el periodo comprendido entre el 1 de Enero y 1 de Septiembre de 2009. En la tabla 3.25 se muestran las $K_f(\lambda)$ obtenidas con respecto a las constantes $K(\lambda)$ previamente corregidas de la figura 3.21.

	Filtros nm						
	380	436	500	670	880	1020	940
$K_f(\lambda)$	0.70	-0.02	0.00	-0.08	-0.03	-0.01	0.05

Tabla 3.25: Degradación en las constantes de calibración $K_f(\lambda)$ en el período comprendido entre el 1 de Enero y 1 de Septiembre de 2009.

Los resultados de la tabla 3.25 muestran una degradación clara de las constantes de calibración. Con el fin de evaluar estas degradaciones tan fuertes, era necesario llevar a cabo de nuevo una campaña de calibración en el observatorio de Calar Alto del 8 de Octubre al 31 de Octubre de 2009. En esta última campaña se aplicó el método Langley Astronómico y el Método Langley Astronómico Modificado a las estrellas DENEK, MIRFAK y POLLUX, con un total de tres calibraciones por estrella. Los resultados de las constantes de calibración $S_0(\lambda)$ obtenidas en distintos días mostraban diferencias inferiores a 0.01, que está dentro de los márgenes de error del método de calibración.

Posteriormente, se calcularon las constantes $K_f(\lambda)$, mostrándose los resultados en la tabla 3.26. Debemos de mencionar que las diferencias entre las distintas constantes $K_f(\lambda)$ a una longitud de onda dada calculadas en distintos días no llegaban al 0.05%.

	Filtros nm						
	380	436	500	670	880	1020	940
$K_f(\lambda)$	0.72	0.00	0.03	-0.07	-0.04	0.00	0.07

Tabla 3.26: Degradación en las constantes de calibración $K_f(\lambda)$ en el período comprendido entre el 1 de Enero y 1 de Septiembre de 2009.

Si comparamos los resultados de las tablas 3.26 y 3.26, vemos que los resultados son prácticamente idénticos, lo que también da validez al algoritmo de la figura 3.20.

Como conclusión, podemos decir que las calibraciones en lugares de alta montaña son de mayor robustez y precisión. Sin embargo, la aplicación del método Langley Astronómico en la ciudad de Granada bajo las restricciones de carga baja de aerosol ó de contenido de agua precipitable, y en días despejados, nos permite obtener buenos resultados en las constantes de calibración. En este sentido, las calibraciones en ciudad pueden ser usadas como test para evaluar y comprobar el estado de las calibraciones.

3. INSTRUMENTACIÓN

CAPÍTULO 4

METODOLOGÍA PARA EL CÁLCULO DE LA PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOLES Y DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE

En este capítulo se hace una descripción de los procedimientos de cálculo de la profundidad óptica de aerosoles. También se presenta un método alternativo al cálculo del contenido de agua precipitable que consiste en el uso de una “look up table” generada a partir del código de transferencia radiativa SMARTS2. Posteriormente, se muestra el análisis de datos de los fotómetros solar y estelar. En especial, para el fotómetro estelar EXCALIBUR, presentamos un algoritmo de filtrado de nubes basado en medias móviles. Posteriormente, para el fotómetro estelar EXCALIBUR se genera una base de datos final en la cual los datos se han promediado en intervalos de 30 minutos.

4.1.- CÁLCULO DE LA PROFUNDIDAD ÓPTICA DE AEROSOLES

En la sección 3.4 se describieron los procedimientos para obtener la profundidad óptica atmosférica total $\delta_{\text{Atm}}(\lambda)$ a partir de medidas de irradiancia directa solar y estelar mediante la ley de Beer-Bouguer-Lambert (ecuaciones 3.17 y 3.19). A partir del cálculo de $\delta_{\text{Atm}}(\lambda)$ podemos escribir:

$$m_r \delta_{\text{atm}}(\lambda) = m_r \delta_{\text{Ae}}(\lambda) + m_r \delta_{\text{Ray}}(\lambda) + m_{\text{O}_3} \delta_{\text{O}_3}(\lambda) + m_{\text{NO}_2} \delta_{\text{NO}_2}(\lambda) \quad (4.1)$$

Donde $\delta_{\text{Ray}}(\lambda)$ es la profundidad óptica debida a la dispersión por moléculas de aire (dispersión Rayleigh), $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$ es la profundidad óptica de aerosoles, $\delta_{\text{O}_3}(\lambda)$, $\delta_{\text{NO}_2}(\lambda)$ son las profundidades ópticas debidas a las absorciones del O₃ y del NO₂, m_r es la masa óptica relativa y m_{O_3} y m_{NO_2} son las masas ópticas relativas de ozono y de dióxido de nitrógeno. Con estas consideraciones, calculamos $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$ como:

$$\delta_{\text{Ae}}(\lambda) = \frac{m_r \delta_{\text{atm}}(\lambda) - m_r \delta_{\text{Ray}}(\lambda) - m_{\text{O}_3} \delta_{\text{O}_3}(\lambda) - m_{\text{NO}_2} \delta_{\text{NO}_2}(\lambda)}{m_r} \quad (4.2)$$

y por lo tanto, para calcular la profundidad óptica de aerosoles necesitamos conocer las profundidades ópticas del resto de los componentes atmosféricos. En las siguientes secciones pasamos a describir los procedimientos a seguir para ello.

4.1.1.- Profundidad Óptica de Ozono:

Según lo visto en la sección 2.5.1.1 tenemos que:

$$\delta_{\text{O}_3}(\lambda) = a_{\text{O}_3}(\lambda) l_0 \quad (4.3)$$

Donde l_0 es la cantidad de ozono y $a_{\text{O}_3}(\lambda)$ es el coeficiente de absorción del ozono en cm^{-1} . Como también hemos visto en la sección 2.5.1.1, la cantidad de ozono se expresa en unidades Dobson, DU, (1 DU= 0.001 cm-atm en condiciones normales de presión y

4.- METODOLOGÍA

temperatura). Las secciones eficaces de absorción ($\text{cm}^2\text{molécula}^{-1}$) del ozono fueron calculados por Vigroux (1953), Inn y Tanaka (1953), Griggs (1968), Molina y Molina (1986), Cacciani et al. (1989) y Amoruso et al. (1990). Anderson (1992) adoptó estas secciones eficaces de absorción del ozono para el código de transferencia radiativa MODTRAN3. Posteriormente, Gueymard (1995, 2001), recopiló estas secciones eficaces de absorción, y a partir de ellas expresó los coeficientes de absorción del ozono en cm^{-1} , para posteriormente calcular la profundidad óptica de ozono a partir de la ecuación 4.3.

El contenido de ozono se puede obtener a partir de los datos proporcionados por el satélite TOMS (<http://toms.gsfc.nasa.gov/>). La figura 4.1 muestra el valor medio diario de I_0 obtenido en Granada por el satélite TOMS para el año 2008.

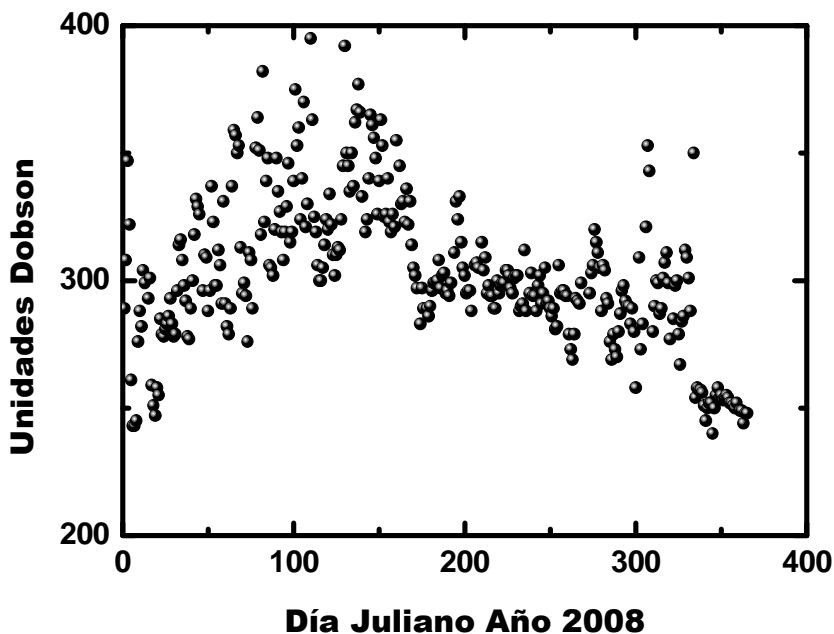


Figura 4.1: Contenido de ozono en unidades Dobson obtenido en Granada a partir de las medidas realizadas con el satélite TOMS (<http://toms.gsfc.nasa.gov/>) para el año 2008.

A partir de los resultados de la figura 4.1, se obtuvo para un año de medidas un valor medio de 300 unidades Dobson, un valor máximo de 395 unidades Dobson y un valor mínimo de 240 unidades Dobson. La tabla 4.1 muestra las profundidades ópticas de ozono para los filtros del fotómetro estelar, usando el valor promedio y los valores máximo y mínimo derivados de los resultados de la figura 4.1.

Unidades Dobson	Profundidades Ópticas de Ozono para los filtros del fotómetro estelar						
	380 nm	436 nm	500 nm	670 nm	880 nm	940 nm	1020 nm
240	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$6.6 \cdot 10^{-4}$	$0.8 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
300	$2.9 \cdot 10^{-5}$	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$
395	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$10.5 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$

Tabla 4.1. Profundidades ópticas de ozono para los filtros del fotómetro estelar EXCALIBUR. Se han usado distintas unidades Dobson, correspondiendo 240 DU al valor mínimo, 300 DU al valor promedio y 395 DU al valor máximo obtenidos para el año 2008 de medidas con el satélite TOMS.

A la vista de los resultados de la tabla 4.1, es necesario tener en cuenta los efectos de absorción de ozono para las longitudes de onda de 500 y 670 nm. El empleo de un valor medio para el contenido de ozono en la columna atmosférica en lugar del uso de un valor instantáneo implica desviaciones comprendidas entre -0.002 y +0.004 en ambos canales. Como hemos visto en la sección 3.4.1 y 3.4.2, para estos filtros los errores en el cálculo de la profundidad óptica atmosférica total son de 0.01 para el fotómetro solar y del orden de 0.02 para el fotómetro estelar. Por lo tanto, los errores inducidos al usar el valor promedio del contenido de ozono y su valor real son un orden de magnitud inferior al error del instrumento. Por esta razón se usará para todos los días el contenido de ozono promedio de 300 DU.

4.1.2.- Profundidad Óptica de NO₂.

Según lo visto en la sección 2.5.1.2 tenemos que:

$$\delta_{NO_2}(\lambda) = a_{NO_2}(\lambda)u_{NO_2} \quad (4.4)$$

Donde u_{NO_2} es la cantidad de NO₂ en cm-atm y $a_{NO_2}(\lambda)$ el coeficiente de absorción del NO₂ en cm⁻¹. En principio, el contenido en columna de NO₂ se ha tomado del modelo de atmósfera de latitudes medias usando el código LOWTRAN-7 (Kneizys et al., 1988), con un valor de 0.00017 cm-atm. Los valores de la sección eficaz de absorción del NO₂ expresados en cm²molécula⁻¹ fueron calculados por Schneider et al. (1987). Posteriormente, Gueymard (1995, 2001), recopiló estas secciones eficaces de absorción, y a partir de ellas expresó los coeficientes de absorción del NO₂ en cm⁻¹. De estos últimos coeficientes de absorción se puede calcular la profundidad óptica del NO₂

a partir de la ecuación 4.4. Por otro lado, los valores de las profundidades ópticas de NO₂ tienen valores como máximo de 0.000003, lo cuál es del orden de cuatro órdenes de magnitud menor al error de los instrumentos (mínimos errores en los fotómetros solares y estelares entorno a 0.01). Por eso, las profundidades ópticas de NO₂ son prácticamente despreciables en los filtros interferenciales con los que trabajamos, y hace que los errores al utilizar un valor fijo del contenido de NO₂ sean despreciables

4.1.3.- Profundidad Óptica de Rayleigh.

Como hemos dicho en la sección 2.5.2.1, Rayleigh estudió la dispersión de la radiación para el caso en el que el parámetro esférico de tamaño $x = (2\pi r)/\lambda$ (ecuación 2.8) era inferior a $0.6/n^*$ (donde n^* es la parte real del índice de refracción de la partícula dispersora). Las moléculas de aire en la atmósfera son responsables de producir este tipo de dispersión de la radiación, especialmente en el espectro visible y ultravioleta. Gueymard (1995) ha propuesto la siguiente expresión para $\delta_R(\lambda)$:

$$\delta_R(\lambda) = \frac{\left(\frac{p}{p_0}\right)}{\left(a_1\lambda^4 + a_2\lambda^2 + a_3 + a_4\lambda^{-2}\right)} \quad (4.5)$$

Donde p es la presión de nuestro lugar de medida, p_0 es la presión a nivel del mar (1013.15 hPa). Las constantes a_1 , a_2 , a_3 y a_4 tienen los valores $a_1 = 117.2549 \mu\text{m}^{-4}$, $a_2 = -1.3215 \mu\text{m}^{-2}$, $a_3 = 0.00032073$ y $a_4 = -0.000076842 \mu\text{m}^2$.

A diferencia de las profundidades ópticas de ozono y de NO₂, en $\delta_R(\lambda)$ introducimos una corrección de presión p/p_0 . Esto se debe a que la densidad de moléculas disminuye con la altura en el seno de la atmósfera. También hay que destacar que $\delta_R(\lambda)$ aumenta a medida que la longitud de onda de la radiación incidente disminuye. Para las longitudes de onda con las que trabajamos, los valores de profundidad óptica Rayleigh son mucho mayores que los de las profundidades ópticas de ozono y de dióxido de nitrógeno.

4.1.4.- Error en la Profundidad Óptica de Aerosoles $\delta_{Ae}(\lambda)$.

Para calcular el error en la profundidad óptica de aerosoles $\Delta\delta_{Ae}(\lambda)$, se hace uso de la ecuación 4.2 y se aplica la teoría de errores. De esta manera, suponiendo que los errores en las distintas masas ópticas relativas son despreciables, podemos expresar $\Delta\delta_{Ae}(\lambda)$ como:

$$\Delta\delta_{Ae}(\lambda) = \frac{m_r \Delta\delta_{atm}(\lambda) + m_r \Delta\delta_R(\lambda) + m_{O_3} \Delta\delta_{O_3}(\lambda) + m_{NO_2} \Delta\delta_{NO_2}(\lambda)}{m_r} \quad (4.6)$$

Los estudios de los errores de los distintos constituyentes atmosféricos para determinar la profundidad óptica de aerosoles han sido tratados en detalle en diversos trabajos (Shaw, 1976; Reagan et al., 1986; Russel et al., 1993). En estos trabajos se puso de manifiesto que para los gases absorbentes, los errores son insignificantes si se trabaja lejos de las bandas de absorción. En nuestro caso, solo tenemos una cola de una banda de absorción del ozono en los filtros de 500 y 670 nm, pero con errores al menos un orden de magnitud inferior al error en la profundidad óptica atmosférica total. El error en la profundidad óptica de Rayleigh depende de la fluctuación de presión en la atmósfera y también es despreciable frente $\Delta\delta_{atm}(\lambda)$. Con estas consideraciones, tanto para el fotómetro solar como para el fotómetro estelar, el error en la profundidad óptica de aerosoles, $\Delta\delta_{Ae}(\lambda)$, se puede aproximar al error de la profundidad óptica atmosférica total $\Delta\delta_{atm}(\lambda)$. En el capítulo 3 de esta tesis doctoral se discutieron $\Delta\delta_{atm}(\lambda)$ para los fotómetros solar y estelar. En el caso del fotómetro solar CIMEL tendremos $\Delta\delta_{Ae}(\lambda)$ de 0.02 para $\lambda < 400$ nm, y 0.01 para $\lambda > 440$ nm. Para el fotómetro estelar EXCALIBUR, los errores son 0.019, 0.022, 0.023, 0.022, 0.013 y 0.012 para los filtros de 380, 436, 500, 670, 880 y 1020 nm (Ver tabla 3.18).

4.2.- CÁLCULO DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE

Como ya hemos dicho en el capítulo 3, tanto el fotómetro solar CIMEL como el fotómetro estelar EXCALIBUR incorporan un filtro en 940 nm para caracterizar el contenido de agua precipitable. La transmitancia debida al vapor de agua es bastante

4.- METODOLOGÍA

compleja, mostrando fuertes líneas de absorción en el infrarrojo cercano (Halhore et al., 1997). Por lo tanto, para los fotómetros solares a distancia media Tierra-Sol, la radiación recogida en torno al canal de 940 nm viene dada por (Halhore et al., 1997):

$$V(\lambda) = V_0(\lambda) \exp(-m_r \delta_{am}(\lambda)) T_w(\lambda) \quad (4.7)$$

Donde el término $T_w(\lambda)$ hace referencia a la transmitancia de vapor de agua entorno al canal de 940 nm. Los detalles de la transmitancia de vapor de agua han sido descritos en las secciones 2.5.1.3. Para el fotómetro estelar EXCALIBUR, hacemos de nuevo uso del concepto de magnitud astronómica (ecuación 3.11), por lo que la magnitud medida en el canal de 940 nm viene dada por:

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) - 1.086 \delta_{am}(\lambda) m_r + 2.5 \log(T_w(\lambda)) \quad (4.8)$$

Para obtener la transmitancia de vapor de agua a partir de medidas de fotometría solar y estelar, necesitamos en primer lugar calibrar los instrumentos en el canal de 940 nm. En ese sentido, se sigue el procedimiento descrito en la sección 3.5. Una vez que tanto el fotómetro estelar como el fotómetro solar están calibrados, necesitamos calcular, para el canal de 940 nm, las profundidades ópticas debidas a aerosoles, a dispersión de Rayleigh y a absorciones de ozono y dióxido de nitrógeno. La profundidad óptica de Rayleigh en 940 nm se calcula siguiendo el mismo procedimiento utilizado para el resto de los filtros (ecuación 4.5). La profundidad óptica de aerosoles se calcula interpolando entre las profundidades ópticas de aerosoles obtenidas en los filtros de 880 y 1020 nm. Finalmente, para las absorciones de ozono y dióxido de nitrógeno se sigue el mismo procedimiento utilizado el resto de los filtros (ecuaciones 4.3 y 4.4), aunque los cálculos muestran que para las longitudes de onda entorno a 940 nm ambos procesos de absorción son despreciables.

Una vez calculada $T_w(\lambda)$, se puede calcular el contenido de agua precipitable W (integral a lo largo de la columna atmosférica de la densidad de vapor de agua, ecuación 2.25). Como ya hemos visto la sección 3.5, la expresión de $T_w(\lambda)$ no es única, aceptándose actualmente varias parametrizaciones (Halhore et al., 1997; Gueymard 1995). En esta tesis doctoral, hemos aplicado las parametrizaciones de $T_w(\lambda)$ más

recientes. Veremos las similitudes, diferencias, ventajas e inconvenientes de cada una, para finalmente, tras comparar los resultados en el contenido de agua precipitable obtenido con los distintos métodos, decantarnos por uno de los métodos.

4.2.1.- Cálculo del Contenido de Agua Precipitable a partir del Modelo de Transmitancia de Vapor de Agua Simplificada.

Uno de los modelos de transmitancia de vapor de agua más sencillos fue propuesto por Halthore et al. (1997), cuya principal aplicación es que permite calibrar los fotómetros solares. Este modelo, introducido en la sección 3.5.1, expresa la transmitancia de vapor de agua como $T_w(\lambda) = \exp(-a(m_w W)^b)$. A partir de este modelo de $T_w(\lambda)$, Halthore et al. (1997) propusieron un método rápido y sencillo de calcular W para los fotómetros solares (a distancia media Tierra-Sol) :

$$W^b = \frac{\text{Ln}\left(\frac{V_0(\lambda)}{V(\lambda)}\right) - \delta_{am}(\lambda)m_r}{am_w^b} \quad (4.9)$$

Para el fotómetro estelar podemos calcular W de una forma similar:

$$W^b = \frac{S_0(\lambda) - S(\lambda) - 1.086\delta_{am}(\lambda)m_r}{1.086am_w^b} \quad (4.10)$$

El método para obtener W propuesto en la ecuación 4.9 es el que sigue la red AERONET (Holben et al., 1998). Esta red usa los valores de los coeficientes $a = 0.616$ y $b = 0.594$ propuestos por Halthore et al. (1997). En la sección 3.5.3 se discutió las distintas formas de cálculo para los coeficientes ‘a’ y ‘b’ de las ecuaciones 4.9 y 4.10. Dependiendo del método de cálculo, se obtuvieron diferencias entre las distintas parejas de coeficientes de hasta el 10%. Estas diferencias no afectaban significativamente en el cálculo de la transmitancia de vapor de agua mediante la ecuación $T_w(\lambda) = \exp(-a(m_w W)^b)$. Los mismos resultados fueron encontrados por Alexandrov et al., (2009), pero indicando que las variaciones en el contenido de agua precipitable pueden afectar al cálculo final de W mediante la ecuación 4.9. Por lo tanto, en esta tesis

doctoral se propone otro método alternativo al de las ecuaciones 4.9 y 4.10 para obtener el contenido de agua precipitable.

4.2.2.- Cálculo del Contenido de Agua Precipitable a partir de una look up table

El procedimiento que se va utilizar en esta tesis doctoral para calcular W se basa en el empleo de una “look up table”. Básicamente, consiste en buscar el valor del contenido de agua precipitable en una tabla en la que se han tabulado los distintos valores de W para las distintas transmitancias y masas ópticas de vapor de agua. Mediante el uso de una “look up table” no se requiere del uso de ninguna expresión analítica para la transmitancia de vapor de agua, sino únicamente de una base de datos proporcionada por un código de transferencia radiativa. Los valores de $T_w(\lambda)$ son generados a partir de la masa óptica de vapor de agua y del contenido de agua precipitable haciendo uso del código de transferencia radiativa SMARTS2. Previamente se ha fijado el nivel de presión representativo de nuestra estación basándose en medidas experimentales de varios años.

El primer problema para aplicar el método de la “look up table” es generar una tabla lo suficientemente precisa y que consuma un tiempo de computación razonable. Si los pasos entre los valores consecutivos de m_w y de W son muy amplios, perderemos precisión $T_w(\lambda)$, y por lo tanto en la obtención final de W . Por otro lado, si fijamos una alta resolución en m_w ó en W , los tiempos de computación serán elevados. Por otro lado, las pruebas que hemos realizado indican que una resolución excesiva en las variables m_w y W no supone una mejora importante en la precisión del método. Con estas consideraciones y tras múltiples pruebas realizadas, se elaboró la “look up table” haciendo variar m_w entre 1.0 y 8.0, con un incremento 0.01, y W entre 0.01 y 5.0 cm, con incremento de 0.01 cm. Los valores máximos de m_w y de W , se fijaron teniendo en cuenta que el valor máximo de m_w que empleamos en nuestras medidas no excede de 8 y que los valores de W medidos en nuestra estación no superaron nunca durante tres años de medida el valor de 3.5 cm. El valor 5.0 se estableció para garantizar la aplicación en otros lugares de medida.

Una vez generada la tabla, se puede obtener W a partir de la transmitancia de vapor de agua $T_w(\lambda)$ calculada a partir de medidas experimentales. El procedimiento a seguir es el siguiente. Para una medida concreta a una masa óptica de vapor de agua, calculamos de las medidas experimentales de irradiancia directa solar ó estelar (ecuaciones 4.7 y 4.8 respectivamente) $T_w(\lambda)$. Posteriormente, buscamos el valor de $T_w(\lambda)$ en la tabla generada anteriormente. Esto se hace en primer lugar buscando en la “look up table” los valores de W correspondientes al valor de m_w inmediatamente inferior al correspondiente a nuestra medida. De ellos seleccionamos todos los valores de W cuyas transmitancias de vapor de agua estén comprendidas en el intervalo $T_w(\lambda) \pm 0.005$. De esta manera determinamos el contenido de agua precipitable que denominaremos W_{inf} como promedio de todos los valores de W que hemos seleccionado. A continuación, repetimos el mismo proceso pero para un valor de m_w inmediatamente superior al correspondiente a nuestra medida, obteniendo de un modo semejante el contenido de agua precipitable que denominaremos W_{sup} . El valor final del contenido de agua precipitable se obtiene como el valor medio de los valores anteriores:

$$W = (W_{sup} + W_{inf})/2.$$

La figura 4.2 ilustra este procedimiento para una medida con m_w de 1.945 y para la que derivamos un valor de $T_w(\lambda)$ de 0.34018, a partir de las medidas experimentales de profundidad óptica total y profundidad óptica de aerosoles. Según lo dicho en el párrafo anterior, en el ejemplo de la figura 4.2 seleccionamos valores de $T_w(\lambda)$ comprendidos entre 0.33518 y 0.34518. El valor de m_w inmediatamente inferior al de nuestra medida corresponde a 1.94 (figura 4.2a). Con las consideraciones expuestas anteriormente, seleccionamos los contenidos de agua precipitable de 1.43, 1.42, 1.41, 1.40 y 1.39 cm, a los que les corresponden valores de $T_w(\lambda)$ de 0.33693, 0.3387, 0.34048, 0.34228, 0.34408. Posteriormente calculamos el promedio entre todos estos valores de W , que da el valor 1.41 cm y que denominamos W_{inf} . Posteriormente, repetimos el mismo procedimiento para el valor de m_w inmediatamente superior al valor experimental (figura 4.2b), que corresponde a un valor de m_w de 1.95. Los contenidos de agua precipitable seleccionados son 1.43, 1.42, 1.41, 1.40, 1.39 y 1.38 cm, a los que les corresponden valores de $T_w(\lambda)$ de 0.33579, 0.33756, 0.33934, 0.34114, 0.34294 y 0.34476. Con esto se obtiene $W_{sup} = 1.405$. Una vez calculados W_{inf} y W_{sup} , el contenido de agua precipitable final viene dado por $W = (W_{sup} + W_{inf})/2 = 1.41$ cm.

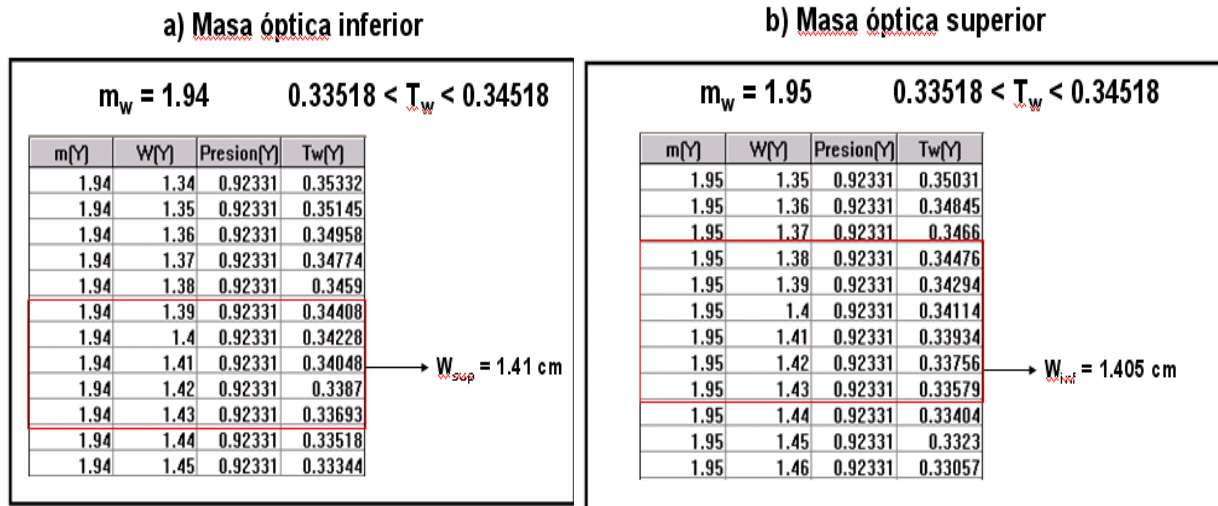


Figura 4.2: Ejemplo del cálculo del contenido de agua precipitable a partir de una “look up table” generada mediante SMART2. El cálculo se ha hecho para una medida con $m_w = 1.945$ y a la que le corresponde una transmitancia de vapor de agua de 0.34018.

4.2.3.- Comparación entre W Calculado por el Método de la Transmitancia Simplificada con el Calculado Mediante una “look up table”.

En este apartado vamos a comparar el contenido de agua precipitable obtenido mediante la ecuación 4.10 con el valor obtenido haciendo uso de una “look up table”. Para ello usaremos los valores obtenidos durante un año de medidas con el fotómetro estelar (Del 1 de Marzo de 2007 al 1 de Marzo de 2008). Durante este año de medidas, se obtuvieron valores de W comprendidos entre 0-3 cm correspondientes a valores de m_w comprendidos entre 1 y 5. En la figura 4.3 mostramos la comparación entre el contenido de agua precipitable calculado con ambos métodos. La variable independiente es W calculado con la look up table y la variable dependiente es W calculado mediante la ecuación 4.10. Posteriormente se realizó un ajuste lineal, obteniéndose un buen coeficiente de correlación lineal ($R = 0.999$). La pendiente de la recta (1.05) es ligeramente superior a la unidad. Esto nos indica que el contenido de agua precipitable calculado con la ecuación 4.10, tiende estadísticamente a sobrestimar el valor de calculado mediante la look up table en aproximadamente un 5 %. En principio, hemos considerado el contenido de agua precipitable calculado mediante la “look up table” como el válido debido a que se calcula directamente del código SMARTS2 para un valor concreto de m_w y $T_w(\lambda)$. El modelo de la ecuación 4.10 introduce errores de cálculo debido a las incertidumbres en los coeficientes “a” y “b”.

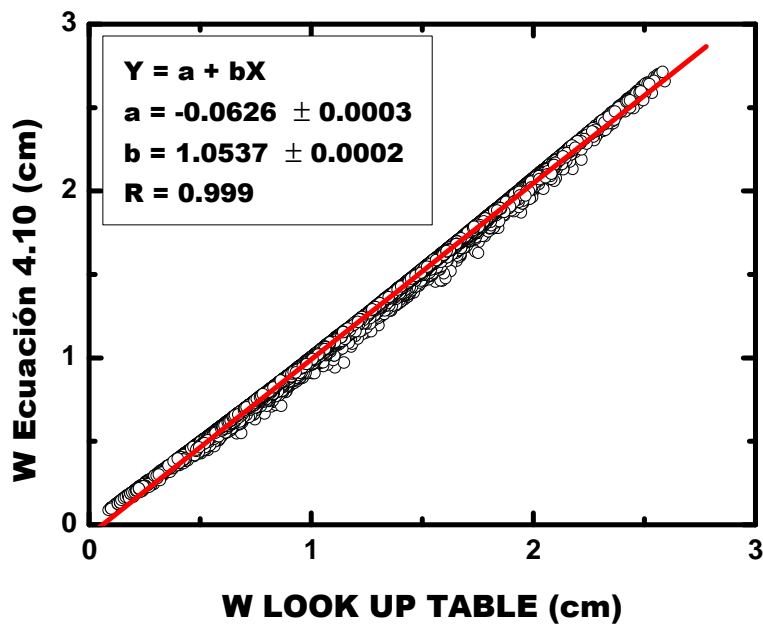


Figura 4.3: Ajuste lineal del contenido de agua precipitable obtenido mediante la ecuación 4.10 en función del contenido de agua precipitable calculado mediante una *look up table*.

Llegados a este punto queremos ver si esa sobreestimación del valor de W depende de m_w . Para ello, se ha hecho la misma regresión de la figura 4.3 pero para diferentes intervalos de m_w . Estos resultados se muestran en la tabla 4.5, y a la vista de los mismos podemos decir que para todos los intervalos de masa óptica, el contenido de agua precipitable calculado mediante la ecuación 4.10 sobreestima al obtenido haciendo uso de una *look up table*.

	Intervalo de masas ópticas de vapor agua				
Pendiente recta regresión	1.0 – 5.0	1.0 – 1.5	1.5 – 2.0	2.0 – 2.5	> 2.5
	1.0537	1.0527	1.0522	1.0440	1.0257

Tabla 4.3: Pendientes de las rectas de regresión del W calculado con la ecuación 4.10 en función del calculado mediante la *look up table*. Los resultados de la tabla han sido obtenidos para distintos intervalos de masas ópticas y utilizando un año de medidas experimentales (1 de Marzo de 2007 hasta 1 de Marzo de 2008). El número de cifras significativas en las pendientes de las rectas viene marcado por los errores en el ajuste por regresión

Según la figura 4.3 y la tabla 4.3, estadísticamente no hay grandes diferencias entre ambos métodos para la obtención de W . Únicamente se observan pequeñas sobreestimaciones de W aplicando la ecuación 4.10. Con el fin de ver a que se deben estas sobreestimaciones, hemos estudiado los errores relativos $|W-W'|/W$, donde W es

4.- METODOLOGÍA

el contenido de agua precipitable obtenido mediante la “look up table” y W' el contenido de agua precipitable obtenido mediante la ecuación 4.10. La figura 4.4 muestra estos errores relativos en función de W . Hemos hecho una división en cuatro gráficas por claridad. Los intervalos de masa óptica de vapor de agua son: a) m_w entre 1.0-1.5. b) m_w entre 1.5 – 2.0. c) m_w entre 2.0-2.5. d) m_w mayores de 2.5.

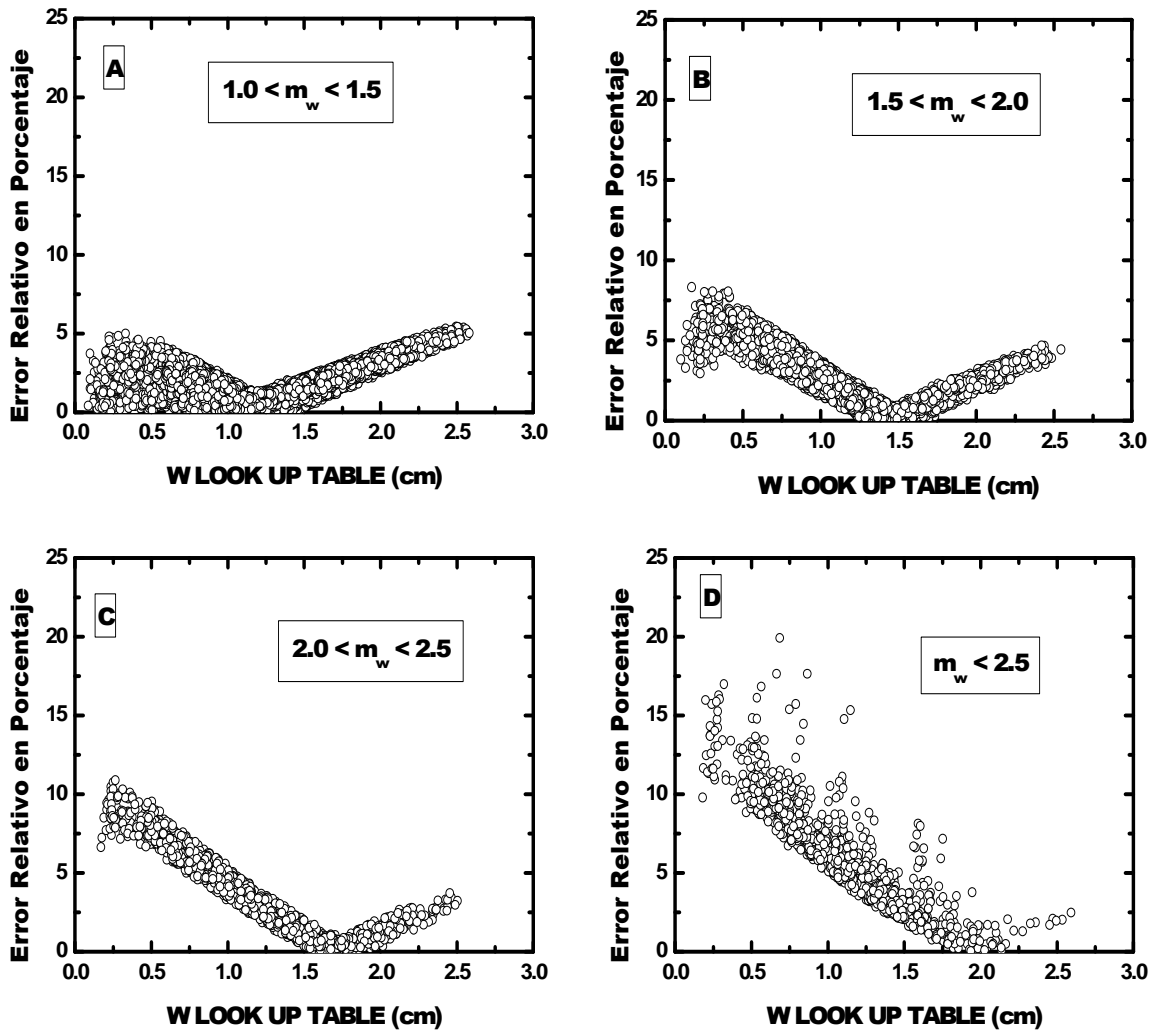


Figura 4.4: Error relativo $|W-W'|/W$ en función del valor de W calculado mediante una “look up table”. a) m_w entre 1.0-1.5. b) m_w entre 1.5 – 2.0. c) m_w entre 2.0-2.5. d) m_w mayor de 2.5.

Como podemos ver en la figura 4.4, los errores relativos dependen tanto del valor de W como del valor de m_w . Todas las figuras muestran una tendencia similar, con rangos de valores de W en los que el error relativo es prácticamente nulo. Sin embargo, los valores de W en los que se localizan los valores mínimos de desviación se ven desplazados a mayores valores de W a medida que aumenta m_w . Para valores inferiores

al mínimo, los errores relativos de W son mayores a medida que aumenta el valor de m_w . Estos errores relativos tan variados pueden deberse a los errores inducidos en el cálculo de los coeficientes ‘a’ y ‘b’ de la ecuación 4.10 que afectan de manera distinta al producto $m_w W$.

A la vista de los resultados de la tabla 4.3 y de la figura 4.4, las diferencias entre el método de la ecuación 4.10 y el método de la “*look up table*” son destacables. Para una base de datos suficientemente amplia, la mayor parte de nuestras medidas están en el rango de valores de W y de m_w donde se localizan los mínimos de la figura 4.4. Sin embargo, para valores grandes de masa óptica de vapor de agua ($m_w > 2$), y valores bajos (< 0.7 cm) y altos (> 2.5 cm) del contenido de agua precipitable, las diferencias entre ambos métodos pueden llegar hasta el 15%. Por lo tanto, en esta tesis doctoral nos decantamos por el uso de una “*look up table*”, ya que nos permite obtener valores más fiables del contenido de agua precipitable a partir únicamente de una base de datos espectral.

4.2.4.- Error en la Transmitancia de Vapor de Agua.

Para calcular el error experimental en la transmitancia de vapor de agua $\Delta T_w(\lambda)$ aplicamos la teoría de errores suponiendo que el error en m_w es despreciable.

$$\Delta T_w(\lambda) = T_w(\lambda) \left| \Delta \text{Ln}V(\lambda) + \Delta \text{Ln}V_0(\lambda) + m_r \left(\frac{\Delta \delta_{Ae}(880) + \Delta \delta_{Ae}(1020)}{2} \right) \right| \quad (4.11)$$

Donde $\Delta \text{Ln}V(940)$ es el error asociado a la medida entorno 940 nm y $\Delta \text{Ln}V_0(940)$ es el error en la constante de calibración en el canal de 940 nm. Los errores en las profundidades ópticas de aerosoles en 880 y 1020 nm son 0.01 (Holben et al., 1998). El error $\Delta \text{Ln}V(940)$ para el fotómetro solar CIMEL se aproxima a cero, mientras que el error $\Delta \text{Ln}V_0(940) \approx 0.01$ (Holben et al., 1998). Teniendo en cuenta los errores de las profundidades ópticas de aerosoles, y asumiendo masa óptica relativa unidad, obtenemos que el error en $T_w(\lambda)$ para el fotómetro solar CIMEL de:

$$\Delta T_w(\lambda) \approx 0.02 T_w(\lambda) \quad (4.12)$$

4.- METODOLOGÍA

Es decir, el error relativo en la transmitancia de vapor de agua, $\Delta T_w(940)/T_w(940)$, es del 2% para el fotómetro solar CIMEL. Para el fotómetro estelar EXCALIBUR procedemos de forma análoga obteniéndose $\Delta T_w(940)$ como:

$$\Delta T_w(\lambda) = \frac{T_w(\lambda)}{2.5 \log e} \left| \Delta S(940) + \Delta S_0(940) + 1.086 m_r \left(\frac{\Delta \delta_{Ae}(880) + \Delta \delta_{Ae}(1020)}{2} \right) \right| \quad (4.13)$$

Donde $\Delta S(940)$ es el error asociado a la medida entorno a 940 nm, $\Delta S_0(940)$ es el error en la constante de calibración en el canal de 940 nm. El error en la magnitud medida $\Delta S(940)$, como para el resto de los filtros, es despreciable frente al número de cuentas medidas.

En el capítulo 3 de esta tesis doctoral hemos visto que la calibración del canal de 940 nm se ha llevado a cabo usando la técnica Langley Astronómico Modificado, donde los errores en la determinación de $S_0(940)$ son los debidos a los ajustes de la regresión. La tabla 4.4 muestra los errores en la magnitud astronómica extraterrestre $\Delta S_0(940)$. Cada uno de los errores es el promedio de los errores obtenidos en las distintas calibraciones realizadas para cada estrella durante la campaña de calibración en Calar Alto, durante el invierno de 2006-2007. El promedio entre todos los errores $\Delta S_0(940)$ es 0.017.

Estrella	$\Delta S_0(940)$	Estrella	$\Delta S_0(940)$	Estrella	$\Delta S_0(940)$
SAO7716	0.012	DUBHE	0.017	POLLUX	0.009
DENEBO	0.016	REGULUS	0.04	HR617	0.012
HR15	0.011	ALDEBARAN	0.018	HR337	0.022
CAPELLA	0.013	PROCYON	0.012	MIRFAK	0.018
SAO40750	0.016	CASTOR	0.014	HR7796	0.022

obtiene un valor de 0.002. Con estas consideraciones, y para masa óptica relativa unidad, nos queda que el error $\Delta T_w(940)$ para el fotómetro estelar puede expresarse:

$$\Delta T_w(\lambda) \approx 0.03 T_w(\lambda) \quad (4.14)$$

4.2.4.- Error en el Contenido de Agua Precipitable.

En esta sección se pretende evaluar la propagación de errores en el contenido de agua precipitable. Como se ha puesto de manifiesto en las secciones anteriores, el cálculo de W a partir de $T_w(\lambda)$ es un proceso tedioso, debido a la complejidad de los algoritmos y procedimientos no lineales involucrados. Esto hace que los errores en el contenido de agua precipitable, ΔW , sean muy difíciles de cuantificar. Para evaluar ΔW , se va a emplear la técnica de Monte Carlo, que es un método sencillo y fiable. La técnica Monte Carlo se puede describir en términos generales como una técnica de simulación estadística, y se ha usado en las últimas décadas para la simulación de fenómenos físicos complejos como el transporte radiativo en la atmósfera y en procesos subnucleares en experimentos de altas energías. El único requerimiento de la técnica Monte Carlo es que el fenómeno físico a estudiar debe estar descrito por una función de probabilidad (Zwillinger, 2003).

El procedimiento que vamos a utilizar se basa en la generación de valores de $T_w(\lambda)$ mediante SMARTS2, para unos valores de m_w y W fijos. Posteriormente, con un generador de números aleatorios se generan valores sintéticos de la transmitancia de vapor de agua $T_w'(\lambda)$, haciendo uso de una función de probabilidad normal centrada en $T_w(\lambda)$, y con desviación típica $0.02 T_w(\lambda)$ en el caso del fotómetro solar y $0.03 T_w(\lambda)$ en el caso del fotómetro estelar. De los valores sintéticos $T_w'(\lambda)$ se recalcula el contenido de agua precipitable W' mediante la “look up table”. El error en el contenido de agua precipitable ΔW para un valor dado de $T_w(\lambda)$, m_w y W , será la diferencia $W-W'$. El error relativo vendrá dado por $(W-W')/W$ ó $\Delta W/W$. La figura 4.5 muestra las simulaciones, para distintas masas ópticas de vapor de agua, del error relativo $\Delta W/W$ en función de W para el fotómetro solar, y la figura 4.6 muestra $\Delta W/W$ en función de W para el fotómetro estelar.

4.- METODOLOGÍA

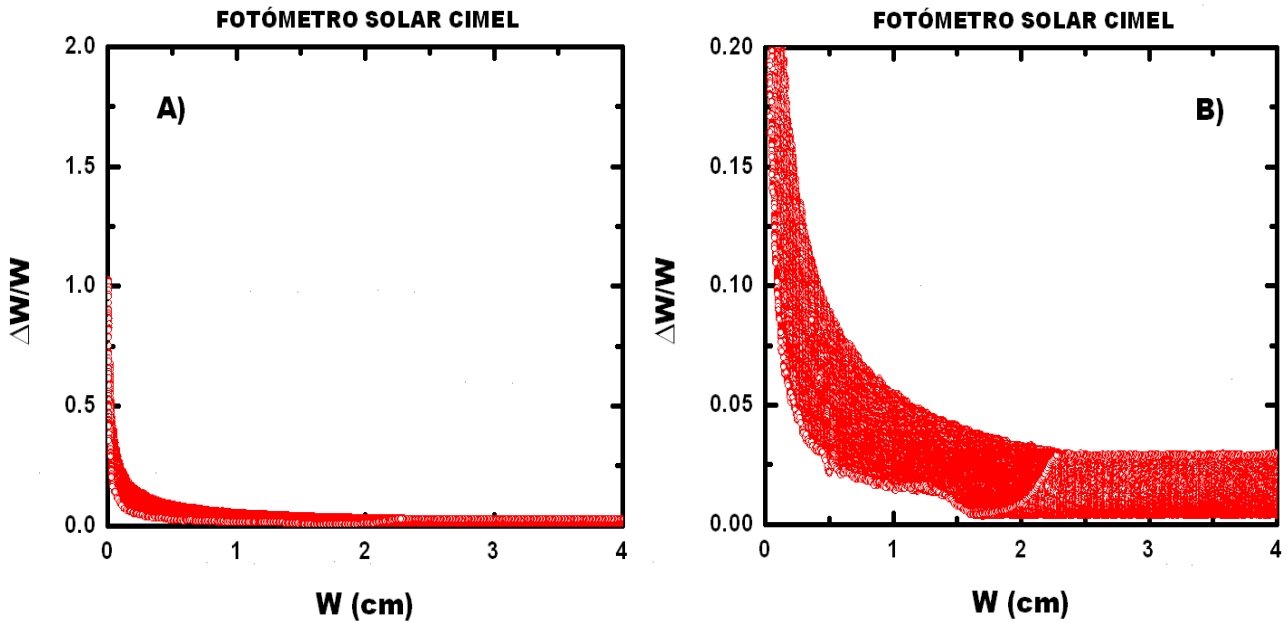


Figura 4.5: Para el fotómetro solar CIMEL, frecuencia del error relativo $\Delta W/W$ en función de W y para distintas masas ópticas de vapor de agua. Para el mismo intervalo del contenido de agua precipitable. a) Error relativo hasta el 200 %. b) Error relativo hasta el 2 %.

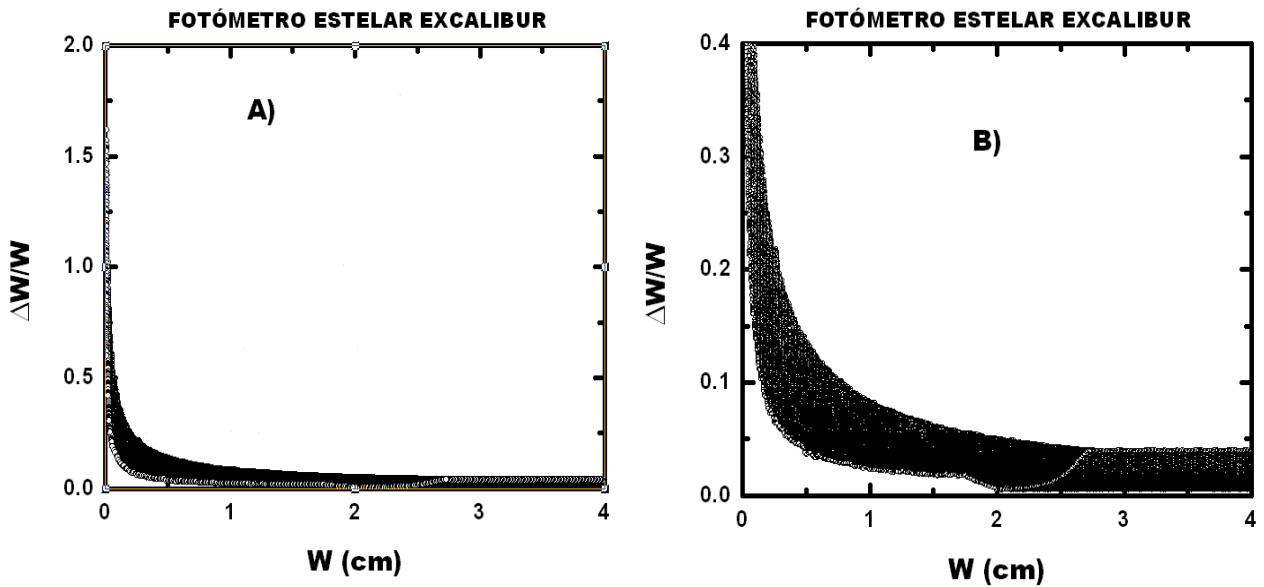


Figura 4.6: Para el fotómetro estelar EXCALIBUR, frecuencia del error relativo $\Delta W/W$ en función de W y para distintas masas ópticas de vapor de agua. Para el mismo intervalo del contenido de agua precipitable. a) Error relativo hasta el 200 %. b) Error relativo hasta el 2 %.

Los resultados de la figura 4.5 muestran que los errores relativos se disparan para valores muy bajos de W . Las variaciones en el error relativo que se observan en la figura 4.5b se deben a los distintos rangos de m_w . Por ejemplo, para $W \approx 0.1$ cm, los errores relativos están entorno al 20 %. Sin embargo, a medida que W aumenta, los

errores relativos van disminuyendo, alcanzándose un error relativo máximo del 9% en 0.5 cm y de 6 % para 1.0 cm. Para valores de W mayores de 2 cm, el error relativo máximo es del 3.5 %.

Holben et al. (1998), obtuvieron un 12% de incertidumbre en el contenido de agua precipitable haciendo uso de la ecuación 4.10. Según estos autores (Holben et al., 1998), estas incertidumbres se debían a los errores en el cálculo de $\text{Ln}V_0(\lambda)$ y a las intercomparaciones con radiosondeos. No obstante, los valores del contenido de agua precipitable obtenidos por radiosondeos también están sujetos a errores (Vaughan et al., 1988).

Por otro lado, según la figura 4.6, los errores relativos en W para el fotómetro estelar son algo mayores. Por ejemplo, para $W \approx 0.5$ cm, los errores relativos están entorno al 14 %. A medida que W aumenta, los errores relativos van disminuyendo, alcanzándose un error relativo de 8 % para 1.0 cm. Para valores de W mayores de 2 cm, el error relativo máximo es del 5 %.

La experiencia nos muestra que el rango de valores obtenidos del contenido de agua precipitable obtenido durante el día para más de dos años de medida está varían entre 0.21 y 2.7 cm, con un promedio de 1.4 ± 0.5 cm, por lo que le correspondería un error en el contenido de agua precipitable entorno al 6%. Durante la noche con el fotómetro estelar EXCALIBUR, en el mismo período de tiempo, EXCALIBUR se obtuvieron valores del contenido de agua precipitable entre 0.23 y 3.0 cm, con un promedio de 1.4 ± 0.5 cm, por lo que le correspondería un error en el contenido de agua precipitable entorno al 8%. No obstante, a la vista de las figuras 4.5 y 4.6 habría que tener en cuenta que para cada valor de ΔW le corresponde un error concreto

4.3.- ANÁLISIS DE DATOS

Una vez visto el cálculo de la profundidad óptica de aerosoles, $\delta_{Ac}(\lambda)$, y los análisis de errores, necesitamos un tratamiento adecuado de los datos. Al realizar las medidas fotométricas pueden aparecer nubes que obstruyan el Sol ó las estrellas. Esto no se corresponde con profundidades ópticas de aerosoles, y por lo tanto, estos datos erróneos deben de ser eliminados de nuestras series de medida.

Para instrumentos manuales en principio es muy fácil analizar los datos afectados por la presencia de nubes. El observador humano puede detectar las nubes basándose en la textura y el patrón espacial de las nubes, y por lo tanto, no realizar medidas bajo dichas circunstancias (Kaufman y Fraser, 1983). A pesar de esto, en algunas circunstancias el observador humano tiene la dificultad de detectar nubes altas. Sin embargo, el desarrollo de instrumentos automáticos implica el desarrollo de procedimientos para el filtrado de nubes (Markham et al., 1997; Smirnov et al., 1994; Smirnov et al., 2000).

4.3.1.- Análisis de Datos del Fotómetro Solar: Algoritmo de Smirnov

El algoritmo de filtrado de nubes empleado en la red AERONET para los fotómetros solares CIMEL CE 318 es el propuesto por Smirnov et al. (2000), cuyo esquema se presenta en la figura 4.7. Este algoritmo, en primer lugar elimina todos los valores $\delta_{Ac}(\lambda)$ por debajo de -0.01 para todos los filtros. Por otro lado, el fotómetro solar CIMEL CE-318 realiza tres medidas separadas entre si 30 s, dando lugar a lo que se conoce como triplete. El algoritmo supone que para una atmósfera libre de nubes, la variación máxima en las medidas del triplete en una determinada longitud de onda no debe de exceder 0.02 (Smirnov et al., 2000). Cuando el triplete es aceptado como correcto, entonces el valor de la medida es el promedio del triplete. Si la variabilidad dentro del triplete excede el valor de corte establecido, entonces eliminamos todas las medidas del triplete para todas las longitudes de onda. De esta manera, el triplete sirve para la detección de una amplia variedad de nubes. Pruebas realizadas por Smirnov et al. (2000) muestran que mediante la aplicación del triplete solo un 8% de las medidas no contaminadas por nubes son eliminadas.

Una vez pasado el filtrado por el triplete, el algoritmo estudia la estabilidad de los datos del día de medidas. Si la desviación estándar de todas las medidas del día en el canal de 500 nm (ó en el canal de 440 nm en el caso de que el de 500 nm no esté disponible) excede el valor de 0.015, entonces el algoritmo de filtrado de nubes finaliza y aceptamos todas las medidas como válidas. En el caso contrario, es necesario continuar con el análisis de las medidas mediante un proceso de suavizado.

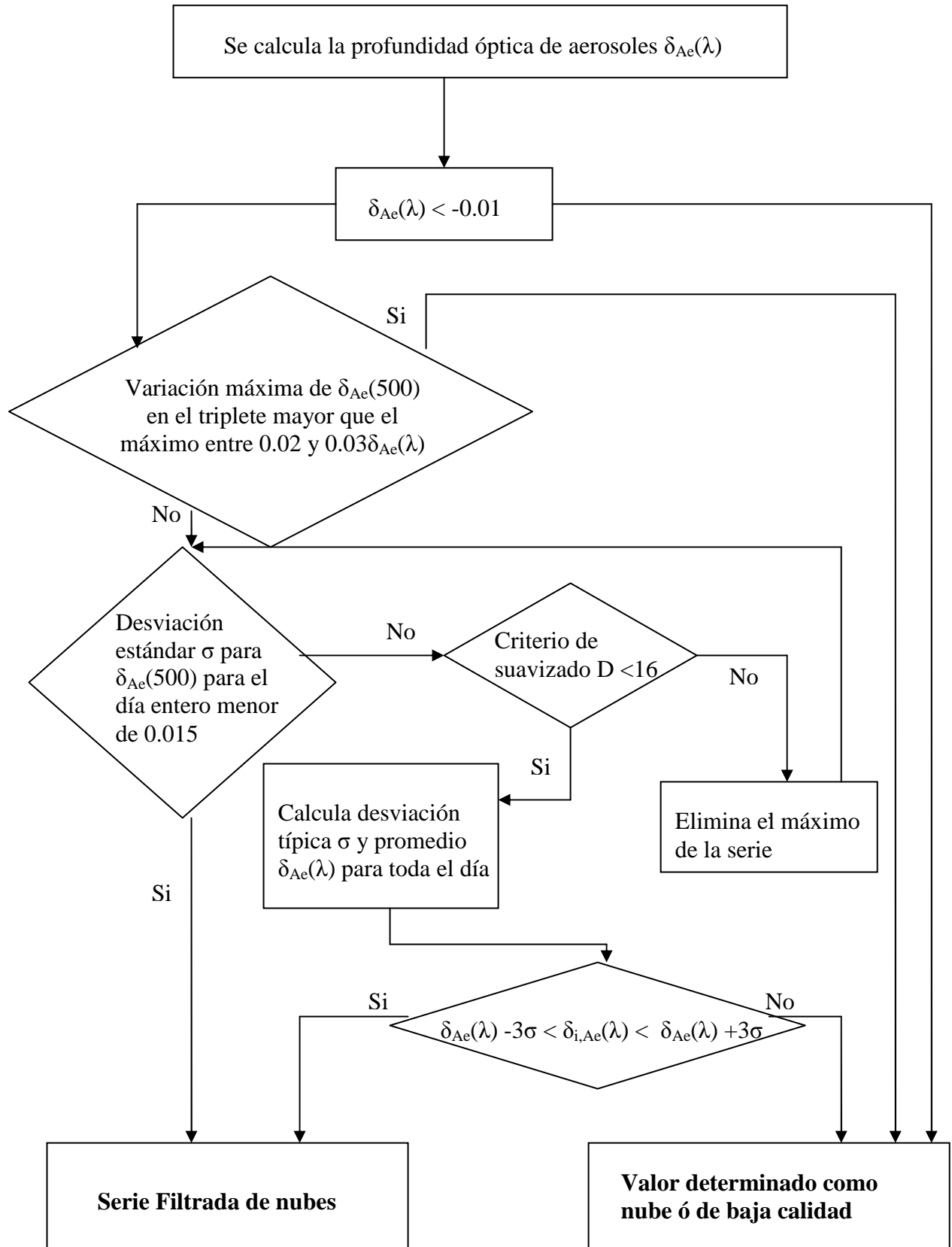


Figura 4.7: Diagrama de flujos del algoritmo de filtrado de nubes de Smirnov et al. (2000). Este algoritmo se usa en el filtrado de nubes del fotómetro solar CIMEL CE 318.

El proceso de suavizado de una serie temporal de medidas se basa en limitar el valor de la raíz cuadrática media de la segunda derivada en la profundidad óptica de aerosoles. La segunda derivada define la variabilidad de la tendencia, y por lo tanto, es muy sensible a pequeñas oscilaciones causadas por nubes (Twomey, 1977). En este algoritmo de filtrado de nubes se asume que el valor de la segunda derivada en $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$ no puede exceder un valor crítico. Con estas consideraciones, se define un índice D similar a la norma de la segunda derivada:

$$D = \sqrt{\frac{1}{(n-2)} \sum \left(\frac{\text{Ln} \tau_i - \text{Ln} \tau_{i+1}}{t_i - t_{i+1}} - \frac{\text{Ln} \tau_{i+1} - \text{Ln} \tau_{i+2}}{t_{i+1} - t_{i+2}} \right)^2} \quad (4.15)$$

Si D es mayor que el valor de corte D_c , entonces seleccionamos el término que produce el mayor valor en el cálculo de D y se elimina su $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$ asociada. Posteriormente se aplica el criterio de estabilidad diurna y se repite el mismo proceso. El valor D_c se define como $D_c = 16$ (Smirnov et al., 2000). Una vez finalizado el proceso de suavizado, se aplica otro criterio de control basado en el análisis de la desviación estándar σ y del promedio $\delta_{\text{Ae}}(500)$ de todo el día de medidas. El criterio se basa en comprobar si todas las $\delta_{i,\text{Ae}}(500)$ caen dentro del rango $\delta_{\text{Ae}}(500) \pm 3\sigma$. Todas las medidas que no caigan dentro de este rango son consideradas como altamente improbables y eliminadas. Cuando el número total de medidas en un día se reduce a una ó dos medidas, entonces se rechaza el día entero.

4.3.2.- Análisis de Datos del Fotómetro Estelar.

En la sección anterior acabamos de ver la aplicación de un código estándar para el filtrado de nubes en el fotómetro solar CIMEL. En esta sección describiremos un código análogo, pero con diferencias significativas, para el filtrado de datos en el fotómetro estelar EXCALIBUR. Este instrumento realiza una serie de medida de todos los filtros en 2-5 minutos aproximadamente, y por lo tanto, la medida del triplete no es útil para detectar inhomogeneidades en $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$, y consecuentemente, no es válido para detectar nubes. Además, el menor ángulo sólido subtendido por una estrella hace todavía menos fiable aplicar la técnica basada en el triplete de medidas para la detección de nubes. Esto hace que el algoritmo de Smirnov et al. (2000) propuesto anteriormente

no sea aplicable para este instrumento. Por lo tanto, debemos de buscar un método de filtrado de nubes fiable, robusto y preciso, además de ser lo más automático posible. El esquema del algoritmo análisis de datos que proponemos en esta tesis doctoral se muestra en la figura 4.8.

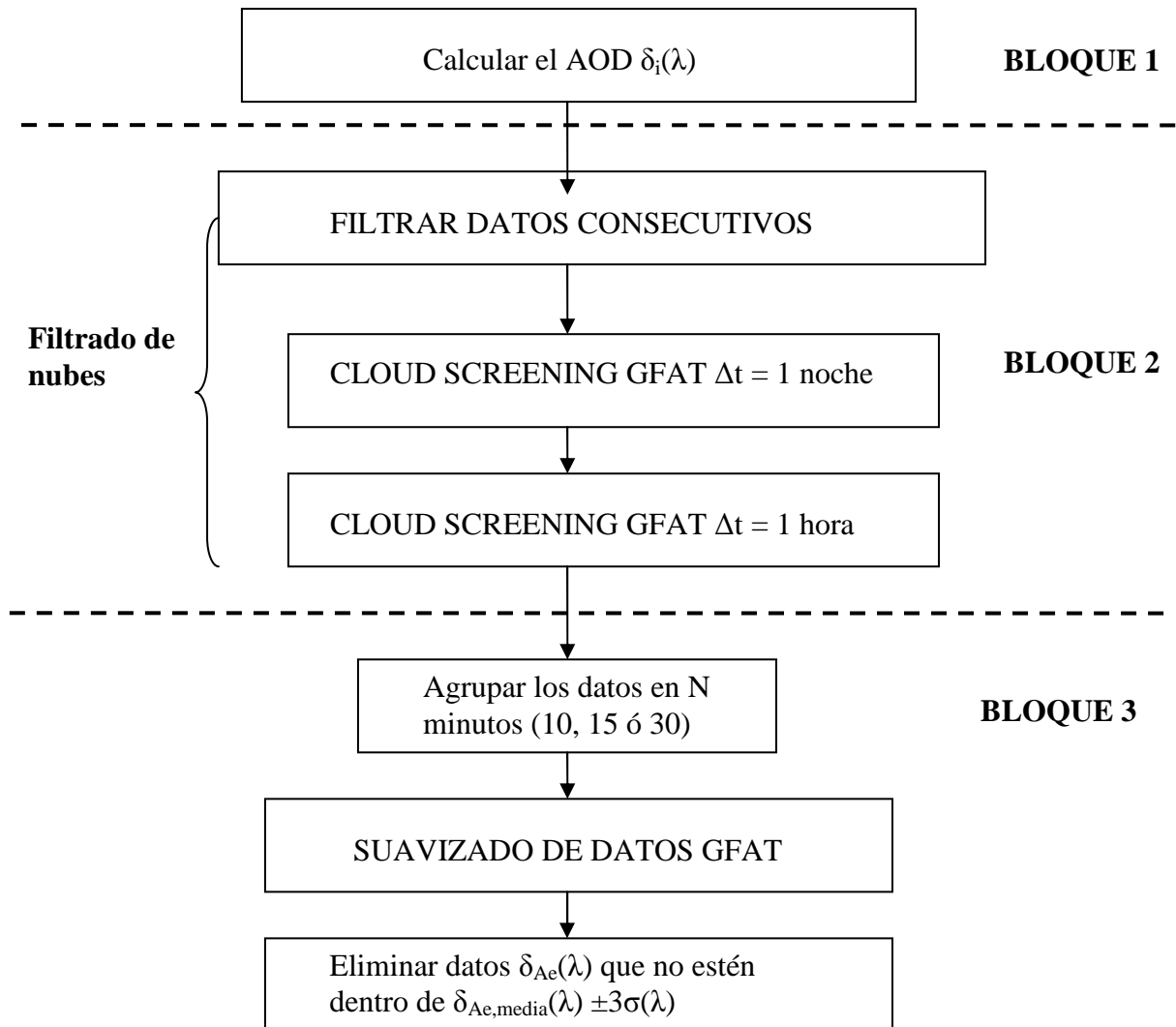


Figura 4.8: Esquema del algoritmo de análisis de datos del fotómetro estelar EXCALIBUR.

De la figura 4.8 se observa que el algoritmo de análisis de datos se divide en tres bloques. En el primero se calcula la profundidad óptica de aerosoles. Posteriormente, en el segundo bloque, se realiza un filtrado de nubes. Finalmente, el tercer y último bloque está orientado a un promediado de los datos.

4.3.2.1.- BLOQUE 2: filtrado de nubes inicial.

Inicialmente se puede pensar que lo más fácil es eliminar las nubes manualmente, lo cual para una base de datos de más dos años supone invertir bastante tiempo. Adicionalmente, el filtrado de nubes manual tiene el problema añadido de que siempre es subjetivo, y en caso de error en los cálculos, hay que repetirlo de nuevo. Es por esto por lo que se ha desarrollado un procedimiento basado en medias móviles que elimina datos erróneos de nuestra serie de medidas.

En primer lugar eliminamos todas las profundidades ópticas de aerosoles $\delta_{Ae}(\lambda)$ mayores de un valor de corte nominal $\xi(\lambda)$ que es el mismo para todas las noches de medida. El valor de corte para cada longitud de onda se introduce basándose en la experiencia de que para más de dos años de medidas no se han observado $\delta_{Ae}(\lambda)$ superiores a ese valor. Estos valores de corte se han definido en 1.3, 1.2, 1.0, 0.9, 0.8 y 0.8 para los filtros de 380, 436, 500, 670, 880 y 1020 nm respectivamente. En el caso de del filtro de 940 nm, el valor de corte para el contenido de agua precipitable se ha fijado en 4.0 cm. Estos límites son de carácter local, pues por ejemplo en casos de fuertes invasiones de polvo Sahariano durante el día, se han encontrado valores máximos de $\delta_{Ae}(\lambda)$ entorno a los valores de corte dados (Guerrero-Rascado et al., 2009). Por lo tanto, en casos de eventos especiales, tendremos que ser muy cuidadosos a la hora de utilizar los valores de corte establecidos. Además, en el caso de instalación del instrumento en otros lugares de medida estos valores de corte tendrán que ser revisados.

En segundo lugar, realizamos un filtrado de datos consecutivos que implica que si la diferencia entre dos medidas consecutivas a la misma longitud de onda supera un valor de corte $\chi(\lambda)$, entonces se elimina la profundidad óptica de aerosoles del mayor valor. Los valores de corte $\chi(\lambda)$ para las distintas longitudes de onda son: 0.15, 0.12, 0.12, 0.10, 0.10 y 0.08 para los filtros de 380, 436, 500, 670, 880 y 1020 nm respectivamente. Para el filtro de 940 el valor es de 0.2 cm. Estos valores han sido establecidos gracias a la experiencia de análisis de más de dos años de medida, que nos muestra que en intervalos de medida de unos 5 minutos no se han observado variaciones tan fuertes en la profundidad óptica de aerosoles. De nuevo, en el caso de la instalación del instrumento en otros lugares de medida estos valores de corte tendrán que ser revisados.

Posteriormente el algoritmo de filtrado entra en la rutina CLOUD SCREANING GFAT, basada en medias móviles. El diagrama de flujos de este algoritmo se muestra en la figura 4.9. En esta figura, tenemos que tener en cuenta:

- δ_i : Punto en torno al cual vamos a realizar medias y medianas móviles.
- $t(\delta_i)$: Tiempo en el que se ha tomado la medida δ_i .
- δ_j : Puntos de la serie de medidas distintos de δ_i
- $t(\delta_j)$: Tiempo en el que se ha tomado la medida δ_j .
- Δt : Incremento de tiempo sobre se realizan medias y medianas móviles.
- n : Número de datos de la serie.

El algoritmo CLOUD SCREANING GFAT (figura 4.9) esta dividido en dos bloques. El primero de ellos consiste básicamente en calcular la media, mediana y desviación típica entorno al punto “i”. Tenemos que resaltar que en estos cálculos entorno al punto “i” dicho punto no participa. Es decir, hacemos los cálculos para los δ_j dentro del intervalo de tiempo Δt seleccionado pero con $t_j \neq t_i$. En el segundo bloque pasamos a filtrar los datos. El programa esta pensado para que filtre desviaciones fuertes entorno a la media móvil debidas a nubes.

Una vez calculada la media móvil en el punto “i”, se compara con la medida en dicho punto. Si el valor de $\delta_{Ac}(\lambda)$ en el punto en cuestión excede la media móvil ± 3 veces la desviación típica, entonces dicho valor de $\delta_{Ac}(\lambda)$ es conflictivo y lo marcamos para estudiar su posible eliminación. Una vez estudiados todos los $\delta_{Ac}(\lambda)$ que exceden la media móvil ± 3 veces la desviación típica de nuestra noche de medidas, pasamos a eliminar el valor máximo de las $\delta_{Ac}(\lambda)$ marcados que exceden esta condición. Posteriormente volvemos a iniciar el programa y repetimos el mismo proceso. El programa finalizará cuando no quede ninguna $\delta_{Ac}(\lambda)$ que exceda el valor de la media móvil ± 3 veces la desviación típica. Debemos de mencionar que si la desviación típica calculada es menor que el error experimental $\Delta\delta_{Ac}(\lambda)$, entonces se toma como valor límite la media móvil ± 3 veces el error experimental $\Delta\delta_{Ac}(\lambda)$. Esto se hace para evitar el filtrado de datos cuando tenemos valores bajos y constantes.

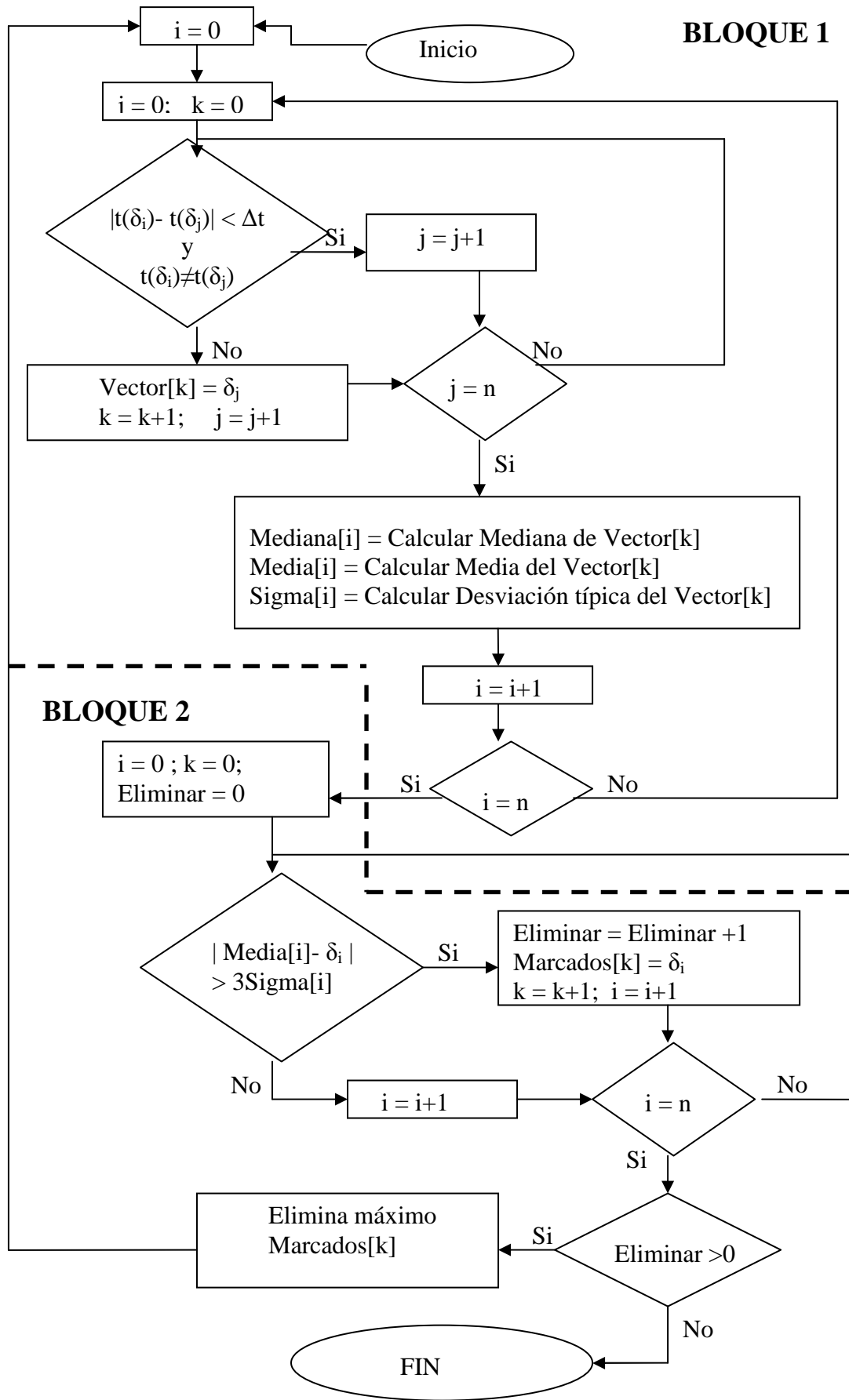


Figura 4.9: Diagrama de flujos del algoritmo CLOUD SCREENING GFAT

Primero se aplica CLOUD SCREENING GFAT con intervalos de tiempo Δt de la noche entera. De esta manera se consiguen eliminar los datos que claramente se desvían del promedio de toda la noche. Este criterio es bastante útil cuando tenemos datos en los que predominan medidas de $\delta_{Ae}(\lambda)$ contaminadas por pocas nubes cuyos valores se desvían claramente del promedio nocturno de $\delta_{Ae}(\lambda)$. Sin embargo, podemos encontrarnos medidas defectuosas cuya profundidad óptica sea inferior a $\delta_{Ae}(\lambda)$ en otro instante de la noche. Por todas estas razones, es necesario de filtrar nubes en intervalos Δt más pequeños que la noche entera. Con este objetivo, se utiliza la rutina CLOUD SCREENING GFAT con intervalo de tiempo Δt de 1 hora. Finalmente, para el filtro de 940 nm, si algunas de las medidas en 880 y 1020 nm son eliminadas, entonces también se elimina la medida correspondiente en 940 nm.

Para el segundo bloque de nuestro algoritmo, las figuras 4.10, 4.11 y 4.12 muestran las evoluciones día-noche de $\delta_{Ae}(\lambda)$ y de W . Durante la noche, los círculos huecos muestran los valores eliminados en el algoritmo tras aplicar el bloque 2 completo de la figura 4.8, y los círculos rellenos muestra los valores calificados como válidos. Los triángulos huecos mostrados durante el día corresponden a los valores medidos con el fotómetro solar y filtrados de nubes mediante el algoritmo de Smirnov et al. (2000). La tabla 4.5 muestran, para los datos de las figuras 4.10, 4.11 y 4.12 los valores de corte manuales por encima de los cuales consideraríamos $\delta_{Ae}(\lambda)$ como no válidas. Las noches de las figuras 4.10, 4.11 y 4.12 fueron seleccionados por ser una noche con un filtrado de nubes sencillo (figura 4.10), por ser una noche con alta variabilidad de la profundidad óptica de aerosoles (figura 4.11) y por ser una noche con nubes muy marcadas y localizadas (figura 4.12).

Fecha	Valores de corte $\epsilon(\lambda)$							
	380	436	500	670	880	1020	940 _{sup}	940 _{inf}
01/06/2007	0.26	0.24	0.215	0.17	0.15	0.165	1.50	1.51
02/06/2007	0.23	0.20	0.18	0.15	0.11	0.15	1.71	1.51
23/06/2007	0.50	0.45	0.39	0.36	0.26	0.22	2.13	1.97

Tabla 4.5: Valores de corte $\delta_{Ae}(\lambda)$ y de W para los datos de las noches de las figuras 4.10, 4.11 y 4.12. Para el filtro de 940 nm, se muestran los valores de corte superior e inferior.

4.- METODOLOGÍA

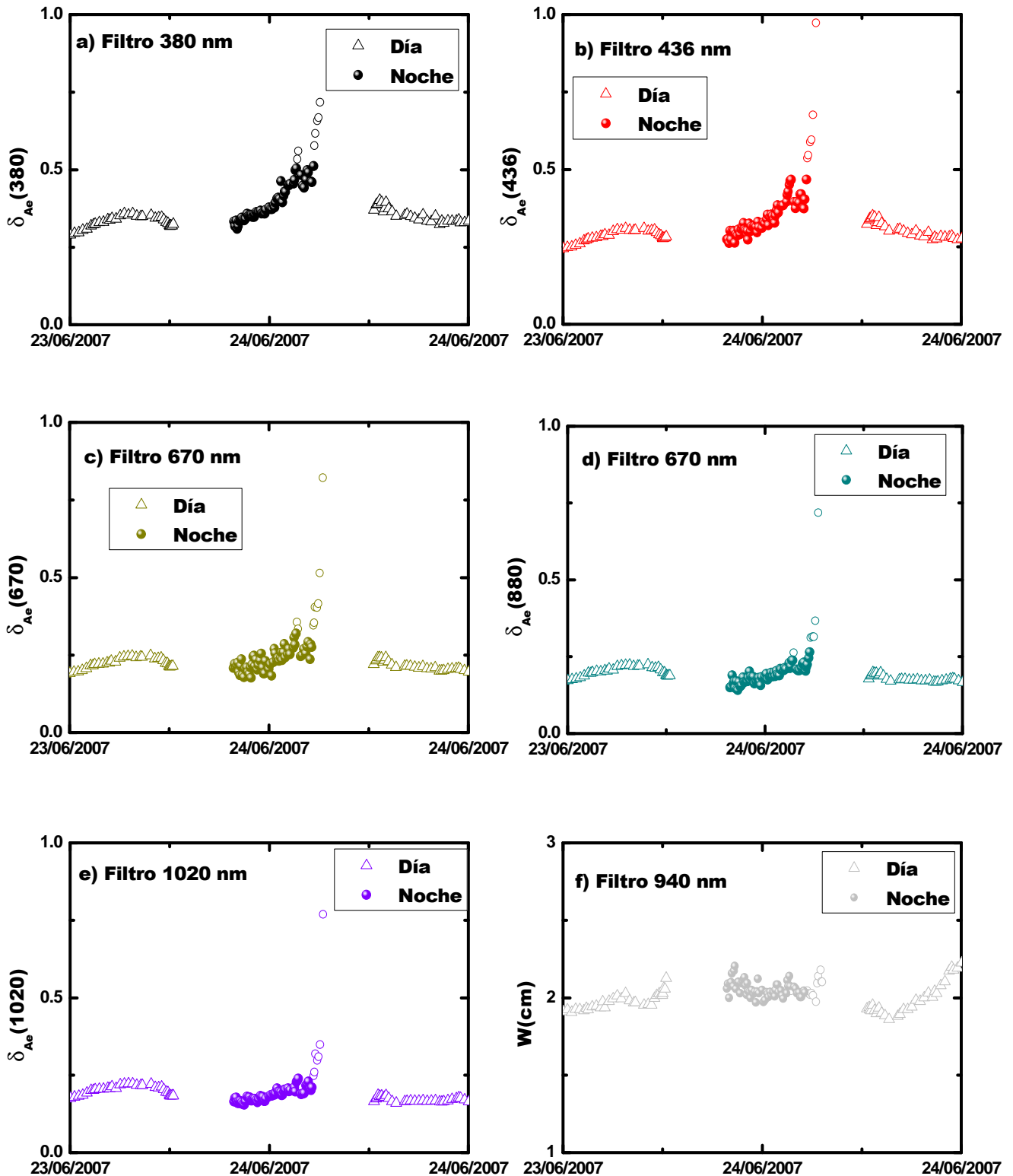


Figura 4.10: Profundidades ópticas de aerosoles y contenido de agua precipitable para el periodo de tiempo comprendido entre el 23/06/2007 12:00 GMT y el 24/06/2007 12:00 GMT. Para el filtrado de nubes se ha aplicado el segundo bloque del algoritmo para el fotómetro estelar (figura 4.8). Los círculos huecos muestran los datos eliminados por el algoritmo tras el segundo bloque. Los círculos rellenos son los datos que el algoritmo califica como válidos. Los triángulos huecos son los valores obtenidos con el fotómetro solar a) Filtro de 380 nm b) Filtro de 436 nm c) Filtro de 670 nm d) Filtro de 880 nm e) Filtro de 1020 nm f) Filtro de 940 nm.

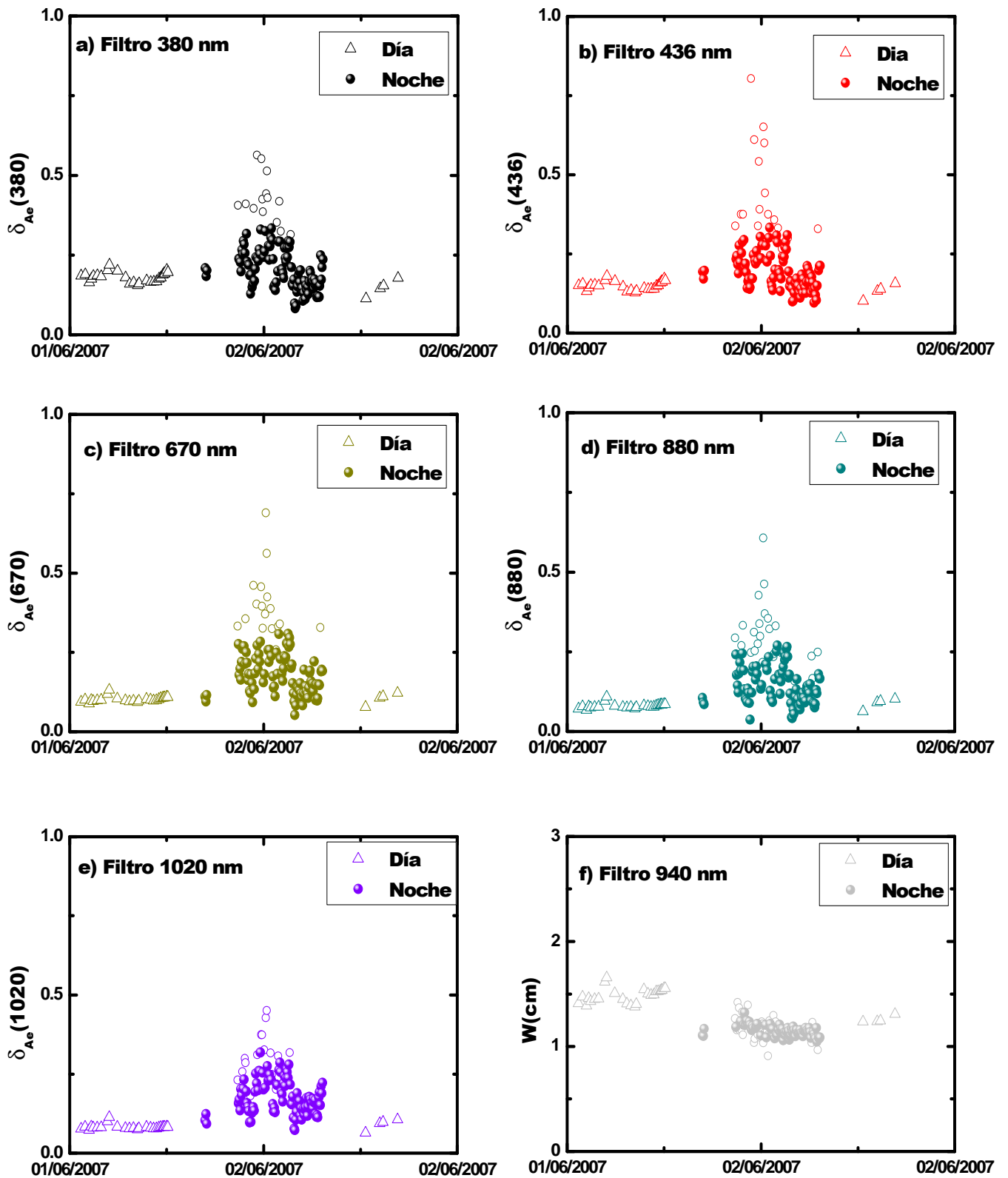


Figura 4.11: Idem figura 4.10 pero para el periodo de tiempo comprendido entre el 01/06/2007 12:00 GMT y el 02/06/2007 12:00 GMT.

4.- METODOLOGÍA

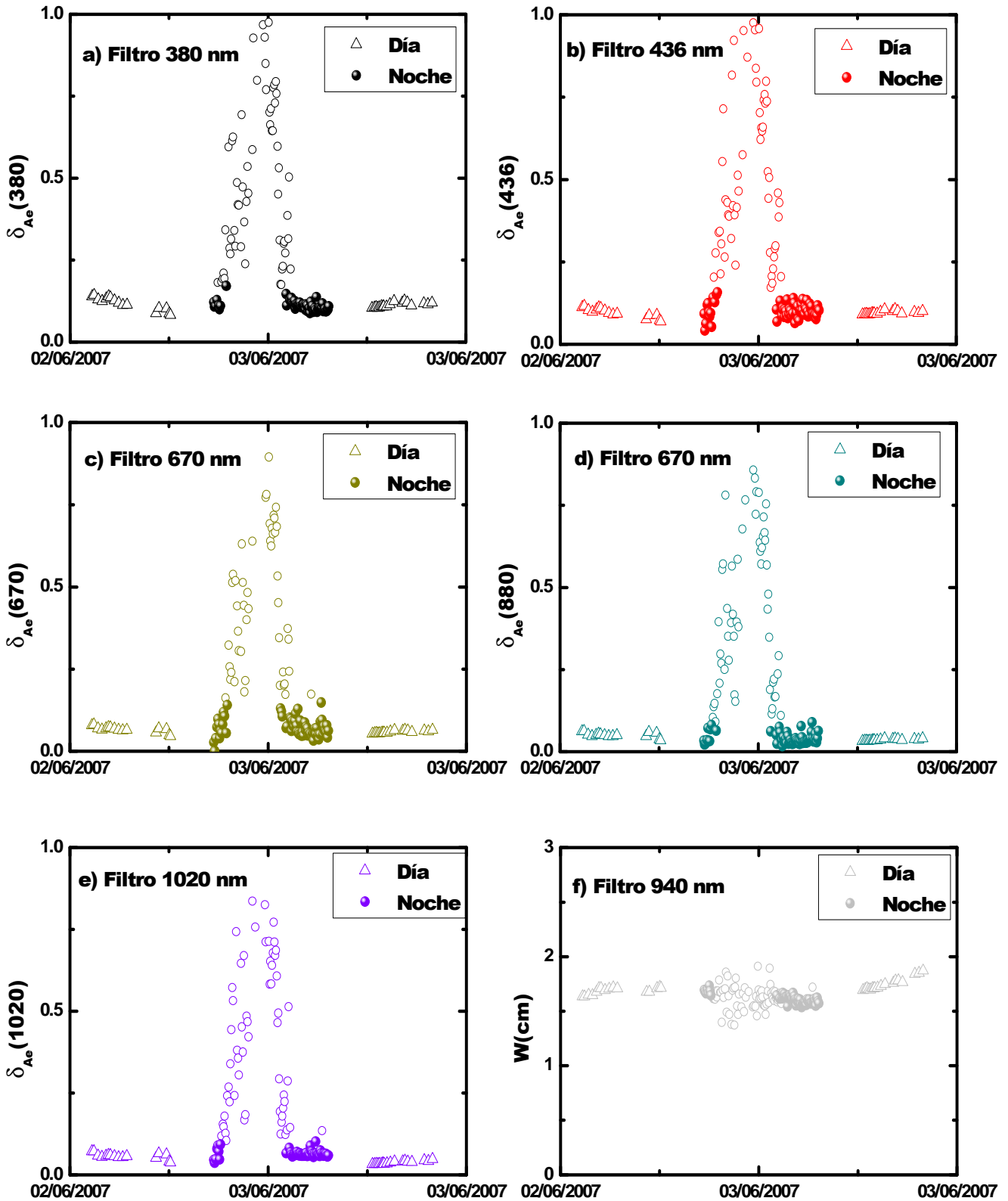


Figura 4.12: Idem figura 4.10 pero para el período de tiempo comprendido entre el 02/06/2007 12:00 GMT y el 03/06/2007 12:00 GMT.

En la figura 4.10 observamos que los filtros donde se calculan $\delta_{Ac}(\lambda)$, el segundo bloque del algoritmo de filtrado de datos y la utilización de un valor de corte manual, eliminan aproximadamente los mismos datos. Las diferencias en algunos puntos se deben a la dificultad de establecer un valor de corte objetivo, pues la elección del valor de corte preciso es subjetiva. Sin embargo, para el filtro de 940 nm encontramos algunas diferencias. En presencia de nubes puede que los valores del contenido de agua precipitable no se desvíen del resto de la serie, siempre y cuando la profundidad óptica de la nube sea estable mientras se realizan las medidas en 880 y 1020 nm. Esta es la causa principal de que se filtren más nubes por el algoritmo CLOUD SCREENING GFAT, pues si un valor es detectado como no válido bien en 880 y en 1020 nm, entonces también el valor en 940 nm también es detectado como no válido.

Si nos fijamos ahora en la figura 4.11, para los filtros de $\delta_{Ac}(\lambda)$ observaremos mayores diferencias entre los valores filtrados por el algoritmo y los que se eliminarían manualmente. Tenemos que tener en cuenta que es una noche con carga muy variable de aerosoles y contaminado de nubes. Por lo tanto, es una noche bastante complicada para realizar un filtrado de los datos. El filtrado de datos en noches como esta es más subjetivo que en otras noches, pues no tenemos ningún criterio para establecer el valor de corte. El filtrado CLOUD SCREENING GFAT tendrá unas desviaciones estándar bastante altas, por lo que puede que deje puntos sin filtrar. Por lo tanto, esta es una noche que hay que eliminar de nuestra base de datos.

Finalmente, en la figura 4.12 observamos como para todos los filtros el algoritmo de la figura 4.8 elimina prácticamente los mismos puntos que el filtrado de nubes manual. Este resultado es importante, pues junto a los resultados de la figura 4.10 da validez al segundo bloque del algoritmo de la figura 4.8.

4.3.2.2.- BLOQUE 3: Promediado de datos.

Una vez eliminados los datos contaminados por nubes, procedemos a aplicar una agrupación y suavizado de los datos. En un tiempo de 5 minutos, el fotómetro estelar EXCALIBUR es capaz de realizar de 2 a 4 medidas para cada filtro, dependiendo del tipo de estrella utilizada. Con el fin de hacer estudios de la profundidad óptica del aerosol, incluyendo una serie de varios años y poder armonizar la base de datos con las

4.- METODOLOGÍA

de otros instrumentos operados en la estación del CEAMA definiremos los valores representativos de intervalos de periodos de N minutos. Como valor representativo de cada intervalo hemos seleccionado la mediana de las medidas que se incluyen en el intervalo. La utilización de la mediana hace que los valores que presentan desviaciones excesivas contribuyan menos al valor representativo del periodo. Las figuras 4.13, 4.14 y 4.15 muestran la serie temporal día-noche en $\delta_{Ae}(\lambda)$ en los filtros de 380, 670 y 880 nm respectivamente, para el período comprendido entre el 9 de Junio y el 13 de Junio de 2007. En las diferentes gráficas se muestran el conjunto total de datos medidos y las medianas evaluadas en intervalos de 5, 15 y 30 minutos.

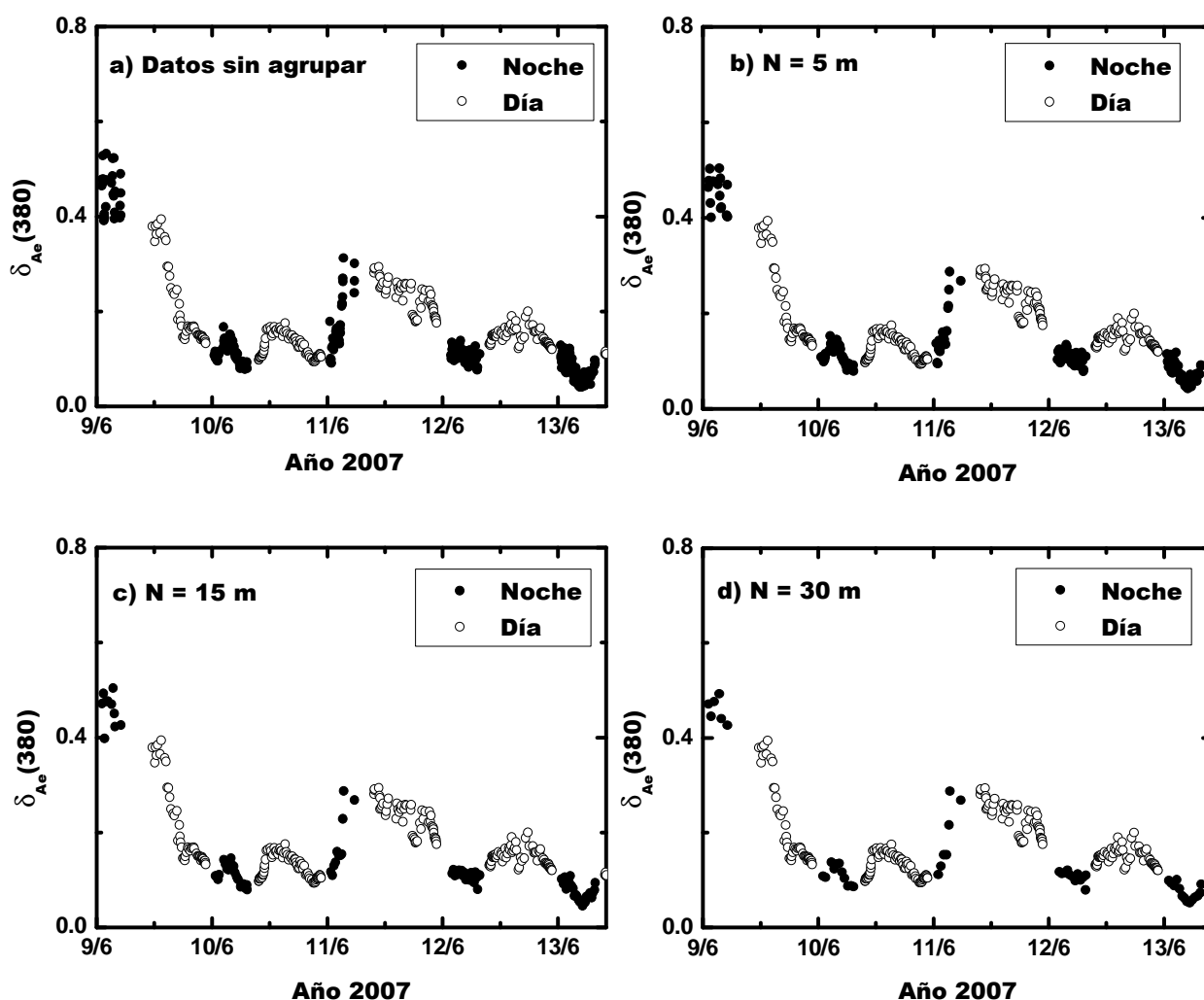


Figura 4.13: Profundidad óptica de aerosoles día-noche en 380 nm: a) Todos los datos medidos. b) Medianas en intervalos de 5 minutos c) Medianas en intervalos de 15 minutos. d) Medianas en intervalos de 30 minutos.

Es claro que al aumentar el periodo sobre el que aplicamos el cálculo de medianas las series de datos muestran un suavizado creciente. En principio, dadas las características de otras bases de datos registradas en el CEAMA y a la vista de la figura 4.13 parece aconsejable considerar intervalos de 5 ó 15 minutos. Señalaremos que para la profundidad óptica evaluada en 1020 nm obtenemos resultados similares a los mostrados en la figura 4.13.

Análisis similares a los de la figura 4.13 se han realizado para el resto de los filtros del fotómetro estelar EXCALIBUR. Para filtros donde sometidos a mayores errores, como el filtro de 670 ó el de 500 nm, se aconseja agrupar los datos en intervalos de tiempo mayores de 15 minutos. Por estas razones, en esta tesis doctoral hemos decidido promediar los datos en intervalos de 30 minutos.

Una vez agrupados los datos, aplicamos el algoritmo CLOUD SCREENING GFAT con intervalo temporal 90 minutos. El objetivo de este suavizado es detectar y eliminar nubes que hayan permanecido estables durante más de los N minutos en los que hemos promediado los datos. Finalmente, para garantizar la estabilidad de la toda la serie de medidas, se aplica un filtrado de tres veces la desviación típica (Smirnov et al., 2000). El criterio se basa calcular la $\sigma(\lambda)$ para toda la noche de medidas, tomándose el error experimental $\Delta\delta_{Ac}(\lambda)$ como desviación típica en el caso que $\sigma(\lambda) < \Delta\delta_{Ac}(\lambda)$. Posteriormente se comprueba si todas las $\delta_{i,Ac}(\lambda)$ caen dentro del rango $\delta_{Ac}(\lambda) \pm 3\sigma(\lambda)$. Todas las medidas que no caigan dentro de este rango son consideradas como improbables y eliminadas. En las figuras 4.14 se muestra los datos de la serie final de la profundidad óptica de aerosoles para los datos de las figuras 4.10, 4.11 y 4.12 para el canal de 380 nm. Los círculos huecos corresponden a los valores finales si hubiéramos filtrado las nubes del bloque 2 de la figura 4.8 manualmente, mientras que los círculos rellenos pequeños se corresponden a los valores finales obtenidos aplicando el algoritmo de filtrado de la figura 4.8.

Para los resultados de la figura 4.14a, ambos métodos presentan la misma cantidad de valores para los distintos filtros donde se obtiene $\delta_{Ac}(\lambda)$. Las diferencias entre los valores finales de $\delta_{Ac}(\lambda)$ están siempre dentro de los márgenes de error de cada filtro. Resultados similares se han obtenido para el resto de los filtros.

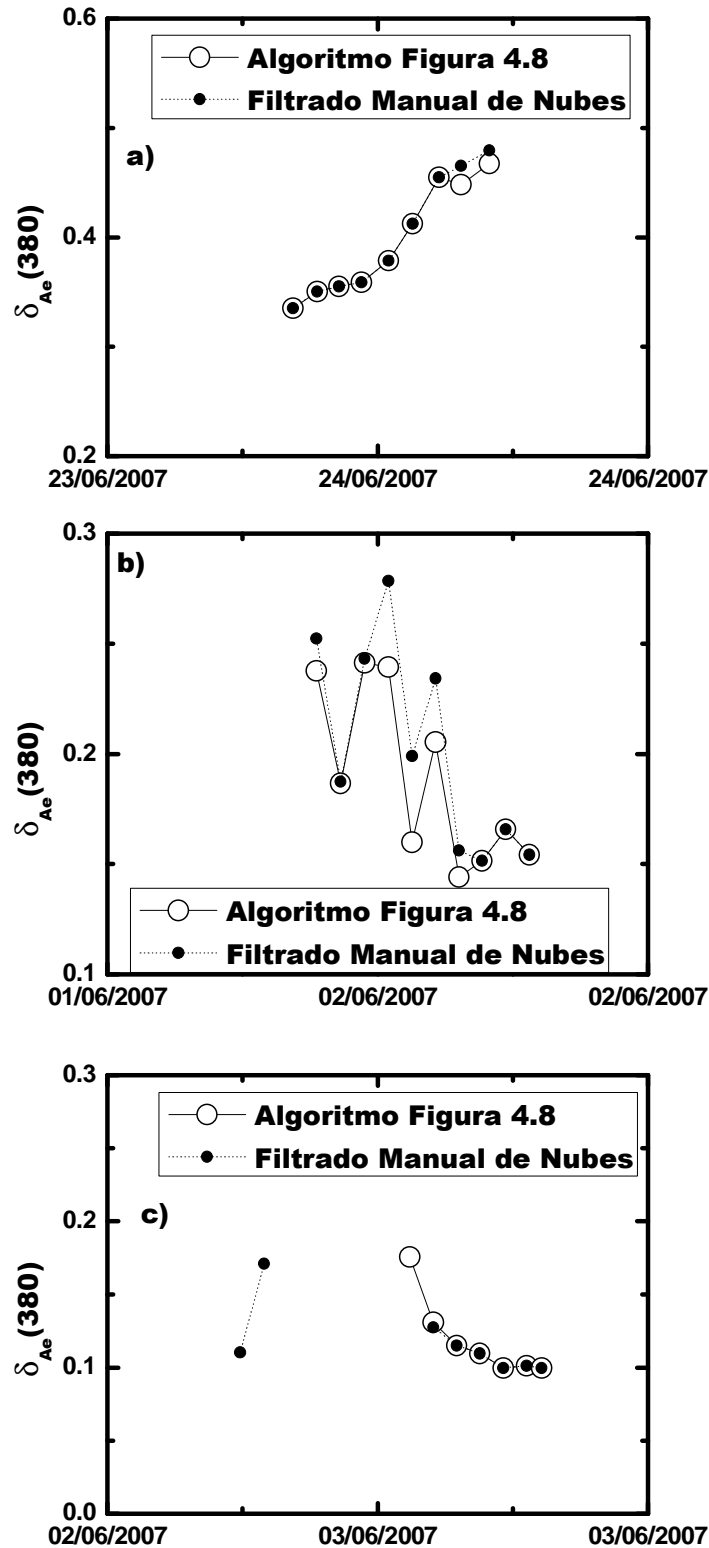


Figura 4.14: Profundidades ópticas de aerosoles en 380 nm para las series finales obtenidas aplicando el algoritmo de la figura 4.8 pero con las opciones de eliminar las nubes manualmente (círculos rellenos) ó de aplicar el bloque 2 completo (círculos huecos). Los datos se han agrupado en un período de tiempo de $N = 30$ minutos. a) Noche del 23 al 24 de Junio de 2007. b) Noche del 1 al 2 de Junio de 2007. c) Noche del 2 al 3 de Junio de 2007.

Para la figura 4.14b, la comparación ya no es tan buena. Se encuentran diferencias en la mayoría de los valores aplicando los distintos métodos. Además, hay una gran dificultad en establecer un valor de corte manual para eliminar nubes. Por lo tanto, esto justifica la eliminación de esta noche de nuestra base de datos. Finalmente, la comparación entre los valores finales de la figura 4.14c es buena. El algoritmo a eliminado los dos puntos iniciales del principio de la noche, pero aquí se pone de manifiesto el carácter subjetivo de determinar un valor de corte entre profundidad óptica de aerosol y profundidad óptica de una nube.

Finalmente, queremos destacar que para el resto de los filtros se han obtenido resultados como los de la figura 4.14. Esto pone de manifiesto la robustez del algoritmo de la figura 4.8 en la serie final de la profundidad óptica de aerosoles y del contenido de agua precipitable.

4.4.- DEPENDENCIA ESPECTRAL DE $\delta_{Ae}(\lambda)$: FÓRMULA DE ANGSTRÖM

La primera relación de la dependencia espectral de $\delta_{Ae}(\lambda)$ con la longitud de onda fue propuesta por Angström (1929), quien propuso la fórmula dada por:

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \beta \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\alpha} \quad (4.16)$$

El parámetro β se conoce como parámetro de turbiedad y corresponde a la estimación de la profundidad óptica de aerosoles en $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$, y está relacionado con la cantidad de aerosoles en la columna vertical atmosférica. El parámetro α está muy relacionado con el tamaño y distribución de tamaños de las partículas dispersoras. Valores altos de α indican un mayor predominio de las partículas pequeñas sobre las grandes, mientras valores bajos de α indican un predominio de partículas gruesas sobre las finas (Iqbal, 1983; Seinfeld y Pandis, 1998; Dubovik et al., 2002a). La expresión 4.16 de $\delta_{Ae}(\lambda)$ es solo una primera aproximación, pues el parámetro α depende de la longitud de onda (Shifrin 1995; Kaskoutis et al., 2007), tal y como hemos dicho en la sección 2.5.2.2 (ecuación 2.47).

4.- METODOLOGÍA

El fotómetro solar CIMEL y el fotómetro estelar EXCALIBUR nos dan medidas de $\delta_{Ae}(\lambda)$ a varias longitudes de onda. Por lo tanto, calcularemos el parámetro α y β a partir de un ajuste por mínimos cuadrados de $\text{Ln}\delta_{Ae}(\lambda)$ frente a $\text{Ln}\lambda$. De la pendiente de la recta se obtiene el parámetro α . Para conocer la precisión en el parámetro α aplicamos la teoría de errores a la pendiente de la recta de regresión obteniéndose $\Delta\alpha$ como:

$$\Delta\alpha = \frac{\sum_{i=1}^N \left| (N-1)\text{Ln}\lambda_i - \sum_{j \neq i}^N \text{Ln}\lambda_j \right| \frac{\Delta\delta_{Ae}(\lambda_i)}{\delta_{Ae}(\lambda_i)}}{N \sum_{i=1}^N (\text{Ln}\lambda_i)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \text{Ln}\lambda_i \right)^2} \quad (4.17)$$

Donde N es el número total de longitudes de onda y $\delta_{Ae}(\lambda)$ que se utilizan para calcular la recta de regresión. Una análisis exhaustivo de la dependencia del error en el parámetro α con los errores $\Delta\delta_{Ae}(\lambda)$ puede verse en Wagner y Silva (2008), pero calculando el parámetro α únicamente a partir de dos longitudes de onda.

Durante el desarrollo de esta tesis doctoral se han calculado los parámetros α para distintos intervalos de longitud de onda, decantándonos finalmente por los canales de 380, 436, 670 y 880 nm. Con estas consideraciones, y teniendo en cuenta los errores en $\delta_{Ae}(\lambda)$ para el fotómetro solar CIMEL CE- 318 el error $\Delta\alpha$ viene dado por:

$$\Delta\alpha = \frac{0.018}{\delta_{Ae}(380)} + \frac{0.006}{\delta_{Ae}(436)} + \frac{0.004}{\delta_{Ae}(670)} + \frac{0.01}{\delta_{Ae}(880)} \quad (4.18)$$

Y para el fotómetro estelar EXCALIBUR teniendo en cuenta los errores en la $\delta_{Ae}(\lambda)$, el error $\Delta\alpha$ viene dado por:

$$\Delta\alpha = \frac{0.016}{\delta_{Ae}(380)} + \frac{0.011}{\delta_{Ae}(436)} + \frac{0.009}{\delta_{Ae}(670)} + \frac{0.01}{\delta_{Ae}(880)} \quad (4.19)$$

Para ilustrar los resultados de las ecuaciones 4.18 y 4.19, hemos calculado los errores en el parámetro α . Para simplificar el cálculo, hemos supuesto la misma profundidad óptica de aerosoles en todas las longitudes de onda, mostrándose los resultados en la figura 4.15.

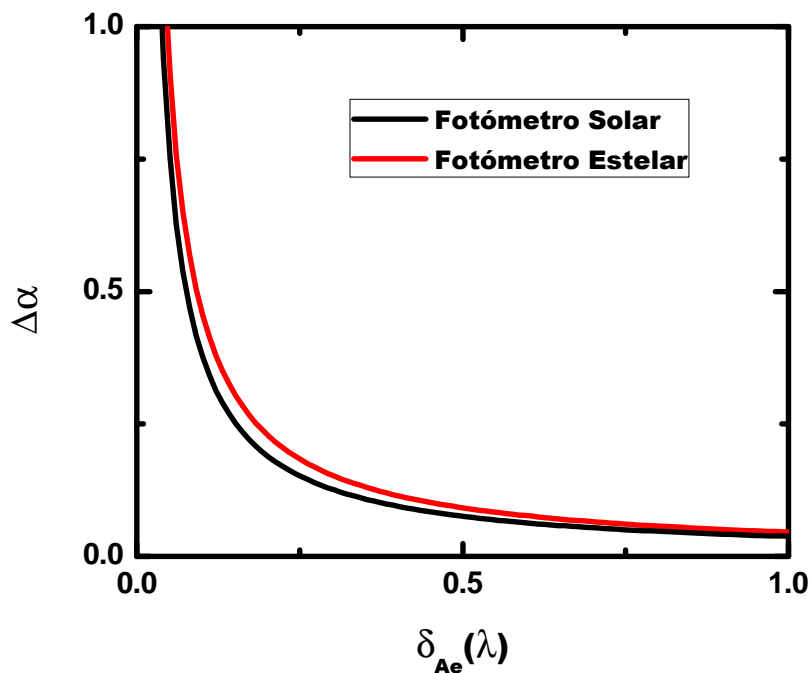


Figura 4.15: Evolución del error en el parámetro α para una profundidad óptica de aerosoles fija en todas las longitudes de onda.

De la figura 4.15 cabe destacar que a profundidades ópticas de aerosoles bajas, los errores en el parámetro α crecen bruscamente. Estos errores pueden ser debidos a errores en los ajustes lineales (Pedrós et al., 2003; Kaskoutis et al., 2007; Kaskoutis et al., 2009). En este sentido, para el fotómetro solar, el cálculo del parámetro α es limitado a casos con $\delta_{Ae}(500) > 0.1$ (Eck et al., 2005; Smirnov et al., 2002a; Wagner y Silva, 2008).

Para el fotómetro estelar hay pocos estudios acerca del parámetro α (Pérez-Ramírez et al., 2008a; Pérez-Ramírez et al., 2008b). En esta tesis doctoral vamos a analizar el parámetro α para distintos casos. La figura 4.16 muestra la evolución día-noche del parámetro α calculado con las longitudes de onda de 380, 436, 670 y 880 nm. Para el caso de la figura 4.16a, se trata de masas de aire provenientes del desierto del Sahara, dando lugar a una carga alta de aerosol y con valores de α entorno a 0.5. Para el caso de la figura 4.16b se ha trabajado con un día y una noche limpios

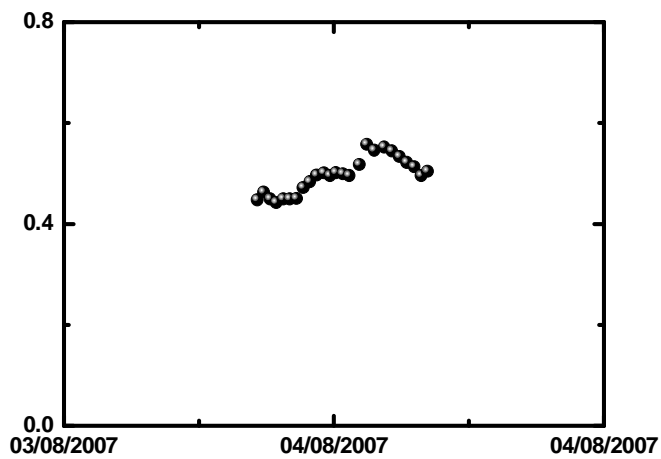


Figura 4.16: Evolución de la profundidad óptica de aerosoles y del parámetro α calculado con las longitudes de onda de 380, 436, 670 y 880 nm. a) Evolución en una incursión de polvo sahariano. b) Evolución para un día y una noche limpios. c) Evolución con masas de aire provenientes del Mediterráneo.

Los resultados de la figura 4.16 son muy significativos. En primer lugar, se observa como en las figuras 4.16a y 4.16c hay continuidad día-noche tanto de $\delta_{Ae}(\lambda)$ como del parámetro α . Además, las variaciones entre medidas consecutivas del parámetro α obtenido durante la noche son pequeñas. Para el caso de la figura 4.16b se obtiene una aparente continuidad en el patrón día-noche de $\delta_{Ae}(\lambda)$, a pesar de que por la noche se observan mayores variaciones entre medidas consecutivas. Pero para el parámetro α obtenido durante esta noche, se observan variaciones muy fuertes entre medidas consecutivas. Estas variaciones en el parámetro α se deben a que con valores bajos de $\delta_{Ae}(\lambda)$ pequeñas variaciones en la carga de aerosol producen grandes fluctuaciones en el parámetro α (Wagner y Silva, 2008). Por lo tanto, de manera similar a como se ha hecho para el fotómetro solar, la obtención del parámetro α obtenido durante la noche quedará limitado a valores de $\delta_{Ae}(440) > 0.1$.

Como conclusión a este capítulo podemos decir que para generar la base de datos del fotómetro estelar EXCALIBUR utilizaremos datos representativos para un intervalo de 30 minutos. Esto se realiza con el fin de filtrar los datos de nubes, minimizar errores y obtener mayor estabilidad en los valores finales de la profundidad óptica de aerosoles y del parámetro α de Angström. También remarcamos el uso del método de la “look up table” que nos permite obtener directamente el contenido de agua precipitable de un código de transferencia radiativa, usando simplemente los valores de la transmitancia de vapor de agua a una determinada masa óptica de vapor de agua.

CAPÍTULO 5

METODOLOGÍA PARA EL CÁLCULO DE LA DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

En este capítulo se describe los principales conceptos de la distribución de tamaño de aerosoles. Se presenta el método de King et al. (1978) como un método fiable para la obtención de la distribución de tamaño numérica de aerosoles a partir de medidas espectrales de profundidad óptica de aerosoles. También se presenta el método de Nakajima et al. (1996), basado en medidas de radiancia de cielo de irradiancia solar directa, para obtener el índice de refracción de aerosoles durante el día. Posteriormente se describen los pasos a seguir para realizar las inversiones con el método de King et al. (1978). También se hace una estimación del grado de concordancia entre ambos métodos de inversión. Finalmente, se realiza un primer estudio de la evolución día-noche de las propiedades microfísicas del aerosol.

5.1.- DEFINICIONES Y PARAMETRIZACIONES

Como hemos visto en el capítulo de introducción de esta tesis doctoral, el aerosol atmosférico tiene un efecto directo, asociado a los efectos de absorción y dispersión que influye directamente en el balance radiativo del sistema Tierra-Atmósfera, y un efecto indirecto, asociado a las modificaciones que el aerosol produce en la microfísica y vida media de las nubes debido a su comportamiento como núcleo de condensación de gotas nubosas, que afecta de un modo indirecto al balance radiativo del sistema. El conocimiento de ambos efectos requiere el estudio de las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico.

En primer lugar se define la distribución numérica de tamaños del aerosol $n_N(r)$, como el número de partículas por unidad de volumen cuyos radios están comprendidos entre r y $r+dr$. Como se ha visto en la sección 2.6.3.3, la expresión de $n_N(r)$, con unidades de $\mu\text{m}^{-1}\text{cm}^{-3}$, viene dada por:

$$n_N(r) = \frac{dN}{dr} \quad (5.1)$$

Y el número total de partículas por unidad de volumen, N (expresado en partículas/ cm^3), se calcula como:

$$N = \int_0^{\infty} n_N(r) dr \quad (5.2)$$

En el caso de los fotómetros solares y estelares se realizan medidas de irradiancia solar ó estelar directa, y lo que se calcula es la distribución numérica de tamaño integrada en la columna atmosférica. Por lo tanto vendrá expresada en $\mu\text{m}^{-1}\text{cm}^{-2}$ y su expresión viene dada por:

$$n_c(r) = \int_0^{\infty} n_N(r, z) dz \quad (5.3)$$

5.- DISTRUBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Y el número total de partículas se calculará mediante la integral de $n_c(r)$ para todo el intervalo de radios y vendrá expresada en cm^{-2} . Por otro lado, en ciencias atmosféricas se suele trabajar con la distribución volumétrica de tamaños de partículas con el fin de resaltar mejor los distintos modos de la distribución. Con la definición anterior de $n_c(r)$, la distribución volumétrica de tamaños de partículas, expresada en $\mu\text{m}^2\text{cm}^{-2}$ y suponiendo partículas esféricas, viene dada por:

$$v_c(r) = \frac{dV}{dr} = \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{dN}{dr} = \frac{4}{3}\pi r^3 n_c(r) \quad (5.4)$$

De esta manera el volumen de partículas será la integral de $v_c(r)$ en todo el rango de radios y viene expresado en $\mu\text{m}^3\text{cm}^{-2}$. Como también se ha mencionado en el capítulo 2 de este trabajo, las propiedades radiativas de los aerosoles no son particularmente dependientes de la forma analítica de la distribución de tamaños. Hansen y Travis (1974) demostró que las características esenciales de una distribución de tamaño de partículas esféricas vienen determinadas por el radio efectivo r_{eff} , que se define como el radio promedio de las partículas que componen la distribución de tamaños numérica; su expresión matemática viene dada por:

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n_{\text{ef}}(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n_{\text{ef}}(r) dr} = \frac{3V}{S} \quad (5.5)$$

De esta manera, dos distribuciones de tamaño diferentes que tengan el mismo radio efectivo se caracterizarán por presentar una dispersión simple similar. Por otro lado, las distribuciones numérica y volumétrica de tamaño pueden variar varios órdenes de magnitud en intervalos de radio de unos pocos micrómetros. En este sentido, para una mejor visualización se trabaja con distribuciones numéricas y de volumen logarítmicas. En esta tesis doctoral vamos a utilizar escalas de logaritmos decimales (aunque en otros estudios también se suelen usar la escala de logaritmos neperianos). En este sentido, las distribuciones volumétricas de partículas, expresadas en cm^{-2} , vienen dadas por:

$$v_c(\log r) = 2.303rv_c(r) \quad (5.6)$$

$$v_c(\ln r) = rv_c(r) \quad (5.7)$$

Para la parametrización de $n_c(r)$ se han utilizado diversos métodos (Pinnick et al., 1976; Russell et al., 1981; Wang et al., 1989; Thomason, 1991). En primer lugar, se utilizó una función analítica de tipo Junge (1963) dada por:

$$n_c(r) = Cr^{-v+1} \quad (5.8)$$

Donde v es el parámetro de Junge y está relacionado con el parámetro α de Angström mediante $v = \alpha + 2$. Por otro lado, para aproximar $n_c(r)$ a veces también se ha elegido la función Gamma modificada (Deirmendjian, 1969; Seinfeld y Pandis, 1998):

$$n_c(r) = Cr^a \exp(-br^\gamma) \quad (5.9)$$

Donde C , a y γ son parámetros positivos (Seinfeld y Pandis, 1998). Otra de las funciones analíticas muy utilizadas es la función lognormal monomodal con solo tres parámetros, cuya expresión viene dada por:

$$n_c(r) = \frac{N'}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(r/r_m)}{2\sigma^2}\right] \quad (5.10)$$

Donde N' es la concentración numérica de partículas, r_m es el radio medio geométrico de las partículas y σ es la desviación estándar y representa la anchura de la distribución de tamaño. Shettle y Fenn (1979), D'Almeida (1987), Kaufman y Holben (1996) Mischenko et al. (1997) y Cachorro y Tanré (1997) han utilizado con buenos resultados esta última función. Finalmente, en cuanto a la distribución volumétrica de tamaños $v_c(r)$, muchos estudios (Whitby 1978, Shettle y Fenn 1979, Dubovik et al., 2002a) indican que una función lognormal bimodal es la más apropiada para modelar $v_c(r)$. La expresión de la función lognormal bimodal viene dada por:

$$\frac{dv_c(r)}{d \ln r} = \sum_{i=1}^2 \frac{C_{v,i}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(\ln r - \ln r_{v,i})^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (5.11)$$

Donde $C_{v,i}$ es la concentración volumétrica de partículas del modo i , $r_{v,i}$ es el radio modal del modo i , y finalmente $\sigma_{v,i}$ es la desviación estándar del modo i . Para el aerosol atmosférico, se definen los modos finos y gruesos (Whitby y Cantrell, 1976; Seinfeld y Pandis 1998; Dubovik et al., 2002a). Según varios autores (Whitby y Cantrell, 1976; Seinfeld y Pandis 1998; Dubovik et al., 2002a; Olmo et al., 2006), el modo fino se define para partículas del aerosol con radios inferiores a $0.5 \mu\text{m}$, mientras que el modo grueso se define para partículas del aerosol con radios superiores a $0.5 \mu\text{m}$. Teniendo en cuenta que $r_{i,\text{max}}$ y $r_{i,\text{min}}$ son los límites de cada uno de los modos ($r_{\text{fino,max}} = r_{\text{grueso,min}} = 0.5 \mu\text{m}$), las expresiones de los parámetros $C_{v,i}$, $r_{v,i}$ y $\sigma_{v,i}$ característicos de la distribución bilognormal (ecuación 5.11) se pueden calcular a partir de la distribución volumétrica de tamaño como (Dubovik et al., 2002a):

$$\ln r_{v,i} = \frac{\int_{r_{i,\text{min}}}^{r_{i,\text{max}}} \ln r \frac{dv_{ef}(r)}{d \ln r} d \ln r}{\int_{r_{i,\text{min}}}^{r_{i,\text{max}}} \frac{dv_{ef}(r)}{d \ln r} d \ln r} \quad (5.12)$$

$$\sigma_{v,i} = \sqrt{\frac{\int_{r_{i,\text{min}}}^{r_{i,\text{max}}} (\ln r - \ln r_{v,i}) \frac{dv_{ef}(r)}{d \ln r} d \ln r}{\int_{r_{i,\text{min}}}^{r_{i,\text{max}}} \frac{dv_{ef}(r)}{d \ln r} d \ln r}} \quad (5.13)$$

$$C_{v,i} = \int_{r_{i,\text{min}}}^{r_{i,\text{max}}} \frac{dv_{ef}(r)}{d \ln r} d \ln r \quad (\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2) \quad (5.14)$$

En este trabajo, para el modo fino los parámetros de las ecuaciones 5.12, 5.13 y 5.14 se denotarán como $r_{M,\text{fino}}$, $\sigma_{M,\text{fino}}$ y $V_{M,\text{fino}}$. Para los parámetros del modo grueso se denominarán $r_{M,\text{grueso}}$, $\sigma_{M,\text{grueso}}$ y $V_{M,\text{grueso}}$.

5.2.- OBTENCIÓN DE PROPIEDADES MICROFÍSICAS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO.

La obtención de propiedades microfísicas a partir de medidas de irradiancia directa y/o de radiancia de cielo, requiere sofisticados códigos de inversión. En los siguientes apartados realizaremos una descripción de los métodos más importantes, haciendo especial énfasis en los métodos que usan únicamente medidas espectrales de la profundidad óptica de aerosoles.

5.2.1.- Inversión a partir de Medidas de Irradiancia Directa: Método de King et al. (1978).

La dependencia espectral de $\delta_{Ae}(\lambda)$ esta relacionada con la distribución de numérica de tamaños de los aerosoles atmosféricos (King et al., 1978; Heintzenberg et al., 1981; Wang et al., 1989; Nakajima et al., 1996; Müller et al., 1999a; Lyamani et al., 2005; Estellés, 2006; Olmo et al., 2006; Alados-Arboledas et al., 2008). En este sentido, el trabajo de King et al. (1978) desarrolla un método para obtener la distribución de numérica ó volumétrica de tamaños del aerosol a partir de medidas espectrales de $\delta_{Ae}(\lambda)$. Una de las principales suposiciones es que las partículas que componen los distintos tipos de aerosol atmosférico pueden modelarse aproximadamente por esferas. Los estudios realizados por King et al. (1978) y por González-Jorge y Ogren (1996) asumen independencia del índice de refracción de aerosoles con la longitud de onda. Esto queda avalado por los resultados de D'Almeida et al. (1991) quienes muestran que las variaciones en el índice de refracción de los aerosoles en el intervalo comprendido entre 300 y 1200 nm son despreciables frente a los errores del índice de refracción efectivo de aerosoles para la toda la columna atmosférica. De esta manera, podemos relacionar $\delta_{Ae}(\lambda)$ con la función de distribución como:

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{ext}(x, \lambda, m) n_N(r, z) dz dr \quad (5.15)$$

donde $Q_{ext}(r, \lambda, m)$ es el factor de eficiencia de extinción (teoría de Mie), r es el radio de las partículas, x es el parámetro esférico de tamaño (ecuación 2.8) que viene dado

5.- DISTRUBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

$x = (2\pi r)/\lambda$, y m es el índice de refracción complejo de aerosol que se representa como $m = n^* - ik^*$, donde la parte real representa la contribución debida al proceso de dispersión mientras la parte compleja representa la debida a la absorción. Realizando la integral de la distribución de tamaños numérica lo largo de toda la columna atmosférica, llegamos a la siguiente ecuación (Phillips, 1962).

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{ext}(x, \lambda, m) n_c(r) dr \quad (5.16)$$

La resolución de la ecuación 5.16 no puede realizarse analíticamente, y por esta razón, tenemos que seguir un procedimiento numérico. En este sentido expresaremos la integral de la ecuación 5.16 por una suma finita sobre 'q' intervalos de valores de radio, comprendido entre $[r_a, r_b]$ (Herman et al., 1971).

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \int_{r_{min}}^{r_{max,b}} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) n_c(r) dr = \sum_{j=1}^q \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) n_c(r) dr \quad (5.17)$$

Donde los límites de integración se han puesto finitos, con $r_{min} = r_1$ y $r_{max} = r_{q+1}$. De la ecuación 5.17 se obtienen las funciones Kernels, K_{ext} , como:

$$K_{ext} = \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m). \quad (5.18)$$

Estas funciones Kernels representan una medida de la contribución relativa de los diferentes tamaños de partículas a $\delta_{Ae}(\lambda)$ (Heintzenberg et al., 1981). Las funciones kernels dependen del tipo y del índice de refracción de la partícula, y del parámetro esférico de tamaño.

Para la resolución de la ecuación 5.17 vamos a hacer uso del algoritmo desarrollado por King et al. (1978), que se basa en un método iterativo con la hipótesis de que $n_c(r)$ se puede expresar como el producto de una función de variación rápida $h(r)$ por una función de variación lenta $f(r)$.

$$n_c(r) = h(r)f(r) \quad (5.19)$$

Así, la ecuación 5.16 para la distribución numérica de tamaño queda como:

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr = \sum_{j=1}^q \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr \quad (5.20)$$

Si consideramos que la función $f(r)$ es constante en cada uno de los intervalos definidos, podemos aproximar la ecuación 5.17 por el sistema de ecuaciones lineales matriciales:

$$\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f} \quad (5.21)$$

Siendo

$$g_i = \delta_{Ae}(\lambda) \quad i = 1, 2, \dots, p$$

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda_i, m) h(r) dr \quad j = 1, 2, \dots, q \quad (5.22)$$

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

Donde \bar{r}_j es el punto medio de los intervalos. Para tener en cuenta los errores que provienen de esta aproximación, tenemos que añadir a la ecuación 5.21 un término que tenga en cuenta los errores en las medidas experimentales. Así, esta ecuación queda:

$$\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (5.23)$$

donde $\boldsymbol{\varepsilon}$ es el vector error cuyos elementos ε_i representan la desviación entre las medidas (g_i) y la estimación ($\sum_j A_{ij} f_j$). Esta desviación proviene de los errores en las medidas, de la aproximación por un sistema lineal y de la incertidumbre en la forma exacta de las funciones kernels. Inicialmente, se supone una función de variación lenta de tipo Junge, dada por:

$$h(r) = r^{-(\nu+1)} \quad (5.24)$$

5.- DISTRUBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

King et al. (1978) asume para llevar a cabo las inversiones un valor de $\nu = 3$. Phillips (1962) y Twomey (1963) discutieron la inestabilidad de la función $f(r)$, mediante la minimización de la función $\sum \epsilon_i^2$. Debido a los errores siempre presentes, estos autores sugieren que para minimizar la inestabilidad es necesario añadir más información al sistema de ecuaciones. Con el fin de seleccionar la solución con sentido físico de entre todas las soluciones que satisfacen la ecuación 5.23, es necesario introducir un suavizado que se basa en minimizar la suma del cuadrado de las segundas derivadas. Esto implica minimizar la siguiente función Q dada por:

$$Q = \sum_{i=1}^p \epsilon_i^2 + \gamma \sum_{j=2}^{q-1} (f_{j-1} - 2f_j + f_{j+1})^2 \quad (5.25)$$

Donde γ es cualquier multiplicador de Lagrange distinto de cero. Si tenemos ahora en cuenta que algunos $\delta_{Ac}(\lambda)$ son más precisos que otros, es necesario introducir información a priori en la ecuación anterior. Para nuestro caso de atenuación de irradiancia, los errores estadísticos en nuestras medidas no están correlacionados y son diferentes. Con estas consideraciones, la función Q nos queda como:

$$Q = \sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^p C_{ij}^{-1} \epsilon_i \epsilon_j + \gamma \sum_{j=2}^{q-1} (f_{j-1} - 2f_j + f_{j+1})^2 \quad (5.26)$$

donde $C_{ij} = \sigma_{\delta_{Ac}(\lambda)}^2 \delta_{ij}$ es un elemento de la matriz de covarianza C, siendo $\sigma_{\delta_{Ac}(\lambda)}^2$ el error experimental en cada medida y δ_{ij} la función delta de Kronecker. Diferenciando la función Q con respecto a cada uno de las f_k , Twomey (1963) demostró que se obtiene:

$$-\sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^p C_{ij}^{-1} \epsilon_i \epsilon_j + \gamma \sum_{j=2}^{q-1} H_{kj} f_j = 0, \quad k = 1, 2, \dots, q \quad (5.27)$$

Donde H_{kj} es un elemento de la matriz de suavizado H definida por Twomey (1963). De la ecuación 5.27 se deduce:

$$-\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \boldsymbol{\epsilon} + \gamma \mathbf{H} \mathbf{f} = 0 \quad (5.28)$$

donde \mathbf{A}^T es la matriz traspuesta de \mathbf{A} . Eliminando ε entre 5.23 y 5.26 obtenemos \mathbf{f} :

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{g} \quad (5.29)$$

En el método iterativo que King et al. (1978), para la primera iteración se supone una función inicial $h(r)$ de tipo Junge. Posteriormente se calcula la función $f(r)$ resolviendo la ecuación 5.29. Después, con los valores de $f(r)$ se recalcula la función $h(r)$ que se ajuste mejor a los datos experimentales. Este proceso iterativo es repetido hasta que se llegue a una solución estable. En el trabajo de King et al. (1978), los autores demostraron que al iniciar la función Junge con $v-1$, v ó $v+1$, se obtenían la misma función de distribución de tamaño. Por lo tanto, el resultado es independiente del valor de v inicial. Por otro lado, para seleccionar los valores del parámetro de Lagrange, se varia $\gamma_{rel} \equiv \gamma \mathbf{H}_{11}/(\mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{A})_{11}$ en el rango $10^{-3} - 1$ hasta llegar al valor mínimo de γ_{rel} , para el cual todos los elementos del vector solución son positivos (los valores negativos no constituyen una solución física).

Por último nos gustaría destacar que recientemente se están desarrollando métodos de inversión basados en medidas espectrales de $\delta_{Ae}(\lambda)$ alternativos al método de King et al. (1978). El más importante de ellos es el método de inversión por regularización. La técnica de inversión por regularización fue inicialmente desarrollada por Ivanov et al. (1989) y por Qing et al. (1987). Esta técnica fue posteriormente desarrollada para la obtención de propiedades microfísicas del aerosol atmosférico a partir de medidas Lidar (Müller et al., 1999a; Müller et al., 1999b; Müller et al., 2000) y para la combinación de medidas Lidar y de irradiancia directa solar (Phalow et al., 2006). La principal novedad que presenta la técnica de inversión por regularización es que la distribución de tamaños se expresa ahora como combinación lineal de productos de unas funciones base conocidas como funciones B-splines, por unos factores de peso. El peso relativo de cada función B-spline se calcula mediante una minimización por regularización (Müller et al., 1999a; Phalow et al., 2006)

5.2.2.-Inversión a partir de Medidas de Radiancia de Cielo: Código SKYRAD.PACK.

Los fotómetros solares CIMEL CE – 318 realizan también medidas de radiancia de cielo, tanto en el plano almucantar como en el plano principal. Haciendo uso de la radiancia solar a distintos ángulos de dispersión y de la irradiancia solar directa, Nakajima et al. (1996) desarrollaron un código de inversión para la obtención de la distribución de volumen de aerosoles. Posteriores modificaciones de este método nos permiten también obtener el índice de refracción de aerosoles (Olmo et al., 2006). Este método de inversión incluye un programa de transferencia radiativa, que viene incluido en el software que los autores denominaron como SKYRAD.pack. Este código de inversión utiliza medidas de irradiancia solar directa F y de radiancia solar L (en $W m^2 \mu m^{-1}$). Por simplicidad, vamos a expresar L e F sin el subíndice indicativo de su dependencia con la longitud de onda. Para el plano almucántar, la radiancia solar L se determina como solución de la ecuación de transporte radiativo y se expresa como:

$$L(\Theta) = Fm_r \Delta\Omega (\omega\delta_{Ae} P(\Theta) + q(\Theta)) \quad (5.30)$$

Donde m_{r0} es la masa óptica, ω es el albedo de dispersión simple, $P(\Theta)$ es la función de fase a un ángulo de dispersión Θ , $\Delta\Omega$ es el ángulo sólido de visión del fotómetro solar, y $q(\Theta)$ indican las contribuciones de la dispersión múltiple. Para la radiancia normalizada con la irradiancia directa, tenemos (Nakajima et al., 1996):

$$R(\Theta) \equiv \frac{L(\Theta)}{Fm_{r0}\Delta\Omega} = \omega\delta_{Ae} P(\Theta) + q(\Theta) \equiv \beta(\Theta) + q(\Theta) \quad (5.31)$$

Las ecuaciones 5.30 y 5.31 son estrictamente monocromáticas, pero pueden ser usadas para filtros interferenciales estrechos alejados de las bandas de absorción de los gases atmosféricos (Nakajima et al., 1996). Además, simulaciones realizadas por Nakajima et al. (1996) muestran que el término correspondiente a la dispersión múltiple no es despreciable. Por lo tanto, se necesita un código de transferencia radiativa para la inversión de la ecuación 5.31.

La dependencia espectral de $\delta_{Ae}(\lambda)$ sigue la relación de la ecuación 5.16; Igualmente, el coeficiente de dispersión del aerosol atmosférico representativo para toda la columna atmosférica viene dado por:

$$\beta_{Ae}(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \int_0^{\infty} (i_1(\Theta, x, m) + i_2(\Theta, x, m)) n_c(r) dr \quad (5.32)$$

Donde i_1 e i_2 son las funciones de intensidad de Mie para coordenadas esféricas (Liou, 2002). En la práctica, las distribuciones de tamaño no tienen radios desde 0 hasta ∞ , sino que van desde un intervalo de radio mínimo (r_{min}) hasta uno de radio máximo (r_{max}). Con esta suposición, y utilizando las distribuciones volumétricas de tamaño en forma logarítmica (ecuación 5.7), las ecuaciones 5.16 y 5.32 se pueden expresar como:

$$\delta_{Ae}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_{min}}^{r_{max}} K_{ext}(x, m) v_c(r) d \ln r \quad (5.33)$$

$$\beta_{Ae}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_{min}}^{r_{max}} K(\Theta, x, m) v_c(r) d \ln r \quad (5.34)$$

Donde K_{ext} y K son las funciones kernels definidas como:

$$K_{ext}(x, m) = \frac{3Q_{ext}(x, m)}{4x}; \quad K_{ext}(\Theta, x, m) = \left(\frac{3}{2}\right) \frac{i_1 + i_2}{x^3} \quad (5.35)$$

El comportamiento de las funciones kernels determinará el intervalo de radio en el que se puede obtener la distribución de tamaño. Para el caso de combinación de medidas de radiancia de cielo y de radiancia directa, se puede obtener distribuciones $v_c(r)$ en el intervalo de 0.03-10 μm (Nakajima et al., 1996).

Con SKYRAD.pack, desarrollado por Nakajima et al. (1983) y Nakajima et al. (1996), se obtienen las propiedades radiativas del aerosol atmosférico a partir de $R(\Theta)$. El Grupo de Física de la Atmósfera de la Universidad de Granada (GFAT) emplea el código SKYRAD.pack para la obtención de $v_c(r)$, mostrándose en la figura 5.1 el

5.- DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

diagrama de flujos de la configuración usada. El intervalo de radio se ha mantenido siempre fijo, con un número de intervalos de radio de 20 y variando desde 0.03 hasta 10 μm , coincidiendo con los criterios de Nakajima et al. (1996) y Boi et al. (1999).

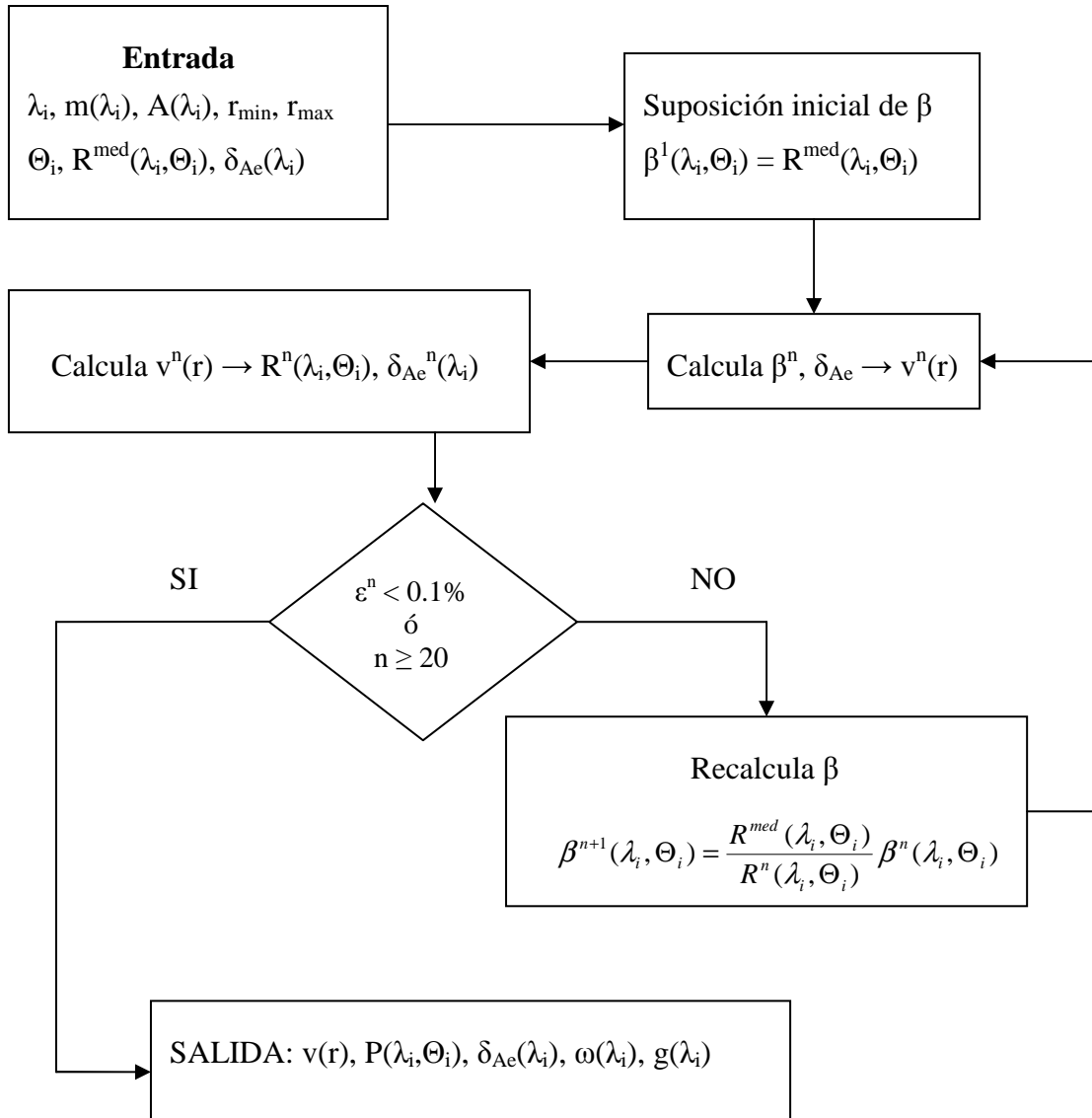


Figura 5.1: Diagrama de flujo del programa SKYRAD.pack para invertir medidas de radiancia de cielo y de irradiancia solar; Se muestra únicamente la configuración usada en el GFAT.

Para cada longitud de onda, los valores iniciales de $\beta(\lambda, \Theta)$ son los $R(\lambda, \Theta)$ obtenidos experimentalmente. Posteriormente, se calcula $v_c^n(r)$ a partir de $\beta^n(\lambda, \Theta)$ y de $\delta_{Ae}^n(\lambda)$. Una vez calculada $v_c^n(r)$ se obtiene $R^n(\Theta)$ y $\delta_{Ae}^n(\lambda)$ a través de un código de transferencia radiativa que incluye los efectos de dispersión múltiple. Si no se cumplen las condiciones de cierre (diferencias entre las $R(\lambda, \Theta)$ obtenidas y las experimentales menores del 0.1% ó un número de iteraciones superiores a 20), se calcula $\beta^{n+1}(\lambda, \Theta)$

multiplicando $\beta^n(\lambda, \Theta)$ por el cociente de los $R(\Theta)$ experimentales entre $R^n(\lambda, \Theta)$, y se vuelve a repetir el proceso. El proceso finaliza cuando se alcanzan las condiciones de cierre, obteniéndose la función de distribución volumétrica, la función de fase $P(\lambda, \Theta)$, los valores de $\delta_{Ac}(\lambda)$ y los albedos de dispersión simple de aerosoles $\omega(\lambda)$. Finalmente, debemos de mencionar SKYRAD.pack usa el código de transferencia radiativa desarrollado por Nakajima y Tanaka (1988) para una atmósfera plano paralela.

El uso de SKYRAD.pack mediante radiancias normalizadas requiere que las condiciones del cielo sean estables mientras se realizan las medidas, es decir, solo son aplicables en condiciones de cielo despejado. Para garantizar estas condiciones de cielo, se usa la diferencia de radiancias en el plano almucantar a ambos lados del Sol, rechazando aquellas situaciones en las que las diferencias superen el 10%.

El código original de SKYRAD.pack requiere el índice de refracción de aerosoles como una entrada fija. En Olmo et al. (2006) se ha realizado una modificación al código que permite obtener el índice de refracción de aerosoles. En este último trabajo, se parte de que el índice de refracción complejo de aerosoles es independiente con la longitud de onda. El valor óptimo del índice de refracción se calcula mediante un proceso iterativo, el cual consiste en ir variando la entrada del índice de refracción del algoritmo mostrado en la figura 5.1, y tomar como salida aquel que minimiza los residuos entre las diferencias de las radiancias normalizadas experimentales y las obtenidas con el código SKYRAD. Esto puede expresarse como (Olmo et al., 2006):

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum_{\lambda, \Theta} \left(\frac{R(\lambda, \Theta) - C(\lambda, \Theta)}{R(\lambda, \Theta)} \right)^2}{N_\lambda N_\Theta}} \quad (5.36)$$

Donde $R(\lambda, \Theta)$ es la radiancia de cielo normalizada obtenida experimentalmente, $C(\lambda, \Theta)$ es la radiancia de cielo normalizada obtenida como salida de SKYRAD.pack, N_λ es el número de longitudes de onda usadas, y N_Θ el número de ángulos de dispersión usados. En el algoritmo de Olmo et al. (2006), primero se calcula la parte real del índice de refracción, variándola entre 1.33 y 1.65, con paso de 0.02, y asumiendo la parte imaginaria como nula. Posteriormente, fijada la parte real se calcula la parte imaginaria del índice de refracción, variándola entre 0-0.01, con un paso de 0.0005.

Por último, nos gustaría destacar que en los trabajos de Olmo et al. (2006) y Olmo et al. (2008) se utiliza en el código de transferencia radiativa de SKYRAD.pack las propiedades de dispersión simple de las partículas del aerosol en función de una distribución volumétrica formada por una mezcla aleatoria de esferoides, y se calculan las matrices correspondientes a las funciones kernel para una mezcla aleatoria de esferoides prolados y oblados, donde el cociente entre los ejes del esferoide varían desde 0.6 hasta 1.66. El hecho de usar una mezcla aleatoria de esferoides puede reproducir mejor la función de fase de partículas no esféricas como el polvo mineral (Mischenko et al., 2000).

5.3.- APLICACIÓN DEL MÉTODO DE KING et al. (1978) A LOS FOTÓMETROS SOLAR Y ESTELAR.

Para obtener las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico a partir de las $\delta_{Ac}(\lambda)$ calculadas con el fotómetro estelar, solo son aplicables los métodos basados en medidas de irradiancia directa. En este sentido, se usará el método de King et al. (1978). Si queremos comparar con las propiedades microfísicas obtenidas durante la noche, trabajaremos también con el método de King et al. (1978) para las $\delta_{Ac}(\lambda)$ diurnas.

5.3.1.- Obtención del Índice de Refracción

Para obtener distribuciones de tamaño numéricas a partir de $\delta_{Ac}(\lambda)$, el algoritmo de King et al. (1978) requiere un índice de refracción de aerosoles fijo como entrada. King et al. (1978) propone un valor de $m = 1.45 - 0i$. En este último trabajo, para una función de distribución tipo Junge, los resultados de las distintas inversiones mostraron que la forma de la distribución de tamaño numérica es similar usando distintos índices de refracción. Basándose en el estudio de D'Almieda et al (1991), los trabajos de Cachorro y Frutos (1994), Kaufman et al. (1994) y Martínez-Lozano et al. (1999) han utilizado un valor de $m = 1.5 - 0.0i$. En Lyamani (2002) se obtuvo que las diferencias en la distribución numérica de tamaño usando distintos índices de refracción de aerosoles eran despreciables en el modo fino y ligeramente destacables en el modo grueso. Estas independencias con el índice de refracción da gran confianza a las distribuciones de tamaño numéricas obtenidas con el método de King et al. (1978) (Fourquart et al., 1984;

Moorthy et al., 1991). Por lo tanto, las propiedades radiativas derivadas directamente de la distribución de tamaño (tales como el radio efectivo, los radios modales, las desviaciones estándares modales ó las concentraciones volumétricas de partículas) no se verán afectadas por el índice de refracción utilizado.

La elección de un índice de refracción para una distribución de tamaño numérica integrada a lo largo de la columna atmosférica, utilizaremos los valores obtenidos durante el día mediante SKYRAD.pack (figura 5.1). Para el fotómetro solar CIMEL, cuando se realicen inversiones con el método de King, se fijará el índice de refracción al valor obtenido durante ese día con el código SKYRAD.pack. Cuando se realicen inversiones a partir de las $\delta_{Ac}(\lambda)$ obtenidas durante la noche, se fijará el índice de refracción mediante la interpolación entre los índices de refracción obtenidos con el código SKYRAD.pack los días anteriores y posteriores a la noche de medidas. Cuando no haya sido posible invertir según el método SKYRAD.pack, se aplicará al método de King et al. (1978) el índice de refracción $m = 1.5 - 0.0i$ de la bibliografía, tanto durante el día como durante la noche.

5.3.2.- Consideraciones Previas a la Inversión.

La utilidad del método de inversión de King para obtener la función de distribución de tamaño numérica de aerosoles ha sido puesta de manifiesto en numerosos trabajos (King et al., 1978; Heitzenberger et al., 1981; González-Jorge y Ogren, 1997; Schmid et al., 1997; Martínez-Lozano et al., 1999; Alados-Arboledas et al., 2003). En todos estos trabajos se utilizó este método de inversión usando $\delta_{Ac}(\lambda)$ obtenidas mediante fotómetros solares. En esta tesis seremos pioneros al aplicar este método de inversión para medidas de fotómetros estelares, usando las $\delta_{Ac}(\lambda)$ calculadas en los filtros de 380, 435, 670, 880 y 1020 nm. Para los fotómetros solares se han usando las $\delta_{Ac}(\lambda)$ calculadas en los filtros de 380, 440, 670, 870 y 1020 nm.

Sin embargo, la aplicación del método de inversión de King tiene asociadas varias fuentes de error. Por un lado, las funciones kernels se calculan con la teoría de Mie para partículas esféricas. Los efectos de la no esfericidad de las partículas fueron estudiados por Heitzenberger (1978), quien concluyo que aplicar sistemáticamente la teoría de Mie a partículas no esféricas, puede producir un pequeño desplazamiento del

5.- DISTRUBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

máximo de concentración de partículas a tamaños más pequeños de partículas. Mischenko et al. (2000) demostró que para medidas de irradiancia directa, la distribución de tamaños derivada de la variación espectral de $\delta_{Ae}(\lambda)$ apenas difería con respecto a la obtenida usando funciones kernels para partículas no esféricas.

La incertidumbre producida al pasar de una integral a una sumatoria, raramente afecta a la distribución de tamaño (Twomey 1977; King 1982). No obstante, si el número de intervalos de radio utilizados es muy pequeño, los valores de $\delta_{Ae}(\lambda)$ calculados a partir de la distribución obtenida pueden ser muy distintos a los valores medidos (González-Jorge y Ogren, 1996). En este sentido, se ha aumentado el número de intervalos de radio hasta aproximadamente 15, lo que nos da resultados congruentes entre las $\delta_{Ae}(\lambda)$ medidas y las obtenidas a partir de la distribución de tamaño numérica calculada (González-Jorge y Ogren, 1996).

Otra fuente de incertidumbre en las inversiones llevadas a cabo con el método de King et al. (1978) es el intervalo de radios donde se realiza la inversión de la ecuación 5.17. Para el intervalo de longitudes de onda que nosotros utilizamos, las limitaciones impuestas por las funciones kernels (ecuación 5.18) nos permiten obtener distribución de tamaño numérica para radios de partículas comprendidos aproximadamente entre 0.05 y 4.00 μm . Sin embargo, no hay ninguna regla que nos permita determinar los intervalos de radio con exactitud (King et al., 1978). Como hemos comentado anteriormente, el intervalo de radio donde se pueden realizar inversiones está relacionado con el factor de eficiencia de extinción. Para las longitudes de onda utilizadas en los fotómetros solar y estelar, el factor de eficiencia de extinción de las partículas que tienen radio inferior a 0.06 μm es casi igual a cero, de forma que las partículas con radios inferiores no son sensibles a las longitudes de onda en las que se obtiene $\delta_{Ae}(\lambda)$ (King et al., 1978; González-Jorge y Ogren, 1996). De este modo, el límite inferior del intervalo de radio en el que podemos realizar la inversión debe ser 0.06 μm . En el mismo rango espectral de medida, los factores de eficiencia de extinción de las partículas que tienen radio superior a 2-3 μm convergen a un valor constante de 2. De esta manera el intervalo de radio máximo en el que se puede realizar la inversión es el comprendido entre 0.06 y 4 μm como máximo..

El algoritmo de inversión basado en el método de King implementado en el Grupo de Física de la Atmósfera (GFAT) de la Universidad de Granada, obtiene diferentes distribuciones variando el radio superior, r_b , entre 1 y 4 μm y el radio inferior, r_a , entre 0.06 y 0.2. Entre estos resultados elegimos aquel que minimiza la diferencia entre la profundidad óptica de aerosoles medida experimentalmente y la generada a partir de las distribuciones numéricas de tamaño obtenidas durante la inversión. La figura 5.2 muestra un ejemplo de la obtención de la distribución volumétrica para la noche del 31 de Julio de 2007, con $\delta_{Ac}(\lambda)$ de 0.42, 0.38, 0.30, 0.24 y 0.19 en los filtros de 380, 436, 670, 880 y 1020 nm. El algoritmo de King et al. (1978) nos da como salida la distribución numérica de tamaños, pero con las transformaciones de las ecuaciones 5.4 y 5.6 obtenemos la distribución volumétrica. Para los distintos intervalos de radios anteriormente expuestos, se generaron 24 distribuciones de tamaño. La distribución que minimiza las variaciones entre $\delta_{Ac}(\lambda)$ dados como entradas con los calculados mediante la distribución de tamaños numérica, representada en negro y con mayor grosor que el resto, es la tomaremos como función de distribución de numérica de tamaños solución del método de King.

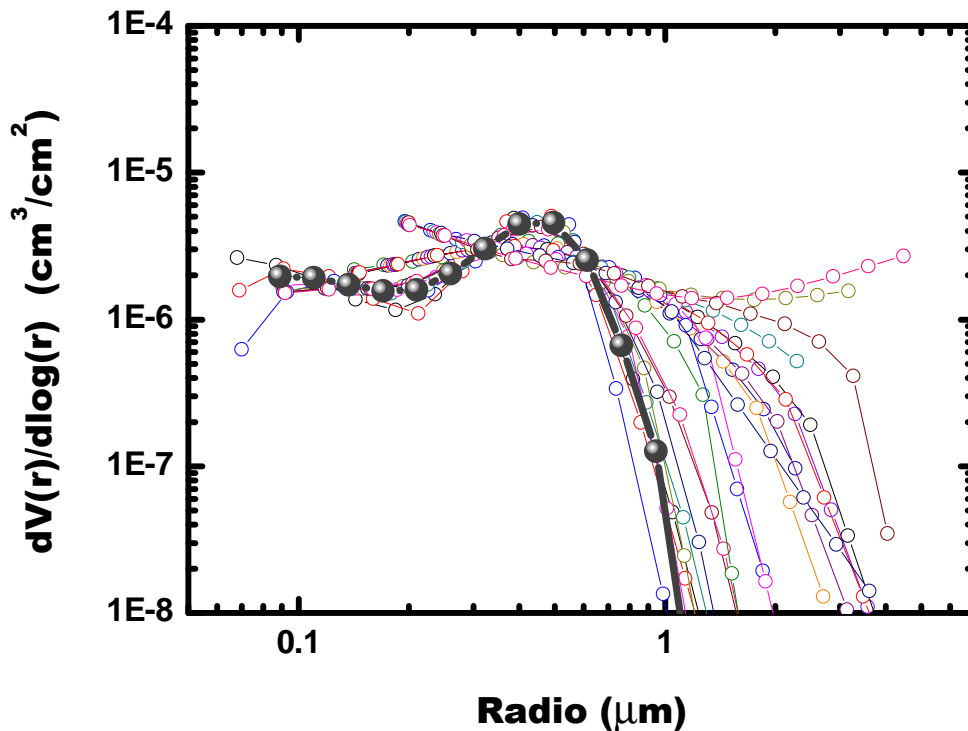


Figura 5.2: Distribuciones de King para las profundidades ópticas de aerosoles obtenidas la noche del 31 de Julio de 2007. Se generaron 24 distribuciones, y la mostrada en negro y con grosor más intenso es la que minimiza las diferencias $\delta_{Ac}(\lambda)$.

5.4.- COMPARACIONES ENTRE LOS MÉTODOS DE INVERSIÓN: SIMILITUDES Y DIFERENCIAS.

Como hemos visto en la sección 5.2.2, las medias de radiancia de cielo dan más información de la modificación del campo de radiación solar por las partículas que componen el aerosol atmosférico. De esta manera, los métodos basados en las medidas de radiancia de cielo nos dan la distribución de tamaños en un rango más amplio de intervalos de radio, además de permitirnos calcular más parámetros radiativos del aerosol como la función de fase, el albedo de dispersión simple, el parámetro de asimetría ó el índice de refracción. Todo esto ha hecho que los métodos basados en medidas de radiancia de cielo se estén imponiendo recientemente (Nakajima et al., 1996; Dubovik et al., 2002b; Olmo et al., 2006,2008).

El objetivo de este apartado es ver qué propiedades microfísicas obtenidas mediante medidas de irradiancia directa son similares a las obtenidas con el método de radiancia de cielo. En este sentido, se han utilizado las medidas realizadas con el fotómetro solar CIMEL para el período comprendido entre los años 2005 y 2009. Con estas medidas se han calculado las distribuciones volumétricas de partículas mediante el código SKYRAD.pack de la figura 5.1, y con los mismos valores de $\delta_{Ae}(\lambda)$, se calculan las distribuciones volumétricas mediante el método de King et al. (1978). En la figura 5.3 se muestra un ejemplo de las distribuciones volumétricas de partículas obtenidas con ambos métodos. Las profundidades ópticas de aerosoles fueron obtenidas el día 3 de Agosto de 2007 a las 14:20 horas GMT. Los valores de $\delta_{Ae}(\lambda)$ usados son de 0.43, 0.38, 0.31, 0.30 y 0.27 para los filtros de 380, 440, 670, 870 y 1020 nm. La distribución volumétrica de tamaños de la figura 5.3 se caracteriza por un predominio del modo de partículas gruesas en ambos. En este sentido, de figura 5.3 se observa que el número de puntos de la distribución volumétrica de tamaños para $r > 0.5 \mu\text{m}$ es de 6 para el método de King et al. (1978) y de 10 para el método de Nakajima et al. (1996). En el caso donde predomine el modo de partículas finas, el número de puntos para $r > 0.5 \mu\text{m}$ para el método de King et al. (1978) es incluso menor que en el ejemplo de la figura 5.3. Con todas estas consideraciones, podemos decir que el modo grueso de partículas ($r > 0.5 \mu\text{m}$) no se puede reconstruir con los resultados obtenidos mediante el método de King et al. (1978).

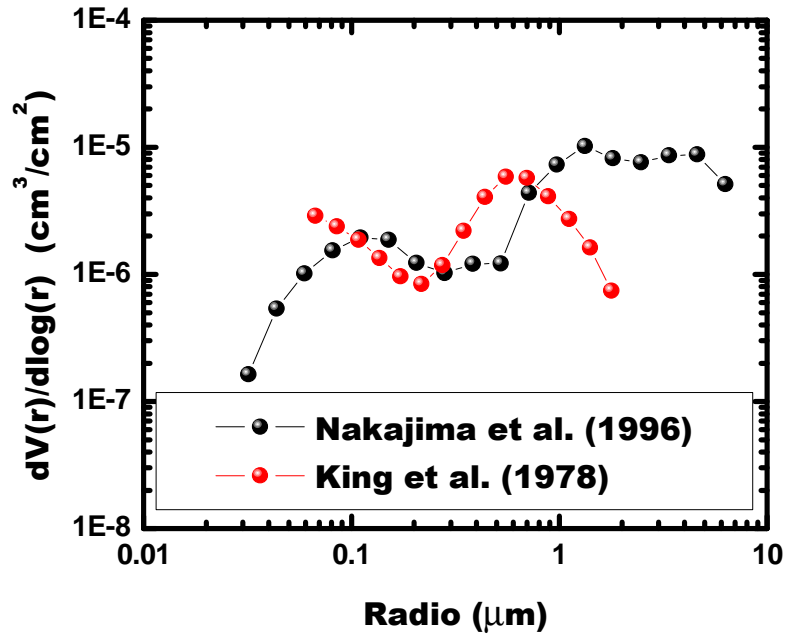


Figura 5.3: Distribuciones volumétricas de tamaño obtenidas a partir de los métodos de King et al. (1978) y de Nakajima et al. (1996). Las profundidades ópticas de aerosoles fueron obtenidas el día 3 de Agosto de 2007 a las 14:20 horas GMT. Los valores de $\delta_{Ac}(\lambda)$ usados son de 0.43, 0.38, 0.31, 0.30 y 0.27 para los filtros de 380, 440, 670, 870 y 1020 nm.

Posteriormente para las distribuciones volumétricas de partículas calculadas con ambos métodos se han calculado los radios efectivos, y los radios modales, desviaciones estándar y concentración volumétrica de partículas para el modo fino de partículas con radios inferiores a 0.5 μm (ecuaciones 5.5, 5.12, 5.13 y 5.14). Hay que resaltar que en los cálculos realizados con el método de Nakajima se ha limitado al mismo intervalo de radio aplicado al método de King.. La tabla 5.1 muestra los valores promedios, mínimos y máximos para estos parámetros.

	Método de Nakajima et al. (1996)			Método de King et al. (1978)		
	Media	Mínimo	Máximo	Media	Mínimo	Máximo
$r_{\text{eff}} (\mu\text{m})$	0.29 ± 0.16	0.09	1.23	0.36 ± 0.19	0.1	1.83
$r_{M,\text{fino}} (\mu\text{m})$	0.15 ± 0.03	0.09	0.40	0.18 ± 0.04	0.1	0.34
$\sigma_{M,\text{fino}} (\mu\text{m})$	0.52 ± 0.11	0.24	0.86	0.52 ± 0.07	0.07	0.73
$V_{M,\text{fino}} (\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2)$	0.023 ± 0.018	0.002	0.320	0.022 ± 0.015	0.002	0.306

Tabla 5.1: Radio efectivo, radios modales, desviaciones estándares y concentración volumétrica de partículas del modo fino. Para los 5 años de medida, se muestra la media y su desviación estándar, y los valores máximos y mínimos de cada parámetro. En ambos métodos se han utilizado los mismos intervalos de radio para los cálculos.

En la figura 5.4 se puede observar el histograma de la diferencia de los radios efectivos calculados mediante el método de King et al. (1978) con los calculados mediante el método de Nakajima et al. (1996) modificado por Olmo et al. (2006) (figura 5.1). Se obtiene que el 84.0 % de las diferencias están en el intervalo comprendido entre -0.15 y 0.15 μm . Teniendo en cuenta que algunos autores estiman hasta un error del 50% para el radio efectivo (Müller et al., 1999a), podemos concluir que ambos métodos de inversión dan valores del radio efectivo en el mismo rango.

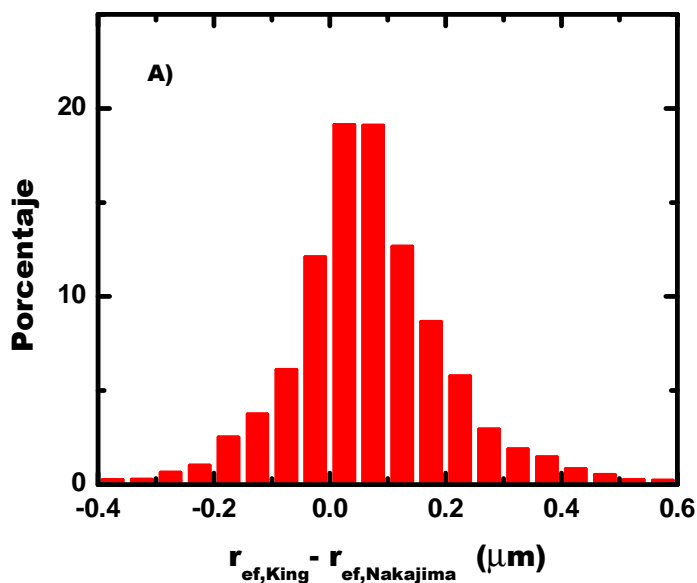


Figura 5.4: Histograma de la diferencia de los radios efectivos calculados mediante el método de King et al., (1978) con los calculados mediante el método de Nakajima et al. (1996).

Al igual que se ha hecho para los radios efectivos, en la figura 5.5a se muestra el histograma de la diferencia de los radios modales del modo fino. En este caso se obtiene que el 96.7 % de las diferencias están en el intervalo comprendido entre -0.1 y 0.1 μm . Mediante el test de ANOVA se obtuvo que los valores medios son indistinguibles en el intervalo de 95% de probabilidad. Por lo tanto, los radios modales finos obtenidos con ambos métodos de inversión son también similares. Por otro lado, en la figura 5.4b se muestra la diferencia en las concentraciones volumétricas de partículas del modo fino. En el intervalo comprendido entre -0.0225 y 0.0225 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$ se encuentran el 97.3 % de los datos. Tras la aplicación del test de ANOVA se obtuvo también que los valores medios son indistinguibles en el intervalo de 95% de probabilidad. Por lo tanto, las concentraciones volumétricas de partículas del modo fino obtenidas con ambos

métodos son también similares. Resultados similares se han obtenido para la desviación estándar del modo fino.

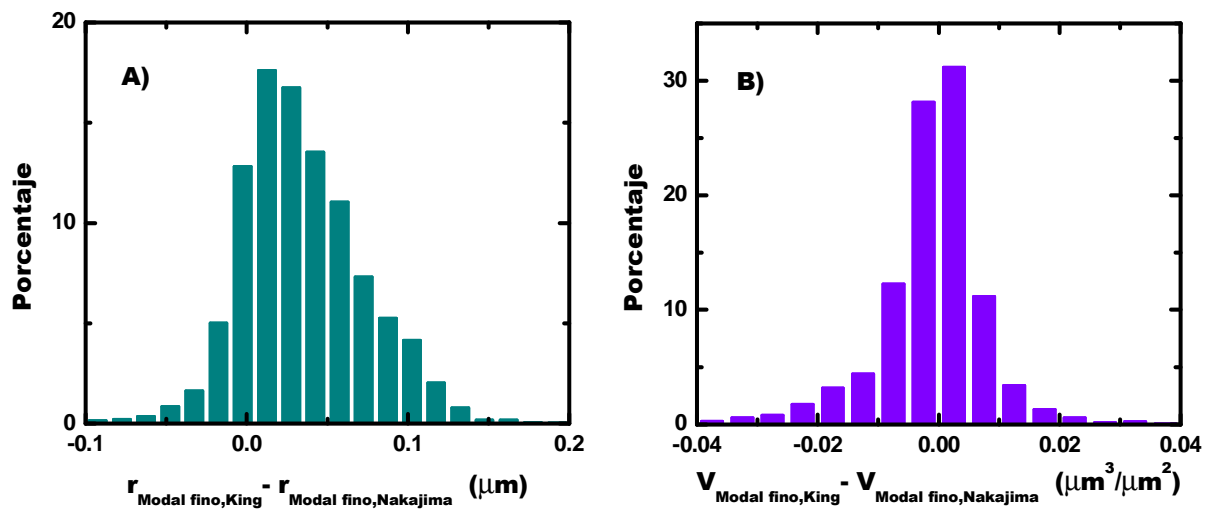


Figura 5.5: Histograma de la diferencia en las propiedades microfísicas calculadas mediante el método de King et al., (1978) con los calculados mediante el método de Nakajima et al., (1996) a) Radios modales del modo fino. b) Concentración volumétrica de partículas del modo fino.

Finalmente, los mismos cálculos han sido realizados para el modo grueso. En el caso de los radios modales, se obtuvo que 46.2 % de las diferencias en los radios modales gruesos obtenidos con el método de King et al. (1978) diferían en más de 0.25 μm de los obtenidos con el método de Nakajima et al. (1996). Para las concentraciones volumétricas de partículas del modo grueso, el 33 % de las diferencias entre ambos métodos eran superiores a 0.02 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$. Resultados similares se han obtenido para la desviación estándar del modo grueso. Estos resultados avalan la decisión de no usar las propiedades microfísicas del modo grueso obtenidas con el método de King et al. (1978) (figura 5.3).

5.5.- APLICACIÓN DEL MÉTODO DE KING PARA OBTENER LA SERIE DÍA-NOCHE DEL AEROSOL EN COLUMNA.

En este apartado queremos mostrar la continuidad día-noche de las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico mediante las medidas del fotómetro estelar EXCALIBUR . El lugar donde se realizaron las medidas fue la ciudad de Granada (36.83° N; 3.58° W; 680 m a.s.l), cuyas características climatológicas, además de las

fuentes de aerosoles, serán estudiados con detalle en el capítulo 6 de esta tesis doctoral. Para el período comprendido entre el 29 de Julio y el 4 de Agosto de 2008 el lugar de medida estuvo caracterizado por una alta turbiedad atmosférica con distinto tipo de partículas dominantes (Navas-Guzmán et al., 2010). Por ejemplo, para el 30 de Julio de 2007 se obtuvo una profundidad óptica de aerosoles $\delta_{Ac}(440) = 0.30$ y un parámetro de Angström $\alpha = 1.4$. Para el 2 de Agosto de 2007 se obtuvo $\delta_{Ac}(440) = 0.45$ y $\alpha = 0.35$.

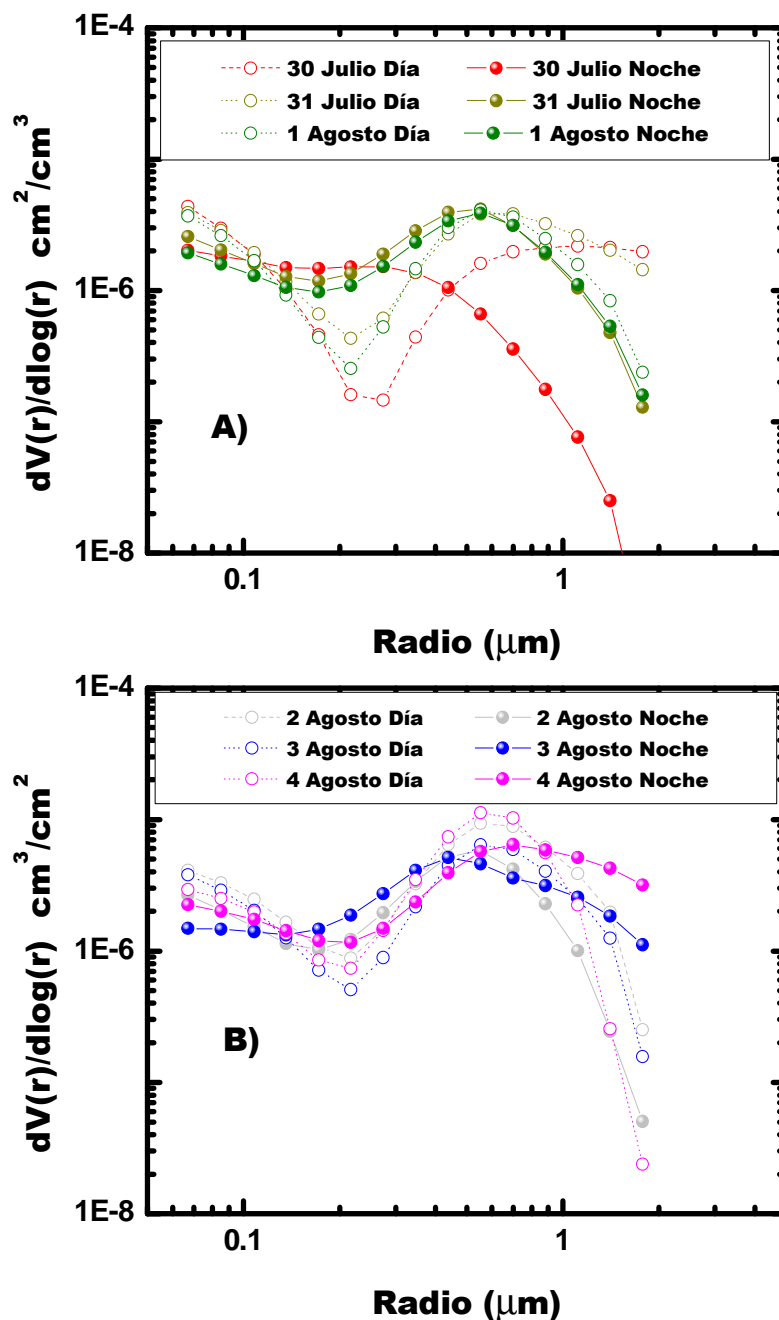


Figura 5.6: Distribuciones volumétricas en columna de aerosoles obtenidas con el método de King a partir de medidas de $\delta_{Ac}(\lambda)$. Las líneas discontinuas y con los puntos huecos han sido obtenidas durante el día. a) 30 y 31 de Julio, y 1 de Agosto. b) 2, 3 y 4 de Agosto.

Las distribuciones volumétricas obtenidas durante el día y durante la noche para el período de estudio pueden verse en la figura 5.6. En esta figura se observa como hay una buena similitud entre las distribuciones volumétricas de tamaño obtenidas durante el día y durante la noche. Si durante el día predomina el modo fino, durante la noche se observa que también predomina el modo fino. Lo mismo ocurre con el modo grueso. Si no hay predominancia de ningún modo durante el día, tampoco se observa ninguna predominancia durante la noche. De la figura 5.6a se observa claramente como para los días 30 y 31 de Julio, tanto durante el día como durante la noche hay un aporte importante en el modo de partículas finas. Esto puede explicarse debido a los incendios detectados en Andalucía durante los últimos días del mes de Julio. El día de 1 Agosto comenzaron a llegar masas de aire desde África, y en la atmósfera tenemos una situación de mezcla de partículas, lo que explicaría que en la distribución de tamaño no predomine claramente ningún modo sobre otro. De la figura 5.6b observamos que predomina el modo de partículas gruesas debido a la mayor llegada de masas de aire procedentes del desierto del Sahara, que transportaron gran cantidad de partículas de origen mineral, las cuales son predominantemente gruesas.

En las siguientes líneas pasamos a estudiar las evoluciones día-noche de las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico. En el caso del radio efectivo (figura 5.7), se observa como para los días y noches del 30 y 31 de Julio el radio efectivo no supera $0.2 \mu\text{m}$ lo que indica el predominio de partículas finas en la distribución de tamaño. Para los días y noches del 1 y 2 de Agosto si se encuentra valores algo superiores a $0.2 \mu\text{m}$. A últimas horas del día 2 y durante los días 3 y 4 de Agosto se observa como el radio efectivo aumenta bastante, llegando a alcanzar valores de $0.5 \mu\text{m}$. Aquí se hace evidente el predominio de partículas gruesas. Pero sin duda alguna, lo que más merece la pena destacar es la aparente continuidad en la evolución día-noche. Durante la noche se observa mayor variabilidad que durante el día. Esto puede ser debido a los mayores errores en $\delta_{Ae}(\lambda)$ obtenidas durante la noche.

En el caso del radio modal del modo fino, la figura 5.8 muestra la evolución para nuestro periodo de estudio. En esta figura, se observa que en todos los casos se obtienen valores entorno a $0.2 \mu\text{m}$. En los días 30 y 31 de Julio se obtienen valores ligeramente inferiores que a los obtenidos los días 3 y 4 de Agosto. Esto se debe a que cuando vienen masas de aire cargadas de partículas minerales del desierto, a pesar de que

predominan las partículas gruesas, también hay un aporte importante en el modo fino. De nuevo es destacable la aparente continuidad en la evolución día-noche. Al igual que con los radios efectivos, durante la noche se observa mayor variabilidad que durante el día.

Finalmente, para la distribución volumétrica de partículas del modo fino la figura 5.9 muestra la evolución para nuestro periodo de estudio. En esta figura, se observa que a pesar de las variaciones típicas entre los distintos días, en todos los casos se obtienen valores entorno a $0.4 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$, lo que implica que la carga total de partículas no varió mucho durante todo el período de medida. Al igual que en el radio efectivo y en el radio modal del modo fino, hay una aparente continuidad en la evolución día-noche. También hay que mencionar que durante la noche se observa mayor variabilidad que durante el día, debido también a los mayores errores en $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$ obtenidas durante la noche.

Como conclusión, podemos decir que se obtiene una aparente continuidad en los valores de las propiedades microfísicas día-noche del aerosol atmosférico. Esto nos muestra la utilidad del método de King et al. (1978) para obtener las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico a partir de medidas espectrales de $\delta_{\text{Ae}}(\lambda)$ durante la noche. Las diferencias obtenidas entre el método de King et al. (1978) y el de Nakajima et al. (1996) (que usa medidas adicionales de radiancia de cielo) están dentro de los márgenes de error para el radio efectivo y para los parámetros del modo fino. Esto limita la obtención de propiedades microfísicas del aerosol durante la noche al modo fino, pues la obtención del modo grueso esta sujeta a múltiples incertidumbres debido al escaso número de puntos para reconstruir este modo de la distribución de tamaño.

5.- DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

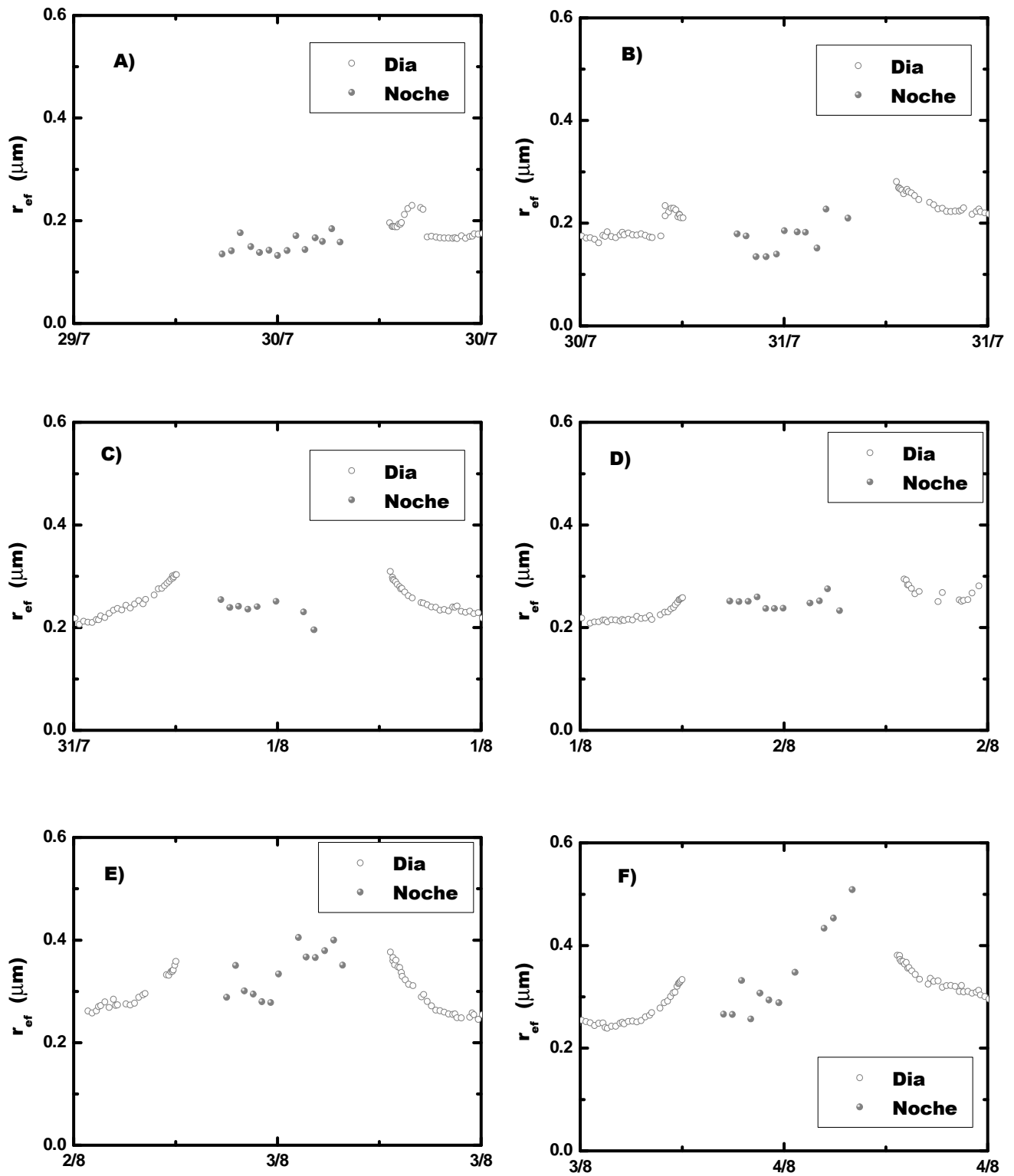


Figura 5.7: Evolución día-noche del radio efectivo obtenido con el método de King et al., (1978) para el período comprendido entre el 30 de Julio de 2007 y el 4 de Agosto de 2007.

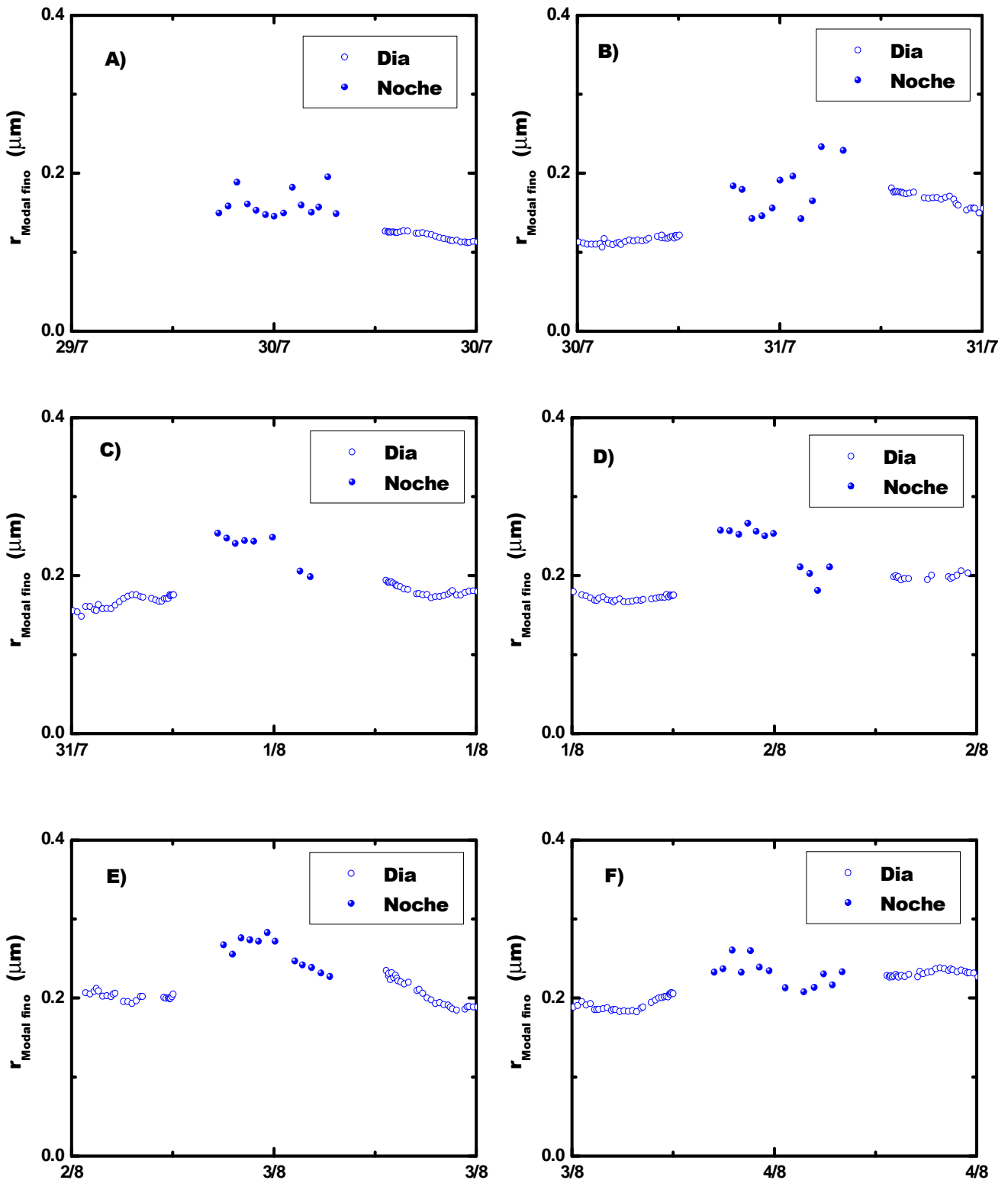


Figura 5.8: Evolución día-noche del radio modal fino obtenido con el método de King et al., (1978) para el período comprendido entre el 30 de Julio de 2007 y el 4 de Agosto de 2007.

5.- DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑO DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

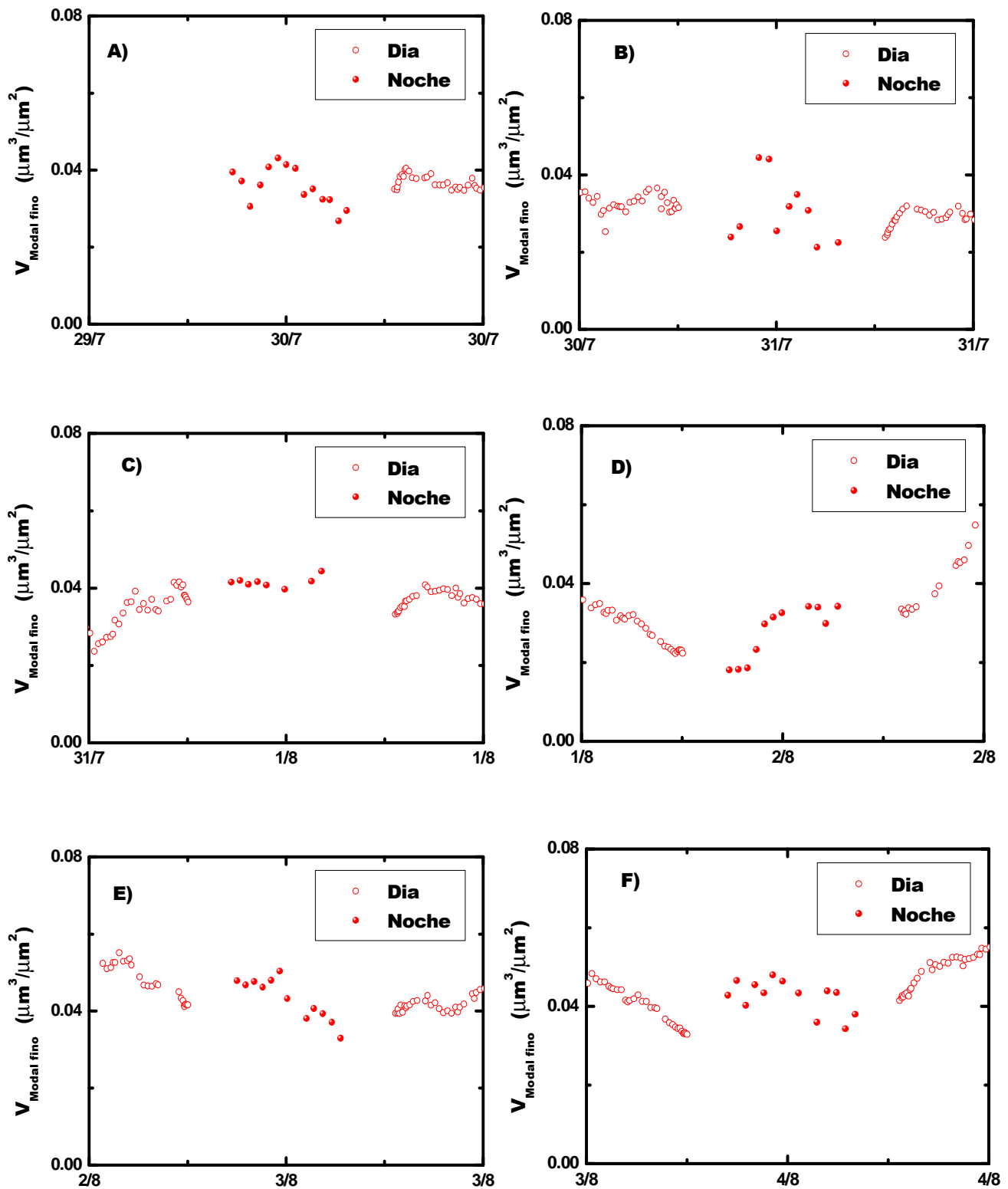


Figura 5.9: Evolución día-noche del volumen de concentración del modo fino obtenido con el método de King et al., (1978) para el período comprendido entre el 30 de Julio de 2007 y el 4 de Agosto de 2007.

CAPÍTULO 6

CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO Y DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE

Este capítulo comienza con una caracterización climatológica de la ciudad de Granada donde se realizan las medidas experimentales. Además, se presenta el código HYSPLIT y el algoritmo desarrollado para clasificar el tipo de masas de aire. Posteriormente se hace un estudio de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico para las distintas masas de aire. Por otro lado, se realizan análisis anuales, mensuales y estacionales de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico en columna durante el día y durante la noche. Finalmente, se realiza un análisis de las propiedades radiativas del aerosol a lo largo del día entero con el fin de estudiar la existencia de cambios en el tipo de partículas del aerosol. Se ha realizado un análisis equivalente para el contenido de agua precipitable.

6.1.- LUGAR DE MEDIDA.

La concentración y propiedades de los aerosoles atmosféricos en un lugar determinado dependen de las condiciones climatológicas del lugar, y de la intensidad de las fuentes que los originan (Alados-Arboledas et al., 2003; Lyamani et al., 2006a,b). Por lo tanto, antes de comenzar el análisis exhaustivo de los resultados experimentales, presentaremos una descripción detallada sobre el entorno de la estación experimental y una caracterización climatológica de la misma.

6.1.1- Caracterización Climatológica

Las medidas de irradiancia directa del Sol ó de las estrellas utilizadas en este trabajo se llevaron a cabo en el Centro Andaluz de Medio Ambiente (CEAMA). El CEAMA es un centro de investigación financiado por la Junta de Andalucía y la Universidad de Granada. El centro esta situado en la ciudad de Granada (36.83° N, 3.58° W, 680 m a.s.l) en el sureste de la Península Ibérica. La Figura 6.1 muestra un mapa de la localización de la ciudad, destacándose la proximidad al extremo occidental de la cuenca mediterránea, de la que dista unos 50 km. Geográficamente la estación esta en un valle de gran extensión, flanqueado hacia el Este por el macizo montañoso de Sierra Nevada, con cumbres por encima de los 3000 m. Las montañas que flaquean el valle hacia el norte, oeste y sur son de menor elevación. En la zona sur del valle, separándolo de la zona costera, existe una pequeña cadena montañosa con elevaciones en el rango de los 1000 metros. La explotación agrícola de este valle sigue unas pautas estacionales que dan lugar a que durante el final de la primavera, verano y principio de otoño, la zona presente grandes extensiones desprovistas de vegetación, lo cual sumado a la práctica ausencia de lluvia durante esta época del año, permite que podamos hablar del carácter semi-árido de una extensión importante del terreno.

La ciudad de Granada es una ciudad de tamaño medio, 300000 habitantes aproximadamente (600000 si se considera toda el área metropolitana). Se trata de una ciudad con poca industrialización, si bien las características del casco urbano y la densidad de tráfico son responsables de una contaminación urbana notable (Lyamani et al., 2010). Por otro lado, las condiciones imperantes durante el final del otoño, el

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

invierno y principio de la primavera, implican el uso de calefacciones centrales basadas en la quema de gas-oil, que han experimentado un crecimiento importante durante los últimos años. Por lo tanto, tenemos un importante aporte de aerosol antropogénico local. Por otro lado, durante el verano son relativamente frecuentes las invasiones de polvo de origen sahariano en esta zona del Sur de Europa (Lyamani et al., 2005; Rodríguez et al., 2001; Alados-Arboledas et al., 2008), siendo muy notables en nuestra estación de medidas. Además, las condiciones de aridez características del verano mediterráneo favorecen la propagación de incendios, que da lugar a una fuente adicional de aerosoles. También hay que destacar el importante aumento de contaminantes en el mediterráneo occidental (Lyamanai et al., 2006a,b).

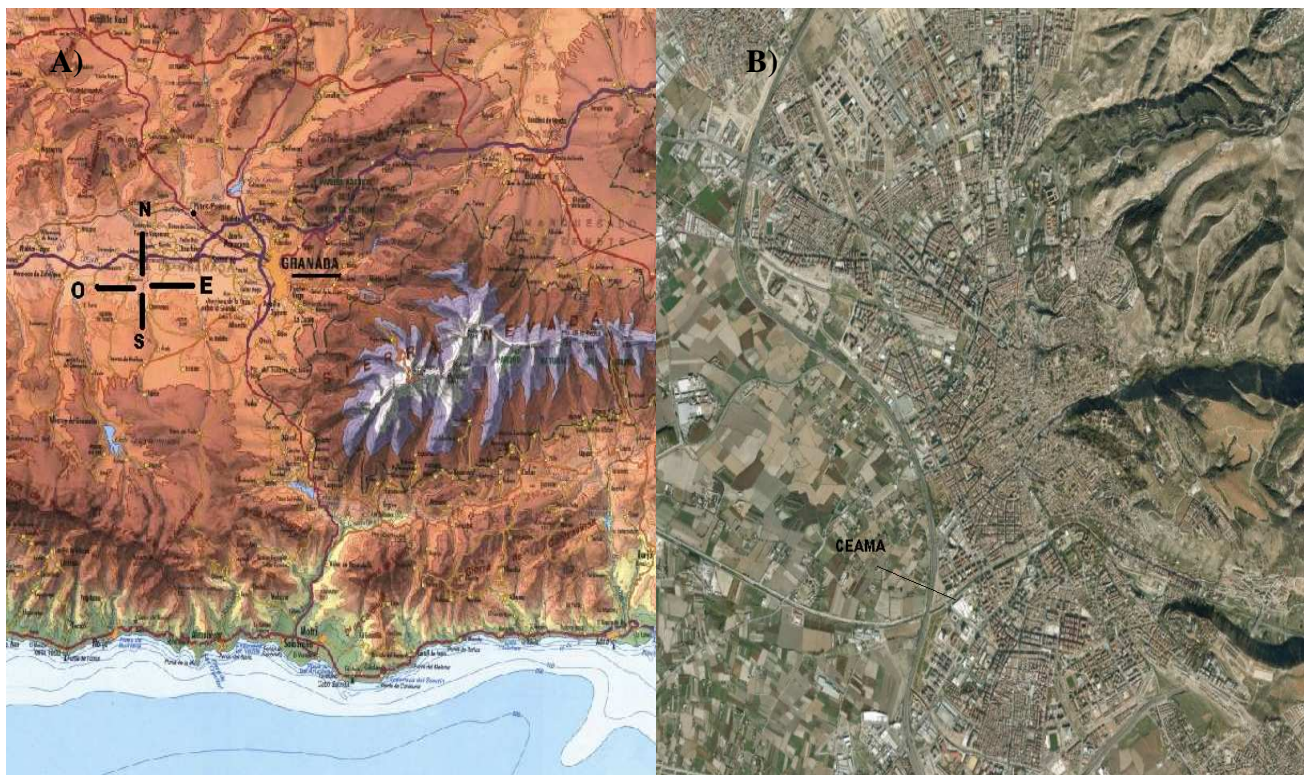


Figura 6.1: a) Localización de la ciudad ciudad de Granada. b) Localización del Centro Andaluz de Medio Ambiente en la ciudad de Granada

En lo referente a la climatología, la ciudad se caracteriza por un clima mediterráneo-continental, con un amplio rango térmico tanto diario como anual, con inviernos fríos y veranos calurosos. La mayor parte de las precipitaciones ocurren durante primavera e invierno, siendo los veranos muy secos. En la tabla 6.1 mostramos las medias mensuales de las temperaturas para el intervalo comprendido entre los años 1971-2000, tomando la base de datos de la Agencia Estatal de Meteorología (AEMET)

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

(<http://www.aemet.es/es/elclima/datosclimatologicos>). La temperatura media anual es de 15.2° C. El mes más cálido es Julio con 25.3° C de temperatura media, y el mes más frío Enero con 6.8 ° C. En la tabla 6.1 se muestra también la evolución anual de las precipitaciones medias mensuales para este período. El valor máximo de precipitación corresponde a Diciembre, con un valor de 49 mm, y el valor mínimo a corresponde a los meses de Julio y Agosto con 3 mm. El valor total anual es de 361 mm. En la tabla 6.1 se muestra también la humedad relativa para el período anteriormente mencionado. Se puede observar que la humedad relativa es alta en los meses de invierno y baja en los meses de verano. En valores medios, el máximo corresponde a Enero, con un valor de 74 %, y el mínimo a Julio con 41 %. La humedad relativa media anual es del 60 %.

	Temperatura Media (°C)	Precipitación Media (mm)	Humedad Relativa (%)
Enero	6.8	44	74
Febrero	8.4	36	69
Marzo	10.7	37	62
Abril	12.6	40	59
Mayo	16.5	30	55
Junio	21.3	16	48
Julio	25.3	3	41
Agosto	25.1	3	42
Septiembre	21.2	17	52
Octubre	15.7	40	64
Noviembre	10-6	46	73
Diciembre	7.9	49	76
Anual	15.2	361	60

Tabla 6.1: Evoluciones mensuales de la temperatura, precipitación y humedad relativa media entorno a la ciudad de Granada para el período 1971-2000 (datos de la Agencia Estatal de Meteorología, <http://www.aemet.es>).

Para conocer la evolución diaria de las variables meteorológicas más importantes, la figura 6.2 muestra la evolución diaria y la fluctuación con respecto a la media diaria de la temperatura, humedad relativa y de la velocidad del viento. Los datos se han agrupado en las distintas estaciones del año, denominándose primavera a los meses de Marzo, Abril y Mayo; como verano a los meses de Junio, Julio y Agosto; como otoño a los meses de Septiembre, Octubre y Noviembre; y finalmente, el invierno incluirá los meses de Enero, Febrero y Diciembre del año anterior. El período que hemos utilizado incluye los años 2007, 2008 y 2009, y todos los datos fueron obtenidos en la estación meteorológica instalada en el CEAMA. El sensor de velocidad y dirección del viento se encuentra a una altura de 15 metros sobre el suelo, mientras que

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

los sensores de temperatura y humedad están a una altura de 10 metros sobre el suelo. Para todas las variables meteorológicas, se aprecian patrones diarios característicos.

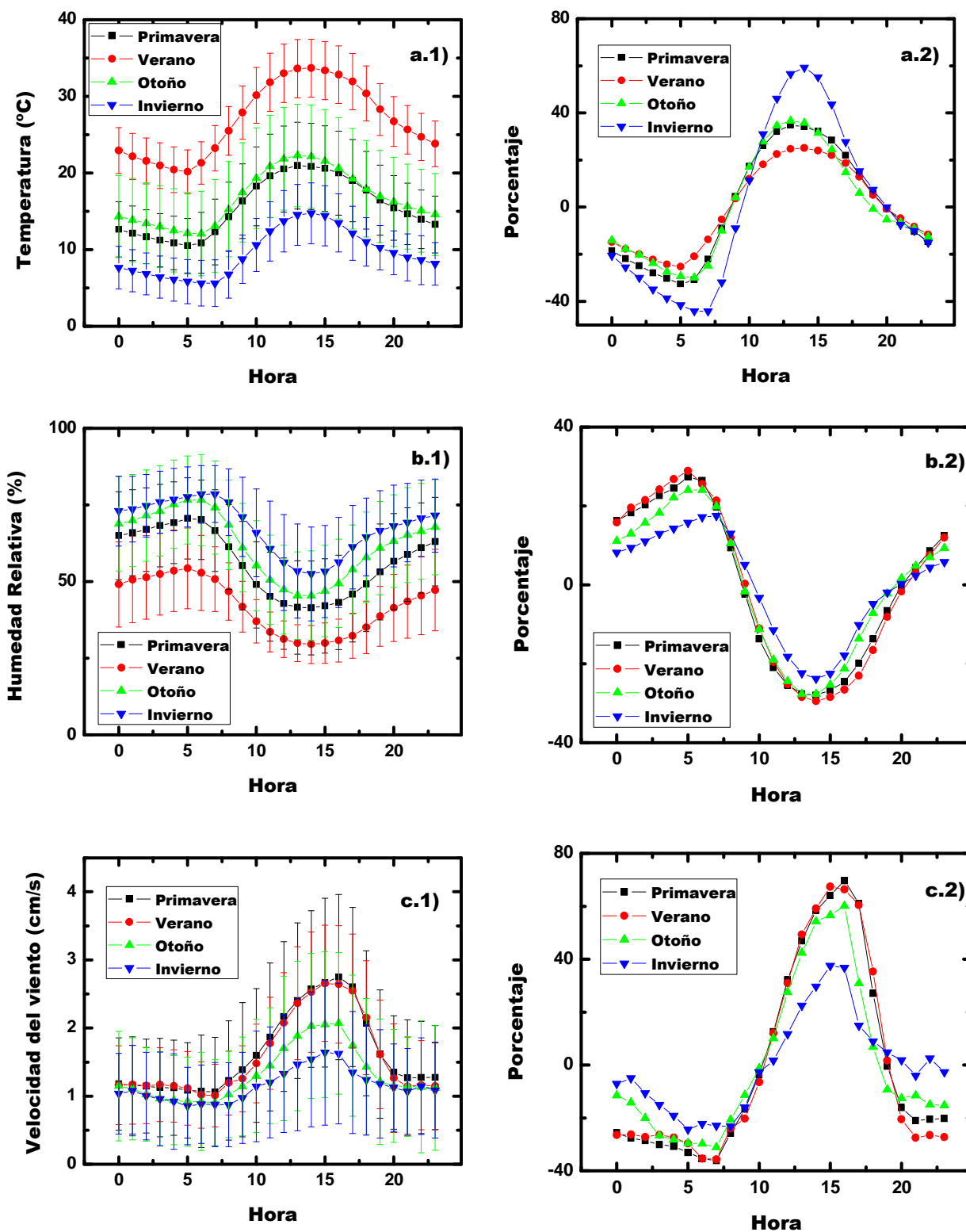


Figura 6.2: Evolución diaria y fluctuación con respecto a la media diaria de distintas variables meteorológicas medidas en la ciudad de Granada. a) Temperatura. b) Humedad relativa. c) Velocidad del viento.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

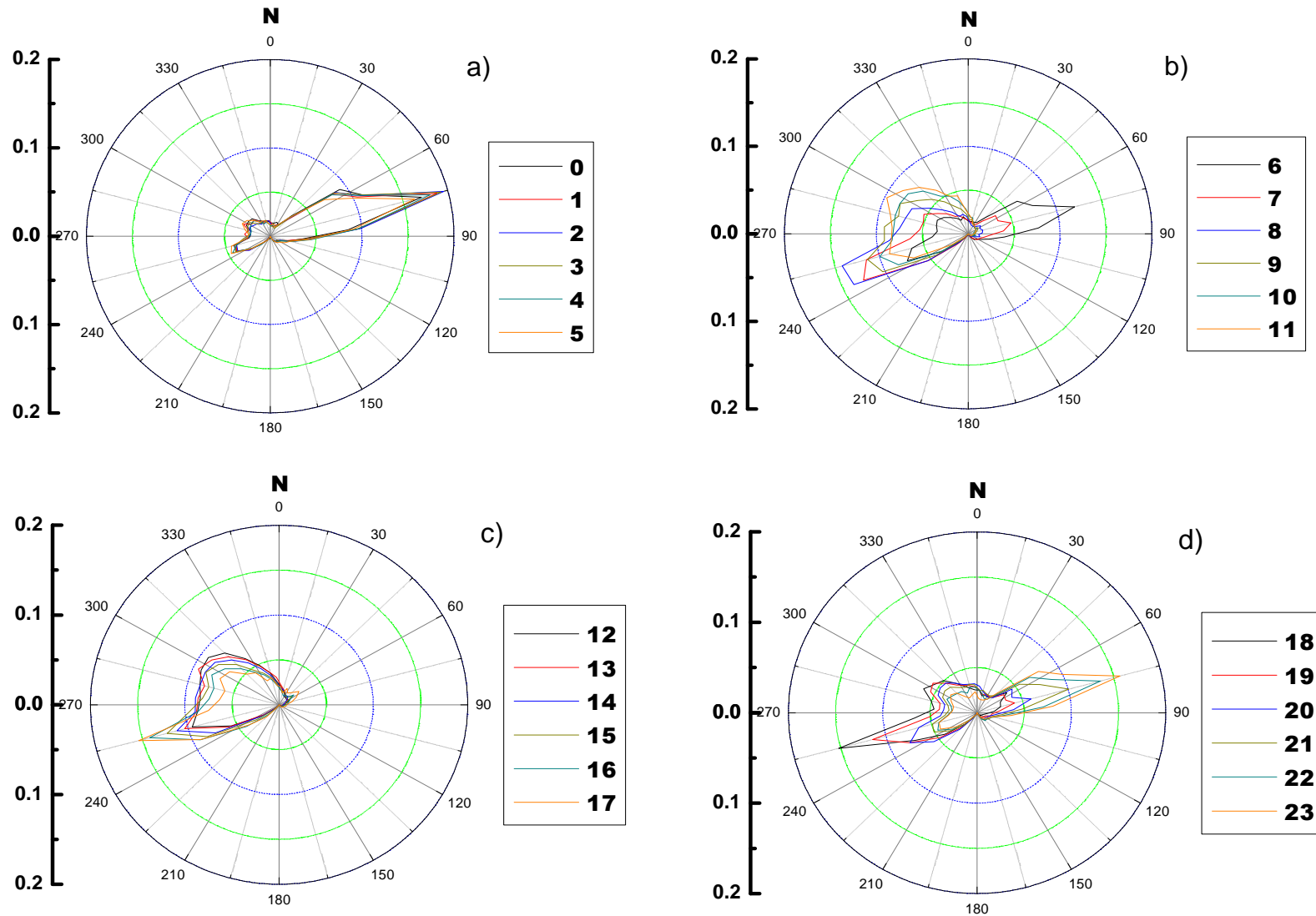


Figura 6.3: Frecuencias de las evoluciones horarias de la dirección del viento. a) Período comprendido entre las 0 y las 5 GMT. b) Período comprendido entre las 6 y las 11 GMT. c) Período comprendido entre las 12 y las 17 GMT. c) Período comprendido entre las 18 y 19

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Finalmente, en la figura 6.3 se muestran los promedios horarios de la dirección del viento para todo el período de medidas. El objetivo es detectar la existencia de direcciones preferentes a lo largo del día. Se observan claras diferencias entre el día y la noche. Durante el día, predominan vientos del suroeste, que además son más fuertes (figura 6.3c). Sin embargo, durante la noche la dirección del viento cambia claramente, predominando vientos procedentes del noreste más lentos. En esa dirección es donde se encuentra el macizo de Sierra Nevada. Las horas del principio de la mañana y del final de la tarde son horas en la que la dirección del viento cambia de una dirección a otra. De esta manera, para la ciudad de Granada encontramos que durante la noche predomina un régimen de vientos catabáticos, es decir, durante la noche, al aire más frío desciende a través de los valles adyacentes al macizo montañoso. Durante el día, el calentamiento de la superficie por la radiación solar hace que el aire más caliente de la ciudad ascienda. De acuerdo con este análisis de direcciones de viento, la estación se encuentra bajo la influencia de vientos que en momentos determinados puedan aportar aerosoles de origen mineral procedentes de las zonas agrícolas al sur de la ciudad.

6.1.2.- Masas de Aire sobre Granada

Debido a la variación del ángulo de declinación de la Tierra, junto con el movimiento de rotación terrestre, la distribución espacial y temporal de la radiación solar sobre la superficie de la tierra, sobre la atmósfera y sobre los mares y océanos es muy variada. Esto hace que en la atmósfera se genere un patrón de circulación del aire a escala global. En este sentido, se define una masa de aire como un volumen de aire cuyas propiedades físicas, especialmente la temperatura y la humedad, permanecen relativamente constantes en superficies de cientos a miles de kilómetros cuadrados (Barrey y Chorley, 1987). Las masas de aire adquieren sus características por interacción con las superficies sobre las que se encuentran (conocidas como regiones fuentes), donde deben de permanecer durante un determinado período de tiempo. Además, las regiones fuentes deben de ser lo suficientemente extensas y homogéneas para que la masa de aire adquiera características propias de la fuente. Por ejemplo, en el caso de nuestra región de estudio, el océano Atlántico es una fuente de gran importancia, debido tanto a su extensión como a su influencia en el régimen general de vientos. Otra fuente de interés son las zonas desérticas del norte de África.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Las masas de aire se pueden clasificar en función de su región fuente y de su recorrido posterior. Con respecto a la región fuente, se clasifican básicamente en función de su temperatura y del tipo de superficie sobre la que están. En función de la temperatura de la masa de aire se puede diferenciar entre masas de aire árticas (A), polares (P) y tropicales (T). Atendiendo al tipo de superficie de la región fuente, se distinguen entre masas continentales (c) y marítimas (Barry y Chorley, 1987). Los tipos de masas de aire que prevalecen en la Península Ibérica se muestran la figura 6.4. Detalles sobre las características climatológicas de cada masa de aire pueden verse en Capel et al. (1981), Rodríguez et al. (2001) y en Estellés (2006).

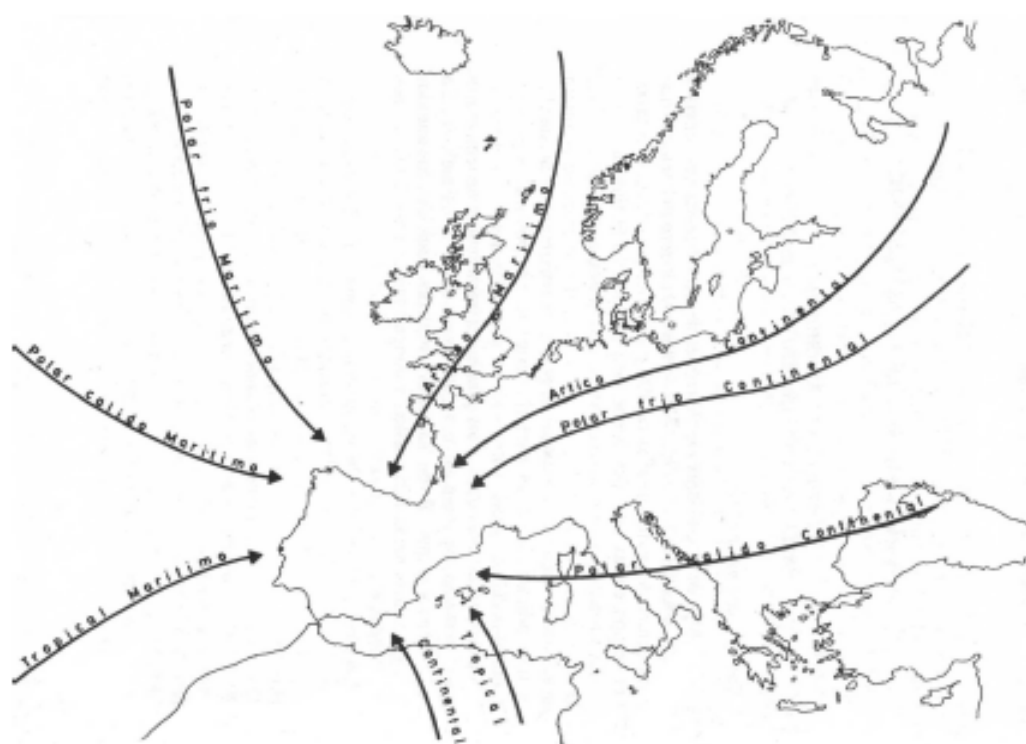


Figura 6.4: Tipos de masas de aire en la Península Ibérica; gráfica de Capel et al., (1981).

En la definición anterior de masa de aire no se tienen en cuenta las propiedades de las partículas suspendidas en ellas. Sin embargo, resulta razonable suponer que la interacción de la masa de aire con la superficie influirá no solo en las características termodinámicas de la masa de aire, sino también en el tipo de partículas que quedan suspendidas en la masa de aire. Esto cobra mayor importancia si tenemos en cuenta que el tiempo medio de las partículas que componen el aerosol atmosférico en la troposfera libre es de aproximadamente 5-10 días. De esta manera, una masa de aire que se

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

mantenga sobre la región fuente algunos días, poseerá un aerosol atmosférico con características muy similares a las del aerosol atmosférico de la región fuente.

Sin embargo, una masa de aire que llega a un lugar determinado no tiene porque ser pura. Por ejemplo, las masas de aire que llegan a nuestra estación desde el Atlántico pueden tener un cierto carácter continental al atravesar la Península Ibérica. A pesar de esto, el estudio de retro trayectorias de masas de aire es un recurso muy utilizado en los últimos años en las investigaciones de los aerosoles atmosféricos (Smirnov et al., 1995; Cape et al., 2000; Bonasoni et al., 2001; Methven et al., 2001; Rodríguez et al., 2001; Sancho y Romero, 2002; Heintzenberg et al., 2003; Kubilay et al., 2003; Gerasopoulos et al., 2003; Lyamani et al., 2005; Vergaz et al., 2005; Pace et al., 2006; Ogunjobi et al., 2007; Xia et al., 2007; Alados-Arboledas et al., 2008; Di Iorio et al., 2009).

6.1.2.1.- Clasificación de masas de aire.

Con el fin de estudiar la relación entre el tipo de masa de aire y el aerosol atmosférico, se utilizará el cálculo de retro trayectorias. Una retro trayectoria no es más que el análisis del camino que ha recorrido la masa de aire sobre un lugar de medida a lo largo del tiempo. El modelo de cálculo de retro trayectorias más empleado y el cual hemos utilizado en esta tesis doctoral, es el modelo Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model (HYSPLIT). Este modelo fue desarrollado por la NOAA y esta accesible vía online (<http://www.arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>). Detalles sobre este modelo pueden consultarse en Draxler y Rolph (2003) y en Rolph (2003). En este trabajo solamente se realizará una breve descripción del modelo HYSPLIT.

El modelo HYSPLIT combina una aproximación lagrangiana para resolver el transporte de masas de aire, con una aproximación euleriana para describir los fenómenos de difusión de contaminantes. El modelo necesita utilizar campos atmosféricos globales de medidas de variables cinéticas y termodinámicas, y después realizar interpolaciones de estas medidas sobre una maya regular previamente definida. Para datos anteriores al 1 de Enero de 2005 se utiliza la base de datos meteorológicos FNL, mientras que a partir de la fecha anterior se utiliza la base de datos GDAS.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Los errores de las retrorayectorias son mayores en situaciones de altas presiones que en situaciones de bajas presiones. Stohl, (1998) y Harryes et al. (2005) llevaron a cabo un análisis de las diferentes causas de error en retrorayectorias, estimando el error relativo de la masa de aire entorno al 20 % para un tiempo de vuelo (tiempo transcurrido hasta que la masa de aire llega a nuestro lugar) de 120 horas. A pesar de que HYSPLIT nos proporciona resoluciones menores en los tiempos de vuelo, en esta tesis doctoral vamos a trabajar con tiempos de vuelo de 120 horas, pues es el tiempo comúnmente utilizado en diversos estudios (Cape et al., 2000; Methven et al., 2001; Sancho y Romero, 2002; Querol et al., 2004; Lyamani et al., 2005; Toledano 2005; Estellés et al., 2006; Pace et al., 2006; Ogunjobi et al., 2007; Xia et al., 2007; Alados-Arboledas et al., 2008; Di Iorio et al., 2009). Además, las retrorayectorias se obtienen a diferentes alturas sobre el nivel del suelo de nuestra estación de medida: A) Retrorayectorias a 500 m sobre la superficie, para dar una representación del aerosol situado directamente sobre nuestra estación. Estas masas de aire son muy importantes para la caracterización del aerosol utilizando instrumentación in situ. B) Retrorayectorias a 1500 m sobre la superficie, que nos da una estimación del tipo de aerosol a lo largo de toda la columna atmosférica, ya que la mayor parte del aerosol atmosférico está confinado entorno a 1-3 km de altura. Por lo tanto, estas masas de aire serán representativas para las medidas de los fotómetros solar y estelar. C) Retrorayectorias a 3500 m sobre la estación, para detectar incursiones en altura de polvo sahariano, incendios y contaminación de origen no local. Adicionalmente se generan retrorayectorias a 5000 m en caso de que sea necesario para análisis de incursiones fuertes de aerosol sahariano.

6.1.2.2.- Algoritmo de clasificación de masas de aire.

Para la clasificación de las masas de aire, en primer lugar se definen los distintos sectores de donde pueden llegar las masas de aire a la ciudad de Granada. Estos sectores se muestran en la figura 6.5, donde el aerosol atmosférico será característico de las regiones fuentes de cada sector. Debemos de destacar que las masas de aire locales se corresponden con aquellas retrorayectorias cuya distancia máxima alcanzada durante los cinco días previos no supera los 600 km entorno al lugar de origen.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

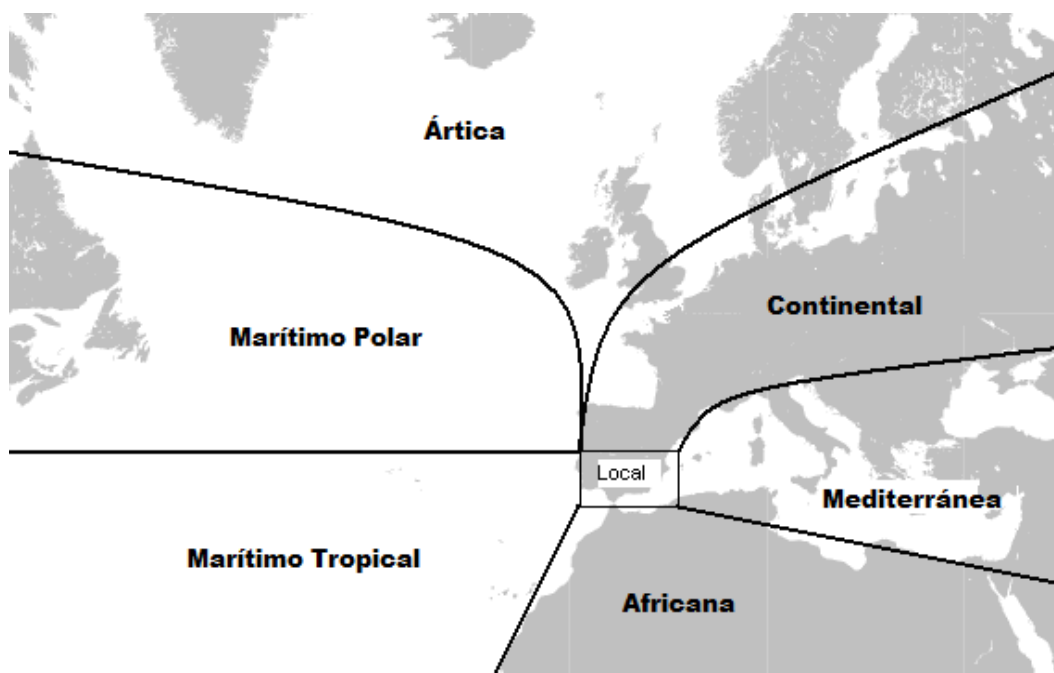


Figura 6.5: Origen de las distintas masas de aire que llegan a la ciudad de Granada

El algoritmo de clasificación de masas de aire desarrollado en el Grupo de Física de la Atmósfera de la Universidad de Granada (GFAT), toma un mapa estereográfico entorno a la ciudad de Granada. En dicho mapa tomamos latitudes desde -70° hasta 35° , y longitudes desde 15° hasta 90° . Posteriormente se divide el mapa en celdas de un grado de latitud por un grado de longitud, y se le asigna a cada celda uno de los tipos de masa de aire mencionados anteriormente. La salida de HYSPLIT nos da los lugares y la altura por donde la masa de aire ha estado a lo largo de los 5 días anteriores (20 puntos para una retrorayectoria de 5 días, siendo el intervalo de tiempo de 6 horas). El algoritmo de clasificación normaliza dividiendo entre el número total de puntos. Posteriormente, vemos el tipo de masa de aire en el cual ha caído cada punto y procedemos a clasificar la masa de aire según los siguientes criterios:

- i) Si la masa de aire ha permanecido durante 5 ó más horas (es decir, 5 ó más puntos) sobre la región africana, entonces la masa de aire se considera africana.
- ii) Si la suposición anterior no se cumple, entonces se estudia el promedio de todos los puntos. Si una región prevalece sobre el resto, entonces a la retrorayectoria se le asigna la masa de aire correspondiente a esa región.

- iii) Finalmente, si obtenemos que la masa de aire no es de origen africano, y tampoco se observa una predominancia de una región sobre el resto, entonces tenemos el caso de una masa de aire mixta. Para asignarle una región concreta, fijamos un criterio basado en la carga de aerosol esperada. En este sentido, fijamos el siguiente orden que implica ir desde las masas con más carga de aerosol a las más limpias: continental, mediterránea, local, marítimo tropical, marítimo polar y ártica.

6.1.2.3.- Clasificación de masas de aire en la ciudad de Granada.

Una vez vistas las características de nuestro algoritmo de clasificación de masas de aire, pasamos a realizar un análisis estacional de las distintas masas de aire que llegan a la ciudad de Granada. Para ello se ha utilizado el período comprendido entre el 1 de Enero de 1997 y el 1 de Septiembre de 2009. La figura 6.6 muestra los resultados, distinguiendo entre las distintas estaciones del año y entre los niveles de 300, 1500 y 3500 sobre la superficie de nuestra estación.

De la figura 6.6 observamos que para el nivel de 500 m las masas más importantes son las Marítimo Polar y la Continental. También son destacables las masas Mediterráneas que pueden aportar partículas de contaminación. Es también muy llamativo que en invierno hay mayor probabilidad de encontrar masas africanas a 500 m que en verano. Sin embargo, las masas Africanas que nos llegan en invierno son más limpias, pues en esta época del año no se suelen dar las condiciones necesarias para que se inyecten partículas de polvo mineral en la atmósfera sahariana.

Para el nivel de 1500 m se observa que siempre hay un aporte importante de masas Africanas, aunque sin duda alguna la mayor contribución de estas masas se produce en verano con probabilidad entorno al 25%. También tiene un aporte muy importante las masas Continentales, con probabilidades entorno al 25 % durante todas las estaciones del año. Las masas Marítimo Polares llegan a ser el 28 % en invierno (lo cual también explica la menor carga de aerosol en esta estación del año).

Finalmente, para el nivel de 3500 m se observa como las masas Marítimo Polar y Marítimo Tropical tienen un aporte importante (probabilidad entorno al 25%) durante

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

todas las épocas del año. Lo más destacable es la gran variación que existe entre las masas Continentales y Africanas entre verano e invierno. En verano, las masas Africanas son mayores (probabilidad entorno al 40%), lo que unido a las condiciones meteorológicas de esta época del año, puede dar lugar a un mayor aporte de aerosol mineral en altura. Durante el invierno, las masas de aire Africanas son menores, cobrando mayor importancia las Continentales.

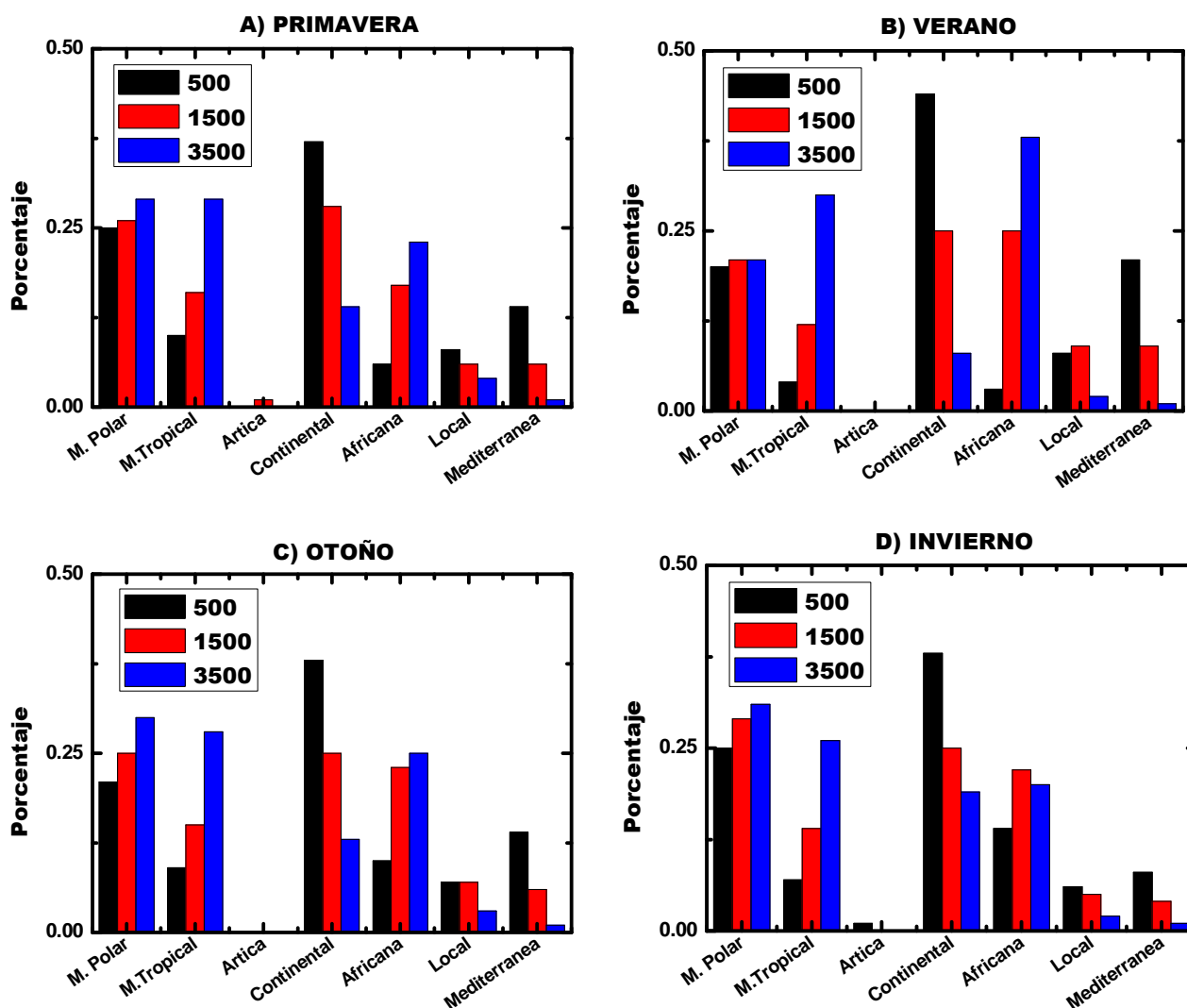


Figura 6.6: Para el período comprendido entre el 1 de Enero de 1997 y el 1 de septiembre de 2009, se muestran los porcentajes de las distintas masas de aire que llegan a la ciudad de Granada. Se muestran a las alturas de 500, 1500 y 3500 sobre la estación de medida. A) Primavera. B) Verano. C) Otoño. D) Invierno.

6.2.-ANÁLISIS DE DATOS.

Una vez vistas las características climáticas del lugar de medida, pasamos a ver el número de medidas simultáneas que se han realizado con el fotómetro solar CIMEL y el fotómetro estelar EXCALIBUR. El fotómetro solar CIMEL lleva realizando medidas continuas desde Julio de 2002, mientras que el fotómetro estelar EXCALIBUR comenzó a realizar medidas rutinarias a partir de Marzo de 2007. Para esta tesis doctoral, el período de medidas simultáneas con ambos fotómetros va a ser el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 31 de Agosto de 2009. Los días ó las noches en los cuales se tomaron menos de dos horas de medidas ó en los que se realizaron menos de 2 medidas, son rechazados. La figura 6.7 muestra el número de días y noches de medidas realizadas para cada del período con el que vamos a trabajar.

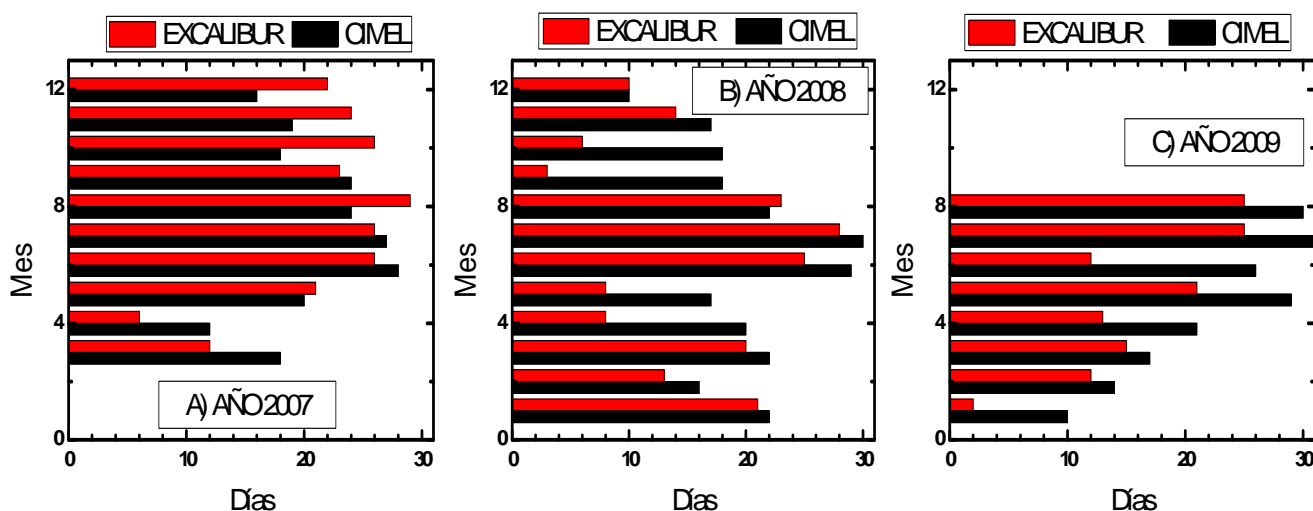


Figura 6.7: Número de medidas realizadas cada mes con el fotómetro solar CIMEL y con el fotómetro estelar EXCALIBUR. El período de medidas comprende desde el día 1 de Marzo de 2007 hasta el 31 de Agosto de 2009. a) Año 2007; b) Año 2008; c) Año 2009.

De la figura 6.7 vemos que generalmente hay más medidas con el fotómetro solar CIMEL que con el fotómetro estelar EXCALIBUR. Esto se debe únicamente a la mejor automatización de este fotómetro solar. Cabe destacar también períodos con bajo número de medidas con ambos instrumentos. Esto se debe principalmente a períodos lluviosos. También debemos de mencionar que desde Septiembre a Diciembre de 2008, el fotómetro estelar tuvo problemas con la rueda de filtros, por lo que en ese período lamentablemente se realizaron menos medidas.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

La profundidad óptica de aerosoles $\delta_{Ac}(\lambda)$ en la que nos centraremos en nuestros análisis será la de la longitud de onda de 440 nm, centrada en el visible y que permite comparar con otros estudios. El cálculo del parámetro α se hará usando las profundidades ópticas de aerosoles comprendidas entre 380 y 880 nm. La elección de este intervalo de longitudes de onda es para comparar con otros estudios. Por otro lado, el cálculo de las propiedades microfísicas se llevo a cabo siguiendo los procedimientos descritos en el capítulo 5. El modo fino se corresponde a partículas de radios inferiores a 0.5 μm , mientras que las partículas de radio superior 0.5 μm corresponden al modo grueso. El rango típico en que se obtuvieron los radios efectivos era desde 0.09 a 1.23 con media de 0.29 ± 0.16 durante el día, y desde 0.1 a 1.83 con media de 0.36 ± 0.19 durante la noche. También se utilizarán los radios modales ($r_{M, \text{fino}}$), desviaciones típicas ($\sigma_{M, \text{fino}}$) y la concentración volumétrica de partículas ($V_{M, \text{fino}}$).

6.2.1.- Series de Medida de las Propiedades del Aerosol Atmosférico.

En esta sección pretendemos estudiar la evolución a lo largo de los dos años y medio de medidas consecutivas de las distintas propiedades en columna del aerosol atmosférico. En primer lugar, la figura 6.8 muestra los promedios diarios y nocturnos de la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm, $\delta_{Ac}(440)$. Los valores obtenidos en $\delta_{Ac}(440)$ varían entre 0.8 y 0.01 para el fotómetros solar, y entre 0.7 y 0.01 para el fotómetro estelar. Se observa una continuidad entre las evoluciones temporales día-noche de $\delta_{Ac}(440)$, es decir, cuando tenemos $\delta_{Ac}(440)$ elevados durante el día también los tenemos durante la noche, y viceversa. El valor medio anual es de $\delta_{Ac}(440)$ es de 0.19 ± 0.11 durante el día y de 0.20 ± 0.11 durante la noche. Para las profundidades ópticas del resto de los filtros en nuestra serie de medidas, la figura 6.9 muestra las evoluciones día-noche y la tabla 6.2 muestra los valores promedios y las desviaciones estándares para toda serie de medidas.

	$\delta_{Ac}(380)$	$\delta_{Ac}(670)$	$\delta_{Ac}(880)$	$\delta_{Ac}(1020)$
Día	0.21 ± 0.11	0.12 ± 0.09	0.10 ± 0.09	0.09 ± 0.08
Noche	0.23 ± 0.12	0.14 ± 0.09	0.11 ± 0.09	0.10 ± 0.08

Tabla 6.2: Profundidades ópticas de aerosoles para el resto de los filtros de los fotómetros solar y estelar. Se muestran los valores medios y sus desviaciones estándares para la serie de medida comprendida entre Marzo 2007 – Agosto 2009.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

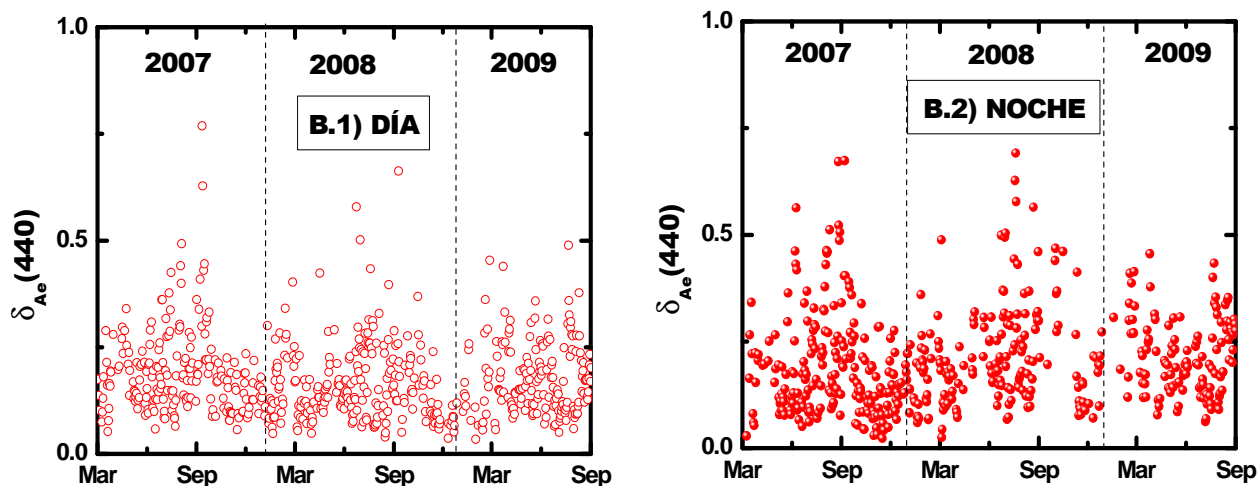


Figura 6.8: Series de la profundidad óptica de aerosoles a partir de las medias diarias y nocturnas en los canales entorno a 440 nm. a) Día. b) Noche.

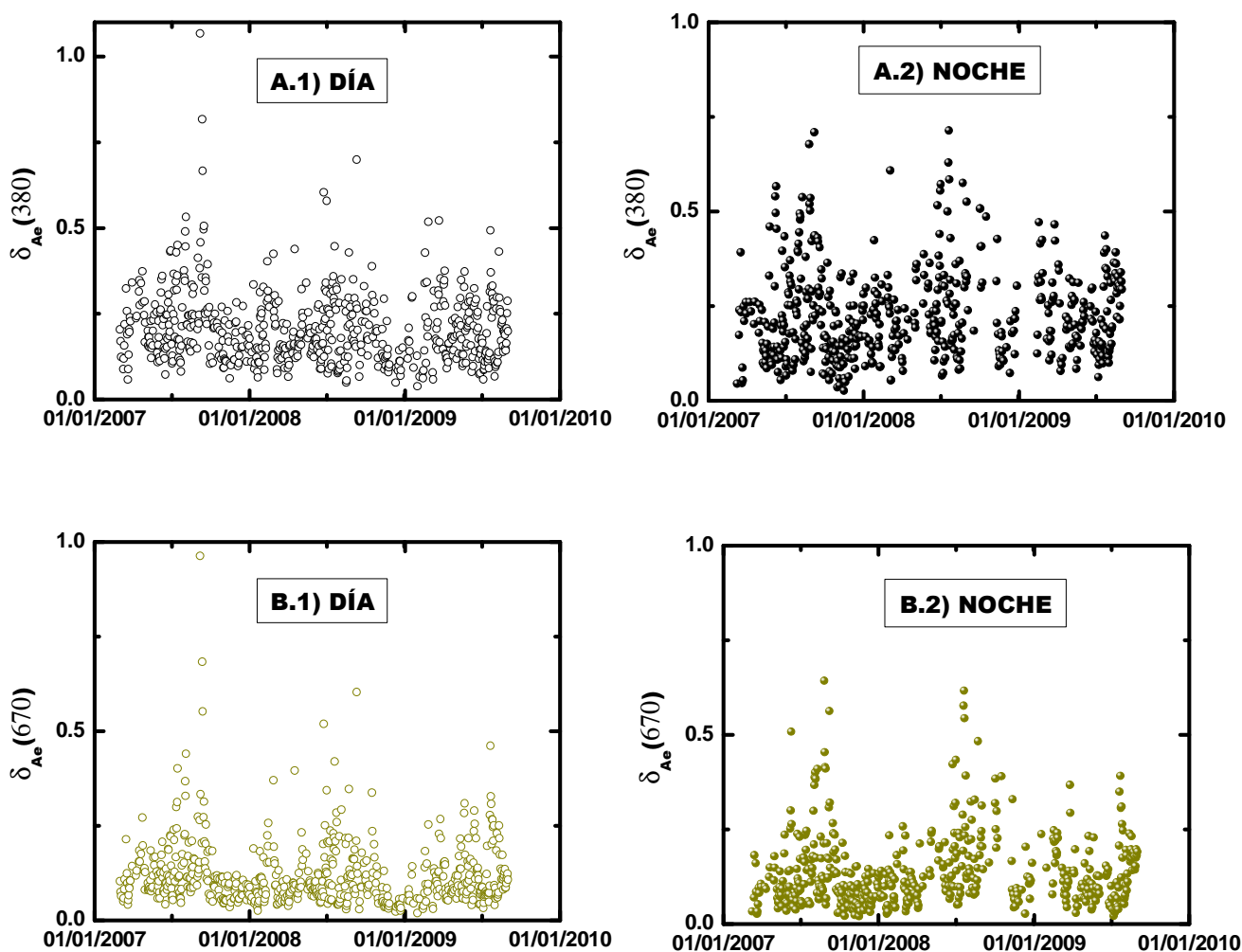


Figura 6.9-I: Series de la profundidad óptica de aerosoles a partir de las medias diarias y nocturnas en los canales entorno a 440 nm. a) Día. b) Noche.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

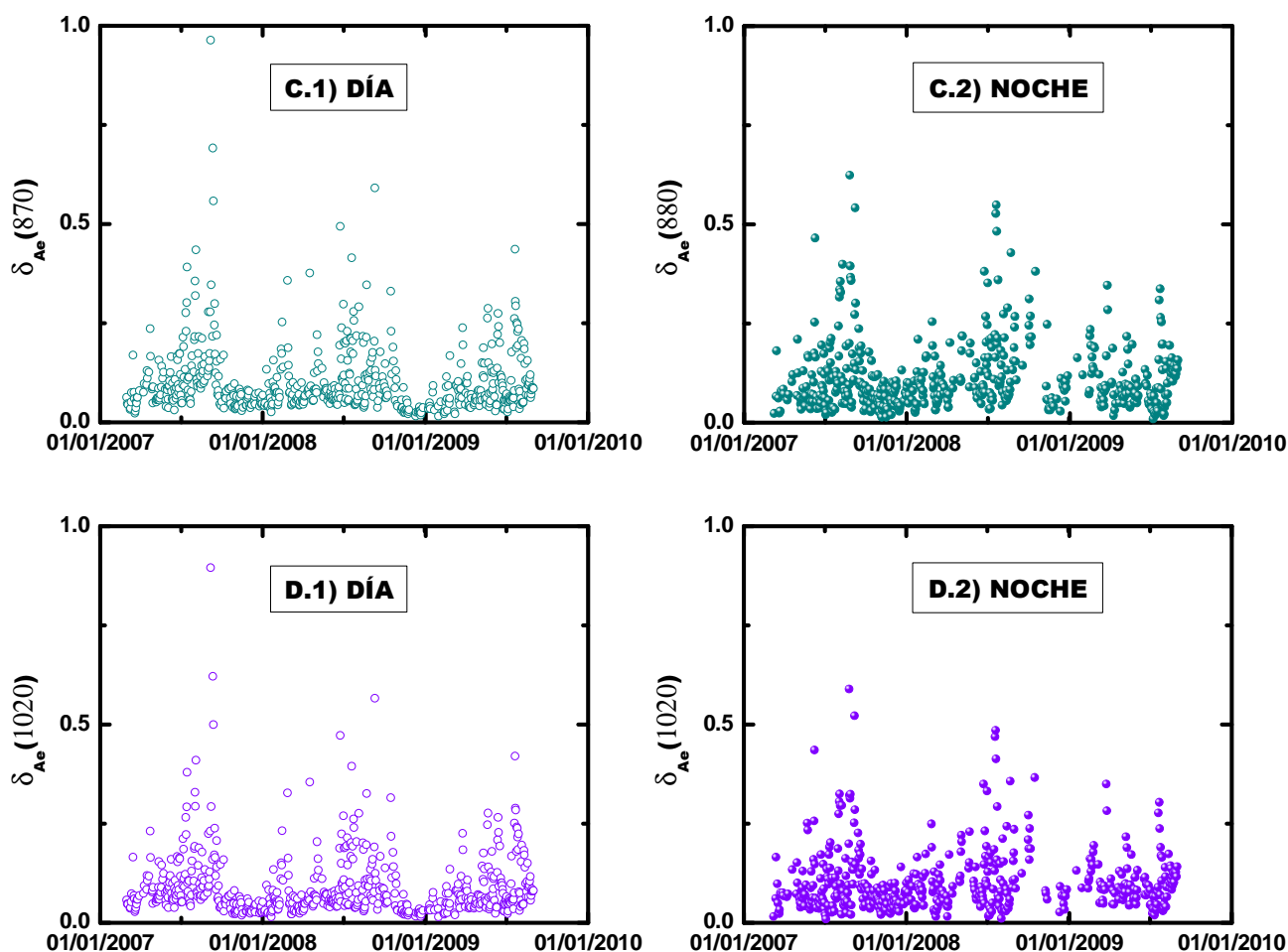


Figura 6.9-I: Series de la profundidad óptica de aerosoles a partir de las medias diarias y nocturnas en los canales entorno a 440 nm. a) Día. b) Noche.

En Alados-Arboledas et al. (2003), para la estación de la base militar de Armilla (37.18° N, 3.58° W, 660 m a.s.l), situada en el entorno del área metropolitana de la ciudad de Granada, a tan solo 12 km de nuestra estación, para el período comprendido entre 1994 y 1998 se obtiene un valor promedio anual en $\delta_{Ae}(500)$ de 0.19 ± 0.11 . En la Península Ibérica, Estellés et al., (2006) da un valor promedio para $\delta_{Ae}(500)$ de 0.19 en el área metropolitana de la ciudad de Valencia (39.51° N, 0.41° E, 60 m a.s.l) para el período comprendido entre los años 2002 y 2005, y Toledano (2007), para el período comprendido entre los años 2000 y 2004, da un valor promedio de 0.18 para la estación del Arenosillo (37.10° N, 6.70° W, 17 m a.s.l), que es un área remota en el entorno del parque nacional de Doñana, pero su carga de aerosol se ve afectada por las zonas industriales del sudoeste de España y por invasiones de polvo mineral proveniente del desierto del Sahara. Por lo tanto, los valores de $\delta_{Ae}(440)$ obtenidos durante el día y

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

durante la noche son del orden de los obtenidos en el entorno de la ciudad de Granada y en otros lugares de la Península Ibérica.

Para la región del mediterráneo oriental, Gerasopoulos et al. (2003) dan valores anuales para $\delta_{Ac}(500)$ de 0.30 para la estación del monte Athos (40.10° N, 23.31° E, 170 m a.s.l) y para la ciudad de Tesalónica (40.25° N, 23.31° E, 80 m a.s.l). Estos valores, tomados entre los años 2001 y 2002, son más altos que los de nuestra estación debido a la alta carga de partículas en esa zona del mediterráneo provenientes de invasiones saharianas, y de la contaminación de las antiguas repúblicas de la Unión Soviética y de la propia Grecia. En Italia, para un año de datos, Barnaba y Gobi (2000) encuentran valores de 0.24 en Ispra (45.30° N, 8.37° E, 225 m a.s.l), que es una región industrializada del Norte de Italia, 0.19 en Roma (41.95° N, 12.2° E, 37 m a.s.l) y 0.17 en Oristano (39.91 N, 8.24° E, 9 m a.s.l) que es un lugar poco contaminado en la isla de Cerdeña. Para una región remota en el mar mediterráneo, como la isla de Lampedusa (situada a 205 km de Sicilia y a 113 km de Túnez), Pace et al. (2006) dan para el período comprendido entre Julio de 2001 y Septiembre de 2003 un valor promedio de anual para $\delta_{Ac}(500)$ de 0.24. Estos valores tan altos para una zona remota se explican teniendo en cuenta que esta isla esta muy cercana al continente africano, y por lo tanto se ve sometida a constantes incursiones de polvo mineral proveniente del desierto del Sahara. También se ve muy afectada por las masas de aire provenientes de Europa del este que aportan una gran cantidad de partículas contaminantes. Finalmente, para las islas Azores (50.12° N, 4.01° W) situadas a 5000 km al Oeste de la costa de Portugal, Behnert et al. (2004) dan para $\delta_{Ac}(500)$ un valor de 0.1 para el período comprendido entre los años 2001 y 2003. Por lo tanto, los valores de $\delta_{Ac}(440)$ obtenidos tanto durante el día como los obtenidos durante la noche en nuestra estación de medida, son del orden de los obtenidos en la región mediterránea.

La figura 6.10 muestra la evolución de los promedios diarios y nocturnos del parámetro α . Este parámetro nos da información sobre el predominio de un tipo de partículas sobre otras (Dubovik et al., 2002a). Durante el día, el parámetro α toma valores desde 0.09 hasta 2.0, mientras que durante la noche los valores varían desde 0.1 hasta 2.3. Se observa también una similitud entre los valores día-noche consecutivos, además de una continuidad en las evoluciones temporales día-noche. El promedio anual de α es de 1.1 ± 0.4 durante el día y de 1.0 ± 0.4 durante la noche. Para la estación de la

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

base aérea de Armilla, Alados-Arboledas et al. (2003) dan valores a 0.8 para el período entre 1994 y 1996, y de 1.1 para el período entre 1996 y 1999. Estos cambios en el tipo de partículas estaban relacionados con un cambio de una época de sequía intensa a una época menos seca. En nuestro período de medida no se han observado cambios tan notables en los promedios anuales del parámetro α entre distintos años.

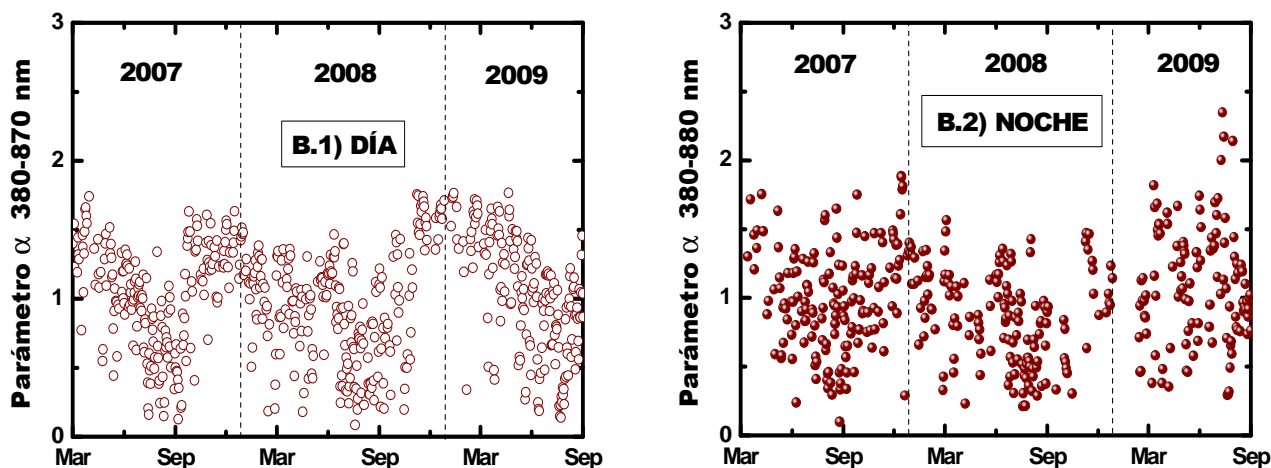


Figura 6.10: Evoluciones del parámetro α de Angström calculado entre 380 y 880 nm a partir de los valores diarios y nocturnos de $\delta_{Ac}(\lambda)$. a) Día. b) Noche

Al igual que se ha realizado para la carga total de aerosol y para los mismos períodos de medida, comparamos con los valores en regiones cercanas a la nuestra. Para la Península Ibérica, Estellés et al. (2006) da un valor promedio anual de 1.3 en la ciudad de Valencia asociando estos valores a partículas de origen urbano e industrial; Para la estación del Arenosillo, Toledano (2007) da un valor de 1.04, que lo asocia a partículas de polvo sahariano, marítimas e industriales. Para el mediterráneo oriental, Gerasopoulos et al. (2003) da valores de α de 1.4 para la estación del monte Athos y de 1.6 para la ciudad de Tesalónica. Estos valores de α se asocian a partículas de origen antropogénico, tanto locales como remotas (procedentes de las regiones industrializadas de las repúblicas de la ex Unión Soviética), además de un aporte importante de partículas procedentes de la quema de biomasa durante el período en el que se realizaron las medidas. Para la isla de Lampedusa, Pace et al. (2006) dan valores anuales de α de 0.86, variando desde -0.32 hasta 2.05. Estos valores se deben a una mezcla de días con invasiones de polvo sahariano que hacen que el parámetro α tome valores bajos, con días de invasiones de partículas contaminantes procedentes de Europa del Este, que hacen que el parámetro α aumente. También hay que mencionar que en regiones dominadas por polvo desértico, Masmoudi et al. (2003) dan valores entorno a

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

0.4-0.9. Finalmente, para las islas Azores Behnert et al. (2004) da un valor de α de 0.79 que es el valor típico del aerosol marino.

Por lo tanto, según lo visto en el párrafo anterior, los valores del parámetro α obtenidos en nuestra estación de medida están dentro de los valores típicos encontrados en la Península Ibérica y en el Mediterráneo. Si nos restringimos a valores elevados de $\delta_{Ac}(440)$, para valores bajos de α predominarían las partículas gruesas, y generalmente se asocian a invasiones de polvo saharianas (Lyamani et al., 2005; Guerrero-Rascado et al, 2009). Sin embargo para valores altos de α , pueden deberse a eventos de contaminación ó a eventos de quema de biomasa (Lyamani et al., 2006a,b).

En cuanto a las propiedades microfísicas, la figura 6.10 muestra las evoluciones de los radios efectivos r_{eff} para nuestro periodo de medidas. Durante el día, el radio efectivo toma valores desde $0.13 \mu\text{m}$ a $0.9 \mu\text{m}$, mientras que durante la noche varía desde $0.13 \mu\text{m}$ a $1.00 \mu\text{m}$. También podemos ver que hay cierta continuidad entre las serie temporal día-noche. En la evolución obtenida durante el día (figura 6.10a), se observan valores mayores durante la época estival y valores menores en invierno. Sin embargo, durante la noche no se observa este patrón (figura 6.10b), observándose también mayor dispersión entre los datos. Durante el día, el radio efectivo medio anual es de $0.29 \pm 0.15 \mu\text{m}$, mientras que durante la noche es de $0.31 \pm 0.17 \mu\text{m}$.

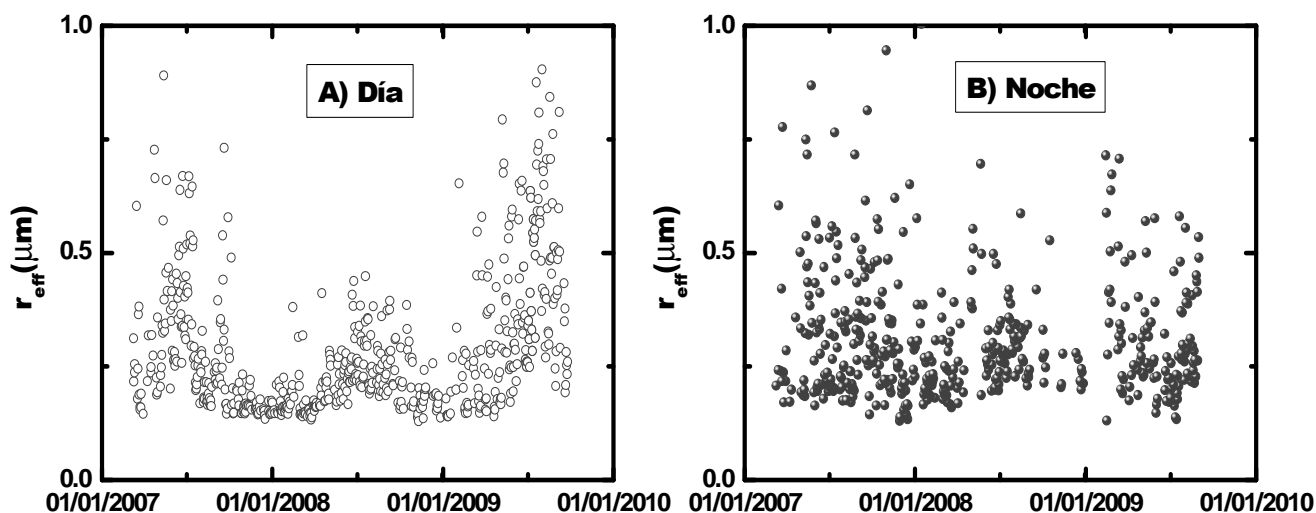


Figura 6.10: Evolución temporal del radio efectivo. a) Día. b) Noche.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

En la figura 6.11 se muestran las evoluciones temporales día y noche del radio modal, desviación estándar y concentración volumétrica de partículas del modo fino. En todos los parámetros se observa similitud entre los valores día-noche, aunque se observa mayores variaciones en los valores nocturnos obtenidos con el fotómetro estelar. Para el radio modal fino (figura 6.11a), se observa un patrón durante la noche con valores máximos en verano. Durante el día no se observa este patrón, aunque si es cierto que los mayores valores durante el día se obtienen en verano. Los valores durante el día están entre 0.3 y 0.1 μm , con promedio anual de $0.16 \pm 0.03 \mu\text{m}$; durante la noche, se obtienen valores comprendidos entre 0.32 y 0.07 μm , con promedio anual de $0.18 \pm 0.06 \mu\text{m}$.

Para las desviaciones estándar del modo fino (figura 6.11b), durante el día toma valores desde 0.38 hasta 0.80 μm , con una media anual de $0.60 \pm 0.06 \mu\text{m}$; durante la noche los valores se encuentran entre 0.08 a 0.81, con media anual de $0.48 \pm 0.12 \mu\text{m}$. Además, durante el día no se observan fluctuaciones tan fuertes como durante la noche. Durante el día, prácticamente todos los valores están por encima de 0.5 μm mientras que durante la noche más del 50% de los valores están por debajo de 0.5 μm . Finalmente, en cuanto a la concentración volumétrica de partículas (figura 6.11c), no se observa ningún patrón destacable ni durante el día ni durante la noche. Durante el día toma valores desde 0.003 hasta 0.09 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$, mientras que durante la noche varía desde 0.002 hasta 0.07 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$. Los promedios anuales son de $0.017 \pm 0.008 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$ durante el día y de $0.020 \pm 0.011 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$.

Finalmente, en la figura 6.13, 6.14, 6.15, 6.16, 6.17 y 6.18 se muestran los diagramas de Box-Whisker de la profundidad óptica de aerosoles en 440, del parámetro α y del radio efectivo para cada mes de medida. En la figura 6.12 se muestra un ejemplo del diagrama de Box-Whisker.

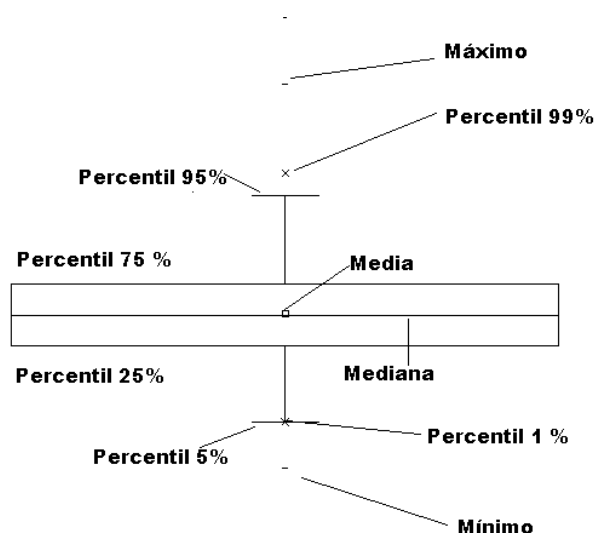


Figura 6.12: Representación de un diagrama de Box-Whisker

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

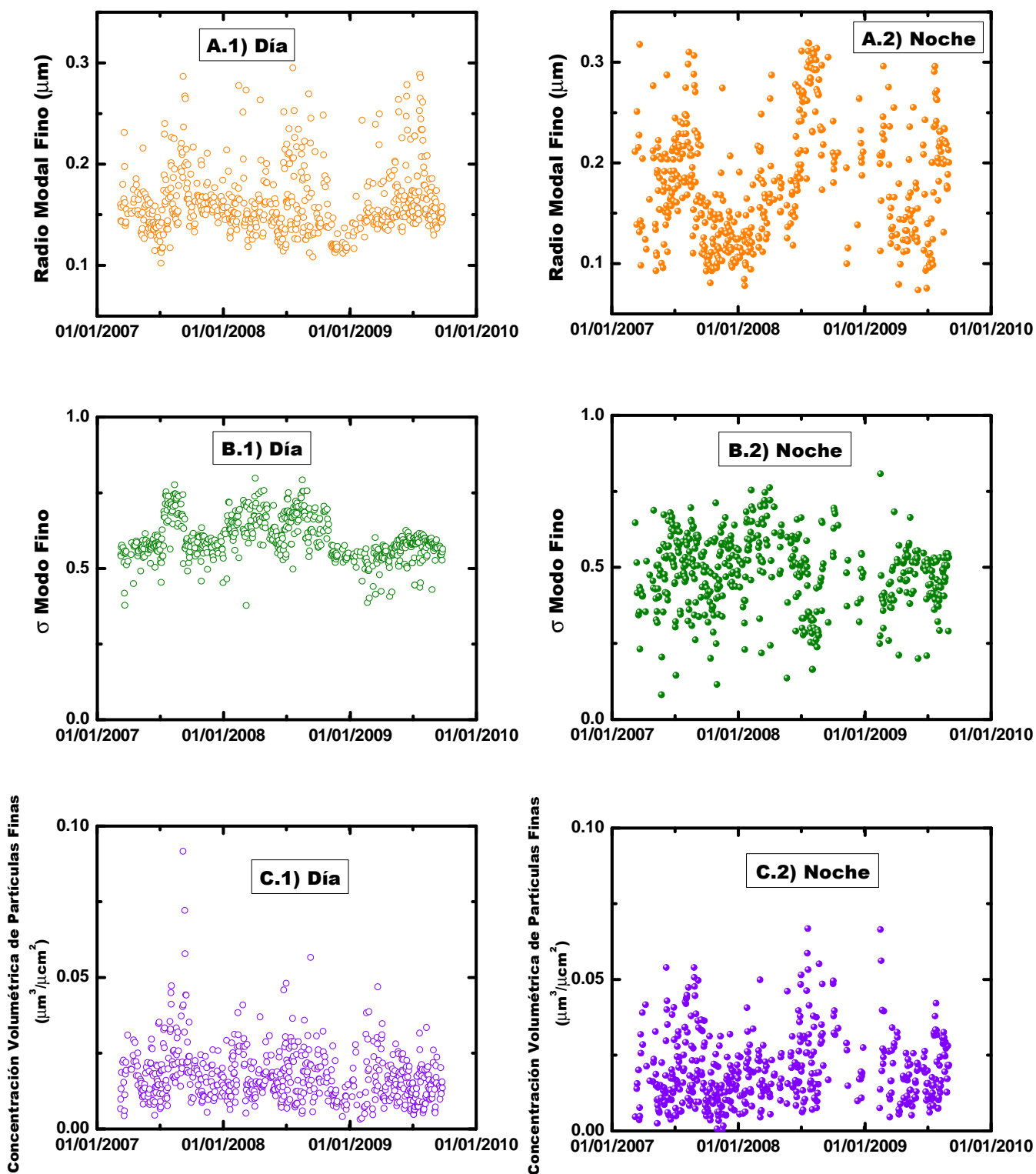


Figura 6.11: Evoluciones temporales de los parámetros del modo fino; a) Radio modal. b) Desviación estándar σ . c) Concentración de volumen.

FOTÓMETRO SOLAR CIMEL

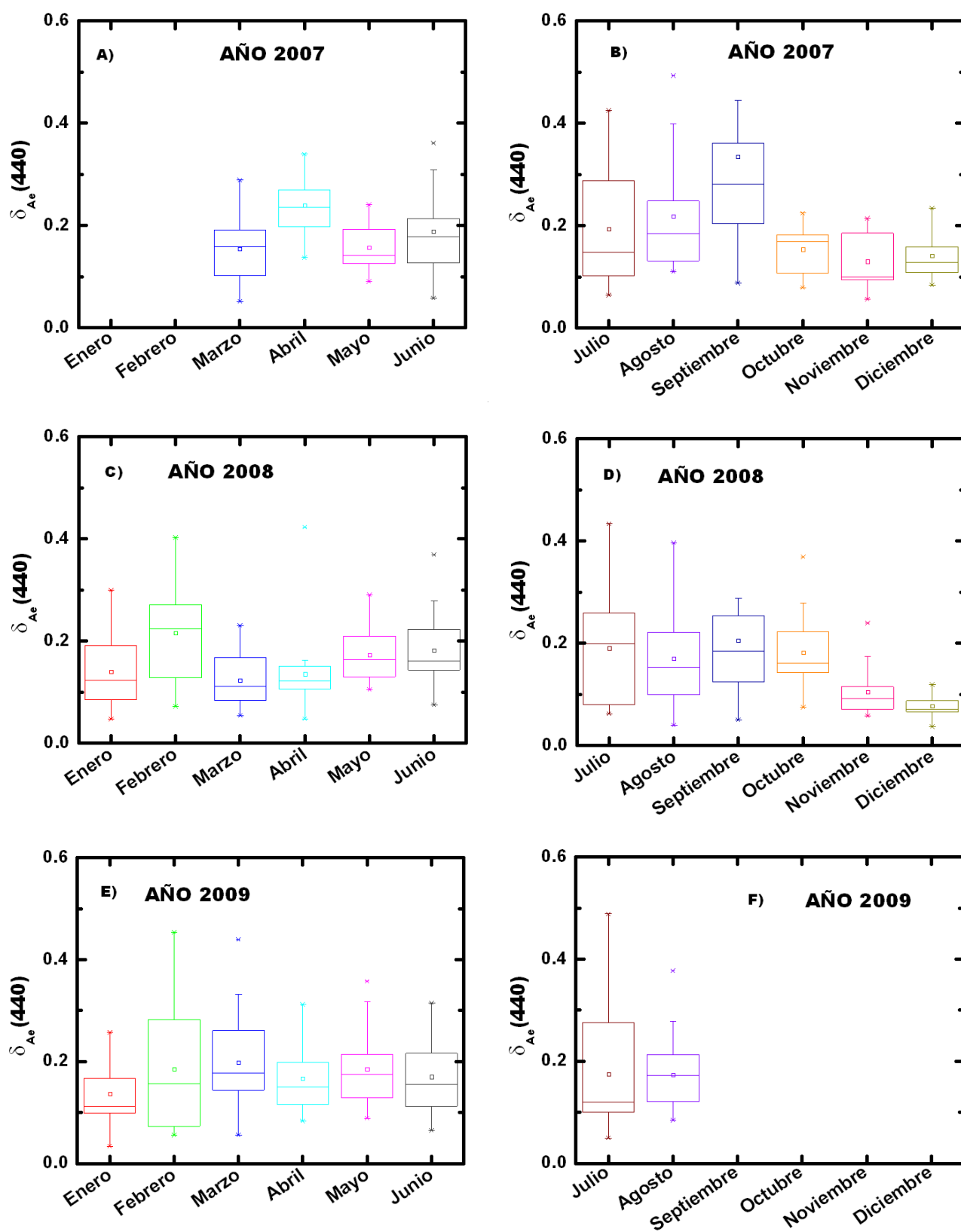


Figura 6.13: Diagramas de Box-Whisker de las evoluciones mensuales de la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm para el fotómetro estelar EXCALIBUR. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

FOTÓMETRO SOLAR ESTELAR EXCALIBUR

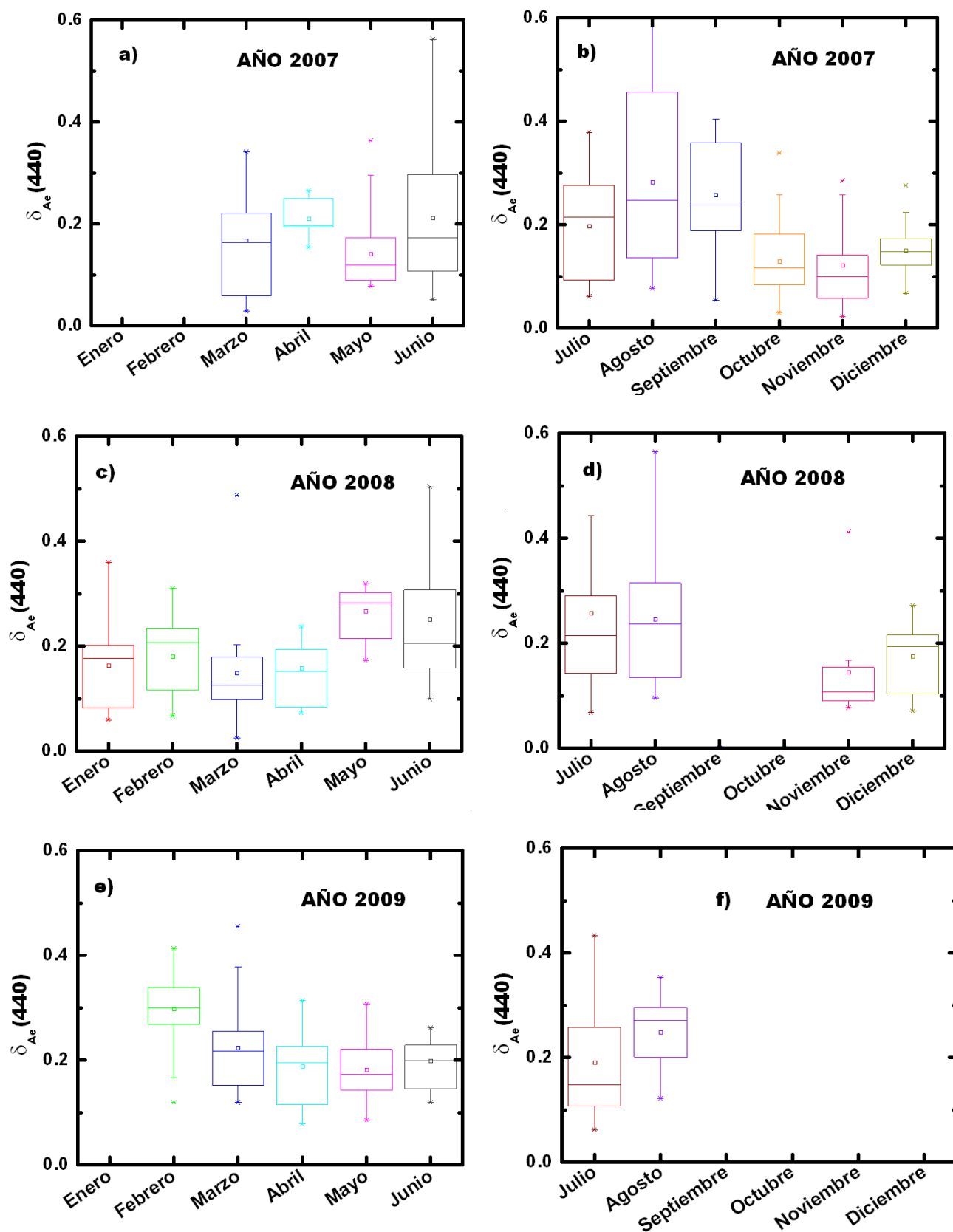


Figura 6.14: Diagramas de Box-Whisker de las evoluciones mensuales de la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm para el fotómetro estelar EXCALIBUR. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

FOTÓMETRO SOLAR CIMEL

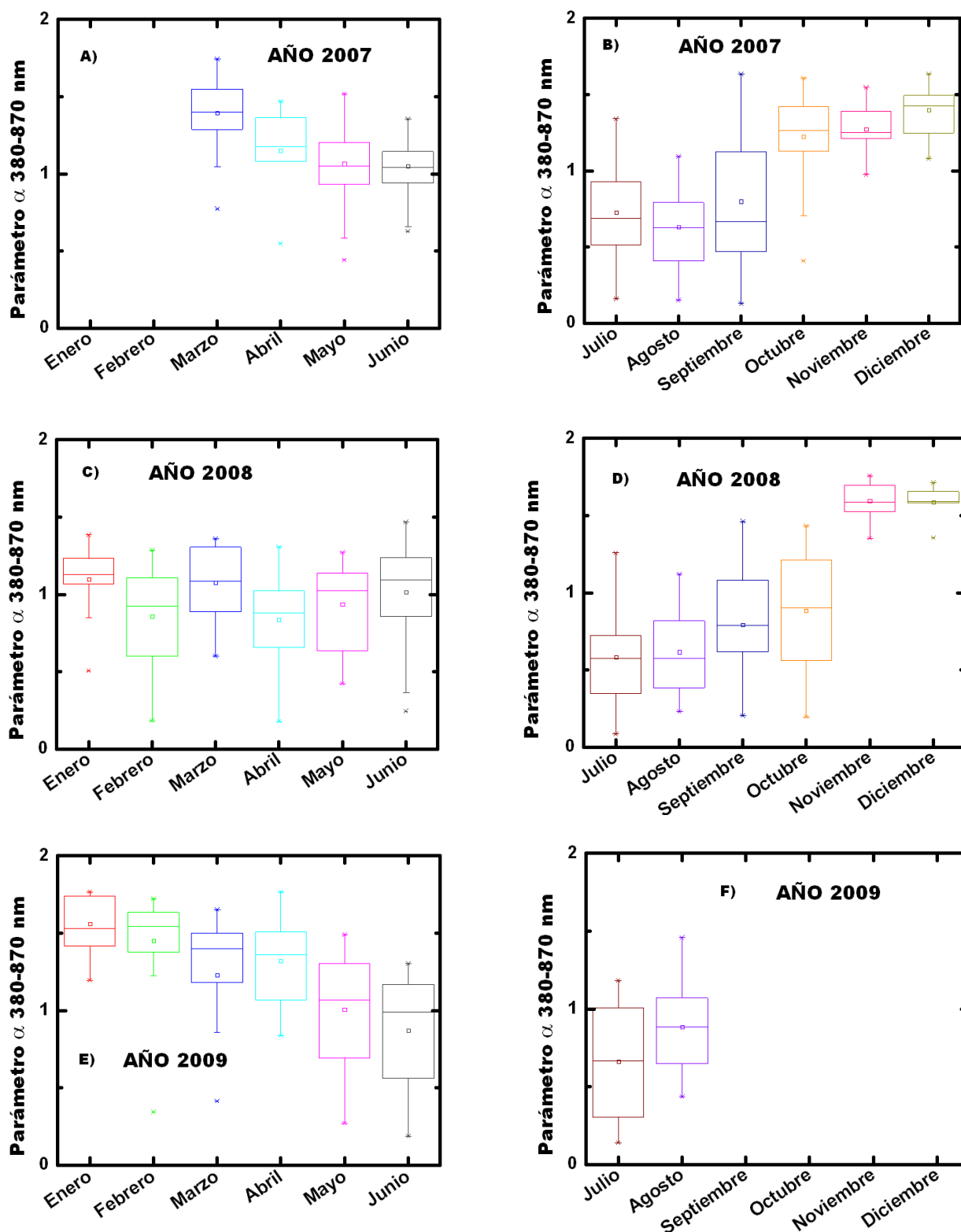


Figura 6.15: Para el fotómetro solar CIMEL, diagramas de Box-Whisker de las evoluciones del parámetro α de Angström calculado entre 380 y 870 nm a partir de los valores diarios de las profundidades ópticas de aerosoles. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

FOTÓMETRO ESTELAR EXCALIBUR

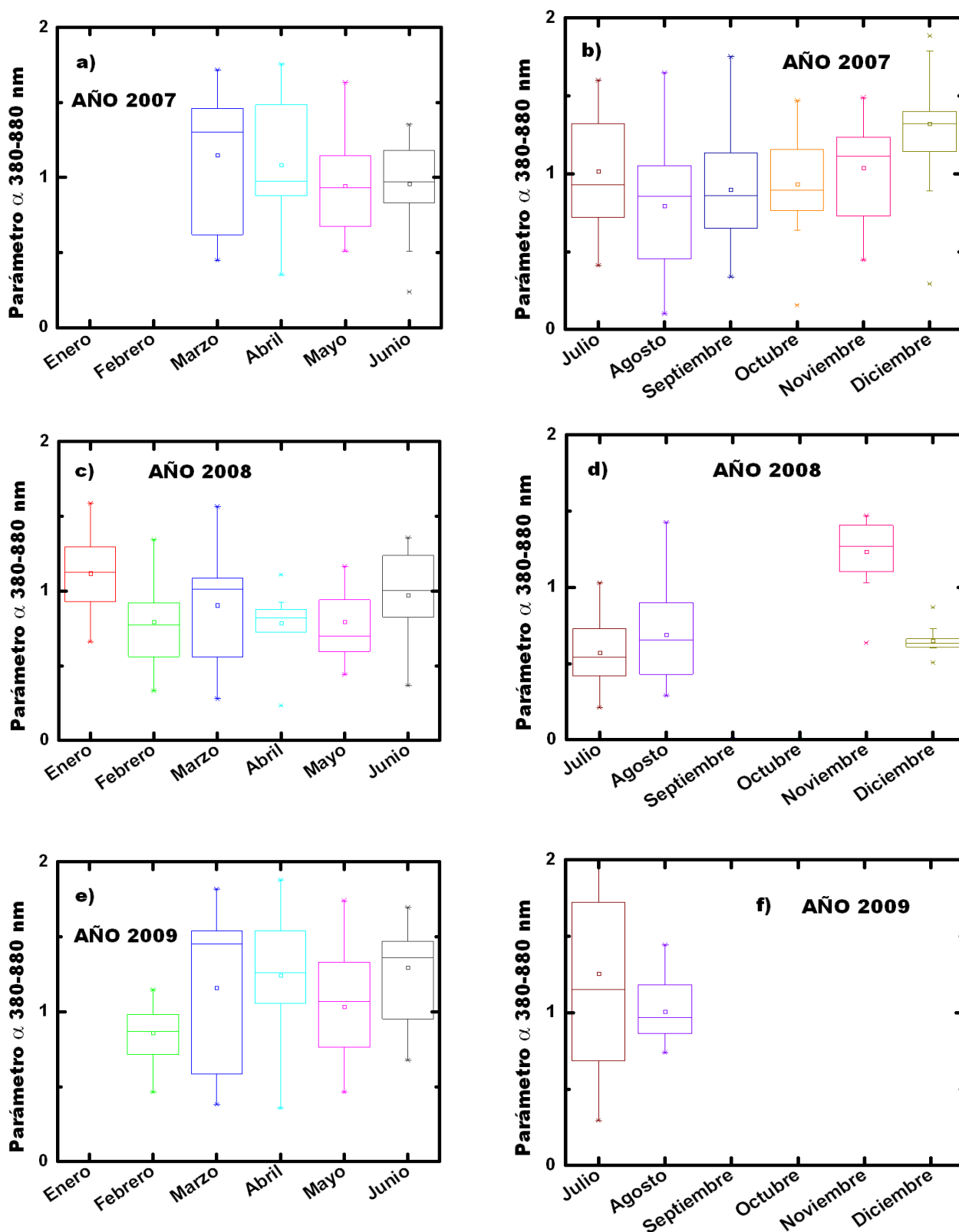


Figura 6.16: Para el fotómetro estelar EXCALIBUR, diagramas de Box-Whisker de las evoluciones del parámetro α de Angström calculado entre 380 y 880 nm a partir de los valores nocturnos de las profundidades ópticas de aerosoles. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

FOTÓMETRO SOLAR CIMEL

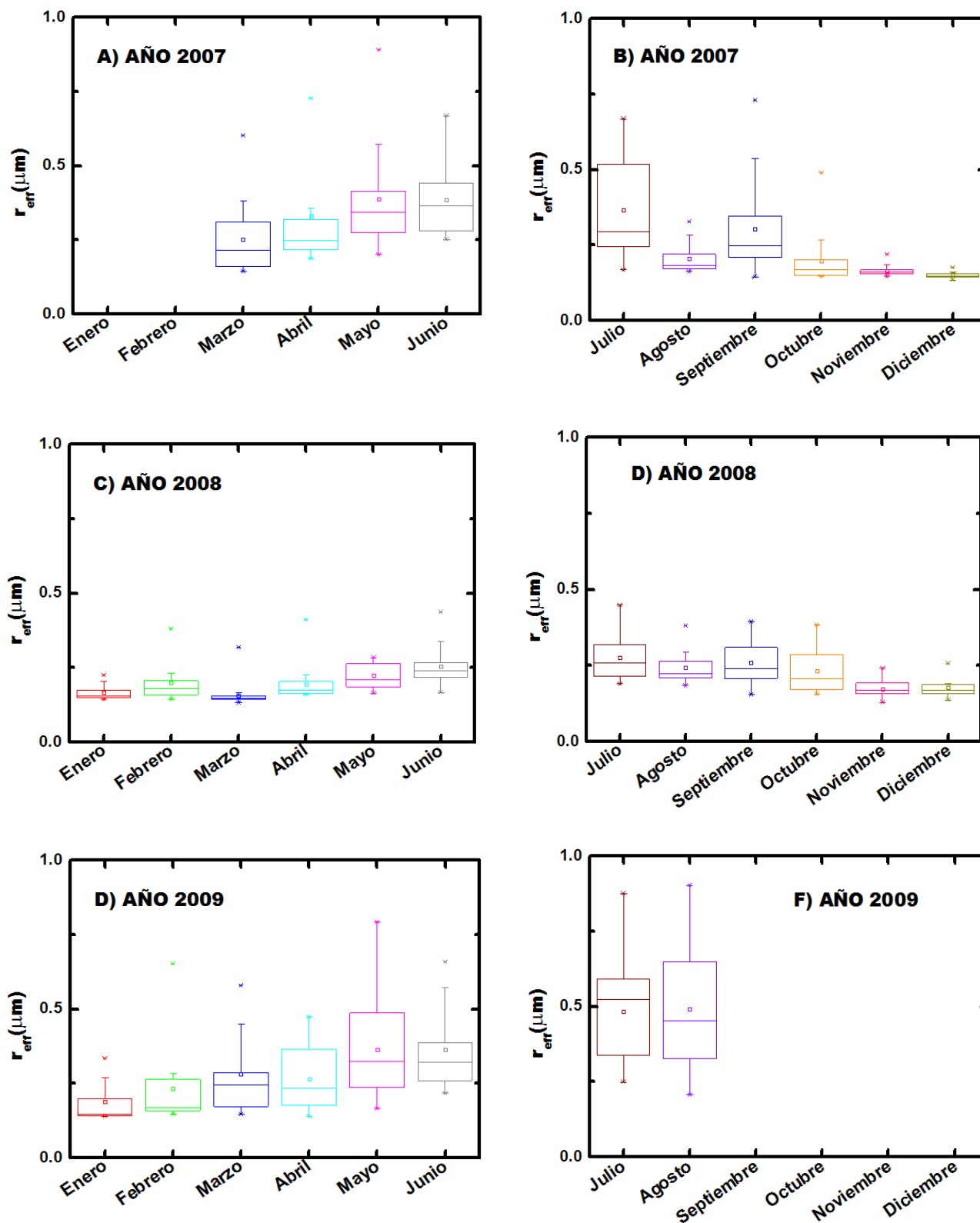


Figura 6.17: Diagramas de Box-Whisker de las evoluciones mensuales del radio efectivo durante el día. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

FOTÓMETRO ESTELAR EXCALIBUR

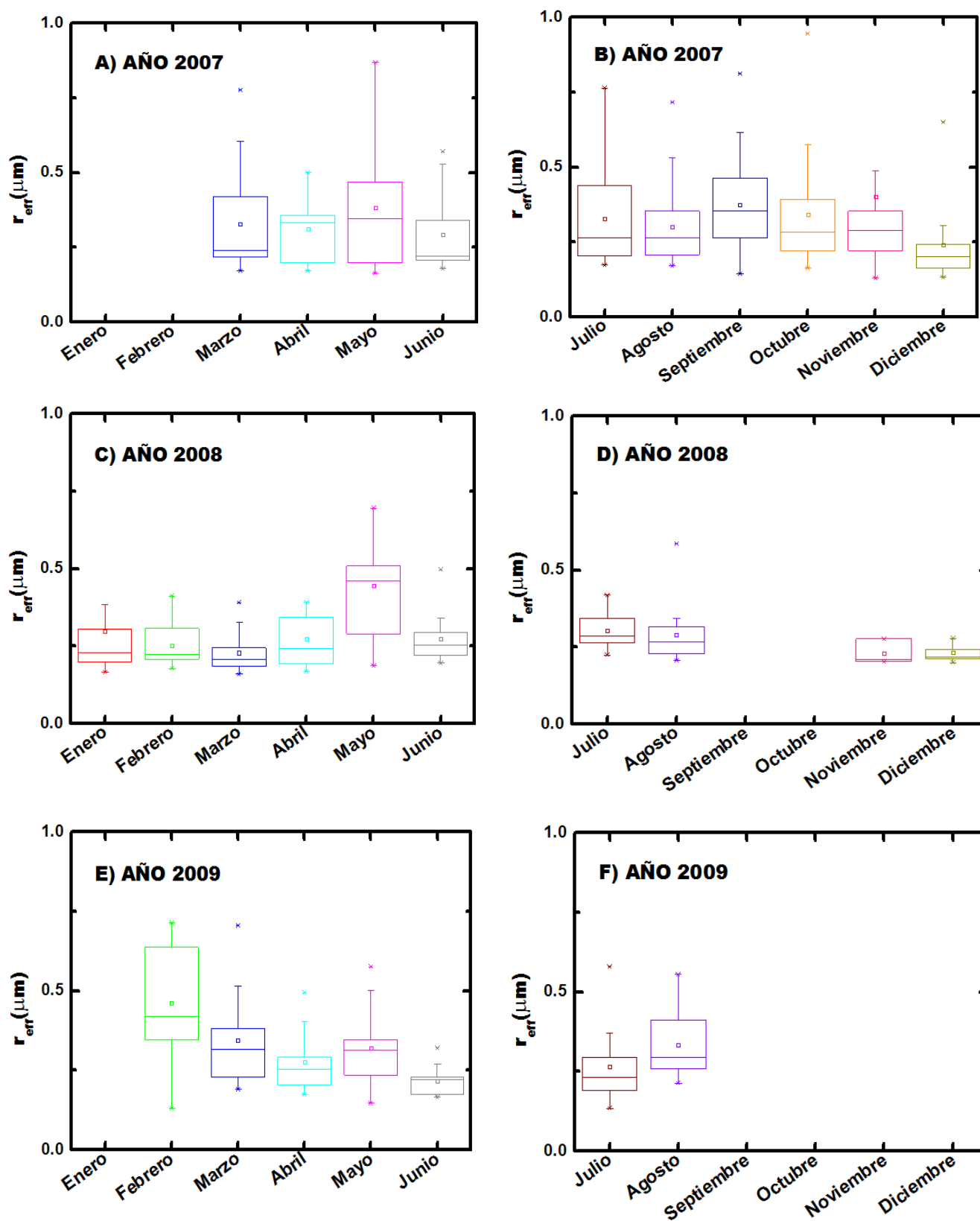


Figura 6.18: Diagramas de Box-Whisker de las evoluciones mensuales del radio efectivo durante la noche. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

En el caso de los valores obtenidos durante el día, los meses de Enero son muy similares, tanto en $\delta_{Ac}(440)$ como en α y el radio efectivo. Los meses de Febrero, Marzo y Abril presentan mayores fluctuaciones en los tres parámetros, como muestran sus variaciones en sus respectivos percentil. Esto último puede deberse a que son meses de cambios en el tipo de masa de aire que llega a nuestra estación (Rodríguez et al., 2001). Los meses de Mayo y Junio son muy parecidos entre si en $\delta_{Ac}(440)$, α y el radio efectivo. Por otro lado, los meses de Julio, Agosto y Septiembre presentan mucha variabilidad. Estas fuertes variaciones están relacionadas con episodios de eventos saharianos ó de incendios que se producen en esta época del año (Pace et al., 2006; Lyamani et al., 2006a,b). Por último, para los meses de Octubre, Noviembre y Diciembre encontramos valores muy similares entre si y entre los distintos años para los distintos parámetros. A pesar de la inyección de partículas en esta época del año por el aumento de la actividad antropogénica y el uso de calefacciones con gas-oil (Lyamani et al., 2008), la bajada en $\delta_{Ac}(440)$ se debe a la disminución de eventos de polvo sahariano, junto con las lluvias que en esa época del año contribuyen a la deposición del aerosol.

Para el caso de la evolución de los valores nocturnos en el mes de Enero de 2009 no fue posible realizar medidas debido a las condiciones meteorológicas. Únicamente podemos destacar los valores bajos del mes de Enero de 2008. Para el mes de Febrero, observamos grandes diferencias tanto en la carga total de aerosol como en el parámetro α . Teniendo en cuenta que para los valores diarios no dan variaciones tan elevadas en los valores promedios, estas variaciones podrían deberse a cambios en el tipo de masas de aire. Continuando con nuestro análisis, los meses de Marzo y Abril muestran, para todos los parámetros, características muy similares entre los distintos años. Lo mismo ocurre con los meses de Mayo y Junio. Por otro lado, los meses de Julio y Agosto presentan mucha variabilidad entre los distintos años, que de nuevo puede deberse a episodios de eventos saharianos ó de incendios que se producen en esta época del año (Pace et al., 2006; Lyamani et al., 2006a,b). Desafortunadamente, los meses de Septiembre y Octubre de 2008 el fotómetro estelar no realizo medidas debido a problemas con el instrumento. Solo cabe destacar los valores del mes de Septiembre de 2009 que estuvo sometido a eventos de polvo sahariano intensos (Guerrero-Rascado et al., 2009). Finalmente, para los meses de Noviembre y Diciembre encontramos valores muy similares entre si y entre los distintos años para los distintos parámetros.

6.2.2.- Series de Medida del Contenido de Agua Precipitable.

Para ver la evolución entre los distintos años de medida, en la figura 6.19 se muestra los valores diarios y nocturnos de W . La figura 6.19a muestra la evolución de W para los 7 años de medida del fotómetro solar (desde verano de 2002 hasta Agosto de 2009), mientras la figura 6.19b se muestra la evolución día y noche para el período en el que había medidas correlativas entre ambos instrumentos (desde el 1 de Marzo de 2007 hasta el 31 de Agosto de 2009).

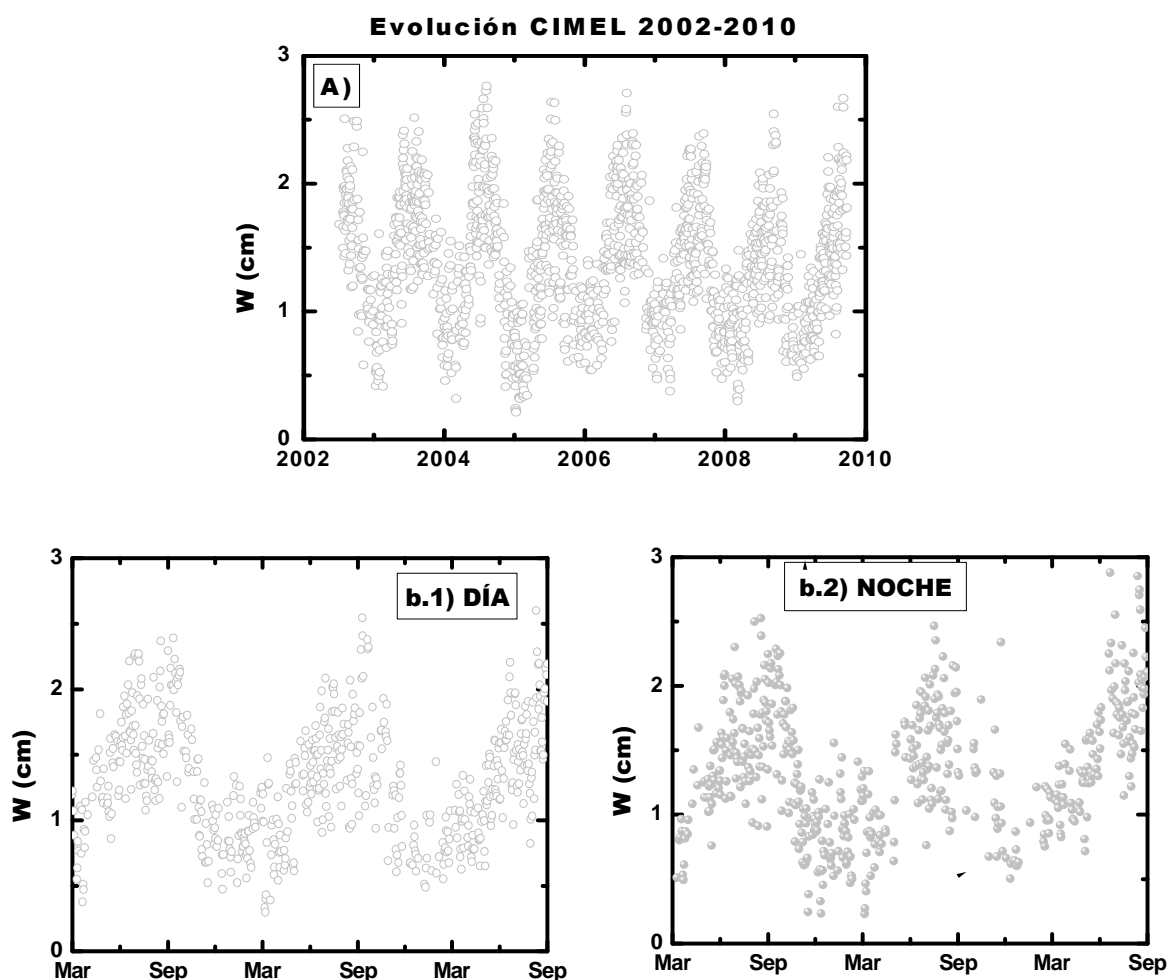


Figura 6.19: Evoluciones del contenido de agua precipitable W a partir de las medias diarias y nocturnas. a) Período comprendido entre 2002 y 2009. b) Período comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 31 de Agosto de 2009. En este período es donde hay medidas correlativas día-noche.

De la figura 6.19 se observa un claro patrón con valores máximos en verano y mínimos en invierno. El máximo de la serie es de 2.75 cm y se dio el 5 de Agosto de 2004. El valor mínimo de la serie es de 0.21 cm y se dio el 7 de Enero de 2005. La

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

media para todo el período de medidas es de 1.4 ± 0.5 cm. Estos son los valores típicos anuales encontrados en nuestras latitudes (Holben et al., 1996; Halthore et al., 1997; Leiterer et al., 1998; Derimian et al., 2006; Estellés et al., 2007; Guerrero-Rascado et al., 2008). Posteriormente, en las figuras 6.19b y 6.19c se observa el mismo patrón tanto de día como de noche, con máximos y mínimos similares a los de la evolución interanual de 7 años de medidas. Los valores máximos encontrados son 2.59 cm para el día y 2.86 cm para la noche. Estos valores se registraron el 9 de Agosto de 2009 y 21 de Junio de 2009 respectivamente. En cuanto a los valores mínimos para esta serie, se obtuvieron 0.28 cm para el día y 0.21 cm para la noche. Estos valores se registraron el 3 de Marzo de 2008 y 9 de Diciembre de 2009 respectivamente. Los valores promedios para el período de medidas correlativas de W son 1.4 ± 0.5 cm y 1.3 ± 0.6 cm durante el día y la noche. A la vista de estos resultados, vemos el alto grado de coherencia en la evolución día-noche para el contenido de agua precipitable en la evolución interanual.

Para ver con más detalle la evolución del contenido de agua precipitable a largo del período de medidas consecutivas día-noche, las figura 6.20 y 6.21 muestran la evolución mensual de W en forma de diagramas de Box-Whisker. De esta manera pretendemos observar con más detalle tanto la variación de los valores de W como las posibles variaciones día-noche. En el caso de la evolución de los valores obtenidos durante el día (figura 6.20), los meses de enero son muy similares entre sí, tanto en sus valores promedio (0.90 y 0.81 cm respectivamente para los años 2008 y 2009) como en sus percentiles. Para el mes de Febrero, encontramos que los valores promedio son similares (0.97 para el año 2008 y 0.81 para el año 2009), pero observamos variaciones en sus percentiles, ya que durante el año 2008 hubo mayor llegada de masas tropicales más cálidas. En los meses de Marzo, Abril y Mayo encontramos una tendencia similar al mes de Febrero, con medias similares entre si (para el mes de Marzo se obtiene 0.84, 0.83, 0.99 cm para los años 2007, 2008 y 2009; en el mes de Abril 1.35, 0.83 y 0.99 cm; en el mes de Mayo 1.33, 1.32 y 1.25 cm), pero con altos percentiles debidos a la variación entre masas tropicales ó africanas más húmedas con continentales ó locales más secas. Esto explica también el aumento del valor promedio conforme se acercan los meses estivales. Una vez que estamos en verano, observamos que los valores son más altos. Para el mes de Junio se obtienen valores promedios de 1.74, 1.46, 1.56 cm para los años 2007, 2008 y 2009 respectivamente; en el mes de Julio se obtienen valores

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

promedios de 1.61, 1.53, 1.49 cm; en el mes de Agosto tenemos unos valores promedio 1.62, 1.54, 1.80 cm; finalmente en el mes de Septiembre se ha obtenido 1.92 y 1.83 cm para los años 2007 y 2008. Finalmente, en los meses de otoño el contenido de agua precipitable empieza a disminuir progresivamente debido a que las masas continentales van predominando progresivamente. Para el mes de Octubre se ha obtenido 1.38 y 1.42 cm respectivamente para los años 2008 y 2009; para Noviembre tenemos 0.91 y 1.06 cm; por último, en el mes de Diciembre se tiene 0.82 y 0.75 cm.

Para la evolución del contenido de agua precipitable obtenido durante la noche, (figura 6.21) los meses de Febrero, Marzo, Abril y Mayo muestran una tendencia muy similar a la obtenida durante el día. Es decir, van empezando a predominar masas tropicales más húmedas conforme más nos acercamos a los meses estivales. Los valores promedios para el mes de Febrero son de 0.86 y 0.99 cm para los años 2008 y 2009 respectivamente; en el mes de Marzo se obtiene 0.76, 0.81 y 1.14 cm para los años 2007, 2008 y 2009; en Abril se obtiene 1.29, 0.83 y 1.14 cm, mientras que en Mayo se obtienen 1.24, 1.50 y 1.38 cm. En la época estival, de nuevo al igual que durante el día, predominan las masas tropicales húmedas, lo que da lugar a un en el valor de W. Se obtiene para el mes de Junio se obtienen valores promedios de 1.52, 1.67 y 2.06 cm para los años 2007, 2008 y 2009 respectivamente; en el mes de Julio se obtienen valores promedios de 1.58, 1.61, 1,75 cm; en el mes de Agosto tenemos unos valores promedio 1.69, 1.59, 2.05 cm. Desafortunadamente, para el mes de Septiembre, al igual que para los meses de Octubre y Enero, solo tenemos un mes con medidas suficientes para realizar una estadística. No obstante, para estos meses se observa también gran similitud con los valores obtenidos durante el día. Finalmente, para los meses de Noviembre y Diciembre los valores en W empiezan a decrecer por la llegada sucesiva de masas continentales. Los valores promedios para estos meses en los años 2007 y 2008 son 0.89 y 1.16 cm para el mes de Noviembre y 0.76 y 0.65 cm para el mes de Diciembre.

Los resultados de las figuras 6.20 y 6.21 nos muestran una buena coherencia en la evolución de los valores mensuales de W durante el día y durante la noche. Por lo tanto, la utilidad del fotómetro estelar EXCALIBUR para obtener el contenido de agua precipitable durante la noche queda más que justificada.

FOTÓMETRO SOLAR CIMEL

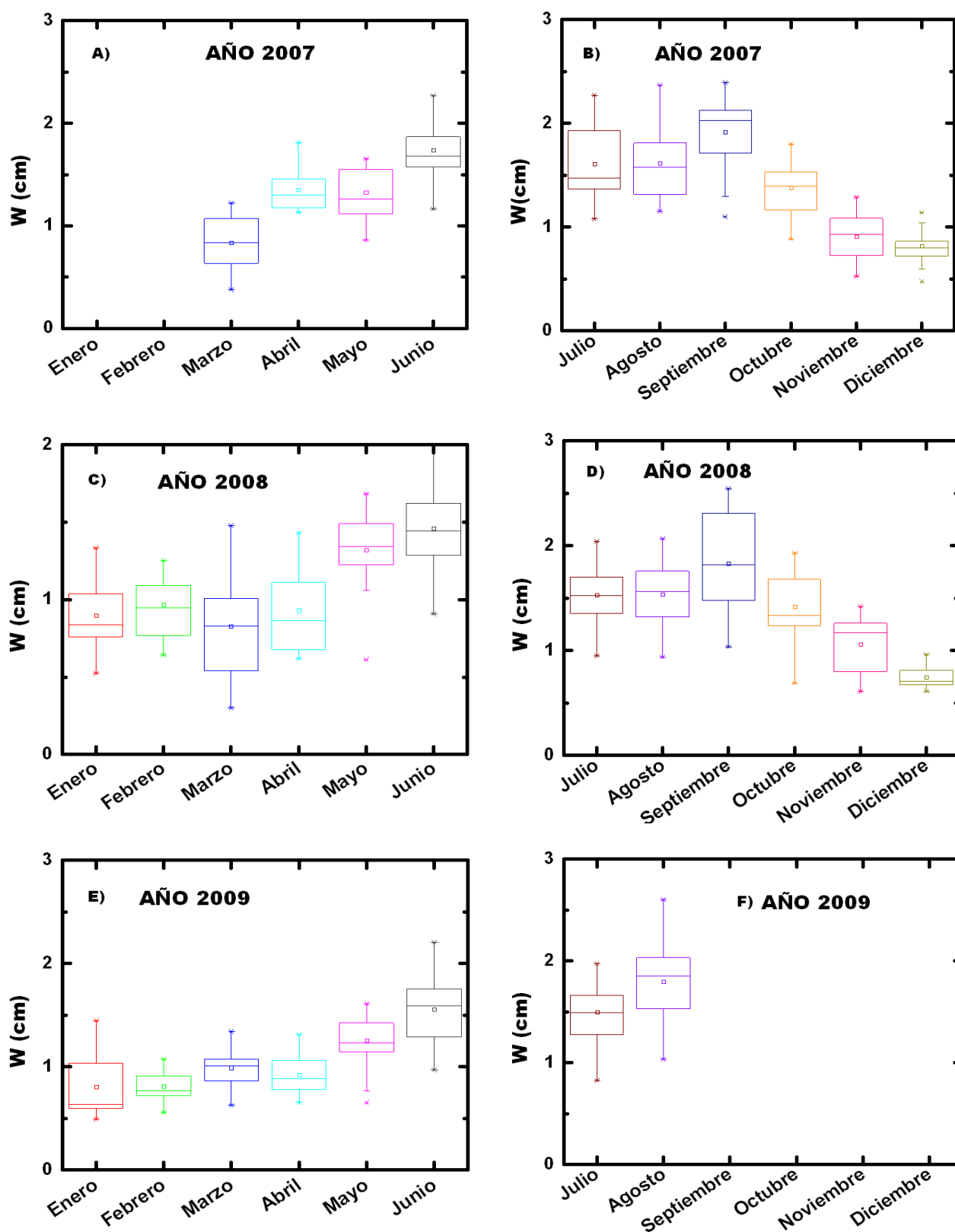


Figura 6.20: Para el fotómetro solar, diagramas de Box-Whisker de las evoluciones mensuales del contenido de agua precipitable a partir de la media diaria. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 1 de Septiembre de 2008.

FOTÓMETRO ESTELAR EXCALIBUR

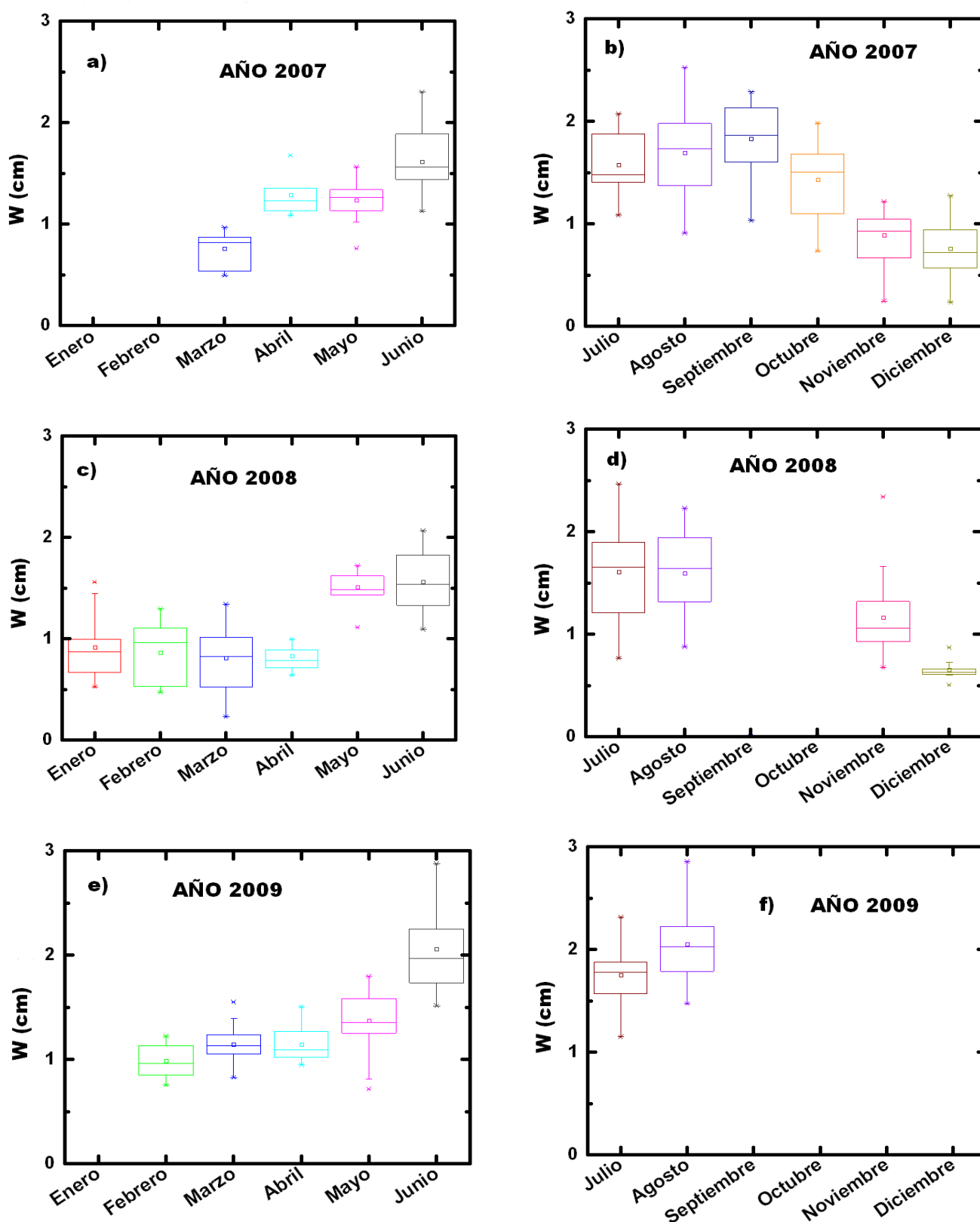


Figura 6.21: Para el fotómetro estelar, diagramas de Box-Whisker de las evoluciones mensuales del contenido de agua precipitable a partir de la media nocturna. El período es el comprendido entre el 1 de Marzo de 2007 y el 31 de Agosto de 2009.

6.3.- ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES RADIATIVAS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO.

Una vez vista la continuidad en la serie de medidas de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico, en esta sección pasamos a estudiar los posibles patrones anuales, estacionales y diarios de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico, tanto durante el día como durante la noche. En este sentido, se utiliza el período de medidas consecutivas entre con los fotómetros solar y estelar. Este período comprende desde Marzo de 2007 hasta Agosto de 2009.

6.3.1.-Promedios Mensuales y Evolución Anual.

Una vez vistos las series de medida de las distintas propiedades radiativas del aerosol atmosférico, pasamos a estudiar la caracterización de un patrón anual. Para ello pasamos a ver los promedios mensuales para cada mes en concreto en el que se han realizado medidas. Los promedios mensuales se han realizado a partir de las medias diarias. En la figura 6.22 se muestran dichos promedios mensuales para $\delta_{Ac}(400)$, α y el radio efectivo. En el caso $\delta_{Ac}(400)$ (figura 6.22a), vemos que tanto durante el día como durante la noche, no hay grandes diferencias en la carga total de aerosoles para el mismo mes en diferentes años. En el caso del parámetro α de Angström (figura 6.22b), tanto de día como de noche se observan diferencias en el parámetro α en algunos meses en distintos años. Finalmente para el radio efectivo si se observan diferencias para el mismo mes en años distintos, sobre todo para los meses estivales durante el día.

De las variaciones entre el mismo mes en distintos años caben destacar algunos ejemplos. Por ejemplo, durante el mes de Septiembre del año 2009 se produjeron intensos eventos de invasiones saharianas (Guerrero-Rascado et al., 2009). Esto explica las variedades en este mes en $\delta_{Ac}(400)$. Otro ejemplo es el mes de Febrero. Durante el día, para los días en los cuales se realizaron medidas, el mes de Febrero de 2008 se caracterizó por tener un 67.66% de masas de aire procedentes de África muchas de las cuales transportaban partículas minerales como muestra el bajo valor del parámetro α . En el mes de Febrero de 2009 el 76.1% de las masas de aire eran Continentales. Esto explica la gran variedad en el parámetro α entre los distintos años del mes de Febrero. Además, en ambos años se obtuvo aproximadamente la misma carga de aerosol y el

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

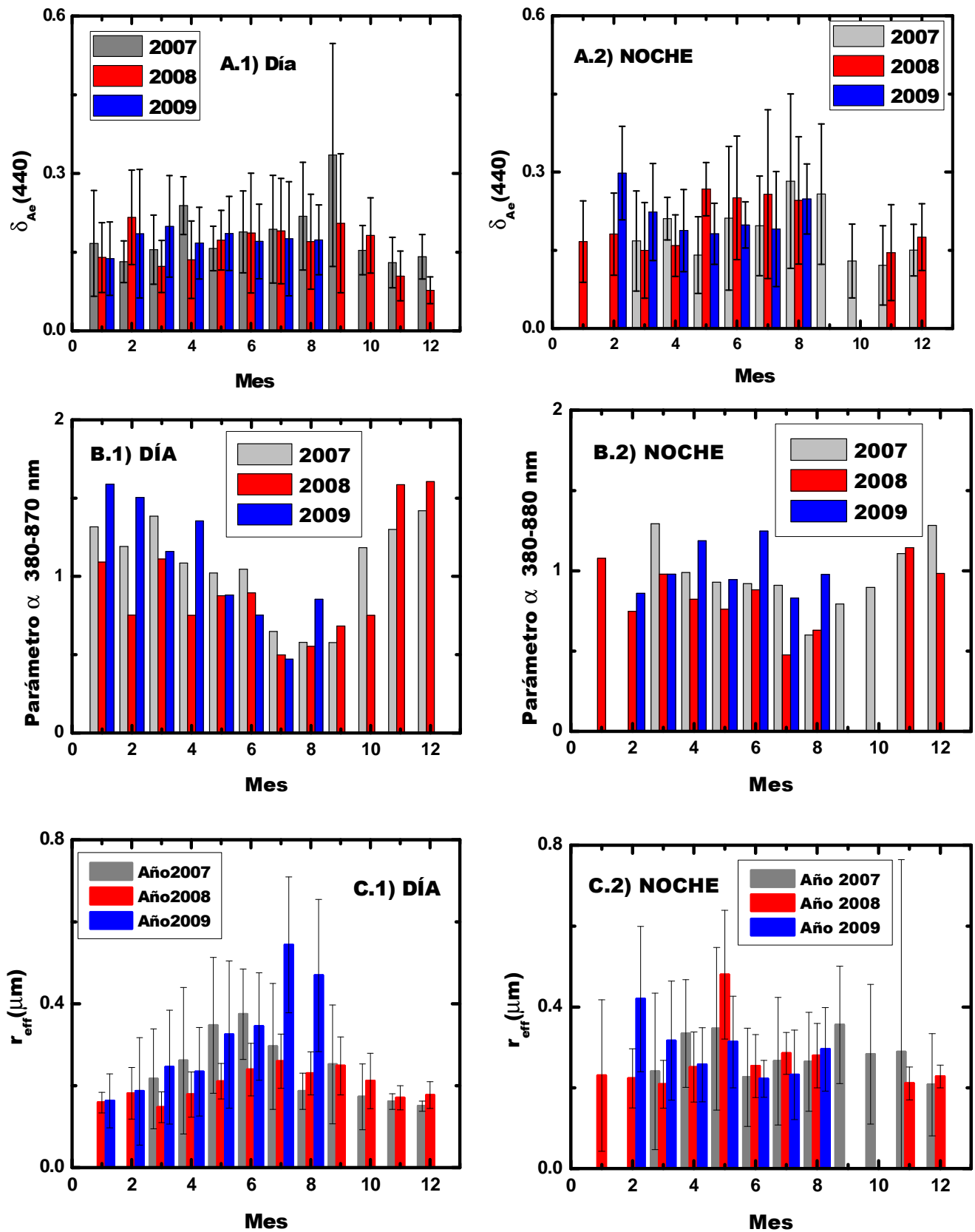


Figura 6.22: Evoluciones mensuales para cada mes particular de medida. a) Profundidad óptica de aerosoles en 440 nm. b) Parámetro α de Angström. c) Radio efectivo.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

mismo radio efectivo. Igualmente, durante la noche en el mes de Febrero de 2008 se caracterizó por un 43.84% de masas de aire Africanas, mientras que en el año 2009 el 65.79% de las masas eran Continentales, pero con un 14.91% de masas Mediterráneas. Esto explica el cambio en $\delta_{Ac}(440)$, pues las masas de aire Africanas que llegaron durante ese invierno no venían tan cargadas de partículas, mientras que las masas Continentales y Mediterráneas si poseían una carga notable de partículas. Esto se manifiesta también en el cambio notable del radio efectivo. Sin embargo, la igualdad entre los promedios mensuales de α puede estar asociada bien a las masas de aire, ó bien a cambios en el tipo de partículas en la atmósfera local.

Por lo tanto, podemos ver como hay un patrón anual en las propiedades físicas del aerosol, pero entre para un mismo mes en años distintos podemos encontrar variaciones importantes en la carga y tipo de aerosol condicionado principalmente al tipo particular de masas de aire. Con el fin de estudiar los patrones anuales en las propiedades radiativas del aerosol durante el día y durante la noche, pasamos a estudiar los promedios mensuales para cada mes. En la tabla 6.3, tanto para el día como para la noche, se muestran los promedios mensuales y sus desviaciones estándares de $\delta_{Ac}(440)$, α y radio efectivo.

De la tabla 6.3, para $\delta_{Ac}(440)$ se observa un patrón anual tanto de día como de noche. Este patrón se caracteriza por valores altos en los meses de verano y valores más bajos en los meses de invierno. Este patrón ha sido observado también por Alados-Arboledas et al. (2003) en la base aérea de Armilla (Granada). En regiones cercanas a la nuestra, Toledano, (2007) encontró un patrón similar para la estación de El Arenosillo; además, Estellés et al., (2007) también encontró este patrón para la ciudad de Valencia. Los valores más elevados durante el verano se pueden deber intrusiones de polvo sahariano ó a eventos de quema de biomasa que se producen con más frecuencia durante esta época del año (Rodríguez et al., 2001; Alados-Arboledas et al., 2003; Lyamani et al., 2005; Lyamani et al., 2006a,b; Navas-Guzmán et al., 2010). Los valores entre el día y la noche son prácticamente idénticos. En invierno las intrusiones saharianas son menos intensas tanto en frecuencia como en intensidad, y predominan las partículas finas provenientes de la mayor actividad antropogénica en la ciudad de Granada principalmente por el uso de calefacciones y combustión de vehículos diesel (Lyamani

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

et al., 2008,2010). El máximo de la serie se encuentra en el mes de Septiembre de 2007 debido a una fuerte intrusión Sahariana (Guerrero-Rascado et al., 2009).

<i>Promedios mensuales de las propiedades en columna del aerosol obtenidas durante el día</i>						
Meses	$\delta_{Ae}(400)$	$\sigma_{\delta_{Ae}(400)}$	α	σ_{α}	r_{eff}	σ_{reff}
<i>Enero</i>	0.14	0.07	1.2	0.3	0.16	0.04
<i>Febrero</i>	0.22	0.12	1.1	0.5	0.18	0.10
<i>Marzo</i>	0.16	0.09	1.2	0.4	0.17	0.12
<i>Abril</i>	0.17	0.08	1.1	0.4	0.22	0.12
<i>Mayo</i>	0.18	0.07	1.0	0.3	0.28	0.16
<i>Junio</i>	0.18	0.10	0.9	0.3	0.30	0.12
<i>Julio</i>	0.18	0.10	0.6	0.3	0.34	0.16
<i>Agosto</i>	0.19	0.09	0.7	0.3	0.26	0.18
<i>Septiembre</i>	0.28	0.20	0.7	0.4	0.28	0.14
<i>Octubre</i>	0.16	0.08	1.0	0.4	0.20	0.08
<i>Noviembre</i>	0.12	0.07	1.40	0.19	0.16	0.02
<i>Diciembre</i>	0.11	0.05	1.47	0.17	0.15	0.025
<i>Promedios mensuales de las propiedades en columna del aerosol obtenidas durante la noche</i>						
Meses	$\delta_{Ae}(400)$	$\sigma_{\delta_{Ae}(400)}$	α	σ_{α}	r_{eff}	σ_{reff}
<i>Enero</i>	0.16	0.08	1.1	0.2	0.23	0.19
<i>Febrero</i>	0.22	0.11	0.9	0.3	0.31	0.17
<i>Marzo</i>	0.17	0.10	1.2	0.4	0.24	0.14
<i>Abril</i>	0.18	0.08	1.1	0.4	0.26	0.10
<i>Mayo</i>	0.16	0.07	1.0	0.3	0.33	0.17
<i>Junio</i>	0.21	0.11	1.0	0.3	0.23	0.10
<i>Julio</i>	0.21	0.12	0.8	0.5	0.28	0.10
<i>Agosto</i>	0.25	0.13	0.8	0.3	0.29	0.11
<i>Septiembre</i>	0.26	0.15	0.9	0.3	0.35	0.14
<i>Octubre</i>	0.17	0.12	0.9	0.3	0.28	0.16
<i>Noviembre</i>	0.13	0.08	1.2	0.3	0.28	0.15
<i>Diciembre</i>	0.15	0.06	1.3	0.4	0.22	0.11

Tabla 6.3: Promedios mensuales y desviaciones estándares de $\delta_{Ae}(440)$, α y radio efectivo.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

También de la tabla 6.3, para el parámetro α se observa un patrón anual tanto de día como de noche. Este patrón anual se caracteriza por valores bajos en verano (entorno a 0.5) lo que indica el predominio de partículas gruesas, y valores altos (entorno a 1.4) en invierno, lo cual indica el predominio de partículas finas. Este patrón se ha observado también en la base aérea de Armilla por Alados-Arboledas et al., (2003), y también en regiones cercanas a la nuestra como El Arenosillo (Toledano, 2007) y Valencia (Estellés et al., 2007). Para el caso del radio efectivo, también se observa un patrón anual tanto durante el día como durante la noche. Este patrón se caracteriza por valores máximos en verano y mínimos en invierno. Durante el día el patrón anual es más marcado que durante la noche. Los valores más bajos del parámetro α y los valores mayores del radio efectivo en verano están asociados a la mayor frecuencia e intensidad de las incursiones Saharianas en esta época del año. Por otro lado, los valores más elevados de α y valores más bajos del radio efectivo se asocia a la mayor frecuencia de masas Continentales contaminadas, además del mayor aporte de la actividad antropogénica local que hace que se inyecten en la atmósfera partículas predominantemente finas.

Para el caso del radio efectivo (figura tabla 6.3), durante el día se observa una tendencia anual con valores máximos en verano (entorno a 0.30 μm) y mínimos en invierno (entorno a 0.18 μm). Sin embargo, durante la noche no se observa apenas patrón anual, intercambiándose meses con valores mayores ó menores del radio efectivo, con valores entorno a 0.25 μm .

Finalmente, la figura 6.23 muestra las distribuciones de volumen mensuales calculadas a partir de las medias mensuales de la profundidad óptica de aerosoles. Para todos los meses se observan que las distribuciones de volumen entre el día y la noche son prácticamente idénticas (están dentro de los márgenes de error). Tenemos que recordar que los valores de la distribución de volumen de tamaño superiores a 2 μm obtenidas con el método de King et al. (1978) tienen mayor error. También se observa como en los meses de invierno predominan el modo fino, mientras que en los meses de verano el modo grueso cobra gran importancia.

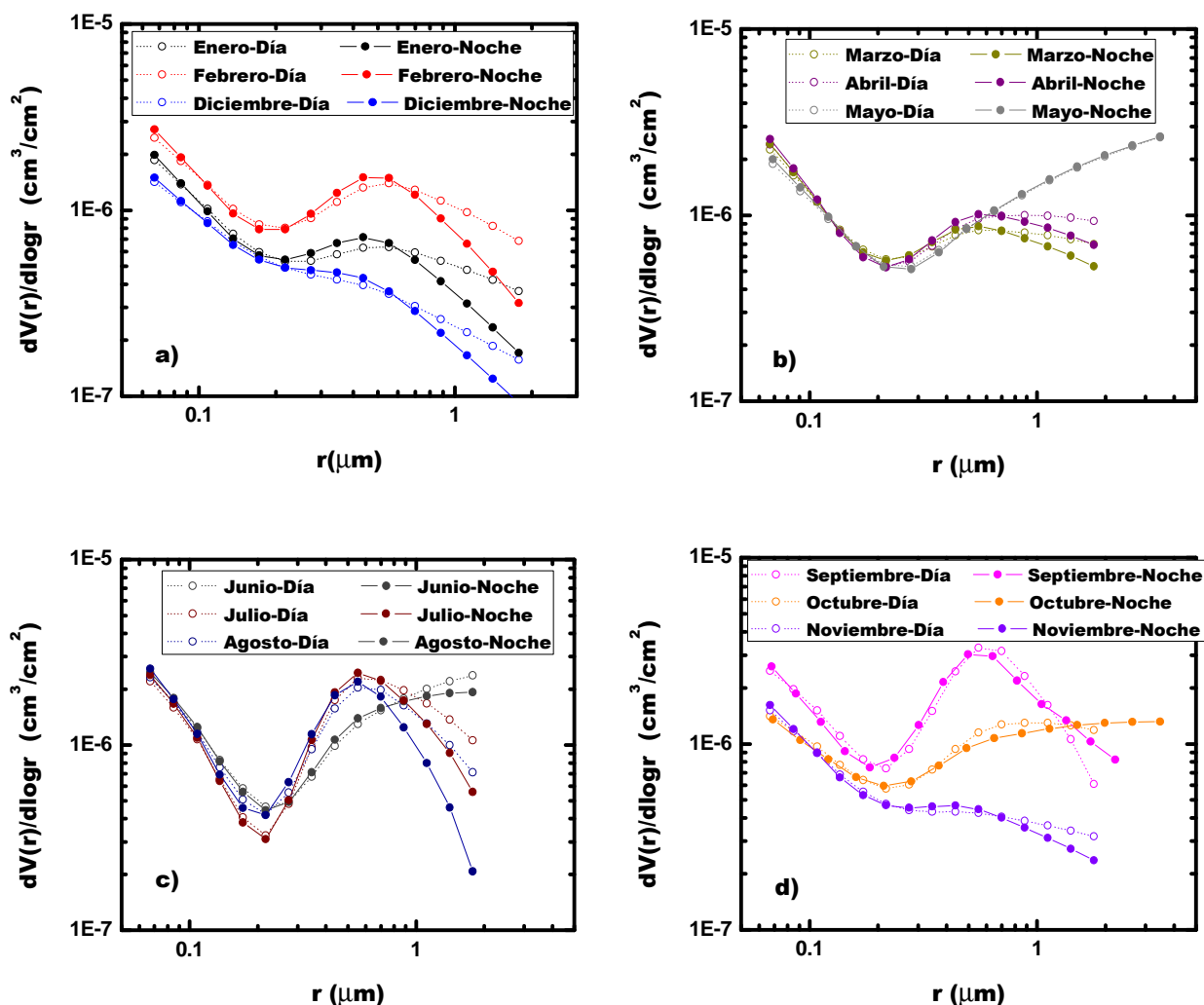


Figura 6.23: Distribuciones de volumen mensuales. Las mostradas con líneas de puntos son las obtenidas a partir de los valores promedio mensuales de $\delta_{Ac}(\lambda)$ obtenidos durante el día. Las mostradas con líneas continuas se han obtenido a partir de los valores promedio mensuales de $\delta_{Ac}(\lambda)$ obtenidos durante la noche. a) Meses de Diciembre, Enero y Febrero. b) Meses de Marzo, Abril y Mayo. c) Meses de Junio, Julio y Agosto. d) Meses de Septiembre, Octubre y Noviembre.

6.3.2.- Evoluciones Estacionales.

Una vez visto los patrones anuales de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico, vemos oportuno el estudio de dichas propiedades desde un punto de vista estacional. En este sentido, la figura 6.49 muestra los de Box-Whisker para los patrones estacionales día-noche de $\delta_{Ac}(400)$ y del parámetro α de Angström. Se ha definido como primavera a los meses de Marzo, Abril y Mayo; como verano a los meses de Junio,

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Julio y Agosto; como otoño a los meses de Septiembre, Octubre y Noviembre; y como invierno a los meses de Enero, Febrero y Diciembre del año anterior.

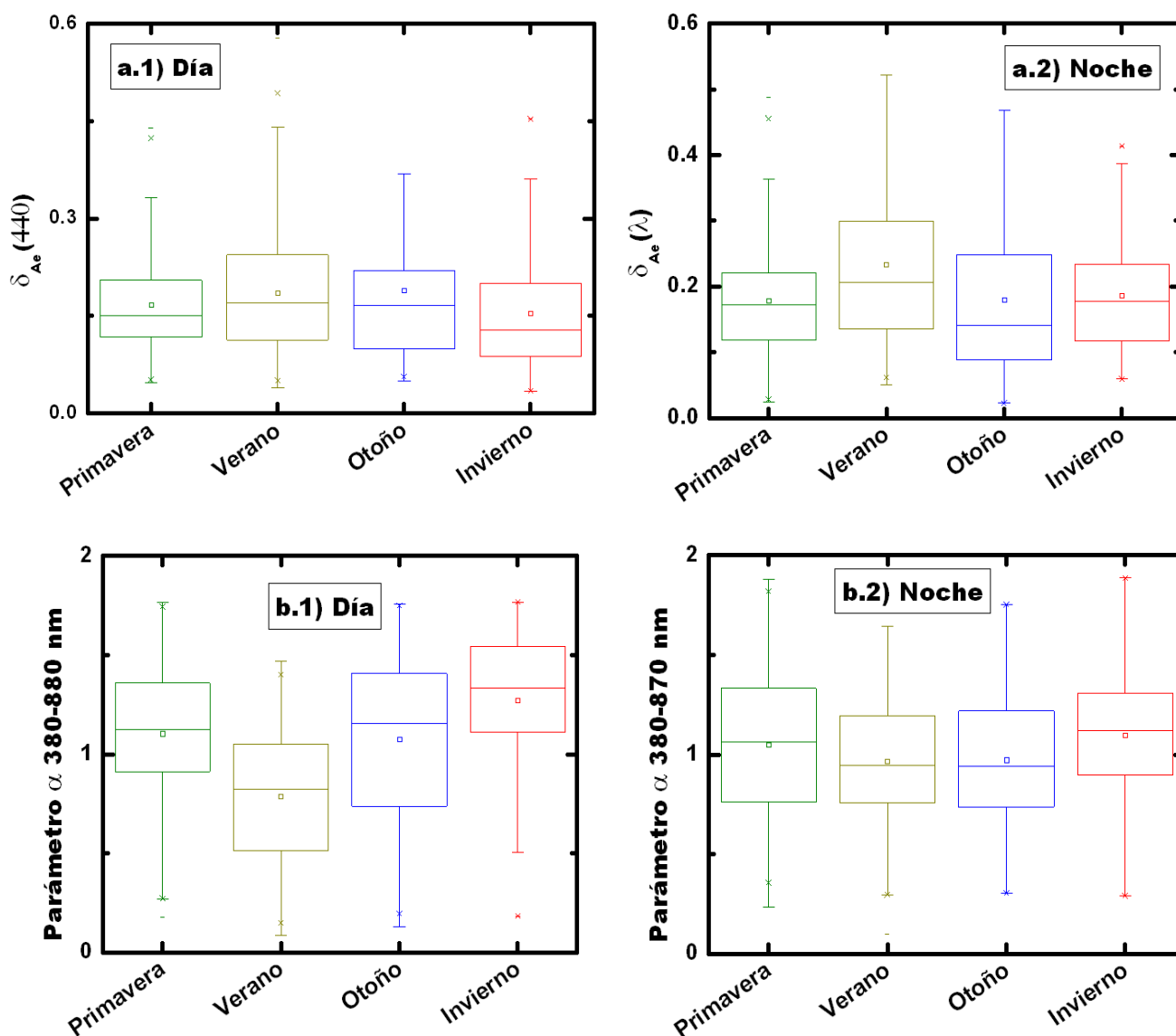


Figura 6.24: Diagramas de Box-Whisker de los patrones estacionales día-noche a) Profundidad óptica de aerosoles. b) Parámetro α de Angström.

De la figura 6.24a se puede observar como hay un claro patrón estacional tanto de día como de noche para $\delta_{Ae}(400)$. Este patrón se caracteriza por tener valores altos de $\delta_{Ae}(400)$ en verano y bajos en invierno. Durante el día se obtiene un promedio de 0.17 en primavera, 0.19 en verano, 0.18 en otoño y 0.15 en invierno, con medianas de 0.15, 0.17, 0.17 y 0.13 respectivamente. Durante la noche, se obtienen unos valores

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

promedios de 0.18 en primavera, 0.23 en verano, 0.18 en otoño y 0.19 en invierno, siendo sus respectivas medianas de 0.17, 0.21, 0.14 y 0.18 respectivamente.

En cuanto a la evolución estacional del parámetro α (figura 6.24b), durante el día se observa un claro patrón anual, con valores de α bajos en verano y altos en invierno. Durante la noche se observa el mismo patrón, pero las variaciones entre los valores de verano e invierno no son tan acusadas. Para los valores promedios durante el día se obtiene 1.10 en primavera, 0.78 en verano, 1.08 en otoño y 1.27 en invierno, con medianas de 1.13, 0.82, 1.16 y 1.34 respectivamente. Para la noche, se obtienen unos valores promedios de 1.05 en primavera, 0.97 en verano, 0.97 en otoño y 1.10 en invierno, siendo sus respectivas medianas de 1.06, 0.95, 0.94 y 1.12 respectivamente. Los amplios percentiles que se muestran tanto en los patrones diarios como nocturnos se deben a la alternancia de masas de aire que se producen a lo largo de las estaciones.

Los patrones estacionales de $\delta_{Ac}(400)$ y del parámetro α se puede explicar a partir de varios factores; durante el verano se producen mayor cantidad de intrusiones saharianas que pueden transportar partículas de polvo mineral. Además, por la actividad convectiva se pueden inyectar partículas gruesas (debido a la mayor aridez del suelo en verano) desde superficie. Esto explica el aumento en la carga de partículas del aerosol y el predominio de partículas gruesas. También hay que destacar que hay mayor frecuencia de incendios en diferentes regiones de la Península Ibérica y el norte de África. Durante el invierno, las invasiones saharianas son menos frecuentes. La lluvia presente en esta época del año hace que el suelo sea mucho menos árido, y además la actividad convectiva no es tan acusada. Sin embargo, el aumento de la actividad antropogénica inyecta partículas finas a la atmósfera. Todos estos procesos explican que la carga de partículas disminuya y que el parámetro α aumente. Durante primavera y otoño se alternan incursiones saharianas, eventos de contaminación e incendios en regiones cercanas a la nuestra. También es destacable la actividad antropogénica en estas estaciones del año. Todos estos procesos explican también los ciclos estacionales del aerosol atmosférico caracterizado por instrumentación in-situ (Lyamani et al., 2010). Finalmente, el estudio del carácter menos marcado del patrón estacional del parámetro α requiere de estudios de la evolución del aerosol a lo largo del día para ver los posibles cambios en el tipo de partículas del aerosol atmosférico.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Por otro lado, las figura 6.25 muestra las distribuciones de probabilidad día-noche para los valores estacionales en $\delta_{Ae}(400)$. En ambos casos, a pesar de los desplazamientos, se observa como básicamente las distribuciones día-noche son iguales entre ellas en cada una de las distintas estaciones del año. Esto concuerda con el ciclo estacional observado en la figura 6.24a.

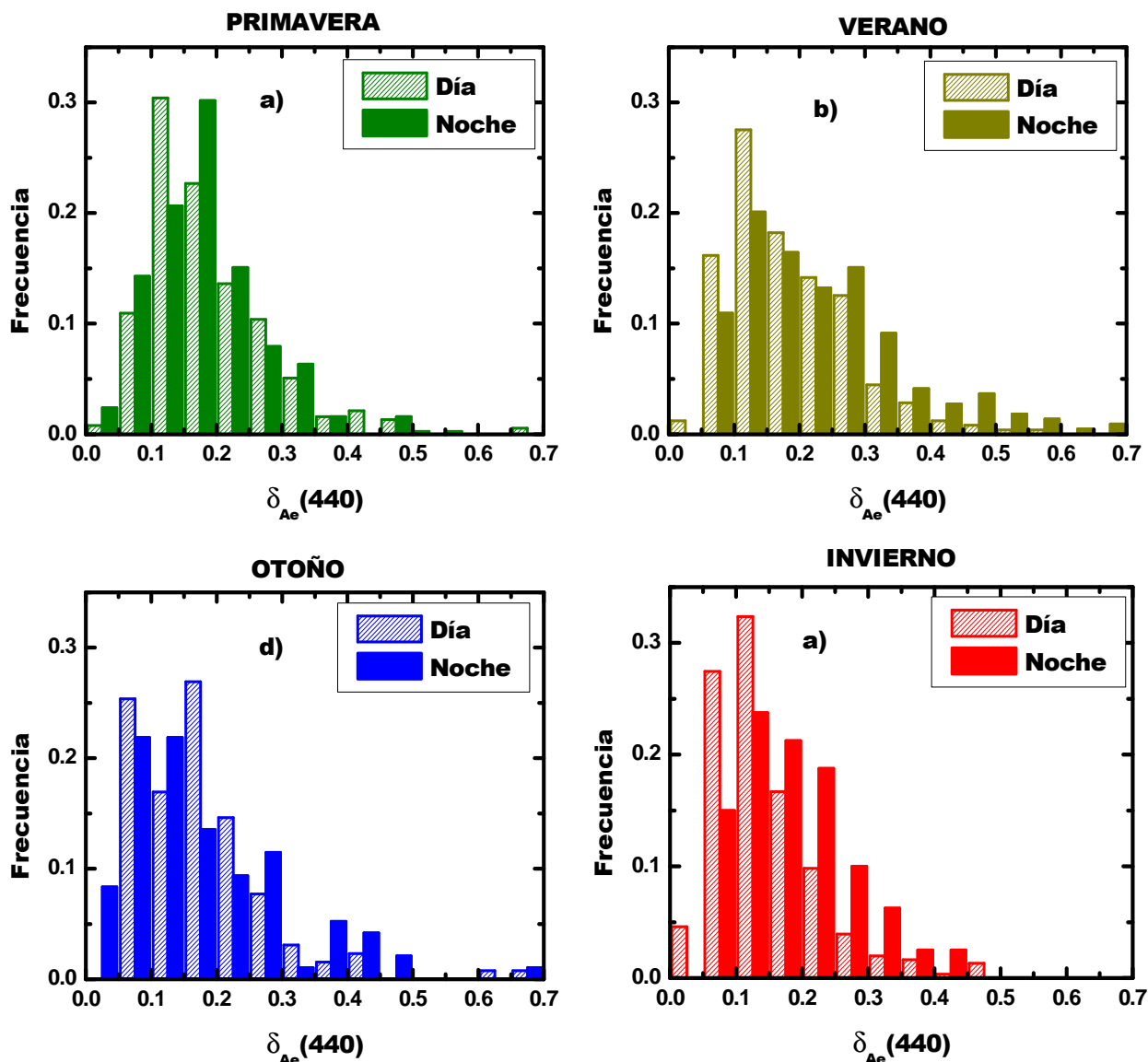


Figura 6.25: a) Distribuciones de probabilidad día-noche en $\delta_{Ae}(440)$ para las distintas estaciones del año: a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno.

Por otro lado, la figura 6.26 nos muestra las distribuciones de probabilidad día-noche para las distintas estaciones del año del parámetro α de Angström. De estas figuras se observa como las distribuciones de probabilidad día-noche son básicamente idénticas en cada estación del año. Las diferencias más destacables son en verano,

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

donde los mayores valores de α se dan durante la noche y los valores menores durante el día; esto último puede estar asociado a una deposición de partículas gruesas durante la noche y a una inyección de partículas durante el día en las horas de máxima radiación solar. En invierno es destacable la probabilidad mayor de obtener valores mayores de α durante la noche. Esto indica un cambio a partículas más gruesas durante la noche

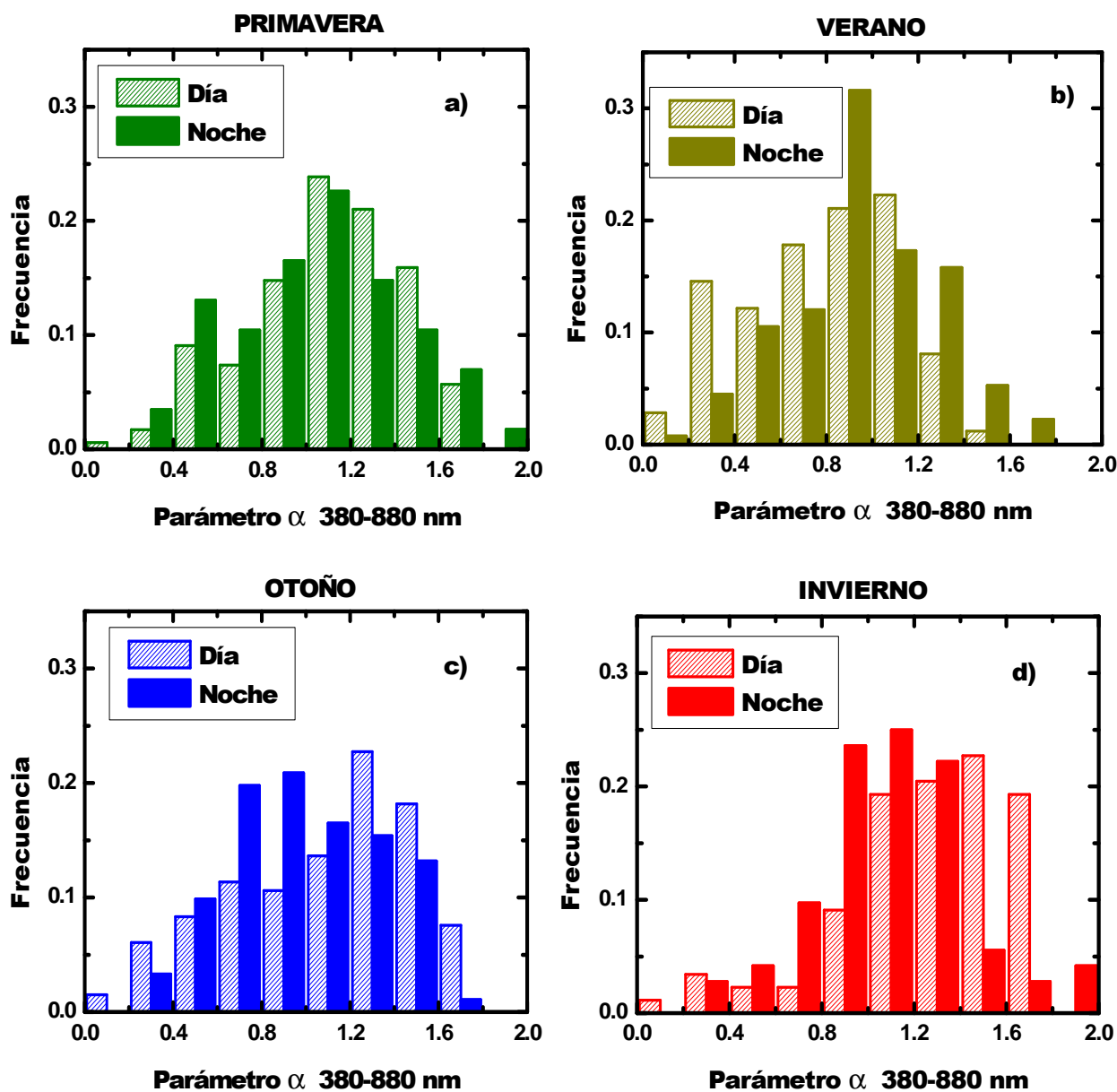


Figura 6.26: a) Distribuciones de probabilidad día-noche estacionales en el parámetro α de Angström: a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno

Para el radio efectivo (figura 6.27), se observa que durante el día hay un claro patrón estacional, con máximos durante el verano y mínimos durante el invierno. Durante la noche no se observa este patrón estacional, pues los valores en verano son

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

mínimos. Esto concuerda con el patrón estacional del parámetro α obtenido durante la noche, que era mucho menos acusado que el obtenido durante el día. Durante el día se obtiene un promedio de $0.28 \mu\text{m}$ en primavera, $0.36 \mu\text{m}$ en verano, $0.25 \mu\text{m}$ en otoño y $0.19 \mu\text{m}$ en invierno, con medianas de 0.23 , 0.31 , 0.21 y $0.16 \mu\text{m}$ respectivamente. Durante la noche se obtienen unos valores promedios de $0.32 \mu\text{m}$ en primavera, $0.29 \mu\text{m}$ en verano, $0.36 \mu\text{m}$ en otoño y $0.29 \mu\text{m}$ en invierno, siendo sus respectivas medianas de 0.27 , 0.27 , 0.29 y $0.23 \mu\text{m}$ respectivamente. Por otro lado, la figura 6.28 muestra las distribuciones de probabilidad día-noche en el radio efectivo para las distintas estaciones del año.

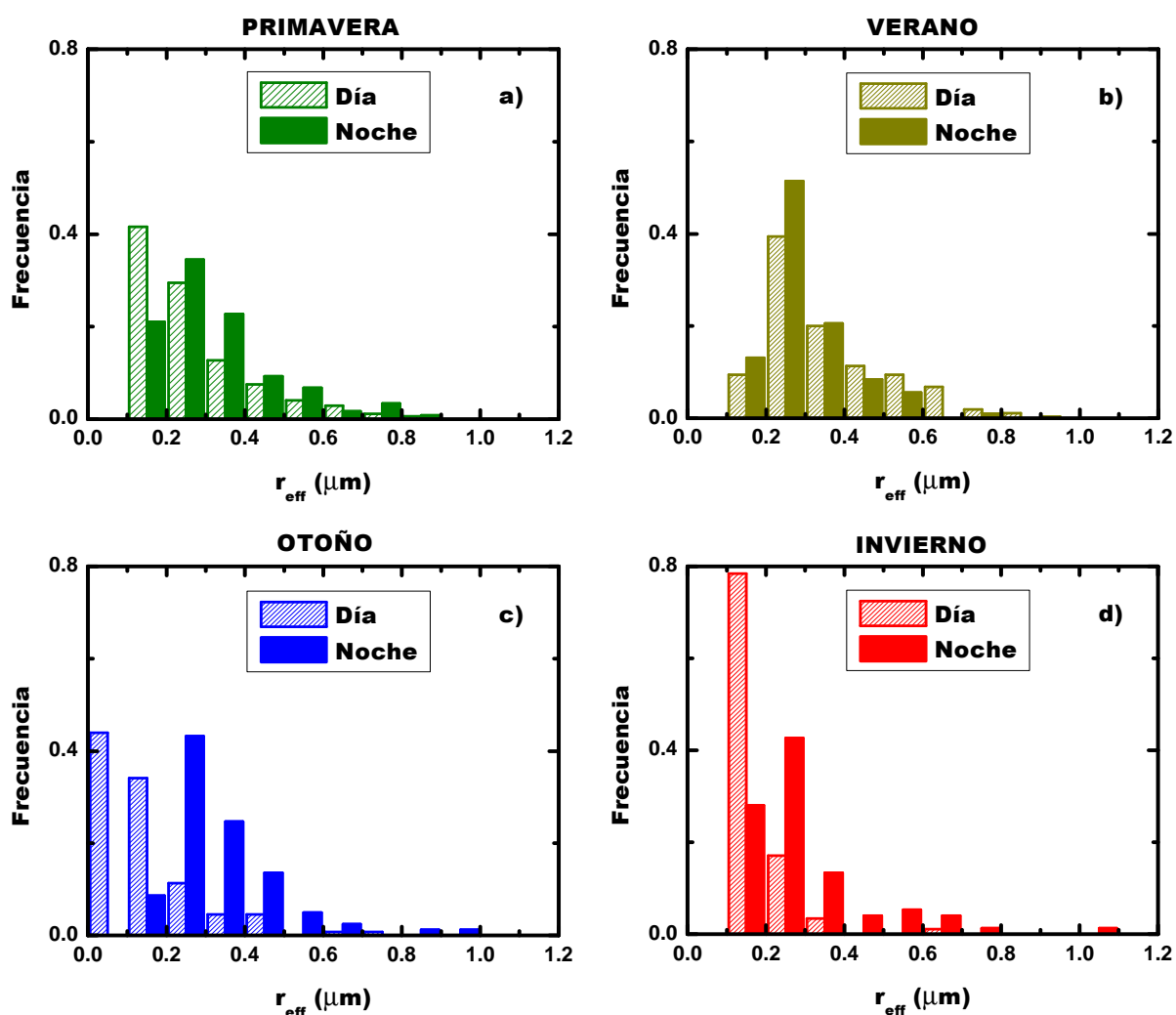


Figura 6.28: Distribuciones de probabilidad día-noche del radio efectivo de la distribución de volumen. a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno.

La figura 6.28 nos muestra como las distribuciones de probabilidad en el radio efectivo son prácticamente idénticas durante el día y durante la noche. Sin embargo, las

distribuciones de probabilidad día-noche muestran diferencias en otoño e invierno, pues durante el día predominan radios efectivos más bajos y durante la noche predominan los más gruesos. Estos cambios en el tipo de aerosol pueden estar asociados con la variabilidad día-noche de las fuentes locales de aerosol, y con el crecimiento higroscópico de partículas más favorable durante las noches de otoño e invierno.

6.7.4.- Patrón Diario

En esta sección pasamos a estudiar evolución a lo largo del día entero de medidas de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico. Las variaciones diarias del aerosol tienen importancia en varios campos, como en la validación de los datos de aerosol desde satélites, en los cálculos de forzamiento radiativo, en estudios de interacción del aerosol con nubes (Kaufman et al., 2001; Smirnov et al., 2002b).

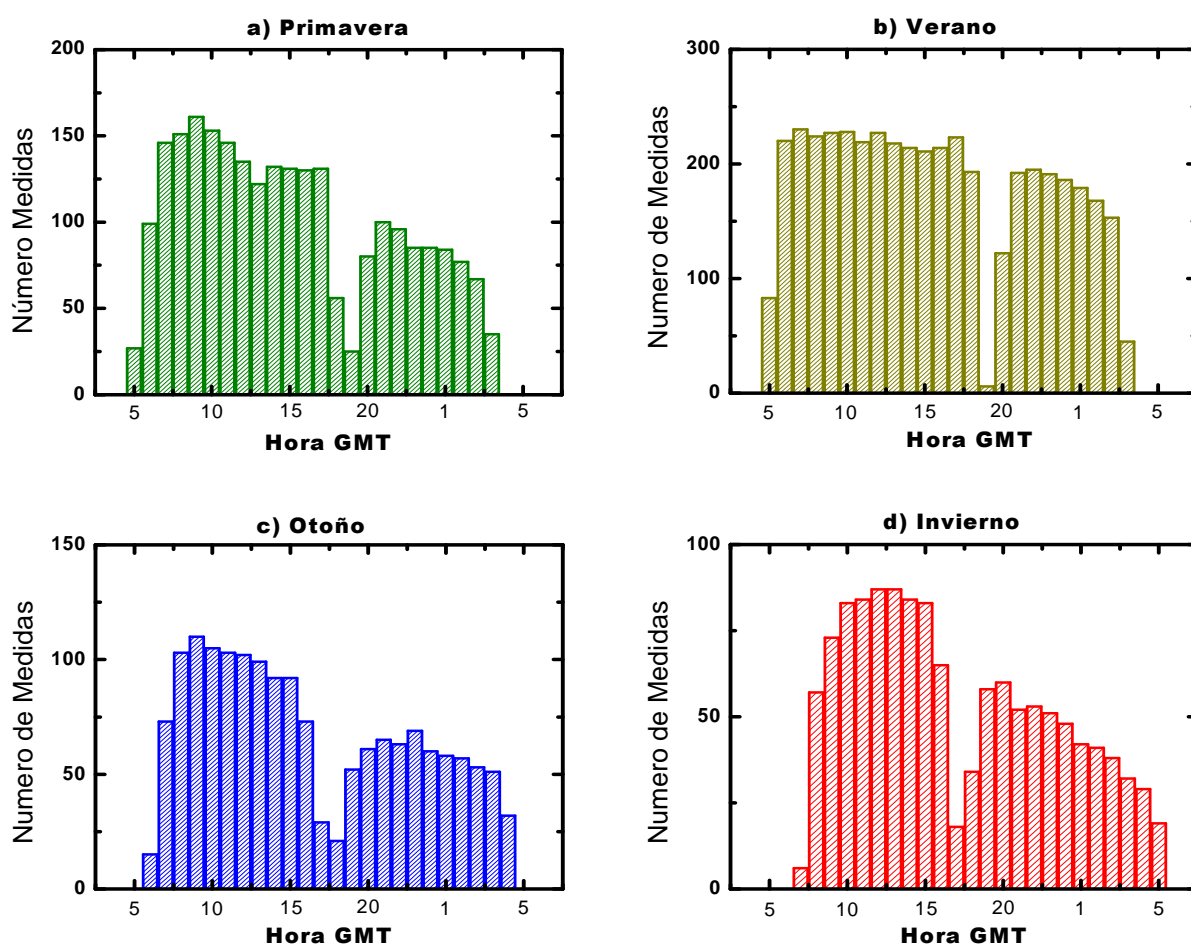


Figura 6.29: Número de promedios horarias realizados durante cada hora. a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Para calcular la evolución a lo largo del día de las propiedades del aerosol atmosférico, pasamos a estudiar promedios horarios tanto para el día como para la noche. En la figura 6.29 se muestran el número de datos recogidos para cada hora del día en cada estación del año. Donde se tienen menor número de medidas es en las horas del anochecer y el amanecer. Por lo tanto, aquellas horas que tengan un número de medidas inferior al 75% del número promedio de medidas del día ó de la noche serán eliminadas. Hay que destacar que durante verano hay mayor cantidad de cielos despejados, por lo que se han realizado más promedios horarios que durante otras estaciones del año.

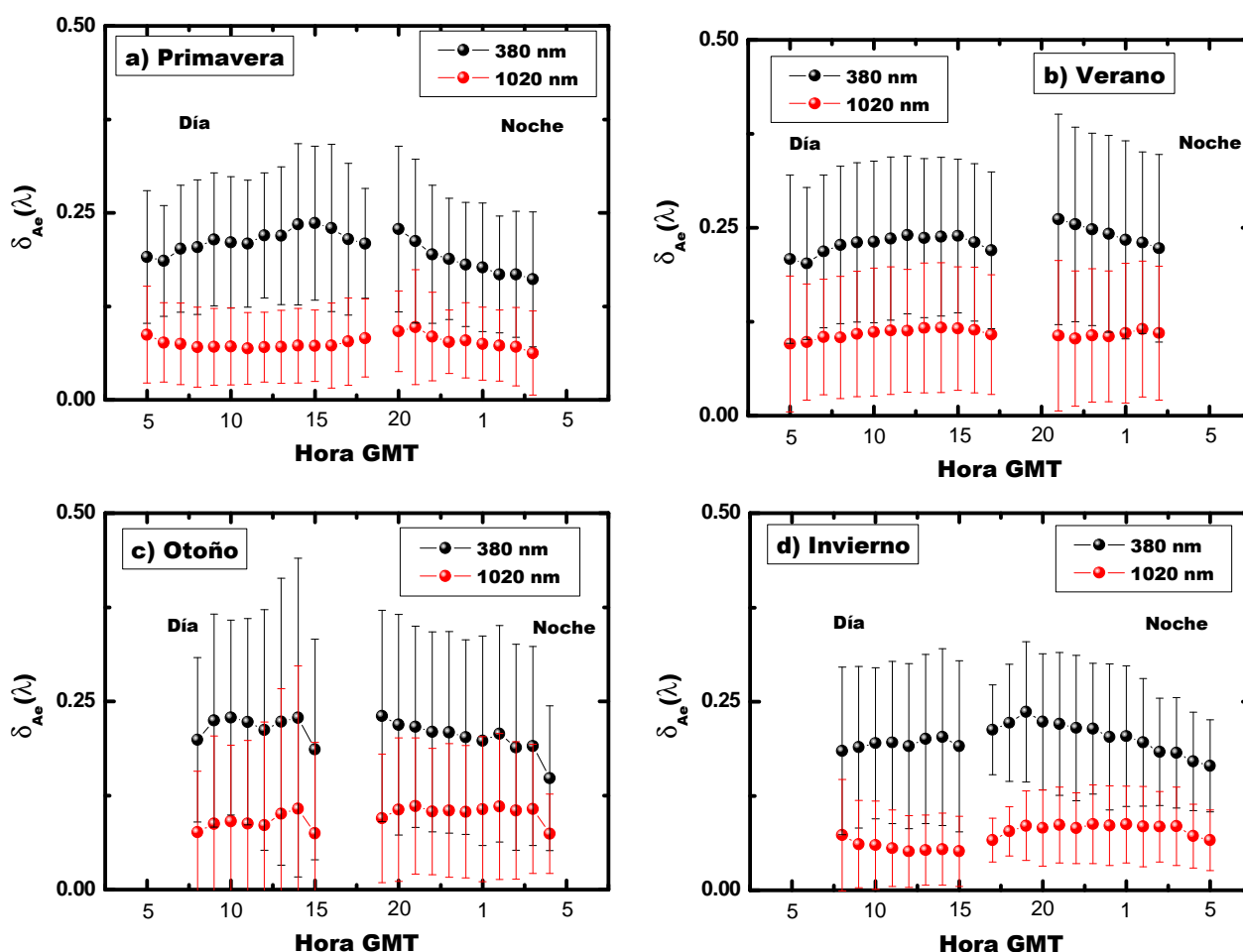


Figura 6:30: Patrones diarios en la profundidad óptica de aerosoles entorno a 380 y 1020 nm obtenidos con los fotómetros solar y estelar. La línea de división marca los datos tomados durante del día y durante la noche. a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno.

Para ver la evolución de la profundidad óptica de aerosoles a lo largo del día entero, la figura 6.30 muestra el valor medio horario de $\delta_{Ae}(\lambda)$ y sus desviación estándar correspondientes a las longitudes de onda de 380 y 1020 nm. Estas son las longitudes de

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

onda extremas con las que los fotómetros solar y estelar operan, y dada la relación entre el tamaño de partícula y la longitud de onda en el proceso de dispersión, es de esperar que la radiación solar ó estelar interactúa en 380 nm interactúe más intensamente con partículas submicrométricas, mientras que la longitud de onda de 1020 nm se verá más afectada por la presencia de partículas micrométricas. Los períodos del día y de la noche donde no hay datos se refieren al anochecer ó al amanecer, y se han eliminado porque el número de puntos promediados ya que eran inferiores al 75% del promedio de datos horarios para el día ó la noche. Por otro lado, para intentar comprender los cambios en la carga de aerosol a lo largo del día entero, estudiamos el predominio de partículas predominantes en cada hora. En este sentido, la figura 6.31 muestra la evolución diaria del parámetro α de Angström para las cuatro estaciones del año.

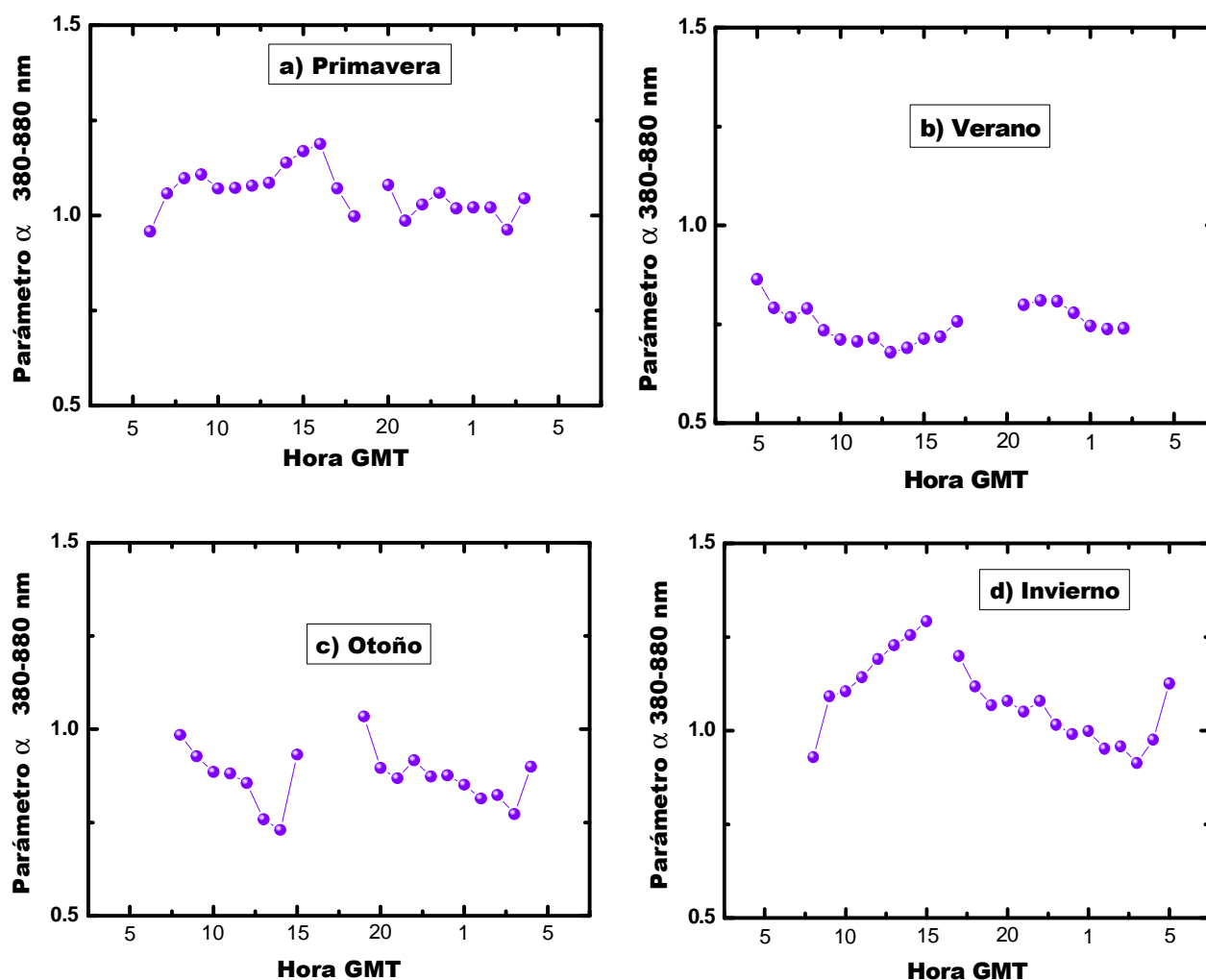


Figura 6:31: Idem figura 6.30 pero para el parámetro α de Angström

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

La conclusión que podemos sacar de las figuras 6.30 y 6.31 es que hay un cambio tanto en la carga como en el tipo de aerosol predominante entre el día y la noche. Además, estas variaciones dependen de las distintas estaciones del año. Para $\delta_{Ac}(380)$ en todas las estaciones del año, a pesar de las barras de error, hay una ligera a tendencia es a aumentar durante el día y a disminuir a lo largo de la noche. Sin embargo para $\delta_{Ac}(1020)$ no se observa ningún patrón estacional destacable ni durante el día ni durante la noche. En cuanto al parámetro α , se observa que durante la noche desciende en todas las estaciones del año, siendo este descenso mucho más marcado en otoño e invierno. Durante el día, en invierno la tendencia es a que α aumente mientras que en verano y otoño es a que disminuya.

El aumento en la carga de aerosol durante el día en verano podría explicarse debido a la actividad antropogénica y a la inyección de partículas en la atmósfera debido a movimientos turbulentos que se dan con más facilidad en esta época del año (Alados-Arboledas et al., 2003). Tenemos que tener en cuenta que en verano debido a la climatología de la zona la superficie del terreno es de mayor aridez. Esta inyección de partículas gruesas del suelo explica también la disminución del parámetro α hasta aproximadamente el mediodía, donde la actividad turbulenta alcanza su máximo. Posteriormente, conforme el día avanza y se acerca la noche la actividad turbulenta va cesando. Además, a última hora del día en verano se registra un pequeño incremento de la actividad antropogénica y también suele haber quema de rastrojos en las zonas agrícolas adyacentes. Esto podría explicar que el parámetro α aumente a últimas horas del día. Sin embargo, en invierno durante el día tenemos situaciones distintas. Las lluvias aumentan durante estos meses y hacen que la situación del suelo sea diferente, con una aridez mucho menor. Además, las fuentes emisoras de aerosol son mayores (Lyamani et al., 2008,2010). Esto podría explicar que haya una mayor inyección continua a la atmósfera de partículas durante el día debido a que las fuentes emisoras en nuestra zona provienen principalmente de vehículos de combustión diesel y calefacciones (Lyamani et al., 2008; Lyamani et al., 2010). Esto tendencias explicaría el aumento del parámetro α a lo largo del día en invierno.

Durante la noche tenemos un flujo de aire catabático que trae aire más limpio desde la montaña. Esto podría explicar las disminuciones de la profundidad óptica de aerosoles en 380 nm tanto en invierno como en verano. El ligero aumento en $\delta_{Ac}(1020)$

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

durante la noche tanto en invierno como en verano puede deberse a que los vientos catabáticos nos traerían aerosol envejecido de mayor tamaño. También hay que tener en cuenta que durante la noche la actividad antropogénica es mucho menor (Lyamani et al., 2008, 2010), lo que hace que la inyección de partículas a la atmósfera sea muy inferior con respecto al día.

Las variaciones de $\delta_{Ac}(\lambda)$ han sido estudiadas también por otros autores pero solo para las horas de día. Según Smirnov et al. (2002b), en la mayoría de los lugares urbanos/industriales prevalece un patrón en $\delta_{Ac}(\lambda)$ a aumentar entre un 10-40 %, mientras que en situaciones con polvo mineral este patrón no es generalizable (variaciones entorno al $\pm 5\%$). En el norte de Grecia, para las estaciones del monte Athos y para la ciudad de Tesalónica, Gerasopoulos et al. (2003) también han encontrado variaciones a lo largo del día. Wang et al. (2004) encontraron en el aeropuerto de Dunhuang (40.09° N; 94.41° E) cercano a los desiertos de Gobbi y Taklamakan, como la carga de aerosol era menor a primeras horas de la mañana y mayor a última hora del día, con variación entorno al 10%. Para la ciudad China de Yinchuan (38.45° N; 106.21° E; 1111 m a.s.l), Liu et al. (2008) mostró variaciones de hasta el 33% y 38% para verano e invierno respectivamente. Durante el verano el mayor valor de la profundidad óptica de aerosol se encontraba a última hora de la tarde, al igual que en nuestra estación de medida. Durante el invierno encontraron un pico entorno a primera hora de la mañana, luego un descenso y después otro pico a última hora de la tarde. Esta tendencia es muy similar a la que nosotros hemos obtenido en la figura 6.35a. De la misma manera que para $\delta_{Ac}(\lambda)$ se han estudiado variaciones en el parámetro α para las horas de día. Para zonas afectadas de polvo mineral, Kaufmann et al. (2000) y Wang et al. (2004) han encontrado variaciones entorno al 20-30. En la zona del Norte de Grecia, Gerasopoulos et al., (2003) también han encontrado variaciones a lo largo del día.

Sin embargo, los vientos catabáticos no explican suficientemente las disminuciones en el parámetro α a lo largo de la noche. En este sentido, es necesario estudiar la evolución a lo largo del día entero de las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico. La figura 6.32 muestra, para todas las estaciones del año, la evolución a lo largo de todo el día del radio efectivo. A pesar de las barras de error, en todas las estaciones se observa como durante el día el radio efectivo disminuye a primeras horas de la mañana hasta alcanzar un mínimo entorno al mediodía. Posteriormente aumenta

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

durante la tarde. Durante la noche también se observa el mismo patrón para todas las estaciones del año. Este patrón se caracteriza ahora por un paulatino aumento del radio efectivo durante la noche.

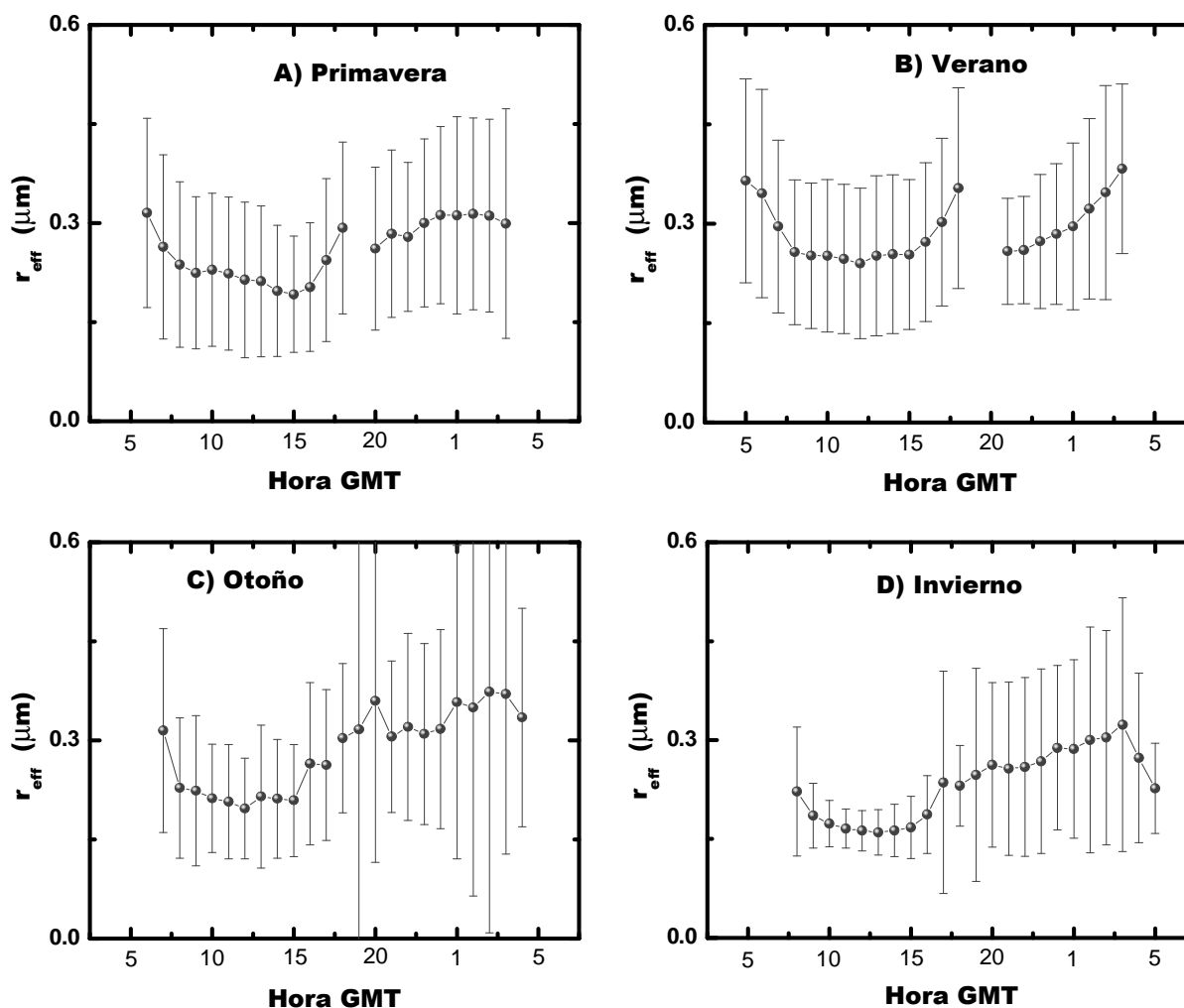


Figura 6:32: Idem figura 6.30 pero para el radio efectivo.

Por lo tanto, en virtud de lo visto en las figuras 6.32 y 6.33, podemos hablar de un crecimiento de partículas a lo largo de la noche. Este crecimiento se debe a diversos procesos físico-químicos. Entre estos procesos cabe destacar los procesos de coagulación y condensación, que dan lugar al crecimiento de partículas finas a partículas gruesas (Seinfeld y Pandis, 1998; Riemer et al., 2004). También son muy importantes los procesos de crecimiento higroscópico, en los cuales hay un crecimiento de la partícula debido a que esta capta vapor de agua circundante, (Malm et al., 2005; Kinne et al., 2006; Pahlow et al., 2006; Wang et al., 2008; Bian et al., 2009). Pero para

que el aerosol higroscópico aumente su tamaño se requieren humedades relativas superiores al 70-80 % (Yoon y Kim, 2006; Bian et al., 2009). En invierno la humedad relativa puede superar el 80% durante la noche; pero en verano no se llegan a humedades relativas del 70 %, por lo que el crecimiento higroscópico es prácticamente descartable en verano. Finalmente también hay que destacar otros procesos como la deposición de partículas por gravedad.

6.3.5. Caracterización de las Propiedades del Aerosol Atmosférico según la Masa de Aire

En este apartado procedemos a analizar las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico según las distintas masas de aire que llegan a la ciudad de Granada. Para ello, hemos usado las retrorayectorias calculadas por el modelo HYSPLIT para los días de medida de nuestra base de datos (Marzo 2007 – Agosto 2009), y posteriormente se ha hecho uso del algoritmo de clasificación de masas de aire descrito en la sección 6.1.1.2. Para los datos nocturnos se han usado retrorayectorias a las 06 UTC y para los datos diurnos se han usado las retrorayectorias a las 12 UTC.

6.3.5.1.- Caracterización de las propiedades ópticas del aerosol atmosférico.

Para la profundidad óptica de aerosoles $\delta_{Ae}(\lambda)$, la figura 6.33 muestra los diagramas de Box-Whisker de $\delta_{Ae}(440)$ para los distintos sectores que hemos definido entorno a nuestra estación de medida. Se observan unos patrones muy similares entre el día y la noche para las distintas masas de aire. Las masas de aire más limpias son sin duda las masas de aire Árticas, con un promedio de 0.07 para el día y de 0.05 para la noche. Sin embargo, este tipo de masas de aire son muy poco frecuentes. También se observa como las masas Marítimo Polares y Tropicales son muy limpias. Para ambas masas se obtienen unos valores promedios de 0.12 durante el día y de 0.13 durante la noche. Los valores superiores a 0.2 pueden deberse a que estas masas en su corto paso por el suroeste de la Península Ibérica pueden arrastrar partículas procedentes de contaminación ó de quema de biomasa de la zona occidental de Andalucía.

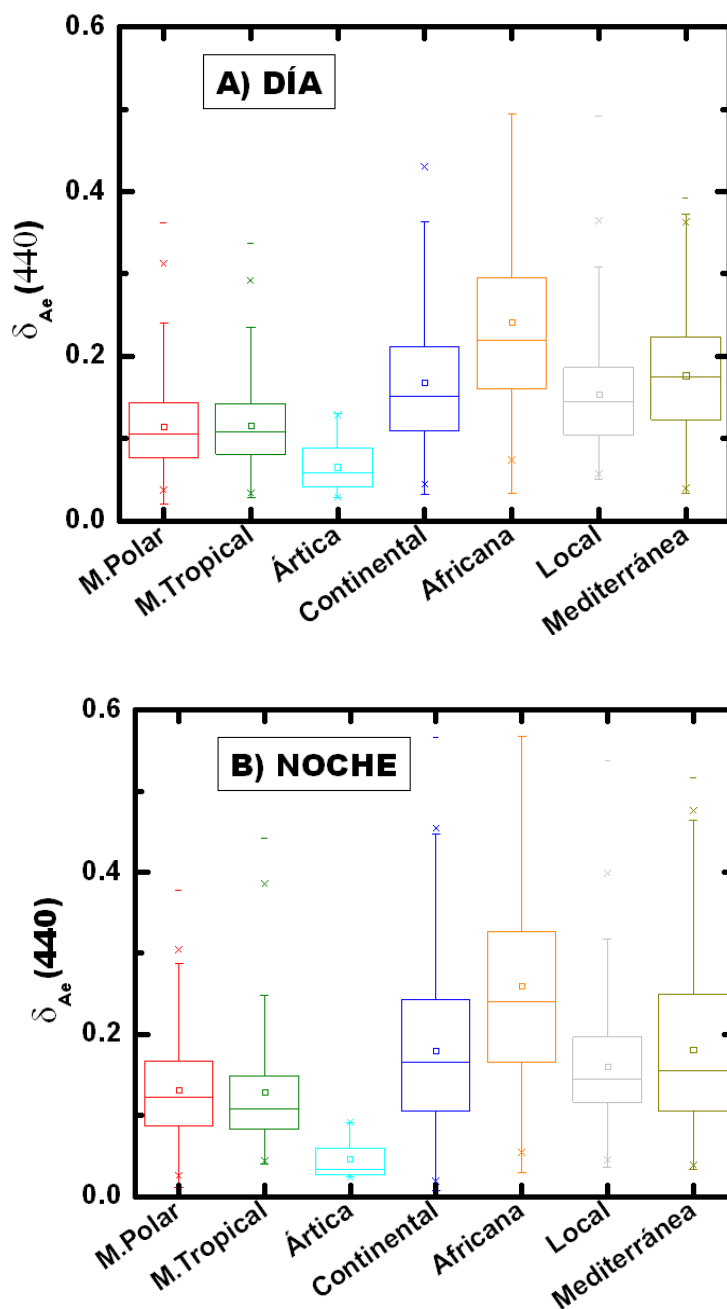


Figura 6.33: Clasificación de la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm por el tipo de masa de aire que llegan a la ciudad de Granada. a) Día. b) Noche.

Las masas de aire Continental y Mediterránea tienen valores más elevados de $\delta_{Ae}(440)$; Para el caso de las masas Continentales se obtienen unos valores promedios de 0.17 durante el día y 0.18 durante la noche; en el caso de las Mediterráneas, obtenemos valores promedios de 0.18 tanto durante el día como durante la noche. Por otro lado, observamos que sin duda las masas de aire con mayor carga de aerosol son las Africanas. Estas masas tienen unos valores promedios en $\delta_{Ae}(440)$ de 0.24 tanto de día

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

como de noche. Finalmente, debemos de mencionar las masas Locales, que tienen una carga de aerosol similar a las masas de aire Continentales y a las Mediterráneas (promedios de 0.15 durante el día y 0.16 durante la noche).

Con el fin de ver el tipo de partículas predominantes para cada masa de aire, la figura 6.34 muestra la clasificación del parámetro α de Angström. En el caso de los valores nocturnos hemos eliminado los valores Árticos debido a que $\delta_{Ac}(440) < 0.1$ (sección 4.6). Durante el día, para las masas Marítimo Polar, Marítimo Tropical y Ártica, se obtiene promedios de α 1.06, 1.08 y 0.98; Durante la noche, para las masas Marítimo Polar y Marítimo Tropical, se obtuvieron unos promedios de α de 1.07 y 1.26 respectivamente. Los casos Continental, Local y Mediterráneo presentan un valor de α similares entre si, y también similares entre el día y la noche. Durante el día se obtienen unos valores de 1.31, 1.19 y 1.20 para las masas Continentales, Locales y Mediterráneas. Durante la noche se obtiene 1.25, 1.17 y 1.15. Tanto durante el día como durante la noche, los percentiles son bastante amplios, llegando superar valores de 2 en el caso de las masas Continentales y las Mediterráneas. Estos últimos casos pueden estar asociados a eventos fuertes de contaminación ó de quema de biomasa, los cuales pueden ser de carácter local ó regional para las masas originalmente más limpias, pero también pueden deberse a episodios singulares de masas de aire cargadas de aerosol. Los percentiles inferiores, llegan a valores de 0.5. Estos valores pueden deberse a profundidades ópticas de aerosol bajas y a la inyección de partículas minerales desde el suelo. También en las masas Mediterráneas puede deberse a polvo mineral del desierto que se ha acumulado en la cuenca mediterránea.

Finalmente, las masas de aire procedentes del continente Africano presentan los valores más bajos de α , y son muy similares entre el día y la noche. Los valores promedios de α son de 0.65 durante el día y 0.69 durante la noche. Los valores más bajos se deben a fuertes invasiones de polvo sahariano. Los valores más elevados de α se deben a que llegan masas de aire procedentes del norte de África, pero muy poco cargadas de partículas minerales. Estos casos suelen predominar principalmente en invierno. Los valores elevados de α también pueden deberse a incendios y a regiones contaminadas en el Norte de África.

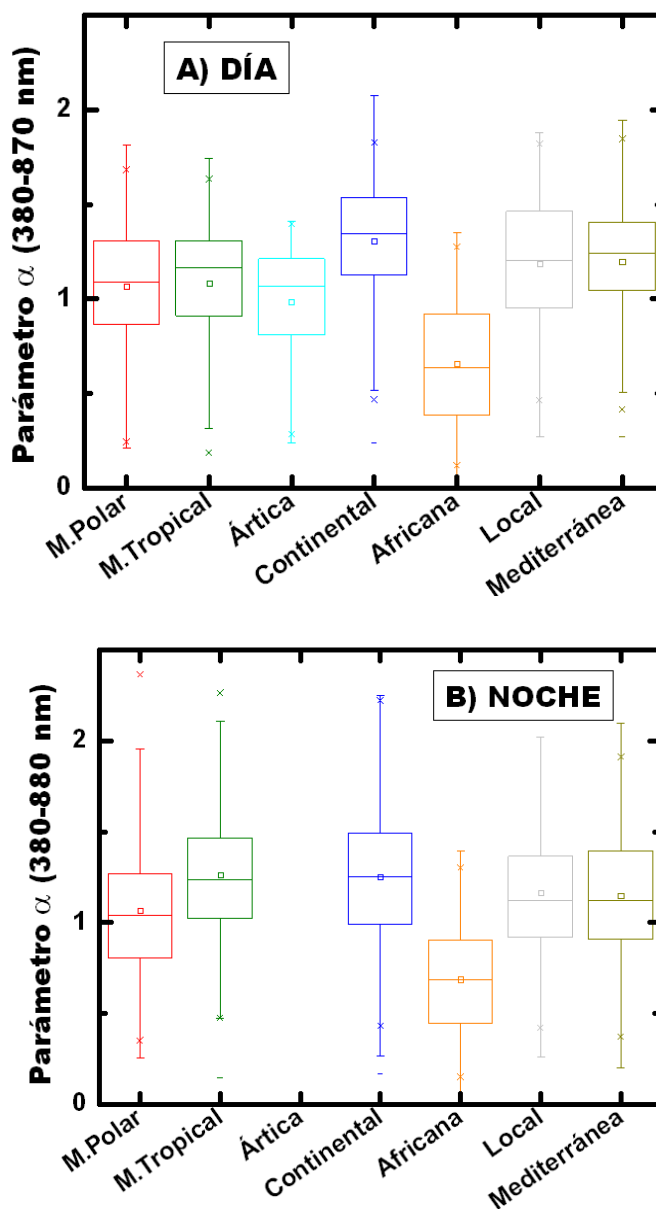


Figura 6.34: Clasificación del parámetro α de Angström por el tipo de masa de aire que llegan a la ciudad de Granada. a) Día. b) Noche.

Pero lo que hay que remarcar es que las masas de aire procedentes del norte de África son una fuente importante de aerosol natural. Esto queda ilustrado en la figura 6.35 que muestra $\delta_{Ac}(440)$ distinguiendo entre masas de aire Africanas y el resto. También se distingue entre día y noche. De esta figura se observa, tanto de día como de noche, como los valores más bajos en $\delta_{Ac}(440)$ se obtienen normalmente para masas de aire no Africanas, mientras que los valores más altos se obtienen principalmente para masas Africanas. En cuanto al tipo de partículas predominantes, la figura 6.36 muestra la distribución de probabilidad día y noche del parámetro α en presencia y en ausencia

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

de masas Africanas. En ambas distribuciones de probabilidad se observa como las partículas finas (i.e., $\alpha > 0.4$) predominan en masas de aire no Africanas y las partículas gruesas (i.e. $\alpha < 0.6$) predominan para masas de aire Africanas. Para $\alpha \approx 1$, donde hay aproximadamente la misma proporción de partículas gruesas y finas, pueden darse en cualquier tipo de masa de aire.

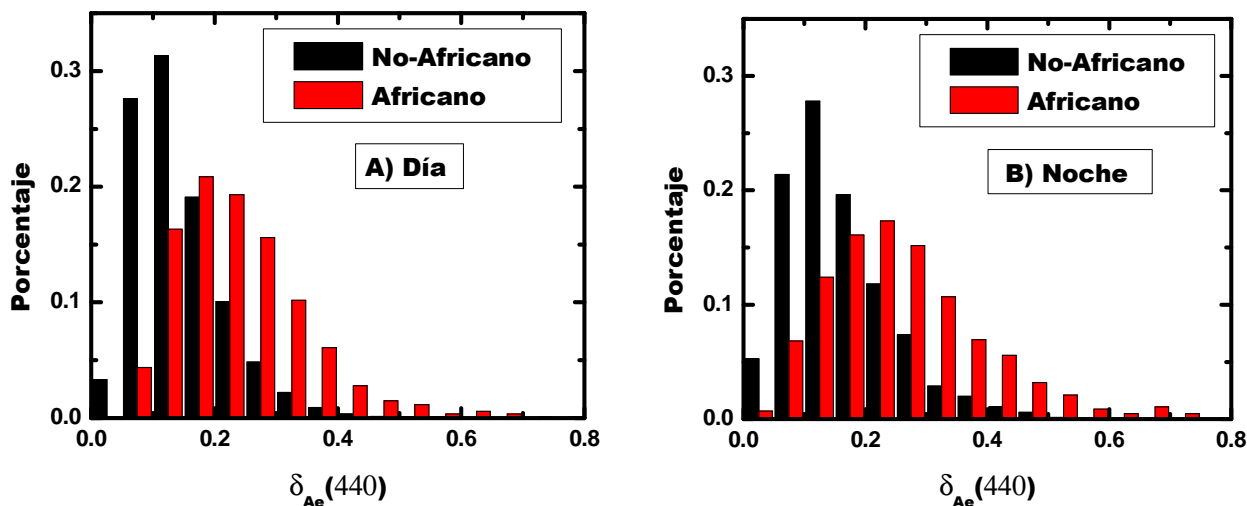


Figura 6.35: Distribuciones de probabilidad normalizadas de la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm. Se distingue entre masas de aire del norte de África y el resto. a) Día. b) Noche.

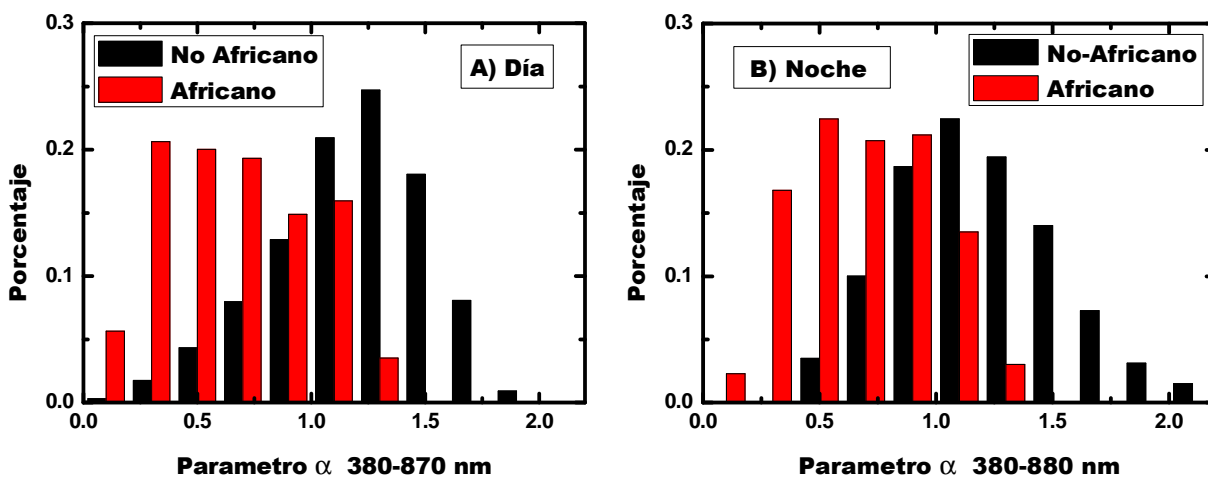


Figura 6.36: Distribuciones de probabilidad normalizadas del parámetro α de Angström. Se distingue entre masas de aire procedentes del norte de África y el resto. a) Día. b) Noche.

Una vez vistas las estadísticas día-noche de las propiedades ópticas del aerosol atmosférico para cada masa de aire, pasamos a analizar conjuntamente la cantidad de partículas con el tipo de partículas predominantes. En este sentido, la figura 6.37 muestra el parámetro α de Angström en función de la profundidad óptica de aerosoles

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

en 440 nm. Para el caso de las masas Marítimo Polares, la figura 6.37a muestra que tanto durante el día como durante la noche se obtiene por lo general $\delta_{Ac}(440) < 0.2$, con el parámetro α variando entre 0.03 y 1.80 durante el día, y entre 0.25 y 2.37 durante la noche. Los valores de α entorno a 1.35 y $\delta_{Ac}(440) > 0.2$ pueden deberse a que las masas Marítimo Polares, antes de llegar a nuestra estación de medida, a veces atraviesan la parte occidental de la Península Ibérica y por lo tanto pueden arrastrar partículas de origen antropogénico ó de quema de biomasa.

Para el caso de las masas Marítimo Tropicales (figura 6.37b) se observan similitudes entre el día y la noche. En ambas predominan $\delta_{Ac}(440) < 0.2$, con parámetro α variando desde 0.1 a 1.65 durante el día, y entre 0.4 y 2.0 durante la noche. Durante el día se observan dos eventos de turbiedad alta. Uno de ellos tiene valores de α cercanos a la unidad, lo que puede ser a una mezcla de polvo mineral trasportado desde la costa occidental africana junto con partículas de contaminación al atravesar el suroeste de la Península Ibérica. El segundo de los picos de $\delta_{Ac}(440)$ elevados con α entorno a 1.3 puede deberse al transporte de partículas antropogénicas al atravesar el suroeste de la Península Ibérica. Durante la noche, solo se observa un modo para $\delta_{Ac}(440) > 0.2$, con $\alpha \approx 1.25$. Esto se puede deber a cualquiera de las causas anteriores.

En el caso de las masas de aire Continentales (figura 6.37c) se observan algunas variaciones entre el día y la noche. Durante el día, hay bastantes datos de $\delta_{Ac}(440)$ con α superiores a 1, llegando incluso a valores con $\alpha \approx 1.6$. Esto indica un predominio de partículas finas. Los valores de α entorno a 0.6 pueden deberse a que durante el verano, debido a la aridez del terreno, se incorporan partículas gruesas a la atmósfera. Para la noche, lo más importante es que también se encuentran un gran número de valores de $\delta_{Ac}(440)$ superiores a 0.2, pero en este caso el parámetro α es más variable (entre 0.6 y 1.75 principalmente). Esta bajada en el parámetro α puede ser un indicador de un cambio en el tipo de partículas durante la noche debido a fenómenos locales como el régimen de vientos catabático, la menor actividad antropogénica ó el crecimiento de partículas debido a la mayor humedad relativa.

Para el caso de las masas de aire Africanas (figura 6.37d), se observan grandes similitudes entre el día y la noche. En ambos casos predominan $\delta_{Ac}(440) > 0.25$, con un parámetro α siempre inferior a 1.30. Para valores elevados α entorno a la unidad,

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

podemos tener situaciones de capas desacopladas de polvo y de partículas antropogénicas ó de quema de biomasa (Lyamani et al., 2006a,b, Alados-Arboledas et al., 2007), ó situaciones de mezcla entre polvo mineral y partículas finas (Lyamani et al., 2006a,b, Navas-Guzmán et al., 2010). Conforme aumenta el valor de $\delta_{Ac}(440)$ se van observando que predominan aún mas las partículas gruesas. Estos valores de carga elevada de aerosoles están íntimamente relacionados con invasiones fuertes de polvo sahariano (Lyamani et al., 2005). Tenemos que destacar los valores $\delta_{Ac}(440) \geq 0.8$ se debe a una incursión extrema de polvo mineral procedente del Sahara que afectó a todo el sur de la Península Ibérica (Guerrero-Rascado et al., 2009).

Para masas de aire Locales (figura 6.37e) se observan también bastantes similitudes entre el día y la noche. Aunque predominan los valores con $\delta_{Ac}(440) < 0.2$ y α comprendido entre 0.5 y 1.8, hay un número resaltable de valores de $\delta_{Ac}(440) \geq 0.2$. Estos últimos valores se caracterizan por tener α entorno 1.3, lo que puede deberse a contaminación local ó a la quema de biomasa llevada a cabo en el valle circundante a la ciudad. También hay algunos valores, aunque menos abundantes, con $\alpha \approx 0.5$ que puede deberse a partículas gruesas inyectadas a la atmósfera debido a la aridez del terreno, principalmente en verano. Durante la noche cabe destacar que no se observan los dos modos mencionados de manera tan destacada, sino que hay una agrupación de $\delta_{Ac}(440)$ entorno a 0.2 y valores de α más bajos, lo que puede indicarnos un cambio en las propiedades de las partículas debido a efectos atmosféricos locales.

Finalmente, para las masas de aire Mediterráneas (figura 6.37f), tanto de día como de noche, hay una notable variedad en $\delta_{Ac}(440)$ (valores entre 0.04 y 0.39 durante el día, y entre 0.05 y 0.51 durante la noche). En cuanto al parámetro α , tanto de día como de noche es prácticamente superior a la unidad, con un promedio entorno a 1.34 durante el día y a 1.18 durante la noche. El menor valor de α durante la noche implica un cambio a partículas algo más gruesas. Como ya hemos mencionado antes, este cambio puede deberse a fenómenos atmosféricos locales. Pero la principal diferencia que hemos encontrado entre el día y la noche es la existencia durante el día de valores altos de $\delta_{Ac}(440)$ y valores bajos del parámetro α (entorno a 0.5). Esto podría deberse resuspensión de partículas gruesas debido a la aridez del suelo en época estival, la cual es mucho mayor durante el día debido a que los movimientos turbulentos de inyección de partículas son más intensos.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

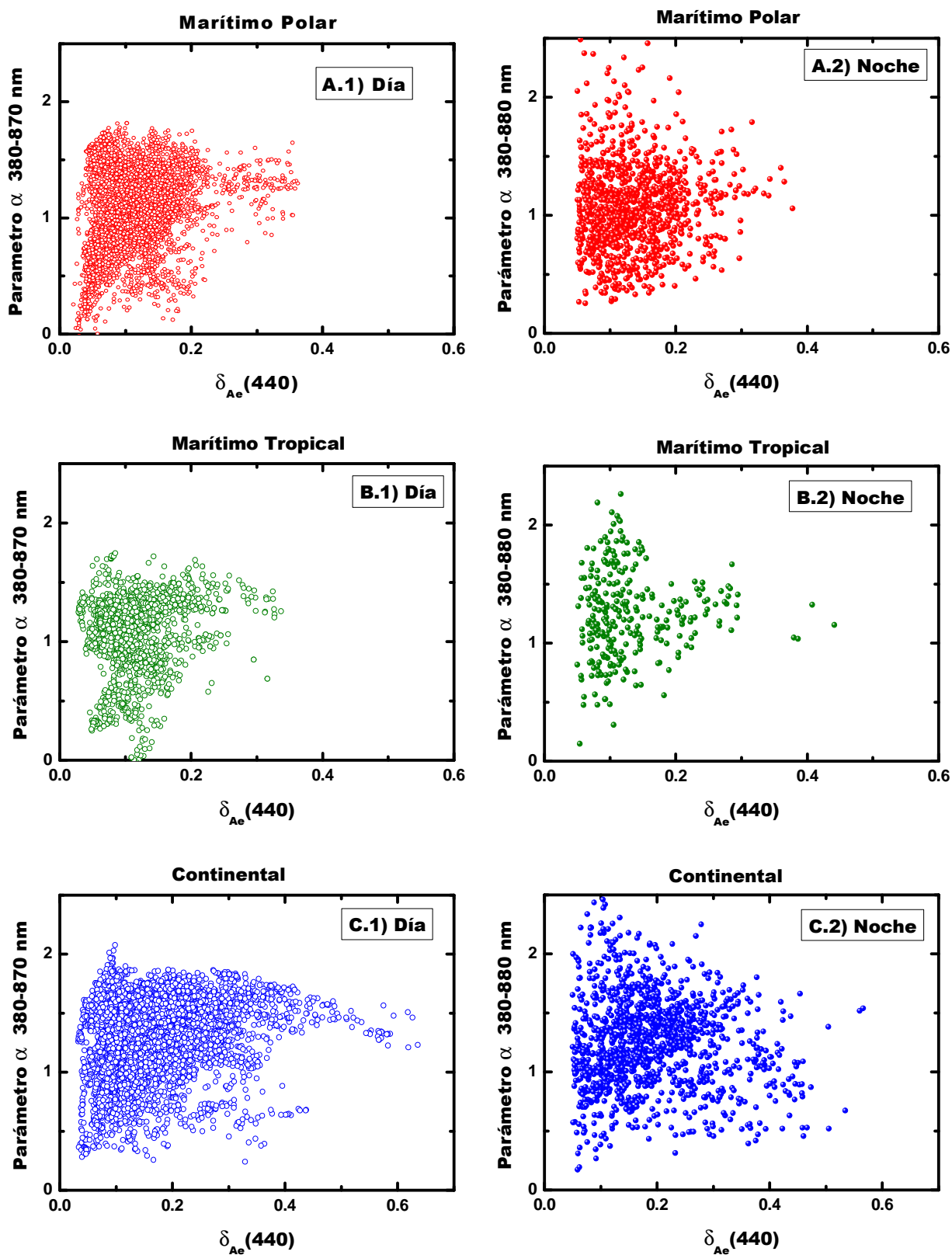


Figura 6.37-I: Parámetro α de Angström en función de la profundidad óptica de aerosoles entorno a 440 nm. Se realiza esta representación tanto de día como de noche. Además, se distingue entre las distintas masas de aire que llegan a la ciudad de Granada. a) Marítimo Polar. B) Marítimo Tropical. C) Continental. D) Africana. E) Local. F) Mediterránea.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

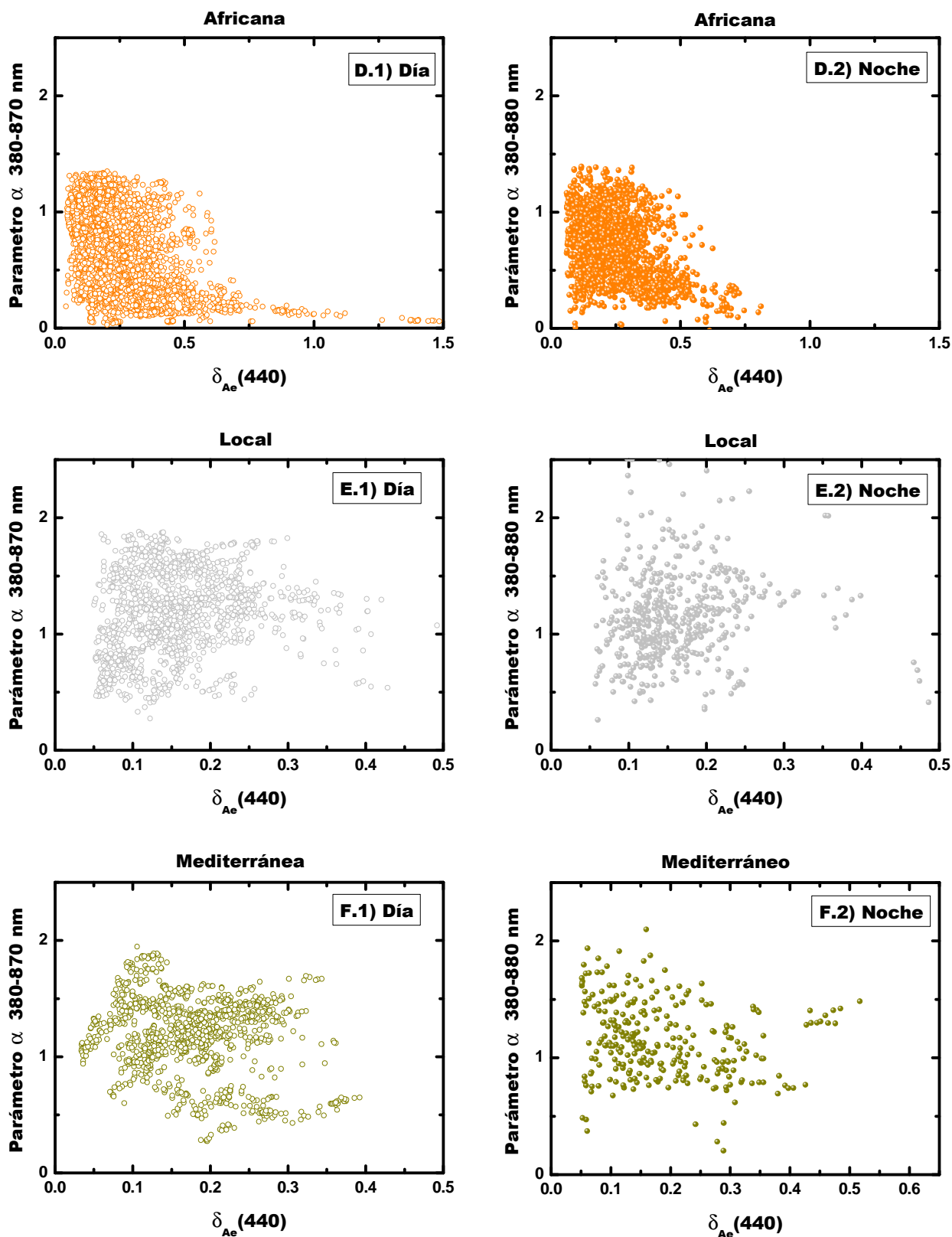


Figura 6.37-II: Parámetro α de Angström en función de la profundidad óptica de aerosoles entorno a 440 nm. Se realiza esta representación tanto de día como de noche. Además, se distingue entre las distintas masas de aire que llegan a la ciudad de Granada. a) Marítimo Polar. B) Marítimo Tropical. C) Continental. D) Africana. E) Local. F) Mediterránea..

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Como conclusión, cada masa de aire imprime una característica propia al aerosol atmosférico sobre nuestra estación de medida. Esto se ha observado tanto durante de día como durante de noche, no observándose diferencias importantes entre las propiedades ópticas del aerosol atmosférico día-noche para las distintas masas de aire. No obstante, el análisis del parámetro α en función de la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm revela algunas variaciones día-noche en algunas masas de aire. Estas variaciones podrían ser inducidas por fenómenos locales tales como el régimen de vientos catabáticos, la menor actividad antropogénica durante la noche ó el crecimiento de partículas por higroscopicidad en las horas de mayor humedad relativa.

6.3.5.2.- Caracterización de las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico.

Para la caracterización de las propiedades microfísicas en función de las masas de aire que llegan a la ciudad de Granada, la figura 6.38 muestra los radios efectivos, r_{eff} , obtenidos para cada tipo de masa de aire. Los radios efectivos han sido calculados en función de la media diaria ó nocturna de la distribución de volumen calculada con el método de King et al. (1978). En el capítulo 5 se obtuvo que el rango típico en que se obtuvieron los radios efectivos era desde 0.09 a 1.23 con media de 0.29 ± 0.16 durante el día, y desde 0.1 a 1.83 con media de 0.36 ± 0.19 durante la noche.

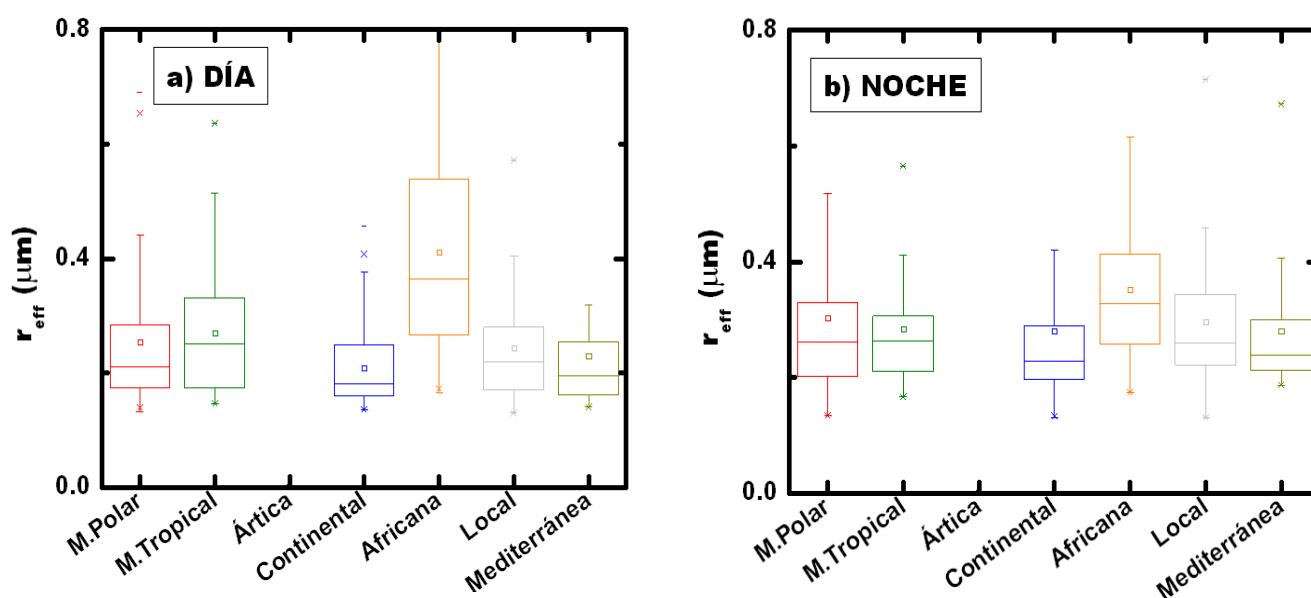


Figura 6.38: Clasificación del radio efectivo de la distribución numérica de tamaño por el tipo de masa de aire que llegan a la ciudad de Granada. a) Día. b) Noche.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Como podemos observar de la figura 6.38, tanto de día como de noche se observa el mismo patrón del radio efectivo en función de la masa de aire. Este patrón se caracteriza por valores más altos para masas de aire Africanas (promedios de r_{eff} de $0.41 \mu\text{m}$ durante el día y de $0.35 \mu\text{m}$ durante la noche). Para el resto de masas de aire, se observa que tanto durante el día como durante la noche los radios efectivos tienen valores similares entre si (entorno a $0.20\text{-}0.25 \mu\text{m}$ durante el día y $0.28\text{-}0.30 \mu\text{m}$ durante la noche). En cuanto a los percentiles, destacar que son mucho mayores para el caso de las masas Africanas, debido principalmente a la gran variedad en su tipo de partículas.

La figura 6.39 muestra los radios modales ($r_{M,\text{fino}}$), desviaciones típicas ($\sigma_{M,\text{fino}}$) y la concentración volumétrica de partículas ($V_{M,\text{fino}}$) del modo fino en función de las distintas masas de aire. Para el radio modal del modo fino (figura 6.39a), se observa que los valores más altos tanto de día como de noche se corresponden con las masas de aire Africanas, con valores promedios de 0.20 y $0.19 \mu\text{m}$ para el día y la noche respectivamente. Para el resto de masas de aire los radios modales finos están entorno a 0.15 durante el día, mientras que durante la noche están entorno a $0.15\text{-}0.18$. Sin embargo, lo más destacable es la variabilidad entre los percentiles, pues durante el día son muy pequeños mientras que por la noche son bastante más grandes. Para la clasificación de las desviaciones típicas del modo fino, figura 6.39b, si se observan diferencias notables entre los patrones obtenidos durante el día y los obtenidos durante la noche. Durante el día los valores promedio están comprendidos entre 0.57 y $0.63 \mu\text{m}$. Durante la noche los valores son bastante más bajos, con valores promedio comprendidos entre 0.43 y $0.49 \mu\text{m}$. Finalmente, para la concentración volumétrica de partículas del modo fino, figura 6.39c, se observan similitudes y diferencias entre el día y la noche según el tipo de masa de aire. Los valores promedios para las masas Marítimo Polares, Marítimo Tropicales, Continental, Africana, Local y Mediterránea son $0.012, 0.011, 0.018, 0.022, 0.018, 0.019 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$ para el día y $0.014, 0.015, 0.021, 0.024, 0.017$ y $0.020 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$ durante la noche. Por lo tanto, los valores promedios son similares entre el día y la noche. Por lo tanto, podemos afirmar que para todas las masas de aire, hay similitud en las propiedades microfísicas obtenidas durante el día y durante la noche.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

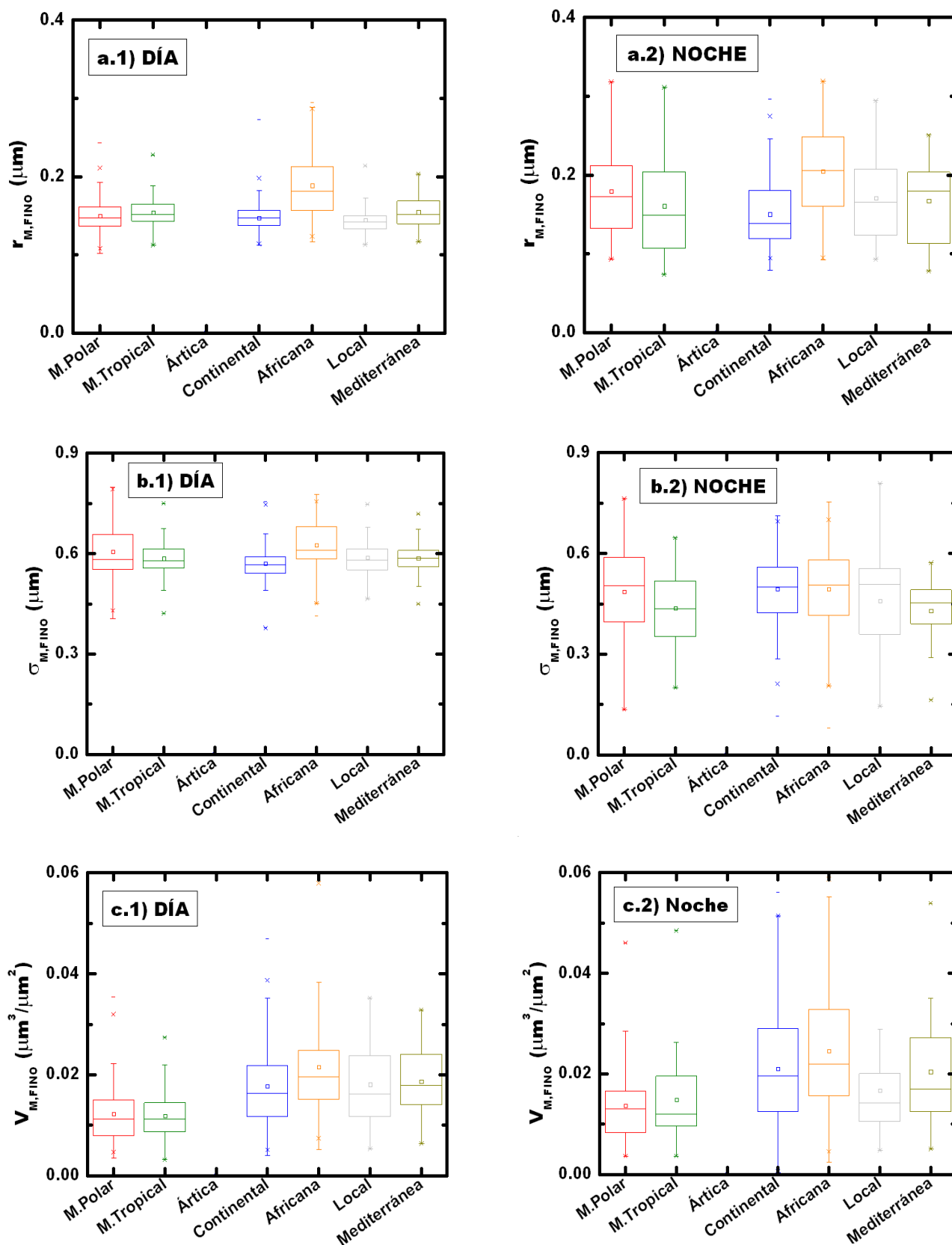


Figura 6.39: Clasificación en función del tipo de masa de aire que llega a la ciudad de Granada de diversas propiedades microfísicas del aerosol, tanto de día como de noche. Para el modo fino: a) Radio modal. b) Desviación típica. c) Concentración volumétrica de partículas.

6.4. ESTUDIO DEL CONTENIDO DE AGUA PRECIPITABLE

En esta sección analizamos el contenido de agua precipitable W obtenido con los fotómetros solar y estelar. Recordemos que W se derivaba a partir de las medidas de irradiancia directa en el canal de 940, de las cuales se puede calcular la transmitancia de vapor de agua. El método de cálculo de W es a partir de una “look up table”, con errores del 6% en el fotómetro solar y del 9% en el fotómetro estelar.

6.4.1- Evolución Anual

En esta sección estudiamos la evolución anual a partir de los promedios mensuales. En este sentido, en la tabla 6.4 se muestran las medias mensuales de W para el período comprendido entre 2002-2009, y para el período en el que se han realizado medidas consecutivas entre noche y día. De los resultados de esta tabla se observa claramente como para el período comprendido entre 2002-2009, así como en el período de medidas consecutivas día-noche (Marzo 2007-Agosto 2009), se observa un patrón caracterizado por máximos en verano y mínimos en invierno. La primavera y el otoño son períodos de transición durante las cuales W cambia del mínimo al máximo y viceversa. Resultados similares para nuestras latitudes se encuentran en Derimian et al. (2006), Estellés et al. (2007), Guerrero-Rascado et al. (2008), Saha et al. (2008) y Pérez-Ramírez et al. (2008c).

Las diferencias entre los valores promedio para un mismo mes en años distintos son muy pequeñas. En este sentido hemos buscado una expresión analítica capaz de reproducir el patrón anual de W . Nosotros proponemos una expresión Gaussiana del tipo:

$$W = W_0 + A \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6.1)$$

Donde W representa el contenido de agua precipitable en cm, A es una constante de normalización también expresada en cm, t es el tiempo, t_0 es el tiempo en el que encontramos el máximo y σ es la desviación estándar.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

<i>Contenido de Agua Precipitable (cm)</i>						
<i>Meses</i>	Día: Período 2002-2009		Día: Período Marzo 2007-Agosto 2009		Noche: Período Marzo 2007-Agosto 2009	
	W	σ_w	W	σ_w	W	σ_w
<i>Enero</i>	0.8	0.3	0.9	0.3	0.9	0.3
<i>Febrero</i>	0.9	0.3	0.9	0.3	1.0	0.2
<i>Marzo</i>	0.9	0.3	0.9	0.3	1.0	0.3
<i>Abril</i>	1.1	0.3	1.0	0.3	1.1	0.3
<i>Mayo</i>	1.4	0.3	1.3	0.2	0.9	0.2
<i>Junio</i>	1.8	0.4	1.6	0.3	1.7	0.4
<i>Julio</i>	1.7	0.4	1.5	0.3	1.7	0.4
<i>Agosto</i>	1.8	0.4	1.7	0.4	1.8	0.4
<i>Septiembre</i>	1.8	0.4	1.9	0.4	1.8	0.4
<i>Octubre</i>	1.5	0.3	1.4	0.3	1.5	0.3
<i>Noviembre</i>	1.1	0.3	1.0	0.2	1.0	0.4
<i>Diciembre</i>	0.9	0.2	0.8	0.2	0.7	0.2

Tabla 6.4: Valores mensuales del contenido de agua precipitable.

Para realizar el ajuste de la ecuación 6.1 se han elegido desde los años 2003 hasta 2008 por ser los años en los que se tienen medidas en todos los meses, y se ha trabajado solo con los datos diurnos por tener una base de datos más amplia. La figura 6.40 muestra las medias mensuales y el ajuste a la ecuación 6.1. De esta última figura se puede ver que la correlación entre el ajuste gaussiano de la ecuación 6.1 y los datos experimentales es bastante buena ($R^2 = 0.954$). Posteriormente hemos realizado los ajustes de la ecuación 6.1 para cada año en particular. Por claridad no mostramos las gráficas de todos esos ajustes. En su lugar, la tabla 6.5 muestra cada uno de los parámetros del ajuste gaussiano de la ecuación 6.1. De esta tabla podemos observar que los errores asociados a cada parámetro son mayores cuando hacemos ajustes anuales que cuando hemos hecho el promedio de todos los años. Además el grado de correlación es menor (R^2 entre 0.910 – 0.794). Pero por otro lado, a la vista de los resultados de la tabla 6.5, podemos decir que hay un máximo de W entorno a la primera – segunda semana del mes de Julio ($t_0 \approx 7.4$), lo cual se aproxima a los datos experimentales. De la desviación típica podemos ver el período de tiempo (período

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

comprendido entre $t_0 - \sigma$ y $t_0 + \sigma$ durante el cual W es mayor de $W_0 + A/2$. Es decir, entre los meses de Mayo y Octubre encontramos que W es mayor a 1.32 cm. Los parámetros A y W_0 tienen una desviación mayor entre los resultados de diferentes años. Pero la suma $A + W_0$ es prácticamente idéntica entre el promedio de todos los años y los resultados de cada año particular.

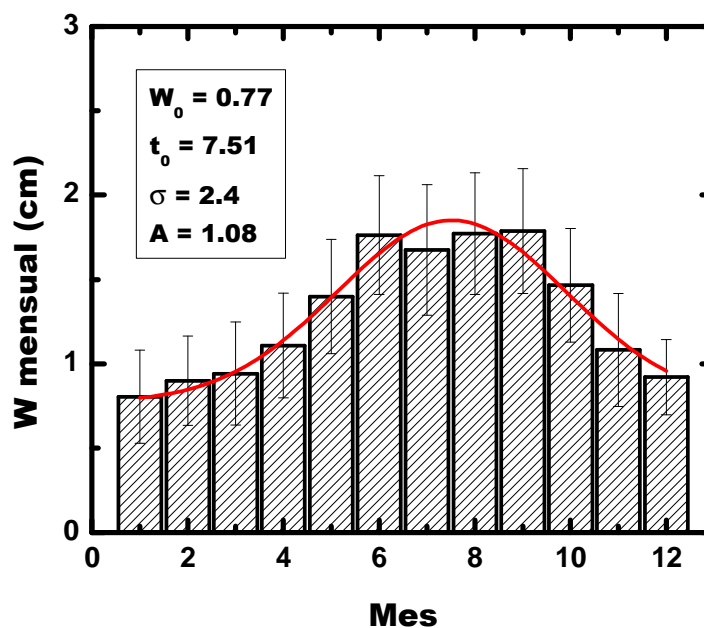


Figura 6.40: Ajuste de las medias mensuales de W a la gaussiana de la ecuación 6.1 usando la base de datos 2003-2008.

Parámetros del ajuste Gaussiano					
Año	t_0	σ	A	W_0	R^2
2003	7.41 ± 0.23	3.8 ± 1.2	1.4 ± 0.5	0.4 ± 0.5	0.910
2004	7.27 ± 0.17	2.2 ± 0.3	1.16 ± 0.11	0.85 ± 0.12	0.940
2005	7.32 ± 0.21	2.7 ± 0.5	1.21 ± 0.17	0.56 ± 0.18	0.924
2006	7.46 ± 0.24	2.7 ± 0.6	1.07 ± 0.18	0.81 ± 0.19	0.895
2007	7.4 ± 0.3	2.3 ± 0.7	0.96 ± 0.19	0.82 ± 0.19	0.794
2008	7.9 ± 0.3	2.1 ± 0.5	0.88 ± 0.13	0.83 ± 0.11	0.921
Promedio	7.51 ± 0.13	2.4 ± 0.2	1.08 ± 0.08	0.77 ± 0.07	0.954

Tabla 6.5. Parámetros de los ajustes gaussianos realizados para cada año en particular. La fila promedio muestra los resultados de la figura 6.44.

La explicación del ciclo anual en el contenido de agua precipitable la podemos encontrar a partir del análisis de masas de aire. Durante el verano, predominan masas de aire Tropicales y Africanas que son más húmedas. Sin embargo, durante el invierno predominan masas de aire Continentales por lo general más secas.

6.4.2- Patrón Estacional

Una vez visto el patrón anual del contenido de agua precipitable, procedemos a estudiar W para las distintas estaciones del año. En este sentido, la figura 6.41 muestra los diagramas de Box-Whisker para las cuatro estaciones del año. El período analizado es únicamente en el que se presentan medidas correlativas día-noche. Tanto durante el día como durante la noche se observa un claro patrón estacional. Este patrón se caracteriza por tener valores más altos en verano, con valores inferiores en primavera y otoño, siendo en invierno cuando se encuentran los valores más pequeños. Resultados similares para nuestra estación se han obtenido por Guerrero-Rascado et al. (2008) usando la técnica Lidar.

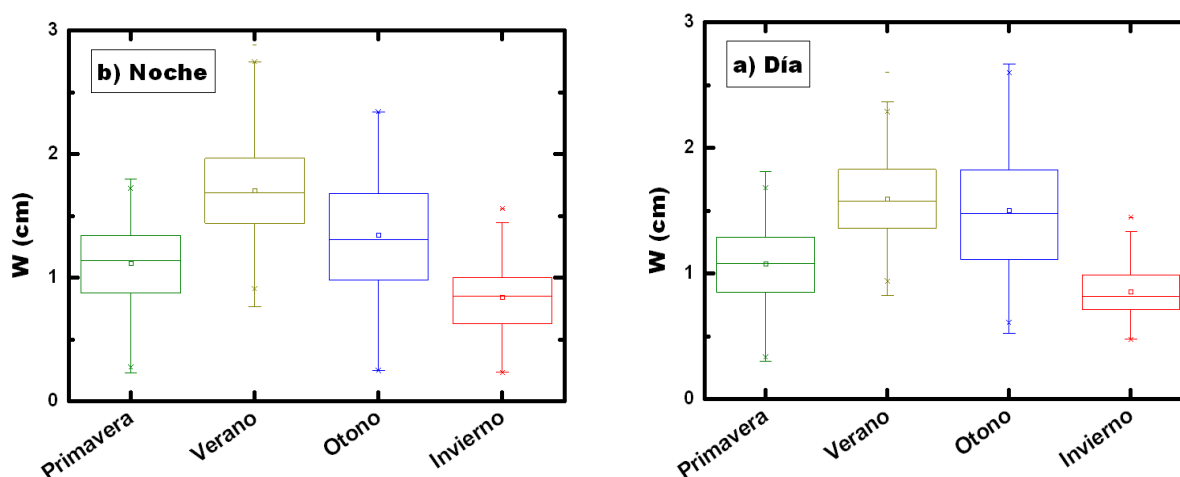


Figura 6.41: Diagramas de Box-Whisker del patrón estacional de W . a) Día. b) Noche.

En cuanto a los valores promedios de W , para el día se obtiene un promedio de 1.1 ± 0.3 cm en primavera, 1.6 ± 0.3 cm en verano, 1.5 ± 0.5 cm en otoño y 0.9 ± 0.2 cm en invierno, con medianas de de 1.09, 1.57, 1.48 y 0.82 respectivamente. Para la noche, se obtienen unos valores promedios de 1.1 ± 0.3 en primavera, 1.7 ± 0.4 en verano, 1.3 ± 0.5 en otoño y 0.8 ± 0.3 en invierno, siendo sus respectivas medianas de 1.13, 1.69, 1.31 y 0.85 respectivamente. A la vista de estos resultados, observamos que los patrones estacionales son prácticamente idénticos entre el día y la noche.

Para observar con mayor detalle el valor estacional de W , en la figura 6.42 se muestran las distribuciones de probabilidad día-noche de W en cada estación del año;

las distribuciones están normalizadas a la unidad. Las distribuciones de probabilidad día-noche en las distintas estaciones del año muestran la misma forma. También se observa de las distribuciones de probabilidad como durante el verano predominan valores de W mayores de 1.0 cm, mientras que durante el invierno predominan los valores bajos de W menores de 1.0 cm. En otoño y primavera observamos que son períodos de transición, en los que se pueden encontrar valores desde 0.1 a 2.5 cm.

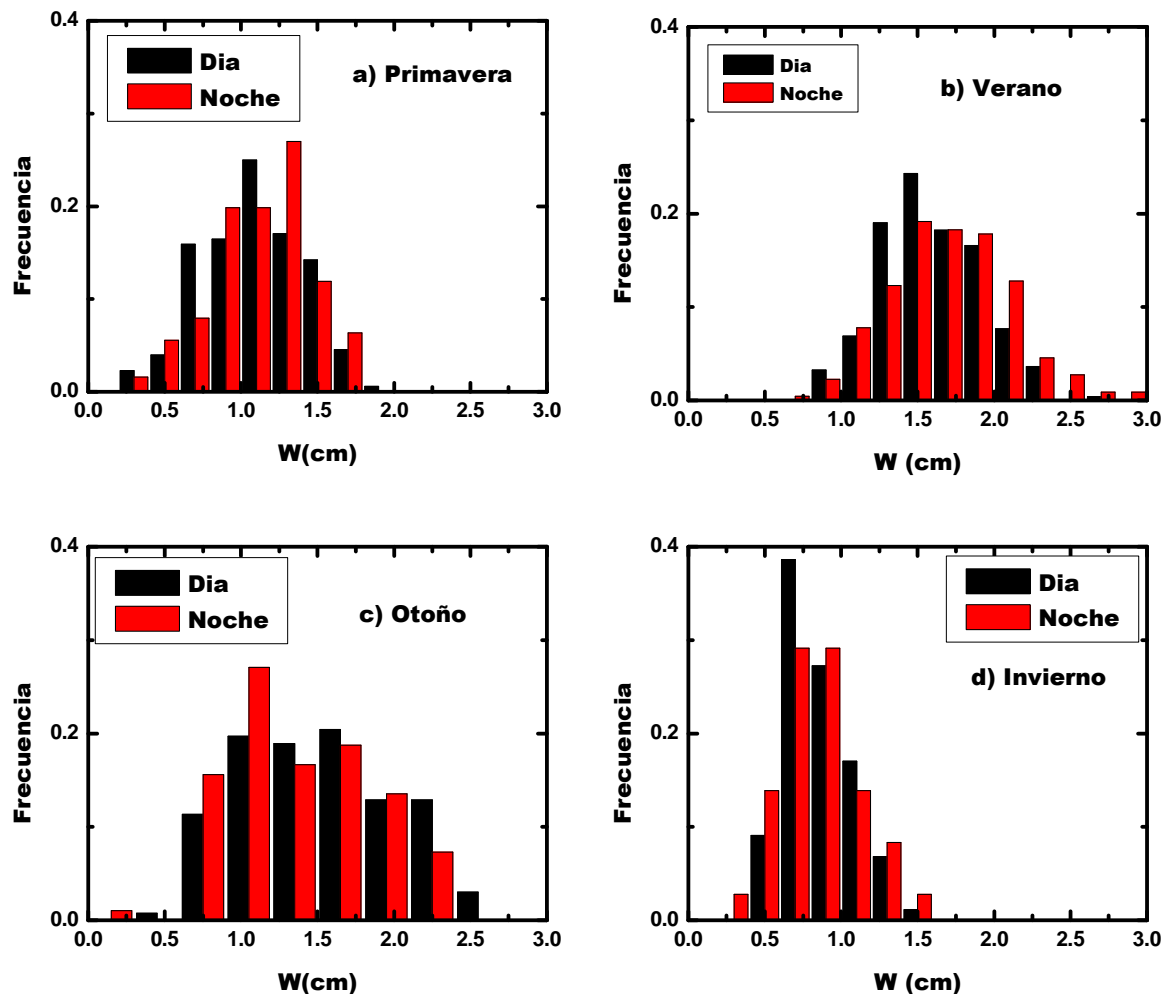


Figura 6.42: a) Distribuciones de probabilidad día-noche en el parámetro α para las distintas estaciones del año; las distribuciones de probabilidad se encuentran normalizadas a la unidad. a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno.

6.4.3- Patrón Diario

Al igual que se ha hecho con las propiedades radiativas del aerosol atmosférico, procedemos a estudiar la evolución del contenido de agua precipitable W a lo largo de todo el día, haciendo uso de medias horarias. También hemos trabajado con las cuatro

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

estaciones del año. Los resultados se pueden ver en la figura 6.43 Para mayor claridad, se han eliminado las horas donde no había suficiente número de medidas, es decir, se han eliminado las horas que hay entre el amanecer y el anochecer (figura 6.29).

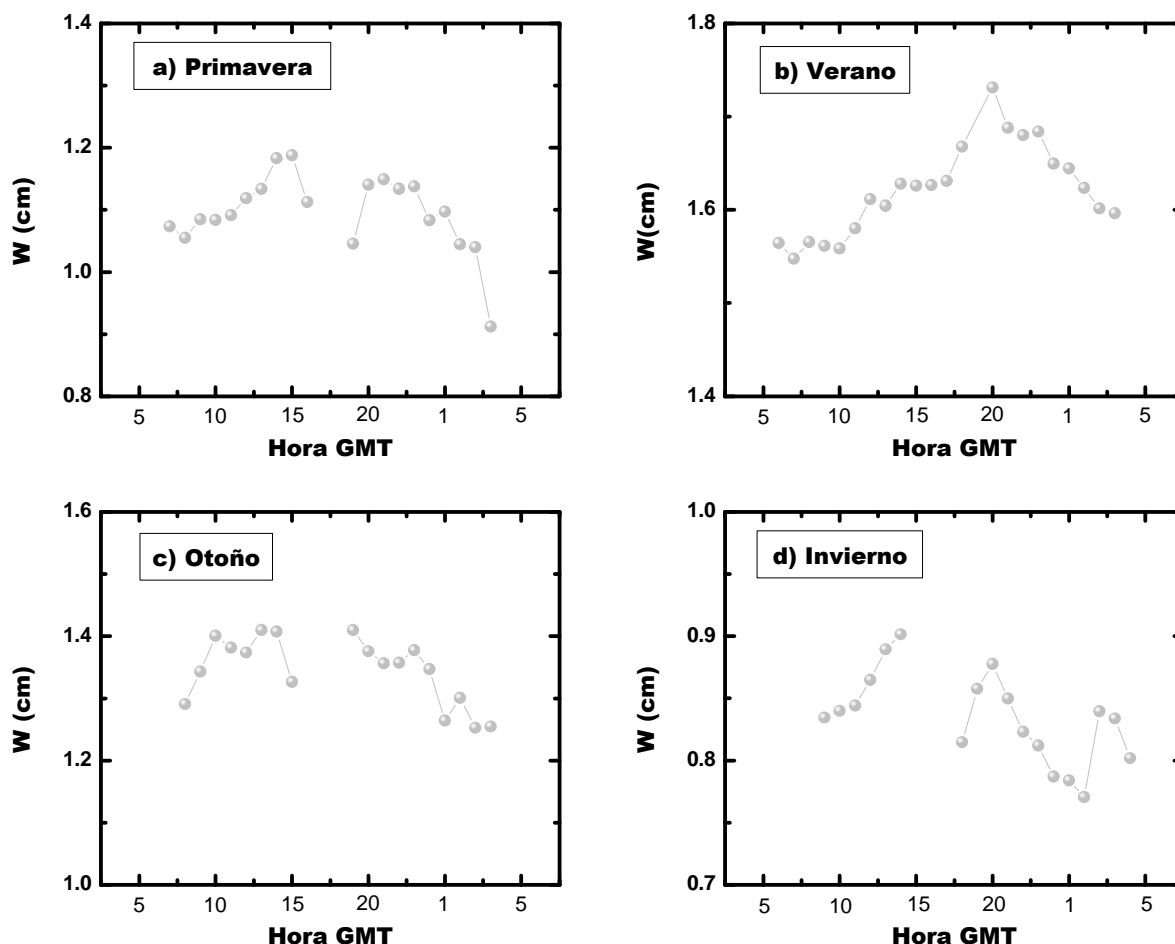


Figura 6.47: Patrones diarios del contenido de agua precipitable W. a) Primavera. b) Verano. c) Otoño. d) Invierno.

Los resultados de la figura 6.43 nos muestran que en todas las estaciones del año el contenido de agua precipitable aumenta paulatinamente a lo largo del día y como disminuye a lo largo de la noche. Por lo tanto hay un claro patrón del contenido de agua precipitable a lo largo de todo el día. El máximo valor del contenido de agua precipitable se alcanza a últimas horas de la tarde y el valor mínimo a últimas horas de la noche. Este patrón puede explicarse mediante la evo-transpiración, controlada principalmente por la actividad solar, que incluye la evaporación desde superficies acuáticas y la transpiración de las plantas y los poros del terreno. Durante el día hay una contribución neta de vapor de agua a la atmósfera debido a la evo-transpiración. Durante

la noche, al no haber actividad solar, la evo-transpiración se reduce. Además, durante la noche se puede producir también deposición de vapor de agua por rocío ó escarcha. Por último, a pesar de la ausencia de datos, observamos una aparente continuidad de los patrones diarios tanto en el amanecer como en el anochecer cerrando el ciclo diario.

6.4.4.-Caracterización del Contenido de Agua Precipitable Según la Masa de Aire

Una vez vistos los patrones anuales, estacionales y diarios del contenido de agua precipitable W, pasamos a estudiar su dependencia con cada tipo de masa de aire que llega a la ciudad de Granada, tal y como se muestra en la figura 6.44.

De la figura 6.44a se observa que durante el día las masas de aire con mayor contenido de W son las Africanas con un promedio de 1.63 cm. Las siguientes masas con mayor contenido de W son las Marítimo Tropicales, Mediterráneas y Locales, con valores promedios de 1.39, 1.40 y 1.33 cm respectivamente. Las masas de Aire Marítimo Polares y Continentales tienen unos promedios de 1.20 y 1.22 cm respectivamente. Las masas con menor contenido de W son las Árticas con un promedio de 0.53. Los resultados obtenidos son coherentes, pues las masas tropicales y del sur se esperan que sean las más húmedas, y las masas Árticas y Continentales más secas.

De la figura 6.44b podemos ver como durante la noche, de nuevo la masa con mayor contenido de W son las Africanas con un valor promedio de 1.61 cm. Las siguientes masas con mayor W son de nuevo las Marítimo Tropicales, Locales y Mediterráneas, con valores promedio de 1.35, 1.31 y 1.42 cm respectivamente. Las masas Marítimo Polares y Continentales nos dan unos valores promedios de 1.13 y 1.14 cm, mientras que las masas con menor valor de W son las Árticas con un promedio de 0.29 cm (aunque en este último caso, el número de medidas es muy bajo). Finalmente, si comparamos los valores de cada masa de aire entre el día y la noche, observamos que tanto para el día como para la noche se obtiene el mismo patrón.

Tanto durante el día como durante la noche, todas las masas de aire (a excepción de las Árticas) se caracterizan por unos percentiles bastante amplios. Esto se puede deber a que las masas de aire en su recorrido hacía la ciudad de Granada pueden pasar

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

por zonas marítimas y aumentar su contenido de agua precipitable. De la misma manera ocurre con masas procedentes del Sur que pueden pasar por el continente Africano ó por la Península Ibérica, que son más secos y hace que el contenido de agua precipitable de la masa de aire disminuya.

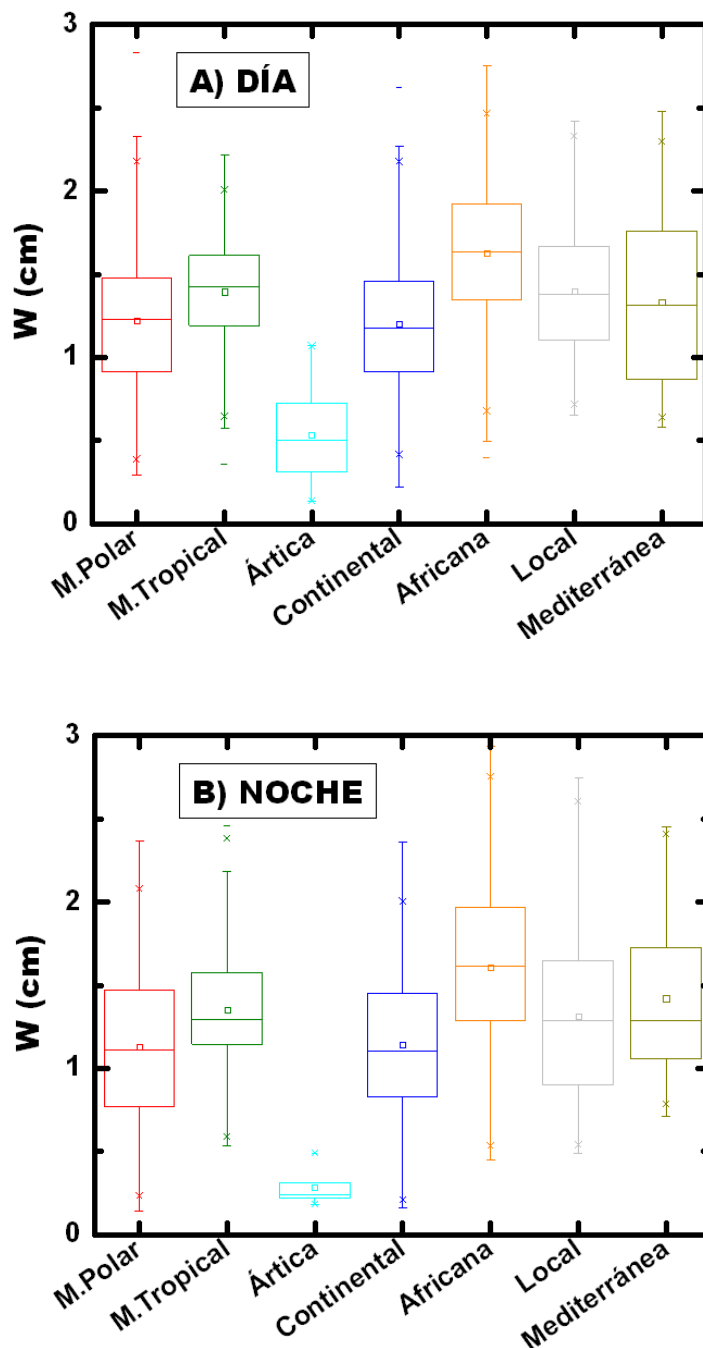


Figura 6.44: Clasificación del contenido de agua precipitable el tipo de masa de aire que llegan a la ciudad de Granada. a) Día. b) Noche.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Tenemos que mencionar que Estellés (2006) realizó un estudio similar al nuestro en la ciudad de Valencia. En este trabajo obtuvieron un patrón similar al nuestro, con valores más altos para masas Africanas y Tropicales, valores intermedios para masas Continentales y Atlántico Polares, y valores más bajos para masas Árticas. Sin embargo, los valores que obtuvieron eran superiores a los nuestros. Esto se debe a que la ciudad de Valencia es una ciudad costera y por lo tanto tendrá un mayor aporte local de contenido de agua precipitable. Para otras regiones, como la ciudad de Beijing, se realizaron estudios similares por Xia et al., (2007), aunque los resultados no son comparables debido a la procedencia muy distinta de las masas de aire.

6.- CARACTERIZACIÓN DÍA-NOCHE DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

CAPÍTULO 7

CONCLUSIONES

7.1.- CONCLUSIONES

A continuación se muestra un resumen de las conclusiones más importantes que se han obtenido de esta tesis doctoral.

1.- Se ha implementado el fotómetro estelar EXCALIBUR para realizar medidas de irradiancia directa de las estrellas. La principal innovación de este fotómetro estelar es el uso de una cámara CCD como detector.

- i) Se han analizado las causas de ruido en la cámara CCD detectora. Se ha destacado que la linealidad de las medidas se realiza en el rango comprendido entre las 1500 y 45000 cuentas digitales. También se ha comprobado que no hay dependencia del sesgo de la cámara CCD con la temperatura, pero si se ha observado una dependencia de la corriente de oscuridad con la temperatura. Para reducir el tiempo de medida de una medida corregida de corriente de oscuridad, se ha diseñado un procedimiento basado en el ajuste lineal de la corriente de oscuridad con el tiempo de exposición. Finalmente, se presenta como obtener una uniformidad en el campo de los píxeles de la cámara CCD, y también se ha obtenido que hay que añadir 0.011 al tiempo de exposición real debido a las limitaciones en el proceso de cierre y apertura del obturador de la cámara.
- ii) Se han descrito los procedimientos del fotómetro estelar EXCALIBUR para realizar medidas. El primer paso, consiste en elegir estrellas que no sean dobles, que estén aisladas y cuya magnitud visual sea menor de 3. La apertura (ó tamaño de la caja seleccionada para realizar la medida de la estrella) se ha estimado en 26 píxeles. Posteriormente, se realiza un enfoque del telescopio y finalmente, se calcula el tiempo de exposición mediante una estimación de la turbiedad atmosférica para esa noche.

2.- Se han descrito los procedimientos de calibrado para los fotómetros solar y estelar.

- i) Para calibrar los canales destinados a obtener la profundidad óptica de aerosoles, se han presentado los métodos Langley y Langley

Astronómico para realizar un calibrado relativo. La principal innovación del método Langley Astronómico es que se obtiene la constante de calibración de la pendiente de regresión al representar la señal medida dividida entre la masa óptica relativa en función del inverso de la masa óptica relativa. Además, el método Langley Astronómico nos proporciona mejores coeficientes de determinación lineal debido al cambio de magnitud en la pendiente (entorno a 2-3 órdenes de magnitud) y el menor efecto de la turbulencia atmosférica.

- ii) Se ha estudiado con detalle la metodología para calibrar el canal de 940nm. Esto requiere el uso de una función analítica simplificada para la transmitancia de vapor de agua $T_w(\lambda) = e^{-a(m_w W)^b}$. El estudio de los coeficientes 'a' y 'b' fue llevado a cabo por Alexandrov et al., (2009), deduciendo que estos coeficientes varían en función del código de transferencia radiativo usado, pero que variaciones menores del 10% no implican variaciones importantes en el cálculo de la transmitancia de vapor de agua. Nosotros hemos calculado los coeficientes 'a' y 'b' usando el código de transferencia radiativa SMARTS2 que no requiere ninguna suposición sobre el tipo de atmósfera. Finalmente, para llevar a cabo la calibración se utilizó el método Langley Astronómico Modificado, que presenta mejores coeficientes de determinación lineal, además de mayor reproducibilidad en las constantes de calibración.
- iii) Se ha implementado un algoritmo de filtrado de datos para realizar una comprobación del estado de las calibraciones del fotómetro estelar EXCALIBUR en la ciudad de Granada. Este algoritmo, se encarga de seleccionar los días adecuados para realizar calibraciones, eliminando también los datos que se desvían más del 1% de la linealidad del logaritmo de las medidas con la masa óptica relativa. La aplicación de este algoritmo nos ha permitido detectar desajustes en las calibraciones.

3.- Se ha implementado la metodología para obtener la profundidad óptica de aerosoles en el fotómetro estelar, siguiéndose la metodología usada en el fotómetro solar CIMEL. Se ha estimado el efecto de la turbulencia sobre el error en la profundidad óptica de aerosoles. Finalmente, se ha calculado el error en la profundidad óptica de aerosoles

teniendo en cuenta los errores en las constantes de calibración. Con esto, el error final en la profundidad óptica de aerosoles del fotómetro estelar EXCALIBUR es de 0.019, 0.022, 0.023, 0.022, 0.013 y 0.012 para los filtros de 380, 436, 500, 670, 880 y 1020 nm respectivamente.

4.- Se ha implementado la metodología para calcular el contenido de agua precipitable. En este sentido, se ha propuesto un nuevo modelo basado en una “look up table” calculada mediante el código de transferencia radiativa SMARTS2. Se ha determinado que la diferencia en el cálculo del contenido de agua precipitable mediante una “look up table” y haciendo uso de la ecuación $T_w(\lambda) = e^{-a(m_w W)^b}$ pueden llegar hasta el 20%, siendo las diferencias variables en función de la masa óptica y del contenido de agua precipitable. Estos errores son debidos a los errores en cálculo los coeficientes ‘a’ y ‘b’. Finalmente, se han estimado los errores en el contenido de agua precipitable calculados mediante una “look up table”, siendo entorno al 6% para el fotómetro solar y al 8 % para el fotómetro estelar.

5.- Se han desarrollado e implementado algoritmos de filtrado de nubes y de análisis de datos para el fotómetro estelar EXCALIBUR. El algoritmo consiste básicamente en el cálculo de medias móviles y desviaciones estándares en un intervalo de tiempo de dos horas. Posteriormente, se compara cada punto con su media móvil y si el valor se desvía más de tres veces la desviación estándar, entonces se marca para eliminar. Cuando hayamos realizado esta comparación para todos los valores de la serie, eliminamos el mayor valor y repetimos el cálculo. El proceso finaliza cuando ningún punto es eliminado. Finalmente, agrupamos los datos en intervalos temporales de 30 minutos.

6.- Se ha implementado el método de inversión de King et al. (1978) para obtener propiedades microfísicas del aerosol atmosférica a partir de medidas de irradiancia solar ó estelar. También se presenta el método de Nakajima et al. (1996) basado en medidas de radiancia de cielo, que se utiliza como herramienta adicional para obtener el índice de refracción de aerosoles en las inversiones de King et al. (1978).

7.- Se ha mostrado la primera evolución día-noche de las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico. Se ha observado una gran coherencia entre los valores día-noche

7.- CONCLUSIONES

del radio efectivo, radio modal, desviación estándar y volumen de concentración del modo fino.

8.- Se han caracterizado la serie de las propiedades ópticas del aerosol en columna día-noche para una base de datos de dos años y medio. Para la profundidad óptica de aerosoles en 440 nm y para el parámetro α de Angström, se ha obtenido buena continuidad entre los valores día-noche. Los valores promedios de $\delta_{Ac}(440)$ son de 0.19 ± 0.11 durante el día y de 0.20 ± 0.11 durante la noche. Para el parámetro α se ha obtenido unos valores promedios de 1.1 ± 0.4 durante el día y de 1.0 ± 0.4 durante la noche. Por otro lado, también se ha analizado la serie entera para las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico. Para los parámetros estudiados (radio efectivo y radio modal, desviación estándar y concentración volumétrica de partículas), se observa continuidad día-noche. No obstante, el radio efectivo muestra el único patrón destacable, con valores promedios de $0.16 \pm 0.03 \mu\text{m}$ durante el día y $0.18 \pm 0.03 \mu\text{m}$ durante la noche.

9.- Se ha estudiado la evolución de las propiedades del aerosol atmosférico en columna durante el día y durante la noche. De estos análisis se han destacado patrones estacionales. Para $\delta_{Ac}(440)$, se ha obtenido el mismo patrón anual y estacional tanto durante el día como durante la noche. Este patrón se caracteriza por valores más altos en verano y valores más bajos en invierno. Para el parámetro α también se ha obtenido un patrón anual y estacional caracterizado por valores bajos en verano y altos en invierno. Este patrón es mucho más marcado durante el día. Finalmente, para el radio efectivo se ha obtenido durante el día un patrón anual y estacional caracterizado por valores altos en verano y bajos en invierno. Durante la noche no se ha obtenido un patrón tan marcado.

10.- Se han estudiado los primeros patrones diarios de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico en columna. Para la profundidad óptica de aerosoles, el único patrón destacable en todas las estaciones del año es el descenso en el canal de 380 nm a lo largo de toda la noche. En el caso del parámetro α de Angström, se observa una tendencia a disminuir a lo largo de toda la noche en todas las estaciones del año, con carácter más marcado en invierno y otoño. Durante el día, en invierno don se observa una tendencia a aumentar a lo largo del día. En el caso del verano, desciende hasta

alcanzar un mínimo entorno al mediodía, y luego aumenta a lo largo de la tarde. En el caso del radio efectivo, lo más destacable es que para todas las estaciones del año mantiene una tendencia a aumentar a lo largo de la noche. Todos estos aspectos implican un cambio en el tipo de partículas día-noche, que se ha achacado a flujos de vientos catabáticos, a diferencias en la actividad de las fuentes y a procesos físico-químicos de crecimiento de partículas.

11.- Se ha realizado una caracterización de las propiedades ópticas y microfísicas del aerosol atmosférico en función del tipo de masa de aire que llega a la ciudad de Granada. Tanto para las propiedades ópticas como para las propiedades microfísicas del aerosol atmosférico se han obtenido patrones prácticamente idénticos durante el día y durante la noche.

12.- Se ha estudiado la evolución día-noche del contenido de agua precipitable. Para la serie entera de medidas, se observan patrones muy similares entre el día y la noche caracterizados por valores altos en verano y bajos en invierno. Los promedios para toda la serie de medidas son de 1.4 ± 0.5 cm durante el día y 1.3 ± 0.6 cm durante la noche. También se han caracterizado los patrones anuales y estacionales que presentan mayores valores del contenido de agua precipitable en verano y valores más bajos en invierno. Por último, el patrón a lo largo del día entero se caracteriza porque durante el día tiende a aumentar mientras que durante la noche tiende a disminuir. Esto se puede achacar a que durante el día hay una contribución neta de vapor de agua a la atmósfera debido a la evotranspiración. Durante la noche, al no haber actividad solar, la evotranspiración se reduce. Además, durante la noche se puede producir también deposición de vapor de agua por rocío ó escarcha. Finalmente, se ha analizado la dependencia del contenido de agua precipitable para las distintas masas de aire. Tanto durante el día como durante la noche, se ha obtenido el mismo patrón, con valores más altos para masas Marítimo Tropicales y Africanas, y valores más bajos en masas Continentales.

7.2.- TRABAJO FUTURO

En función de las conclusiones de esta tesis doctoral, las directrices del trabajo futuro de investigación son:

- a) Comparación del contenido de agua precipitable obtenido con el fotómetro estelar EXCALIBUR con el obtenido con el sistema Lidar instalado en el Centro Andaluz de Medio Ambiente. Los sistemas Lidar nos dan información de la distribución vertical de la razón de mezcla de vapor de agua. Realizando la integral a lo largo de toda la columna atmosférica, y mediante las correcciones correspondientes, se puede obtener el contenido de agua precipitable. En este sentido, existe una base de datos de más de dos años de medidas correlativas con ambos instrumentos.
- b) Comparación en la profundidad óptica de aerosoles obtenida con el fotómetro estelar EXCALIBUR con la obtenida mediante el sistema Lidar-Raman. Esto último se hará calculando mediante la ley de Angström la profundidad óptica de aerosoles entorno a 532 nm, que es uno de los canales donde el sistema Lidar obtiene perfiles de retrodispersión de aerosoles. Esta actividad se enmarca dentro del proyecto AEROMICROPRO pedido recientemente al Ministerio de Ciencia e Innovación.
- c) Optimización del algoritmo de inversión por regularización para obtener las propiedades microfísicas en columna del aerosol atmosférico. En este sentido se realizarán pruebas para la determinación de los intervalos de radio donde se puede obtener la inversión, y finalmente se buscará una automatización del algoritmo. Esta tarea esta dentro del proyecto “*Aerosol, Clouds, and Trace gases Research Infrastructure Network (ACTRIS)*”, que se enmarca dentro de la línea de “*Combination of Collaborative Projects and Coordination and Support Ations for Integrating Activities*” del FP7-INFRASTRUCTURES-2010-1. Este proyecto representa un esfuerzo cooperativo a nivel europeo para coordinar las diferentes redes de observación del aerosol atmosférico, nubes y gases traza. Nuestro grupo de investigación juega un papel relevante en aspectos relacionados con el programa de desarrollo y mejora de este algoritmo de inversión por regularización. Esto se llevará a cabo junto con las estaciones localizadas en las ciudades de Leipzig (Alemania), Potenza (Italia), Atenas (Grecia) y Tesalónica (Grecia).
- d) Estudio de eventos extremos de aerosoles: En este sentido, se han localizado varios eventos mediante el empleo de las técnicas fotométricas expuestas en esta tesis. Uno de ellos es un posible evento de aerosol procedente de quema de biomasa junto con

intrusiones saharianas. La combinación con el resto de la instrumentación existente en el Grupo de Física de la Atmósfera de la Universidad de Granada hará posible también una caracterización vertical de las propiedades del aerosol durante estas fechas. También se ha localizado un fuerte evento de polvo proveniente del Sahara. En este estudio se insistirá en las variaciones día-noche de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico, ayudándonos también en la gran cantidad de medidas existente con el sistema Lidar. Finalmente, en estos casos de estudio, se evaluará el forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico.

APENDICE A: CLASIFICACIÓN ESTELAR

El estudio de los espectros estelares reveló importantes diferencias de unas estrellas a otras. En algunas dominaban las líneas de la serie de Balmer, mientras que en otras no estaban presentes, apareciendo otras líneas producidos por elementos más pesados. Existen también espectros dominados por líneas de absorción muy fuertes producidas por moléculas como el óxido de titanio. Esta diversidad puso de manifiesto la necesidad de realizar una clasificación espectral de las estrellas.

A.I.- Clasificación Espectral de Harvard

Actualmente se utiliza la clasificación de Harvard, la cual se realizó tras observar y analizar el espectro de 225300 estrellas de magnitud inferior a 9. Esta clasificación se basa en líneas que son muy sensibles a la temperatura de la estrella y poco sensibles al campo gravitatorio ó a la luminosidad de la misma. Se definieron las siguientes clases espectrales: O, B, A, F, G, K, M, con la temperatura decreciendo desde la clase O a la clase M. Cada clase se divide a su vez en 10 tipos numerados desde el 0 hasta el 9 (por ejemplo, F0, F1, F2,...,F9). Hay estrellas frías, con temperaturas similares a las de la clase M pero con diferencias en las abundancias relativas a varios elementos. Las estrellas ricas en carbono se agrupan en la clase C. Por otro lado, las estrellas frías con líneas relativamente fuertes de óxido de circonio se agrupan en la clase S. A continuación describimos las principales características de cada clase espectral.

- **Clase O:** Son estrellas azuladas, con una temperatura entre 20000 y 35000 K. Se observan pocas líneas y el espectro está dominado por líneas de átomos muy ionizados. Se observan líneas de He I mientras que las de H I son muy débiles.

- **Clase B:** Son estrellas blanco-azuladas, con temperaturas entorno a 15000 K. La línea de He II ha desaparecido con respecto a la clase O. la línea de He I (403 nm) es muy intensa en el tipo B2, debilitándose hacia el tipo B9. La línea K del Ca II se observa en el tipo B3. Las líneas de H I se van haciendo más fuertes.
- **Clase A:** Son estrellas blancas con una temperatura de unos 9000 K. Las líneas de H I dominan en el tipo A0, debilitándose a partir de aquí. Las líneas H y K del Ca II se hacen más fuertes. Ya no se observa el He I y aparecen líneas de metales neutros.
- **Clase F:** Son estrellas amarillas y blancas, con una temperatura de 7000 K aproximadamente. Se debilitan las líneas de H I, mientras que los dobletes H y K del Ca II se hacen más fuertes. Se observan claramente líneas debidas a metales.
- **Clase G:** Son estrellas amarillas como el Sol, con temperaturas en la superficie de unos 5500 K. Las líneas H I continúan debilitándose. Los dobletes H y K son muy fuertes, y las líneas de metales se van reforzando.
- **Clase K:** Son estrellas de color amarillento y anaranjadas, con temperaturas de 4000. El espectro está dominado por líneas de metales. Las de H I prácticamente no se observan. Se observa la línea de Ca I a 422.7 nm. Las líneas H y K del calcio son muy fuertes, así como la banda G. Las líneas de TiO se observan en el tipo K5.
- **Clase C:** Llamadas también estrellas de carbono, son muy rojas con temperaturas de unos 3000 K. Sus espectros presentan bandas moleculares fuertes (C₂, CN, CH) pero no hay líneas de TiO. Las demás líneas espectrales son similares a las de la clase K y M.
- **Clase S:** Son estrellas rojas y frías, a unos 3000 K. Presentan bandas muy claras de ZrO y otras bandas moleculares de YO, LaO y TiO.

A.II.- Clasificación Espectral de Yerkes

La clasificación anterior se basa únicamente en la temperatura. Por otro lado, es un hecho que estrellas con temperaturas efectivas similares pueden presentar luminosidades muy diferentes. Por lo tanto, para ofrecer una clasificación espectral más

completa es necesario incorporar la luminosidad como segundo parámetro. Esta es la idea de la clasificación espectral de Yerkes, que se basa en la inspección visual de espectros de estrellas, determinando la clase espectral en función de las propiedades de líneas espectrales que dependen, no de la temperatura, sino de la gravedad superficial de la estrella, que a su vez está íntimamente relacionada con la luminosidad. En este sentido, se establecen las siguientes clases de luminosidades diferentes:

- **Ia**: Estrellas supergigantes más luminosas.
- **Ib**: Estrellas supergigantes menos luminosas.
- **II**: Estrellas gigantes luminosas.
- **III**: Estrellas gigantes normales.
- **IV**: Estrellas subgigantes.
- **V**: Estrellas enanas.
- **VI**: Estrellas subenanas.
- **VII**: Estrellas enanas blancas.

Así por ejemplo, el Sol es una estrella de la clase G2V, es decir, clase G2 en relación a su temperatura y clase V en relación a su luminosidad. Otro ejemplo es la estrella Rigel, que es del tipo B8I.

APÉNDICE B: POSICIONAMIENTO DE LAS ESTRELLAS Y DEL SOL

B.I.- La Esfera Celeste

Partiendo del hecho de que la distancia a las estrellas es muy grande, es una buena aproximación considerar que todas las estrellas se hallan sobre la superficie de una esfera de radio muy grande y centrada en la Tierra, sin importarnos en este momento cual es valor de ese radio. Lo importante es que el radio sea lo suficientemente grande como para que desplazamientos del observador sobre la superficie terrestre, o de la Tierra a lo largo de su órbita alrededor del Sol, no afecten a la posición de las estrellas. De esta manera definimos la esfera celeste, que nos proporciona importantes ventajas para entender el movimiento relativo de los astros.

La gran ventaja de considerar todas las estrellas sobre una superficie esférica es que para determinar su posición sólo necesitamos dos coordenadas. En astronomía se usan distintos tipos de coordenadas en función del tipo de problema que se esté abordando. Cada sistema de coordenadas viene definido a partir de un plano fundamental que contiene al centro y que divide a la esfera celeste en dos hemisferios (figura B.1). Para un punto dado P, la elevación viene dada por la distancia angular entre el punto en cuestión y el plano fundamental. La otra coordenada ó azimut se obtiene a partir del ángulo entre la intersección del círculo máximo que contiene al punto una dirección A definida de manera arbitraria.

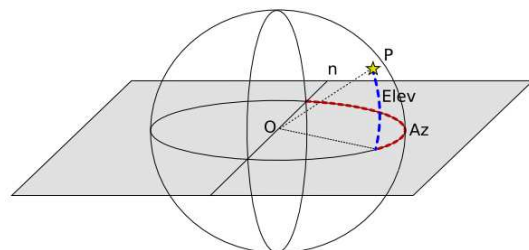


Figura B.1: Esfera celeste

B.II.- Coordenadas Ecuatoriales de las Estrellas

Este sistema de coordenadas se basa en que la dirección del eje de rotación de la Tierra permanece prácticamente constante en el tiempo. El plano ecuatorial se define como el plano que es perpendicular al eje de la Tierra, y es un buen plano para definir un sistema de coordenadas. Además, es independiente de la posición del observador sobre la superficie de la Tierra. La intersección del plano ecuatorial con la esfera celeste se llama ecuador celeste. La intersección de la prolongación del eje de la Tierra con la esfera celeste define los polos norte y sur. Se llama declinación δ a la distancia angular entre el punto en cuestión y el plano ecuatorial. Para definir la segunda coordenada hay que elegir un punto de referencia. Se toma como punto de referencia el correspondiente al equinoccio de invierno, que se suele llamar primer punto de Aries. Se define la ascensión recta α como el ángulo medido, en sentido contrario a las agujas del reloj, entre el punto de Aries y la intersección de la vertical del punto dado con el ecuador celeste. La ascensión recta y la declinación no dependen del tiempo ni de la posición del observador, por lo que son buenas coordenadas para construir catálogos estelares.

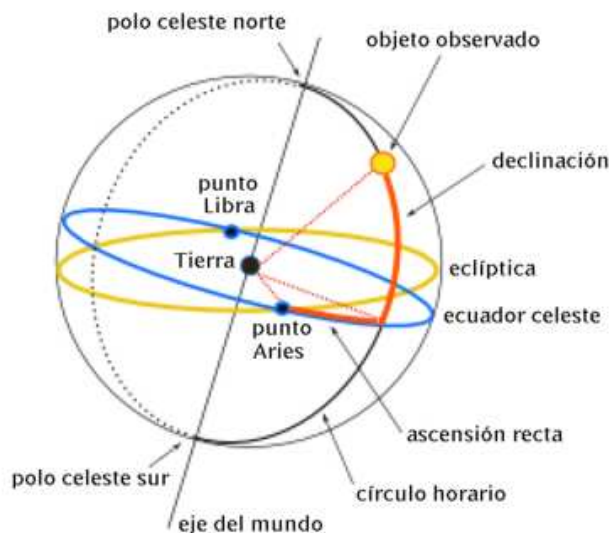


Figura B.2: Coordenadas ecuatoriales; representación de la ascensión recta y la declinación.

Sin embargo, el punto de Aries se mueve en el cielo para un observador dado debido a la rotación de la Tierra. Entonces es conveniente definir una referencia local de ascensión recta. Para ello se toma el punto de intersección entre la línea del meridiano y el ecuador celeste. Para una posición de observación dada, ese punto permanece fijo en

el cielo. Se define entonces el ángulo horario h de una estrella como el ángulo medido sobre el ecuador celeste en sentido de las agujas del reloj entre este punto y la proyección vertical de la estrella. Evidentemente, el ángulo horario de una estrella no es constante, sino que varía debido a la rotación terrestre, siendo cero en el momento en que la estrella culmina. Al ser un punto sobre la esfera celeste, el punto de Aries también tiene en cada momento un ángulo horario que se denomina tiempo sidéreo θ . Considerando las definiciones anteriores, podemos comprobar que $\theta = h + \alpha$.

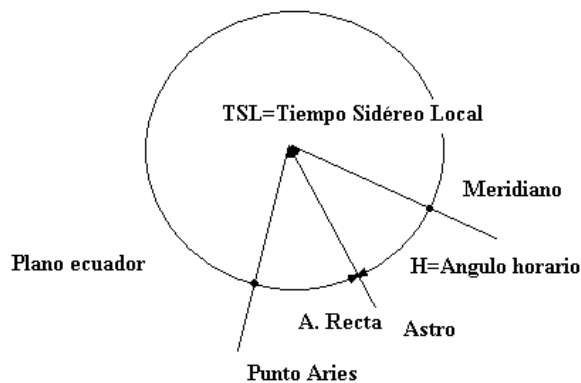


Figura B.3: Relación entre la ascensión recta, tiempo sidéreo y ángulo horario

B.III.- Localización del Sol

El plano que contiene al Sol, a la Tierra, y al ecuador de esta última se denomina plano de la eclíptica. El ángulo que forma el eje de la Tierra con respecto a la perpendicular al plano de la eclíptica es lo que se conoce como ángulo de declinación solar δ_s (figura B.4). Este ángulo varía a lo largo del año, y es cero los días de los equinoccios de verano y otoño, toma un valor de $+23.5$ en el solsticio de verano y de -23.5 el día del solsticio de invierno. A lo largo de 24 horas, los cambios en la declinación son menores de 0.5° (Iqbal, 1983), y por lo tanto, se asume la declinación constante a lo largo del día.

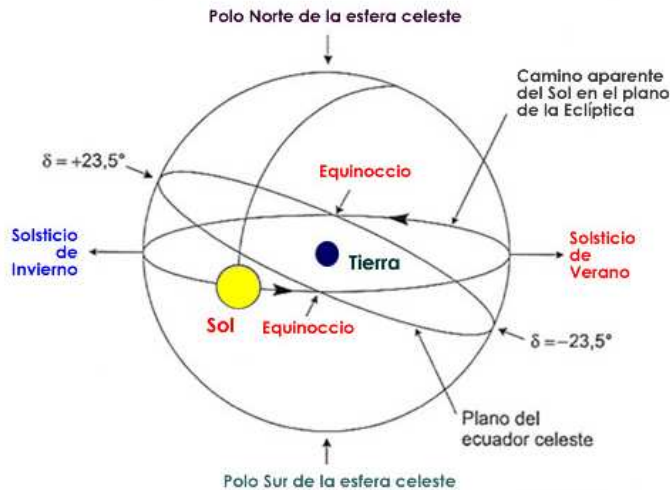


Figura B.5: Declinación solar

Por otro lado, el período de rotación de la tierra sobre su eje es constante y se mide como el tiempo entre dos pasos sucesivos de una estrella a lo largo del meridiano, y es lo que se conoce como día sidéreo. Debido a la órbita de la Tierra entorno al Sol y entorno a su eje de rotación, el intervalo de tiempo entre sucesivos pasos del Sol entorno al meridiano, ó día solar, es ligeramente mayor (entorno a 4 minutos) al día sidéreo. Además, la duración del día solar a lo largo del año no es constante debido al movimiento de la Tierra entorno al Sol y a la variación del ángulo de declinación. Con estas consideraciones, se define el tiempo local medio (LMT) como el tiempo en el cual pasaría el Sol a través del meridiano local. El tiempo real en el cual el Sol pasa nuestro meridiano local se define como el tiempo solar verdadero (TST). La diferencia entre el tiempo local verdadero y el tiempo local medio es lo que se conoce como ecuación del tiempo ET y viene dada por (Spencer, 1971; Iqbal, 1983):

$$ET = TST - LMT = 229.18 \begin{pmatrix} 0.000075 + 0.001868 \cos \Gamma - 0.032077 \sin \Gamma \\ -0.014615 \cos 2\Gamma - 0.040849 \sin 2\Gamma \end{pmatrix} \quad (B.1)$$

Donde Γ es $2\pi(J-1)/365$ con J el día juliano ($J = 1$ el día 1 de Enero y $J = 365$ el 31 de Diciembre). También tenemos que definir el tiempo universal (UT), comunmente conocido como tiempo medio en el meridiano de Greenwich (GMT), como el tiempo local medio en el meridiano de Greenwich (Reino Unido). Finalmente, es necesario introducir el conocido como ángulo horario ω , que no es más que el ángulo entre el

Para una determinada posición geográfica, las relaciones trigonométricas entre el Sol y una superficie horizontal son bien conocidas y vienen dadas por (Iqbal, 1983):

$$\cos \theta_{zs} = \sin \delta_s \sin \phi + \cos \delta_s \cos \phi \cos \omega = \sin \gamma_s \quad (\text{B.3})$$

$$\cos \psi_s = \frac{\sin \gamma_s \sin \phi - \sin \delta_s}{\cos \gamma_s \cos \phi} \quad (\text{B.4})$$

Con

$$0^\circ \leq \psi_s \leq 90^\circ \text{ para } \cos \psi_s \geq 0; \quad 90^\circ \leq \psi_s \leq 180^\circ \text{ para } \cos \psi_s \leq 0$$

Donde Φ es la latitud del lugar. Las ecuaciones B.3 y B.4 son válidas siempre que la influencia el índice de refracción de la atmósfera sea despreciable a la hora de localizar el Sol. La ecuación B.3 puede ser resuelta para el ángulo horario al amanecer ω_s , que implica $\theta_{zs} = 0^\circ$:

$$\cos \omega_s = -\frac{\sin \phi \sin \delta_s}{\cos \phi \cos \delta_s} \Rightarrow \omega_s = \cos^{-1}(-\tan \phi \tan \delta_s) \quad (\text{B.5})$$

APÉNDICE C: **LA TURBULENCIA** **ATMOSFÉRICA**

La atmósfera se caracteriza por tener un índice de refracción. Las fluctuaciones en el índice de refracción del aire son principalmente causadas por fluctuaciones en la temperatura del aire. Estas fluctuaciones de temperatura se encuentran en las superficies de separación de las distintas capas atmosféricas. El viento de cizalla produce turbulencias que dan lugar a que se mezclen capas con distinta temperatura, y por lo tanto, produce inhomogeneidades en la temperatura. Las fluctuaciones en el índice de refracción siguen los mismos procesos estadísticos que las fluctuaciones de temperatura, que siguen la ley de turbulencias de Kolmogorov-Obukhov.

En el caso de una estrella, el emisor está en el centro, con un medio homogéneo e isótropo. Por lo tanto, a una estrella le corresponde un frente de onda esférico. Sin embargo, las estrellas se encuentran a una distancia prácticamente infinita, y así, el frente de onda de la estrella que nos llega a la cima de la atmósfera es un frente de onda plano. Esta luz atravesará la atmósfera hasta llegar a la superficie donde se realizan medidas fotométricas. En el caso de que no haya efectos turbulentos, si la atmósfera es homogénea, el frente de onda que recogeremos en la superficie es también un frente de onda plano (figura 2.7a). Sin embargo, debido a la turbulencia atmosférica la hipótesis de atmósfera homogénea no se cumple, ya que las distintas capas atmosféricas se mezclan entre sí. Esto producirá una deformación del frente de onda (Figura 2.7b).

En esta tesis doctoral solamente estamos interesados en conocer como afectan las fluctuaciones del índice de refracción a nuestras medidas. Para ello, vamos a ver las diferencias del índice de refracción $n(r,t)$ en un punto r a un tiempo t , y su valor en el mismo punto en un tiempo distinto τ , $n(r,t+\tau)$. La experiencia nos muestra que el tiempo que duran las inhomogeneidades de temperatura, es mucho mayor que el tiempo que tarda una inhomogeneidad producida por el viento en cruzar la línea de visión (Roddier, 1999). Esto es cierto para la mayoría de las condiciones de viento (Roddier, 1999). Por

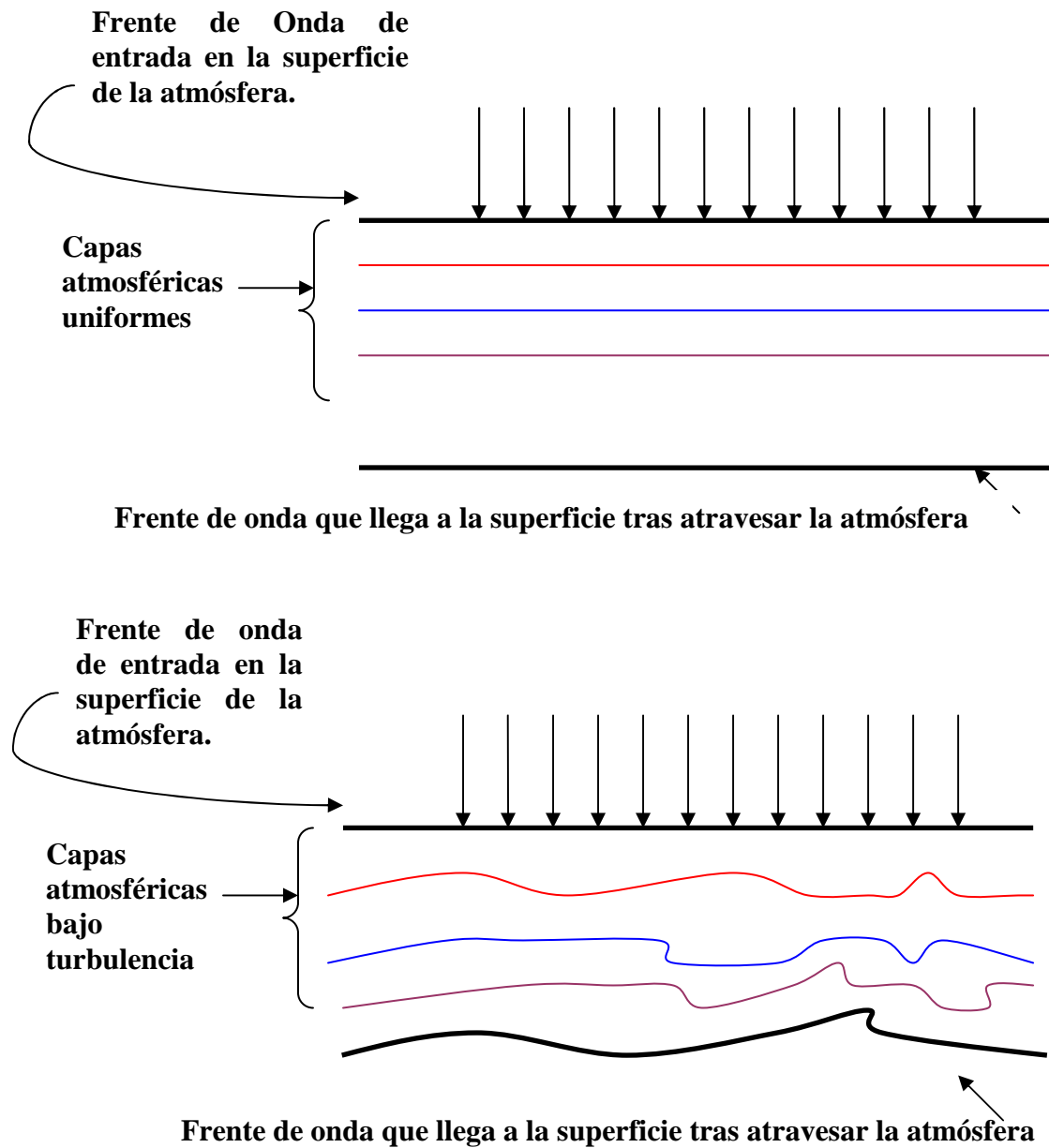


Figura C.I: Representación del frente de onda de una estrella recogido en superficie. a) Tras atravesar una atmósfera homogénea. b) Tras atravesar una atmósfera inhomogénea. Como consecuencia de la deformación del frente de onda, se observará un titileo de la estrella.

lo tanto, si v es la velocidad del viento, entonces $n(r, t + \tau) = n(r - v\tau, t)$. Esta última expresión es la conocida como expresión de Taylor. Así, obtenemos:

$$D_N(\tau) = \left\langle |n(r, t) - n(r - v\tau, t)|^2 \right\rangle = C_N^2 |\mathcal{W}|^{2/3} \quad (C.1)$$

Donde $\langle \rangle$ indican que estamos tomando valores promedios. $D_N(\tau)$ se conoce como función de índice de estructura. La cantidad C_N^2 se denomina coeficiente de índice de estructura, y nos da información de la falta de homogeneidad en la atmósfera. Su integral a lo largo de la dirección de propagación de la luz es una medida de la degradación total del frente de onda. Para el rango de longitudes de onda 380 a 1020 nm, el índice de refracción del aire es independiente de la longitud de onda. Por lo tanto, vamos suponer la función de estructura temporal independiente de la longitud de onda.

BIBLIOGRAFÍA

- ALADOS-ARBOLEDAS, L., OLMO, F.J., OHVRIL, H., TERAL, H., AND ARAK, M., (1997). *Evolution of solar radiative effects of Mount Pinatubo at ground level*. *Tellus*, **49B**, 190-198.
- ALADOS-ARBOLEDAS, L., LYAMANI, H., OLMO, F.J., (2003), *Aerosol size properties at Armilla, Granada (Spain)*. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **129**, 1395-1413.
- ALADOS-ARBOLEDAS, L., GUERRERO-RASCADO, J.L., LYAMANI, H., NAVAS-GUZMÁN, F., AND OLMO, F.J., (2007), *Characterization of the atmospheric aerosol by combination of LIDAR and sun-photometry*. *Proceedings of SPIE*. Vol. 6750, 67500J.
- ALADOS-ARBOLEDAS, L., ALCÁNTARA, A., OLMO, F.J., MARTÍNEZ-LOZANO, J.A., ESTELLÉS., V., CACHORO, V., SILVA, A.M., HORVATH, H., GANGL, M., DÍAZ, A., PUJADAS, M., LORENTE, J., LABAJO, A., SORRIBAS, M., PAVESE, G., (2008), *Aerosol columnar properties retrieved from CIMEL radiometers during VELETA 2002*. *Atmospheric Environment*, **42**, 2654-2667.
- ALASTUEY, A., (1994). *Caracterización mineralógica y alterológica de morteros de revestimiento en edificios de Barcelona*. Tesis Doctoral, Facultad de Geología, Universitat de Barcelona.
- ALASTUEY, A., QUEROL, X., CASTILLO, S., ESCUDERO, M., ÁVILA, A., CUEVAS, E., TORRES, C., ROMERO, P.M., EXPÓSITO, F.J., GARCÍA, O.E., DÍAZ, J.P., VAN DINGENEN, R., AND PUTUAD, J.P., (2005), *Characterisation of TSP and PM_{2.5} at Izaña and Santa Cruz de Tenerife (Canary Island, Spain) during a Saharan dust episode (July 2002)*. *Atmospheric Environment*, **39**, 4715-4728.
- ALBRECHT, B., (1989), *Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness*. *Science*, **245**, 1227-1230.

- ALCÁNTARA, A., OLMO, F.J., ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2004). *Langley calibrations of sunphotometer at Sierra Nevada, Granada, Spain*. *Óptica Pura y Aplicada*, **37** (3), 3263-3269.
- ALEKSEEVA, G. A., ARKHAROV, A.A., GALKIN, V.D., HAGENTHORN, E.I., NIKANOROVA, I.N., NOVIKOV, V.V., NOVOPASHANNY, V.B., PAKHOMOV, V.P., RUBAN E.V., AND SHCHEGOLEV, D. E., (1996), *The Pulkovo spectrometric catalogue of bright stars in the range from 320 to 1080 nm*, *Baltic Astronomy*, **5**, 603– 838.
- ALEXANDROV, M.D., SCHMID, B., TURNER, D.D., CAIRNS, B., OINAS, V., LACIS, A.A., GUTMAN, S.I., WSTWATER E.R., SMIRNOV, A., EILERS, J., (2009). *Columnar water vapour retrivals from multifilter rotating shadowband radiometer data*. *Journal of Geophysical Research*, **114**, doi:10.1029/2008.jd010543.
- ALLEN, C.W., (1958), *Solar radiation*. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **84**(362), 307-318.
- AMOROSO, A., CACCIANI, M., DISARRA, A., AND FIOCCO, G., (1990), *Absorption cross sections of ozone in the 590 to 610 nm region at $T = 230$ k and $T = 299$ K*. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 20565-20568.
- ANDERSON, S.M., (1992), *Laser measurements of ozone absorption cross sections in the Chappuis band*. *Geophysical Research Letter*, **101**, 267-275.
- ANDERSON, S.M., AND MAUERSBERGER, K., (1992), *Measurements of ozone absorption cross section in the Chappuis band*. *Geophysical Research Letters*, **19**, 933-936.
- ÅNGSTRÖM, A., (1964). *The parameters of atmospheric turbidity*. *Tellus*, **16**, 64-75.
- BAIBAKOV, K., (2009), *Characterization of night-time aerosols using starphotometry*. Tesis de Máster. Universidad de Sherbrooke. Canadá.
- BARNABA, F., AND GOBBI, G.P., (2000), *Geographical and seasonal variations of mediterranean aerosols: one year climatology based on satellite, lidar and photometric data*.
- BARRY, R.G., AND CHORLEY, R.J., (1987), *Atmósfera, tiempo y clima*. Ediciones Omega, Barcelona.
- BATTANER, E., (2002), *Introducción a la astrofísica*. Editado por Alianza Editorial, S.A, Madrid.
- BEHNERT, I., MATTHIAS, V., AND DOERFFER, R., (2004), *Aerosol optical thickness an its spectral dependence derived from sun photometer measurements over the southern North Sea coastal region*. *Óptica Pura y Aplicada*, **37**, 3253-3257.
- BERK, A., L. W. BERNSTEIN, AND D. C. ROBERTSON, (1983), *MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN7*. Rep. AFGL-TR-83-0187, 261 pp. (Disponible en AirForce Geophysical Laboratory, Hanscom Air Force Base, MA 01731–5000).

- BIAN, H., CHIN, M., RODRÍGUEZ, J.M., YU, H., PENNER, J.E., AND STRAHAN, S., (2009), *Sensitivity of aerosol optical thickness and aerosol direct radiative effect to relative humidity*. Atmospheric Chemistry and Physics, **9**, 2375-2386.
- BLANCO-MURIEL, M., ALARCÓN-PADILLA, D.C., LÓPEZ-MORATALLA, T., AND LARA-COIRA. M., (2001), *Computing the solar vector*. Solar Energy, **70(5)**, 431-441.
- BOHREN, C.F., AND HUFFMAN, D.R., (1983), *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley. New York
- BONASONI, P., CALZOLARI, F., BONAFÈ, U., CRISTOFANELLI, P., EVANGELISTI, F., FACCHINI, M.C., FUZZI, S., VAN DINGENEN, R., PUTAUD, J.P., HANKE, M., UECKER, J., FISCHER, H., KORMANN, R., BARNABA, F., CAMPENELLI, M., GOBBI, G.P., COLOMBO, T., SCHULZ, M., BALKANSKI, Y., (2001), *The Mt. Cimone MINATROC field campaign*. European Geophysic Symposium. Niza.
- BOI, P., TONNA, G., DALU, G., NAKAJIMA, T., OLIVIERI, B., POMPEI, A., CAMPANELLI, M., AND RAO, R., (1999), *Calibration and data elaboration procedure for sky irradiance measurements*. Applied Optics, **38**, 896-907.
- BOY, M., AND KULMALA, M., (2002), *Nucleation events in the continental boundary layer: influence of physical and meteorological parameters*. Atmospheric Chemistry and Physics, **2**, 1–16.
- BRUEGGE, C.J., CONEL, J.E., GREEN, J.S., MARGOLIS, J.S., HOLM, R.G., AND TOON G., (1992). *Water vapour column abundance retrievals during FIFE*. Journal Geophysical of Research, **97**, 759-768.
- BRUNEKREEF, B., AND FORSBER, G. B., (2005). *Epidemiological evidence of effects of coarse airborne particles on health*. European Respiratory Journal, **26**, 309-318.
- BUKOWIECKI N., DOMMEN J., PRÉVÔT A.S.H., RICHTER R., WEINGARTNER E. & BALTENSPERGER U., (2002), *A mobile pollutant measurement laboratory—measuring gas phase and aerosol ambient concentrations with high spatial and temporal resolution*. Atmospheric Environment, **36**, 5569–5579.
- CACCIANI, M., DISARRA, A., FIOCCO, G., AND AMORUSO (1989), *Absolute determination of the cross sections of ozone in the wavelength region 339-355 nm at temperatures $T = 200-293$* . Journal of Geophysical Research, **94**, 8485-8490.
- CACHORRO, V. E., AND FRUTOS, A. M., (1994), *Retrieval of atmospheric aerosol characteristics from visible extinction data at Valladolid (Spain)*. Atmospheric Environment, **28**, 963-971.
- CACHORRO, V. E., AND FRUTOS, A. M., (1995), *A revised study of the validity of the general Junge relationship at solar wavelengths: Application to vertical atmospheric aerosol layer studies*. Atmospheric Research, **39**, 113-126.

- CACHORRO, V. E., AND TANRÉ, D., (1997). *The correlation between particle mass loading and extinction: Application to desert dust aerosol estimation*. Remote Sensing of Environment, **60**, 187-194.
- CAPE, J.N., METHVEN, J., AND HUDSON, L.E., (2000), *The use of trajectory cluster analysis to interpret trace gas measurements at Mace Head, Ireland*. Atmospheric Environment, **34**, 3651-3663.
- CAPEL, J.J., (1981), *Los climas de España*. Barcelona, Oikos-Tau.
- CASTILLO, S., (2006), *Impacto de las masas de aire africano sobre los niveles y composición del material particulado atmosférico en Canarias y el NE de la Península Ibérica*. Tesis Doctoral. Barcelona. España.
- CHIN, M., GINOUX, P., KINNE, S., TORRES, O., HOLBEN, B.N., DUNCAN, B.N., MARTIN, R.V., LOGAN, J.A., HIGURASHI, A., AND NAKAJIMA, T., (2002), *Tropospheric aerosol optical thickness from the GOCART model and comparisons with satellite and sun photometer measurements*. Journal of the Atmospheric Sciences, **59**, 461–483.
- CHYLEK, P., AND WONG, J., (1995), *Effect of absorbing aerosols on global radiation budget*. Geophysical Research Letter, **22**(8), 929–931.
- DAVIS, L.E., (1987), *Specifications for the aperture photometry package*. National optical astronomy observatories operated by association of universities for research in astronomy. Available online at <http://iraf.noao.edu/docs/photom.html>.
- D'ALMEIDA, G. A., (1987), *On the variability of desert aerosol radiative characteristics*. Journal Geophysical Research Letter, **92**, 3017 – 3026.
- D'ALMEIDA G. A., KEOPKE, P., AND SHETTLE E. P., (1991), *Atmospheric aerosol: Global climatology and radiative characteristics*. Edited by A. Deepak (Hampton, Virginia:A. Deepak Publishing).
- DEIRMENDJIAN, D., (1969), *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions*. Elsevier, Nueva York.
- DERIMIAN, Y., KARNIELI, A., KAUFMAN, Y.J., ANDREAE, M.O., ANDREAE, T.W., DUBOVIK, O., MAENHAUT, W., KOREN, I., HOLBEN, B.N., (2006). *Dust and pollution aerosols over the Negev desert, Israel: Properties, transport, and radiative effect*. Journal of Geophysical Research, **111**, doi:10.1029/2005JD006549.
- DELLAGO, C., AND HORVATH, H., (1993), *On the accuracy of the size distribution information obtained from light extinction and scattering measurements, I, Basic considerations and models*. Journal of Aerosol Science, **24**, 129–141.
- DI IORIO, T., DI SARRA, A., SFERLAZZO, D.M., CACCIANI, M., MELONI, D., MONTELEONE, F., FUÀ, D., AND FIOCCO, G., (2009), *Seasonal evolution of the tropospheric aerosol vertical profile in the central Mediterranean and role of desert dust*. Journal of Geophysical Research, **114**, doi: 10.1029/2008JD010593.

- DOCKERY D.W., POPE C.A., XU X., SPENGLER J.D, WARE J.H., FAY M., FERRIS B.G. AND SPEIZER F.E., (1993), *An Association between Air Pollution and Mortality in Six U.S. Cities*. New England Journal of Medicine, **329**, 1753-1759.
- DOCKERY, D.W. AND STONE, P.H., (2007). *Cardiovascular Risks from Fine Particulate Air Pollution*. NEJM, **356**, 511-513.
- DRAXLER, R., AND ROLPH, G., (2003), *HYSPLIT (Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory) Model acces via NOAA ARL READY Website* (<http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>). NOAA Air Resources Laboratory, Silver Spring, Maryland.
- DUBOVIK, O., HOLBEN, B.N., ECK, T.F., SMIRNOV, A., KAUFMAN, Y.J., KING, M.D., TANRÉ, D., AND SLUTSKER, I., (2002a), *Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations*. Journal of Atmospheric Science, **59**, 590-608.
- DUBOVIK, O., HOLBEN, B.N., LAPYONK, T., SINYUK, A., MISCHENKO, M.I., YANK, P., AND SLUTSKER, I., (2002b), *Non-spherical aerosol retrieval method employing light scattering by spheroids*, Geophysical Research Letter, **29**, 54.1-54.4.
- DUNKELMAN, L., AND SCOLNIK, R., (1959), *Solar spectral irradiance and vertical atmospheric attenuation in the visible and ultraviolet*. Optical Society of America, **49(4)**, 356-367.
- EASTERN, R.C., AND PETER, L.K., (1994), *Binary homogeneous nucleation: temperature and relative humidity fluctuations, nonlinearity, and aspects of new particles production in the atmosphere*. Journal of Applied Meteorology, **33**, 775-784.
- ECK, T. F., HOLBEN, B. N., REID, J. S., DUBOVIC, O., SMIRNOV, A., O'NEIL, N. T., SLUTSKER, I., AND KINNE, S., (1999), *Wavelength dependence of the optical depth of biomass burning, urban, and desert dust aerosols*. Journal of Geophysical Research, **104(D24)**, 31333–31349.
- ECK, T. F., HOLBEN, B. N., DUBOVIC, O., SMIRNOV, A., SLUTSKER, I., LOBERT, J. M., AND RAMANATHAN, V., (2001), *Column-integrated aerosol optical properties over the Maldives during the northeast monsoon for 1998–2000*. Journal of Geophysical Research, **106**, 28555–28566.
- ECK, T.F., HOLBEN, B.N., DUBOVIC, O., SMIRNOV, A., GOLOUB, P., CHEN, H.B., CHATENET, B., GOMEZ, L., ZHANG, X.Y., TSAY, S.C., JI, Q., GILES, D., AND SLUTSKER, I., (2005), *Columnar aerosol properties at AERONET sites in central eastern Asia and aerosol transport to the tropical mid-Pacific*. Journal of Geophysical Research, **110**, doi:10.1029/2004JD005274.
- ESPOSITO, F., SERIO, C., HORVATH, H., AND ROMANO, F., (1996), *Vertical and horizontal aerosol spectral extinction at a rural location in southern Italy*. Journal of Geophysical Research, **101**, 19285-19292.
- ESTELLÉS, V., (2006), *Caracterización de los aerosoles atmosféricos en Valencia mediante fotometría solar*. Tesis Doctoral. Universitat de València. Valencia. España.

- ESTELLÉS, V., MARTÍNEZ-LOZANO, J.A., UTRILLAS, M.P., AND CAMPANELLI, M., (2007), *Columnar aerosol properties in Valencia (Spain) by ground-based sun photometry*. Journal of Geophysical Research, **112**, doi:10.1029/2006JD008167.
- FORGAN, B.W., (1994), *General method for calibrating sun photometers*. Applied Optics, **33**, 4831-4850.
- FORSTER, P., RAMASWAMY, V., ARTAXO, P., BENSTSEN, T., BETTS, R., FAHEY, D.W., HAYWOOD, J.L., LOWE, D.C., MYHRE, G., NGANGA, J., PRINN, R., RAGA, G., SCHULZ, M., VAN DORLAND, R., (2007), *Changes in Atmospheric Constituents and in Radiative Forcing*. In: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K.B., Tignor, M., and Miller, H.L., (eds)]. Cambridge University Press. Cambridge. United Kingdom and New York, NY, USA.
- FRÖHLICH, C., AND WEHRLI, C., (1981). *Spectral distribution of solar irradiance from 25000 nm to 250 nm*. World Radiation Center, Davos, Switzerland, Private Communication.
- FOURQUART, Y., BONNEL, G., BROGNIEZ, G., CERF, A., CHAOUI, M., SMITH, L. AND VANHOUTTE, J. C. (1984), *Size distribution and optical properties of saharan aerosols during ECLATS*. In aerosols and their climate effects, edited by A. Deepak (Hampton, Virginia:A. Deepak Publishing).
- GALADI-ENRÍQUEZ, D., JORDI, C., TRULLOLS, E., (1995), *Effects of Shutter Timing on CCD Photometry*. AU Symposium, **167**. New Developments in Array Technology and Applications (1995), A. G. D. Philip, K.A. Janes and A.R. Upgren, eds., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. Held in the Hague, the Netherlands, Augusts 23-27, 1994., p. 237.
- GOBBI, G. P., BARNABA, F., GIORGI, R., AND SANTACASA, A., (2000), *Altitud-resolved properties of a saharan dust event over the Mediterranean*. Atmospheric Environment, **34**, 5119-5127.
- GONZÁLEZ-JORGE, E., AND OGREN, J.A., (1996), *Sensitivity of retrieved aerosol properties to assumptions in the inversion of spectral optical depths*. Journal of the Atmospheric Sciences, **53**, 3669-3683.
- GOODY, R.M., (1964), *Atmospheric Radiation, vol. 1, Theoretical Basis*. Oxford University Press. New York
- GOODY, R.M., AND YUNG, Y.L., (1989), *Atmospheric Radiation, 2nd ed, Theoretical Basis*. Clarendon, Oxford.
- GERASOPOULOS, E., ANDREAE, M.O., ZEREFOS, C.S., ANDREAE, T.W., BALIS, D., FORMENTI, P., MERLET, P., AMIRIDIS, V., AND PAPASTEFANOU, C., (2003), *Climatological aspects of aerosol optical properties in northern Greece*. Atmospheric Chemistry and Physics, **3**, 2025-2041.
- GRIGGS, M., (1968), *Absorption coefficients of ozone in the ultraviolet and visible regions*. J. Chem. Phys., **49**, 857-859.

- GUERRERO-RASCADO, J.L., RUIZ, B., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2008a), *Multi-spectral Lidar characterization of the vertical structure of Saharan dust aerosol over southern Spain*. Atmospheric Environment, **42**, 2668-2681.
- GUERRERO-RASCADO, J.L., RUIZ, B., CHOURDAKIS, G., GEORGOUSSIS, G., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2008b), *One year of water vapour Raman-Lidar measurements at the Andalusian Centre for Environmental Studies (CEAMA)*. International Journal of Remote Sensing, **29**, 5437-5453.
- GUERRERO-RASCADO, J.L., OLMO, F.J., AVILÉS-RODRÍGUEZ, I., NAVAS-GUZMÁN, F., PÉREZ-RAMÍREZ, D., LYAMANI, H., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2009), *Extreme Saharan dust event over the southern Iberian Peninsula in September 2007: active and passive remote sensing from surface and satellite*. Atmospheric Chemistry and Physics, **9**, 8453-8469.
- GUEYMARD, C.A., (1995). *SMARTS2, A simple model of the atmospheric radiative transfer of sunshine: algorithms and performance assessment*. Version on-line disponible en <http://rredc.nrel.gov/solar/models/SMARTS/>.
- GUEYMARD, C.A., (2001). *Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance*. Solar Energy, **71**, 325-346.
- HALTHORE, R.N., MARKHAM, B.L., Y DEERING, D.W., (1992). *Atmospheric correction and calibration during KUREX-91, IGARSS'92*. International Geoscience Remote Sensing Symposium, **2**, 1278-1280.
- HALTHORE, R.N., ECK, T.F., HOLBEN N.B., Y MARKHAM, B.L., (1997). *Sun Photometric measurements of atmospheric water vapor*. Journal of Geophysical Research, **102**, 4343-4352.
- HAMILTON, J.F., WEBB, P.J., LEWIS, A.C., HOPKINS, J.R., SMITH, S., AND DAVY, P., (2004), *Partially oxidised organic components in urban aerosol using GCXGC-TOF/MS*. Atmospheric Chemistry and Physics, **4**, 1279–1290.
- HANSEN, J. E. AND TRAVIS, L. (1974), *Flight scattering in planetary atmosphere*. Space Sci. Rev. **16**, 527-610.
- HARRYS, J., DRAXLER, R.R., AND OLTMANS, S.J., (2005), *Trajectory model sensitivity to differences in input data and vertical transport method*. Journal of Geophysical Research, **110**, doi: 10.1029/2004JD005750.
- HARRISON, L. AND MICHALSKY, J. J. (1994), *Objective algorithms for the retrieval of optical depths from ground based measurement*. Applied Optics, **33**, 5126-5132.
- HAYWOOD, J.M., AND SHINE, K.P., (1995), *The effect of anthropogenic sulphate and soot aerosol on the clear sky planetary radiation budget*. Geophysical Research Letter, **22**(5), 603–606.
- HAYWOOD, J.M., AND BOUCHER, O., (2000), *Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols: A review*. Review of Geophysics, **38**, 513–543.

- HEINTZENBERG, J., (1978), *Particle size distributions from scattering measurements of non-spherical particles via Mie-theory*. Beitr. Phys. Atmos., **51**, 91-99.
- HEINTZENBERG, J., MÜLLER, H., QUENZEL, H., AND THOMALLA, E., (1981), *Information content of optical data with respect to aerosol properties: Numerical studies with a randomized minimization search technique inversion algorithm*. Applied Optics, **20**, 1308-1315.
- HEINTZENBERG, J., TUCH, T., WEHNER, B., WIEDENSOHLER, A., WEX, H., ANSMANN, A., MATTIS, I., MÜLLER, D., WENDISCH, M., ECKHARDT, S., AND STOHL, A., (2003), *Arctic haze over central Europe*. Tellus B, **55**, 796-807.
- HERBER, A., THOMASON, L.W., GERNANDT, H., LEITERER, U., NAGEL, D., SCHULZ, K.H., KAPTUR, J., ALBRECHT, T., NOTHOLT, T., (2002). *Continuous day and night aerosol optical depth observations in the Arctic between 1991 and 1999*. Journal of Geophysical Research, **107**, 4097, 10.1029/2001JD000536.
- HERMAN, B.M., BROWNING, S.R., AND REAGAN, J.A., (1971), *Determination of aerosol size distributions from Lidar measurements*. Journal of the Atmospheric Sciences, **28**, 763-771.
- HINDS, W.C., (1999), *Aerosol technology. Properties, behaviour, and measurement of airborne particles*. A Wiley-Interscience Publication. Edited by John Wiley & Sons.
- HOEK, G., BRUNEKREEF B., GOLDBOHM, FISHER P. AND VAN DEN BRANDT P.A., (2002). *Association between mortality and indicators of traffic-related air pollution in the Netherlands: a cohort study*. The Lancet, **360**, 1203-1209.
- HOLBEN, B.N., ECK, T.F., SLUTSKER, I., TANRÉ, D., BUIS, J.P., SETZER, A., VERMOTE, E., REAGAN, J.A., KAUFMAN, Y.J., NAKAJIMA, T., LAVENU, F., JANKOWIAK, I., SMIRNOV, A., (1998). *AERONET - A Federated instrument network and data archive for aerosol characterization*. Remote Sensing of Environment, **66**, 1-16.
- HORVATH, H., (1998), *Influence of atmospheric aerosols upon the global radiation balance*. Atmospheric particles, R. M. Harrison and R. Van Grieken Eds., John Wiley & Sons Ltd.
- IMHOF, D., WEINGARTNER, E., VOGT, U., DREISEIDLER, A., ROSENBOHM, E., SCHEER, V., VOGT, R., NIELSEN, O.J., KURTENBACH, R., CORSMEIER, U., (2005), *Vertical distribution of aerosol particles and NOx close to a motorway*. Atmospheric Environment, **39**, 5710-5721.
- INN, E.C., AND TANAKA, Y., (1953), *Absorption coefficient of ozone in the ultraviolet and visible regions*. Journal of the Optical Society of America, **43**, 870-873.
- IQBAL, M., 1983. *An introduction to solar radiation*. Academic Press. Toronto, Canada.

- INTERGOVERNMENTAL PANEL ON CLIMATE CHANGE (IPCC), CLIMATE CHANGE 2001, *The scientific basis*, Cambridge University Press, EE.UU. 2001.
- IVANOV, A.P., OSIPENKO, F.P., CHAYKOVSKIY, A.P., AND SHCHERBAKOV, V.N., (1986), *Study of the aerosol optical properties and microstructure by the method of multiwave sounding*. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.* **22**, 633-639.
- JOHNSON, F. S., (1954), *The solar constant*. *Journal of Meteorology*. **11(6)**, 431-439.
- JUNGE, C. E. (1963). *Air chemistry and radioactivity*. Academic Press, 382.
- JUNGE, C. E., (1995), *The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical measurements in the atmosphere*. *Journal of Meteorology*, **12**, 13–25.
- KASKAOUTIS, D.G., KAMBEZIDIS, H.D., HATZIANASTASSIOU, N., KOSMOPOULOS, P.G., AND BADARINATH, K.V.S., (2007), *Aerosol climatology: dependence of the Angström exponent on wavelength over four AERONET sites*. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **7**, 7347-7397.
- KASTEN, F., YOUNG, A.T., (1989), *Revised optical air mass table and approximation formula*. *Applied Optics*, **28**, 4735–4738.
- KAUFMANN, Y.J., AND FRASER, R.S., (1983), *Light extinction by aerosols during summer air pollution*. *Journal of Climatology and Applied Meteorology*, **22**, 1694-1706
- KAUFMAN, Y. J., GITELSON, A., KARNIEL, A., GANOR, E., FRASER, R. S., NAKAJIMA, T., MATTOO, S. AND HOLBEN, B. N. (1994). *Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements*. *Journal of Geophysical Research Letters*, **99**, 10341-10356.
- KAUFMAN, Y. J., AND HOLBEN, B. N., (1996), *Hemispherical backscattering by biomass burning and sulfate particles derived from sky measurements*. *Journal Geophysical Research Letters*, **101**, 194333 – 19445.
- KAUFMANN, Y.J., TANRÉ, D., DUBOVİK, O., KARNIELI, A., REMER, LA., (2001), *Absorption of sunlight by dust as inferred from satellite ground-based remote sensing*. *Geophysical Research Letters*, **28(8)**, 1479-1482.
- KERMINEN, V.M., PAKKANEN, T.A., MÄKELÄ, T., HILLAMO, R.E., SILLANPÄÄ, M., RÖNKKÖ, T., VIRTANEN, A., KESKINEN, J., PIRJOLA, L., HUSSEIN, T., (2007), *Development of particle number size distribution near a major road in Helsinki during an episodic inversion situation*. *Atmospheric Environment*, **41**, 1759-1767.
- KIEHL, J.T., AND TRENBERTH, K.E., (1997), *Earth's annual global mean energy budget*. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **78**, 197-208.

- KING, M. D., AND BYRNE, D. M., (1976), *A method for inferring total ozone content from spectral variation of total optical depth obtained with a solar radiometer*. Journal of the Atmospheric Science, **33**, 2242–2251.
- KING, M.D., BYRNE, D.M., HERMAN, B.M., AND REAGAN, J.A., (1978), *Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements*. Journal of the Atmospheric Science, **35**, 2153-2167.
- KING, M.D., (1982), *Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of the Lagrange multiplier*. Journal of the Atmospheric Science, **39**, 1356-1369.
- KINNE, S., SCHULZ, M., TEXTOR, C., GUIBERT, S., BALKANSKI, Y., BAUER, S.E., BERNTSEN, T., BERGLEN, T.F., BOUCHER, O., CHIN, M., COLLINS, W., DENTENER, F., DIEHL, T., EASTER, R., FEICHTER, J., FILLMORE, D., GHAN, S., GINOUX, P., GONG, S., GRINI, A., HENDRICKS, J., HERZOG, M., HOROWITZ, L., ISAKSEN, I., IVERSEN, T., KERKEVAG, A., KLSTER, S., KOCH, D., KRISTJANSSON, J.E., KROL, M., LAUER, A., LAMARQUE, J.F., LESINS, G., LIU, X., LOHMANN, U., MONTANARO, V., MYHRE, G., PENNR, J., PITARI, G., REDDY, S., SELAND, O., STIER, P., TAKEMURA, T., AND TIE, X., (2006), *An AeroCom initial assessment-optical properties in aerosol component modules of global models*. Atmospheric Chemistry and Physics, **6**, 1815-1834.
- KNEIZYS, F.X., SHETTLE, E.P., ABREU, L.W., CHETWIND, J.H., ANDERSON, G.P., GALLERY, W.O., SELBY, J.E.A., CLOUGH, S.A., (1988), *Users Guide to LOWTRAN7*, Environmental Research Paper. 1010, U.S. Air Force Geophysical Laboratory, Bedford, Massachusetts.
- KRUEGER, B.J., GRASSIAN, V.H., COWIN, J.P. AND LASKIN, A., (2004), *Heterogeneous chemistry of individual mineral dust particles from different dust source regions: the importance of particle mineralogy*. Atmospheric Environment, **38**, 6253-6261.
- KUBILAY, N., COKACAR, T., AND OGUZ, T., (2003), *Optical properties of mineral dust outbreaks over the northeastern Mediterranean*. Journal of Geophysical Research, **108**, 4666-4675.
- KUESTER, M.A., KURTIS, J.T., REAGAN, J.A., (2003), *Automated statistical approach to Langley evaluation for a solar radiometer*. Applied Optics, **42**, 4914-4921.
- KULMALA, M., HAMERI, K., AALTO P.P., MAKELA, J.M., PIRJOLA, L., DOUGLAS NILSSON E., BUZORIUS, G., RANNIK, U., DAL MASO, M., SEIDL, W., HOFFMAN, T., JANSON, R., HANSSON, H.C., VIISANEN, Y., LAAKSONEN, A., AND O'DOWD C.D., (2001), *Overview of the international project on biogenic aerosol formation in the boreal forest (BIOFOR)*. Tellus, **53B**, 324–343.
- KULMALA, M., VEHKAMÄKI, H., PETÄJÄ, T., DAL MASO, M., LAURI, A., KERMINEN, V.M., BIRMILI, W. AND McMURRY, P.H., (2004), *Formation and growth rates of ultrafine atmospheric particles: a review of observations*. Journal of Aerosol Science, **35**, 143-176.
- LEAN, J., AND RIND, D., (1998), *Climate forcing by changing solar radiation*. Journal Climate. **11**, 3069-3094.

- LEITERER, U., NAEBERT, A., NAEBERT, T., ALEKSEEVA, G., (1995). *A new star photometer developed for spectral aerosol optical thickness measurements in Lindenberg*. Contributions to Atmospheric Physic **68**, 133–141.
- LEITERER, U., ALEKSEEVA, G., GALKIN, V., DIER, H., GÜLDEN, J., NAEBERT, A., NAEBERT, T., NOVIKOV, V., RENTSCH, H., SAKUNOV, G., (1998). *Water vapour column content and optical depths measurements by a Sun and star photometer*. Contributions to Atmospheric Physic, **71**, 401–420.
- LENOBLE, J., (1993), *Atmospheric Radiative Transfer*. A. Deepak Publishing, Hampton, VA.
- LINGARD, J.J.N., AGUS, E.L., YOUNG, D.T., ANDREWS, G.E. AND TOMLIN, A.S., (2006), *Observations of urban airborne particle number concentrations during rush-hour conditions: analysis of the number based size distributions and modal parameters*. Journal of Environmental Monitoring, **8**, 1203-1218.
- LIU, K.N., (2002), *An introduction to atmospheric radiation*. International Geophysics Series, Volumes 84. Editado por Renata Dmowska, James T. Holtan y H. Thomas Rossby.
- LIU, J., ZHENG, Y., LI, Z., WU, R., (2008), *Ground-based remote sensing of aerosol optical properties in one city in northwest China*. Atmospheric Research, **89**, 194-205.
- LOHMANN, U., AND FEICHTER, J., (2005), *Global indirect aerosol effects: A review*. Atmospheric Chemistry and Physics, **5**, 715–737.
- LUO, C., MAHOWALD, N.M., AND DEL CORRAL, J., (2003), *Sensitivity study of meteorological parameters on mineral aerosol mobilization, transport, and distribution*. Journal of Geophysical Research, **108**, 4447, doi:10.1029/2003JD003483.
- LYAMANI, H., (2002), *Estudio de las propiedades de los aerosoles atmosféricos en Armilla (Granada)*. Tesis Doctoral. Universidad de Granada. Granada. España.
- LYAMANI, H., OLMO, F.J., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2005), *Saharan dust outbreak over southeastern Spain as detected by sun photometer*. Atmospheric Environment, **39**, 7276-7284.
- LYAMANI, H., OLMO, F.J., ALCÁNTARA, A., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2006), *Atmospheric aerosol during the 2003 heat wave in southeastern Spain I: Spectral optical depth*. Atmospheric Environment **40**, 6453-6464.
- LYAMANI, H., OLMO, F.J., ALCÁNTARA, A., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2006), *Atmospheric aerosol during the 2003 heat wave in southeastern Spain II: Microphysical columnar properties and radiative forcing*. Atmospheric Environment **40**, 6465-6476.
- LYAMANI, H., OLMO, F.J., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2008), *Light scattering and absorption properties of aerosol particles in the urban environment of Granada, Spain*. Atmospheric Environment, **42**, 2630-2642.

- LYAMANI, H., OLMO, F.J., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2010), *Physical and optical properties of aerosols over an urban location in Spain: seasonal and diurnal variability*. Atmospheric Chemistry and Physics, **10**, 239-254.
- MAHOWALD, N. M., AND LUO, C., (2003), *A less dusty future?*, Geophysical Research Letter, **30**, 1903, doi:10.1029/2003GL017880.
- MALM, W.C., DAY, D.E., KREIDENWEIS, S.M., COLLET, J.L., CARRICO, C., McMEEDING, G., AND LEE, T., (2005), *Hygroscopic properties of an organic-laden aerosol*. Atmospheric Environment, **39(27)**, 4969-4982.
- MARKHAM, B.L., SCHAFER, J.S., HOLBEN, B.N., AND HALTHORE, R.N., (1997), *Atmospheric aerosol and water vapour characteristics over north central Canada during BOREAS*. Journal of Geophysical Research, **1020**, 29737-29745.
- MARTINEZ-LOZANO, J. A., UTRILLAS, M. P., AND TENA, F., (1999), *Retrieval of the aerosol size distribution from spectroradiometer measurements at coastal site in the Mediterranean Sea*. International Journal of Remote Sensing, **20**, 2167-2182.
- MASMOUDI, M., CHAABANE, M., HEDHIOUB, AND ELLLEUCH, F., (2003), *Variability of aerosol optical thickness and atmospheric turbidity in Tunisia*. Atmospheric Research, **66**, 175-188.
- MASSEY, P., DAVIS, L.E., (1992), *A user's guide to stellar CCD photometry with IRAF*. Available online at: <http://iraf.noao.edu/docs/photom.html>.
- MASSEY, P., (1997), *A user's guide for CCD reduction with IRAF*. Available online at: <http://iraf.noao.edu/docs/photom.html>.
- McFIGGANS, G., ARTAXO, P., BALTENSPERGER, U., COE, H., FACCHINI, M.C., FEINGOLD, G., FUZZI, S., GYSEL, M., LAAKSONEN, A., LOHMAN, U., MENDEL, T.F., MURPHY, D.M., O'DOWD, C.D., SNIDER, J.R., AND WEINGARTNER, E., (2006), *The effect of aerosol composition and properties on warm cloud droplet activation*. Atmospheric Chemistry and Physics, **6**, 2593-2649.
- METHVEN, J., EVANS, M., SIMMONDS, P., AND SPAIN, G., (2001), *Estimating relationships between air mass origin and chemical composition*. Journal of Geophysical Research, **106**, 5005-5019.
- MIE, G., (1908), *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Ann. Physik, **25**, 377-445.
- MILLER, K. A., SISCOVICK, D. S., SHEPPARD, L., SHEPHERD, K., SULLIVAN, J.H., ANDERSON, G.L., AND KAUFMAN, J.D., (2007), *Long-term exposure to air pollution and incidence of cardiovascular events in women*. New England Journal of Medicine, **356(5)**, 447-458.
- MISCHALSKY, J.J., (1988), *The astronomical almanac's algorithm for approximate solar position (1950-2005)*. Solar Energy, **40(3)**, 227-235.
- MISHCHENKO, M. I., TRAVIS, L. D., KAHN, R. A. AND WEST, R. A. (1997). *Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a*

- shape mixture of arandomly oriented polydiperse spheroids*. Journal Gephysical Research Letter, **102**, 16831-16847.
- MISCHENKO, M.I., HOVENIR, J.W., TRAVIS, L.D., (2000), *Light scattering by nonspherical particles*. San Diego, Academic Press. P. 690.
 - MISCHENKO, M.I., TRAVIS, L.D., AND LACIS, A.A., (2002), *Scattering, absorption, and emission of light by small particles*. Cambridge University Press, Cambridge.
 - MITCHELL, R.M., AND FORGAN, B.W., (2003). *Aerosol measurement in the Australian Outback: Intercomparison of Sun Photometers*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, **20**, 54-66.
 - MOLINA, L.T., AND MOLINA, M.J., (1986), *Absolute absorption cross section of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range*. Journal of Geophysical Research, **91**, 14501-14508.
 - MOON, P., (1940), *Proposed standar solar radiation curves for engineering use*. J. Franklin Inst, **230**, 583-617.
 - MOORTHY, K. K., NAIR, P. B., AND MURTHY, B. V. K., (1991), *Size distribution of coastal aerosols: effects of local source and sinks*. Journal of Applied Meteorology, **30**, 844-852.
 - MORAWSKA, L., THOMAS, S., BOFINGER, N., WAINWRIGHT, D. AND NEALE, D., (1998), *Comprehensive characterization of aerosols in a subtropical urban atmosphere: particle size distribution and correlation with gaseous pollutants*. Atmospheric Environment, **32**, 2467-2478.
 - MORAWSKA, L., THOMAS, S., JAMRISKA, M. & JOHNSON, G., (1999), *The modality of particle size distributions of environmental aerosols*. Atmospheric Environment, **33**, 4401-4411.
 - MÜLLER, D., WANDINGER, U., AND ANSMANN, A., (1999a), *Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: theory*. Applied Optics, **38**, 2346-2357.
 - MÜLLER, D., WANDINGER, U., AND ANSMANN, A., (1999b), *Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: simulation*. Applied Optics, **38**, 2358-2368.
 - MÜLLER, D., WANDINGER, U., AND ANSMANN, A., (2000), *Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: experiment*. Applied Optics, **39**, 1879-1892.
 - MURPHY, D.M., (2005), *Something in the air*. Science, **307**, 1888–1890.
 - NAKAJIMA, T., TANAKA, M., AND YAMAUCHI, T., (1983), *Retrieval of optical properties of aerosols from aureole and extinction data*. Applied Optics, **22**, 2951-2959.
 - NAKAJIMA, T., AND TANAKA, M., (1988), *Algoritms for radiative intensity calculations inmoderately thick atmospheres using a truncation approximation*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **40**, 51-69.

- NAKAJIMA, T., TONNA, G., RAO, R., BOI, P., KAUFMAN, Y., AND HOLBEN, B., (1996), *Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions*. Applied Optics, **35**, 2672-2686.
- NAVAS-GUZMÁN, F., PÉREZ-RAMÍREZ, D., OLMO, F.J., LYAMANI, H., GUERRERO-RASCADO, J.L., BRAVI-ARANDA, J.A., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2010), *On the synergic use of passive and active remote sensing for atmospheric aerosol radiative effects computations*. 25th International Lidar Radar Conference. San Petersburgo. Rusia.
- O'NEILL, N. T., DUBOVIC, O., AND ECK, T. F., (2001a): *Modified Angström exponent for the characterization of submicrometer aerosols*. Applied Optics, **40(15)**, 2368–2375.
- O'NEILL, N. T., ECK, T. F., HOLBEN, B. N., SMIRNOV, A., AND DUBOVIC, O., (2001), *Bimodal size distribution influences on the variation of Angström derivatives in spectral and optical depth space*, Journal of Geophysical Research, **106(D9)**, 9787–9806.
- O'NEILL, N. T., ECK, T. F., SMIRNOV, A., HOLBEN, B. N., AND THULASIRAMAN, S., (2003), *Spectral discrimination of coarse and fine mode optical depth*. Journal of Geophysical Research, **108(D17)**, 4559, doi:10.1029/2002JD002975, 2003.
- OGUNJOBI, K.O., HE, Z., AND SIMMER, C., (2008), *Spectral aerosol optical properties from AERONET sun-photometric measurements over west Africa*. Atmospheric Research, **88**, 89-107.
- OLMO, F.J., TOVAR, J., ALADOS-ARBOLEDAS, L., OKULOV, OKULOV, O., AN OHVRIL, H.O., (1999). *A comparison of ground level solar radiative effects of recent volcanic eruptions*. Atmospheric Environment, **33**, 4589-4596.
- OLMO, F.J., QUIRANTES, A., ALCÁNTARA, A., LYAMANI, H., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2006), *Preliminary results of a non-spherical aerosol method for the retrieval of the atmospheric aerosol optical properties*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **100**, 305-314.
- OLMO, F.J., QUIRANTES, A., LARA, V., LYAMANI, H., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2008), *Aerosol optical properties assessed by an inversion method using the solar principal plane for non-spherical particles*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **109**, 1504-1516.
- PACE, G., DI SARRA, A., MELONI, D., PIACENTINO, S., AND CHAMARD, P., (2006), *Aerosol optical properties at Lampedusa (Central Mediterranean) 1. Influence of transport and identification of different aerosol types*. Atmospheric Chemistry and Physics, **6**, 697-713
- PAHLOW, M., FEINGOLD, G., JEFFERSON, A., ANDREWS, E., OGREN, J.A., WANG, J., LEE, Y.N., FERRARE, R.A., AND TURNER, D.D., (2006), *Comparison between lidar and nephelometer measurements of aerosol hygroscopicity at the Southern Great Plains Atmospheric Radiation Measurement site*. Journal of Geophysical Research, **111(D5)**, doi:10.1029/2004JD005646.

- PAKKANEN, T.A., (1996), *Study of formation of coarse particle nitrate aerosol*. Atmospheric Environment, **30**, 2475-2482.
- PEDRÓS, R., MARTINEZ-LOZANO, J. A., UTRILLAS, M. P., GÓMEZ-AMO, J. L., AND TENA, F., (2003), *Column integrated aerosol, optical properties from ground-based spectroradiometer measurements at Barrax (Spain) during the Digital Airborne Imaging Spectrometer Experiment (DAISEX) campaigns*. Journal of Geophysical Research, 108(D18), 4571, doi:10.1029/2002JD003331.
- PENNER, J.E., ET AL., (2001), *Aerosols, their direct and indirect effects*. In: Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Houghton, J.T., et al. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, pp. 289–348.
- PÉREZ-RAMÍREZ, D., ACEITUNO, J., RUIZ, B., OLMO, F.J. AND ALADOS-ARBOLEDAS, (2007), *Water vapour column content derived from a star photometer at Granada, Spain*. European Aerosol Conference 2007. Volume Cd1, Reference T20A009. Salzburg (Austria).
- PÉREZ-RAMÍREZ, D., ACEITUNO, J., RUIZ, B., OLMO, F.J., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2008a), *Development and calibration of a star photometer to measure the aerosol optical depth: Smoke observations at a high mountain site*. Atmospheric Environment, **42**, 2739-2745.
- PÉREZ-RAMÍREZ, D., RUIZ, B., ACEITUNO, J., OLMO, F.J., AND ALADOS-ARBOLEDAS, L., (2008b), *Sun/star photometry to derive the aerosol optical depth*. International Journal of Remote Sensing, **29**, 5113-5132.
- PÉREZ-RAMÍREZ, D., (2008c), *Caracterización del contenido de agua precipitable mediante fotometría solar y estelar*. Tesis de Master. Universidad de Granada.
- PEY, J., (2007). *Caracterización físico-química de los aerosoles atmosféricos en el mediterráneo occidental*. Tesis Doctoral. Universitat Politècnica de Catalunya. Barcelona, España.
- PHALOW, M., MÜLLER, D., TESCHE, M., EICHLER, H., FEINGOLD, G., EBERHARD, W.L., AND YA-FANG CHENG, (2006), *Retrieval of aerosol properties from combined multiwavelength Lidar and sunphotometer measurements*. Applied Optics, **45**, 7429-7442.
- PHILLIPS, D.L., (1962), *A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind*. J. Assoc. Comput. Mach. **9**, 84-97.
- PIERLUISSI, J. H., MARAGOUDAKIS, C. E., AND TEHRANI-MOVAHED R.A. (1989), *New LOWTRAN band model for water vapor*. Applied Optics, **28**, 3792-3795.
- PINNICK, R. C., ROSEN, J. M., AND HOFMANN., (1976), *Stratospheric aerosol measurements III: Optical model calculations*. Journal of Atmospheric Science, **33**, 304 – 314.

- PITTS, D.E., McALLUMM, W.E., HEIDT, M., JESKE, K., AND LEE, J.T., (1977). *Temporal variations in atmospheric water vapour and aerosol optical depth determinate by remote sensing*. Journal of Applied Meteorology, **16**, 1312-1321.
- POLYMENAKOU, P. N., MANDALAKIS, M., STEPHANOU, E.G., TSELEPIDES, A., (2008). *Particle size distribution of airborne microorganisms and pathogens during an intense african dust event in the eastern Mediterranean*. Environmental Health Perspective, **16(3)**, 292–296, 2008.
- POPE, C., BURNET, R., THUN, M.J., CALLE, E.E., KREWSKI, D., ITO, K. AND THURSTON, G.D., (2002), Lung cancer, cardiopulmonary mortality, and long term exposure to fine particulate air pollution. JAMA, **287**, 1132-1141.
- PROSPERO, J.M., GINOUX, P., TORRES, O., NICHOLSON, S.E., AND GILL, T.E., (2002), Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product. *Review of Geophysics*, **40(1)**, doi:10.1029/2000RG000095.
- QING, P., NAKANE, H., SASANO, Y., KITAMURA, S., (1989), *Numerical simulation of the retrieval of aerosol size distribution from multiwavelength laser radar measurements*. Applied Optics, **28**, 5259-5265.
- QUEROL, X., ALASTUEY, A., PUICERCUS, J.A., MANTILLA, E., RUIZ, C.R., LOPEZ-SOLER, A., PLANA, F. AND JUAN, R., (1998), *Seasonal evolution of suspended particles around a large coal-fired power station: chemical characterisation*. Atmospheric Environment, **32**, 719–731.
- QUEROL X., ALASTUEY, A., RODRÍGUEZ, S., PLANA, F., MANTILLA, E., AND RUIZ, C.R., (2001), *Monitoring of PM10 and PM2.5 around primary particulate anthropogenic emission sources*. Atmospheric Environment, **35**, 845-858, 2001.
- QUEROL, X., ALASTUEY, A., RODRÍGUEZ, S., VIANA, M.M., ARTIÑANO, B., SALVADOR, P., MANTILLA, E., GARCÍA DO SANTOS, S., FERNÁNDEZ-PATIER, R., DE LA ROSA, J., SÁNCHEZ DE LA CAMPA, A., MENÉNDEZ, M., AND GIL, J.J., (2004), *Levels of particulate matter in rural, urban and industrial sites in Spain*. Science of the Total Environment, **334-335**, 359-376.
- RAMANATHAN, V., ET AL., (2001), Indian Ocean experiment: *An integrated analysis of the climate forcing and effects of the great Indo-Asian haze*. Journal of Geophysical Research, **106(D22)**, 28371–28398.
- RAMASWAMY, V., ET AL., (2001), Radiative forcing of climate change. In: *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* [Houghton, J.T., et al. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, pp. 349– 416.
- REAGAN, J.A., THOME, J., AND HERMAN, B.M., (1992), *A simple instrument and technique for measuring columnar water vapour via near-IR differential solar transmission measurements*. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, **30**, 825-831.

- REAGAN, J. A., THOMASON, L. W., HERMAN, B. M., AND PALMER, J. M., (1986), *Assessment of atmospheric limitations on the determination of the solar spectral constant from groundbased spectroradiometer measurements*. IEEE Transation Geoscience Remote Sensing, **GE-24**, 258-265.
- REID, J. S., ECK, T. F., CHRISTOPHER, S. A., HOBBS, P. V., AND HOLBEN, B. N., (1999), *Use of the Angström exponent to estimate the variability of optical and physical properties of aging smoke particles in Brazil*. Journal of Geophysical Research, **104(D22)**, 27473–27489.
- RIEMER, N., VOGEL, H., VOGEL, B., (2004), *Soot agint gime scales in polluted regions during day and night*. Atmospheric Chemistry and Physics, **4**, 1885-1893.
- RODDIER, F., (1999), *Adaptative optics in astronomy*. Published by the press syndicate of the University of Cambridge. Cambridge University Press.
- RODRÍGUEZ, S., QUEROL, X., ALASTUEY, A., KALLOS, G., KAKALIAGOU, O., (2001). Saharan dust contribution to PM10 and TSP levels in Southern and Eastern Spain. *Atmospheric Environment*, **35 (14)**, 2433-2447.
- RODRÍGUEZ, S., VAN DINGENEN, R., PUTAUD, J.P., MARTINS-DOS SANTOS S. AND ROSELLI D., (2005), *Nucleation and growth of new particles in the rural atmosphere of Northern Italy-relationship to air quality monitoring*. Atmospheric Environment, **39**, 6734-6746.
- ROLLIN, E.M., (2000), *An introduction to the use of sun-photometry for the atmospheric correction of airborne sensor data*. Activities of the NERC equipment pool for field spectroscopy (EPFS) in support of the NERC Airborne Remote Sensing Facility, British geological survey, University of Southampton.
- ROLPH, G., (2003), *Real-time Environmental Applicatons and Display sYstem (READY)*. Website <http://arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>. NOAA Air Resources Laboratory, Silver Spring, Maryland.
- ROSE, D., WEHNER, B., KETZEL, M., ENGLER, C., VOIGTLÄNDER, J., TUCH, T., AND WIEDENSOHLER, A., (2006), *Atmospheric number size distributions of soot particles and estimation of emission factors*. Atmospheric Chemistry and Physics, **6**, 1021-1031.
- RUSSELL, P. B., SWISSLER, T. J., McCORMICK, M. P., CHU, W. P., LIVINGSTON, J. M. AND PEPIN, T. J. (1981), *Satellite and correlative measurements of the stratospheic aerosol, I, An optical model for data conversions*. Journal of Atmospheric Science, **38**, 1279-1294.
- RUSSEL, P. B., LIVINGSTON, J. M., DUTTON, E. G., ET AL., (1993), *Pinatubo and pre-pihatubo optical depth spectra: Mauna Loa measurements, comparisons, inferred particle size distributions, radiative effects and relationships to lidar data*. Journal of Geophysical Research, **98**, 22969-22985.
- SALVADOR, P., ARTÍÑANO, B., ALONSO, D., QUEROL, X. AND ALASTUEY, A., (2004), *Identification and characterisation of sources of PM10 in Madrid (Spain) by statistical methods*. Atmospheric Environment, **38**, 435-447.

- SÁNCHEZ, S.F., ACEITUNO, J., THIELE, U., PÉREZ-RAMÍREZ, D., ALVES, J., (2007). *The night-sky at the Calar Alto Observatory*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, **119**, 1186-1200.
- SANCHO, J.M., AND ROMERO, M.C., (2002), *Programa de ozonosondeos del Observatorio Atmosférico de Izaña: el ozono sobre Tenerife y su relación con la procedencia de las masas de aire*. Instituto Nacional de Meteorología.
- SCHMID, B., AND WEHRLI, C., (1995). *Comparision of sunphotometer calibration by use of the Langley technique and the standard lamp*. Applied Optics, **34**, 4500-4512.
- SCHMID, B., MÄTZLER, C., HEIMO, A., AND KÄMPFER, N., (1997), Retrieval of optical depth and particle size distributions of tropospheric and stratospheric aerosols by means of sun photometry. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, **35**,
- SCHNEIDER, W., MOORGAT, G.K., TYNDAL, G.S., AND BURROWS, J.P., (1987). *Absorption cross sections of NO₂ in the UV and visible regions (200-700 nm) at 298 K*. J. Photochem. Photobiol., **40**, 195-217.
- SCHULZ, K. H., (1998). Product Catalogue, Dr. Schulz and Partners GmbH, Buckow, Germany.
- SCHUSTER, G. L., DUBOVİK, O., AND HOLBEN, B. N., (2006), Angström exponent and bimodal aerosol size distributions. Journal of Geophysical Research **111**, D07207, doi:10.1029/2005JD006328.
- SCHWARZT, J., (1994), *What are people dying of on high air pollution days?*. Environmental Research, **64**, 26-35.
- SEINFELD, J. H., AND PANDIS, S. N., (1998). *Atmospheric Chemistry and Physics From Air Pollution to Climate Change*. Editado por John Wiley & Sons.
- SHAW, G.E., (1976), *Error analysis of multi-wavelength sun photometry*. Pageoph., **114**, 1-14.
- SHAW, G.E., (1983), *Sun photometry*. American Meteorological Society, **64**(1), 4-10.
- SHETTLE, E. P., AND FENN, R. W., (1979), *Models for the aerosol of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties*. AFGL Tech. Rep. 79-0214. Environ. Res. Pap. 676. Hanscom. Air force base. Massachusetts.
- SHIFRIN, K. S., (1995), *Simple relationships for the Angström parameter of disperse systems*. Applied Optics, **34**, 4480-4485.
- SMIRNOV, A., ROYER, A., O' NEILL, N.T., AND TARUSSOV, A., (1994), *A study of the link between synoptic air mass type and atmospheric optical parameters*. Journal of Geophysical Research, **99**, 20967-20982.
- SMIRNOV, A., VILLEVALDE, Y., O'NEILL, N.T., ROYER, A., AND TARUSSOV, A., (1995), *Aerosol optical depth over the oceans: analysis in terms of synoptic air mass types*. Journal of Geophysical Research, **100**, 16639-16650.

- SMIRNOV A., HOLBEN, B.N., ECK, T.F., DUBOVIK, O., AND SLUTSKER, I., (2000), *Cloud screening and quality control algorithms for the AERONET data base*. Remote Sensing of Environment, **73**, 337-349.
- SMIRNOV, A., HOLBEN, B.N., KAUFMAN, Y.J., DUBOVIK, O., ECK, T.F., SLUTSKER, I., PIETRAS, C., AND HALTHORE, R., (2002a), *Optical properties of atmospheric aerosol in maritime environments*. Journal of the Atmospheric Science, **59**, 501-523.
- SMIRNOV, A., HOLBEN, B.N., ECK, T.F., SLUTSKER, I., CHATENET, B., AND PINKER, R.T., (2002b), *Diurnal variability of aerosol optical depth observed at AERONET (Aerosol Robotic Network) sites*. Geophysical Research Letters, **29(23)**, 2115.doi:1.1029/2002GL016305.
- SOUFFLET, V., DEVAUX, C., TANRE, D., (1992). *Modified Langley plot method for measuring the spectral aerosol optical thickness and its daily variations*. Applied Optics, **31**, 2154-2162.
- STETSON, P.B., (1989), *Highlights of Astronomy*, **8**, 635.
- STOHL, A., (1998), *Computation, accuracy and applications of trajectories: A review and bibliography*. Atmospheric Environment, **32**, 947-966.
- TANAKA, M, NAKAJIMA, T, SHIOBARA, M., (1986), *Calibration of a sunphotometer by simultaneous measurements of direct-solar and circumsolar radiaons*. Applied Optics, **25**, 1170-1176.
- TOMASI, C., CAROLI, E., AND VITALE, V., (1983), *Study of the relationship between Ångström's wavelength exponent and Junge particle size distribution exponent*. Journal of Climate and Applied Meteorology, **22**, 1707–1716.
- TOLEDANO, C., (2005), *Climatología de los aerosoles mediante la caracterización de propiedades ópticas y masas de aire en la estación 'El Arenosillo' de la red AERONET*. Tesis Doctoral. Universidad de Valladolid. Valladolid. España.
- TEGEN, I., LACIS, A.A., AND FUNG, I., (1996), *The influence on climate forcing of mineral aerosols from disturbed soils*. Nature, **380**, 419–421.
- TEGEN, I., WERNER, M., HARRISON, S., AND KOHFELD, K., (2004), *Relative importance of climate and land use in determining present and future global soil dust emission*. Geophysical Research Letter **vol. 31**, L05105, doi:10.1029/2003GL019216, 2004.
- TEGEN, I., WERNER, M., HARRISON, S.P., AND KOHFELD, K.E., (2005), *Reply to comment by N. M. Mahowald et al. on Relative importance of climate and land use in determining present and future global soil dust emission*. Geophysical Research Letter, **32**, doi:10.1029/2004GL021560.
- THOMASON, L.W., HERMAN, B.M., REAGAN, J.A., (1983), *The effect of atmospheric attenuators with structured vertical distributions on air mass determinations and Langley plot analysis*. Journal of Atmospheric Science, **40**, 1851-154.

- THOMASON, L. W., (1991), *A diagnostic stratospheric aerosol size distribution inferred from SAGE II measurements*. Journal of Geophysical Research, 96, 22501- 20508.
- TWOMEY, S.A, (1963), *On the numerical solution of Fredholm integral equations of first kind by the inversion of the linear system produced by quadrature*. J. Assoc. Comput. Mach., **10**, 97-101.
- TWOMEY, S.A., (1977), *The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds*. Journal of Atmospheric Science, **34**, 1149–1152.
- VAN DE HULST, H.C., (1957), *Light scattering by small particles*. Wiley, New York.
- VAN DINGENEN, R., RAES, F., PUTAUD, J.P., BALTENSPERGER, U., CHARRON, A., FACCHINI, M.C., DECESARI, S., FUZZI, S., GEHRIG, R., HANSSON, H.C. (2004), *A European aerosol phenomenology 1: physical characteristics of particulate matter at kerbside, urban, rural and background sites in Europe*. Atmospheric Environment, **38**, 2561-2577.
- VAUGHAN, G., WAREING, D. P., THOMAS, L., AND MITEV, V., (1988), *Humidity measurements in the free troposphere using Raman backscatter*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, **114**, 1471-1484.
- VERGAZ, R., CACHORRO, V.E., DE FRUTOS, A.M., VILAPLANA, J.M., AND DE LA MORENA, B.A., (2005), *Columnar characteristics of aerosols in the maritime area of the Cadiz Gulf (Spain)*. International Journal of Climatology.
- VIGROUX, E., (1953), *Contribution à l'étude expérimentale de l'absorption de l' ozone*. Annual of Physics, **8**, 709-762.
- VOLZ, F.E., (1959), *Photometer mit Selent-Photoelement zur spektraflen Messung der Sonnenstrahlung und zur Bestimmung Wellenlingenabhängigkeit der Dunsttrübung*, Archiv Mdt. Geophya. Biolltm. B, **10**, 100-131.
- VOLZ, F.E., (1974). *Economical multispectral sun photometer for measurements of aerosol extinction from 0.44 to 1.6 micron and precipitable water*. Applied Optics, **13**, 1732-1733.
- VON-HOYNINGEN, W., AND WENDISCH, M., (1997), *Nonsphericity of aerosol particles and their contribution to radiative forcing*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **57(5)**, 651-668.
- WAGNER, F., AND SILVA, A.M., (2008), *Some considerations about Ångström exponent distributions*. Atmospheric Chemistry and Physics, **8**, 481-489.
- WANG, P. H., McCORMICK, M. P., SWISSLER, T. J., OSBORN, M. T., FULLER, W. H. AND YUE, G. K. (1989), *Inference of stratospheric aerosol composition and size distribution from SAGE II satellite measurements*. Journal Geophysical Research Letter, **94**, 8435 - 8446.

- WANG, J., XIA, X., WANG, P., AND CHRISTOPHER, S.A., (2004), *Diurnal variability of dust aerosol optical thickness and Ångström exponent over dust source regions in China*. Geophysical Research Letter, 31, doi: 10.1029/2004GL019580.
- WANG, J., JACOB, D.J., AND MARTIN, S.T., (2008), *Sensitivity of sulphate direct climate forcing to the hysteresis of particle phase transitions*. Journal of Geophysical Research, **113**, doi:10.1029/2007JD009368
- WARNECK, P., (1988), *Chemistry of the natural atmosphere*. International Geophysics Series. Wiley & Sons, 41. Academy Press, 757 pp.
- WBG, (2000), *Pollution Prevention and Abatement Handbook 1998: toward cleaner production*. The World Bank Group.
- WEHRLI, C., (1985), *Extraterrestrial solar spectrum*. **Pub.No. 615**, World Radiation Center, Davos, Switzerland.
- WEHNER, B., BIRMILI, W., GNAUK, T., AND WIEDENSOHLER, A., (2002), *Particle number size distribution in a street canyon and their transformation into the urban-air background: measurements and a simple model study*. Atmospheric Environment, **36**, 2215–2223.
- WERNER, M., TEGEN, I., HARRISON, S.P., KOHFELD, K.E., PRENTICE, I.C., BALKANSKI, Y., RODHE, H., AND ROELANDT, C., (2002), *Seasonal and interannual variability of the mineral dust cycle under present and glacial climate conditions*. Journal of Geophysical Research, **107**, 4744, doi:10.1029/2002JD002365.
- WHO, Regional Office for Europe, (2006). *Regional risks of particulate matter from long range transboundary air pollution*. World Health Organization.
- WICHMANN, H.E., SPIX C., TUCH T., WÖLKE G., PETERS A., HEINRICH J., KREYLING W.G. AND HEYDER J., (2000), *Daily Mortality and Fine and Ultrafine Particles in Erfurt, Germany. Part I: Role of Particle Number and Particle Mass*. Health Effects Institute, **98**.
- WHITBY, K. T., AND CANTRELL, B., (1976), *Fine particles*. In International Conference on Environmental Sensing and Assessment. Las Vegas, NV, Institute of Electrical and Electronic Engineers.
- WHITBY, K. T., (1978), *The physical characteristics of sulfur aerosols*. Atmospheric Environment, **12**, 135-159.
- WHITBY, K. T., (1980), *Aerosol formation in the urban plumes*. Ann. N. Y. Acad. Sci. **338**, 258-275.
- WYZGA E.R., (2002). *Air pollution and health: Are particulates the answer?*. Proceedings of the NETL Conference "P<2.5 and Electric Power Generation: Recent Findings and Implications", Pittsburgh, PA, April 9-10, 2002.
- XIA, X., CHEN, H., AND ZHANG, W., (2007), *Analysis of the dependence of column-integrated aerosol properties on long-range transport of air masses in Beijing*. Atmospheric Environment, **41**, 7739-7750.

- YOON, S.C., AND KIM, J., (2006), *Influences of relative humidity on aerosol optical properties and aerosol radiative forcing during ACE-Asia*. Atmospheric Environment, **40(23)**, 4328-4338.
- YU, X., ZHU, B., AND ZHANG, M., (2009), *Seasonal variability of aerosol optical properties over Beijing*. Atmospheric Environment, **43**, 4095-4101.
- ZENDER, C. S., BIAN, H., AND NEWMAN, D., (2003), *Mineral Dust Entrainment And Deposition (DEAD) model: Description and 1990s dust climatology*, Journal of Geophysical Research, **108**, 4416, doi:10.1029/2002JD002775.
- ZENDER, C.S., (2004), *Quantifying mineral dust mass budgets: terminology, constraints, and current estimates*. Eos, **85**, 509–512.
- ZHU, Y., HINDS, W.C., KIM, S., SHEN, S. AND SIOUTAS C., (2002), *Study of ultrafine particles near a major highway with heavy-duty diesel traffic*. Atmospheric Environment, **36**, 4323-4335.
- ZHUANG, H., CHAN, C.K., FANG, M., AND WEXLER, A.S., (1999), *Formation of nitrate and non sea-salt sulfate on coarse particles*. Atmospheric Environment, **33**, 4223-4233.
- ZWILLINGER, D., (2003), *Standard mathematical tables and formulae. 31st Edition*, Ed. Chapman & Hall, ISBN: 1-58488-291-3.

CONCLUSIONS AND FUTURE WORK

CONCLUSIONS

CONCLUSIONS

CONCLUSIONS

In the following paragraphs we show the most important conclusions from this work:

1.- We have developed, set up and calibrated the star photometer EXCALIBUR to make spectral star direct irradiance measurements. The main innovation of this star photometer is the use of a camera CCD SBIG ST8-XME as detector.

- i) We have analyzed the main CCD detector camera errors. We have remarked that the number of counts have to be between 1500 and 45000 digital counts to guarantee lineal measurements. We have also checked that there is not dependence of BIAS with temperature, but we have seen dependency of dark current with temperature and so we operate with a temperature minus than -15°C . In order to reduce the exposure time to correct measurements from dark current, we have developed a lineal procedure that consists on a lineal fitting after taking dark currents at 1 and 120 s, and so any dark current is calculated from the lineal fitting. Finally, we have applied a flat field procedure to uniform all CCD pixels, and later we have to correct the exposure time because of open/close shutter limitations.
- ii) We have described all procedures to take star photometer measurements. Firstly, we have to select no-double stars, whose magnitude is less than 3 and with constant radiant flux. The aperture box has been estimated in 26 pixels. Later we make a correct telescope focus in order to all star photons fall into aperture radii. Finally, EXCALIBUR software is able to calculate the exposure time for one particular measurement from the 'approximate' atmospheric optical depth expected for the whole night at each filter.

2.- We have described the procedures to calibrate sun and star photometers.

- i) To calibrate the channels for obtaining aerosol optical depth, we have described the methods Langley and Astronomic Langley for a relative

CONCLUSIONS

calibration. The Astronomic Langley Method makes a linear fitting of the measured signal divided relative optical air mass, versus the inverse of relative optical air mass. The main innovation that Astronomic Langley Method is that we obtain calibrations constant from the slope of the linear fitting (that is 2-3 order magnitude greater than the slope obtained by Langley Method), and so we obtain better lineal coefficient. Furthermore, Astronomic Langley Method is less sensitive to atmospheric turbulences.

- ii) We have studied in detail the methodology used to calibrated 940 nm channel. The calibration needs a simplified water vapour transmittance expression as $T_w(\lambda) = e^{-a(m_w W)^b}$. Alexandrov et al. (2009) studied coefficient 'a' and 'b' influence using different radiative transfer codes, and they conclude that variations of 10% in those coefficients do not imply important differences into water vapour transmittance calculation. We have calculated 'a' and 'b' coefficients by using SMARTS2 radiative transfer code. Finally, to carry out 940nm channel calibration we used Modified Astronomic Langley Method which provides better linear coefficients and more reproducible calibration constants.
- iii) We have developed an algorithm to check calibration constant evolution in Granada city. This algorithm select the more appropriate nights for calibrating, deleting the data that deviate more than 1% from linearity in the Astronomic Langley Method and Modified Astronomic Langley Method. On this way, the applicability of the algorithm is guaranteed and it has been use to detect calibration maladjustment.

3.- We have implemented the adequate methodology to obtain aerosol optical depth for star photometer EXCALIBUR. We have studied atmospheric turbulence effects over direct star irradiance measurements. Finally, error in aerosol optical depth has been calculated taking into account error in calibration constants as well. On this sense, we have estimated the aerosol optical depth error in Granada city as 0.019, 0.022, 0.023, 0.022, 0.013 and 0.012 for 380, 436, 500, 670, 880 and 1020 nm filters respectively.

CONCLUSIONS

4.- We have implemented a new methodology to calculate precipitable water vapour based on a “look up table”. The “look up table” has been calculated by SMARTS2 radiative transfer code. We have also calculated the differences in precipitable water vapour calculated by a “look up table” and by the equation $T_w(\lambda) = e^{-a(m_w W)^b}$. Those differences can reach up to 20%, depending on precipitable water vapour and water vapour air mass, and they might be caused by uncertainties in coefficients ‘a’ and ‘b’. Finally, we have calculated error derived of the “look up table” by Montecarlo simulation using a normal probability function centre on water vapour transmittance and standard deviation equal to water vapour transmittance error. The errors, for water vapour air mass unity and precipitable water vapour of 1 cm, are 6% for sun photometer and 8% for star photometer.

5.- We have developed and implemented a cloud screening algorithm for star photometer EXCALIBUR. The algorithm consists basically on taking moving averages in several interval time windows. The point representative for each value is not included in the moving average and standard deviation calculation. Later we compare each point value with its associated moving average. If the points is greater than its moving average \pm three times standard deviation (or larger than aerosol optical depth uncertainty, whatever the greater), we label this data point. From the label data we suppress the one with the largest positive deviations. After that, the previous procedure is repeated continuously until all deviations between both data sets are smaller than three times standard deviation. Once we have finished this step, we repeat again the same procedure but calculating moving average with one hour window. Finally we group the non-eliminated data in 30 minutes intervals time

6.- We have implemented King et al. (1978) inversion algorithm to obtain aerosol microphysical properties from direct sun/star irradiance measurements. We have also presented Nakajima et al. (1996) inversion method, based on sky radiance measurements, which is used to retrieve aerosol refractive index.

7.- We have calculated the first day-night evolution for column aerosol microphysical properties. For the dates between 30th July and 4th August 2007, we observed day-night

CONCLUSIONS

evolution continuity in effective radius, fine modal radius, fine standard deviation and fine particle volume concentration.

8.- We have studied column aerosol properties for the whole database of two and a half years. For aerosol optical depth at 440nm and Angström parameter, it has been obtained good continuity between day-night evolutions. We focused aerosol optical depth analysis on 440 nm filter. Mean values of $\delta_{Ac}(440)$, for the whole dataset are 0.19 ± 0.11 for day-time and 0.20 ± 0.11 for night time. For Angström parameter, mean values are 1.1 ± 0.4 for day time and 1.0 ± 0.4 for night time. On the other hand, we have also characterised the whole database for aerosol microphysical properties. For the studied parameters (effective radius and mean radius, standard deviation and particle volume concentration) we have also observed day-night continuity. However, we have only observed remarkable pattern for effective radius, whose mean values are $0.16 \pm 0.03 \mu\text{m}$ for day-time and $0.18 \pm 0.03 \mu\text{m}$ for night-time.

9.- We have also characterised annual and seasonal patterns for the column aerosol radiative properties. For $\delta_{Ac}(440)$, it is observed the same annual and seasonal pattern for both day and night time. This pattern shows highest values in summer and lowest values in winter. For the Angström parameter, there is also a similar annual and seasonal pattern both at day and night time, and it is characterised for lowest values in summer and highest values in winter. This pattern is more remarkable for day time. Finally, for effective radius we have only observed a day annual and seasonal pattern with highest values in summer and lowest values in winter.

11.- We have carried out column aerosol optical properties characterisation according to the different air masses that reach to the city of Granada. We have used HYSPLIT model for 5 days backward trajectories. Both optical and microphysical aerosol properties present similar patterns during day and night time for the different air masses.

12.- We have study day/night time evolution of precipitable water vapour content. For the whole database, we have seen day-night continuity and a similar pattern. This pattern is characterised by highest values in summer and lowest values in winter. The average values for the whole database are $1.4 \pm 0.5 \text{ cm}$ for day time and $1.3 \pm 0.6 \text{ cm}$ for night time. We have also characterised annual and seasonal patterns, which also

CONCLUSIONS

show highest values in summer and lowest values in winter. Finally, for the whole day we observe the pattern along the whole day is different, because precipitable water vapour tends to increase during day time and it tend to decrease during night time. It can be explained from the net water vapour injection to the atmosphere during day time by evo-transpiration processes. During night time, there is not solar activity and evo-transpiration is reduced. Furthermore, water vapour can be deposited by dew and frost.

FUTURE WORK

In the next paragraph we shows the guidelines for the future work

a) Precipitable water vapour comparison between the values obtained by star photometer and Lidar system in the Andalusian Environmental Centre. Lidar systems are able to provide a vertical profile of water vapour mixing ratio, and by the integral along the whole column (by the previous procedures), precipitable water vapour is obtained. On this way, there are already two more than two year database of correlative measurements with both instrument.

b) Aerosol optical depth comparison between the values obtained by star photometer and Lidar system. It is going to be done by obtaining aerosol optical depth at 532 nm using Angström law. This activity is in the framework of the recent AEROMICROPRO project (Science and Innovation Spanish Minestery).

c) Optimization or regularization inversion method to retriever aerosol microphysical properties from spectral aerosol optical depth measurements. On this sense, many tests are going to be done in order to delimitate radius interval to make inversion, and finally we are going to work in order to automate the algorithm. This topics is in the framework of *“Aerosol, Clouds, and Trace gases Research Infrastructure Network (ACTRIS)” operated inside of “Combination of Collaborative Projects and Coordination and Support Actions for Integrating Activities”* from FP7-INFRASTRUCTURES-2010-1. This project needs a good collaboration between the different stations operated by EARLINET network. Our group is going to take a special role with development and improve of inversion algorithms by regularization. This work is going to be done

CONCLUSIONS

together with other instates located in Leipzig (Germany), Potenza (Italy), Athens (Greece) y Thesaloniki (Grecia).

d) Extreme aerosol events: On this sense, many extreme events have been located by using the techniques described in this thesis. On of them is a biomass burning event together with Saharan dust intrusion. We have also detected an extreme Saharan dust event which take several days which has many measurements at night time. The combination with the other instrumentation of the Atmospheric Group of the University of Granada will be possible an exhaustive aerosol characterisation.