

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA  
BIBLIOTECA CIÈNCIES

o Físicas

N. 6875  
DA. 7.10.94  
SIC. 236.T.D  
Nº LIBIS:

25 cms.

19616491





236 - TESIS DOCTORA  
24-6-94

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA  
Facultat de Física  
Departament de Termodinàmica

Física  
236  
T.D



Un modelo operativo para la determinación de la temperatura  
de la superficie terrestre desde satélites



Memoria presentada por  
CÉSAR COLL COMPANYY  
para optar al grado de  
Doctor en Física

UMI Number: U603090

All rights reserved

INFORMATION TO ALL USERS

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted.

In the unlikely event that the author did not send a complete manuscript and there are missing pages, these will be noted. Also, if material had to be removed, a note will indicate the deletion.



UMI U603090

Published by ProQuest LLC 2014. Copyright in the Dissertation held by the Author.  
Microform Edition © ProQuest LLC.

All rights reserved. This work is protected against  
unauthorized copying under Title 17, United States Code.



ProQuest LLC  
789 East Eisenhower Parkway  
P.O. Box 1346  
Ann Arbor, MI 48106-1346





D. VICENTE CASELLES MIRALLES, Profesor Titular de Física Aplicada de la Facultat de Física de la Universitat de València, y D. JOSÉ ANTONIO SOBRINO RODRÍGUEZ, Profesor Ayudante de la Facultad de Física de la Universitat de València,

**CERTIFICAN:** Que la presente Memoria "Un modelo operativo para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre desde satélites", ha sido realizada bajo nuestra dirección en el Departament de Termodinàmica de esta Facultad por César Coll Company, y constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmamos el presente certificado en Burjassot, a 25 de abril de mil novecientos noventa y cuatro.



Fdo.: Vicente Caselles Miralles



Fdo.: José Antonio Sobrino Rodríguez



*A la meua família*  
*A Bea*



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

*En primer lugar, a mis directores, el Dr. Vicente Caselles Miralles, y el Dr. José Antonio Sobrino Rodríguez, quienes despertaron en mí el interés por la teledetección, motivándome constantemente en el desarrollo de la investigación a lo largo de estos años. A ellos debo las enseñanzas y consejos que han posibilitado la elaboración de esta Memoria.*

*Al Profesor Joaquín Meliá Miralles, Director de la Unidad de Investigación en Teledetección de este Departamento, por su amable acogida en la Unidad y por las facilidades puestas a mi disposición para la realización del trabajo.*

*Esta Memoria ha sido realizada en el Departament de Termodinàmica. Por ello, quiero expresar mi agradecimiento a sus directores durante la etapa de realización del trabajo, el Profesor Julio Pellicer, y el Profesor Juan de la Rubia, por el apoyo prestado en estos años.*

*Al Dr. T. J. Schmugge (U. S. Department of Agriculture, Betsville, EE.UU.) por la gran colaboración y los útiles consejos en el tiempo que estuve trabajando en su laboratorio. He de agradecer también la ayuda económica prestada por la Conselleria de Educació i Ciència para la realización de esta estancia.*

*Al Dr. E. P. McClain (National Oceanic and Atmospheric Administration/National Environmental Satellite, Data and Information Service, EE.UU.) y al Dr. P. Le Borgne (Centre de Meteorologie Spatiale-Lannion, Francia) por facilitarnos el acceso a sus respectivas bases de datos de temperatura de la superficie del mar. También muy especialmente al Dr. Fred Prata (Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Australia) por cedernos amablemente antes de su publicación, el conjunto de medidas de temperatura de la superficie terrestre utilizado para la validación de nuestro algoritmo. Al Dr. Y. Kerr y a todo el equipo de la base de datos del Proyecto HAPEX-Sahel, por su labor de procesado de las imágenes NOAA/AVHRR del Níger.*

*Al Air Force Geophysics Laboratory (Hascom, Mass., EE.UU.) por facilitarnos el programa de cálculo de transmisividad y radiancia atmosféricas LOWTRAN 7.*

*Al Centre de d'Informàtica de la Universitat de València, por su ayuda en la resolución de los problemas de tipo informático que tan a menudo suelen presentarse.*

*A D. Ramón Garrido (I.N.M., Murcia) y D<sup>a</sup> María Dolores Parra (I.N.M., Palma de Mallorca), por proporcionarnos algunos de los radiosondeos utilizados en el presente trabajo.*

*A mis compañeros Eva Rubio, Enric Valor y Conrado Badenas, por la ayuda y el apoyo prestado (a pesar del humo). Especialmente a E. Valor y C. Badenas, por su labor en el procesado y tratamiento digital de las imágenes presentadas en esta Memoria. A M<sup>a</sup> Jesús Hernández, por su ayuda para mejorar la edición del trabajo. Igualmente, deseo agradecer las muestras de amistad de todos los compañeros del Departament de Termodinàmica.*

*La realización de la presente Memoria ha sido posible inicialmente con la ayuda de una Beca del Plan de Formación del Personal Investigador, del Ministerio de Educación y Ciencia, durante el periodo 1990-1992. Posteriormente tengo que agradecer a la Comisión de las Comunidades Europeas la ayuda económica recibida, a través de los Proyectos de Investigación EFEDA (EPOC-CT90-0030), HAPEX-Sahel (EV5V-CT91-0033), y DEMON (EV5V-CT91-0035).*

# ÍNDICE

---

Capítulo I INTRODUCCIÓN .....	1
I.1 La medida de la temperatura desde satélites: aplicaciones y problemas .....	4
I.2 Corrección atmosférica y de emisividad .....	8
I.3 Objetivos y plan de trabajo .....	11
Capítulo II MÉTODOS DE CORRECCIÓN .....	17
II.1 Corrección de imágenes térmicas de satélites con un solo canal.....	19
II.1.1 La ecuación de transferencia radiativa en el infrarrojo térmico .....	20
II.1.2 Aplicación a las imágenes de satélite .....	25
II.1.2.1 Radiancia a nivel del suelo .....	26
II.1.2.2 Definición de magnitudes de canal .....	29
II.1.3 Radiancia y temperatura de la atmósfera .....	35
II.1.3.1 Linealización de la función de Planck .....	36
II.1.3.2 Radiancia atmosférica ascendente .....	40
II.1.3.3 Radiancia atmosférica descendente .....	47
II.1.4 La ecuación monocanal de corrección .....	50
II.2 El método de split-window.....	54
II.2.1 El método de la absorción diferencial .....	55
II.2.2 Modelo de split-window para la superficie terrestre .....	59
II.2.2.1 Desarrollo teórico .....	60
II.2.2.2 Modelo operativo .....	64
Capítulo III RESULTADOS Y DISCUSIÓN .....	71
III.1 Datos empíricos y simulación de medidas de satélite .....	73
III.2 Análisis de la ecuación monocanal.....	78
III.2.1 El efecto atmosférico .....	78
III.2.2 El efecto de la emisividad .....	81
III.2.3 Comprobación de la ecuación monocanal .....	83



III.2.4. Análisis de sensibilidad .....	85
III.2.4.1 Atenuación atmosférica .....	85
III.2.4.2 Emisividad .....	89
III.2.4.3 Discusión de resultados y conclusión .....	90
III.2.5 Aplicación a una imagen Landsat .....	96
<b>III.3 Análisis del método de split-window .....</b>	<b>105</b>
III.3.1 Influencia de los constituyentes atmosféricos .....	105
III.3.2 El efecto de la variabilidad atmosférica .....	110
III.3.3 La dependencia angular .....	116
III.3.4 El efecto de la emisividad .....	117
III.3.5 Análisis con datos empíricos .....	122
III.3.6 Discusión de resultados .....	128
III.3.6.1 Algoritmos a escala global .....	129
III.3.6.2 Algoritmos regionales .....	133
III.3.7 Conclusiones parciales .....	136
 <b>Capítulo IV HACIA UNA APLICACIÓN OPERATIVA .....</b>	<b>139</b>
<b>IV.1 Algoritmo operativo para la superficie terrestre .....</b>	<b>141</b>
IV.1.1 Una experiencia de validación.....	142
IV.1.2 Comparación con otros algoritmos .....	146
IV.1.3 Un caso de estudio: condiciones tropicales.....	154
IV.1.3.1 Medidas en el suelo .....	155
IV.1.3.2 Imágenes NOAA 11-AVHRR .....	157
IV.1.3.3 Comparación con otros algoritmos .....	160
IV.1.4 Conclusión .....	161
<b>IV.2 Determinación de la variación espectral de la emisividad</b>	
<b>desde satélite .....</b>	<b>165</b>
IV.2.1 Modelo teórico .....	166
IV.2.2 Análisis de sensibilidad .....	167
IV.2.3 Estimación de la emisividad media .....	173
IV.2.4 Aplicación .....	175
<b>IV.3 Perspectivas futuras .....</b>	<b>181</b>
IV.3.1 Obtención de W a partir de datos AVHRR .....	182
IV.3.2.- Extensión del método de split-window.....	185
IV.3.3 Obtención de perfiles atmosféricos desde satélite .....	189

---

Capítulo V CONCLUSIONES .....	193
Apéndice A .....	199
Apéndice B .....	209
Apéndice C .....	213
Apéndice D .....	225
 BIBLIOGRAFÍA .....	 229



## Capítulo I

---

# INTRODUCCIÓN





En los últimos años, el desarrollo de las técnicas y metodologías de la teledetección ha hecho posible la aplicación de ésta en numerosas ciencias relacionadas con el medio ambiente y los recursos naturales. La teledetección trata fundamentalmente de la medida y análisis de la radiación electromagnética reflejada y emitida por la superficie terrestre, en el espectro que abarca desde la radiación ultravioleta hasta las microondas. En un experimento de teledetección se presentan problemas relacionados con la interacción de la radiación electromagnética con las superficies naturales; procesos de dispersión, absorción y emisión en la propagación atmosférica; la medida de radiación utilizando sensores adecuados; y el análisis y corrección de las medidas para extraer información sobre las propiedades físicas de la superficie o de la atmósfera. Por ello, el acercamiento a la teledetección desde un punto de vista físico es, a nuestro entender, imprescindible.

Centrándonos en el tema de la presente Memoria, es decir, la teledetección en el intervalo espectral del infrarrojo térmico, el carácter físico se hace patente. En esta parte del espectro electromagnético tienen importancia conceptos y leyes que son familiares para cualquier estudiante de física (temperatura, Ley de Planck, Ley de Stefan-Boltzmann, etc.). En el infrarrojo térmico, la magnitud medible es la radiancia emitida por la superficie terrestre, la cual está determinada conjuntamente por la temperatura y la emisividad. Así pues, estas dos magnitudes son las que son susceptibles de ser determinadas desde satélite. Sin embargo, el acoplamiento que se produce entre ellas hace que no sea posible separar la contribución de la temperatura y la emisividad en la radiancia medida, sin la ayuda de información adicional. En el infrarrojo térmico tenemos  $N$  ecuaciones para un problema en el que intervienen  $N+1$  incógnitas. Este es el problema de la "*missing equation*", que aparece siempre que se utiliza radiometría pasiva en el infrarrojo térmico (Becker, 1994). Para resolver este problema debemos hacer algún tipo de hipótesis suplementaria, como suponer conocida la emisividad en una banda, o utilizar medidas activas complementarias (Sobrino y Caselles, 1991). Por otra parte, la temperatura debe entenderse como *temperatura radiométrica*, es decir, aquella que está relacionada con la radiancia emitida por una superficie según la Ley de Planck, y que puede ser medida a distancia utilizando radiómetros apropiados. No trataremos en esta Memoria la relación entre la temperatura radiométrica y la temperatura termodinámica, medible con termómetros de contacto usuales. En Prata (1994b) puede encontrarse un estudio experimental comparando medidas radiométricas (una vez corregidas del efecto de la emisividad) con medidas utilizando transductores de temperatura (medidas por contacto), indicando una buena correlación entre ellas.

## I.1 La medida de la temperatura desde satélites: aplicaciones y problemas

El objetivo planteado en el presente trabajo es la determinación de la temperatura de la superficie terrestre desde satélites. La posibilidad de adquirir una representación sinóptica del campo de temperaturas a escala regional es viable únicamente a partir de la utilización de imágenes de satélite en el infrarrojo térmico. La temperatura de la superficie es un factor del intercambio de energía en el sistema Tierra-atmósfera, y como tal juega un importante papel en la ecuación de balance radiativo. Por otra parte, la temperatura es un indicador del cambio climático global que presumiblemente sería producido por el cambio de las propiedades radiativas de la atmósfera. Por ello, las aplicaciones de las medidas de la temperatura de la superficie terrestre abarcan campos tan diversos como, entre otros:

*Climatología y meteorología*, para la detección de anomalías térmicas, incorporación de datos de temperatura en modelos de circulación global y en modelos de predicción (Njoku et al., 1985; André et al., 1988; Sellers et al., 1988; Barton et al., 1989, Goutorbe et al., 1994).

*Oceanografía*, en la detección de frentes térmicos, afloramientos, circulación superficial, y aplicaciones pesqueras (Njoku et al., 1985; López-García, 1989).

*Estudios agronómicos y forestales*, para la determinación de las necesidades de riego de los cultivos, predicción del riesgo de heladas, determinación de la humedad del suelo, detección de incendios forestales (Idso et al., 1975; Jackson et al., 1977; Caselles y Sobrino, 1989; Caselles et al., 1992a y b).

*Geología*, para la detección de yacimientos minerales y la determinación de la composición mineral de los materiales de la superficie (Kahle, 1987; Hook et al., 1992).

Para la aplicación de las imágenes de satélites en las distintas áreas mencionadas, es necesario tener en cuenta la precisión con la que es posible obtener la medida de la temperatura. No todas las aplicaciones requieren una misma precisión. Por ejemplo, para la estimación de los flujos de energía en la superficie terrestre es suficiente una precisión de  $\pm 2$  K en la temperatura (Prata, 1994a); mientras que el Programa Internacional *Tropical Ocean Global Atmosphere* (TOGA) requiere un error menor que 0,3 K para la detección de los cambios climáticos en la temperatura de la superficie del mar y para el uso en modelos climáticos globales (Barton 1992). Los problemas que se plantean para la obtención de medidas precisas de temperatura desde satélites pueden enumerarse como sigue:

- a) Calibrado de los sensores térmicos.

- b) Definición de parámetros efectivos en superficies heterogéneas y rugosas.
- c) Detección y eliminación de nubes.
- d) Corrección de los efectos atmosféricos y de la emisividad.

No trataremos en esta Memoria el problema del calibrado de los sensores térmicos, es decir, la transformación de los valores digitales dados por el satélite en valores de radiancia. En Planet (1988) se describen los pasos a seguir para la calibración del sensor *Advanced Very High Resolution Radiometer* (AVHRR), incluyendo la corrección de no linealidad de la respuesta del sensor. La precisión relativa (dada por el nivel de digitalización) de los canales térmicos del AVHRR es menor que 0,12 K. La precisión absoluta, una vez calibrado adecuadamente, ha sido estimada por Brown et al. (1985) en  $\pm 0,2$  K mediante tests realizados anteriormente al lanzamiento. Sin embargo, en un reciente trabajo de Weinreb et al. (1990), se estima una precisión absoluta de  $\pm 0,55$  K, de los cuales 0,35 K se atribuyen a la pre-calibración en el laboratorio del cuerpo negro interno que sirve como referencia para el calibrado en vuelo de las medidas del AVHRR. Por otro lado, el procedimiento para el calibrado de la banda térmica del sensor *Thematic Mapper* (TM) puede encontrarse en Markham y Barker (1986). El nivel de digitalización proporciona una precisión relativa de 0,5 K, mientras que Wukelic et al. (1988) han encontrado una precisión absoluta de  $\pm 1,0$  K, al comparar medidas de satélite con medidas en la superficie. Este error incluye posibles errores en la corrección atmosférica realizada en los datos de satélite.

La medida realizada desde satélites representa un promedio espacial y temporal sobre una unidad superficial mínima, denominada *píxel*, determinada por el campo de visión instantánea (*Instantaneous Field of View*, IFOV) del sensor y por el sistema de digitalización empleado en la estación receptora. Dentro de esta unidad espacial mínima, pueden existir distintos tipos de superficie con diferentes temperaturas y con una estructura geométrica más o menos compleja. La integración espacial de la radiancia emitida por estas superficies, teniendo en cuenta las reflexiones internas que pueden darse dentro del sistema, conduce a la definición de una *temperatura y emisividad efectivas* del píxel (Caselles et al., 1988; Caselles y Sobrino, 1989; Sobrino, 1989). Los parámetros efectivos dependen de las características de los elementos constituyentes, de la geometría de la superficie y de la geometría de observación desde el satélite. La determinación de los parámetros efectivos de emisividad y temperatura en superficies rugosas y heterogéneas constituye una línea de investigación desarrollada dentro de la Unidad de Teledetección de este Departamento. En los trabajos realizados por nuestro grupo, se ha demostrado que es posible la definición de estos parámetros efectivos, así como su determinación a partir del conocimiento de la emisividad y temperatura de los componentes, y de un modelo geométrico de la superficie (Sobrino, 1989). De esta forma, utilizando los parámetros efectivos, es posible tratar una superficie rugosa y heterogénea como si fuera lisa y





homogénea. A lo largo de esta Memoria, aunque no siempre se diga explícitamente, trabajaremos con temperaturas y emisividades efectivas.

Las nubes son prácticamente opacas a la radiación térmica, de forma que la cobertura nubosa impide la medida de la radiancia emitida por la superficie terrestre. De hecho, cuando la cobertura llena totalmente el IFOV del sensor, la radiancia detectada es prácticamente una medida de la temperatura de la parte superior de la nube. Cuando el píxel no está completamente cubierto de nubes, la radiancia medida es una suma ponderada de la radiancia emitida por la superficie y la nube. En todo caso, es necesario detectar la presencia de nubosidad en la imagen, y posteriormente eliminar aquellos píxeles con una contaminación nubosa total o parcial. Para ello, existen distintos algoritmos que utilizan valores umbrales de la radiancia (tanto en el espectro solar como en el térmico) basados en las propiedades radiativas de las nubes (Saunders y Kriebel, 1988; Derrien et al., 1993). En esta Memoria supondremos que la radiancia medida desde satélites está libre de la influencia de la nubosidad. La detección de las nubes y su eliminación utilizando técnicas de *kriging* constituye una línea de trabajo recientemente iniciada en nuestro grupo.

El problema de la corrección atmosférica y de emisividad en imágenes térmicas es sobre el cual va a tratar el presente trabajo. En la Figura 1 se muestra una representación esquemática de los efectos que intervienen en la medida de la radiancia desde satélites. Los sensores térmicos operan en las *ventanas atmosféricas*, así denominadas puesto que en ellas la transparencia de la atmósfera es máxima, situadas en las regiones espectrales 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  y 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Sin embargo, incluso dentro de estas ventanas, la absorción y emisión debida a los gases atmosféricos es significativa. Fundamentalmente, el vapor de agua, el dióxido de carbono, y el ozono tienen intensos espectros de absorción en todo el infrarrojo térmico, siendo su contribución dentro de las ventanas asimismo importante. Por una parte, estos gases absorben parte de la radiancia emitida por la superficie terrestre, por otra, emiten a su vez radiancia térmica hacia el satélite, determinada por la temperatura a la que se encuentran en la atmósfera. Como generalmente la temperatura de los gases en la atmósfera es menor que la de la superficie terrestre, el efecto atmosférico global representa una disminución de la radiancia que recibe el sensor. La magnitud de esta disminución depende básicamente del contenido de vapor de agua y de la temperatura de la atmósfera, y en términos de temperatura, puede alcanzar valores de 10 K en atmósferas tropicales dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  (Maul y Sidran, 1973).

El efecto de la emisividad se debe a que las superficies naturales se apartan del comportamiento del cuerpo negro, presentando valores de emisividad distintos de la unidad y espectralmente variables. El efecto de la emisividad tiene dos componentes de signo contrario. Por un lado, la emisividad modifica la radiancia emitida por la superficie para cada longitud de onda, de forma que ésta es menor que si se tratara de un emisor perfecto; por otro lado, la

superficie refleja parte de la radiancia que emite la atmósfera hacia la superficie, lo cual es una contribución positiva a la radiancia que llega al satélite. Nuevamente, debido a que la temperatura de la atmósfera es menor que la temperatura de la superficie, el efecto de la reflexión es menor que el efecto de la emisión, con lo que el efecto total de la emisividad significa una disminución de la radiancia medida por el satélite, en comparación con la que sería medida si se tratara de un cuerpo negro. Sin embargo, el efecto de la reflexión debe tenerse en cuenta, sobre todo para atmósferas húmedas, donde la radiancia atmosférica es mayor. De esta forma, el efecto total de la emisividad depende del tipo de atmósfera: en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , para una disminución de la emisividad del 1%, el efecto en términos de temperatura es de 0,7 K cuando no se considera el término de reflexión; 0,5 K en una atmósfera típica de latitudes medias en invierno y 0,2 K en una atmósfera tropical (Coll et al., 1992).

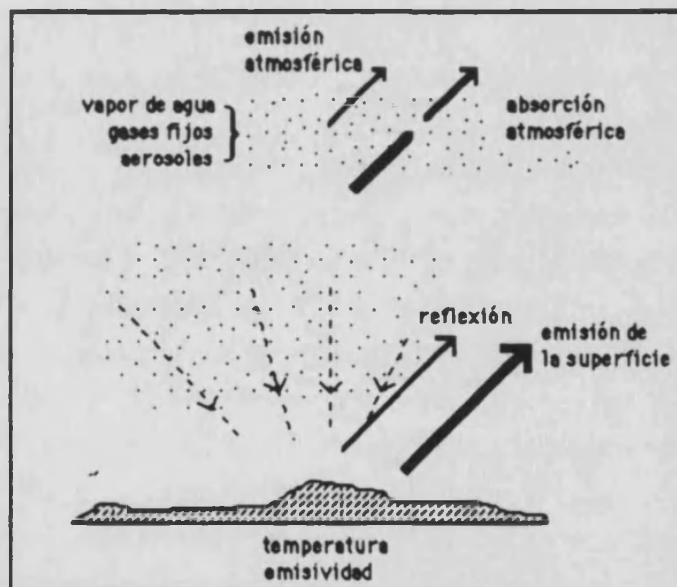


Figura 1.- Representación esquemática de los efectos de la atmósfera y la emisividad, mostrando las componentes de la emisión y reflexión de la superficie y la absorción y emisión atmosféricas.

De las dos ventanas atmosféricas del infrarrojo térmico, la 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  es la más utilizada para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre. La principal razón para ello es que la ventana está situada en las proximidades del máximo de emisión para las temperaturas típicas de la superficie terrestre. La ventana 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  está incluida dentro del espectro solar, por lo que durante el día la radiancia medida está contaminada por la reflexión de la radiación solar. En lo que respecta al efecto de la emisividad de la superficie, esta ventana también presenta mayores problemas. Existen medidas de la signatura espectral realizadas en el laboratorio por Salisbury y Milton (1988), Elvidge (1988), y Nerry (1988), para diferentes materiales (componentes de la vegetación y tipos de suelo), que muestran una gran variación espectral dentro de la región de los 3,5-4,1  $\mu\text{m}$ , que puede ser del orden de  $\pm 0,05$ . Por el

contrario, en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  la variación espectral de la emisividad es mucho más reducida, raramente superior a  $\pm 0,01$  (Sobrino y Caselles, 1991). Por otra parte, los valores medios de la emisividad integrada en la banda 10,5-12,5 son típicamente mayores que 0,95 (Salisbury y D'Aria, 1992), mientras que para la región 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  existe una mayor variación para los distintos tipos de superficie, con valores hasta 0,85 (Smith, 1983). Estas características hacen interesante la utilización de la banda 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  en estudios geológicos, para discriminar formaciones mineralógicas superficiales por su variación en emisividad. Sin embargo, son un inconveniente para la determinación de la temperatura de la superficie. Por ello, la banda 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  solamente es utilizada de forma operativa para la obtención de la temperatura de la superficie del mar, en los algoritmos nocturnos multicanales NOAA/NESDIS, en combinación con bandas de la región 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  (Strong y McClain, 1984; McClain et al., 1985; McClain, 1989; May, 1993). Los buenos resultados obtenidos con estos algoritmos nocturnos son debidos a que en la banda 3,5-4,1  $\mu\text{m}$ , la transmisividad atmosférica no depende del contenido de vapor de agua de una forma tan acusada como en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ .

Las razones anteriormente expuestas hacen que la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  sea la más adecuada para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre, tanto de día como de noche, por lo que a ella nos referiremos exclusivamente en esta Memoria. De esta forma, consideraremos el canal 6 del sensor TM, a bordo del satélite Landsat-5, con unos límites nominales en 10,4-12,5  $\mu\text{m}$ . También estudiaremos los canales 4 y 5 del sensor AVHRR/2, a bordo de los satélites NOAA-9, 11 y 12, situados respectivamente en 10,4-11,4  $\mu\text{m}$  y 11,5-12,5  $\mu\text{m}$ . El sensor *Along Track Scanning Radiometer* (ATSR) a bordo del satélite europeo ERS-1, dispone de dos canales en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  similares a los canales 4 y 5 del sensor AVHRR. Por ello, los resultados que se obtengan para el AVHRR pueden ser extrapolables a los canales 4 y 5 del ATSR, si se tiene en cuenta las funciones de respuesta de ambos sensores.

## 1.2 Corrección atmosférica y de emisividad

Los métodos de aproximación al problema de la corrección atmosférica dependen del número de medidas de temperatura disponibles simultáneamente para un mismo píxel. Cuando solamente se dispone de un canal, como en el caso del sensor TM, el procedimiento más usual es la determinación de la transmisividad y radiancia atmosféricas, utilizando perfiles verticales de presión, temperatura y densidad de vapor de agua como datos de entrada de un modelo de transferencia radiativa (Maul y Sidran, 1973; Rangaswamy y Subbarayudu, 1978; Maul, 1981; Price, 1983; Caselles, 1983; Schmetz, 1986; Li y McDonnell, 1988). El efecto de la emisividad es proporcional a  $(1-\epsilon)$ , siendo  $\epsilon$  la emisividad media de la superficie en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ .

La aplicación de métodos monocanales requiere una correcta especificación de los perfiles atmosféricos en la zona de estudio y a la hora de paso del satélite, lo cual no es posible en la mayoría de las ocasiones. Además, el cálculo de la corrección atmosférica dependerá del modelo radiativo empleado, según como éste incluya los distintos coeficientes de absorción y su dependencia con la concentración de los constituyentes atmosféricos, la temperatura, la presión, etc.

Una solución al problema de la corrección atmosférica consiste en la utilización de varias medidas de radiancia del mismo píxel. Esto es posible con los canales 4 y 5 de los sensores AVHRR/2 y ATSR. Dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , el espectro de absorción del vapor de agua se hace más intenso para las longitudes de onda largas, debido a la mayor contribución de la absorción de tipo continuo. Por ello, la atenuación atmosférica resultante en el canal 5 es mayor, y la absorción diferencial respecto al canal 4 es una medida del contenido total de vapor de agua atmosférico. De esta forma, la corrección atmosférica en un canal puede determinarse a partir de la diferencia entre las temperaturas medidas por los canales 4 y 5,  $T_4 - T_5$ . Ésta es la base física del método de *split-window*, así denominado por utilizar los dos canales mencionados dentro de la ventana atmosférica. En una primera aproximación, la diferencia de temperaturas evita la utilización de perfiles atmosféricos, y se puede establecer una relación lineal entre la corrección atmosférica y  $T_4 - T_5$ . El método de *split-window* puede extenderse para incluir otros canales térmicos, como el de la ventana 3,5-4,1  $\mu\text{m}$ . Así, tenemos los métodos multicanales en general, que expresan la temperatura corregida como combinación lineal de las temperaturas  $T_i$  medidas en N canales diferentes (Deschamps y Phulpin, 1980).

Los primeros trabajos sobre el método *split-window* se encuentran en Anding y Kauth (1970), que proponen un algoritmo para la temperatura de la superficie del mar utilizando dos canales situados en los 9,1  $\mu\text{m}$  y los 11,0  $\mu\text{m}$ . En este estudio se utilizó un modelo radiativo para simular la medida realizada por un sensor a bordo de satélite, para distintos perfiles atmosféricos, temperaturas de la superficie y ángulos de observación. El resultado es un algoritmo de tipo lineal a partir de pares de valores de la radiancia en las citadas bandas. Maul y Sidran (1972), utilizando otro modelo radiativo encuentran que el par de canales 8,60  $\mu\text{m}$ -10,96  $\mu\text{m}$  resulta más apropiado para la determinación de la temperatura. Evidentemente, la elección de las bandas más apropiadas depende del modelo radiativo utilizado. Prabhakara et al. (1974) incluyen en su modelo una parametrización más adecuada del espectro de absorción continua y de líneas del vapor de agua. En este trabajo se incluyen medidas sobre la superficie del mar del espectrorradiómetro Iris a bordo de los satélites Nimbus 3 y 4, las cuales son promediadas en bandas de 1  $\mu\text{m}$  de anchura. Para obtener una absorción diferencial máxima Prabhakara et al. (1974) proponen los canales 10,4-11,3  $\mu\text{m}$  y 12,0-12,9  $\mu\text{m}$ , y un algoritmo lineal mediante el cual se consigue la temperatura de la superficie del mar con un error de estimación de 1 K, al comparar con medidas coincidentes tomadas "in situ". Los canales propuestos coinciden

aproximadamente con los canales 4 y 5 del sensor AVHRR/2, puesto en funcionamiento a principios de la década de los 80.

El método de split-window se aplica operativamente para la determinación de la temperatura de la superficie del mar, teniendo en cuenta que ésta es homogénea y con una emisividad cercana a la unidad (McClain et al., 1985; McClain, 1989; May, 1993). En el caso de la superficie terrestre, la emisividad toma valores generalmente menores y puede variar espacialmente. Para evaluar el efecto de la emisividad en el split-window hay que considerar tanto la emisividad media en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon$ , como la variación espectral que se produce en esta región,  $\Delta\epsilon$ , (Price, 1984; Becker, 1987). Sobre la superficie terrestre, la variación observada en la diferencia de temperaturas  $T_4$ - $T_5$  está producida por una combinación de la absorción atmosférica y a la variación de la diferencia espectral  $\Delta\epsilon$ . Este acoplamiento hace necesario un análisis detallado de los fundamentos físicos del método de split-window para la superficie terrestre. Además, pone de manifiesto la necesidad de conocer las firmas espectrales de las superficies naturales en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Como ya se ha comentado anteriormente, las medidas de laboratorio de componentes aislados (Salisbury y Milton, 1988; Elvidge 1988; Nerry, 1988; Salisbury y D'Aria, 1992) muestran unas variaciones espectrales del orden de  $\pm 0,01$ , aunque no existen medidas de valores efectivos para superficies compuestas.

El método de absorción diferencial puede ser también aplicado a medidas de radiancia en un solo canal pero con dos ángulos de observación distintos. Éste es el denominado método bi-angular, propuesto por primera vez por Saunders (1967, 1970) con medidas de temperatura del mar realizadas desde un avión para dos ángulos de observación cenitales de  $0^\circ$  y  $60^\circ$ , aproximadamente. La absorción diferencial se consigue, en este caso, al aumentar el camino recorrido por la señal, en vez de por diferencias del espectro de absorción en función de la longitud de onda. McMillin (1975) demuestra que el fundamento físico de los métodos de split-window y bi-angulares es el mismo, y compara sus respectivas ventajas e inconvenientes prácticos. Chédin et al. (1982) y Hoyler (1984) proponen algoritmos bi-angulares utilizando imágenes tomadas desde dos satélites distintos. El sensor ATSR posee dos modos de visión casi simultáneos: uno con ángulos cenitales de observación de  $0^\circ$  a  $21,6^\circ$  (*nadir scan*) y otro con ángulos de observación entre  $52,4^\circ$  y  $55^\circ$  (*forward scan*) (UK ERS-1 Reference Manual, 1989). Con la puesta en funcionamiento de este sensor, es posible la aplicación operativa del método bi-angular en el caso de la superficie del mar (Smith et al., 1993; Forrester y Challenor, 1993). Sin embargo, para la aplicación de tales métodos a la superficie terrestre, es necesario tener en cuenta la variación espacial de la emisividad, y por la propia naturaleza del método, la dependencia con el ángulo de observación. Actualmente, el conocimiento de la dependencia angular de la emisividad de la superficie terrestre es relativamente pequeño, puesto que existen escasas medidas experimentales realizadas sobre distintos tipos de suelo (Becker et al., 1985;

Labeled y Stoll, 1991). Estas medidas muestran una disminución de la emisividad con el ángulo de observación. Para superficies heterogéneas y rugosas, la variación angular de la emisividad efectiva será debida además a los factores geométricos de cada superficie. En esta Memoria no vamos a abordar el problema de los métodos bi-angulares, por la dificultad presente en la modelización de la variación angular de la emisividad de la superficie terrestre. Debido a la mayor variabilidad espacial y temporal de la temperatura de la superficie terrestre, existen problemas adicionales debidos a las diferentes dimensiones de los píxeles en los modos de operación *nadir* y *forward* (1,1 km × 1,1 km frente a 1,5 km × 2 km, respectivamente), y al intervalo temporal de unos 2 minutos existente entre ellos (UK ERS-1 Reference Manual, 1991).

### I.3 Objetivos y plan de trabajo

En esta Memoria proponemos un *método original* que permite realizar separadamente las correcciones atmosférica y de emisividad de imágenes de temperatura en el infrarrojo térmico. Las principales cualidades que reúne el método son: la facilidad de su utilización, puesto que es un método totalmente operativo; la aplicabilidad a escala mundial (tanto en la superficie terrestre como en el mar y a distintas latitudes); y la precisión en la obtención de la temperatura de la superficie, con errores del orden de 1 K, que es la mejor conseguida hasta el momento.

Para llevar a cabo este objetivo hemos realizado un estudio en profundidad de los procesos físicos relacionados con la propagación de la radiación infrarroja en la atmósfera, tomando como punto de partida la ecuación de transferencia radiativa y considerando los distintos términos que la componen: la transmisión de la radiancia emitida por la superficie, la emisión de radiancia por parte de la atmósfera, y la reflexión en la radiancia atmosférica en la superficie. Inicialmente, nuestro trabajo se centró en un estudio de los constituyentes atmosféricos significativos en la absorción y emisión en el infrarrojo térmico. De esta forma, se estudió el espectro continuo de absorción del vapor de agua en la región 8-13  $\mu\text{m}$  (Coll et al., 1991a), que es la componente más importante de la absorción. Debido a la variabilidad espacial y temporal de la humedad atmosférica, y a las características peculiares del continuo de absorción del vapor de agua, la corrección atmosférica presenta una gran variabilidad, lo que constituye una de las principales dificultades prácticas encontradas en el infrarrojo térmico. El efecto de los restantes componentes atmosféricos, con variaciones geográficas y estacionales mucho más reducidas (dióxido de carbono, ozono, y otros gases minoritarios), es pequeño, en general, comparado con el del vapor de agua, y aproximadamente constante. También hemos estudiado el efecto de los aerosoles, que aunque es más difícil de modelar, es generalmente pequeño para las condiciones típicas de visibilidad.

Una vez analizada la importancia relativa de los constituyentes atmosféricos, nuestro objetivo ha sido el modelado del efecto del vapor de agua. Esto se ha hecho desde el punto de vista teórico utilizando la ecuación de transferencia radiativa. Primeramente ésta ha sido adaptada al problema de la medida desde satélites, particularizándola al caso del infrarrojo térmico e incluyendo las funciones de respuesta espectral de los distintos sensores (TM, AVHRR). El análisis teórico nos ha llevado a encontrar las propiedades atmosféricas que influyen en la corrección atmosférica: el contenido total de vapor de agua, y la temperatura atmosférica efectiva. Estas magnitudes están relacionadas con los perfiles verticales de temperatura y humedad de la atmósfera (Sobrino et al., 1991; Coll et al., 1993a). Como elemento indispensable para el estudio cuantitativo de estos problemas, hemos adquirido y puesto en funcionamiento el programa de cálculo de la radiancia y transmisividad atmosféricas LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988), que combina muy adecuadamente las características de precisión y sencillez en el cálculo, siendo uno de los más utilizados en el infrarrojo térmico. El programa LOWTRAN 7 permite la simulación de medidas de satélite en una gran variedad de tipos de atmósfera, incluyendo perfiles estándar climatológicos y permitiendo la introducción de perfiles reales por parte del usuario.

A partir de este estudio teórico de la ecuación de transferencia radiativa, hemos pasado seguidamente al planteamiento de métodos prácticos de corrección. La naturaleza de éstos dependerá del tipo de satélite considerado. Cuando se dispone de imágenes de satélites con un solo canal, hemos propuesto un método de corrección monocanal (Coll et al., 1992), analizando detalladamente la necesidad de disponer de perfiles atmosféricos representativos de la zona estudiada a la hora de paso del satélite. Esto, evidentemente, supone una limitación práctica para su aplicación en la mayoría de los casos. Cuando se dispone de varias medidas simultáneas del mismo píxel, se tiene la posibilidad de desarrollar métodos multicanales, más concretamente de tipo split-window si existen dos canales dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Como anteriormente hemos comentado, los algoritmos de split-window fueron inicialmente desarrollados para la superficie del mar, y únicamente existían unos pocos modelos que intentaban la extensión del método para la superficie terrestre (Price, 1984; Becker, 1987). Estos autores ponen de manifiesto la importancia de la emisividad media en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon$ , y de su variación espectral dentro de esta región,  $\Delta\epsilon$ . La diferencia fundamental del método de split-window para la superficie terrestre es la superposición de la absorción diferencial atmosférica y de la variación espectral  $\Delta\epsilon$  en la diferencia de temperaturas  $T_4$ - $T_5$ . Sin embargo, como se demostrará en esta Memoria, en nuestro modelo operativo de split-window ambos efectos están prácticamente separados. De este modo se pueden tratar por separado la influencia atmosférica y la de la emisividad superficial, con lo que el modelo podrá ser aplicado indistintamente para tierra y para mar, permitiendo la obtención de mapas de temperatura a escala global. En efecto, el modelo original propuesto es de la forma (Coll et al., 1994a)

$$T = T_4 + A(T_4 - T_5) + \Delta + B(\epsilon) \quad (1)$$

donde  $A$  y  $\Delta$  son coeficientes que dependen únicamente de las características de la atmósfera, y  $B(\epsilon)$  es el efecto de la emisividad, que está parametrizado en términos de  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$  según la ecuación:

$$B(\epsilon) = \alpha(1 - \epsilon) - \beta\Delta\epsilon \quad (2)$$

siendo  $\alpha$  y  $\beta$  coeficientes que dependen del tipo de atmósfera.

De esta forma, según la ecuación (1), la parte "atmosférica" del algoritmo de split-window es común en el caso del mar y el terrestre. Por ello, hemos considerado conjuntamente ambos problemas, siendo el algoritmo de mar un caso particular en el que  $\epsilon=1$  y  $\Delta\epsilon=0$ , con lo que  $B(\epsilon)=0$ . Un problema fundamental es la forma y determinación de los coeficientes  $A$  y  $\Delta$ . En primer lugar, es necesario estudiar la dependencia atmosférica de estos coeficientes. Aunque la diferencia  $T_4 - T_5$  depende del tipo de atmósfera, hemos demostrado que un algoritmo lineal con coeficientes constantes no es suficiente para reproducir la variabilidad atmosférica existente a escala mundial (Sobrino et al., 1991; Coll et al., 1994a). Por ello, hemos propuesto un algoritmo modificado en el cual el coeficiente  $A$  es, a su vez, una función lineal de la diferencia  $T_4 - T_5$ . En segundo lugar, la determinación de los coeficientes de split-window se hará a partir de datos de temperatura del mar medidos "in situ" y de sus correspondientes medidas coincidentes de satélite. Esto es posible gracias a las extensas bases de datos existentes referidas a la superficie del mar. Dado la forma original de nuestro algoritmo, donde se separa el efecto atmosférico del de la emisividad, los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  no dependen del tipo de superficie. Por ello, los coeficientes obtenidos empíricamente a partir de datos reales de temperatura del mar serán aplicables a cualquier tipo de superficie.

La contribución de la emisividad en el modelo de split-window, dada por la ecuación (2), presenta una cierta dependencia atmosférica en el coeficiente  $\beta$ . Mostraremos que el coeficiente  $\alpha$  se mantiene aproximadamente constante, con un valor  $\alpha=40$  K, mientras que  $\beta$  disminuye de forma exponencial con la humedad (Coll et al., 1994a). Esto es debido a la mayor importancia de la contribución de la reflexión atmosférica, y por otra parte, condiciona la precisión requerida en el conocimiento de la emisividad de la superficie. Para la determinación de  $\beta$  en una aplicación operativa, propondremos una serie de valores constantes climatológicos, o una aproximación teórica en función del contenido total de vapor de agua.

Por otra parte, la aplicación del algoritmo de la ecuación (1) requiere el conocimiento de la emisividad media y la variación espectral de la emisividad, a la resolución espacial y espectral



del sensor AVHRR. Para la determinación de  $\epsilon$ , es posible seguir métodos de medida en el campo, como el método de la caja (Sobrino y Caselles, 1993). La combinación de medidas experimentales con imágenes del índice de vegetación normalizado (NDVI) permiten el cartografiado de la emisividad a la escala del píxel AVHRR (Caselles et al., 1993). Sin embargo, el problema de la variación de la emisividad,  $\Delta\epsilon$ , es más complicado, debido a la falta de medidas experimentales de las firmas espectrales de las superficies naturales. Sólo existen medidas en el laboratorio de tipos de suelo y componentes vegetales aislados (Salisbury y Milton, 1988; Elvidge, 1988; Nerry, 1988; Salisbury y D'Aria, 1992). Una contribución importante a la solución de este problema, ha sido el desarrollo de un método original basado en la diferencia de temperaturas de satélite  $T_4-T_5$ , y la utilización de radiosondeos coincidentes (Coll et al., 1994b). El método teórico es de fácil aplicación, como se demostrará en un caso de estudio, lo que permite el cartografiado de  $\Delta\epsilon$  en las zonas de interés en distintas épocas del año, evitando de este modo la medida espectral de la emisividad en el campo. Una ventaja notable es que la diferencia espectral se obtiene con la resolución espacial y espectral requerida (la del sensor AVHRR). Previamente a la aplicación del método, hemos efectuado un análisis de sensibilidad que indica que  $\Delta\epsilon$  puede obtenerse fácilmente con un error de estimación menor que 0,005, el cual es suficiente para su aplicación en la determinación de la temperatura.

Así pues, la presente Memoria constituye una recopilación de cuantas publicaciones hemos realizado sobre la solución del problema de la corrección atmosférica y de emisividad en el infrarrojo térmico. La Memoria está organizada en la forma usual de los trabajos de investigación, separando en distintos Capítulos los *modelos teóricos*, los *resultados y discusión*, las *aplicaciones* y las *conclusiones*. La numeración de ecuaciones, tablas y figuras será independiente en cada Capítulo. Cuando se haga referencia a una de ellas dentro del mismo Capítulo, se indicará únicamente el número de orden correspondiente. Si se hace referencia a una de un Capítulo diferente, se antepondrá al número de orden el número del capítulo donde ésta se encuentra.

En el Capítulo II se presentan los modelos teóricos de corrección atmosférica y de emisividad. Primeramente, partiremos de la ecuación de transferencia radiativa aplicada a la medida de la temperatura desde satélites, considerando que tenemos un único canal. Introduciendo una serie de aproximaciones, deduciremos la ecuación monocanal de corrección, que relaciona la temperatura de la superficie con la medida por un determinado sensor a bordo de un satélite, a través de ciertos parámetros atmosféricos y de la emisividad de la superficie. La ecuación monocanal representa un método de corrección en sí misma, y sirve, además, como punto de partida para la deducción de la ecuación del método de split-window. Así, aplicando la ecuación monocanal a los canales 4 y 5 del sensor AVHRR, se obtendrá la ecuación teórica de split-window. En ella se pone de manifiesto la influencia atmosférica y de la emisividad de la superficie, a través de la emisividad media en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon$ , y de la variación

espectral en esta misma región,  $\Delta\epsilon$ . A partir de este desarrollo teórico hemos obtenido una forma más operativa de la ecuación de split-window, que es la que será propuesta para su posterior análisis y validación. En esta formulación se ha conseguido la separación del efecto de la atmósfera y de la emisividad.

En el Capítulo III se expondrán los resultados obtenidos con la aplicación de los modelos teóricos anteriormente desarrollados, y se discutirán a la luz de los resultados obtenidos por diferentes autores. La aplicación de los métodos se realizará sobre conjuntos de datos de temperatura obtenidos mediante la simulación de medidas de satélite, y también en ocasiones podremos utilizar conjuntos empíricos, es decir, medidas reales de satélite y medidas coincidentes de temperatura realizadas "in situ". En primer lugar, se analizará la ecuación monocanal, que puede ser aplicada al sensor TM del satélite Landsat, y al canal 4 de la versión antigua del AVHRR. Evaluaremos separadamente la influencia de la atmósfera y de la emisividad de la superficie, y se comprobará el error introducido por las aproximaciones efectuadas en la deducción teórica del Capítulo anterior. Estudiaremos también la dependencia angular y con la temperatura de la superficie. Además se hará un análisis de la sensibilidad de la ecuación monocanal a la variabilidad atmosférica y de la emisividad. Esto nos servirá para estimar el error esperado en la utilización de este método de corrección en condiciones reales. Finalmente incluiremos un ejemplo de aplicación a una imagen Landsat. En segundo lugar, nos ocuparemos de la ecuación de split-window. Estudiaremos la influencia de los distintos constituyentes atmosféricos (gases y aerosoles). Un aspecto importante será la discusión del efecto introducido por la variabilidad atmosférica a escala mundial, lo que nos llevará a la obtención de un algoritmo modificado de split-window no lineal, aplicable a escala global. Para el cálculo de los coeficientes de este algoritmo hemos utilizado un extenso conjunto de medidas de satélite y coincidentes "in situ" de la superficie del mar, con una variabilidad climatológica suficiente. El efecto de la emisividad se evaluará separadamente, en función de  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ , estudiando la variación atmosférica del coeficiente  $\beta$ .

Una vez analizados los modelos de corrección, en el Capítulo IV propondremos el algoritmo operativo para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre. Este algoritmo se basa en la ecuación de split-window deducida en el Capítulo III, dado que es fácilmente aplicable sin necesidad de información adicional sobre las características de la atmósfera. El algoritmo operativo de split-window será validado utilizando un conjunto independiente de medidas "in situ" de temperatura de la superficie terrestre y coincidentes de satélite. Este conjunto de medidas ha sido proporcionado por Prata (1994b) y constituye el conjunto de validación más extenso y completo publicado hasta la fecha. Utilizando este mismo conjunto de datos, también incluiremos una comparación de resultados de los algoritmos de split-window más utilizados propuestos por distintos autores. Por otra parte, dada la importancia de la emisividad en los métodos de corrección, propondremos la metodología

desarrollada para su estimación a partir de imágenes de satélite y algunos datos adicionales. Debido a la escasez de medidas de valores efectivos de la variación espectral de la emisividad para superficies naturales, hemos propuesto un método que permite obtener  $\Delta\varepsilon$  a la escala espacial y espectral del sensor AVHRR. Este método ha sido validado utilizando medidas de satélite, y se mostrará una aplicación del mismo en la zona valenciana. Finalmente, sugeriremos unas posibles líneas futuras de investigación a seguir por nuestro grupo, con el objeto de complementar y mejorar los resultados que se obtienen tanto con el método de split-window como con el método monocanal.

## Capítulo II

---

# MÉTODOS DE CORRECCIÓN

En este Capítulo presentaremos los modelos teóricos desarrollados para la corrección atmosférica y de emisividad de imágenes de satélite en el infrarrojo térmico. Comenzaremos con el método de corrección propuesto para imágenes tomadas en un solo canal, que se basa en la resolución de la ecuación de transferencia radiativa aplicada a la medida realizada por un sensor a bordo de un satélite. No nos ocuparemos en enunciar de forma general la ecuación de transferencia, sino de aplicarla al caso particular que nos interesa. Una vez hecho esto, se deducirá la ecuación monocanal de corrección introduciendo una serie de aproximaciones que son válidas en el intervalo espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . La ecuación monocanal es en sí misma un método de corrección, pero es interesante también por que permite determinar cuáles son los factores que intervienen en la corrección atmosférica y de emisividad. Por ello, la ecuación monocanal es el modelo físico propuesto para la medida de temperaturas desde satélite. Basándonos en este modelo, en el apartado II.2 desarrollamos una ecuación teórica de split-window para la superficie terrestre. El método de split-window se basa en la diferente atenuación atmosférica existente en dos canales separados dentro de la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Este método se ha mostrado muy útil para la determinación de la temperatura de la superficie del mar. Sin embargo, en el caso de la superficie terrestre, la atenuación atmosférica diferencial está combinada con el efecto de la emisividad, en particular con su variación espectral dentro de la mencionada ventana. Uno de los objetivos del apartado II.2 es la parametrización de los efectos atmosféricos y de emisividad en la ecuación de split-window.



## II.1 Corrección de imágenes térmicas de satélites con un solo canal

La ecuación de transferencia radiativa rige la transmisión de la radiación electromagnética en un medio absorbente, emisor y dispersor. Su desarrollo se debe inicialmente a Chandrasekhar (1960) en el contexto de problemas de astrofísica, aunque resulta evidente su utilidad en teledetección para resolver la transmisión de la radiación a través de la atmósfera terrestre. Es por ello la ecuación de transferencia el punto de partida para plantear los problemas de corrección atmosférica en los distintos intervalos espectrales utilizados en teledetección. No es objetivo de esta memoria mostrar el desarrollo general de la ecuación de transferencia, el cual puede estudiarse en numerosos textos, como el propio Chandrasekhar (1960), Kondratyev (1969), Siegel y Howell (1981), Schanda (1986), entre otros. Nuestro interés es, sin embargo, la aplicación de la ecuación de transferencia radiativa en el caso particular del infrarrojo térmico, sin entrar en más detalles o generalidades que pueden consultarse en cualquiera de los textos citados.

Como principal hipótesis simplificadora consideraremos en primer lugar una atmósfera libre de aerosoles, pues en este caso, en el intervalo espectral del infrarrojo térmico, la dispersión molecular es prácticamente nula y sólo deberemos tener en cuenta los procesos de absorción y de emisión. Siempre que el contenido de aerosoles sea bajo, es decir, con una visibilidad horizontal mayor que 30 km, su efecto puede considerarse despreciable (Roberts et al., 1976). Sin embargo, en otras condiciones, la dispersión y absorción de la radiancia térmica debida a los aerosoles puede ser significativa. En la presente Memoria, su efecto se tendrá en cuenta separadamente como corrección al efecto de los demás componentes atmosféricos. En el Capítulo III se mostrará una evaluación cuantitativa de la atenuación total producida por distintos tipos de aerosoles. Por otro lado, es necesario introducir la hipótesis del equilibrio termodinámico local de la atmósfera. Esta hipótesis se cumple razonablemente bien en las capas bajas de la atmósfera, por debajo de los 50 km (Kondratyev, 1969), y permite relacionar entre sí los procesos de absorción y emisión atmosféricos en virtud de la Ley de Kirchhoff (Kondratyev, 1969; Schanda, 1986; Liou, 1992). Finalmente, una hipótesis suplementaria es la homogeneidad horizontal de la atmósfera, con lo cual la radiancia y transmisividad atmosféricas son independientes del ángulo acimutal. Esta hipótesis equivale a considerar una atmósfera estratificada en capas planoparalelas.

### II.1.1 La ecuación de transferencia radiativa en el infrarrojo térmico

Supongamos pues una atmósfera no dispersiva, planoparalela y en equilibrio termodinámico local. Consideremos la radiancia monocromática  $R_\lambda$  para la longitud de onda  $\lambda$  (es decir, la potencia que atraviesa perpendicularmente una superficie, por unidad de superficie, por unidad de ángulo sólido y por unidad de longitud de onda,  $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ ). La variación de ésta a lo largo de la dirección de propagación,  $s$ , viene dada por la ecuación de Schwarzschild, que en su forma diferencial puede escribirse como (Kondratyev, 1969):

$$\frac{dR_\lambda}{ds} = \rho k_\lambda [-R_\lambda + B_\lambda(T)] \quad (1)$$

donde  $\rho$  es la densidad del medio,  $k_\lambda$  es el coeficiente másico de absorción ( $\text{m}^2\text{kg}^{-1}$ ) que depende de la naturaleza y de las condiciones termodinámicas del medio, y  $B_\lambda(T)$  es la función de Planck de radiación del cuerpo negro a la temperatura  $T$ , que viene dada por la expresión

$$B_\lambda(T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T}\right] - 1} \quad (2a)$$

con  $C_1 = 1,1911 \times 10^8 \text{ W}\mu\text{m}^4\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}$ , y  $C_2 = 14,388 \text{ K}\mu\text{m}$  (Siegel y Howell, 1981), de forma que en la ecuación (2a),  $B_\lambda(T)$  viene dada en unidades  $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ . La función de Planck puede también expresarse en términos del número de onda,  $\nu$ , mediante la ecuación:

$$B_\nu(T) = \frac{C_1' \nu^3}{\exp\left[\frac{C_2'}{T}\right] - 1} \quad (2b)$$

donde  $C_1' = 1,1911 \times 10^{-8} \text{ W}(\text{cm}^{-1})^{-3}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}$ , y  $C_2' = 1,4388 \text{ K}(\text{cm}^{-1})^{-1}$ , con lo que  $B_\nu(T)$  viene dada en  $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}(\text{cm}^{-1})^{-1}$ .

En muchas ocasiones, es conveniente hacer unas definiciones para simplificar la notación formal de la ecuación (1). Una magnitud frecuentemente empleada es el espesor óptico,  $u_\lambda$ , que en su forma diferencial se define como

$$du_\lambda = \rho k_\lambda ds \quad (3)$$

En un sistema como la atmósfera, la variación con la altura de la concentración de los gases y la dependencia del coeficiente de absorción con la temperatura y la presión, especialmente el del vapor de agua, hacen que el espesor óptico muestre una dependencia espacial acusada. Entre dos puntos  $s_1$  y  $s_2$ , el espesor óptico total es el resultado de la integral de

la ecuación (3) entre los dos puntos considerados a lo largo de la dirección de propagación:

$$u_{\lambda}(s_1, s_2) = \int_{s_1}^{s_2} \rho(s) k_{\lambda}(s) ds \quad (4)$$

donde hemos denotado la dependencia de la densidad y el coeficiente de absorción con la posición,  $s$ . A partir del espesor óptico, se puede definir otra magnitud de gran interés que es la transmisividad del medio entre los puntos  $s_1$  y  $s_2$ ,  $\tau_{\lambda}(s_1, s_2)$ :

$$\tau_{\lambda}(s_1, s_2) = \exp[-u_{\lambda}(s_1, s_2)] = \exp\left[-\int_{s_1}^{s_2} \rho(s) k_{\lambda}(s) ds\right] \quad (5)$$

Con estas definiciones se puede realizar la integración formal de la ecuación (1) entre los puntos  $s_1$  y  $s_2$ , que nos permite expresar la radiancia final,  $R_{\lambda}(s_2)$ , a partir de la radiancia incidente,  $R_{\lambda}(s_1)$ , en función de las propiedades radiativas del medio, es decir:

$$R_{\lambda}(s_2) = R_{\lambda}(s_1) \tau_{\lambda}(s_1, s_2) + \int_{s_1}^{s_2} B_{\lambda}[T(s)] \frac{\partial \tau_{\lambda}(s, s_2)}{\partial s} ds \quad (6)$$

La expresión (6) es la forma integral de la ecuación de transferencia radiativa, cuyo significado físico es que la radiancia recibida en un punto está compuesta de dos términos: el primer sumando de la derecha, que representa la atenuación de la radiancia inicial debida a la absorción del medio; y el segundo sumando, que es la contribución del propio medio en forma de emisión de radiación térmica. Por otra parte, resulta evidente la dificultad que plantea su resolución en el caso de la atmósfera. Esto es debido, como ya se ha comentado, a la variabilidad de la transmisividad a lo largo de la dirección de propagación, así como de la función de Planck con la temperatura.

En cuanto a la transmisividad de la atmósfera terrestre, ésta es el resultado de la superposición de los efectos de los distintos constituyentes atmosféricos. La región espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  se caracteriza por una transmisividad relativamente alta, comparada con otras regiones del infrarrojo donde la atmósfera es totalmente opaca. Sin embargo, en esta 'ventana atmosférica' la absorción no es despreciable, estando causada por: (i) el vapor de agua, (ii) el dióxido de carbono, (iii) el ozono, y (iv) otros gases minoritarios (metano, óxido nítrico, monóxido de carbono). En el Apéndice A pueden encontrarse más detalles sobre el espectro de absorción gaseoso en el infrarrojo térmico. El vapor de agua es con mucho el principal absorbente dentro de la región espectral citada, de modo que sus propiedades son las que determinan fundamentalmente la absorción y emisión en la ventana atmosférica. Por ello debe



tenerse en cuenta la gran variabilidad espacial y temporal que presenta el vapor de agua. Contrariamente, los demás gases citados (cuyo espectro de absorción es mucho menos importante en la región 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ) tienen una distribución más estable en la atmósfera (con razones de mezcla constantes con la altura; Kneizys et al., 1980), aunque algunos de ellos, como el dióxido de carbono y el ozono, presentan variaciones locales y estacionales. A pesar de ello, y unido a su poca importancia en la absorción total de la atmósfera, se pueden considerar como factores correctores aproximadamente constantes. Por esta razón, a partir de ahora consideraremos conjuntamente a estos gases y los designaremos con la denominación genérica de "gases fijos". Así pues escribiremos la transmisividad total de la atmósfera como:

$$\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda}^{\text{H}_2\text{O}} \times \tau_{\lambda}^{\text{gf}} \quad (7)$$

donde  $\tau_{\lambda}^{\text{H}_2\text{O}}$  es la transmisividad del vapor de agua y  $\tau_{\lambda}^{\text{gf}}$  es la transmisividad de los gases fijos, que se obtiene como  $\tau_{\lambda}^{\text{gf}} = \tau_{\lambda}^{\text{CO}_2} \times \tau_{\lambda}^{\text{O}_3} \times \tau_{\lambda}^{\text{CH}_4} \dots = \text{constante}$ . Para calcular las transmisividades del vapor de agua y de los demás constituyentes utilizaremos la ecuación (5), para lo cual necesitamos conocer la distribución de los distintos componentes atmosféricos en la dirección de propagación y su coeficiente de absorción.

La naturaleza peculiar del vapor de agua, tanto en lo que se refiere a la variabilidad horizontal como a la distribución vertical dentro de una columna atmosférica, hace necesaria una especial atención a la hora de modelar este comportamiento para la resolución de la ecuación (6). En numerosas estaciones meteorológicas se miden periódicamente, utilizando radiosondeos, los perfiles verticales atmosféricos: presión, temperatura y contenido de vapor de agua. Así, los radiosondeos son la fuente de información básica referente a la distribución vertical del vapor de agua. En la Figura 1(a) se representa la densidad del vapor de agua en función de la altura,  $\rho(z)$ , para distintas atmósferas estándar climatológicas, mostrándose una clara dependencia latitudinal y estacional. Por otra parte, dentro de una misma zona climática pueden haber diferencias regionales, en función de distintas condiciones meteorológicas o geográficas (Figura 1(b)).

En general, la densidad del vapor de agua disminuye con la altitud de una forma aproximadamente exponencial, y a partir de una altura de 10 km es prácticamente despreciable. Debido a que la mayor parte del vapor de agua está en las capas más bajas, el contenido total de vapor de agua depende acusadamente de la altitud de la región considerada, como se observa en la Figura 1(b). El contenido total de vapor de agua en la atmósfera,  $W$ , se define como la masa de agua existente en una columna atmosférica vertical de área unidad y viene dado por la siguiente expresión:

$$W = \int_0^h \rho(z) dz \quad (8)$$

donde  $z$  representa la altura respecto de la superficie (con lo que  $z=0$  es la superficie del suelo), y  $h$  es la altura de la atmósfera (en la práctica,  $h=10$  km).

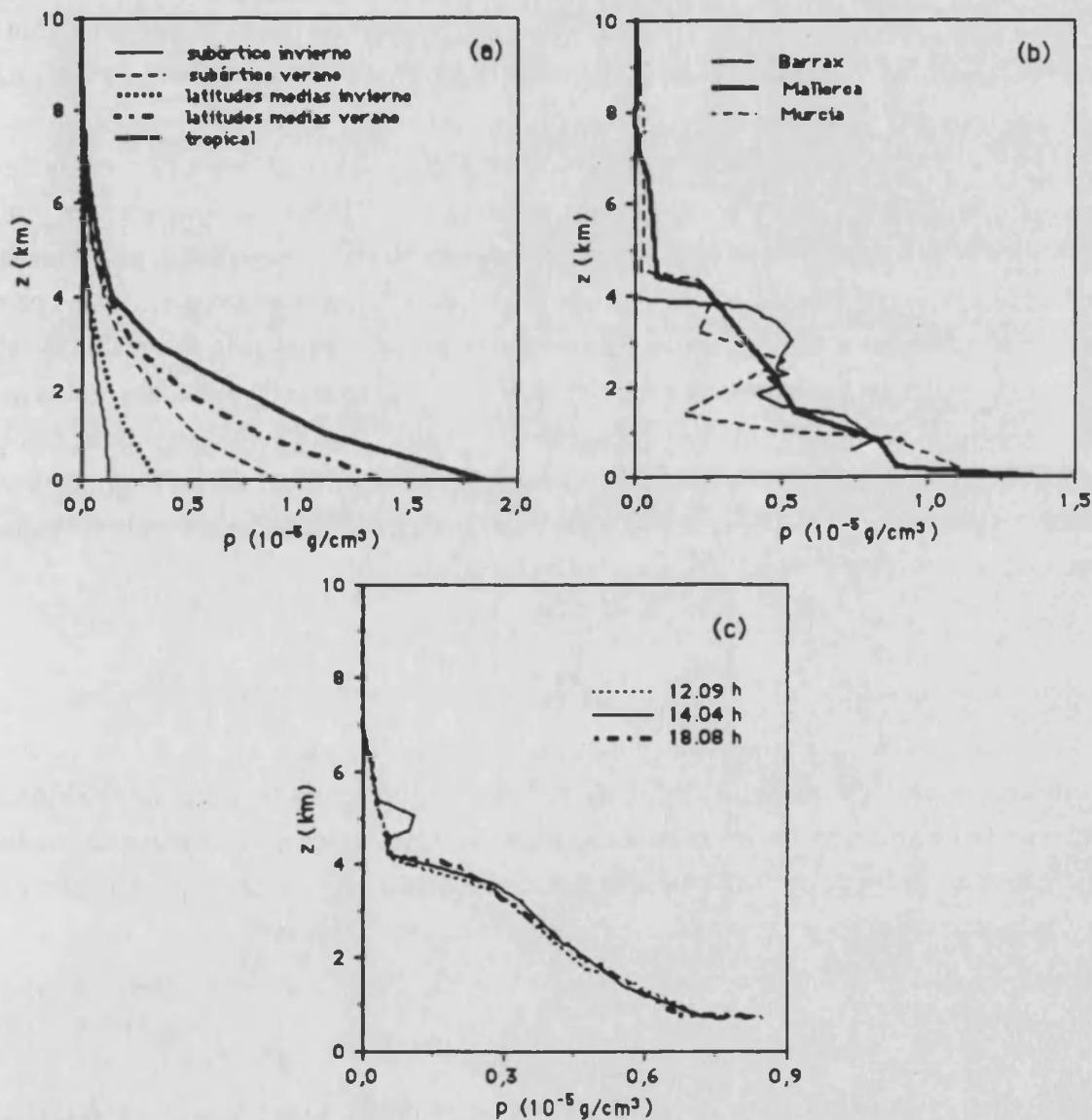


Figura 1.- Distribución vertical de la densidad del vapor de agua para: (a) las atmósferas estándar indicadas incluidas en el programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988); (b) tres radiosondeos realizados por el I.N.M. en diferentes lugares el día 23 de junio de 1991, a las 12.00 h (GMT), y (c) tres radiosondeos realizados por la Universidad de Karlsruhe en Barrax (Albacete) el 23 de junio de 1991, a las horas indicadas.

En las atmósferas estándar de la Figura 1(a), el contenido total de vapor de agua varía entre  $0,33 \text{ g/cm}^2$  en la atmósfera subártica en invierno y  $3,32 \text{ g/cm}^2$  en la tropical. Para las atmósferas de la Figura 1(b),  $W$  varía entre  $1,40$  y  $1,99 \text{ g/cm}^2$ , correspondiendo el valor mínimo al radiosondeo de Barrax (700 m de altitud), y el máximo al de Palma de Mallorca (nivel

del mar). Por último, la humedad atmosférica puede presentar también una variación temporal a lo largo del ciclo diario, en función de los procesos de evaporación que tengan lugar. En la Figura 1(c) mostramos los perfiles de humedad registrados por la Universidad de Karlsruhe en la zona de Barrax (Albacete) en varias horas durante el día 23 de junio de 1991, dentro de la campaña de medidas del Proyecto EFEDA (Bolle et al., 1993). En estos radiosondeos podemos observar que el contenido de vapor de agua aumenta ligeramente a partir del mediodía. Con los datos de la Figura 1(c),  $W$  varía entre  $1,47 \text{ g/cm}^2$  (12.09 GMT) y  $1,57 \text{ g/cm}^2$  (18.08 GMT).

Por otro lado, para calcular la transmisividad es necesario conocer el coeficiente de absorción de los gases atmosféricos y su dependencia con la temperatura, la presión, y otras variables atmosféricas. Aunque en el Apéndice A mostramos las características más relevantes de los espectros de absorción de los gases en la región de la ventana atmosférica, nos parece conveniente mencionar aquí las importantes peculiaridades que presenta la absorción del vapor de agua. En la región 8-13  $\mu\text{m}$  (situada entre las dos intensas bandas de absorción centradas en 6,3 y 50  $\mu\text{m}$ ) el vapor de agua muestra un espectro continuo de absorción, es decir, con una variación suave y monótona respecto de la longitud de onda. Superpuestas a este continuo, existen también unas pocas líneas de absorción de pequeña intensidad. Por ello, el coeficiente de absorción del vapor de agua,  $k_{\lambda\text{H}_2\text{O}}$ , se suele escribir como

$$k_{\lambda\text{H}_2\text{O}} = k_{\lambda}^l + k_{\lambda}^c \quad (9)$$

donde  $k_{\lambda}^l$  es el coeficiente de absorción de las líneas o selectivo, y  $k_{\lambda}^c$  es el coeficiente de absorción continuo (Varanasi, 1988). Una de las principales características de la absorción continua es su dependencia de la concentración de vapor de agua. Las primeras medidas experimentales de Bignell (1970) muestran que, siendo  $T$  la temperatura,  $p$  la presión total y  $e$  la presión parcial del vapor de agua, el coeficiente continuo varía según la ecuación:

$$k_{\lambda}^c = k_{\lambda 1}(T) p + k_{\lambda 2}(T) e \quad (10)$$

donde  $k_{\lambda 1}(T)$  es el coeficiente de absorción por unidad de presión total y  $k_{\lambda 2}(T)$  es el coeficiente de absorción por unidad de presión parcial del vapor. Se ha encontrado que el coeficiente  $k_{\lambda 2}$  es mucho mayor que  $k_{\lambda 1}$  (según Roberts et al., 1976, un límite aceptable puede ser  $k_{\lambda 1}/k_{\lambda 2} < 0,001$ ), de forma que  $k_{\lambda 1}$  sólo tendría importancia para concentraciones muy bajas de vapor de agua. Las medidas de Bignell (1970) muestran también una fuerte dependencia negativa del coeficiente  $k_{\lambda 2}(T)$  con la temperatura. Este comportamiento peculiar de la absorción continua de vapor de agua tiene una gran repercusión en la corrección atmosférica en el infrarrojo térmico. El espesor óptico dependerá principalmente de  $k_{\lambda 2}(T)e^2$  puesto que  $k_{\lambda 1}(T)pe$  será mucho menor, aún cuando  $p \gg e$ . Teniendo en cuenta la gran variabilidad espacial y temporal de la humedad atmosférica, la dependencia cuadrática con la concentración de vapor de

agua y la dependencia de la temperatura de  $k_{\lambda 2}$  hacen que la absorción sea altamente variable. Por tanto, ésta dependerá tanto del contenido total de vapor de agua como de su distribución vertical en la atmósfera. En el apartado II.1.3 analizaremos detalladamente la variación vertical de la transmisividad atmosférica, y su influencia en la radiancia emitida por la atmósfera.

La absorción continua del vapor de agua presenta numerosos problemas, que van desde su definición precisa; los procedimientos utilizados para su medida; su dependencia con la temperatura, presión, y longitud de onda; la influencia de otros constituyentes atmosféricos como el nitrógeno y el oxígeno; y los mecanismos físicos que la originan. En la actualidad, los datos experimentales van siendo cada vez más precisos, aunque siguen existiendo discrepancias y hechos aún insuficientemente conocidos, debidos fundamentalmente a la dificultad que representa la medida de la absorción continua (Deepak et al., 1980; Varanasi, 1988; Grant, 1990). Siendo el vapor de agua el gas absorbente más importante en las ventanas atmosféricas del infrarrojo térmico, su espectro de absorción es sin embargo el menos conocido, sobre todo en la región espectral 8-14  $\mu\text{m}$ . Por ello, en los modelos de cálculo de transmisividad y radiancia atmosféricas, el continuo del vapor de agua es una de las mayores fuentes de error, especialmente para contenidos de humedad altos. Esto influye notablemente en la precisión de los distintos modelos atmosféricos de cálculo de transmisividad y radiancia. Debido a su gran importancia en la corrección atmosférica, hemos dedicado una parte del Apéndice A a la discusión de los hechos y teorías más importantes de la absorción continua del vapor de agua.

## II.1.2 Aplicación a las imágenes de satélite

El objetivo de este apartado es la adaptación de la ecuación de transferencia radiativa (ecuación 6) a la medida de la temperatura de la superficie desde satélite en el infrarrojo térmico. Para ello debemos considerar las características de la superficie observada, las condiciones de la atmósfera existente en la región de estudio a la hora de paso del satélite, y el intervalo espectral finito en el que opera un determinado canal radiométrico a bordo de satélite. Por ello, para aplicar y resolver numéricamente la ecuación de transferencia radiativa será necesario conocer la emisividad de la superficie, y los perfiles atmosféricos (de temperatura y humedad, fundamentalmente) para ser utilizados como datos de entrada de un modelo de cálculo de la transmisividad y radiancia atmosféricas.

Para aplicar la ecuación de transferencia radiativa a medidas realizadas desde satélite, supondremos en primer lugar ausencia de nubosidad en la atmósfera. También asumiremos por el momento una atmósfera libre de aerosoles en la que el efecto de la dispersión es despreciable en el infrarrojo térmico. Esta condición se cumple cuando la visibilidad de la atmósfera es del



orden de 30 km (Roberts et al., 1976). En caso contrario el efecto de los aerosoles debe tenerse en cuenta, aunque en la mayoría de las condiciones que se dan en teledetección el efecto es siempre pequeño comparado con otros efectos atmosféricos. Como ya hemos comentado, el efecto de los aerosoles se evaluará separadamente, como corrección al de los demás constituyentes atmosféricos. Finalmente supondremos homogeneidad horizontal de la atmósfera en la distribución vertical de los gases y el perfil de temperaturas, con lo que existe una simetría respecto del ángulo acimutal. Así, consideremos un sensor térmico a bordo de un satélite situado a una altitud  $h$  sobre la superficie terrestre. Si  $\theta$  es el ángulo cenital de observación, la dirección de propagación es  $ds=dz/\cos\theta$ , donde  $z$  es la altura respecto de la superficie terrestre. En este caso, la radiancia espectral que llega a la altura  $h$  del satélite para la longitud de onda  $\lambda$ ,  $R_\lambda(h)$ , puede escribirse a partir de la ecuación (6) como:

$$R_\lambda(h) = R_\lambda(0) \tau_\lambda(\theta, 0, h) + \int_0^h B_\lambda[T(z)] \frac{\partial \tau_\lambda(\theta, z, h)}{\partial z} dz \quad (11)$$

donde  $R_\lambda(0)$  es la radiancia espectral a nivel de la superficie,  $T(z)$  es la temperatura de la atmósfera a la altura  $z$ , y  $\tau_\lambda(\theta, z, h)$  es la transmisividad espectral de la atmósfera entre los niveles  $z$  y  $h$ , en la dirección  $\theta$ , que viene dada por (ver ecuación 5):

$$\tau_\lambda(\theta, z, h) = \exp\left[- \int_z^h \rho(z') k_\lambda(z') \frac{dz'}{\cos\theta}\right] \quad (12)$$

La transmisividad total de la atmósfera (entre el nivel del suelo y la altura  $h$ ),  $\tau_\lambda(\theta, 0, h)$ , en adelante se denotará por simplicidad como  $\tau_\lambda(\theta)$ . En la ecuación (11), el segundo sumando de la derecha es la radiancia emitida por la propia atmósfera hacia arriba en la dirección de observación,  $\theta$ . Este término se representará usualmente con la notación  $R_\lambda^\uparrow(\theta)$ .

### II.1.2.1 Radiancia a nivel del suelo

Pasemos a analizar ahora el significado de la radiancia que procede de la superficie,  $R_\lambda(0)$ . En general, esta radiancia es la suma de dos componentes de distinta naturaleza: (i) la emisión de la superficie,  $R_\lambda^{em}$ , que es función de la temperatura y de la emisividad de la superficie, y (ii) la fracción de la radiancia emitida hacia abajo por la atmósfera que es reflejada por la superficie,  $R_\lambda^{ref}$ . Por ello escribiremos

$$R_\lambda(0) = R_\lambda^{em} + R_\lambda^{ref} \quad (13)$$

donde la radiancia emitida por la superficie viene dada por

$$R_{\lambda}^{\text{em}}(\theta, \varphi) = \epsilon_{\lambda}(\theta, \varphi) B_{\lambda}(T) \quad (14)$$

siendo  $\epsilon_{\lambda}(\theta, \varphi)$  la emisividad espectral de la superficie para los ángulos de observación cenital,  $\theta$ , y acimutal,  $\varphi$ . La dependencia angular de la emisividad es un hecho poco conocido por el momento, aunque para superficies homogéneas y llanas es apropiado suponer la emisividad independiente del ángulo de observación (caso lambertiano) (Labed y Stoll, 1991; Nerry et al., 1988). Distinto es el caso de superficies heterogéneas y rugosas, donde la geometría de observación juega un papel importante (Sutherland y Bartholic, 1977; Becker, 1981; Sobrino, 1989; Sobrino et al., 1990).

Por otra parte, la radiancia reflejada por la superficie viene dada por la expresión:

$$R_{\lambda}^{\text{ref}}(\theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \rho_{b\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi) R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta') \cos\theta' \sin\theta' d\theta' d\varphi' \quad (15)$$

siendo  $\rho_{b\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi)$  la reflectividad bidireccional de la superficie, que es función de los ángulos de incidencia ( $\theta', \varphi'$ ) y de reflexión ( $\theta, \varphi$ ), y  $R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta')$  la radiancia emitida por la atmósfera hacia abajo, es decir

$$R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta') = \int_b^0 B_{\lambda}[T(z)] \frac{\partial \tau_{\lambda}'(\theta', z, 0)}{\partial z} dz \quad (16)$$

expresión en la que  $\tau_{\lambda}'(\theta', z, 0)$  representa la transmisividad de la atmósfera en la dirección  $\theta'$ , entre la superficie del suelo y el nivel de altitud  $z$ . Debido a la distribución no homogénea de los absorbentes atmosféricos, las dos transmisividades,  $\tau_{\lambda}$  y  $\tau_{\lambda}'$ , presentan en general una distinta variación con la altura,  $z$ , aunque evidentemente siempre se cumple que  $\tau_{\lambda}(\theta, z, h) \times \tau_{\lambda}'(\theta, z, 0) = \tau_{\lambda}(\theta)$ , y también  $\tau_{\lambda}(\theta, 0, h) = \tau_{\lambda}'(\theta, h, 0) = \tau_{\lambda}(\theta)$ . La variación de la transmisividad con la altura es debida por una parte, a la dependencia del coeficiente de absorción respecto de la temperatura y la presión atmosféricas, pero fundamentalmente, a la distribución vertical del contenido de vapor de agua en la atmósfera, el cual está en su mayor parte concentrado en las capas más bajas, disminuyendo rápidamente su densidad con la altura. Esto afecta al valor de las radiancias atmosférica emitidas hacia arriba y hacia abajo. Aunque más adelante profundizaremos más este punto, es suficiente saber por ahora que  $R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta)$  es mayor que  $R_{\lambda}^{\uparrow}(\theta)$ , al estar la mayor parte del vapor de agua en las capas más bajas de la atmósfera.

En las anteriores expresiones hemos introducido la emisividad direccional y la reflectividad bidireccional. Ambas están relacionadas a través de la ley de Kirchhoff, que aplicada a un medio opaco (como las superficies estudiadas en teledetección) establece

$$\varepsilon_{\lambda}(\theta, \varphi) = 1 - \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \rho_{b\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi) \cos\theta' \sin\theta' d\theta' d\varphi' \quad (17)$$

La definición de la radiancia reflejada, ecuación (15), hace necesario el conocimiento de la radiancia emitida por la atmósfera hacia abajo y la reflectividad bidireccional,  $\rho_{b\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi)$ . La dependencia angular de ésta y de la emisividad puede ser importante para muchas superficies estudiadas en teledetección, especialmente en superficies rugosas y heterogéneas. En este caso, la variación angular de la reflectividad y la emisividad pueden estimarse teóricamente usando un modelo geométrico (Sobrino et al., 1990; Caselles et al., 1992a). Sin embargo, incluso en superficies homogéneas la dependencia angular de la reflectividad puede ser importante (Becker et al., 1985, Nerry et al., 1988). En este sentido, es importante señalar que la dependencia angular de la reflectividad es más acusada que la de la emisividad, de forma que los suelos desnudos pueden considerarse como emisores cuasi-lambertianos (Becker et al., 1984). Una hipótesis simplificadora usualmente utilizada es la reflexión lambertiana, es decir con una reflectividad independiente del ángulo de observación. Según Schmugge et al. (1991) la hipótesis de reflexión lambertiana supone un error menor del 5% en el cálculo de la radiancia reflejada para suelos desnudos. En este caso, a partir de ley de Kirchhoff se obtiene que la reflectividad es

$$\rho_{\lambda} = \frac{1 - \varepsilon_{\lambda}}{\pi} \quad (18)$$

de forma que la radiancia reflejada por la superficie viene dada, en el caso lambertiano, por

$$R_{\lambda}^{\text{ref}} = \frac{1 - \varepsilon_{\lambda}}{\pi} R_{\lambda}^{\downarrow(\text{hem})} \quad (19a)$$

siendo  $R_{\lambda}^{\downarrow(\text{hem})}$  la radiancia hemisférica de la atmósfera emitida hacia abajo, es decir, la suma extendida a todas las direcciones del hemisferio superior, de la componente vertical de la radiancia emitida por la atmósfera hacia abajo:

$$R_{\lambda}^{\downarrow(\text{hem})} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta') \cos\theta' \sin\theta' d\theta' d\varphi' \quad (19b)$$

Otro caso particular especialmente interesante es la superficie del mar, para la cual es usual asumir reflexión especular, sobre todo en condiciones viento en calma (Le Borgne, comunicación personal, 1992; Barton et al., 1989). La emisividad de la superficie del mar ha sido calculada teóricamente por Masuda et al. (1988), utilizando un modelo geométrico de la superficie del mar, que incluye la influencia del viento; y el índice de refracción del agua pura modificado para introducir los efectos de otros componentes como la sal y el cloro. Los

resultados de Masuda muestran una variación angular acusada para ángulos cenitales de observación mayores que 40° y una dependencia respecto de la velocidad del viento. Suponiendo reflexión especular, sólo es reflejada la radiancia que proviene de la dirección  $\theta'=\theta$  (con  $\phi'=\phi-\pi$ ), de forma que

$$R_{\lambda}^{\text{ref}}(\theta) = [1-\epsilon_{\lambda}(\theta)] R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta) \quad (20)$$

donde hacemos notar explícitamente la dependencia de la emisividad de la superficie del mar respecto del ángulo cenital de observación.

### II.1.2.2 Definición de magnitudes de canal

Hasta el momento hemos considerado la transmisión y emisión atmosférica de la radiancia monocromática. Sin embargo los sensores utilizados en teledetección no miden la radiancia en una sola longitud de onda  $\lambda$ , sino que realizan la medida en un intervalo de longitudes de onda finito. Cada uno de estos intervalos se denomina banda o canal y están caracterizados por una anchura nominal y una función de respuesta espectral,  $f_i(\lambda)$ , donde el subíndice  $i$  se refiere a un determinado canal  $i$ . Esta función, también llamada a veces función filtro, mide la sensibilidad del detector para cada longitud de onda dentro de un canal. En la presente memoria estudiaremos los canales 4 y 5 del sensor AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) a bordo de la serie de satélites NOAA, y el canal 6 del sensor TM (*Thematic Mapper*) a bordo del satélite Landsat, cuyas funciones de respuesta espectral se muestran en el Apéndice B. Los canales 4 y 5 del sensor ATSR (*Along Track Scanning Radiometer*) a bordo del satélite europeo ERS-1 son similares a sus homónimos del AVHRR, con lo que los resultados obtenidos serán comparables, salvo pequeñas modificaciones.

De esta forma, la señal registrada por el canal  $i$  de un sensor situado a bordo de un satélite,  $S_i(\theta)$ , es la convolución de la función de respuesta del canal con la radiancia espectral que llega al sensor, es decir:

$$S_i(\theta) = \frac{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) R_{\lambda}(h) d\lambda}{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) d\lambda} \quad (21)$$

por lo que  $S_i(\theta)$  tiene las mismas unidades que la radiancia  $R_{\lambda}(h)$  ( $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ ). A partir de ahora, y para simplificar la notación, supondremos que la función de respuesta espectral está normalizada, lo que significa que se cumple la relación:



$$\int_0^{\infty} f_i(\lambda) d\lambda = 1 \quad (22)$$

Teniendo en cuenta la normalización de la función filtro, en el infrarrojo térmico la señal registrada  $S_i(\theta)$  se transforma en la temperatura radiativa medida por el canal  $i$ ,  $T_i$ , mediante la igualdad

$$S_i(\theta) = \int_0^{\infty} f_i(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda \quad (23)$$

Esta última ecuación es la definición de la temperatura radiativa medida por el satélite.  $T_i$  también se denomina en ocasiones “temperatura aparente”, ya que difiere de la temperatura termodinámica o también llamada “temperatura real” de la superficie observada debido a los efectos de la emisividad y de la atmósfera. También la ecuación (23) sugiere la conveniencia de definir la función de Planck ponderada para el canal  $i$ ,  $B_i(T)$ , como

$$B_i(T) = \int_0^{\infty} f_i(\lambda) B_\lambda(T) d\lambda \quad (24)$$

de forma que la ecuación (23) puede expresarse simplemente como  $S_i(\theta) = B_i(T_i)$ . La información recibida en forma de imágenes de satélite viene dada usualmente en términos de radiancias medidas. Si se desea obtener una imagen de temperaturas deberá conocerse la dependencia con la temperatura de  $B_i$ . Una solución consiste en calcular exactamente la integral de la ecuación (24) para los distintos canales considerados, expresando el resultado en forma de tablas donde se muestra el valor de  $B_i$  en función de la temperatura para intervalos de temperatura prefijados. En nuestro caso hemos construido este tipo de tablas entre las temperaturas 260 y 330 K con intervalos de 0,01 K para los canales 4 y 5 NOAA 11-AVHRR, y con intervalos de 0,1 K para el canal 6 del sensor TM.

Sin embargo, es posible encontrar relaciones matemáticas entre la función de Planck promediada para un canal y la temperatura, lo que resulta muy útil para el cálculo automático. En el caso del sensor AVHRR, los canales térmicos son suficientemente estrechos como para poder definir un número de onda central o equivalente para cada canal,  $v_i$ , de forma que podemos utilizar la función de Planck evaluada en  $v_i$ , a partir de la ecuación (2b):

$$B_i(T) = \frac{1,1911 \times 10^{-8} v_i^3}{\exp\left[\frac{1,4388 v_i}{T}\right] - 1} \quad (25)$$

donde  $\nu_i$  se expresa en  $\text{cm}^{-1}$  y consecuentemente,  $B_i$  viene dada en  $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}(\text{cm}^{-1})^{-1}$ . El número de onda central depende ligeramente del intervalo de temperaturas considerado y sus valores para los canales 4 y 5 del sensor AVHRR de los satélites NOAA-9, 11 y 12 viene dado en la Tabla 1. Comparando los valores obtenidos con la aproximación de la función de Planck dada por la ecuación (25), con los valores exactos calculados con la ecuación (24) para el intervalo de temperaturas 260-320 K, el error obtenido en términos de temperatura es del orden de 0,02 K, lo cual es completamente despreciable, si se tiene en cuenta que el error nominal de digitalización de los canales térmicos del AVHRR es de 0,12 K.

El canal térmico del sensor TM (canal 6) es demasiado ancho para que se pueda utilizar una aproximación del tipo de la ecuación (25), pues el número de onda central dependería muy acusadamente de la temperatura (Lansing y Barker, 1983). Una aproximación alternativa es la propuesta por Singh (1988), que expresa la función de Planck como  $B_i(T)=\exp[a+b/T]$ , donde a y b son parámetros que dependen del intervalo de temperaturas y están tabulados en el citado trabajo. El error en términos de temperatura que se obtiene con la aproximación de Singh es del orden de 0,03 K.

Tabla 1.- Numero de onda central,  $\nu_i$  ( $\text{cm}^{-1}$ ), de los canales 4 y 5 AVHRR en los intervalos de temperatura indicados (Planet, 1988).

	NOAA-9		NOAA-11		NOAA-12	
	canal 4	canal 5	canal 4	canal 5	canal 4	canal 5
225-275 K	929,02	844,80	927,36	841,81	920,55	837,03
275-320 K	929,46	845,19	927,83	842,20	921,27	837,56
270-310 K	929,39	845,12	927,75	842,14	921,03	837,36

Por otra parte, es también conveniente transformar las magnitudes espectrales que intervienen en la formulación de la ecuación de transferencia (transmisividad y radiancia atmosféricas, emisividad, reflectividad) en magnitudes ponderadas para un canal determinado. En lo sucesivo, el subíndice i denotará que la magnitud está promediada para el canal i con su función filtro correspondiente. Primeramente consideraremos las radiancias emitidas por la atmósfera, y utilizaremos una expresión similar a la ecuación (24), es decir

$$R_i^\uparrow(\theta) = \int_0^\infty f_i(\lambda)R_\lambda^\uparrow(\theta)d\lambda \tag{26a}$$

$$R_i^\downarrow(\theta') = \int_0^\infty f_i(\lambda)R_\lambda^\downarrow(\theta')d\lambda \tag{26b}$$

La emisividad media en el canal i se define mediante la ecuación:

$$\varepsilon_i = \frac{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) \varepsilon_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) B_\lambda(T) d\lambda} \quad (27)$$

mientras que la reflectividad bidireccional para el canal  $i$  se define según:

$$\rho_{ib} = \frac{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) \rho_{\lambda b} R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta') d\lambda}{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) R_{\lambda}^{\downarrow}(\theta') d\lambda} \quad (28)$$

y la transmisividad de la atmósfera como:

$$\tau_i(\theta, z, h) = \frac{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) \tau_{\lambda}(\theta, z, h) B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) B_\lambda(T) d\lambda} \quad (29)$$

Con las definiciones anteriores podemos expresar la señal registrada por el satélite,  $S_i(\theta)$ , en términos de magnitudes promediadas para el canal  $i$ . De esta forma obtendremos la ecuación de transferencia radiativa integrada para la función filtro del canal  $i$ . Partiendo del valor de la radiancia espectral a la altura del satélite,  $R_\lambda(h)$ , tendremos

$$S_i(\theta) = \int_0^{\infty} f_i(\lambda) [(\varepsilon_\lambda B_\lambda(T) + R_\lambda^{\text{ref}}) \tau_\lambda(\theta) + R_\lambda^{\uparrow}(\theta)] d\lambda \quad (30)$$

Para efectuar la integral de la ecuación (30) es necesario hacer una serie de aproximaciones. Para la emisividad  $\varepsilon_i$  usaremos la aproximación

$$\varepsilon_i \approx \frac{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) \varepsilon_\lambda \tau_\lambda(\theta) B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^{\infty} f_i(\lambda) \tau_\lambda(\theta) B_\lambda(T) d\lambda} \quad (31)$$

cuya diferencia respecto de la ecuación (27) reside en que interviene la variación espectral de la

transmisividad,  $\tau_\lambda$ . El error en términos de emisividad cometido con la ecuación (31) es menor que  $2 \times 10^{-4}$  (Becker y Li, 1990), lo que indica la bondad de la aproximación. La razón del buen acuerdo entre las ecuaciones (27) y (31) es que la variación de  $\tau_\lambda$  con la longitud de onda es continua y monótona en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Por el mismo motivo, la influencia de la variación espectral de  $B_\lambda(T)$  en la definición de la emisividad  $\epsilon_i$  es pequeña, así como la dependencia con la temperatura. Teniendo esto en cuenta, en el intervalo de temperaturas habitual, es frecuente utilizar en el cálculo práctico de  $\epsilon_i$  la aproximación

$$\epsilon_i \approx \int_0^\infty f_i(\lambda) \epsilon_\lambda d\lambda \quad (32)$$

con la que se comete un error en emisividad de tan solo  $1 \times 10^{-4}$ . Por otra parte, en lo que se refiere a la definición de la transmisividad,  $\tau_i$ , la variación con la temperatura a través de la función de Planck es pequeña. Nuestros cálculos muestran que para el intervalo de valores usuales de la temperatura la variación de  $\tau_i$  respecto a la temperatura es menor que  $0,5 \times 10^{-3}$ . Teniendo en cuenta estas consideraciones, se puede escribir con muy buena aproximación la ecuación de transferencia radiativa aplicada a un determinado canal  $i$  de un sensor a bordo de satélite:

$$B_i(T_i) = [\epsilon_i B_i(T) + R_i^{ref}] \tau_i(\theta) + R_i^\uparrow(\theta) \quad (33)$$

donde el término de reflexión viene dado por

$$R_i^{ref} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \rho_{bi}(\theta', \phi'; \theta, \phi) R_i^\downarrow(\theta') \cos\theta' \sin\theta' d\theta' d\phi' \quad (34)$$

En la ecuación (33) intervienen todas las magnitudes que influyen en la medida de la temperatura desde satélite. Por una parte tenemos la temperatura de la superficie,  $T$ , que es la magnitud que se desea conocer, mientras que  $T_i$  es la temperatura radiativa registrada por el canal  $i$ , que es el dato proporcionado por el satélite. La relación entre ambas temperaturas está expresada, a través de la función de Planck, en términos del efecto de la emisividad de la superficie y el efecto de la atmósfera. El efecto de la emisividad depende de las características radiativas de la superficie,  $\epsilon_i$  y  $\rho_{bi}$ , aunque también de la radiancia atmosférica emitida hacia abajo, como muestra la ecuación (34). El efecto de absorción y emisión de la atmósfera depende fundamentalmente de la distribución vertical de los gases atmosféricos y el perfil de temperaturas, que determinan la transmisividad y la radiancia de la atmósfera. También hay que señalar la dependencia de las características del sensor, a través de la función de respuesta espectral del canal considerado y del ángulo de observación.

La resolución de la ecuación (33) consiste en la obtención de la temperatura real del suelo,  $T$ , a partir de la temperatura de satélite,  $T_i$ . Para ello es necesario conocer la emisividad y la reflectividad de la superficie—que están relacionadas a través de la ecuación (17)—, así como los perfiles vertical de temperatura, la distribución de los gases atmosféricos (vapor de agua, dióxido de carbono, ozono, metano, y otros), y sus coeficientes de absorción. Las integrales que aparecen en las definiciones de  $R_{\lambda}^{\uparrow}$ ,  $\tau_{\lambda}$ , y  $R_{\lambda}^{\downarrow}$ —ecuaciones (11), (12), y (16), respectivamente—pueden calcularse dividiendo horizontalmente la atmósfera en suficientes capas delgadas donde se definen unos valores medios de temperatura, densidad de los gases absorbentes, y coeficientes de absorción (Caselles, 1983). Las ecuaciones referidas se aplican a cada estrato y se integran numéricamente los valores obtenidos en toda la atmósfera. Posteriormente se deben integrar los valores espectrales según la función filtro del canal,  $f_i(\lambda)$ , utilizando las ecuaciones correspondientes. De esta forma utilizamos la ecuación (33) para obtener la función de Planck  $B_i(T)$  como:

$$B_i(T) = \frac{B_i(T_i) - R_i^{\uparrow}(\theta) - \tau_i(\theta)R_i^{ref}}{\epsilon_i \tau_i(\theta)} \quad (35)$$

Finalmente, invirtiendo la función de Planck ponderada del canal  $i$ , se obtiene la temperatura real de la superficie.

En la actualidad existe un gran número de modelos de cálculo de transmisividad y radiancia basados en la estratificación de la atmósfera, entre ellos el programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988); el modelo RAL (Llewellyn-Jones et al., 1984); el modelo de bandas de Barton (Barton, 1983 y 1985); el programa GENLN2 (Edwards, 1988); entre otros. Todos ellos incluyen el espectro de absorción de los principales gases atmosféricos y necesitan como datos de entrada los perfiles verticales de temperatura, presión y concentración de los gases absorbentes. Los perfiles de los gases fijos están muchas veces contenidos en el propio programa de cálculo, utilizando valores tomados de atmósferas estándar. El perfil del vapor de agua, la temperatura y la presión puede obtenerse a partir de las medidas registradas por los radiosondeos. Las diferencias existentes entre los modelos citados se refieren principalmente a los coeficientes de absorción utilizados y al método de cálculo de la intensidad de bandas de absorción, que determina la distinta resolución espectral con la que trabajan (desde  $0,1 \text{ cm}^{-1}$  del GENLN2 hasta  $20 \text{ cm}^{-1}$  del LOWTRAN). En Barton et al. (1989) se puede encontrar una comparación entre distintos modelos de cálculo atmosféricos, mostrando que todos ellos ofrecen resultados similares.

En la presente memoria hemos utilizado el programa LOWTRAN en su última versión disponible, LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988), que es uno de los más utilizados por su sencillez y rapidez en el cálculo. Este modelo incluye recientes medidas del continuo de vapor de

agua, que están en buen acuerdo con los resultados experimentales disponibles (Grant, 1990). También se incluyen seis modelos de atmósfera estándar, y permite el uso de atmósferas definidas por el usuario. Introduciendo los valores de temperatura y densidad de vapor de agua en niveles significativos, el programa determina su variación dentro de cada estrato asumiendo dependencia lineal en el caso de la temperatura y exponencial en el caso del contenido de vapor de agua. El cálculo del efecto de los aerosoles se realiza utilizando la aproximación de dispersión múltiple y varios modelos de aerosoles. En el Apéndice C exponemos una descripción más detallada de las bases físicas y del funcionamiento del modelo LOWTRAN 7.

### II.1.3 Radiancia y temperatura de la atmósfera

La relación entre la temperatura medida desde satélite en el canal térmico  $i$ ,  $T_i$ , y la temperatura de la superficie,  $T$ , depende de numerosos factores como las características de la atmósfera y la emisividad de la superficie. Esta relación depende también de la propia temperatura de la superficie, del ángulo de observación y del intervalo espectral utilizado por el canal  $i$ , debido a la variación espectral de la emisividad y de las propiedades radiativas de la atmósfera. Por otra parte, la variabilidad espacial y temporal de la humedad de la atmósfera contribuye a una gran variabilidad del efecto atmosférico. Aunque la ecuación (35) representa una ecuación de corrección, relacionando las temperaturas  $T$  y  $T_i$ , será interesante analizar más detenidamente la influencia del vapor de agua y de los distintos factores mencionados, y parametrizar su efecto en la transmisión y emisión de radiación térmica. Con ello conoceremos cuáles son los factores determinantes en la corrección atmosférica y de emisividad. Una magnitud a tener en cuenta es el contenido de vapor de agua en una columna atmosférica,  $W$ . También es importante, como mostraremos, la distribución vertical en la atmósfera y el perfil de temperaturas, que influyen en la determinación del espesor óptico y, sobre todo, en la radiancia emitida por la atmósfera. Como vemos en las siguientes ecuaciones, las radiancias emitidas hacia arriba y hacia abajo en las direcciones  $\theta$  y  $\theta'$ , ponderadas para el canal  $i$ , son respectivamente:

$$R_i^\uparrow(\theta) = \int_0^h B_i[T(z)] \frac{\partial \tau_i(\theta, z, h)}{\partial z} dz \quad (36a)$$

$$R_i^\downarrow(\theta') = \int_h^0 B_i[T(z)] \frac{\partial \tau_i'(\theta', z, 0)}{\partial z} dz \quad (36b)$$

donde se aprecia la influencia de la variación de la transmisividad con la altitud, así como el efecto del perfil vertical de temperaturas a través de la función de Planck.

En este apartado analizaremos la variación de la transmisividad atmosférica en función de la altitud, lo que nos permitirá a su vez determinar las radiancias emitidas por la atmósfera. El objetivo de este estudio es parametrizar el efecto del vapor de agua en términos de su contenido total y de su distribución en la atmósfera. Para el cálculo de la transmisividad en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  utilizaremos el modelo radiativo LOWTRAN 7, aplicado a un gran número de atmósferas estándar y radiosondeos representativos de la variabilidad atmosférica a escala mundial. El efecto de los demás gases absorbentes es prácticamente constante a escala mundial, además de pequeño comparado con el vapor de agua, excepto en el caso de atmósferas secas. Por estar interesados especialmente en el efecto del vapor de agua, en este apartado no consideraremos generalmente el efecto de los gases fijos, aunque en ocasiones introduciremos los perfiles estándar de éstos para comparar con los resultados obtenidos al tomar sólo el vapor de agua. Para parametrizar el efecto de la atmósfera es necesario realizar dos aproximaciones: la linealización de la función de Planck respecto de la temperatura, y la aproximación de absorción débil del vapor de agua en la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ .

### II.1.3.1 Linealización de la función de Planck

Las radiancias atmosféricas,  $R_i^{\uparrow}(\theta)$  y  $R_i^{\downarrow}(\theta)$ , dependen de la temperatura de la atmósfera a través de la función de Planck, como se aprecia en las ecuaciones (36a) y (36b). A la vista de la expresión matemática de la función de Planck, la dependencia con la temperatura parece complicada, en principio. Sin embargo, restringiéndonos al intervalo espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  y a intervalos de temperatura pequeños, son admisibles ciertas simplificaciones. Para demostrar esto, hemos utilizado las ecuaciones (2a) y (24) para calcular la función de Planck ponderada en los canales 4 y 5 del AVHRR y 6 del TM, para el intervalo de temperaturas 220-320 K, que incluye una buena parte de las temperaturas típicas de la atmósfera y de la superficie terrestre. En la Figura 2 representamos el resultado obtenido para los canales 4 y 5 del AVHRR, donde se observa una variación suave y monótona de la función de Planck con la temperatura en el intervalo de temperaturas mencionado. En el caso del canal 6 TM, la función de Planck sigue una variación similar con la temperatura, estando la curva correspondiente entre las dos representadas en la Figura 2.

De esta forma, es posible aproximar la función de Planck mediante desarrollos polinómicos de la temperatura, cuyo orden dependerá de la amplitud del intervalo de temperaturas que se considere. En el intervalo representado en la Figura 2, un desarrollo cuadrático en la temperatura proporciona una buena aproximación, con un error en términos de temperatura de 0,16 K, siendo mucho menor (0,016 K) para intervalos de temperatura de 40 K, (Badenas y Caselles, 1992a). Sin embargo, la aproximación cuadrática tiene el inconveniente de que la inversión de la función de Planck es más complicada. Cuando se trabaja con intervalos de

temperatura más pequeños, una aproximación muy útil por su sencillez es la linealización de  $B_i(T)$  utilizando desarrollos de Taylor de primer orden alrededor de una temperatura de referencia, (McMillin y Crosby, 1984; Becker, 1987). Esta puede ser una buena aproximación para el cálculo de las radiancias atmosféricas, puesto que la mayor contribución a estas radiancias proviene de los primeros kilómetros de la atmósfera, donde está concentrado el vapor de agua. Esto implica que las temperaturas involucradas en el cálculo de las radiancias,  $T(z)$ , pueden ser cercanas entre sí. Eligiendo una temperatura de referencia,  $T_r$ , que por conveniencia debe ser próxima a las temperaturas de los niveles más bajos de la atmósfera, el desarrollo de Taylor de primer orden de la función de Planck resulta:

$$B_i[T(z)] \approx B_i(T_r) + \left(\frac{\partial B_i(T)}{\partial T}\right)_{T_r} [T(z) - T_r] \quad (37)$$

donde  $(\partial B_i(T)/\partial T)_{T_r}$  representa el valor ponderado para el canal  $i$  de la derivada de  $B_\lambda(T)$  respecto a la temperatura, calculada para  $T=T_r$ , es decir:

$$\left(\frac{\partial B_i(T)}{\partial T}\right)_{T_r} = \int_0^\infty f_i(\lambda) \left(\frac{\partial B_\lambda(T)}{\partial T}\right)_{T_r} d\lambda \quad (38)$$

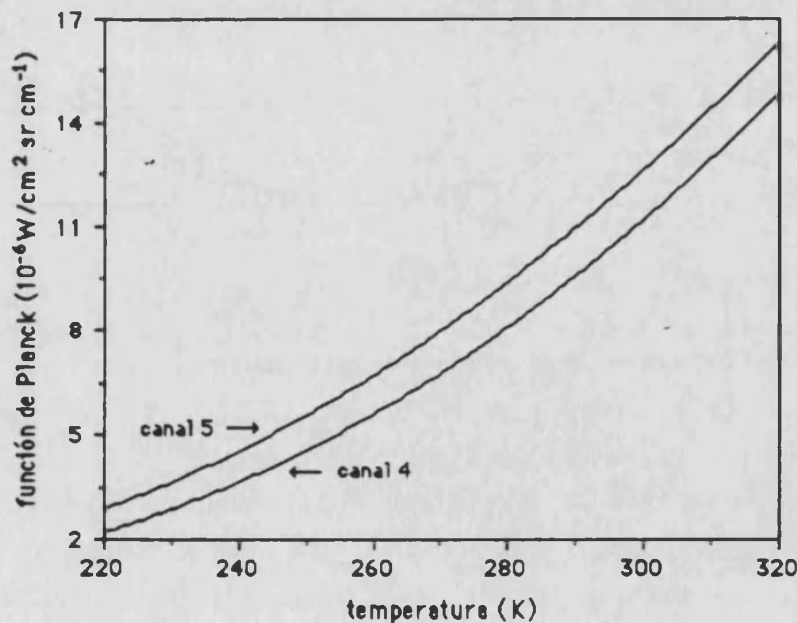


Figura 2.- Variación con la temperatura de la función de Planck ponderada en los canales 4 y 5 del sensor AVHRR.

Evaluaremos ahora el error que se comete con la linealización de la función de Planck. Evidentemente, éste será mayor a medida que aumente la diferencia entre la temperatura



considerada y la de referencia. Para realizar esta estimación tomaremos una serie de temperaturas de referencia dentro del intervalo usual de temperaturas. Para cada temperatura de referencia consideraremos varios valores de la diferencia  $T-T_r$ . Utilizando la ecuación (37) determinaremos el valor aproximado de  $B_i(T)$ , a partir del cual obtendremos la temperatura correspondiente, que se comparará con el valor prefijado de  $T$ . De esta forma se tiene el error cometido en términos de temperatura,  $\delta T$ , como la diferencia entre la temperatura prefijada y el valor calculado a partir de la aproximación de la función de Planck. Los resultados de estos cálculos se muestran en la Figura 3 para el canal 6 TM. Como se observa en esta Figura, el error cometido es mayor para las temperaturas  $T_r$  más bajas, y en general, el error es aproximadamente de sólo 0,5 K cuando la diferencia  $T-T_r$  es 10 K. El error disminuye a medida que aumenta la temperatura de referencia. También se puede observar que el error es mayor para valores negativos de  $T-T_r$ .

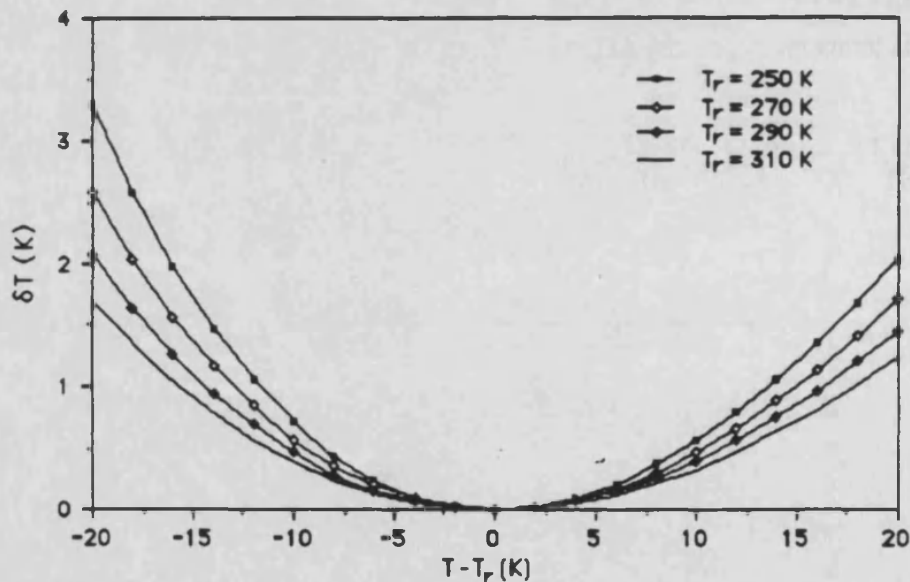


Figura 3.- Error cometido con la linealización de la función de Planck alrededor de la temperatura de referencia  $T_r$  para el canal 6 TM, en función de la diferencia  $T-T_r$  y para varios valores de  $T_r$ .

A partir de la derivada de la función de Planck (ecuación 38) se puede definir una magnitud que se emplea con mucha frecuencia para calcular variaciones de temperatura correspondientes a variaciones pequeñas de radiancia. Aunque se utilizará más adelante, introducimos ahora la definición

$$L_i(T) = \frac{B_i(T)}{\left(\frac{\partial B_i(T)}{\partial T}\right)_T} \quad (39)$$

que es una función con dimensiones de temperatura, que depende del canal considerado y de la temperatura. Para su evaluación hemos calculado el valor de  $L_i(T)$  en función de la temperatura

utilizando la ecuación (39), entre las temperaturas de 260 y 320 K. En este intervalo hemos comprobado que es posible suponer una dependencia lineal con la temperatura, es decir,  $L_i(T) = a_i + b_i T$ , donde los coeficientes  $a_i$  y  $b_i$  dependen del canal, así como del intervalo de temperaturas. La Tabla 2 da los valores de estos coeficientes para el intervalo citado y el error cuadrático medio cometido con la aproximación lineal.

Tabla 2.- Coeficientes de la aproximación  $L_i(T) = a_i + b_i T$  para los canales térmicos indicados en el intervalo de temperatura 260-320 K.  $\sigma$  es el error cuadrático medio cometido por la aproximación dentro del intervalo citado.

canal	$a_i$ (K)	$b_i$	$\sigma$ (K)
4 AVHRR	-59,1	0,4196	0,18
5 AVHRR	-63,5	0,4556	0,18
6 TM	-61,1	0,4381	0,18

Por otro lado, es posible también utilizar una expresión más sencilla para  $L_i(T)$ , obtenida a partir de la aproximación potencial de la función de Planck. Esta aproximación es una combinación de la ley de Stefan-Boltzmann, según la cual la radiancia total emitida por un cuerpo negro en todo el espectro de longitudes de onda es proporcional a  $T^4$ , y del hecho que la radiancia monocromática en el máximo de emisión es proporcional a  $T^5$  (Goldstein, 1978; Badenas y Caselles, 1992a). Para un intervalo espectral entre dos longitudes de onda,  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$ , la función de Planck puede aproximarse según  $B_i(T) = \alpha_i T^{n_i}$ , donde  $\alpha_i$  y  $n_i$  son coeficientes dependientes del intervalo espectral y la temperatura. En la Tabla 3 se dan los valores de los coeficientes  $\alpha_i$  y  $n_i$  en el intervalo 260-320 K para los canales que venimos considerando, junto con el error cuadrático medio de estimación de la temperatura cuando se utiliza la aproximación potencial. En la Tabla 3, las unidades de los coeficientes son tales que  $B_i(T)$  viene dado en  $W/m^2 sr cm^{-1}$ . En Badenas y Caselles (1992a y b) podemos encontrar los valores de los coeficientes  $\alpha_i$  y  $n_i$  para distintas ventanas espectrales dentro de la banda 8-14  $\mu m$  y para varios intervalos de temperatura entre 200 y 340 K. Aunque no consideramos útil esta aproximación para la inversión de la función de Planck y el cálculo de temperaturas, sí es apropiada para encontrar una expresión simple para  $L_i$ . Así, con la aproximación potencial, la ecuación (39) resulta:

$$L_i(T) = \frac{T}{n_i} \tag{40}$$

El error cuadrático medio cometido con la ecuación (40) es  $\pm 4$  K dentro del intervalo 260-320 K. Esta expresión es la que se utiliza más frecuentemente (Slater, 1980; Price, 1984; Becker, 1987), aunque ofrece un error de estimación mayor que la forma lineal anteriormente dada. En el Capítulo III evaluaremos el error introducido por la aproximación de  $L_i(T)$  en los

métodos de corrección desarrollados, mostrando que la ecuación (40) da una aproximación suficiente en términos de temperatura.

Tabla 3.- Valores de los coeficientes de la aproximación potencial  $B_i(T) \approx \alpha_i T^{n_i}$ , con  $B_i(T)$  dado en  $W/m^2 \text{sr cm}^{-1}$ , en el intervalo de temperaturas 260-320 K.  $\sigma_T$  es el error cuadrático medio cometido al calcular la temperatura equivalente con esta aproximación, dentro del citado intervalo.

canal	$\alpha_i$	$n_i$	$\sigma_T$ (K)
4 AVHRR	$3,0379 \times 10^{-17}$	4,667	0,4
5 AVHRR	$3,5235 \times 10^{-16}$	4,260	0,5
6 TM	$1,2612 \times 10^{-16}$	4,432	0,5

### II.1.3.2 Radiancia atmosférica ascendente

Para evaluar la radiancia emitida por la atmósfera según la ecuación (36a) debemos analizar la variación vertical de la transmisividad atmosférica, que está determinada por una parte por la dependencia del coeficiente de absorción respecto de la temperatura y la presión, pero fundamentalmente por la distribución vertical del vapor de agua en la atmósfera. Por ello hemos dividido la atmósfera en estratos horizontales de espesor variable, menores cerca de la superficie y aumentando progresivamente al aumentar la altitud, de forma que cada estrato contenga aproximadamente la misma cantidad de vapor de agua. Los intervalos que hemos utilizado son: 0-0,3 km; 0,3-0,6 km; 0,6-0,9 km; 0,9-1,2 km; 1,2-1,6 km; 1,6-2,0 km; 2,0-2,5 km; 2,5-3,0 km; 3,0-4,0 km; 4,0-6,0 km; y 6,0-10,0 km. El cálculo de la transmisividad se ha hecho en toda la ventana espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , y posteriormente se ha integrado utilizando las funciones filtro de los canales térmicos más usuales: los canales 4 y 5 del sensor AVHRR y el canal 6 del sensor TM. También hemos estudiado la dependencia de la transmisividad con el ángulo de observación,  $\theta$ .

Analizaremos pues la transmisividad entre la altura del satélite,  $h$ , y la altitud  $z$ ,  $\tau_i(\theta, z, h)$ . Se ha aplicado el programa LOWTRAN 7 a un conjunto de perfiles atmosféricos de humedad y temperatura, que cubren desde las atmósferas subárticas hasta las tropicales. En todas ellas se observa un comportamiento análogo: la variación de la transmisividad en un estrato es proporcional al contenido de vapor de agua en dicho estrato, aunque la constante de proporcionalidad depende de cada atmósfera. De acuerdo con estos resultados proponemos la siguiente aproximación (Sobrino et al., 1991; Coll et al., 1993a):

$$\tau_i(\theta, z, h) \approx 1 - \frac{k_i W(z, h)}{(\cos\theta)^{m_i}} \quad (41)$$

donde  $W(z, h)$  es el contenido de vapor de agua de una columna vertical de base unidad extendida entre las altitudes  $z$  y  $h$ :

$$W(z, h) = \int_z^h \rho(z') dz' \quad (42)$$

$k_i$  es el coeficiente de absorción medio de la atmósfera integrado para el canal  $i$ , y  $m_i$  es un coeficiente adimensional que toma valores menores que 1. El coeficiente  $k_i$  depende del tipo de atmósfera y también del canal considerado, debido a la distinta magnitud de la absorción en las diferentes bandas espectrales. Asimismo, el parámetro  $m_i$  muestra una dependencia atmosférica y espectral.

La Figura 4 muestra el comportamiento descrito por la ecuación (41) para el canal 6 del sensor TM y los canales 4 y 5 AVHRR, para tres atmósferas estándar (latitudes medias en invierno y verano, y tropical). En esta Figura representamos la magnitud  $1 - \tau_i(\theta, z, h)$  frente al cociente  $W(z, h)/W$  para el ángulo de observación  $\theta = 0^\circ$ , de forma que la pendiente de las rectas de regresión es  $k_i W$ . De esta manera hemos calculado el valor del coeficiente  $k_i$  para un gran número de perfiles atmosféricos y para los canales térmicos citados.

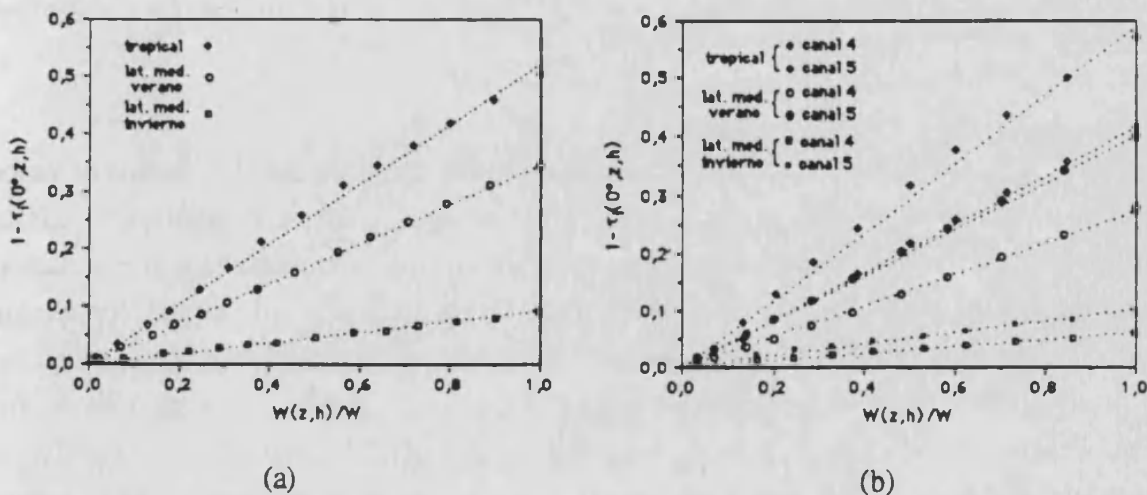


Figura 4.- Variación de la transmisividad  $\tau_i(\theta, z, h)$  frente a  $W(z, h)/W$  para  $\theta = 0^\circ$  en las tres atmósferas estándar indicadas. Las líneas punteadas son las regresiones lineales de los puntos correspondientes, siendo su pendiente  $k_i W$ . (a) Canal 6 TM; (b) canales 4 y 5 AVHRR.

En la Figura 5(a) representamos los resultados en función del contenido de vapor de agua, mostrándose una cierta dependencia atmosférica de  $k_i$ . La dependencia angular de la

transmisividad es una cuestión importante a tener en cuenta, sobre todo para el sensor AVHRR, con ángulos cenitales de observación dentro del intervalo  $\pm 55^\circ$ . Nuestros cálculos muestran la necesidad de introducir en coeficiente  $m_i$  distinto y menor que 1, a pesar de que en la definición de la transmisividad espectral (ecuación 12) aparece la dependencia  $(\cos\theta)^{-1}$ . Por otra parte, la dependencia angular mostrada en la ecuación (41) coincide con la propuesta por McMillin y Crosby (1984). Aunque más adelante insistiremos en este punto basándonos en medidas experimentales, mostramos ahora en la Figura 5(b) los valores de  $m_i$  calculados para los canales 4 y 5 AVHRR en función del contenido de vapor de agua de la atmósfera, observándose una clara dependencia atmosférica y respecto del canal.

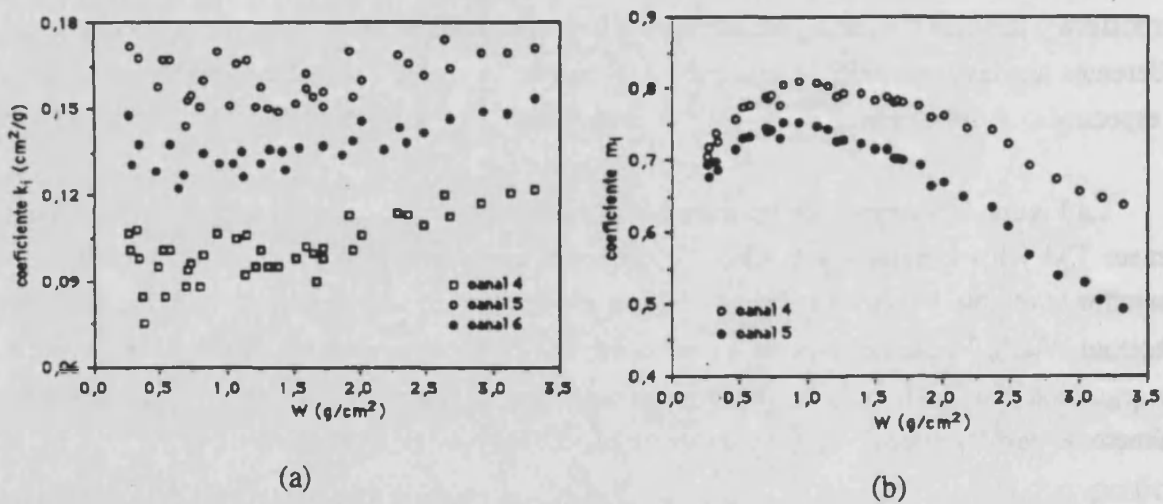


Figura 5.- (a) Coeficiente de absorción medio,  $k_i$ , y (b) coeficiente angular  $m_i$  en función del contenido de vapor de agua,  $W$ , para los canales indicados (4 y 5 AVHRR, y 6 TM).

La ecuación (41) indica una variación lineal de la transmisividad con el contenido de vapor de agua a lo largo de la columna atmosférica. Esto es aparentemente contradictorio con la definición de la transmisividad, que muestra una dependencia exponencial. La interpretación física de este hecho es que, en la ventana atmosférica  $10,5\text{-}12,5\ \mu\text{m}$  y para contenidos moderados de vapor de agua, el camino óptico es relativamente pequeño por lo que es aceptable un desarrollo de Taylor de primer orden en la ecuación (12) (aproximación de la absorción débil). Otro punto importante a destacar es la definición del coeficiente de absorción atmosférico del canal  $i$ ,  $k_i$ . Para determinar este coeficiente se deben realizar dos integraciones, una a lo largo de la altura de la atmósfera, y otra en el intervalo espectral en el que opera el sensor. Según Becker (1987) es necesario separar la dependencia espectral y atmosférica en el coeficiente de absorción,  $k_\lambda$ , por lo que se asume la factorización  $k_\lambda(z) = \alpha_\lambda F[p(z), T(z)]$ , donde  $\alpha_\lambda$  depende únicamente de la longitud de onda y  $F$  es una función que depende de la presión y la temperatura de la atmósfera. Con ello, al calcular el espesor óptico  $u_\lambda$  entre los niveles  $h$  y  $z$  obtendremos

$$u_{\lambda}(z,h) = \frac{\alpha_{\lambda}}{\cos\theta} \int_z^h \rho(z') F[p(z'), T(z')] dz' = \frac{\alpha_{\lambda}}{\cos\theta} W^*(z,h) \quad (43)$$

donde  $W^*(z,h)$  se denomina contenido efectivo o equivalente de vapor de agua, cuya diferencia con el contenido real,  $W(z,h)$ , está en la presencia de la función atmosférica  $F$  en la integral de la ecuación (43). En general  $W^*$  resulta ser menor que  $W$ , aunque para el vapor de agua y hasta una altitud de 10 km la diferencia entre ellos es pequeña (Kneizys et al., 1980). Definiendo la función atmosférica  $f^a = W^*(z,h)/W(z,h)$ , considerando la ecuación (43) e integrando el resultado con la función de filtro  $f_i(\lambda)$ , el coeficiente de absorción  $k_i$  vendrá dado por  $k_i = f^a \int \alpha_{\lambda} f_i(\lambda) d\lambda$ , que depende de la atmósfera a través de la función  $f^a$ , y del canal a través de la integral. Para el cálculo del coeficiente  $k_i$ , puede determinarse gráficamente como en la Figura 4. Para concluir diremos que la validez de la ecuación (41) depende de la humedad de la atmósfera considerada. Para atmósferas con un contenido en humedad no excesivamente alto, como las que se dan típicamente en latitudes medias, la aproximación es buena incluso para ángulos de observación grandes ( $\theta=60^\circ$ ). Hay que destacar, sin embargo, que cuando la humedad atmosférica aumenta, como en el caso de la atmósfera tropical, la linealización de la transmisividad deja de ser una buena aproximación y es necesario añadir términos de orden superior (Ho et al., 1986).

Habiendo comprobado anteriormente que la linealización de la función de Planck en las capas bajas de la atmósfera es una buena aproximación, y habiendo analizado la transmisividad, vamos a determinar la radiancia emitida por la atmósfera en la dirección ascendente,  $R_i^\uparrow(\theta)$ , dada por la ecuación (36a). Recordando la definición de  $W(z,h)$  (ecuación 42), tenemos que  $\partial W(z,h)/\partial z = -\rho(z)$ , y a partir de la aproximación de la transmisividad dada por la ecuación (41) obtenemos que la derivada de la transmisividad respecto de la altura es

$$\frac{\partial \tau_i(\theta, z, h)}{\partial z} = \frac{\partial \tau_i(\theta, z, h)}{\partial W(z, h)} \frac{\partial W(z, h)}{\partial z} = \frac{k_i}{(\cos\theta)^{m_i}} \rho(z) \quad (44)$$

Sustituyendo la ecuación (37) en la ecuación (36a), y realizando la integral que aparece en esta ecuación entre los niveles  $z=0$  y  $z=h$  (la altura de la atmósfera) es fácil demostrar que la radiancia emitida por la atmósfera hacia arriba en la dirección de  $\theta$  puede aproximarse mediante la expresión (Sobrino et al., 1991; Coll et al., 1993a):

$$R_i^\uparrow(\theta) \approx B_i(T_a^\uparrow) \frac{k_i W}{(\cos\theta)^{m_i}} = B_i(T_a^\uparrow) [1 - \tau_i(\theta)] \quad (45)$$

donde  $T_a^\uparrow$  es la temperatura radiativa efectiva de la atmósfera en la dirección ascendente, que está definida por la siguiente ecuación:

$$T_a^\uparrow = \frac{\int_0^h T(z)\rho(z)dz}{W} \quad (46)$$

La definición dada por la ecuación (46) muestra que  $T_a^\uparrow$  es la temperatura media de la atmósfera ponderada por la concentración del vapor de agua, lo que indica que esta temperatura será próxima a la temperatura de los niveles más bajos de la atmósfera. Por otra parte, el significado físico de  $T_a^\uparrow$  está claramente indicado en la ecuación (45): es la temperatura a la que se puede considerar que está emitiendo la atmósfera en su conjunto, teniendo en cuenta que la emisividad de la atmósfera es  $[1-\tau_i(\theta)]$ . Por este motivo se ha denominado temperatura radiativa efectiva. Es de destacar la gran importancia de  $T_a^\uparrow$  en la transferencia y emisión de la radiación térmica en la atmósfera, como veremos más adelante. De momento podemos decir que esta temperatura, junto con la transmisividad, determinan la emisión atmosférica, que por tanto es función del contenido total de vapor de agua, que influye en  $\tau_i$ , y de su distribución vertical y el perfil de temperaturas, que determinan  $T_a^\uparrow$ .

Por otra parte, existe un procedimiento alternativo a la ecuación (46) para determinar la temperatura de la atmósfera. Siguiendo a McMillin (1975), si conocemos la radiancia emitida por la atmósfera y su transmisividad en un cierto canal, de forma coherente con el resultado dado por la ecuación (45) se puede escribir:

$$B_i(T_{ai}^\uparrow) = \frac{R_i^\uparrow(\theta)}{1-\tau_i(\theta)} \quad (47)$$

de donde se puede calcular la temperatura de la atmósfera mediante la inversión de la función de Planck. La principal diferencia de esta definición respecto de la ecuación (45) es la dependencia con el canal de la temperatura atmosférica que explícitamente hemos denotado en la ecuación (47), escribiendo ahora  $T_{ai}^\uparrow$ . Esta dependencia espectral es consecuencia directa de la propia definición, que utiliza la radiancia y transmisividad para cada canal. Por ello, debido a los distintos mecanismos de absorción que se dan en unas u otras bandas espectrales, la temperatura calculada a partir de la ecuación (47) dependerá del canal considerado. También, en la definición de la temperatura de la atmósfera a través de esta ecuación debemos notar una dependencia angular de  $T_{ai}^\uparrow$ . Por último hay que destacar que, mientras que en la ecuación (46) sólo se tiene en cuenta el efecto del vapor de agua, al utilizar la definición de la expresión (47) podemos considerar todos los gases atmosféricos, incluyendo los gases fijos, que también tienen una cierta influencia sobre  $T_{ai}^\uparrow$ .

Para ilustrar estos hechos hemos considerado un conjunto de perfiles atmosféricos, sobre los cuales hemos utilizado las ecuaciones (46) y (47). Para aplicar la ecuación (47) hemos simulado la radiancia y la transmisividad atmosféricas con el programa LOWTRAN 7 (Kneizys

et al., 1988) en los canales 4 y 5 AVHRR y 6 TM. Hemos considerado dos casos: (i) tomando sólo el vapor de agua, y (ii) teniendo en cuenta todos los gases absorbentes. La temperatura atmosférica en el canal 6 TM,  $T_{a6}^{\uparrow}$ , es representativa del comportamiento dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , por ello podemos compararla con el valor calculado a partir de la ecuación (46) (donde sólo consideramos los perfiles de vapor de agua y temperatura). La Figura 6 muestra los resultados de esta comparación, donde representamos  $T_a^{\uparrow} - T_{a6}^{\uparrow}$  frente a la humedad atmosférica. Tomando sólo el vapor de agua, los resultados de  $T_{a6}^{\uparrow}$  están en buen acuerdo con los valores de  $T_a^{\uparrow}$ , calculados a partir de los perfiles atmosféricos. Cuando introducimos los demás gases absorbentes, el valor de  $T_{a6}^{\uparrow}$  resulta menor que el de  $T_a^{\uparrow}$ , especialmente para atmósferas secas, donde el efecto de los gases fijos es relativamente grande. La absorción de los gases fijos (dióxido de carbono, ozono, etc) se localiza fundamentalmente en los niveles altos de la atmósfera, lo que se traduce en una disminución de la temperatura atmosférica. Para atmósferas húmedas, el efecto dominante es el del vapor de agua, por lo que los resultados en los casos (i) y (ii) son similares. Por otro lado, en la Figura 7 representamos la diferencia  $T_{a4}^{\uparrow} - T_{a5}^{\uparrow}$ , para mostrar la dependencia espectral de la ecuación (47). Ésta aumenta con la humedad atmosférica, y nuevamente, el efecto de los gases fijos es considerable para atmósferas secas. En este tipo de atmósferas,  $T_{a4}^{\uparrow} - T_{a5}^{\uparrow}$  toma valores negativos relativamente grandes, debido a los gases fijos. Finalmente, la dependencia angular de  $T_{ai}^{\uparrow}$  está ilustrada en la Figura 8 para la atmósfera tropical estándar y ángulos de observación de hasta 60°. En esta Figura sólo hemos considerado el vapor de agua. En el caso de incluir los demás gases atmosféricos, la diferencia  $T_{a4}^{\uparrow} - T_{a5}^{\uparrow}$  resulta ligeramente distinta, aunque la variación de las temperaturas atmosféricas con el ángulo de observación es idéntica.

Finalmente, la Figura 9 muestra la validez de la ecuación (45) para el caso de la atmósfera tropical estándar ( $W=3,32 \text{ g/cm}^2$ ), incluyendo sólo la emisión del vapor de agua. En esta Figura hemos representado la radiancia  $R_i^{\uparrow}(\theta)$  para los canales 4 y 5 AVHRR calculada con el programa LOWTRAN 7, comparando estos resultados con los obtenidos al aplicar la ecuación (45) con los parámetros  $k_i$ ,  $m_i$ , y  $T_{ai}^{\uparrow}$  correspondientes, que vienen dados en el gráfico. El resultado de la comparación es bueno, teniendo en cuenta que se ha elegido una atmósfera particularmente húmeda. En concreto, el término  $(\cos\theta)^{-m_i}$  aparece como adecuado para describir la dependencia angular de la radiancia atmosférica, para ángulos de observación menores de 60°. Hay que añadir también que en la Figura 9 se ha tomado para  $T_{ai}^{\uparrow}$  los valores correspondientes al nadir, por lo que se deduce que, en vista de los buenos resultados obtenidos, la dependencia angular de  $T_{ai}^{\uparrow}$  es poco significativa y es suficiente considerar la dependencia angular de la radiancia atmosférica a través del término  $(\cos\theta)^{m_i}$ . Si se introducen los demás gases atmosféricos en la simulación, los parámetros  $k_i$ ,  $m_i$ , y  $T_{ai}^{\uparrow}$  se modifican ligeramente, pero se puede comprobar que los resultados de la ecuación (45) son igualmente satisfactorios.



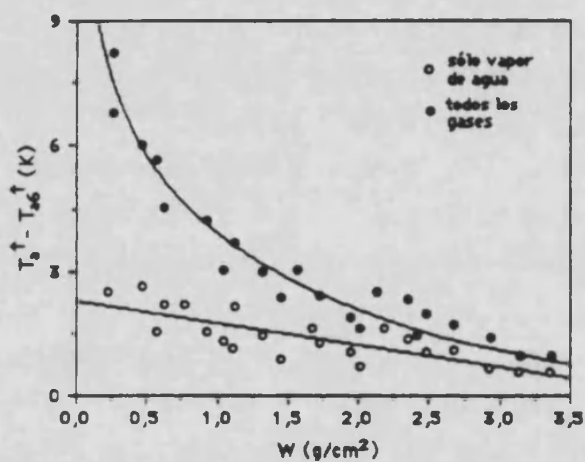


Figura 6.- Diferencia entre la temperatura  $T_{A6}^{\dagger}$  calculada con la ecuación (46) y la temperatura  $T_{A6}^{\dagger}$  calculada con la ecuación (47) para el canal 6 TM.

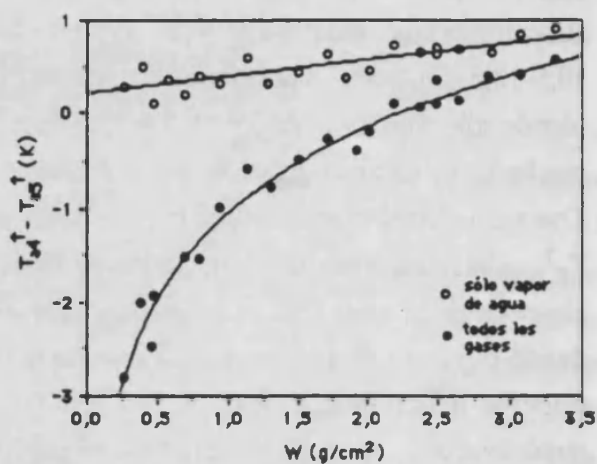


Figura 7.- Diferencia entre la temperatura atmosférica en los canales 4 y 5 AVHRR,  $T_{A4}^{\dagger} - T_{A5}^{\dagger}$ , en función del contenido de vapor de agua,  $W$ .

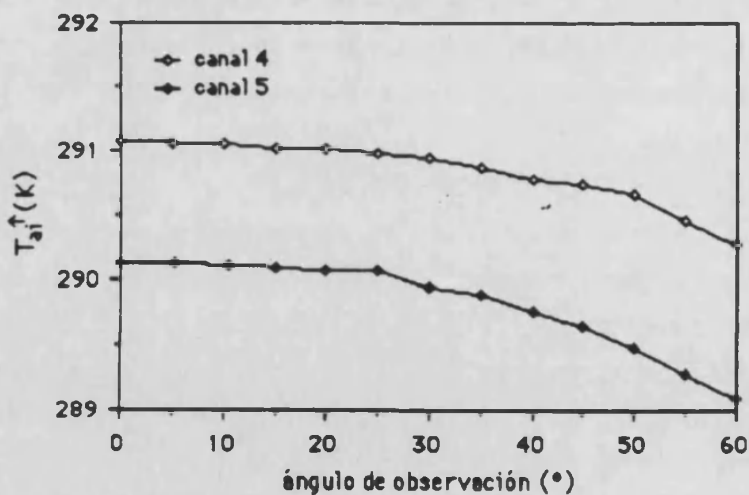


Figura 8.- Variación de la temperatura atmosférica  $T_{A1}^{\dagger}$  con el ángulo de observación, para la atmósfera tropical estándar y los canales 4 y 5 AVHRR. Sólo se ha incluido el vapor de agua.

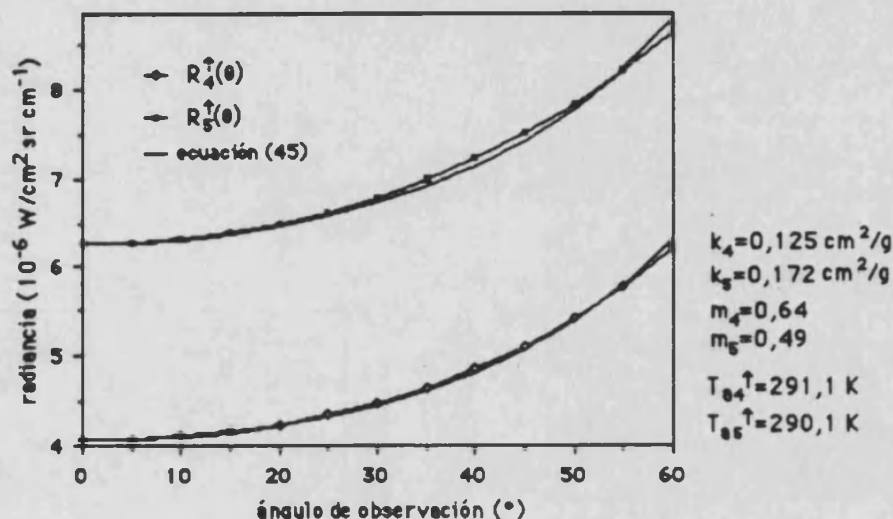


Figura 9.- Radiancia emitida por la atmósfera tropical estándar en función del ángulo de observación en los canales 4 y 5 AVHRR, calculada con el modelo LOWTRAN 7 y mediante la ecuación (45) usando los parámetros mostrados a la derecha.

### II.1.3.3 Radiancia atmosférica descendente

A continuación estudiaremos la radiancia emitida por la atmósfera en la dirección descendente,  $R_i^{\downarrow}(\theta)$ , utilizando la ecuación (36b). Para ello procederemos de forma similar a lo hecho en el caso de la radiancia ascendente. Así pues, analizaremos la variación con la altura de la transmisividad  $\tau_i'(\theta, z, 0)$ , definida entre el nivel del suelo y la altitud  $z$ . Utilizaremos el mismo método de estratificación de la atmósfera usado anteriormente. Sin embargo, como se aprecia en la Figura 10, ahora tenemos un comportamiento de  $\tau_i'$  sensiblemente distinto. En efecto, la variación de la transmisividad es más acusada, principalmente en los niveles bajos de la atmósfera. De esta forma, excepto para las atmósferas secas (véase el caso de la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno) es necesario añadir términos de segundo orden en el desarrollo de Taylor de la transmisividad. Por ello proponemos una aproximación cuadrática de la forma (Sobrino et al., 1991; Coll et al. 1993a):

$$\tau_i'(\theta, z, 0) \approx 1 - \frac{f_i W(z, 0) - g_i W(z, 0)^2}{(\cos\theta)^{m_i}} \tag{48}$$

donde  $f_i$  y  $g_i$  son magnitudes definidas positivas, relacionadas con la absorción atmosférica, que dependen del tipo de atmósfera y del canal considerado,  $m_i$  es el mismo coeficiente utilizado en la ecuación (41), puesto que la dependencia angular de  $\tau_i$  y  $\tau_i'$  es idéntica, y  $W(z, 0)$  es el contenido de vapor de agua en una columna atmosférica vertical de área unidad, entre el nivel del suelo ( $z=0$ ) y la altura  $z$ , que viene dado por

$$W(z,0) = \int_0^z \rho(z') dz' \quad (49)$$

y es complementario de  $W(z,h)$ , es decir,  $W(z,h)+W(z,0)=W$ .

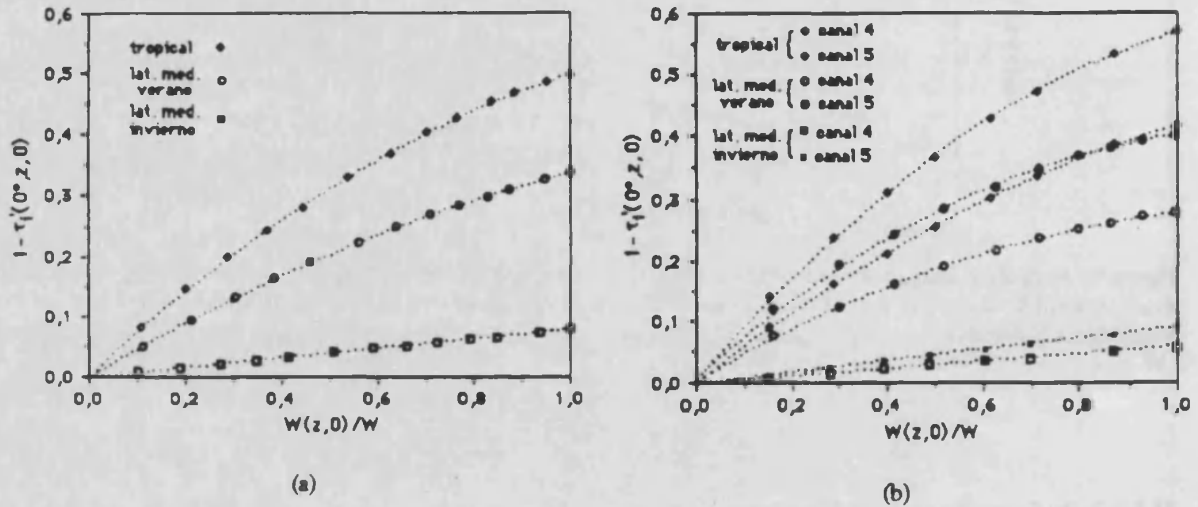


Figura 10.- Variación de la transmisividad  $\tau_i'(\theta, z, 0)$  frente a  $W(z,0)/W$  para  $\theta=0^\circ$  en las tres atmósferas estándar indicadas. Las líneas punteadas son las regresiones cuadráticas de los puntos correspondientes, de acuerdo con la ecuación (48). (a) Canal 6 TM; (b) canales 4 y 5 AVHRR.

Teniendo en cuenta la Figura 10, la variación de la transmisividad  $\tau_i'(\theta, z, 0)$  con la altura es mayor que la de  $\tau_i(\theta, z, h)$  en las capas bajas de la atmósfera. Por ello, la radiancia emitida por la atmósfera hacia abajo en una determinada dirección será mayor que la emitida hacia arriba en la misma dirección. Por similitud con lo expuesto en el caso de la radiancia ascendente, es posible definir la temperatura radiativa efectiva de la atmósfera en la dirección descendente,  $T_{ai}^\downarrow$ , a partir de la expresión

$$B_i(T_{ai}^\downarrow) = \frac{R_i^\downarrow(\theta)}{1 - \tau_i(\theta)} \quad (50)$$

o lo que es lo mismo:

$$R_i^\downarrow(\theta) = B_i(T_{ai}^\downarrow)[1 - \tau_i(\theta)] \approx B_i(T_{ai}^\downarrow) \frac{k_i W}{(\cos\theta)^{m_i}} \quad (51)$$

donde se ha tenido en cuenta que  $\tau_i'(\theta, h, 0) = \tau_i(\theta, 0, h) = \tau_i(\theta)$ . En la ecuación (50) nuevamente se muestra de manera explícita la dependencia de la temperatura con el canal y con el ángulo de observación. Todo lo dicho anteriormente respecto a la dependencia espectral y angular de la

temperatura en la dirección ascendente es igualmente aplicable a  $T_{ai}^{\downarrow}$ . Por otra parte, debido a la distribución vertical del vapor de agua,  $T_{ai}^{\downarrow}$  resulta ser mayor que  $T_{ai}^{\uparrow}$ . Es interesante encontrar una definición de  $T_{ai}^{\downarrow}$  en función de los perfiles atmosféricos de temperatura y densidad de vapor de agua, de una manera análoga a la ecuación (46). Esto permitirá encontrar un sentido físico a  $T_{ai}^{\downarrow}$ , y parametrizar la diferencia entre las dos temperaturas atmosféricas. Así, utilizaremos la aproximación de la transmisividad  $\tau_i'(\theta, z, 0)$  y la linealización de la función de Planck para determinar  $R_i^{\downarrow}(\theta)$  a partir de la ecuación (36b). La presencia del término cuadrático en la aproximación de la transmisividad supone ciertas dificultades a la hora de integrar la ecuación (36b) respecto la altura. La derivada respecto de la altitud de la expresión (48) es:

$$\frac{\partial \tau_i'(\theta, z, 0)}{\partial z} = - \frac{k_i - 2g_i W(z, 0)}{(\cos \theta)^{m_i}} \rho(z) \quad (52)$$

Linealizando la función de Planck alrededor de una temperatura de referencia,  $T_r$ , en la ecuación (36b) y utilizando la ecuación (52) se puede obtener fácilmente

$$R_i^{\downarrow}(\theta) \approx B_i(T_a^{\uparrow})[1 - \tau_i(\theta)] + \left(\frac{\partial B_i(T)}{\partial T}\right)_{T_r} \frac{g_i W^2 \delta T_a}{(\cos \theta)^{m_i}} \quad (53)$$

donde  $T_a^{\uparrow}$  es la temperatura de la atmósfera definida por la ecuación (46), y  $\delta T_a$  es una diferencia de temperaturas que viene dada por

$$\delta T_a = \frac{\int_0^h T(z) \rho(z) dz}{W} - \frac{\int_0^h T(z) W(z, 0) \rho(z) dz}{\frac{1}{2} W^2} \quad (54)$$

y que depende de la distribución vertical de la temperatura y del vapor de agua en la atmósfera (nótese que si  $T(z) = \text{cte.}$  ó  $\rho(z) = \text{cte.}$ , entonces  $\delta T_a = 0$ ). La ecuación (53) puede reagruparse de forma que se obtenga  $R_i^{\downarrow}(\theta) \approx B_i(T_a^{\downarrow})[1 - \tau_i(\theta)]$  (ahora no indicamos explícitamente la dependencia del canal de  $T_a^{\downarrow}$ ) siempre que se imponga la definición:

$$T_a^{\downarrow} = T_a^{\uparrow} + \frac{g_i W^2 \delta T_a}{[1 - \tau_i(\theta)] (\cos \theta)^{m_i}} = T_a^{\uparrow} + \frac{g_i W \delta T_a}{k_i} \quad (55)$$

Para hacer una estimación de la ecuación (55) es necesario hacer alguna hipótesis sobre los perfiles atmosféricos, pues como se ha dicho, el valor de  $\delta T_a$  depende de ellos. Un ejemplo sencillo es el de la atmósfera estándar, es decir, suponiendo una disminución lineal de la temperatura con la altura y un decrecimiento exponencial de la densidad de vapor de agua. Así  $T(z) = T(z=0) - \gamma z$ , siendo  $T(z=0)$  la temperatura del aire a nivel del suelo y  $\gamma$  una constante; y

$\rho(z)=\rho_0\exp(-\kappa z)$ , siendo  $\rho_0$  la densidad en  $z=0$  y  $\kappa$  una constante. Con estas hipótesis, a partir de la ecuación (54) se obtiene fácilmente  $\delta T_a=\gamma/2\kappa$ , de forma que  $T_a^\downarrow-T_a^\uparrow=\gamma g_i W/2\kappa k_i$ . Tomando para las constantes los valores usuales encontrados para atmósferas de humedad moderada ( $1\text{ g/cm}^2 < W < 3\text{ g/cm}^2$ ), es decir  $\gamma/\kappa=10\text{ K}$  y  $g_i/k_i=0,2\text{ cm}^2/\text{g}$ , entonces se obtiene  $T_a^\downarrow-T_a^\uparrow\approx 2\text{ K}$ . Esta diferencia puede considerarse como un valor típico. Teniendo en cuenta este resultado, la aproximación  $T_a^\downarrow\approx T_a^\uparrow$  puede ser suficiente, sobre todo si consideramos que la importancia de  $T_a^\downarrow$  es pequeña, pues interviene únicamente en el término de reflexión que es proporcional a  $(1-\epsilon_i)$ , con lo que su influencia en la corrección de imágenes de satélite es mucho menor que la de  $T_a^\uparrow$ .

Para concluir este análisis, nos parece conveniente hacer referencia a una serie de medidas experimentales de la radiancia atmosférica descendente realizadas por nuestro grupo. El objetivo de estas medidas es estudiar la dependencia angular de la emisión atmosférica, para encontrar una expresión simple que permita determinar experimentalmente la radiancia hemisférica descendente, evitando realizar medidas en todas las direcciones del hemisferio superior. Las medidas se realizaron con un radiómetro Everest ( $8\text{-}13\ \mu\text{m}$ ) y un sistema goniométrico especialmente diseñado. Los detalles sobre la campaña de medidas pueden consultarse en Rubio et al. (1993). Los resultados experimentales pueden resumirse como sigue: (i) En días completamente despejados,  $R_i^\downarrow$  es independiente del ángulo acimutal  $\phi$ . (ii) La dependencia con el ángulo cenital puede escribirse con muy buena aproximación como  $R_i^\downarrow(\theta)=R_i^\downarrow(0^\circ)(\cos\theta)^{-m}$ , siendo  $R_i^\downarrow(0^\circ)$  la radiancia medida en la dirección vertical (Rubio et al., 1993). Este resultado confirma la dependencia angular propuesta en la ecuación (51), y además para la observación vertical tenemos que  $R_i^\downarrow(0^\circ)=B_i(T_{a_i}^\downarrow)k_i W$ . Hay que notar también que estos resultados experimentales son una prueba indirecta de la dependencia angular de la radiancia atmosférica ascendente ( $R_i^\uparrow(\theta)$ , ecuación 45), ya que la simulación atmosférica realizada con el programa LOWTRAN 7 indica que la dependencia angular de las radiancias ascendente y descendente es idéntica, siendo el coeficiente  $m_i$  de las ecuaciones (45) y (51) el mismo.

#### II.1.4 La ecuación monocanal de corrección

El análisis efectuado en los anteriores apartados ha servido para poner de manifiesto los factores determinantes de la absorción y emisión del vapor de agua atmosférico. Así, hemos parametrizado la transmisividad de la atmósfera en términos del contenido total de vapor de agua,  $W$ , y del coeficiente medio de absorción,  $k_i$ , que depende del tipo de atmósfera y del canal considerado. Hemos demostrado también que las radiancias emitidas por la atmósfera en las direcciones ascendente y descendente dependen de la transmisividad y de las temperaturas

atmosféricas efectivas,  $T_{ai}^{\uparrow}$  y  $T_{ai}^{\downarrow}$ , que son función principalmente de la distribución vertical del vapor de agua y de la temperatura de la atmósfera.

Por otra parte, las superficies naturales estudiadas en teledetección tienen una emisividad menor que la unidad, lo cual tiene un importante efecto en la medida de la temperatura desde satélites: por una parte la radiancia emitida por la superficie está modificada por un factor igual a la emisividad,  $\epsilon_i$ , y por otra existe una componente de reflexión de la radiancia atmosférica descendente, proporcional a  $1-\epsilon_i$ . En este apartado vamos a presentar una ecuación para la corrección del efecto de la atmósfera y de la emisividad en imágenes de temperatura tomadas desde satélite. Esta es la ecuación monocanal de corrección, así denominada porque es aplicable a imágenes térmicas registradas por un único canal en la región espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ : el canal 6 del TM a bordo de los satélites Landsat, o el canal 4 del AVHRR a bordo de los satélites pares de la serie NOAA, hasta el NOAA-10 inclusive. La ecuación monocanal constituye el método físico de corrección que, debido a la insuficiente información proporcionada por el satélite, requiere el conocimiento de las características de la atmósfera existente y de la superficie observada. Además, la ecuación monocanal constituye el modelo físico que relaciona la temperatura de la superficie,  $T$ , con la temperatura aparente proporcionada por el canal  $i$  del sensor,  $T_i$ , a través de los parámetros atmosféricos  $W$ ,  $k_i$ ,  $m_i$ ,  $T_{ai}^{\uparrow}$  y  $T_{ai}^{\downarrow}$ , y de la emisividad de la superficie,  $\epsilon_i$ .

Para la determinación de los parámetros atmosféricos, la forma convencional es utilizar radiosondeos meteorológicos de temperatura y humedad de la atmósfera, representativos de la región estudiada y cercanos a la hora de paso del satélite. Esto es, evidentemente, el mayor inconveniente para la aplicación práctica de la ecuación monocanal de corrección. La posibilidad de utilizar atmósferas climatológicas (estándar) o radiosondeos realizados desde satélite será discutida más adelante. También es necesario un modelo radiativo de la atmósfera para determinar el coeficiente de absorción,  $k_i$ . Por otra parte, para determinar la emisividad de la superficie es necesario realizar medidas de campo. En el apartado IV.2 (Capítulo IV) discutiremos la posibilidad de la determinación de la emisividad a partir de imágenes de satélite, y otro tipo de información adicional. Por el momento no es posible acceder a la medida de la emisividad de la superficie a través de medidas de satélite únicamente.

Sin embargo, para la deducción de la ecuación monocanal de corrección supondremos ahora conocidos los distintos parámetros determinantes en el proceso de medida de la temperatura desde satélite. Como punto de partida tomaremos la ecuación (33), que relaciona la radiancia medida por el satélite,  $B_i(T_i)$ , con la radiancia de cuerpo negro correspondiente a la temperatura real  $T$ ,  $B_i(T)$ . Utilizando también la ecuación (47) obtenemos:

$$B_i(T_i) = [\epsilon_i B_i(T) + R_i^{\text{ref}}] \tau_i(\theta) + B_i(T_{ai}^{\uparrow}) [1 - \tau_i(\theta)] \quad (56)$$

El término  $\epsilon_i B_i(T) + R_i^{ref}$  es la radiancia a nivel del suelo, compuesta por: (1) la emisión de la superficie a la temperatura  $T$  modificada por la emisividad  $\epsilon_i$ , y (2) la reflexión de la radiancia atmosférica descendente,  $R_i^{ref}$ . Hay que notar que la ecuación (56) es válida para superficies rugosas y heterogéneas siempre que  $T$  y  $\epsilon_i$  representen los valores efectivos de la temperatura y la emisividad, respectivamente. Excepto para la superficie del mar, es usual suponer reflexión de tipo lambertiano, es decir que la radiancia reflejada es independiente del ángulo de observación (Schmugge et al., 1991). Así tenemos  $\rho_i = (1 - \epsilon_i) / \pi$ , y a partir de la ecuación (34) obtenemos

$$R_i^{ref} = \frac{1 - \epsilon_i}{\pi} R_i^{\downarrow(hem)} \quad (57)$$

siendo  $R_i^{\downarrow(hem)}$  la radiancia hemisférica emitida por la atmósfera hacia abajo, definida por

$$R_i^{\downarrow(hem)} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} R_i^{\downarrow}(\theta) \sin\theta \cos\theta \, d\theta \, d\phi \quad (58)$$

Para calcular la radiancia hemisférica tendremos en cuenta la dependencia angular propuesta en la aproximación dada en la ecuación (51), de forma que la integral de la ecuación (58) da como resultado

$$R_i^{\downarrow(hem)} \approx \pi \gamma_i B_i(T_{ai}^{\downarrow}) [1 - \tau_i(0^\circ)] \quad (59)$$

siendo  $\gamma_i = 2/(2 - m_i)$ , y  $\tau_i(0^\circ)$  la transmisividad total de la atmósfera en observación vertical ( $\theta = 0^\circ$ ). El parámetro  $\gamma_i$  relaciona la radiancia hemisférica con la radiancia en el nadir, y depende del canal y del tipo de atmósfera, de una forma similar al coeficiente  $m_i$  (Figura 5b). Teniendo en cuenta la ecuaciones (57) y (59), la ecuación (56) se escribirá ahora

$$B_i(T_i) = [\epsilon_i B_i(T) + (1 - \epsilon_i) \gamma_i [1 - \tau_i(0^\circ)] B_i(T_{ai}^{\downarrow})] \tau_i(\theta) + B_i(T_{ai}^{\uparrow}) [1 - \tau_i(\theta)] \quad (60)$$

La ecuación (60) muestra una relación entre radiancias, que han sido convenientemente expresadas a través de la función de Planck. Es mucho más práctico, sin embargo, escribir esta ecuación en términos de las temperaturas correspondientes, es decir,  $T$ ,  $T_i$ ,  $T_{ai}^{\uparrow}$  y  $T_{ai}^{\downarrow}$ . Una forma sencilla de conseguir esto es utilizando la linealización de la función de Planck. Como se indicó anteriormente, la validez de esta suposición depende del valor de las diferencias de temperaturas involucradas. En la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , el efecto total de la atmósfera es relativamente pequeño, así como el de la emisividad, pues  $\epsilon_i$  es próxima a la unidad en la mayor parte de los casos. De esta forma, la diferencia  $T - T_i$  es pequeña (generalmente,  $T - T_i < 10$  K). En cuanto a la temperatura efectiva de la atmósfera, ésta depende de la estructura térmica de la atmósfera y en general es próxima a la temperatura del aire a nivel del suelo, ya que

la mayor contribución a la radiancia atmosférica proviene de las capas inferiores de la atmósfera. Así podemos afirmar que, en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , la diferencia  $T_i - T_{\text{ai}}^{\uparrow}$  (y  $T_i - T_{\text{ai}}^{\downarrow}$ ) es suficientemente pequeña en la mayoría de los casos para poder linealizar la función de Planck. Una excepción a esto puede presentarse en zonas desérticas con poca evapotranspiración. En condiciones de gran insolación, la temperatura de la superficie puede alcanzar valores mucho más altos que la temperatura del aire (Price, 1984). Teniendo en cuenta que, en general,  $T > T_i > T_{\text{ai}}^{\downarrow} > T_{\text{ai}}^{\uparrow}$ , y que todas estas temperaturas son próximas entre si, se puede linealizar la función de Planck alrededor de la temperatura  $T_i$  en la ecuación (60) para obtener la ecuación monocanal de corrección atmosférica y de emisividad:

$$T = T_i + \frac{1 - \epsilon_i}{\epsilon_i} [L_i(T_i) - \gamma_i [1 - \tau_i(0^\circ)] (T_{\text{ai}}^{\downarrow} + L_i(T_i) - T_i)] + \frac{1 - \tau_i(\theta)}{\epsilon_i \tau_i(\theta)} (T_i - T_{\text{ai}}^{\uparrow}) \quad (61)$$

donde  $L_i(T_i)$  es un parámetro con dimensiones de temperatura definido por la ecuación (39). La ecuación (61) es el modelo físico propuesto para relacionar la temperatura de la superficie,  $T$ , con la medida por un sensor a bordo de satélite,  $T_i$ , y constituye propiamente un método monocanal de corrección atmosférica y de emisividad. El segundo sumando del segundo miembro representa la corrección de emisividad, que incluye el efecto de la emisión de la superficie que está modificada por  $\epsilon_i$ , y el efecto de signo contrario debido a la reflexión en la superficie de la radiancia atmosférica. Como vemos, el término de reflexión es proporcional a  $1 - \tau_i(0^\circ)$ , que aumenta para atmósferas húmedas. Por tanto, el efecto total de la emisividad decrece con el contenido en vapor de agua de la atmósfera, y el valor máximo se tendría para una atmósfera totalmente seca ( $\tau_i = 1$ ), donde sería igual a  $[(1 - \epsilon_i) / \epsilon_i n_i] T_i$ .

El efecto de la absorción y emisión de la atmósfera viene dado por el tercer sumando del segundo miembro de la ecuación (61). Así, la corrección atmosférica depende de la transmisividad y es proporcional a la diferencia de temperaturas  $T_i - T_{\text{ai}}^{\uparrow}$ . Si la superficie y la atmósfera están en equilibrio,  $T_i = T_{\text{ai}}^{\uparrow}$ , la corrección atmosférica es cero al compensarse la absorción y la emisión atmosféricas. En el caso  $T_i < T_{\text{ai}}^{\uparrow}$  (atmósfera más caliente que la superficie), la corrección atmosférica es negativa, aunque el caso más frecuente es  $T_i > T_{\text{ai}}^{\uparrow}$ . Por otra parte hay que resaltar la gran variabilidad del término  $(1 - \tau_i) / \tau_i$  con el contenido de vapor de agua, y de  $T_{\text{ai}}^{\uparrow}$  dependiendo de la distribución vertical en la atmósfera. La dependencia de la transmisividad con el ángulo de observación es también importante. En una zona de similares características con  $\tau_i$  y  $T_{\text{ai}}^{\uparrow}$  constantes, la corrección atmosférica es una función lineal de  $T_i$ .



## II.2 El método de split-window

En el anterior apartado hemos desarrollado la ecuación monocanal de corrección atmosférica y de emisividad, para cuya aplicación es necesario disponer de información adicional ajena a la aportada por el satélite. Como se ha señalado, se necesita conocer la temperatura efectiva de la atmósfera, y la transmisividad total en el canal considerado. Convencionalmente, los radiosondeos meteorológicos proporcionan la información necesaria sobre la distribución de temperatura y vapor de agua atmosférico, que puede ser utilizada como datos de entrada en modelos de cálculo de la transmisividad y la radiancia emitida por la atmósfera. Además es necesario hacer una estimación del efecto de los gases fijos de la atmósfera, aunque en general éste es pequeño y aproximadamente constante. También se debe tener en cuenta la atenuación de los aerosoles, cuya modelización es generalmente mucho más compleja. Naturalmente, la variabilidad espacial y temporal de la atmósfera reduce la validez de los radiosondeos como 'inputs' de la ecuación monocanal de corrección, si éstos se toman con una diferencia temporal grande respecto de la hora de paso del satélite, o a distancias relativamente grandes de la zona de estudio (Price, 1983; Cooper y Asrar, 1989; Oulé y Vidal-Madjar, 1992). Hay que decir también que, en general no es frecuente disponer de radiosondeos correspondientes a la zona estudiada y coincidentes con la hora de paso del satélite.

La mayor parte de las dificultades que plantea la ecuación monocanal, en relación a la utilización de radiosondeos u otros métodos para caracterizar la estructura de la atmósfera, pueden solucionarse mediante la adquisición de varias medidas de temperatura desde satélite de la misma superficie realizadas simultáneamente, pero sometidas a distinta absorción atmosférica. Esto puede conseguirse tomando imágenes de temperatura en distintos canales, de forma que el espectro de absorción sea distinto entre ellos; o utilizando un único canal pero con distintos ángulos de observación, con lo que se obtiene un camino óptico mayor para la imagen tomada con un ángulo de observación mayor. En ambos casos, la diferente atenuación sufrida por las distintas medidas de radiancia es función de las características de la atmósfera, de forma que las propias imágenes de satélite nos proporcionan una información suficiente para calcular la corrección atmosférica. Además, como veremos más adelante, en la ventana espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  la relación entre la diferencia de atenuación y la corrección atmosférica resultante es relativamente sencilla.

Así pues, a continuación expondremos el principio de absorción diferencial (McMillin, 1975), el cual es el fundamento teórico de las técnicas de corrección multicanales y multiangulares. Entre ellas, la más comunmente utilizada por su sencillez y su buen comportamiento en cuanto a la precisión obtenida es el método de 'split-window', que requiere dos canales adyacentes situados dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  (Deschamps y Phulpin,

1980; McClain et al, 1985). En esta memoria centraremos nuestra atención en este método, siendo nuestro objetivo proponer un modelo de split-window para la superficie terrestre, teniendo en cuenta conjuntamente el efecto de la atenuación atmosférica y de la emisividad de la superficie.

### II.2.1 El método de la absorción diferencial

La formulación explícita del principio de absorción diferencial se debe originalmente a McMillin (1975), aunque anteriormente otros autores investigaron la posibilidad de utilizar medidas de temperatura tomadas con distintos ángulos de observación (Saunders, 1967; 1970), o empleando distintas longitudes de onda (Anding y Kauth, 1970; Maul y Sidran, 1972; Prabhakara et al., 1974). La principal aportación de McMillin es la demostración teórica del método de absorción diferencial a partir de la ecuación de transferencia radiativa, mostrando que el fundamento físico de ambos métodos (multiangular y multicanal) es el mismo. Los trabajos de todos estos investigadores citados se refieren a la temperatura de la superficie del mar. A parte del gran interés que tiene la medida de esta magnitud desde satélite, en relación con la oceanografía, la climatología y la meteorología (Njoku et al., 1985), hay que tener en cuenta la mayor simplicidad que presenta este problema comparado con la medida de la temperatura de la superficie terrestre. Por un lado, las variaciones espaciales de la temperatura de la superficie del mar sólo son importantes generalmente a escala grande, excepto en las zonas de confluencia de frentes térmicos. Por otro, la emisividad de la superficie del mar es próxima a la unidad ( $\epsilon=0,99$  aproximadamente, Masuda et al., 1988) y puede considerarse constante. En general, la superficie del mar es, en buena aproximación, una superficie llana y homogénea en lo que a emisividad se refiere, con un comportamiento cercano al del cuerpo negro. Por todo ello es usual suponer  $\epsilon=1$ , o lo que es lo mismo, despreciar el efecto de la emisividad en la medida de la temperatura superficial del mar.

Consideremos pues inicialmente una superficie con emisividad igual a la unidad, cuya radiancia emitida es medida por un sensor a bordo de satélite. Supongamos que  $R_i$  y  $R_j$  son las radiancias medidas simultáneamente para un mismo píxel, pero sometidas a distinta absorción a su paso por la atmósfera (medidas en dos canales distintos o utilizando un canal con dos ángulos de observación). El principio de absorción diferencial establece que la atenuación sufrida por la radiancia emitida por la superficie al atravesar la atmósfera es proporcional a la diferencia de radiancias medidas en las dos condiciones distintas, es decir:

$$R - R_i = \gamma [R_i - R_j] \quad (62)$$

donde  $R$  es la radiancia corregida del efecto de la atmósfera, es decir, la que sería medida a nivel de la superficie, y  $\gamma$  es el coeficiente de proporcionalidad, que depende de las transmisividades atmosféricas en las condiciones  $i$  y  $j$  (McMillin, 1975; McMillin y Crosby, 1984). Es de destacar la gran simplicidad formal de la ecuación (62), que permite además realizar la corrección atmosférica a partir de datos proporcionados exclusivamente por el satélite.

Es interesante mostrar, siguiendo a McMillin (1975), el principio de absorción diferencial partiendo de la ecuación de transferencia radiativa. Esto permite comprobar bajo qué aproximaciones es válida la ecuación (62), y encontrar la definición del parámetro  $\gamma$  en términos de las propiedades de la atmósfera. Suponiendo que la superficie es un cuerpo negro, y que la medida se realiza en canales estrechos que pueden representarse por una longitud de onda central  $\lambda$ , la radiancia registrada por un sensor puede expresarse como

$$R(\lambda) = B_{\lambda}(T) \tau_{\lambda}(\theta) + B_{\lambda}(T_a^{\uparrow}) [1 - \tau_{\lambda}(\theta)] \quad (63)$$

donde se ha supuesto que la temperatura atmosférica efectiva es independiente de la longitud de onda. Cuando utilizamos el método bicanal, es necesario desarrollar la función de Planck en series de Taylor de primer orden en la longitud de onda, lo cual es posible si los dos canales son próximos. Tomando una longitud de onda de referencia,  $\lambda_r$ :

$$B_{\lambda}(T) \approx B_{\lambda_r}(T) + \frac{\partial B_{\lambda}(T)}{\partial \lambda} [\lambda - \lambda_r] \quad (64)$$

De la misma forma se puede desarrollar  $R(\lambda)$  y  $B_{\lambda}(T_a^{\uparrow})$ . Al ser la temperatura correspondiente a  $R(\lambda)$  cercana a  $T$  y  $T_a^{\uparrow}$ , la derivada que aparece en el desarrollo de Taylor puede ser tomada como constante. Así modificamos la ecuación (63) para escribir

$$R_i(\lambda_r) \approx B_{\lambda_r}(T) \tau_{\lambda_i}(\theta) + B_{\lambda_r}(T_a^{\uparrow}) [1 - \tau_{\lambda_i}(\theta)] \quad (65)$$

donde  $R_i(\lambda_r)$  es la radiancia medida a la longitud de onda  $\lambda_i$  que tiene la misma temperatura aparente que la radiancia medida a  $\lambda_r$ . Tomando dos longitudes de onda próximas entre sí ( $i=1, 2$ ) y a  $\lambda_r$ , y considerando  $\lambda_1 = \lambda_r$ , tenemos

$$R_1(\lambda_1) \approx B_{\lambda_1}(T) \tau_{\lambda_1}(\theta) + B_{\lambda_1}(T_a^{\uparrow}) [1 - \tau_{\lambda_1}(\theta)] \quad (66a)$$

$$R_2(\lambda_1) \approx B_{\lambda_1}(T) \tau_{\lambda_2}(\theta) + B_{\lambda_1}(T_a^{\uparrow}) [1 - \tau_{\lambda_2}(\theta)] \quad (66b)$$

Suponiendo que  $T_a^{\uparrow}$  es independiente del canal, ésta puede eliminarse entre las ecuaciones (66a) y (66b) para obtener

$$B_{\lambda_1}(T) = R_1(\lambda_1) + \frac{1-\tau_{\lambda_1}(\theta)}{\tau_{\lambda_1}(\theta)-\tau_{\lambda_2}(\theta)} [R_1(\lambda_1) - R_2(\lambda_1)] \quad (67)$$

que es idéntica a la ecuación (62) con  $\gamma=[1-\tau_{\lambda_1}(\theta)]/[\tau_{\lambda_1}(\theta)-\tau_{\lambda_2}(\theta)]$ . Sin embargo, como vimos en el apartado II.1.3.2, la dependencia con la longitud de onda de la temperatura de la atmósfera puede ser importante, lo cual tiene una repercusión en la ecuación (67). McMillin (1975) estima que, la variación de  $T_a^\uparrow$  es del orden de 1 K en atmósferas tropicales dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , aunque en la Figura 7 podemos observar diferencias más importantes. Para minimizar este efecto McMillin propone que la diferencia entre  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  debe ser lo menor posible, pero de forma que se consigan diferencias apreciables entre  $\tau_{\lambda_1}$  y  $\tau_{\lambda_2}$ . También puede obviarse este problema utilizando dos ángulos de observación, en vez de dos longitudes de onda. En este caso la ecuación (64) no es necesaria. Suponiendo que las temperaturas T y  $T_a^\uparrow$  no dependen del ángulo de observación, podemos eliminar  $B_\lambda(T_a^\uparrow)$  utilizando dos medidas realizadas con los ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$ . Así se obtiene

$$B_\lambda(T) = R_{\theta_1}(\lambda) + \frac{1-\tau_\lambda(\theta_1)}{\tau_\lambda(\theta_1)-\tau_\lambda(\theta_2)} [R_{\theta_1}(\lambda) - R_{\theta_2}(\lambda)] \quad (68)$$

que es el principio de absorción diferencial aplicado a dos ángulos de observación.

Aunque hasta ahora hemos tratado el caso de dos medidas de satélite, el método de absorción diferencial puede ser igualmente aplicado a un número mayor de medidas. En general, cuantas más medidas simultáneas con diferente absorción se tengan de un mismo píxel, mayor será la información que podrá extraerse acerca del efecto atmosférico. Si tenemos n medidas de temperatura realizadas desde satélite,  $T_i$ , se suele escribir (Deschamps y Phulpin, 1980; McMillin y Crosby, 1984)

$$T = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i T_i \quad (69)$$

donde la temperatura real de la superficie, T, esta expresada como combinación lineal de las temperaturas  $T_i$ , siendo  $a_i$  coeficientes de proporcionalidad relacionados con la transmisividad de la atmósfera en los canales utilizados.

Dependiendo del número y naturaleza de las medidas de radiancia, los métodos multicanales y multiangulares más utilizados en la práctica pueden clasificarse de acuerdo a las siguientes categorías.

(a) *Métodos bicanales*: utilizan medidas de radiancia en dos canales radiométricos dentro de las ventanas atmosféricas. Existen dos subgrupos:

(a.1) *Método split-window*: cuando se hace uso de dos canales situados dentro de la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Por ejemplo, utilizando los canales 4 y 5 de los sensores AVHRR o ATSR.

(a.2) *Método "dual-window"*: con un canal dentro de la ventana 3,5-4,2  $\mu\text{m}$  y otro perteneciente a la región 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  (ejemplo: para el sensor AVHRR o ATSR, combinación del canal 3 con el 4 ó el 5)

(b) *Métodos tricanales*: a partir de medidas de radiancia en tres canales distintos, uno en la ventana 3,5-4,2  $\mu\text{m}$  y otros dos dentro de 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Así pues, estos métodos se pueden aplicar con los canales 3, 4 y 5 del AVHRR o ATSR. También se ha aplicado combinando los canales 4 y 5 AVHRR con el canal térmico del satélite METEOSAT (Ho et al., 1986).

(c) *Métodos bi-angulares*: utilizando un solo canal que observa la superficie bajo dos ángulos distintos. Son aplicables a las imágenes del sensor ATSR, que posee dos modos de observación, uno con ángulos cenitales de  $0^\circ$  a  $21,6^\circ$  (*nadir scan*) y otro con ángulos de observación entre  $52,4^\circ$  y  $55^\circ$  (*forward scan*) (UK ERS-1 Reference Manual, 1989).

Aunque todos estos tipos de algoritmos son posibles desde un punto de vista teórico, su desarrollo y aplicación práctica no está igualmente extendido, debido las limitaciones inherentes a los canales utilizados. Así, los métodos que incorporan el canal 3 son poco operativos por dos razones principalmente. Por una parte, el canal 3 sólo puede utilizarse de noche, pues durante el día este canal está contaminado por la reflexión de la radiancia solar, que en la ventana 3,5-4,2  $\mu\text{m}$  es muy importante. Por otra, el canal 3 ha mostrado generalmente unos niveles altos de ruido, que lo hacen escasamente aprovechable. De esta forma, de los algoritmos multicanales, el más comúnmente utilizado es el método de split-window (McClain et al., 1985)

Respecto a los algoritmos bi-angulares, hay que decir que la reciente puesta en funcionamiento del sensor ATSR posibilita la aplicación operativa de éstos. Las ventajas de estos métodos bi-angulares residen en que se utiliza un sólo canal, de forma que las dos medidas están sometidas a la absorción de los mismos constituyentes atmosféricos. Como consecuencia, estos métodos son menos sensibles a la presencia de aerosoles y de los gases fijos (McMillin y Crosby, 1984; Barton et al., 1989). En el desarrollo teórico de McMillin (1975) expuesto anteriormente, las ventajas del método bi-angular se manifiestan por el hecho de que no es necesario recurrir a la aproximación de la función de Planck. Sin embargo, debemos considerar una serie de inconvenientes. Uno de ellos es que la variación de la emisividad de la superficie

con el ángulo de observación es, en general, insuficientemente conocida, aunque parece ser más importante que la variación con la longitud de onda. Esto representa un grave inconveniente en la aplicación de algoritmos bi-angulares para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre. Otro factor importante es el distinto tamaño de los píxeles para los dos modos de observación del sensor ATSR (1 km × 1 km en el modo "nadir scan", por 1,5 km × 2 km en el modo "forward scan"; UK ERS-1 Reference Manual, 1989). Aunque esta diferencia no es importante en el caso de la superficie del mar, es posible que origine problemas para la superficie terrestre, dada la gran variabilidad de la temperatura en este caso.

Por estos motivos, consideramos más práctico el método de split-window, que es al que nos vamos a referir en adelante. A continuación presentaremos el modelo de split-window propuesto por nosotros para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre, donde además del efecto de la atmósfera, tendremos en cuenta el efecto de la emisividad.

## II.2.2 Modelo de split-window para la superficie terrestre

La emisividad de la superficie terrestre presenta una gran variabilidad espacial y temporal, siendo en algunas ocasiones sensiblemente menor que la unidad. Por ello, además de la corrección de la atenuación atmosférica, es necesario estimar la corrección de emisividad en las medidas de temperatura desde satélite. La posibilidad de incluir el efecto de la emisividad en el método de split-window es un interesante problema que ha sido estudiado por un buen número de autores en los últimos años (Price, 1984; Becker, 1987; Becker y Li, 1990; Sobrino et al., 1991; Vidal, 1991; Ulivieri et al., 1992; Ottlé y Vidal-Madjar, 1992; Coll et al., 1994a). Dado que el método de split-window usa dos medidas dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , la variación espectral de la emisividad en esta región juega un importante papel. Cuando se utilicen los canales 4 y 5 de los sensor AVHRR o ATSR, es usual, siguiendo a Becker (1987), expresar el efecto de la emisividad en el split-window en términos de la diferencia espectral de emisividad,  $\Delta\epsilon = \epsilon_4 - \epsilon_5$ , y de la emisividad media en estos dos canales,  $\epsilon = (\epsilon_4 + \epsilon_5)/2$ .

En este apartado vamos a exponer el modelo de split-window propuesto por nosotros para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre. Por un lado analizaremos el efecto de variabilidad del vapor de agua en la corrección atmosférica, así como la influencia de los gases fijos y minoritarios en la absorción diferencial. Por otro, estudiaremos el efecto de la emisividad en función de  $\Delta\epsilon$  y  $\epsilon$ , incluyendo la influencia de la atmósfera a través de la componente de reflexión. A partir de este modelo teórico, presentaremos seguidamente un modelo operativo de split-window, cuyo objetivo es ofrecer una formulación más práctica para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre.

### II.2.2.1 Desarrollo teórico

Partiremos de la ecuación monocanal de corrección (ecuación 61) aplicada a los canales 4 y 5 AVHRR como base para obtener la ecuación teórica de split-window. En primera aproximación supondremos que la atmósfera está compuesta únicamente de vapor de agua, y que la temperatura atmosférica,  $T_{ai}^{\uparrow}$ , es independiente del canal. Como se discutirá más adelante, estas dos hipótesis no son aceptables en general, por lo cual introduciremos más adelante modificaciones al modelo. Así, partiendo de la ecuación (61) escrita para  $i=4$  e  $i=5$ , hemos eliminado el término  $WT_{ai}^{\uparrow}$  entre las dos ecuaciones (suponiendo  $T_{a4}^{\uparrow}=T_{a5}^{\uparrow}$ , y que las temperaturas atmosféricas ascendente y descendente son iguales) para obtener la ecuación de split-window (Sobrino et al., 1991; Coll et al., 1993a)

$$T = T_4 + A'(T_4 - T_5) + B'(\epsilon) \quad (70)$$

donde  $A'$  y  $B'(\epsilon)$  son los coeficientes de split-window, que representan respectivamente el efecto de la atenuación atmosférica y de la emisividad, y vienen dados por:

$$A' = \frac{\alpha_5 \beta_4 + \beta_4 \beta_5 W}{Q} \quad (71)$$

$$B'(\epsilon) = \frac{1 - \epsilon_4}{\epsilon_4} \frac{\alpha_4 \beta_5}{Q} (1 - \gamma_4 [1 - \tau_4(0^\circ)]) L_4(T_4) - \frac{1 - \epsilon_5}{\epsilon_5} \frac{\alpha_5 \beta_4}{Q} (1 - \gamma_5 [1 - \tau_5(0^\circ)]) L_5(T_5) \quad (72)$$

siendo  $\alpha_i = \epsilon_i \tau_i(\theta) (\cos \theta)^{m_i}$ ,  $b_i = k_i [1 + \gamma_i (1 - \epsilon_i) \alpha_i / \epsilon_i]$ , y  $Q = \alpha_4 \beta_5 - \alpha_5 \beta_4$ . En estas ecuaciones se pone de manifiesto la influencia de la atmósfera, a través de  $W$ ,  $k_i$ , y  $\tau_i$ , y de la emisividad en cada canal,  $\epsilon_i$ , en ambos coeficientes de split-window,  $A'$  y  $B'(\epsilon)$ . Sin embargo, al utilizar los dos canales, se ha eliminado la influencia de la temperatura atmosférica. Para la función  $L_i(T_i)$  utilizamos la aproximación de la ecuación (40), es decir,  $L_i(T_i) \approx T_i / n_i$ , con  $n_4 = 4,667$  y  $n_5 = 4,260$  en el intervalo de temperaturas entre 260 y 320 K (ver Tabla 3).

El coeficiente  $A'$  representa la absorción y emisión del vapor de agua, por tanto está fuertemente ligado a las transmisividades,  $\tau_4(\theta)$  y  $\tau_5(\theta)$ . Para calcular la ecuación (71) hemos utilizado los parámetros atmosféricos calculados con el programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988) para un conjunto de atmósferas estándar y radiosondeos. El efecto de la emisividad en el coeficiente  $A'$  se ha estimado para los valores usuales de la emisividad en la región 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  (Nerry et al., 1988; Salisbury y Milton, 1988; Sobrino y Caselles, 1991). Así hemos tomado valores de  $\epsilon_4$  entre 0,94 y 1, y valores de  $\Delta\epsilon$  entre -0,01 y +0,01. A partir de la ecuación (71), el coeficiente  $A'$  puede escribirse como:

$$A' = \frac{1-\tau_4(\theta)}{\tau_4(\theta)-\tau_5(\theta)} + (1-\epsilon_4) a_1 + \Delta\epsilon a_2 \tag{73}$$

donde el primer sumando del segundo miembro coincide con la expresión de McMillin (1975) para el coeficiente de split-window para el caso de cuerpo negro ( $\epsilon_4=\epsilon_5=1$ ), y muestra una dependencia notable con la humedad atmosférica y el ángulo de observación. El efecto de la emisividad en  $A'$  viene dado por los coeficientes  $a_1$  y  $a_2$ , que también son función del contenido en vapor de agua. La Figura 11 muestra los valores de  $[1-\tau_4(\theta)]/[\tau_4(\theta)-\tau_5(\theta)]$ ,  $a_1$  y  $a_2$  obtenidos para un conjunto de perfiles atmosféricos en función de  $W$ . Dado que, generalmente  $(1-\epsilon_4)$  y  $\Delta\epsilon$  son pequeños, la influencia de la emisividad en  $A'$  es poco importante, siendo el primer sumando de (73) el dominante. Para comprobar esto se ha construido la Tabla 4, donde se muestra la variación del coeficiente  $A'$  para valores usuales de  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$ , en el caso de las atmósferas estándar tropical y de latitudes medias en invierno. A partir de estos resultados, la variación con la emisividad de  $A'$  es de  $\pm 0,1$ , pudiéndose tomar como media los valores  $2,6\pm 0,1$  y  $1,6\pm 0,1$ , respectivamente.

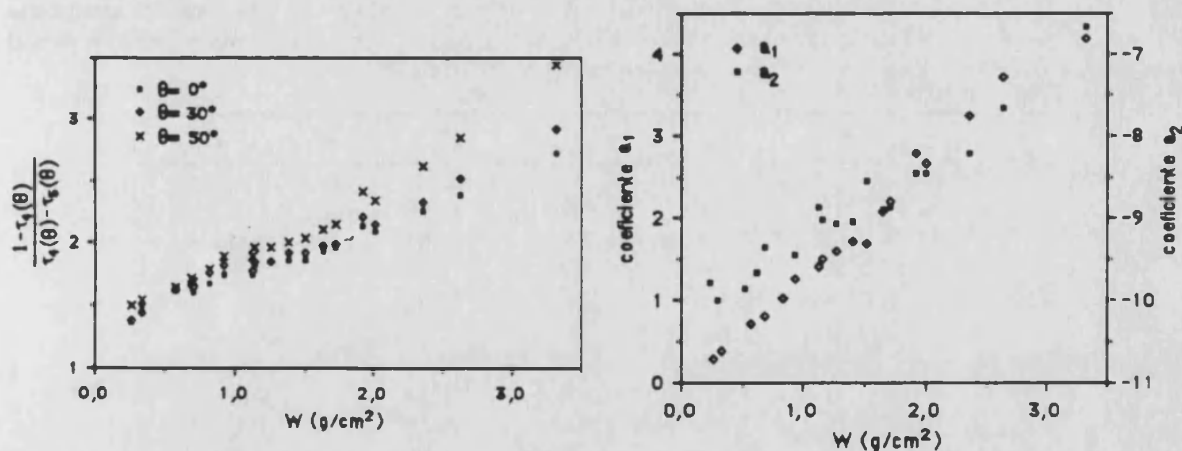


Figura 11.- Coeficientes de la ecuación (73) en función del contenido de vapor de agua de la atmósfera. Para el coeficiente  $[1-\tau_4(\theta)]/[\tau_4(\theta)-\tau_5(\theta)]$  hemos considerado tres ángulos de observación ( $0^\circ$ ,  $30^\circ$  y  $50^\circ$ ). Sólo se ha tenido en cuenta el efecto el vapor de agua.

El efecto de la emisividad en el split-window viene dado básicamente por el coeficiente  $B'(\epsilon)$ . Introduciendo en la ecuación (72) los parámetros atmosféricos calculados con el programa LOWTRAN 7 y considerando el intervalo de valores de emisividad usual en la ventana  $10,5-12,5 \mu\text{m}$ , el efecto de la emisividad puede escribirse con buena aproximación

$$B'(\epsilon) = T_4 \left[ \frac{1-\epsilon_4}{\epsilon_4} B_4 - \frac{1-\epsilon_5}{\epsilon_5} B_5 \right] \tag{74}$$



donde  $B_4$  y  $B_5$  son coeficientes que dependen de las características de la atmósfera. También observamos la dependencia de la temperatura de la superficie a través de  $T_4$ . Los coeficientes  $B_i$  disminuyen con el contenido de vapor de agua, como muestra la Figura 12, donde representamos los valores de  $B_i$  obtenidos para las mismas atmósferas de la Figura 11. A mayor humedad atmosférica, la radiancia emitida por la atmósfera es mayor, y la componente de reflexión compensa en mayor medida la disminución de la emisión de la superficie. Por tanto, el impacto de la emisividad en el coeficiente  $B'(\epsilon)$  depende del tipo de atmósfera considerada. En la Tabla 4 mostramos la variación de  $B'(\epsilon)$  con la emisividad,  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$ , para las mencionadas atmósferas estándar. En el caso de latitudes medias en invierno, una variación de 0,01 en  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$  produce respectivamente una variación de 0,8 K y 0,6 K en  $B'(\epsilon)$ . En el caso tropical el efecto es menor: 0,15 K y 0,10 K para una variación de 0,01 en  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$ , respectivamente. En la Figura 13 mostramos el efecto total de la emisividad en el método de split-window, representando la temperatura corregida,  $T$ , obtenida para las dos atmósferas estándar en función de  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$ . Para estos cálculos se ha tomado  $T_4=285$  K y  $T_5=284$  K. Como vemos en esta Figura, el efecto de la emisividad es proporcional a  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$ .

Tabla 4.- Variación de los coeficientes de split-window  $A'$  y  $B'(\epsilon)$  en función de  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$  para dos atmósferas estándar: (T) tropical; (LMI) latitudes medias en invierno. Para el cálculo de  $B'(\epsilon)$  hemos tomado  $T=300$  K para el caso tropical, y  $T=280$  K para la atmósfera de latitudes medias en invierno.

$\epsilon_4$	$\Delta\epsilon$	$A'_T$	$A'_{LMI}$	$B'(\epsilon)_T$ (K)	$B'(\epsilon)_{LMI}$ (K)
0,96	-0,010	2,71	1,69	0,69	3,04
	-0,005	2,69	1,65	0,65	2,61
	0	2,66	1,60	0,60	2,21
	0,005	2,64	1,56	0,56	1,82
	0,010	2,61	1,51	0,51	1,45
0,97	-0,010	2,67	1,68	0,54	2,46
	-0,005	2,65	1,64	0,49	2,04
	0	2,62	1,59	0,45	1,64
	0,005	2,59	1,55	0,40	1,26
	0,010	2,57	1,50	0,36	0,89
0,98	-0,010	2,63	1,68	0,38	1,88
	-0,005	2,60	1,63	0,34	1,47
	0	2,58	1,59	0,29	1,08
	0,005	2,55	1,54	0,25	0,71
	0,010	2,53	1,49	0,21	0,35
0,99	-0,010	2,59	1,67	0,23	1,32
	-0,005	2,56	1,62	0,19	0,92
	0	2,53	1,58	0,15	0,53
	0,005	2,51	1,53	0,10	0,17
	0,010	2,48	1,49	0,06	-0,18

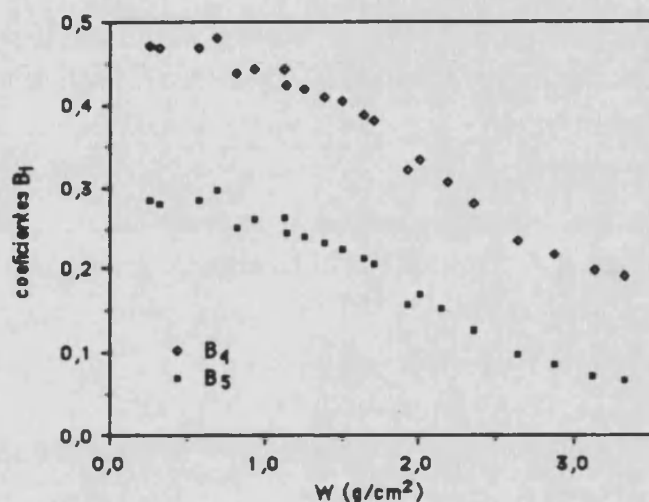


Figura 12.- Coeficientes B<sub>4</sub> y B<sub>5</sub> de la ecuación (74) en función del contenido de vapor de agua, W, calculada para distintos perfiles atmosféricos. Sólo se ha considerado el efecto del vapor de agua.

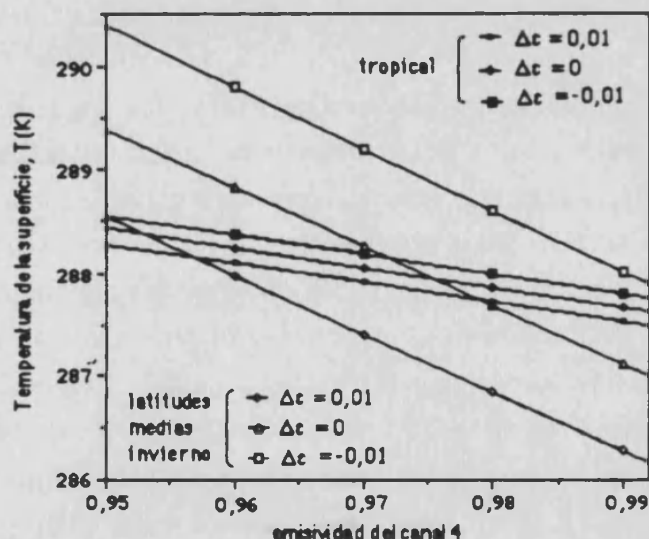


Figura 13.- Influencia de la emisividad en la ecuación de split-window, calculada en el caso de las atmósferas estándar tropical y de latitudes medias en invierno.

En este análisis de los coeficientes A' y B'(ε) hemos considerado una atmósfera compuesta sólo de vapor de agua. Sin embargo, la influencia de los gases fijos puede ser significativa, sobre todo en el caso de atmósferas secas, donde su efecto es relativamente más importante que el del vapor de agua. A pesar de esto, los resultados hasta aquí mostrados dan una aproximación del efecto atmosférico y de la emisividad en el método de split-window. Las principales conclusiones que hemos obtenido son:

(i) El efecto de la emisividad en el split-window viene dado casi enteramente por el coeficiente  $B'(\epsilon)$ , que es una función lineal de  $\epsilon_4$  y  $\Delta\epsilon$ , siendo el coeficiente  $A'$  poco sensible a la emisividad de la superficie.

(ii) Ambos coeficientes muestran una acusada dependencia con el contenido de vapor de agua atmosférico. En general  $A'$  aumenta con la humedad, mientras que  $B'(\epsilon)$  disminuye. El coeficiente  $A'$  también depende del ángulo de observación, mientras que  $B'(\epsilon)$  lo hace a través de la dependencia angular de la emisividad.

(iii) El impacto de la emisividad en el split-window depende del tipo de atmósfera, por tanto la precisión requerida en el conocimiento de la emisividad es variable, siendo menor en general para las atmósferas húmedas.

### II.2.2.2 Modelo operativo

La dependencia atmosférica de la ecuación de split-window es un inconveniente a la hora de utilizar algoritmos lineales a escala mundial, es decir, con coeficientes  $A'$  y  $B'(\epsilon)$  constantes. Una posibilidad es calcular, utilizando las ecuaciones (71) y (72), una serie de coeficientes  $A'$  y  $B'(\epsilon)$  determinados para diversas condiciones regionales y estacionales. La aplicación práctica de estos algoritmos particularizados necesitaría un conocimiento de la climatología de la zona en estudio, de acuerdo a la cual elegir los coeficientes apropiados. Además podrían surgir problemas de continuidad entre los algoritmos. Sin embargo, otra posibilidad es el desarrollo de un método de split-window modificado que sea aplicable a escala global, incluyendo explícitamente la variabilidad atmosférica (Sobrino et al., 1993a; Coll et al., 1994a). Así pues, nuestro objetivo es desarrollar un método de split-window operativo y fácilmente aplicable. Este nuevo modelo se basa en la separación del efecto atmosférico y de la emisividad, dada la débil dependencia del coeficiente  $A$  con la emisividad. También incluiremos el efecto de los gases fijos atmosféricos, cuyo impacto en atmósferas secas es importante. Por otra parte, para una aplicación operativa del método es necesario el conocimiento de la emisividad de la superficie terrestre en los canales 4 y 5, a la escala espacial del píxel AVHRR. Con este objetivo hemos desarrollado métodos para determinar la emisividad media en la región 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon$ , y la diferencia espectral,  $\Delta\epsilon$ , combinando imágenes de satélite, medidas de emisividad, y radiosondeos (Caselles et al., 1993b; Coll et al., 1994b). Estos métodos serán expuestos en el Capítulo IV (apartado IV.2).

Para el desarrollo del modelo de split-window operativo partiremos de la ecuación (60). El término entre corchetes del primer sumando representa la radiancia a nivel de la superficie del suelo. Definiremos la temperatura aparente  $T_i^*$  como aquella que corresponde a esta radiancia a través de la función de Planck, es decir

$$B_i(T_i^*) = \varepsilon_i B_i(T) + (1 - \varepsilon_i) \gamma_i [1 - \tau_i(0^\circ)] B_i(T_{ai}^\downarrow) \quad (75)$$

Por definición,  $T_i^*$  depende principalmente de la temperatura de la superficie,  $T$ , la emisividad en el canal considerado, y en menor medida de la radiancia atmosférica descendente. Desde un punto de vista físico,  $T_i^*$  representa la temperatura corregida de la atenuación atmosférica, pero que aún contiene el efecto de la emisividad. También,  $T_i^*$  representa la temperatura que sería medida por el sensor situado a nivel de la superficie. La importancia de la ecuación (75) es que permite separar el efecto de la emisividad y la atenuación de la atmósfera. La atenuación atmosférica está expresada por la ecuación:

$$B_i(T_i) = B_i(T_i^*) \tau_i(\theta) + B_i(T_{ai}^\uparrow) [1 - \tau_i(\theta)] \quad (76)$$

Para convertir estas ecuaciones, que relacionan radiancias, en otras que relacionen las temperaturas correspondientes, utilizamos el método seguido en el desarrollo de la ecuación monocanal, es decir, la linealización de la función de Planck respecto la temperatura. De la ecuación (76), tomando el desarrollo de primer orden alrededor de  $T_i$  hemos obtenido

$$T_i^* - T_i = \frac{1 - \tau_i(\theta)}{\tau_i(\theta)} (T_i - T_{ai}^\uparrow) \quad (77)$$

que da la corrección atmosférica para la temperatura  $T_i$ , y que coincide con la ecuación monocanal si se hace  $\varepsilon_i = 1$ . A partir de la ecuación (75), linealizando la función de Planck alrededor de  $T_i^*$ , la corrección de emisividad para  $T_i^*$  resulta ser (Coll et al., 1994a)

$$T - T_i^* = \frac{1 - \varepsilon_i}{\varepsilon_i} b_i \quad (78)$$

donde el coeficiente  $b_i$  tiene dimensiones de temperatura y viene dado por la expresión

$$b_i = \frac{T_i^*}{n_i} + \gamma_i \left( \frac{n_i - 1}{n_i} T_i^* - T_{ai}^\downarrow \right) [1 - \tau_i(0^\circ)] \quad (79)$$

El coeficiente  $b_i$  depende de la temperatura  $T_i^*$ , y de la atmósfera y el canal a través de los parámetros  $n_i$ ,  $\gamma_i$ ,  $\tau_i(0^\circ)$ , y  $T_{ai}^\downarrow$ . Como consecuencia del término de reflexión,  $b_i$  decrece con el contenido de vapor de agua de la atmósfera. En efecto, al aumentar la humedad atmosférica, lo hace  $1 - \tau_i(0^\circ)$ , y hay que tener en cuenta que el término  $[n_i - 1] T_i^* / n_i - T_{ai}^\downarrow$  es negativo. Sin considerar el término de reflexión, tenemos el caso de una atmósfera completamente transparente ( $\tau_i = 1$ ) donde  $b_i = T_i^* / n_i$ . Para una atmósfera determinada,  $b_i$  varía linealmente con la temperatura

de la superficie. Para una variación de 1 K en  $T_i^*$ , obtenemos una variación de  $b_i$  de 0,2 K para la atmósfera transparente, y de 0,7 K para la atmósfera tropical estándar.

Para obtener el nuevo modelo de split-window tomaremos en consideración la dependencia espectral de la temperatura atmosférica (véase la Figura 7), definiendo la diferencia de temperatura atmosférica  $\delta T_a^\uparrow = T_{a4}^\uparrow - T_{a5}^\uparrow$  (Coll y Caselles, 1994). Por otra parte hay que tener en cuenta la dependencia de  $T_i^*$  con el canal, fundamentalmente debido a la variación espectral de la emisividad de la superficie. Nótese que para el caso del cuerpo negro,  $T_4^* = T_5^* = T$ . Así, a partir de las ecuaciones (77) y (78) escritas para los canales 4 y 5 obtenemos

$$T = T_4 + A(T_4 - T_5) + \Delta + B(\epsilon) \quad (80)$$

donde los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  representan el efecto atmosférico, y  $B(\epsilon)$  es el efecto de la emisividad en el método de split-window, y se definen como

$$A = \frac{1 - \tau_4(\theta)}{\tau_4(\theta) - \tau_5(\theta)} \quad (81)$$

$$\Delta = - [1 - \tau_5(\theta)] A \delta T_a^\uparrow \quad (82)$$

$$B(\epsilon) = \frac{1 - \epsilon_4}{\epsilon_4} b_4 + A \tau_5(\theta) \left[ \frac{1 - \epsilon_4}{\epsilon_4} b_4 - \frac{1 - \epsilon_5}{\epsilon_5} b_5 \right] \quad (83)$$

En esta ecuación de split-window, el efecto de la atenuación atmosférica viene dado por los coeficientes  $A$  y  $\Delta$ , que dependen del tipo de atmósfera y son independientes de la emisividad de la superficie. El coeficiente  $A$  coincide con la expresión clásica de McMillin (1975) para el caso del cuerpo negro. El coeficiente  $\Delta$  fue propuesto por primera vez por Maul (1983) en la misma hipótesis, y está determinado fundamentalmente por la variación espectral de la temperatura atmosférica efectiva. De esta forma, en la ecuación (80) el efecto atmosférico queda separado de la corrección de emisividad, por lo que se pueden utilizar algoritmos de corrección desarrollados para mar (donde se supone habitualmente  $\epsilon_4 = \epsilon_5 = 1$ ), para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre, siempre que se evalúe separadamente el efecto de la emisividad,  $B(\epsilon)$ . Este punto se discutirá más detalladamente en el Capítulo III. En las Figuras 14 y 15 mostramos los valores obtenidos para los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  utilizando las ecuaciones (81) y (82), respectivamente, en función del contenido de vapor de agua de la atmósfera, para el caso de observación vertical,  $\theta = 0^\circ$  (Sobrino et al., 1993b). En estas Figuras hemos considerado todos los gases atmosféricos, es decir el vapor de agua más los denominados gases fijos. La influencia de estos últimos es importante en el caso de atmósferas secas, donde la transmisividad de los gases fijos es comparable a la del vapor de agua. Esto se puede observar en la Figura 14 para  $W < 1$  g/cm<sup>2</sup>. También para el coeficiente  $\Delta$ , el efecto de los

gases fijos es evidente, si se tiene en cuenta la influencia de éstos en la diferencia de temperaturas atmosféricas  $T_{a4}^{\uparrow} - T_{a5}^{\uparrow}$  (Figura 7). El efecto global de los gases fijos en la ecuación de split-window será discutida con más profundidad en el Capítulo III.

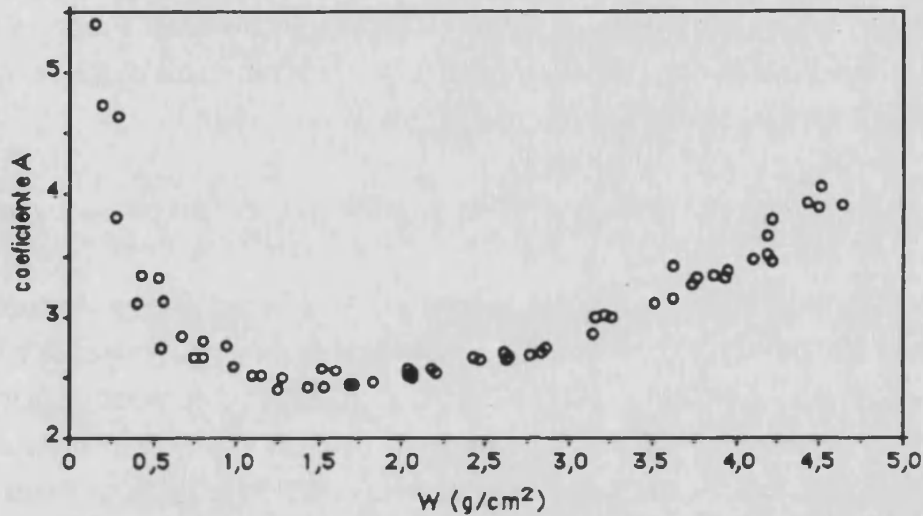


Figura 14.- Coeficiente A de la ecuación de split-window en función el contenido de vapor de agua de la atmósfera, W. Hemos considerado todos los gases atmosféricos, suponiendo observación vertical (Sobrino et al., 1993b).

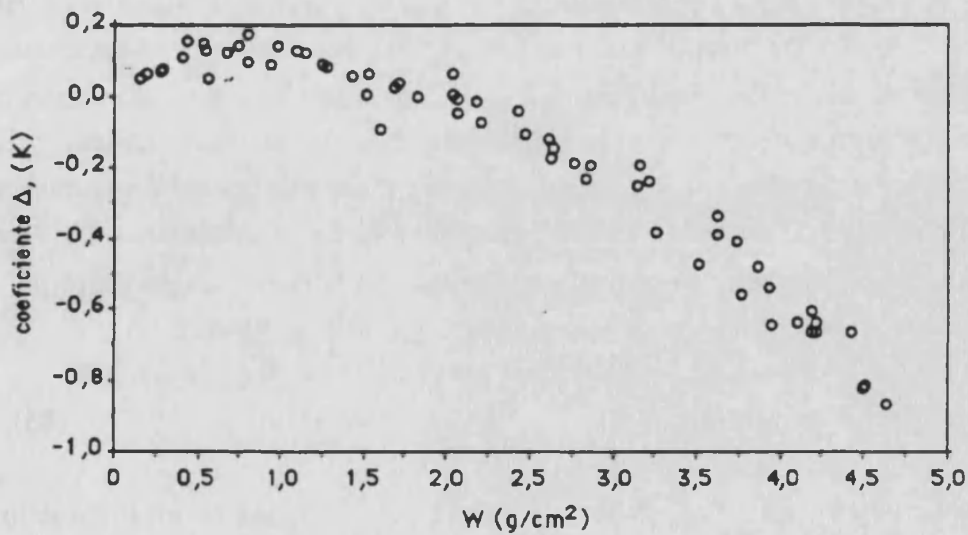


Figura 15.- Coeficiente Δ de la ecuación de split-window en función el contenido de vapor de agua de la atmósfera, W. Hemos considerado todos los gases atmosféricos, suponiendo observación vertical (Sobrino et al., 1993b).

La variabilidad atmosférica mostrada por los coeficientes A y Δ imposibilita la utilización de algoritmos lineales con coeficientes constantes a escala mundial. Para resolver este problema se puede proceder de tres formas distintas: (1) utilizar coeficientes particulares determinados a

partir de las Figuras 14 y 15, y del conocimiento del contenido de vapor de agua en la atmósfera determinada; (2) definir algoritmos lineales regionales y/o estacionales, optimizados de acuerdo a determinadas características climáticas; y (3) desarrollar algoritmos de split-window no lineales que incluyan explícitamente la dependencia atmosférica de los coeficientes. El efecto de la variabilidad atmosférica en el método de split-window será discutida con detalle en el Capítulo III, estudiando la viabilidad de las distintas soluciones enumeradas. Respecto a la última estrategia, hemos propuesto una variación lineal de A con la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$ , de acuerdo a (Coll et al., 1994a):

$$A = a_1 + a_2 (T_4 - T_5) \quad (84)$$

con lo que el coeficiente  $\Delta$  puede mantenerse constante. Una forma similar a la ecuación (84) fue propuesta por McMillin (1975) (en términos de diferencia de radiancias, en vez de diferencias de temperatura), McMillin y Crosby (1984) y Dalu et al. (1985) en el contexto de la medida de la temperatura de la superficie del mar. El significado físico de esta expresión reside en que, a medida que aumenta la humedad atmosférica, aumenta la diferencia  $T_4-T_5$ , de forma similar a la que presenta la Figura 14. En el próximo Capítulo daremos una justificación de la ecuación (84), así como la determinación de los coeficientes atmosféricos  $a_1$ ,  $a_2$ , y  $\Delta$  a partir de datos medidos de temperatura de la superficie del mar e imágenes coincidentes NOAA-AVHRR.

El efecto de la emisividad en el split-window viene dado por el coeficiente  $B(\epsilon)$ , que depende de las emisividades en los canales 4 y 5, y además del tipo de atmósfera a través de los coeficientes  $b_4$ ,  $A$  y la transmisividad  $\tau_5$ . También hay que mencionar la dependencia con la temperatura de la superficie, a través de  $T_i^*$ . Vamos a escribir ahora una expresión para el coeficiente  $B(\epsilon)$  en términos de la emisividad media en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon = (\epsilon_4 + \epsilon_5)/2$ , y de la diferencia espectral,  $\Delta\epsilon = \epsilon_4 - \epsilon_5$ . Esta nueva expresión es más operativa y permite discutir de forma más sencilla la dependencia atmosférica de  $B(\epsilon)$ . Para ello supondremos que la emisividad de las superficies naturales es próxima a la unidad en la citada región espectral. Con esta hipótesis es fácil obtener, a partir de la ecuación (83) (Coll et al., 1994a):

$$B(\epsilon) = \alpha(1 - \epsilon) - \beta\Delta\epsilon \quad (85)$$

donde  $\alpha = (b_4 - b_5)A\tau_5(\theta) + b_4$ , y  $\beta = A\tau_5(\theta)b_5 + \alpha/2$ . En la Figura 16 mostramos los valores obtenidos para los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  en función de la humedad atmosférica para las mismas atmósferas de las Figuras 14 y 15 (también hemos incluido todos los gases atmosféricos en el cálculo de estos coeficientes). Para realizar el cálculo hemos tomado  $T_i^*$  igual a la temperatura del perfil atmosférico a nivel de la superficie. En la Figura se observa que el coeficiente  $\alpha$  es prácticamente constante para las atmósferas estudiadas ( $\alpha = 40 \pm 10$  K), mientras que  $\beta$  disminuye con la humedad atmosférica, tomando los valores típicos de  $\beta = 150$  K para la atmósfera estándar

de latitudes medias en invierno,  $\beta \approx 75$  K para la de latitudes medias en verano, y  $\beta \approx 50$  K para la atmósfera tropical. Por otra parte, la dependencia con la temperatura de  $\alpha$  y  $\beta$  es lineal, análoga a la de los coeficientes  $b_i$ . Nuestros cálculos muestran que para una variación de  $\pm 10$  K en  $T_i^*$ , la variación causada en el coeficiente  $\alpha$  es entre  $\pm 1,5$  K para una atmósfera seca y  $\pm 5$  K en la atmósfera tropical. La variación de  $\beta$  con la temperatura es independiente del tipo de atmósfera, siendo aproximadamente de  $\pm 10$  K para la variación de temperatura antes mencionada. Un sencillo análisis en la ecuación (85) muestra que la medida de la emisividad,  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ , es la mayor fuente de error en la determinación de la temperatura de la superficie terrestre usando el método split-window. Tomando un error de 0,01 en  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$  (suponiendo ambos independientes), el error de la ecuación (85) resulta entre 1,6 K para la atmósfera de invierno y 0,7 K para la tropical. Como comparación, el error en  $B(\epsilon)$  debido a una variación de temperatura de 10 K, para el caso extremo en que  $\epsilon=0,95$  y  $\Delta\epsilon=0,02$ , es sólo de 0,3 K en ambos casos.

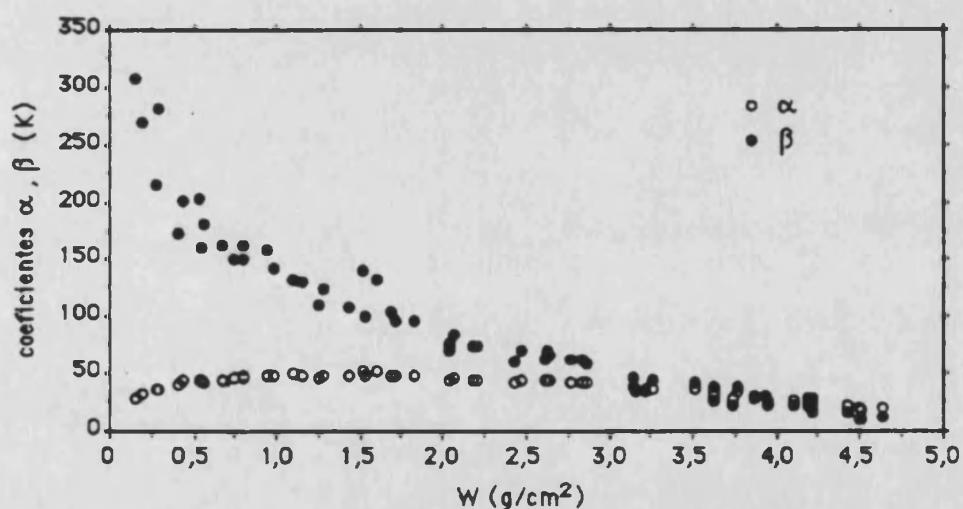


Figura 16.- Coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  de la ecuación (85) para el término de corrección de emisividad, en función del contenido de vapor de agua de la atmósfera.





## Capítulo III

---

# RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este Capítulo mostraremos los resultados obtenidos en la aplicación de los métodos de corrección desarrollados en el Capítulo II. Para ello necesitamos conjuntos de datos de temperatura (temperaturas de satélite y temperaturas de la superficie coincidentes). Así, en el primer apartado discutiremos la simulación de medidas de satélite, que consiste en la utilización de perfiles atmosféricos representativos de una gran cantidad de condiciones climatológicas, y un modelo atmosférico, para reproducir de una forma realista medidas de satélite en cualquier canal y en un variado conjunto de condiciones físicas. Por otra parte, en ocasiones podremos utilizar conjuntos 'empíricos' de medidas; es decir, temperaturas medidas "in situ", con sus correspondientes valores registrados desde satélite.

Utilizando distintos conjuntos de datos, evaluaremos cuantitativamente el efecto atmosférico y el de la emisividad de la superficie en los dos modelos de corrección propuestos: la ecuación monocanal y en el método de split-window. Los resultados para cada método se presentan en apartados distintos, aunque puede advertirse un cierto paralelismo entre ellos. En ambos casos discutiremos los resultados obtenidos en relación con trabajos y modelos similares desarrollados por otros autores. Un punto interesante es el análisis la sensibilidad de los dos métodos a la variabilidad atmosférica del vapor de agua, que será tratado con detalle. El objetivo de este Capítulo es investigar las ventajas y las limitaciones de ambos métodos de corrección, discutiendo los errores esperados en su aplicación operativa.



### III.1 Datos empíricos y simulación de medidas de satélite

Es posible seguir dos procedimientos alternativos para construir un conjunto de datos con los cuales comprobar el funcionamiento de los métodos teóricos desarrollados, así como estudiar su sensibilidad a las características de la superficie y a los distintos parámetros atmosféricos: la obtención de medidas "in situ" de temperatura y sus correspondientes medidas coincidentes desde satélite (método *empírico*); y la simulación de medidas de satélite (método de *simulación*).

La principal ventaja del método empírico es que se utilizan datos reales de satélite en combinación con medidas reales realizadas "in situ", teniendo en cuenta las propiedades reales de la atmósfera existente y de la superficie observada. Sin embargo, existen desventajas que hacen escasamente aplicable este método en ciertas condiciones. En el caso relativamente sencillo de la superficie del mar, Dalu y Liberti (1988) y Minnett (1990) identifican una serie de problemas. Entre ellos podemos destacar:

(1) La diferente naturaleza que tienen las medidas de temperatura realizadas "in situ" y las de satélite. Las medidas "in situ" suelen tomarse mediante termómetros de contacto sumergidos una cierta profundidad (del orden de 1 m), por lo que la temperatura medida corresponde a la temperatura de la capa de mezcla, mientras que la temperatura medida desde satélite representa la temperatura de la capa superficial del mar (de unos pocos micrómetros de profundidad). La diferencia entre estas dos temperaturas puede ser de varias décimas de grado, siendo muy variable en función de las condiciones atmosféricas, y se debe al intercambio de calor entre el mar y la atmósfera (Robinson et al., 1984; Schluessel et al., 1987; 1990).

(2) La variabilidad espacial y temporal de la temperatura de la superficie. La medida tomada desde satélite representa un promedio espacial casi simultáneo, mientras que la medida "in situ" es, bien una medida puntual, un promedio temporal en un punto determinado, o una media temporal y espacial a lo largo de un transecto.

(3) Escasez de medidas coincidentes de calidad óptima. Por una parte, es difícil conseguir conjuntos numerosos de medidas "in situ" y de satélite coincidentes; por otra la presencia de nubes impide en ocasiones la comparabilidad de los datos. Por ejemplo, en el caso de la superficie del mar, McClain et al. (1985) encuentran que, en condiciones normales, sólo el 2% de los datos AVHRR coincidentes estudiados son utilizables después de la aplicación sucesiva de varios tests para la detección de nubes.

(4) Errores introducidos por nubes no detectadas y por errores en la calibración de los datos utilizados, tanto los de satélite como los medidos "in situ".

A pesar de estos inconvenientes, es posible encontrar conjuntos extensos de datos de temperatura de la superficie del mar. Entre ellos podemos citar la base de datos elaborada por NOAA/NESDIS (McClain et al., 1985; May, 1993) con medidas de temperatura tomadas a escala mundial; y la base del CMS-Lannion (Castagné et al., 1984; Antoine et al., 1992) correspondiente al mar Mediterráneo y al Atlántico Norte. El objetivo de estas bases de datos es la validación y eventual rectificación de los algoritmos operativos para la determinación de la temperatura de la superficie del mar. En el caso del mar, la condición de coincidencia espacial y temporal ha sido relajada para incluir datos distantes varios kilómetros y separados por varias horas, lo cual es posible debido a la escasa variabilidad de la temperatura del mar. Minnett (1991) estima que una separación temporal y espacial de 2 horas y 10 km, respectivamente, es tolerable para el caso del mar. Sin embargo, esto no es posible en la superficie del suelo, cuya temperatura es extremadamente variable, pudiendo cambiar 10 K en pocos metros y unos 50 K durante el ciclo diario (Prata, 1994b).

Además de algunos de los problemas mencionados anteriormente para la superficie del mar, se encuentran otros inconvenientes específicos de la superficie terrestre. Uno de ellos es la heterogeneidad de la superficie terrestre, con superficies de distinta emisividad y en ocasiones de complicada geometría, que hace necesario la definición de una emisividad y temperatura efectivas que sea comparable a la obtenida desde satélite, además de la medida de la emisividad y la temperatura de las distintas partes constituyentes (Caselles et al., 1992). Por otro lado está la dificultad práctica de medir la temperatura de la superficie, ya sea mediante radiómetros instalados en el suelo, que necesitan la corrección de la emisividad de la superficie y de la radiancia descendente de la atmósfera; ya sea mediante termómetros de contacto, pues es difícil asegurar un contacto óptimo en la superficie estudiada (Prata, 1994b). Estos problemas explican la escasez de bases de datos relativos a la temperatura de la superficie terrestre, para los distintos tipos de superficie y en las distintas condiciones climáticas existentes a escala mundial.

Los problemas anteriormente citados han contribuido al gran auge de los métodos de simulación, como alternativa y complemento a las bases de datos empíricos. La simulación de medidas de satélite está basada en el conocimiento de: (i) las características del sensor (función de respuesta espectral del canal estudiado, posibles ángulos de observación); (ii) las propiedades espectrales de los gases atmosféricos y de los aerosoles; (iii) los perfiles atmosféricos de humedad y temperatura, así como la distribución vertical y el tipo de los aerosoles; y (iv) las características de la superficie (emisividad y temperatura efectivas). Este procedimiento evita los problemas del método empírico, aunque está sujeto a una serie de inconvenientes, entre los que podemos citar (Minnett, 1990):

(1) Errores debido a un inadecuado conocimiento del coeficiente de absorción de los gases atmosféricos, y su dependencia respecto de la temperatura y la presión. Estos es aplicable fundamentalmente en el caso de la absorción continua del vapor de agua (véase el Apéndice A), y a la formulación del efecto de la dispersión de los aerosoles. En el caso del vapor de agua, recientes medidas del coeficiente continuo de absorción indican un buen acuerdo con los resultados del programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988), sobre todo para contenidos moderados de vapor de agua (Grant, 1990). Para el caso de los aerosoles, la introducción en el citado programa de un modelo de dispersión múltiple (Issacs et al., 1987) ha supuesto una sustancial mejora del mismo.

(2) Errores en la medida de los perfiles atmosféricos introducen errores en la simulación de la radiancia registrada a la altitud del satélite. Sin embargo, el efecto de los errores aleatorios en la medida de los perfiles no es muy significativo, pues nuestro único interés es que los perfiles sean físicamente realistas y representativos de una condición climática determinada, más bien que una descripción detallada del verdadero estado atmosférico en la zona y a la hora estudiada.

(3) El problema de la validación. En el método de simulación se toman como datos de entrada unos valores determinados de la temperatura y la emisividad efectivas. Con independencia de los dos puntos ya mencionados, la comparación de resultados obtenidos en la simulación con datos medidos "in situ" es difícil, debido a la distinta naturaleza de la temperatura de la superficie que se considera en cada método.

La gran ventaja del método de simulación es que permite realizar experimentos numéricos controlados, con el objetivo de estudiar el comportamiento de algoritmos y métodos de corrección teóricos en función de una serie de factores, como el canal utilizado y el ángulo de observación, variaciones en las características de la atmósfera (como las causadas por cambios regionales y estacionales), y las condiciones de la superficie (temperatura y emisividad). Esta posibilidad de construir bases de datos numerosas, correspondientes a distintas condiciones (atmosféricas y de la superficie), frente a la gran escasez de bases empíricas, hace que el método de simulación haya sido adoptado en un gran número de trabajos (pudiéndose citar, entre otros, a Deschamps y Phulpin, 1980; Barton, 1983; Llewellyn-Jones et al., 1984; Barton et al., 1989; Minnett, 1990; Sobrino et al., 1991; Coll et al., 1993b; Sobrino et al., 1993b). Sin embargo, una vez determinada la forma más adecuada de los algoritmos de corrección, y estudiada su sensibilidad con datos de simulación, es necesario utilizar bases de datos empíricas para la validación de los algoritmos operativos y evaluar su error de estimación en condiciones reales.



Para construir nuestra base de datos de simulación, hemos utilizado el programa de transferencia radiativa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988) (véase el Apéndice C). Los canales térmicos simulados han sido los canales 4 y 5 del AVHRR, del satélite NOAA, y el canal 6 del TM, a bordo del satélite Landsat (véase el Apéndice B para las funciones de respuesta espectral). En adelante, el subíndice  $i=4, 5, 6$  hará referencia a los canales mencionados, respectivamente. En el caso del satélite Landsat, la observación es prácticamente cenital, por lo que sólo hemos simulado el caso  $\theta=0^\circ$ . Para el sensor AVHRR se han considerado varios ángulos de observación que cubren el intervalo entre  $0^\circ$  y  $55^\circ$ .

Los perfiles de temperatura y humedad atmosférica han sido obtenidos de varias fuentes: (i) Las atmósferas estándar latitudinales y estacionales incluidas en el programa LOWTRAN (tropical; latitudes medias en invierno y verano; estándar USA; subártica en invierno y verano) (ver Figura II.1); (ii) un conjunto de 40 radiosondeos representativos de latitudes medias en su ciclo anual, tomado por los observatorios del INM de Murcia y Palma de Mallorca, donde el contenido de vapor de agua en una columna vertical,  $W$ , varía entre 0,3 y 2,7 g/cm<sup>2</sup>; y (iii) un conjunto de 61 radiosondeos representativos a escala mundial, seleccionados de la base de datos atmosféricos TIGR (TOVS Initial Guess Retrieval; Scott y Chédin, 1981), procesado por Sobrino et al. (1993b), donde  $W$  varía entre 0,15 y 4,7 g/cm<sup>2</sup>. En el Apéndice D se muestran algunas de las características de estos tres conjuntos de perfiles atmosféricos. A los perfiles de vapor de agua, hemos añadido los perfiles estándar de los restantes gases atmosféricos contenidos en el programa LOWTRAN, en función de la humedad total de cada perfil. También hemos incluido en ocasiones el efecto de los aerosoles, considerando los distintos modelos incluidos en el programa LOWTRAN 7 (véase el Apéndice C).

Para simular las características de la superficie, la temperatura efectiva,  $T$ , se selecciona en función de la temperatura del nivel más bajo de cada perfil,  $T(z=0)$ . En el caso del mar, la temperatura es generalmente próxima a  $T(z=0)$ , por lo que podemos variar la temperatura  $T$  en  $\pm 2,5$  K alrededor de  $T(z=0)$  (Barton et al., 1989; Minnett, 1990). Para la superficie terrestre, la temperatura de la superficie puede ser muy diferente de  $T(z=0)$ , en función del tipo de superficie y de las condiciones atmosféricas. Por ello hemos tomado una variación mayor: entre -10 y +20 K alrededor de  $T(z=0)$ . Igualmente, el valor de la emisividad depende del tipo de superficie. En todo caso, hemos variado tanto la emisividad media,  $\epsilon$ , como la diferencia espectral en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\Delta\epsilon$ . En el caso del mar se han tomado los valores calculados a partir del modelo teórico de Masuda et al. (1988), mientras que para la superficie terrestre hemos seleccionado diferentes combinaciones de  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ , de acuerdo con los valores típicos de distintas clases de superficie, que pueden encontrarse en la bibliografía (Salisbury y Milton, 1988; Elvidge, 1988; Nerry, 1988; Labeled y Stoll, 1991; Salisbury y D'Aria, 1992).

El modelo físico para determinar la temperatura de satélite en el canal  $i$  de un determinado sensor,  $T_i$ , viene dado por la ecuación (II.33), es decir:

$$B_i(T_i) = [\epsilon_i B_i(T) + R_i^{\text{ref}}] \tau_i(\theta) + R_i^{\uparrow}(\theta) \quad (1)$$

donde  $\tau_i(\theta)$  y  $R_i^{\uparrow}(\theta)$  se calculan utilizando el programa LOWTRAN. Para determinar la radiancia reflejada  $R_i^{\text{ref}}$ , es necesario calcular la radiancia atmosférica descendente, ejecutando el programa en sentido contrario. Si se supone reflexión especular (caso del mar), se debe obtener  $R_i^{\downarrow}$  en la misma dirección  $\theta$  (ecuación II.20). Cuando se considere reflexión lambertiana (caso terrestre) debe calcularse  $R_i^{\downarrow}$  en todas las direcciones, para obtener la radiancia hemisférica descendente mediante integración (ecuación II.58). En lo que resta de este Capítulo, vamos a exponer los resultados obtenidos al aplicar los métodos desarrollados en el Capítulo II al conjunto de datos de simulación que hemos descrito anteriormente. También utilizaremos conjuntos de datos empíricos cuando sean disponibles.



## III.2 Análisis de la ecuación monocanal

Los datos de simulación obtenidos para los canales térmicos mencionados son útiles para la estimación del orden de magnitud de los distintos efectos, atmosférico y de emisividad, que intervienen en la medida monocanal de la temperatura de la superficie desde satélite. Tomaremos como modelo teórico la ecuación monocanal de corrección, dada por la ecuación (II.61). En esta ecuación, el efecto de la emisividad de la superficie y el de la atenuación atmosférica están separados prácticamente, aunque existe un acoplamiento débil entre ellos debido a la componente de reflexión.

### III.2.1 El efecto atmosférico

Si suponemos que la superficie es un cuerpo negro ( $\epsilon_i=1$ ), la diferencia entre la temperatura de la superficie,  $T$ , y la registrada por el satélite,  $T_i$ , se debe únicamente al efecto de atenuación de la atmósfera, que se denotará como  $\Delta T_{ai}$ . Así, el efecto de la atenuación atmosférica viene dado, a partir de la ecuación (II.61), por:

$$\Delta T_{ai} = \frac{1-\tau_i(\theta)}{\tau_i(\theta)} (T_i - T_{ai}^{\uparrow}) \quad (2)$$

donde se observa la dependencia con la transmisividad,  $\tau_i$ , y la temperatura atmosférica,  $T_{ai}^{\uparrow}$ , las cuales son una función de la composición de la atmósfera, el ángulo de observación y los perfiles verticales de temperatura y densidad de vapor de agua.

Hemos estimado el efecto de los distintos constituyentes atmosféricos en la ecuación (2), incluyendo todos los gases atmosféricos y varios modelos de aerosoles. Por simplicidad hemos supuesto observación vertical, y la temperatura de la superficie igual a la temperatura del perfil a nivel del suelo,  $T(z=0)$ . Los perfiles gaseosos corresponden a las atmósferas estándar tropical y de latitudes medias en invierno y verano. Tomando como base el perfil de vapor de agua, hemos ido añadiendo los perfiles de los restantes gases, con lo que se producen variaciones en  $\tau_i$  y  $T_{ai}^{\uparrow}$ . Posteriormente hemos añadido varios modelos de aerosoles, que presentan distinta composición y distribución vertical: el modelo troposférico, con una visibilidad horizontal de 50 km; el modelo de aerosoles rural, con visibilidades de 23 y 5 km; y el modelo urbano, con 5 km de visibilidad. Todos estos modelos de aerosoles están incluidos en el programa LOWTRAN 7. Los cálculos de la dispersión debida a los aerosoles se han realizado con el modelo de dispersión múltiple del programa LOWTRAN 7 (Isaacs et al., 1987). Los resultados de este análisis están

presentados en la Tabla 1, donde se da la contribución de los distintos constituyentes atmosféricos al efecto de la atenuación atmosférica,  $\Delta T_{ai}$ , expresada en K.

Tabla 1.- Efecto de distintos constituyentes atmosféricos en la atenuación total de la atmósfera, expresado en K, para los canales 4 y 5 AVHRR y 6 TM, y en las atmósferas estándar indicadas. En los modelos de aerosoles se da la visibilidad horizontal (VIS). Hemos considerado observación vertical,  $\theta=0^\circ$ , y  $T=T(z=0)$ .

	LAT. MED. INVIERNO			LAT. MED. VERANO			TROPICAL		
	canal 4	canal 5	canal 6	canal 4	canal 5	canal 6	canal 4	canal 5	canal 6
<b>GASES</b>									
$H_2O$	0,38	0,63	0,52	1,89	2,99	2,62	3,62	5,43	4,53
$CO_2$	0,29	0,24	0,28	0,51	0,24	0,40	0,49	0,30	0,35
$O_3$	0,02	0,04	0,03	0,03	0,03	0,03	0,06	0,06	0,06
<b>AEROSOLES</b>									
<i>troposférico</i> (VIS=50 km)	0,01	0,02	0,01	0,02	0,10	0,06	0,01	0,06	0,02
<i>rural</i> (VIS=23 km)	0,08	0,08	0,08	0,06	0,19	0,07	0,04	0,11	0,05
<i>rural</i> (VIS=5 km)	0,32	0,26	0,29	0,29	0,31	0,25	0,18	0,18	0,18
<i>urbano</i> (VIS=5 km)	0,30	0,26	0,28	0,23	0,37	0,25	0,25	0,24	0,25

En todos los casos, el vapor de agua es el principal gas absorbente, aunque en la atmósfera de latitudes medias en invierno su efecto es comparable al del dióxido de carbono. Es de destacar también la gran variabilidad de la atenuación del vapor de agua (debido a la variación de la humedad total y a la dependencia de la absorción continua con la humedad), que alcanza valores grandes en el caso tropical. El efecto del vapor de agua es siempre mayor en el canal 5 que en el 4, estando el efecto en el canal 6 TM situado entre estos dos. Respecto a los demás gases absorbentes, sólo hemos encontrado un efecto apreciable del dióxido de carbono y del ozono, cuya variación en cada atmósfera es mucho menos importante. La absorción del dióxido de carbono presenta una ligera variación estacional en las latitudes medias, debido a la conocida variación estacional de la concentración de este gas. El efecto del ozono es muy pequeño y similar en los canales estudiados, mientras que el efecto del dióxido de carbono es generalmente mayor en el canal 4, al contrario de lo que sucede con el vapor de agua. Los resultados mostrados en esta Tabla están en buen acuerdo con la intercomparación de distintos modelos radiativos realizada por Barton et al. (1989), aunque observamos la reducción del efecto atmosférico total que se produce en el LOWTRAN 7 (Tabla 1) respecto al LOWTRAN 6 (Kneizys et al., 1983) usado por Barton et al. (1989). Esto se debe principalmente a la

reducción de la absorción continua del vapor de agua propuesta a partir de recientes medidas experimentales (Kneizys et al., 1988). También nuestros resultados coinciden aceptablemente con los de Saunders y Edwards (1989), obtenidos con el modelo de alta resolución espectral GENLN2 (Edwards, 1988). Sin embargo, en este trabajo es de destacar el efecto pequeño aunque significativo de los compuestos clorofluorocarbonados. Como conclusión a la comparación entre los diferentes modelos atmosféricos, en la actualidad los distintos modelos radiativos ofrecen similares resultados, estando las mayores incertidumbres en el mecanismo de la absorción continua del vapor de agua, lo que se refleja en los distintos valores y dependencia del coeficiente de absorción.

Respecto a los aerosoles, los resultados de la Tabla 1 indican que su efecto dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  es pequeño en general, aunque depende del modelo de aerosoles utilizado. Por otra parte, el efecto de los aerosoles aumenta al disminuir la visibilidad horizontal. Para parametrizar el efecto de los aerosoles es frecuente utilizar el coeficiente de extinción de los aerosoles evaluado a una longitud de onda de referencia de 0,55  $\mu\text{m}$ , que es inversamente proporcional a la visibilidad horizontal (Kneizys et al., 1980). Esta parametrización es útil ya que el espesor óptico de los aerosoles en 0,55  $\mu\text{m}$ ,  $u_A(0,55 \mu\text{m})$ , puede determinarse a partir de las medidas en los canales visibles del sensor AVHRR tomados sobre la superficie del mar (Griggs, 1985; Rao et al., 1989; Rao, 1992). En la Figura 1 mostramos la atenuación en términos de temperatura,  $\Delta T_{ai}$ , producida por los aerosoles del modelo marítimo 'Navy' (Gathman, 1983), en función de  $u_A(0,55 \mu\text{m}) \times \sec\theta$ . Los cálculos se han realizado para las atmósferas estándar de latitudes medias en invierno y verano, en los canales 4 y 5 AVHRR y para distintos ángulos de observación entre 0 y 55°. (Coll y Caselles, 1994).

Hasta aquí hemos estudiado la influencia de la transmisividad,  $\tau_i$ , en la ecuación (2). Veamos ahora la dependencia con el ángulo de observación,  $\theta$ , y la temperatura de la superficie,  $T$ . La Figura 2 muestra la variación de la corrección atmosférica con  $\theta$ , para los canales 4 y 5 AVHRR, y para las tres atmósferas estándar indicadas. La dependencia angular sólo es significativa para  $\theta > 30^\circ$  aproximadamente, y es más importante para atmósferas húmedas. También se observa en esta Figura que la diferencia entre la atenuación sufrida en los dos canales aumenta con  $\theta$  y la humedad atmosférica. En la Figura 3 mostramos la variación de  $\Delta T_{ai}$  con la temperatura de la superficie,  $T$ , calculada para el canal 6 TM. Esta variación es lineal, siendo su pendiente  $(1-\tau_i)/\tau_i$ , que aumenta rápidamente con el contenido de vapor de agua. La ordenada en el origen es  $-(1-\tau_i)T_{ai}^\uparrow/\tau_i$ , como indica la ecuación (2).

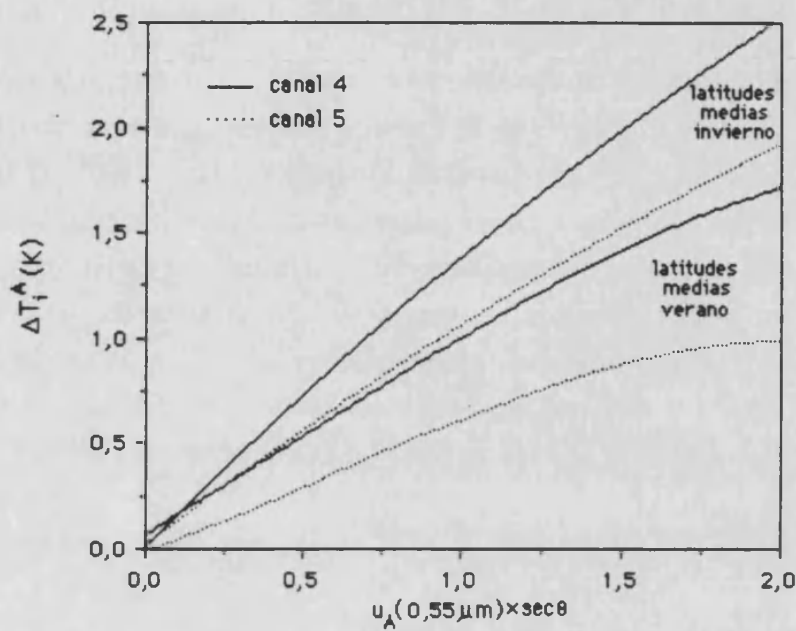


Figura 1.- Efecto de la dispersión de los aerosoles del modelo marítimo 'Navy' (Gathman, 1983), en función del espesor óptico evaluado a 0,55 μm, para los canales 4 y 5 AVHRR y las dos atmósferas estándar indicadas.

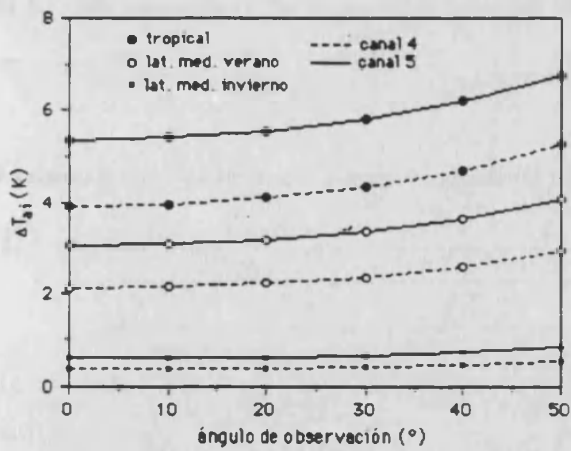


Figura 2.- Variación de  $\Delta T_{ai}$  con el ángulo de observación, para los canales 4 y 5 AVHRR y las atmósferas indicadas (Coll et al., 1991b).

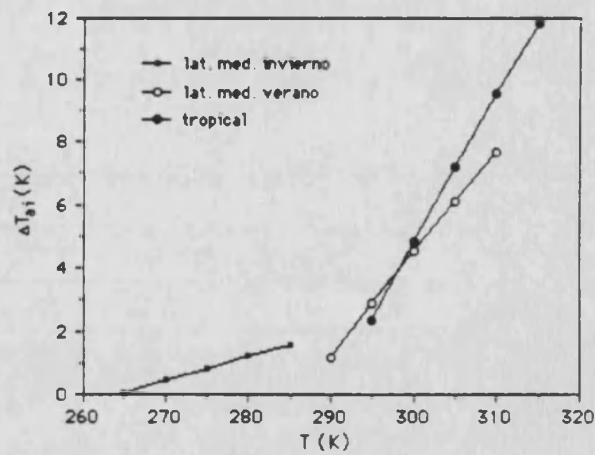


Figura 3.- Variación de  $\Delta T_{ai}$  con la temperatura de la superficie, T, en el canal 6 TM en las atmósferas indicadas (Coll et al., 1992).

### III.2.2 El efecto de la emisividad

Como se vio en la ecuación (II.61), el efecto de la emisividad en la ecuación monocanal,  $\Delta T_{ei}$ , viene dado por la expresión:

$$\Delta T_{ei} = \frac{1-\epsilon_i}{\epsilon_i} [L_i(T_i) - \gamma_i [1 - \tau_i(0^\circ)] (T_{ai} \downarrow + L_i(T_i) - T_i)] \quad (3)$$

donde, además de la influencia de la emisividad en el canal  $i$ ,  $\epsilon_i$ , se aprecia la dependencia con la temperatura de la superficie, a través de  $T_i$ , y con las características de la atmósfera, a través de  $\gamma_i$ , la transmisividad  $\tau_i(0^\circ)$  y la temperatura atmosférica  $T_{ai}^\downarrow$ . Estos últimos parámetros determinan la reflexión atmosférica, que es mayor para atmósferas húmedas (con transmisividad baja). El término de emisión de la superficie viene determinado por  $L_i(T_i)$ , que es contrarrestado en parte por el término de reflexión. En el apartado II.1.3.1 se dieron diferentes aproximaciones para la función  $L_i(T_i)$ . Aquí tomaremos la aproximación  $L_i(T_i) \approx T_i/n_i$  (ecuación II.40), la cual es suficiente en la mayoría de las ocasiones. Para demostrar esto, consideraremos el caso  $\tau_i=1$ , con lo que el efecto total de la emisividad es máximo. En este caso podemos escribir

$$T \approx T_i \left[ 1 + \frac{1 - \epsilon_i}{n_i \epsilon_i} \right] \quad (4)$$

El error cometido con la ecuación (4) respecto al valor exacto de  $T$  viene dado en la Tabla 2 para varios valores de emisividad y temperatura de la superficie, en los canales 4 y 5 AVHRR ( $n_4=4,667$  y  $n_5=4,260$ ). Como se observa en la Tabla, este error,  $\delta T$ , es pequeño en general. En un caso real se debe tener en cuenta el término de reflexión, con lo que el efecto total de la emisividad es menor. Por consiguiente, es de esperar que disminuya el error introducido por la aproximación de la función  $L_i$ .

Tabla 2.- Error cometido con la ecuación (4),  $\delta T$ , para varios valores de emisividad y temperatura, en los canales 4 y 5 AVHRR.

$T_i$ (K)	$\epsilon_i$	canal 4		canal 5	
		$T$ (K)	$\delta T$ (K)	$T$ (K)	$\delta T$ (K)
270	0,95	272,81	0,24	273,09	0,25
	0,97	271,66	0,13	271,83	0,13
	0,99	270,55	0,03	270,60	0,04
290	0,95	293,40	0,03	293,55	0,03
	0,97	291,91	0,01	292,10	0,01
	0,99	290,63	0,00	290,72	-0,03
310	0,95	313,69	-0,20	314,04	-0,21
	0,97	312,18	-0,13	312,39	-0,14
	0,99	310,72	-0,05	310,78	-0,04

El efecto total de la emisividad,  $\Delta T_{\epsilon_i}$ , está ilustrado en la Figura 4 en función de la emisividad de la superficie, para el canal 6 TM ( $n_6=4,432$ ). Se observa la importancia de la reflexión atmosférica, que aumenta con la humedad de la atmósfera. Así, el efecto de la

emisividad en la atmósfera tropical estándar ( $W=3,3 \text{ g/cm}^2$ ) resulta ser unas cuatro veces menor que si no se considerara el término de reflexión. De ahí que la importancia de la emisividad debe considerarse en función del tipo de atmósfera existente, disminuyendo su impacto al aumentar la humedad atmosférica.

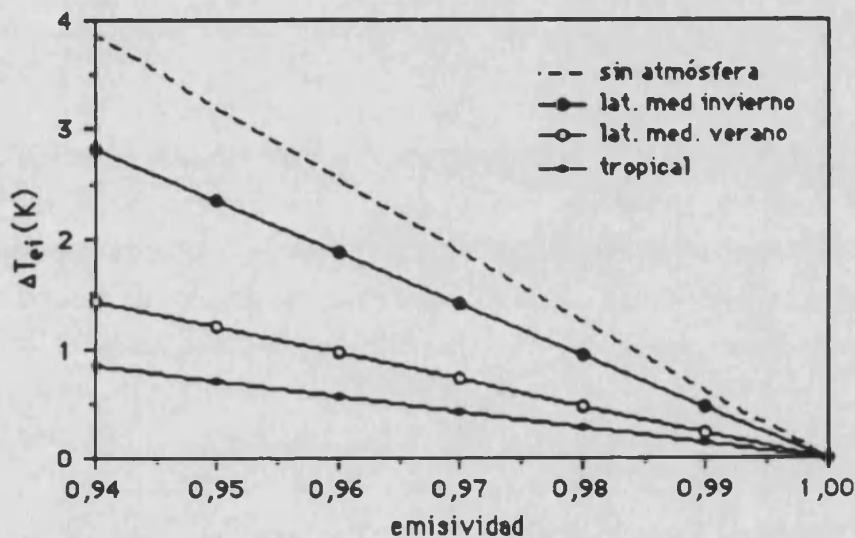


Figura 4.- Efecto total de la emisividad,  $\Delta T_{ei}$ , para el canal 6 TM, en las atmósferas estándar indicadas. También representamos el caso en que no hay reflexión atmosférica.

### III.2.3 Comprobación de la ecuación monocanal

El comportamiento de la ecuación monocanal de corrección atmosférica y de emisividad (ecuación II.61) ha sido estudiado utilizando un amplio conjunto de medidas de satélite simulado con el programa LOWTRAN 7. Las atmósferas estudiadas están dadas en la Tabla 3 y cubren en gran parte la variabilidad atmosférica a escala mundial. En esta Tabla se da, para cada atmósfera, el contenido de vapor de agua,  $W$ , la temperatura atmosférica,  $T_{ai}^{\uparrow}$ , el coeficiente medio de absorción,  $k_i$ , en los canales 4 y 5 AVHRR y 6 TM, y el parámetro  $m_i$  para los canales del AVHRR mencionados. Con estos parámetros atmosféricos podemos determinar la transmisividad total (ecuación II.41) como  $\tau_i(\theta)=1-k_iW/(\cos\theta)^{m_i}$ , y  $\gamma_i=2/(2-m_i)$  para aplicar la ecuación monocanal. Hemos supuesto además  $L_i(T_i)=T_i/n_i$  y  $T_{ai}^{\downarrow}=T_{ai}^{\uparrow}$ . Esta última simplificación es suficiente, pues las temperaturas atmosféricas ascendente y descendente difieren en unos pocos grados, siendo pequeña la importancia de  $T_{ai}^{\downarrow}$ , que sólo interviene en el término de reflexión. Por otra parte, la dependencia con el canal de la temperatura atmosférica es poco significativa respecto a su aplicación a la ecuación monocanal.

Tabla 3.- Parámetros atmosféricos en los canales 4 y 5 AVHRR y 6 TM para las atmósferas estándar: (1) latitudes medias en invierno; (2) estándar USA; (3) latitudes medias en verano; y (4) tropical.

atmósfera	$W(g/cm^2)$	$T_{es}^{\uparrow}(K)$	$T_{es}^{\downarrow}(K)$	$T_{es}^{\uparrow}(K)$	$k_4(cm^2/g)$	$k_5(cm^2/g)$	$k_6(cm^2/g)$	$m_4$	$m_5$
(1)	0,69	265,2	265,0	265,8	0,088	0,142	0,114	0,79	0,74
(2)	1,13	277,1	276,5	276,8	0,093	0,146	0,120	0,81	0,74
(3)	2,36	287,2	286,4	286,4	0,117	0,170	0,147	0,74	0,63
(4)	3,32	290,8	289,7	290,6	0,130	0,172	0,156	0,64	0,49

En la simulación hemos variado la temperatura y emisividad de la superficie en un amplio intervalo. Para cada perfil atmosférico se han tomado varias temperaturas,  $T$ , entre -5 y +10 K alrededor de la temperatura del aire a nivel de la superficie, y valores de emisividad,  $\epsilon_i$ , entre 0,96 y 1. Para los canales AVHRR hemos considerado tres ángulos de observación (0, 30 y 50°), mientras que para el canal 6 TM sólo hemos considerado observación vertical. Con ello se han calculado un gran número de valores de temperatura de satélite  $T_i$ , (351 casos por atmósfera en los canales AVHRR, 117 para el canal 6 TM). Utilizando estas temperaturas junto con los correspondientes parámetros de la Tabla 3 y el valor asignado de la emisividad, hemos aplicado la ecuación monocanal, comparando el valor teórico obtenido,  $T_{mod}$ , con la temperatura asignada,  $T$ . El resultado del análisis de error,  $\delta T = T - T_{mod}$ , viene dado en la Tabla 4 para los tres canales indicados. Siendo  $n$  el número de casos, el error medio se ha calculado como  $\delta = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \delta T_k$ ; la desviación estándar es  $\sigma = [\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \delta T_k^2]^{1/2}$ ; y el error total viene dado por  $\delta_{total} = [\delta^2 + \sigma^2]^{1/2}$ .

Los resultados expuestos en la Tabla 4 han sido obtenidos suponiendo conocidos con precisión los parámetros atmosféricos necesarios para la ecuación monocanal (Tabla 3), por tanto los errores encontrados deben interpretarse como los errores debidos a las aproximaciones efectuadas a la hora de desarrollar el modelo teórico (fundamentalmente la linealización de la función de Planck y de la variación de la transmisividad atmosférica con el contenido de vapor de agua). Del análisis de los resultados podemos concluir que ambas aproximaciones son suficientemente apropiadas, dado los pequeños errores que se obtienen en todos los casos. Por otra parte, el error es siempre mayor para el caso tropical y en el canal 5 AVHRR, donde, al ser menor la transmisividad atmosférica, la aproximación de la transmisividad resulta menos aplicable. Considerando conjuntamente todas las atmósferas, el error total que obtenemos es de 0,18 K para el canal 4 (1.404 casos); 0,20 K para el canal 5 (1.404 casos), y 0,12 K para el canal 6 (468 casos). El hecho de que el error sea menor en el canal 6 es debido a que sólo hemos considerado observación vertical en este caso, con la consiguiente reducción de la atenuación atmosférica y su error asociado.



Tabla 4.- Comprobación de la ecuación monocanal de corrección en los canales y atmósferas estándar indicadas.

<i>canal 4 AVHRR</i>	<i>L. M. Invierno</i>	<i>estándar USA</i>	<i>L. M. Verano</i>	<i>Tropical</i>
<i>error medio (K)</i>	+0,14	+0,14	+0,11	+0,18
<i>desviación estándar (K)</i>	0,05	0,06	0,10	0,21
<i>error total (K)</i>	0,15	0,15	0,15	0,28

<i>canal 5 AVHRR</i>	<i>L. M. Invierno</i>	<i>estándar USA</i>	<i>L. M. Verano</i>	<i>Tropical</i>
<i>error medio (K)</i>	-0,15	-0,15	-0,12	+0,12
<i>desviación estándar (K)</i>	0,06	0,07	0,21	0,29
<i>error total (K)</i>	0,16	0,17	0,24	0,31

<i>canal 6 TM</i>	<i>L. M. Invierno</i>	<i>U.S.estándar</i>	<i>L. M. Verano</i>	<i>Tropical</i>
<i>error medio (K)</i>	-0,05	+0,10	-0,10	+0,12
<i>desviación estándar (K)</i>	0,06	0,06	0,11	0,20
<i>error total (K)</i>	0,08	0,12	0,15	0,23

### III.2.4 Análisis de sensibilidad

En el análisis anterior, hemos demostrado el óptimo funcionamiento de la ecuación monocanal en el caso 'ideal', es decir, cuando conocemos con precisión los distintos parámetros necesarios. Los errores obtenidos son únicamente debidos a las aproximaciones del modelo. Pensando en una aplicación práctica de este método, es conveniente estudiar la influencia que tienen los posibles errores en el conocimiento de las características de la atmósfera y la emisividad de la superficie.

#### III.2.4.1 Atenuación atmosférica

En lo que se refiere al efecto de la atenuación atmosférica,  $\Delta T_{ai}$  (ecuación 2), hemos estudiado la influencia de la transmisividad,  $\tau_i(\theta)$ , y de la temperatura atmosférica,  $T_{ai}^\uparrow$ . Estas magnitudes están determinadas por la distribución vertical del vapor de agua y la temperatura de la atmósfera, y se calculan introduciendo estos perfiles como datos de entrada en un modelo radiativo de la atmósfera. Dejando a un lado los posibles errores atribuibles al modelo de cálculo, los resultados de la ecuación monocanal están influenciados por los errores en la medida de los perfiles atmosféricos, y por la variabilidad espacial y temporal propia de la atmósfera. Ambas fuentes de error pueden afectar a la representatividad del perfil atmosférico utilizado, respecto de las condiciones reales de la atmósfera en el área estudiada y a la hora de paso del satélite.



El efecto de los errores en la medida de la humedad y la temperatura de la atmósfera en los radiosondeos ha sido evaluado por Maul y Sidran (1973). Estos autores estiman un error cuadrático medio en la corrección atmosférica de  $\pm 0,3$  K para un error realista de  $\pm 10\%$  en la humedad relativa, introducido aleatoriamente en los distintos niveles del radiosondeo. El error resultante es relativamente pequeño, dado que los errores aleatorios tienden a compensarse a lo largo del perfil. Así, el error debido a la medida de los radiosondeos no debe ser mayor que 0,5 K (Maul y Sidran, 1973; Maul 1981). Por otra parte, el efecto de la variabilidad atmosférica es más difícil de estimar, ya que depende de las características climáticas regionales y de las condiciones meteorológicas. El error en la especificación de la atmósfera puede parametrizarse en términos del error cometido en la estimación del contenido de vapor de agua,  $\delta(W)$ , y el error en la temperatura atmosférica,  $\delta(T_{ai}^{\uparrow})$ .

Volviendo a la ecuación (2) podemos apreciar la importancia del factor  $[1-\tau_i(\theta)]/\tau_i(\theta)$ , que está representado en la Figura 5 en función del contenido de vapor de agua en la dirección de observación del satélite,  $W/\cos\theta$ . En esta Figura puede apreciarse la gran variabilidad de este factor con el contenido de vapor de agua, que crece acusadamente en las atmósferas húmedas. Este comportamiento es aún más notable en el canal 5 AVHRR, donde la absorción continua del vapor de agua es importante. Así pues, el término  $[1-\tau_i(\theta)]/\tau_i(\theta)$  se ve afectado fundamentalmente por la variación de la humedad atmosférica,  $\delta(W)$ . El error resultante en la corrección atmosférica,  $\Delta T_{ai}$ , debido a la variabilidad de  $W$  ha sido estimado para varios valores de  $\delta(W)$  en función del contenido total de vapor de agua de la atmósfera. Para ello hemos utilizado los datos de la Figura 5 y hemos tomado  $T_i - T_{ai}^{\uparrow} = 10$  K como un valor típico. La Figura 6 muestra los resultados obtenidos para  $\delta(W) = 0,2$  y  $0,4$  g/cm<sup>2</sup>. Así, el error es proporcional a  $\delta(W)$  y  $W/\cos\theta$ , siendo siempre considerablemente mayor en el canal 5. Por otra parte, el error en la corrección atmosférica generado por la variabilidad de la temperatura  $T_{ai}^{\uparrow}$  es proporcional a  $[1-\tau_i(\theta)]/\tau_i(\theta)$ , y está representado en la Figura 7 para dos valores distintos de  $\delta(T_{ai}^{\uparrow})$ . Como se observa en la Figura, el error aumenta rápidamente con la humedad atmosférica, sobre todo en el canal 5. Los resultados de las Figuras 6 y 7 muestran la necesidad del conocimiento preciso del contenido de vapor de agua y la temperatura atmosférica en la zona estudiada. Esto será tanto más necesario cuanto mayor sea la humedad de la atmósfera. También muestran que el canal 5 es poco indicado para utilizar el método monocanal de corrección atmosférica, debido a que la absorción continua del vapor de agua es más importante.

Para ilustrar más ampliamente este análisis de errores, podemos tomar un caso de una atmósfera con humedad moderada, por ejemplo  $W/\cos\theta = 2$  g/cm<sup>2</sup>. En este caso, para  $\delta(W) = 0,2$  g/cm<sup>2</sup>, el error es de 0,48 K en el canal 4 y 0,86 K en el canal 5; y para  $\delta(T_{ai}^{\uparrow}) = 2$  K, el error resulta 0,60 K en el canal 4 y 0,85 K en el canal 5. De esta forma, el error total debido a la variabilidad atmosférica puede estimarse entre 0,8 y 1,1 K (según consideremos independientes o dependientes, respectivamente, los errores en  $W$  y  $T_{ai}^{\uparrow}$ ) para el canal 4; y entre 1,2 y 1,7 K

para el canal 5. Como comparación, para  $W/\cos\theta=3 \text{ g/cm}^2$ , y los mismos valores de  $\delta(W)$  y  $\delta(T_{ai}^{\uparrow})$ , el error total aumenta considerablemente, siendo entre 1,4 y 1,9 K en el canal 4, y entre 2,5 y 3,5 K en el canal 5. Para concluir el análisis de sensibilidad de la corrección atmosférica, evaluaremos el error debido al ruido en la temperatura de satélite,  $\delta(T_i)$ , que afecta también a la ecuación (2). El error de digitalización nominal de los canales térmicos del AVHRR es 0,12 K (Planet, 1988). Así, el error resultante en la corrección atmosférica es  $\delta(T_i)[1-\tau_i(\theta)]/\tau_i(\theta)$ , que generalmente es un orden de magnitud menor que el debido a la variabilidad atmosférica: en los ejemplos dados anteriormente, el error debido al ruido radiométrico es menor que 0,1 K. Por otro lado, el error radiométrico del canal 6 TM es  $\delta(T_i)=0,5 \text{ K}$  (Markham y Barker, 1985), con lo que el error resultante en  $\Delta T_{ai}$  puede alcanzar 0,5 K en los anteriores ejemplos.

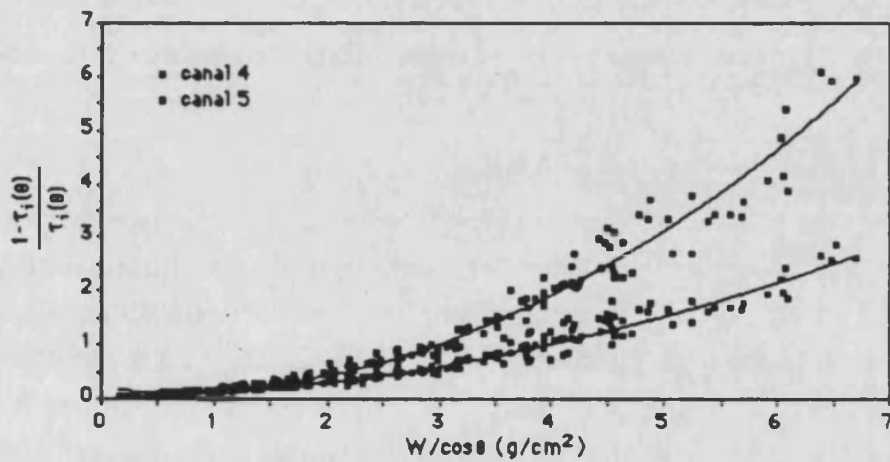


Figura 5.- Variación de  $[1-\tau_i(\theta)]/\tau_i(\theta)$  con el contenido de vapor de agua en la dirección de observación,  $W/\cos\theta$ , para los canales 4 y 5 AVHRR.

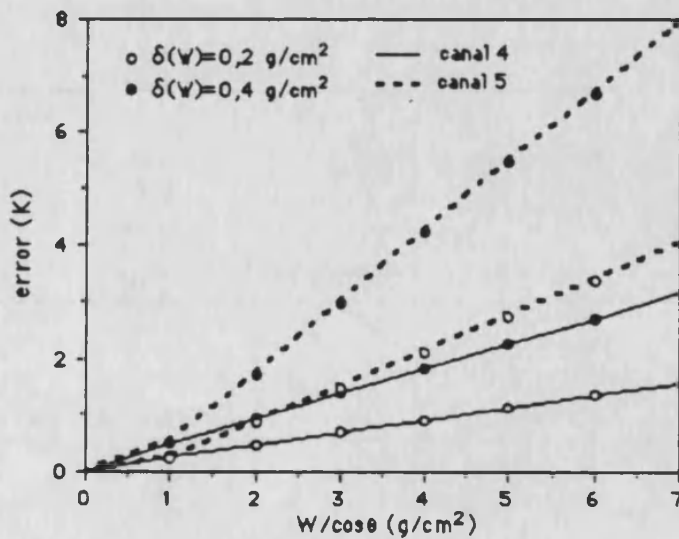


Figura 6.- Error en la corrección atmosférica debido a la variabilidad del contenido de vapor de agua, para los casos  $\delta(W)=0,2 \text{ g/cm}^2$  y  $\delta(W)=0,4 \text{ g/cm}^2$ .

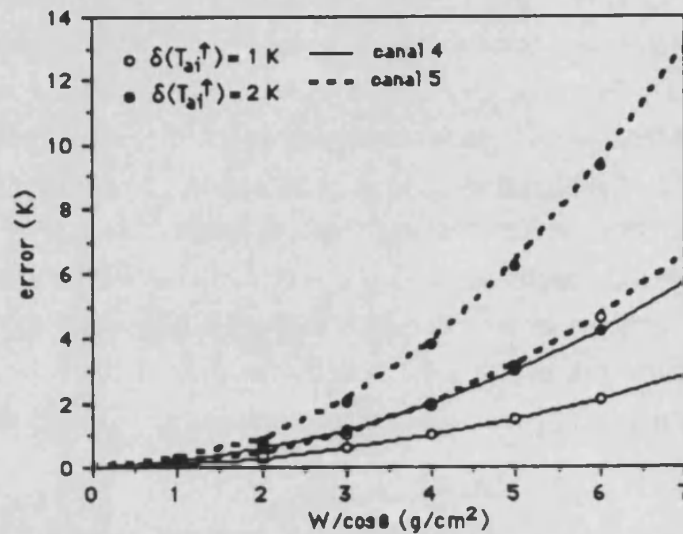


Figura 7.- Error en la corrección atmosférica debido a la variabilidad de la temperatura de la atmósfera, para los casos  $\delta(T_{at})=1$  K y  $\delta(T_{at})=2$  K.

En la práctica, la ecuación monocanal se aplicará al canal 6 del sensor TM, y al canal 4 del AVHRR (hasta la actualidad, los satélites pares de la serie NOAA sólo tenían el canal 4 en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ). En la Tabla 5 mostramos un resumen del análisis de sensibilidad para estos canales, considerando  $\delta(W)=0,3$   $\text{g}/\text{cm}^2$  y  $\delta(T_{at})=2$  K como valores realistas en cuanto a la variabilidad atmosférica. Los cálculos se han realizado para varios valores de  $W$ , y tomando el caso típico  $T_i-T_{at}=15$  K. Hemos incluido también el error debido a la digitalización de los datos de satélite. (El error de la emisividad será discutido a continuación.)

Tabla 5.- Errores en la ecuación monocanal, en K, debidos a la atenuación atmosférica, el ruido radiométrico, y el efecto de la emisividad, para el canal 6 TM y el canal 4 AVHRR. Para la corrección atmosférica hemos tomado  $T_i-T_{at}=15$  K, y para la de emisividad,  $\epsilon_i=0,97$ .

canal 6 TM	atmósfera		ruido	emisividad		
	$\delta(W)=0,3$ $\text{g}/\text{cm}^2$	$\delta(T_{at})=2$ K	$\delta(T_i)=0,5$ K	$\delta(\epsilon_i)=0,01$	$\delta(W)=0,3$ $\text{g}/\text{cm}^2$	$\delta(T_i)=10$ K
$W=1$ $\text{g}/\text{cm}^2$	0,68	0,28	0,07	0,61	0,14	0,13
$W=3$ $\text{g}/\text{cm}^2$	2,23	1,57	0,39	0,30	0,14	0,25
$W=5$ $\text{g}/\text{cm}^2$	3,78	4,24	1,06	0,05	0,14	0,37

canal 4 AVHRR	atmósfera		ruido	emisividad		
	$\delta(W)=0,3$ $\text{g}/\text{cm}^2$	$\delta(T_{at})=2$ K	$\delta(T_i)=0,12$ K	$\delta(\epsilon_i)=0,01$	$\delta(W)=0,3$ $\text{g}/\text{cm}^2$	$\delta(T_i)=10$ K
$W=1$ $\text{g}/\text{cm}^2$	0,58	0,23	0,01	0,61	0,11	0,11
$W=3$ $\text{g}/\text{cm}^2$	1,57	1,19	0,07	0,35	0,11	0,22
$W=5$ $\text{g}/\text{cm}^2$	2,56	3,02	0,18	0,09	0,11	0,32

III.2.4.2 Emisividad

Analizaremos ahora el término de corrección de la emisividad,  $\Delta T_{ei}$ , que está dado por la ecuación (3). De acuerdo con la ecuación (II.78), el efecto de la emisividad sobre la medida de la temperatura en un canal puede escribirse también como

$$\Delta T_{ei} = \frac{1-\epsilon_i}{\epsilon_i} b_i \tag{5}$$

donde  $b_i$  es un coeficiente dado por la ecuación (II.79), que depende, fundamentalmente, de la temperatura de la superficie y del contenido de vapor de agua de la atmósfera (componente de reflexión). De esta forma, el error en la corrección de emisividad está determinado por una parte, por el error cometido en el coeficiente  $b_i$ , y por otra, por la imprecisión en el conocimiento de la emisividad. La Figura 8 muestra la variación de los coeficientes  $b_i$  ( $i=4$  y  $5$ ) con el contenido de vapor de agua,  $W$ , observándose una disminución aproximadamente lineal.

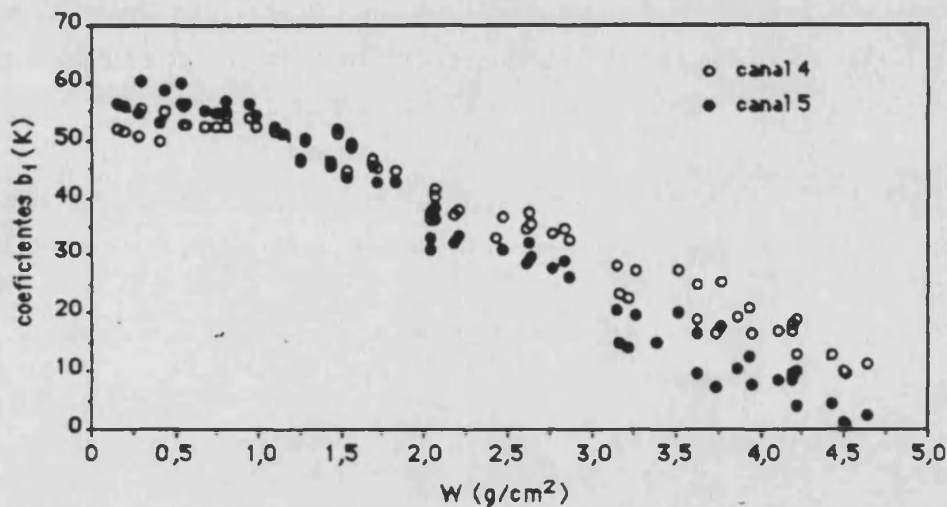


Figura 8.- Variación de los coeficientes  $b_i$  con el contenido de vapor de agua de la atmósfera,  $W$ , para los canales 4 y 5 AVHRR.

Además de la dependencia atmosférica, debemos tener en cuenta la dependencia con la temperatura de la superficie. En efecto, a partir de la ecuación (II.79), el coeficiente  $b_i$  puede escribirse de la forma

$$b_i = c_i T_i^* + d_i \tag{6}$$

donde  $c_i$  y  $d_i$  son coeficientes que dependen únicamente del tipo de atmósfera y del canal considerado, y que están dados por  $c_i = \frac{1}{n_i} (1 + \gamma_i (n_i - 1) [1 - \tau_i(0)])$ , y  $d_i = -\gamma_i T_{a,i} \downarrow [1 - \tau_i(0)]$ . En la

Figura 9 mostramos la variación de estos coeficientes en función del contenido de vapor de agua,  $W$ , para los canales 4 y 5 AVHRR y las mismas atmósferas de la Figura 8. Se observa que los coeficientes  $c_i$  y  $d_i$  dependen linealmente de  $W$ , con buena aproximación. Con ello, hemos obtenido las siguientes expresiones para los coeficiente  $b_i$ :

$$b_4 = (0,198 + 0,167W)T_4 - (62,3W - 10) \quad (7a)$$

$$b_5 = (0,234 + 0,206W)T_5 - (78,9W - 5) \quad (7b)$$

con un error de estimación de  $b_i$  de 3 K en ambos casos. En estas ecuaciones hemos sustituido la temperatura  $T_i^*$  por la temperatura de satélite  $T_i$ , puesto que la diferencia es pequeña y en la práctica podemos utilizar esta última temperatura. A partir estos resultados, el error en  $b_i$ ,  $\delta(b_i)$ , debido a la variación de la humedad,  $\delta(W)$ , es  $\delta(b_i)=12\delta(W)$ . Tomando el ejemplo analizado anteriormente ( $\delta(W)=0,2 \text{ g/cm}^2$ ), y el caso extremo  $\epsilon_i=0,95$ , el error en la corrección de emisividad debido a la variación de vapor de agua es sólo de 0,13 K. Por otra parte, el coeficiente  $b_i$  depende de la temperatura de la superficie, siendo la dependencia más acusada a medida que aumenta la humedad atmosférica. Para atmósferas con un contenido de vapor de agua entre 2 y 3  $\text{g/cm}^2$ , y considerando también  $\epsilon_i=0,95$ , el error en la corrección de emisividad debido a una variación de temperatura  $\delta(T_i)=10 \text{ K}$  oscila entre 0,3 y 0,4 K.

A partir de la ecuación (5), el error en la corrección de emisividad asociado a la indeterminación en el conocimiento de la emisividad de la superficie,  $\delta(\epsilon_i)$ , viene dado por la expresión:

$$\delta(\Delta T_{ei}) \approx b_i \frac{\delta(\epsilon_i)}{\epsilon_i^2} \quad (8)$$

y depende, por tanto, de la humedad de la atmósfera (ver Figura 8). Como valores típicos de  $b_i$  podemos dar  $b_i=50 \text{ K}$  para la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno, y  $b_i=20 \text{ K}$  para la atmósfera tropical, pudiendo ser menor para atmósferas más húmedas. Si suponemos  $\delta(\epsilon_i)=0,01$ , y  $\epsilon_i=0,95$ , el error resultante es de 0,55 K en la atmósfera de invierno mientras que es de sólo 0,22 K en el caso tropical. En la Tabla 5 mostramos los errores asociados a la corrección de emisividad, para los canales 6 TM y 4 AVHRR. En los cálculos se ha supuesto un valor típico para la emisividad,  $\epsilon_i=0,97$ .

#### III.2.4.3 Discusión de resultados y conclusión

En este análisis de sensibilidad hemos demostrado que la fuente de error más importante en la ecuación monocanal es la variabilidad espacial y temporal de la atmósfera, con la consiguiente necesidad de utilizar perfiles atmosféricos representativos de la zona de estudio y a

la hora de paso del satélite. En la Tabla 5 se muestra un resumen de los posibles errores debidos a la corrección atmosférica, al ruido de las imágenes, y a la corrección de emisividad. Para obtener el error total estimado, supondremos por una parte que todas las fuentes de error son independientes, y por otra, que las dos fuentes de error de la corrección atmosférica son dependientes. Así, obtendremos unos valores mínimo y máximo, respectivamente, del error esperado, que están mostrados en la Tabla 6 en los mismos casos que se estudiaron para la Tabla 5. En todos los casos, el error introducido por la variabilidad atmosférica supone la mayor contribución al error total.

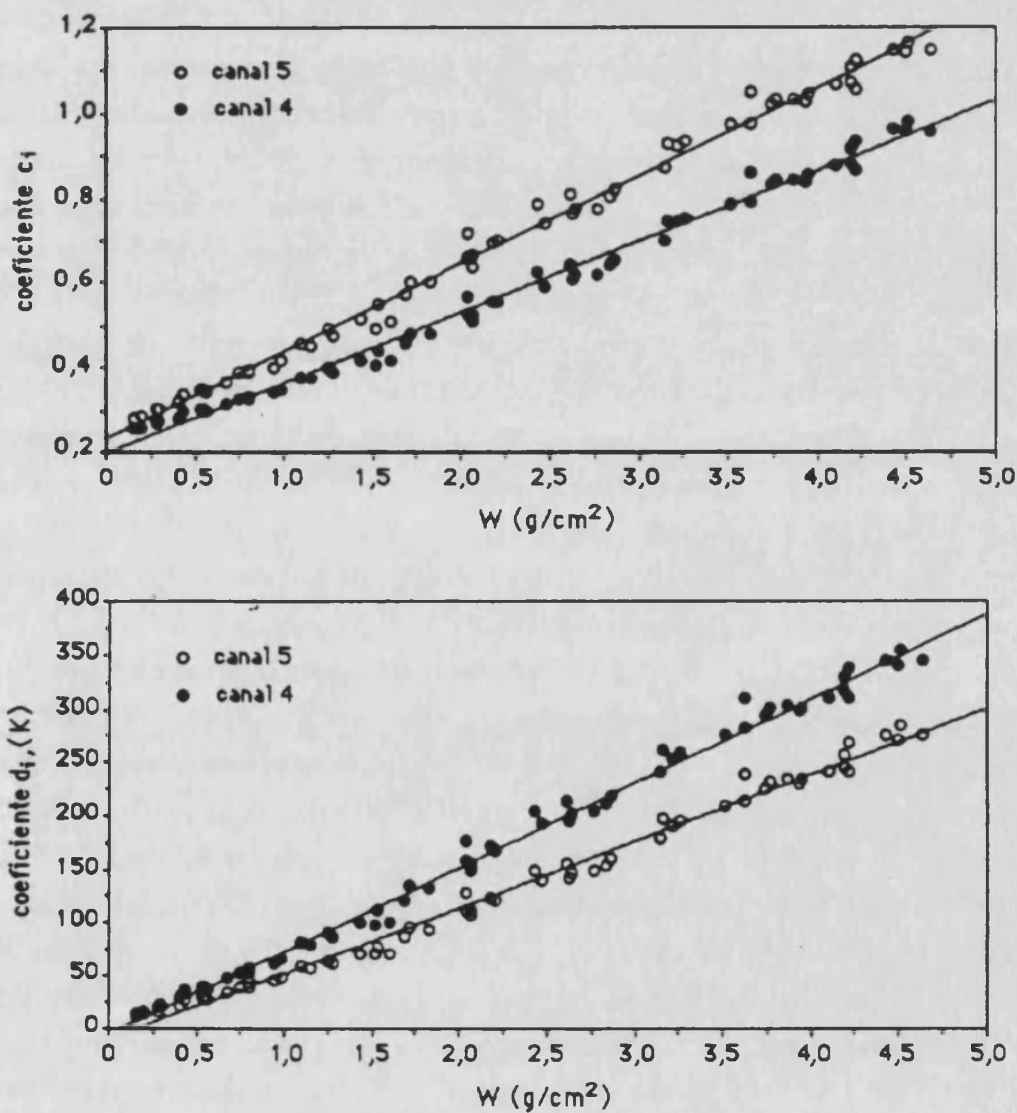


Figura 9.- Variación de los coeficientes  $c_i$  y  $d_i$  de la ecuación (6) con el contenido de vapor de agua atmosférico. Las líneas rectas representan el ajuste por mínimos cuadrados para obtener las ecuaciones (7).

Tabla 6.- Intervalos de error total de la ecuación monocanal, en K. El límite inferior resulta de suponer independientes todas las fuentes de error de la Tabla 5; y el superior si se consideran dependientes las dos relacionadas con la corrección atmosférica.

	canal 6 TM	canal 4 AVHRR
$W=1 \text{ g/cm}^2$	1,0-1,2	0,9-1,0
$W=3 \text{ g/cm}^2$	2,8-3,8	2,0-2,8
$W=5 \text{ g/cm}^2$	5,8-8,1	4,0-5,6

En la literatura existen numerosos estudios cuantitativos de la sensibilidad de la ecuación monocanal y su aplicabilidad en condiciones reales, es decir, utilizando imágenes de satélite, perfiles atmosféricos extraídos de radiosondeos, y medidas de la temperatura realizadas en la superficie. Para concluir este apartado y como comparación con los resultados obtenidos por nosotros a partir de la simulación de condiciones atmosféricas, discutiremos algunos de estos trabajos. Price (1983) estudió el efecto de la variabilidad atmosférica en una imagen del canal 4 (NOAA-6) de 1.600 km de anchura en la parte central de los Estados Unidos. En el modelo de corrección atmosférica de Price, la temperatura de la superficie (suponiendo  $\epsilon=1$ ) se calcula como  $T=aT_i+b$ , siendo  $a$  y  $b$  coeficientes evaluados a partir de los perfiles de vapor de agua y temperatura. Comparando con la ecuación (2), tenemos  $a=1/\tau_i(\theta)$  y  $b=-T_{a_i}^\uparrow [1-\tau_i(\theta)]/\tau_i(\theta)$ . Para evaluar la variabilidad atmosférica, se utilizó una serie de 13 radiosondeos simultáneos registrados en distintos puntos de la imagen, donde el contenido total de vapor de agua oscila entre 1,69 y 3,43 g/cm<sup>2</sup>, y la temperatura del aire a 2 m de altura entre 286,4 y 297,0 K. La corrección atmosférica resultante,  $\Delta T_{a_i}$ , depende además de la temperatura de la superficie (a través de  $T_i$ ). Para  $T=290$  K, en las atmósferas estudiadas  $\Delta T_{a_i}$  oscila entre 0 y 1,1 K, mientras que para  $T=310$  K está entre 3,0 y 7,2 K. Estos resultados indican que el efecto en  $\Delta T_{a_i}$  de la variabilidad de  $W$  y de  $T_{a_i}^\uparrow$  pueden compensarse en parte. Por ello, Price (1983) concluye que, en condiciones meteorológicas estables, pueden esperarse errores de unos pocos grados en áreas comparables a una imagen Landsat, esto es (100-300 km)<sup>2</sup>. Unas conclusiones similares son obtenidas por Schott y Volchok (1985), quienes utilizan medidas del canal 6 TM sobre la superficie del agua y corregidas con el programa LOWTRAN 5 (Kneizys et al., 1980), obteniendo un error cuadrático medio de 2 K respecto a un conjunto de medidas "in situ" comprendidas en un intervalo de 26 K. Para ilustrar el efecto de la variabilidad atmosférica, la Figura 10 muestra los perfiles atmosféricos obtenidos a partir de los radiosondeos registrados en los centros del I.N.M. de Murcia y Palma de Mallorca, el día 12 de mayo de 1986, a las 12.00 GMT. En la Figura se da el contenido total de vapor de agua y la temperatura atmosférica correspondiente. Utilizando estos perfiles como datos de entrada en el programa LOWTRAN 7, y simulando la respuesta espectral del canal 6 TM, hemos calculado  $\Delta T_{a_i}$  aplicando la ecuación (2). Comparando los resultados, el valor de la corrección atmosférica,  $\Delta T_{a_i}$ , en los dos casos difiere en 1 K para  $T=310$  K, mientras que es prácticamente igual para  $T=290$  K.



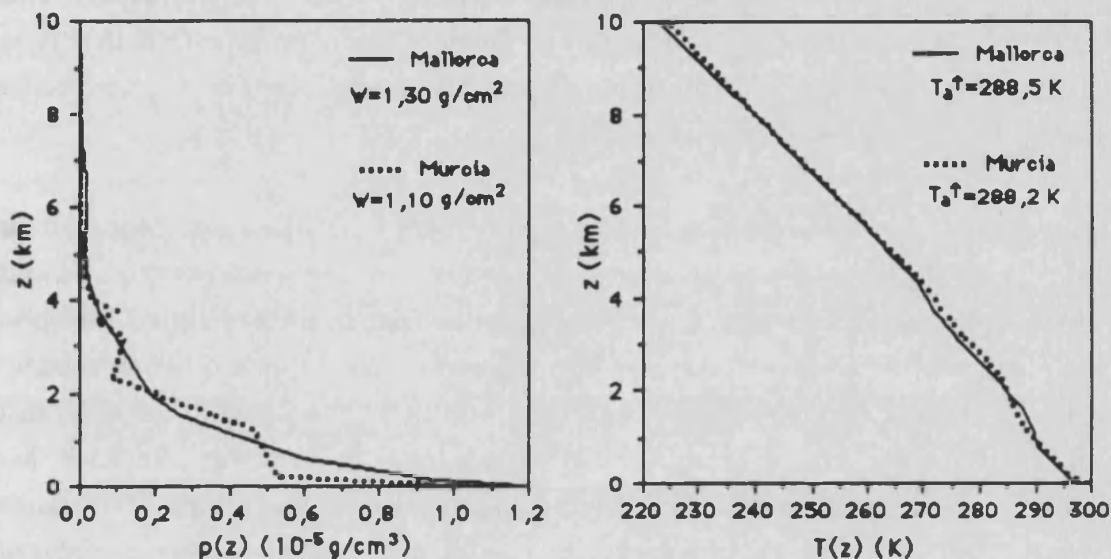


Figura 10.- Perfiles atmosféricos de densidad de vapor de agua,  $\rho(z)$ , y temperatura,  $T(z)$ , en el día 12 de mayo de 1986, a las 12.00 (GMT), obtenidos a partir de los radiosondeos registrados en los centros del I.N.M. de Palma de Mallorca y Murcia. En la Figura mostramos el contenido total de vapor de agua,  $W$ , y la temperatura efectiva de la atmósfera,  $T_e^\uparrow$ , calculada mediante la ecuación (II.46).

Estos resultados indican que en condiciones de estabilidad meteorológica (como la mostrada en la Figura 10), pueden utilizarse los radiosondeos próximos a la zona de estudio, interpolando los parámetros atmosféricos obtenidos a partir de ellos. Este procedimiento puede ser efectivo en el caso del satélite Landsat, cuya hora de paso por nuestras latitudes es cercana a la hora de registrado de los radiosondeos (12.00 GMT). Sin embargo, la hora de paso del satélite NOAA es posterior, por lo que los radiosondeos no dan cuenta del posible calentamiento de los niveles más bajos de la atmósfera alrededor del mediodía (Price, 1983).

En ocasiones, cuando la humedad de la atmósfera es suficientemente baja, el valor de  $\Delta T_{ai}$  puede ser comparable al error de digitalización del canal térmico del sensor TM (0,5 K), por lo que no resulta necesario corregir el efecto de atenuación de la atmósfera (Bartolucci et al., 1988). Platt y Prata (1993) encuentran un fenómeno similar en imágenes nocturnas de temperatura sobre la superficie terrestre. En condiciones de enfriamiento radiativo de la superficie, pueden producirse inversiones de temperatura, lo que hace que la contribución de la radiancia atmosférica sea mayor. En términos de la ecuación monocanal desarrollada aquí, en estos casos tenemos la temperatura efectiva de la atmósfera es cercana a la de las capas bajas, y puede darse que  $T_{ai}^\uparrow \approx T_i$ . De esta forma, la absorción y la emisión atmosférica se compensan, con lo que  $\Delta T_{ai}$  (ecuación 2) es pequeño. También el efecto de la emisividad ( $\Delta T_{ei}$ , ecuación 3) es pequeño, debido a la importancia del término de reflexión. En el trabajo de Platt y Prata (1993), se estudiaron una serie de imágenes nocturnas de los satélites NOAA 10 y 11, con radiosondeos registrados coincidentemente ( $W$  entre 0,7 y 1,2 g/cm<sup>2</sup>) y medidas de temperatura



de la superficie. La diferencia entre la temperatura medida "in situ" y la medida en el canal 4 AVHRR,  $T-T_4$ , oscila entre -1,2 y +2,3 K, con un valor medio de  $0,8 \pm 1,3$  K. Así pues, el efecto de compensación atmosférica puede en ocasiones hacer innecesaria la corrección de imágenes de satélite obtenidas en un solo canal.

Cooper y Asrar (1989) estudian también el efecto de la variabilidad atmosférica utilizando datos del canal 4 AVHRR, medidas de temperatura en la superficie y radiosondeos. Utilizando un radiosondeo registrado sobre el área de estudio, se encuentran diferencias de 2 K respecto a la temperatura medida "in situ". Sin embargo, cuando se toman como datos de entrada los perfiles registrados a unos 100 km de distancia, la diferencia puede alcanzar los 10 K, aunque en uno de los días del ensayo, el radiosondeo no coincidente da errores de sólo 0,5 K, lo que indica la homogeneidad de la atmósfera en este caso particular (Cooper y Asrar, 1989). Sugita y Brutsaert (1993) comparan las medidas registradas por distintos sensores con medidas de la superficie, dentro del marco del proyecto FIFE (Sellers et al., 1988). Estos autores aplican el modelo de Price (1983) a datos del canal 4 AVHRR y 6 TM, utilizando radiosondeos coincidentes. El resultado de la comparación de las temperaturas corregidas con las medidas "in situ" ofrece una desviación estándar de 2-3 K, aunque la calidad de la determinación de T depende en gran medida de una correcta eliminación de píxeles contaminados por nubes (Sugita y Brutsaert, 1993). El efecto de la variabilidad atmosférica ha sido estudiado en profundidad en un reciente trabajo de Perry y Moran (1993), utilizando radiosondeos coincidentes y no coincidentes (en distintas localizaciones y horas), además de los perfiles atmosféricos estándar U.S.A. y de latitudes medias en verano. Los radiosondeos coincidentes fueron registrados en el área de estudio, aunque varias horas antes del paso del satélite. Esta diferencia temporal es un inconveniente, pues no tenemos información sobre el posible calentamiento de los niveles bajos de la atmósfera en el mediodía. Los perfiles atmosféricos fueron procesados con el programa LOWTRAN 7 para obtener la corrección atmosférica en el canal 4 AVHRR, y los resultados fueron comparados con medidas radiométricas de temperatura realizadas "in situ". Las conclusiones de Perry y Moran (1993) indican que los radiosondeos coincidentes generalmente dan el mejor resultado (con errores entre 1 y 4 K, posiblemente debidos a la variabilidad temporal), aunque en ocasiones, los radiosondeos no coincidentes e incluso los perfiles estándar ofrecen resultados comparables.

Finalmente, existe una posibilidad de aplicación de la ecuación monocanal sin utilizar los perfiles atmosféricos, aunque sí los valores de la temperatura del aire y la densidad del vapor de agua a nivel de la superficie,  $T(z=0)$  y  $\rho_0$ , los cuales son fácilmente accesibles pues son medidos en muchas estaciones meteorológicas. Este método fue propuesto por Li y McDonnell (1988), y se basa en la suposición de que la temperatura atmosférica disminuye linealmente con la altura,  $T(z)=T(z=0)-\gamma z$ , y la densidad del vapor de agua lo hace de forma exponencial,  $\rho(z)=\rho_0 \exp(-\kappa z)$ . De esta forma, se puede determinar el contenido total de vapor de agua y la temperatura

atmosférica efectiva (ecuaciones II.8 y II.46) como  $W = \rho_0 / \kappa$  y  $T_a^\dagger = T(z=0) - \gamma / \kappa$ , que pueden usarse en la ecuación monocanal. El problema es determinar unos valores apropiados para los parámetros  $\gamma$  y  $\kappa$ , y comprobar el funcionamiento del método frente a los valores de corrección atmosférica obtenidos con los radiosondeos reales. Para ello hemos utilizado un conjunto de radiosondeos registrados por el I.N.M en Murcia y Palma de Mallorca, que cubren la variación estacional a lo largo de un año. Hemos dividido estos radiosondeos en dos clases (invierno y verano) y se han calculado los valores de los parámetros a partir de las atmósferas estándar de latitudes medias contenidas en el programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988). Para la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno hemos obtenido  $\gamma = 5,25$  K/km y  $\kappa = 0,743$  km<sup>-1</sup>; y para la atmósfera de latitudes medias en verano,  $\gamma = 5,89$  K/km y  $\kappa = 0,657$  km<sup>-1</sup>.

Con los valores de estos parámetros atmosféricos y los datos de los radiosondeos a nivel de la superficie,  $T(z=0)$  y  $\rho_0$ , hemos calculado los correspondientes valores de  $W$  y  $T_a^\dagger$ . Con esto, se puede calcular la corrección atmosférica simulada  $(\Delta T_{ai})'$  y compararla con los resultados obtenidos con los radiosondeos reales estudiados. En la Figura 11 representamos el error cometido, es decir, la diferencia entre la corrección atmosférica real y la simulada,  $\Delta T_{ai} - (\Delta T_{ai})'$ , en función de  $\Delta T_{ai}$ , para las dos clases (invierno y verano). Para realizar este cálculo hemos supuesto  $T = T(z=0)$ , y utilizado el canal 6 TM. En esta Figura se observa que el error cometido alcanza unos valores entre -4 y 3 K, siendo más grande en las atmósferas de verano: un error medio de -0,6 K con una desviación estándar de 1,9 K. En el caso de invierno, el error es sensiblemente más pequeño ( $-0,2 \pm 0,4$  K), aunque hay que tener en cuenta que el propio valor de la corrección es pequeño en este caso: el error cometido es comparable a  $\Delta T_{ai}$ , con lo que el hecho de realizar la corrección atmosférica supone sólo una pequeña mejora. Así, aunque en ocasiones puede resultar útil, en general la utilización de los datos de temperatura y humedad medidos en la superficie y los parámetros estándar  $\gamma$  y  $\kappa$  no garantiza buenos resultados.

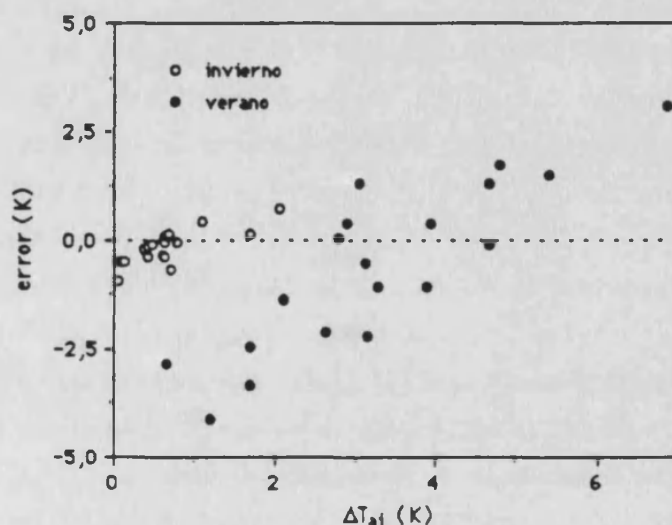


Figura 11.- Error en la corrección atmosférica cometido al utilizar los datos de temperatura del aire y humedad en la superficie y los valores estándar de los parámetros  $\gamma$  y  $\kappa$ . Hemos tomado  $T = T(z=0)$  y el canal 6 TM.

Como conclusión podemos afirmar que, en general, es preciso disponer de la información referida a los perfiles atmosféricos existentes en la zona de estudio y a la hora de paso del satélite. También es necesario un modelo radiativo, para determinar la transmisividad y radiancia atmosféricas. Esto supone un inconveniente para la aplicación práctica de la ecuación monocanal, teniendo en cuenta además la gran sensibilidad del método a posibles variaciones atmosféricas espaciales y temporales (Tablas 5 y 6). Por ello, debe tenerse un gran cuidado al utilizar radiosondeos registrados fuera de la zona de estudio, o con diferencias temporales apreciables. Además, el error introducido por la corrección atmosférica aumenta con la humedad de la atmósfera, con lo que para atmósferas muy húmedas ( $W > 3 \text{ g/cm}^2$ ), el funcionamiento de la ecuación monocanal resulta poco satisfactorio. Por otra parte, una cuestión que no ha sido tratada es la de los posibles errores introducidos por los modelos de transferencia radiativa utilizados. Este error es difícil de evaluar, aunque es de esperar que aumente con la humedad atmosférica. Como consecuencia de todo esto, la aplicación práctica del método monocanal quedará restringida a las imágenes de satélite con un sólo canal, pues no existe otro método de corrección de tipo físico en este caso. En el apartado III.3, donde se discute el método de split-window, pondremos de manifiesto la mayor facilidad de aplicación práctica de este método en relación al monocanal.

### III.2.5 Aplicación a una imagen Landsat

Para concluir la discusión sobre el método de corrección monocanal, vamos a mostrar un ejemplo de aplicación en una imagen de temperatura del canal 6 del sensor TM, a bordo del satélite Landsat 5. Este caso de estudio se planteó como un intento de validación del método monocanal, dentro del marco del Proyecto EFEDA desarrollado en Castilla-La Mancha (Bolle et al., 1993). El día elegido (12 de junio de 1991) es uno de los *golden days* de la campaña intensiva de medidas desarrollada durante el mes de junio de 1991. Dentro de toda el área del Proyecto EFEDA, nuestra participación se centró fundamentalmente en la zona piloto de Barrax (Albacete), donde llevamos a cabo medidas de la emisividad de los distintos tipos de superficie existentes. También dentro del marco del Proyecto, el I.N.M. y la Universidad de Karlsruhe realizaron medidas de los perfiles verticales de la atmósfera, en diferentes horas y lugares de la zona EFEDA. De todos los radiosondeos disponibles el día 12 de junio de 1991, el realizado por el I.N.M. en la zona de Barrax a las 12.00 GMT es el más adecuado para la aplicación de la ecuación monocanal, pues es representativo de la zona de estudio y es cercano a la hora de paso del satélite. Por otra parte, nuestro grupo también realizó medidas "in situ" de la temperatura de la superficie, alrededor de la hora estimada de paso del satélite, que nos servirán para validar los resultados obtenidos.

Una vez seleccionada la zona piloto de Barrax en la imagen original, hemos transformado las cuentas digitales del canal 6 TM en radiancias, utilizando la fórmula de calibrado dada en Wukelic et al. (1989). Para calcular las temperaturas radiométricas correspondientes,  $T_i$ , se ha aplicado el método de Singh (1988) (véase el apartado II.1.2.2). Utilizando el radiosondeo coincidente realizado por el I.N.M., se calcularon los perfiles verticales de presión, temperatura, y humedad relativa, que sirven de datos de entrada del programa LOWTRAN 7. Hemos añadido los perfiles estándar de los demás gases atmosféricos, y un modelo de aerosoles rural con una visibilidad de 23 km (contenidos en el propio programa). De esta forma se obtiene la transmisividad y las radiancias atmosféricas ascendente y descendente, que son filtradas mediante la función de respuesta espectral del canal 6 TM (véase el Apéndice B) utilizando las ecuaciones (II.29) y (II.26a y b), respectivamente. Para el satélite Landsat podemos suponer observación vertical ( $\theta=0^\circ$ ), aunque debemos calcular la radiancia descendente en todas las direcciones para obtener la radiancia hemisférica (ecuación II.58). Las temperaturas atmosféricas  $T_{ai}^\uparrow$  y  $T_{ai}^\downarrow$  han sido determinadas utilizando las ecuaciones (II.47) y (II.50), respectivamente. Con ello, hemos obtenido todos los parámetros atmosféricos necesarios para la aplicación de la ecuación monocanal (ecuación II.61), mostrados en la Tabla 7. Para comparar los resultados de la corrección atmosférica, utilizamos también las atmósferas estándar U.S.A. y la de latitudes medias en verano, y tres radiosondeos realizados por la Universidad de Karlsruhe el día 12 de junio de 1991: dos realizados en Barrax a horas distintas (8.00 y 16.30 GMT) a la de paso del satélite, y otro realizado en Tomelloso (Ciudad Real) a una hora cercana (ver Tabla 7).

Tabla 7.- Parámetros atmosféricos para distintos radiosondeos y atmósferas estándar. Los radiosondeos de la Universidad de Karlsruhe (U.K.) indican el lugar donde fueron realizados, y la hora (GMT). La última columna es la corrección atmosférica,  $\Delta T_{ai}$ , para  $T_i=40^\circ\text{C}$ .

	$W$ ( $g/cm^2$ )	$\pi(0^\circ)$	$T_{ai}^\uparrow$ (K)	$\gamma_i$	$T_{ai}^\downarrow$ (K)	$\Delta T_{ai}$ (K)
<i>I.N.M. Barrax (12.00)</i>	0,54	0,896	287,5	1,53	292,4	3,0
<i>U.K. Barrax (8.00)</i>	1,34	0,779	284,6	1,51	288,5	8,1
<i>U.K. Barrax (16.30)</i>	1,60	0,744	286,3	1,47	291,7	9,2
<i>U.K. Tomelloso (11.16)</i>	1,18	0,805	286,8	1,53	291,4	6,4
<i>estándar U.S.A.</i>	1,13	0,828	274,7	1,63	279,6	8,0
<i>latitudes medias verano</i>	2,36	0,626	285,2	1,52	288,8	16,7

Las diferencias en los parámetros atmosféricos encontradas en la Tabla 7 repercuten fundamentalmente en el término de corrección atmosférica de la ecuación monocanal,  $\Delta T_{ai}$  (ecuación 2), siendo mucho menor la influencia en la corrección de emisividad. Es de destacar que el contenido total de vapor de agua dado por los radiosondeos es menor que el de la atmósfera estándar de latitudes medias en verano, lo que posiblemente sea debido a la altitud de

la zona EFEDA (~700 m). Es evidente que esta atmósfera estándar resulta inapropiada para nuestra área de estudio, dando valores de  $\Delta T_{ai}$  mucho mayores que el radiosondeo coincidente, en el intervalo de temperaturas de la superficie 30–40 °C. Las mayores diferencias en los perfiles se encuentran en el valor de la transmisividad, dando sin embargo valores similares de la temperatura atmosférica  $T_{ai}$  (excepto la atmósfera estándar U.S.A.). Por otra parte, los radiosondeos registrados por la Universidad de Karlsruhe dan un contenido total de vapor de agua sensiblemente mayor que el del I.N.M., lo que determina una transmisividad menor. Para comparar los resultados de la corrección atmosférica ofrecidos por los distintos perfiles disponibles, hemos construido la Figura 12 donde representamos  $\Delta T_{ai}$  obtenido para cada perfil, en el intervalo de temperaturas que se encuentran en la imagen. En la Figura 12 se pueden observar unas diferencias importantes en la corrección atmosférica, respecto del valor de  $\Delta T_{ai}$  dado por el radiosondeo coincidente del I.N.M., lo que indica la gran sensibilidad de la ecuación monocanal a las variaciones en los perfiles atmosféricos.

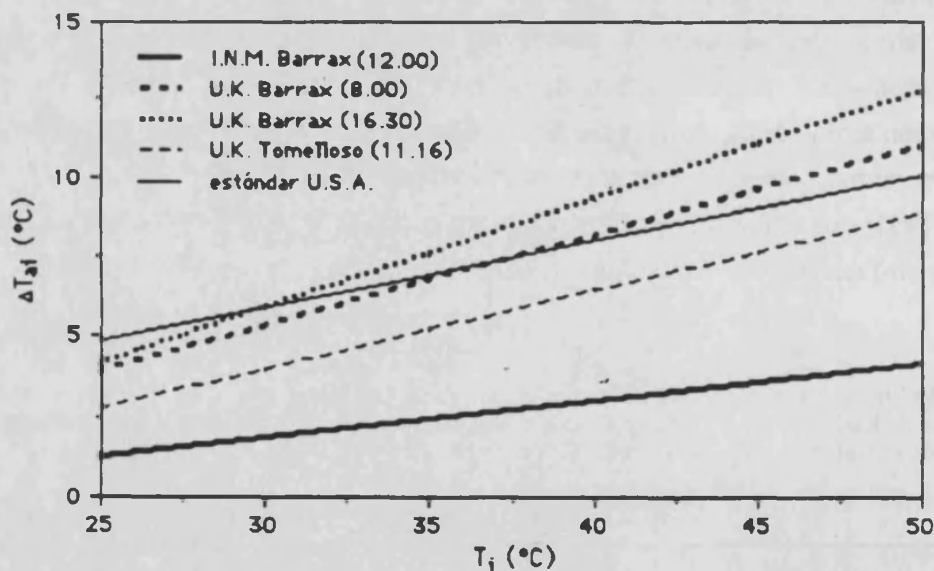


Figura 12.- Corrección atmosférica  $\Delta T_{ai}$  calculada para los perfiles atmosféricos de la Tabla 7 (excepto la estándar de latitudes medias en verano), en función de la temperatura radiométrica de la superficie,  $T_i$ .

Durante la campaña experimental del Proyecto EFEDA, en el mes de junio de 1991, realizamos medidas de emisividad de los distintos tipos de superficie de la zona de Barrax (suelo en barbecho, cultivos de cebada de secano y regadío, maíz y alfalfa, principalmente). Para las medidas de emisividad se utilizó el método de la caja modificado (Sobrino y Caselles, 1993). En este método se realizan medidas con el procedimiento clásico de la caja, que posteriormente deben corregirse de los efectos introducidos porque la caja no es "ideal" (véase el apartado IV.2.3). Para tal corrección, se emplearon dos superficies estándar de emisividad conocida: una arena pura de calibrado de la Universidad de Estrasburgo (M. P. Stoll, comunicación personal),

y una superficie completamente cubierta de vegetación. Con ello se ha obtenido  $\epsilon=0,49\epsilon_0+0,51$ , siendo  $\epsilon_0$  la emisividad medida con la caja. Nuestras medidas de emisividad se realizaron con un radiómetro Everest que opera en la banda 8-13  $\mu\text{m}$ , mientras que el canal térmico del sensor TM está situado en 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Para la vegetación, no existen grandes variaciones espectrales de la emisividad entre esas dos bandas, como puede comprobarse a partir de las medidas de firmas espectrales de distintos componentes vegetales (Sobrino y Caselles, 1991). Sí es posible, sin embargo, que existan variaciones significativas para algunos tipos de suelo. En la zona de Barrax, la Universidad de Estrasburgo realizó medidas de emisividad utilizando un radiómetro operando en la banda 10-12  $\mu\text{m}$ , que es similar al canal 6 TM (Nerry et al., 1992). Comparando con las medidas en la banda 8-13  $\mu\text{m}$ , las diferencias encontradas son menores que 0,005 para todos los tipos de superficie. De esta forma, podemos suponer las medidas realizadas con la banda más ancha como representativas de la emisividad en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . En la Lámina 1 mostramos un mapa digitalizado de emisividad de la zona piloto de Barrax, para el periodo 10-13 de junio de 1991.

El mapa de emisividad es superponible a la imagen de temperatura estudiada. Así, utilizando los parámetros atmosféricos calculados para el radiosondeo coincidente del I.N.M., y los valores de emisividad correspondientes a cada píxel, se ha calculado la imagen de temperatura corregida mediante la ecuación monocanal. Para la función  $L_i(T_i)$  que aparece en el término de corrección de emisividad de la ecuación (II.61) hemos utilizado la aproximación  $L_i=T_i/n_i$  (ecuación II.40), con  $n_i=4,432$  para el canal 6 del TM (ver Tabla II.3). La imagen de temperatura corregida está mostrada en la Lámina 2.

Finalmente, podemos utilizar los datos de temperatura medidos "in situ" para validar la imagen de temperatura obtenida. Durante unos 30 minutos, aproximadamente, alrededor de la hora estimada de paso del satélite, realizamos medidas de temperatura con un radiómetro Everest (8-13  $\mu\text{m}$ ) a lo largo de transectos en una zona relativamente homogénea (un campo en barbecho). A partir de unas 200 medidas puntuales a lo largo de toda el área elegida, la temperatura radiométrica medida es  $T_s^*=44,7\pm 1,2$  °C (valor medio  $\pm$  desviación estándar). La desviación estándar indica la variabilidad espacial y temporal de la temperatura durante la toma de medidas. Esta medida de temperatura debe corregirse de la emisividad: del efecto de la emisión y de la reflexión de la radiancia atmosférica. La emisividad de la superficie fue medida con el método de la caja ( $\epsilon_s=0,978$ ), y el término de reflexión se calculó con el programa LOWTRAN 7 a partir del radiosondeo coincidente del I.N.M. simulando la respuesta espectral del sensor del Everest. Una vez realizadas estas correcciones, la temperatura de la superficie medida "in situ" resulta  $T_s=46,0\pm 1,2$  °C. Este dato puede compararse con la temperatura dada en la Lámina 2. Tomando una matriz de 10  $\times$  10 píxeles en la zona seleccionada, hemos obtenido una temperatura corregida  $T=45,1\pm 0,4$  °C, que muestra un acuerdo satisfactorio con la medida "in situ".

Este ejemplo de aplicación demuestra el buen funcionamiento de la ecuación monocanal en una situación ideal. Por ideal entendemos que (i) existen radiosondeos realizados en la zona de estudio, y coincidentes temporalmente con el paso del satélite, y (ii) el contenido de humedad de la atmósfera es relativamente bajo. Estas condiciones son necesarias, respectivamente, para garantizar una especificación correcta de la atmósfera existente, y para que los errores en el cálculo de la transmisividad y radiancia atmosféricas sean menores. En este caso se puede alcanzar razonablemente un error del orden de 1 K en la temperatura de la superficie. Sin embargo, en cualquier otra situación, es posible que el método monocanal proporcione resultados afectados de errores excesivamente grandes, de forma que las temperaturas así obtenidas resulten inaplicables en estudios cuantitativos. Ésta es, por tanto, una gran limitación de los satélites con un solo canal en el infrarrojo térmico.

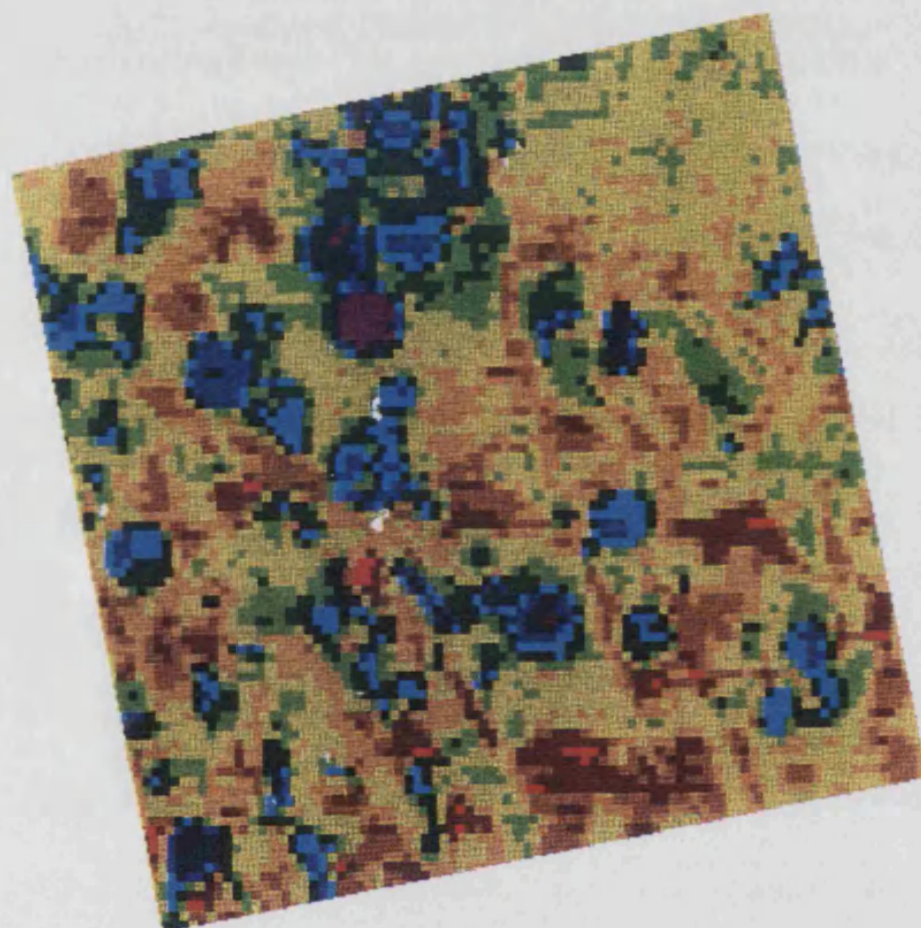




Lámina 1.- Mapa digitalizado de emisividad de la zona piloto de Barrax (Proyecto EFEDA), para el periodo 10-13 de junio de 1991 (Caselles et al., 1993a).







*Temperatura (grad C)*

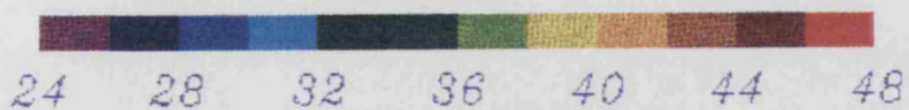


Lámina 2.- Temperatura de la superficie en la zona piloto de Barrax (Proyecto EFEDA), a partir de una imagen Landsat TM (12 de junio de 1991) corregida mediante la ecuación monocanal y el radiosondeo coincidente del I.N.M..



### III.3 Análisis del método de split-window

El método split-window de corrección atmosférica y de emisividad utiliza distintas medidas de temperatura dentro de la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , por lo que su comportamiento está determinado en una gran parte por la variabilidad espectral de las propiedades atmosféricas y las características radiativas de la superficie. El modelo teórico de split-window, desarrollado en el Capítulo precedente, permite la separación entre el efecto atmosférico, a través de los coeficientes  $A$  y  $\Delta$ , y el efecto de la emisividad, a través de  $B(\epsilon)$ , aunque este último término contiene una débil influencia de la atmósfera debido a la reflexión. En esta sección analizaremos la influencia de los distintos constituyentes de la atmósfera (vapor de agua, gases fijos y aerosoles) en los coeficientes  $A$  y  $\Delta$ . Posteriormente estudiaremos la repercusión de la variabilidad atmosférica a escala global en los coeficientes de split-window, incluyendo el efecto de la emisividad. La técnica de split-window utiliza la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$ , que es una medida de la humedad atmosférica. Así, estamos considerando implícitamente la variabilidad atmosférica, aunque existe aún cierta dependencia de los coeficientes que debe ser tenida en cuenta a la hora de plantear algoritmos operativos de split-window. Por otra parte, evaluaremos también el efecto de la signatura espectral de la superficie a través del coeficiente  $B(\epsilon)$ . Dado que el método de split-window es aplicable a los canales 4 y 5 del AVHRR y del ATSR, los datos de simulación que utilizaremos en adelante se referirán a estos canales ( $i=4, 5$ ). En ocasiones, utilizaremos conjuntos de datos reales de satélite junto con medidas coincidentes "in situ".

#### III.3.1 Influencia de los constituyentes atmosféricos

Nos limitaremos, por el momento, a analizar el efecto de la absorción y emisión atmosférica en el método de split-window, por lo que supondremos que la superficie es un cuerpo negro ( $\epsilon_4=\epsilon_5=1$ ). Con ello, la ecuación de split-window (véase la ecuación II.80) puede escribirse como

$$T = T_4 + A(T_4 - T_5) + \Delta \quad (9)$$

donde intervienen únicamente los coeficientes  $A=[1-\tau_4(\theta)]/[\tau_4(\theta)-\tau_5(\theta)]$ , y  $\Delta=-[1-\tau_5(\theta)]A\delta T_a^\uparrow$  (ecuaciones II.81 y 82). En el coeficiente  $A$  se observa la importancia de la diferencia de transmisividades  $\tau_4-\tau_5$ , mientras que en  $\Delta$  aparece además la diferencia entre las temperaturas atmosféricas  $\delta T_a^\uparrow=T_{a4}^\uparrow-T_{a5}^\uparrow$ . Como se expuso en el Capítulo anterior, el método de split-window se basa en la absorción diferencial del vapor de agua dentro de la ventana 10,5-12,5

$\mu\text{m}$ . La absorción diferencial hace que la diferencia de temperaturas registradas en los dos canales,  $T_4-T_5$ , sea función del contenido de vapor de agua de la atmósfera. Sin embargo, el espectro de absorción de los demás constituyentes atmosféricos (gases fijos y aerosoles) es distinto al del vapor de agua, lo que introduce una cierta perturbación en los valores de  $\tau_4-\tau_5$  y  $\delta T_a^\uparrow$ . Para analizar esta perturbación utilizaremos datos de simulación obtenidos en los canales 4 y 5 AVHRR en el caso de una atmósfera compuesta únicamente de vapor de agua, comparando los resultados con los obtenidos al considerar los demás constituyentes atmosféricos.

En primer lugar hemos determinado los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  para un conjunto de perfiles atmosféricos de latitudes medias (contenido de vapor de agua entre 0,3 y 3,3  $\text{g/cm}^2$ ). Aunque este conjunto es limitado climatológicamente, es suficiente para los propósitos de este estudio. La simulación se ha realizado suponiendo observación vertical. Los resultados están mostrados en la Figura 13, representándose los casos en que sólo tomamos el vapor de agua y donde se añaden los restantes gases atmosféricos ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CH}_4$ , etc.). Para la distribución vertical de estos gases hemos tomado los perfiles estándar tropical y de latitudes medias en verano e invierno contenidos en el programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988), eligiendo uno u otro en función del contenido total de vapor de agua de cada perfil de humedad considerado. Para más detalles, puede verse Coll y Caselles (1994).

De acuerdo con la Figura 13, cuando sólo consideramos el vapor de agua, el coeficiente  $A$  aumenta de una forma aproximadamente lineal con  $W$ , tomando valores de 1,5 para atmósferas secas hasta valores cercanos a 3,0 o mayores para atmósferas tropicales. Cuando se añaden los demás gases, el valor de  $A$  es sensiblemente mayor, especialmente para las atmósferas más secas. En este tipo de atmósferas, la absorción atmosférica no está dominada por el continuo de vapor de agua, sino más bien por los gases fijos. El efecto conjunto de éstos resulta ser mayor en el canal 4 que en el 5 (especialmente debido al dióxido de carbono, véase la Tabla 1), al contrario que el vapor de agua. Como consecuencia, la transmisividad total de la atmósfera se hace aproximadamente igual en los dos canales,  $\tau_4=\tau_5$ , con lo que se obtienen valores anormalmente grandes del coeficiente  $A$  en las atmósferas secas. Para atmósferas más húmedas, el efecto de los gases fijos tiene menos importancia relativa al aumentar considerablemente la absorción continua del vapor de agua, con lo que el coeficiente  $A$  se aproxima al obtenido con el vapor de agua únicamente. El coeficiente  $\Delta$  tiene un comportamiento similar. Tal como discutimos en el apartado II.1.3, la composición de la atmósfera influye en la diferencia  $\delta T_a^\uparrow$  (ver Figura II.7). Considerando únicamente el vapor de agua,  $\Delta$  es próximo a cero para atmósferas secas, aunque toma valores negativos al aumentar la humedad (del orden de -1,5 K en la atmósfera tropical). Al añadir los demás gases,  $\Delta$  varía entre valores del orden de 0,5 K para atmósferas secas, disminuyendo al aumentar el contenido de vapor de agua, y alcanzando valores del orden de -1 K para atmósferas húmedas.

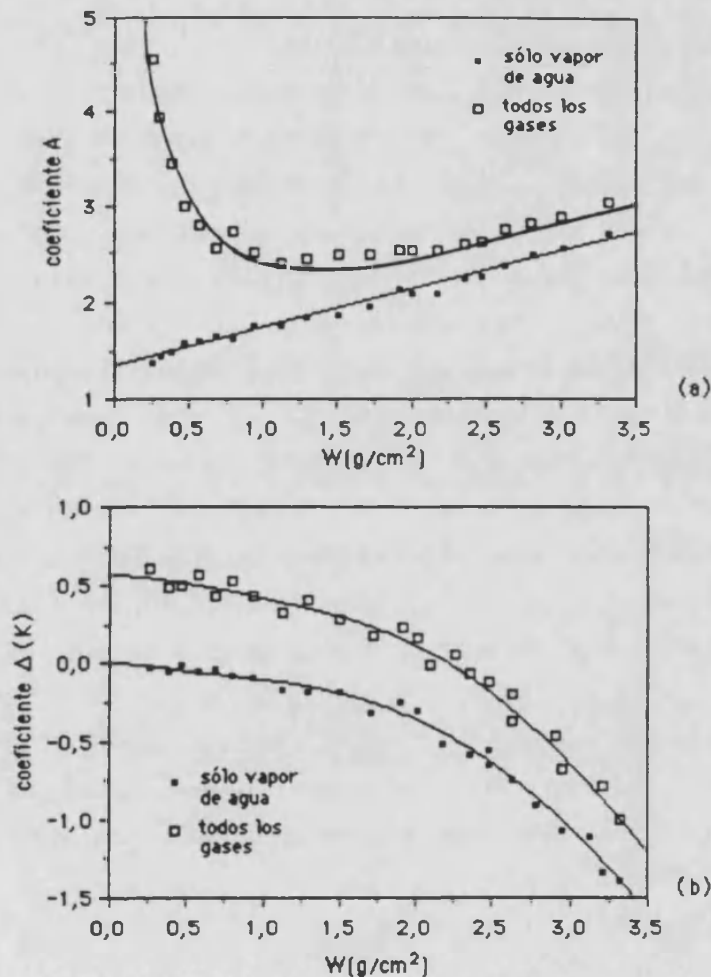


Figura 13.- Variación de los coeficientes de split-window  $A$  (a) y  $\Delta$  (b) con el contenido de vapor de agua de la atmósfera,  $W$ , para los casos en que sólo se considera el vapor de agua y cuando se incluyen los demás gases atmosféricos (Coll y Caselles, 1994).

A diferencia del método monocanal, donde la influencia de los gases fijos es constante, hemos comprobado que el método split-window se ve afectado por ellos de forma distinta dependiendo de la humedad atmosférica. En este sentido, la gran variabilidad del coeficiente  $A$  observada en las atmósferas secas ( $W < 1 \text{ g/cm}^2$ ), hace pensar que el método de split-window no sea operativo en estos casos, debido a la influencia de los gases fijos. Para analizar más detenidamente esta cuestión, utilizaremos un conjunto de medidas de satélite obtenidas mediante simulación ( $T$ ,  $T_4$  y  $T_5$ ). En la simulación hemos tomado  $\epsilon_4 = \epsilon_5 = 1$ , situación que es muy aproximada en el caso de la superficie del mar. En todo caso, con esta hipótesis nos centraremos únicamente en la atenuación atmosférica. Se han utilizado nueve perfiles atmosféricos de latitudes medias, junto con las atmósferas estándar U.S.A. y de latitudes medias (verano e invierno). Así, el contenido total de vapor de agua oscila entre 0,3 y 2,6  $\text{g/cm}^2$ , y la diferencia  $T(z=0) - T_a^\uparrow$  varía entre 3 y 14 K. La razón de la elección de este conjunto atmosférico es que, al tener una cierta homogeneidad climática, evitamos el problema de la variabilidad atmosférica de la ecuación de split-window (que será tratada ampliamente más adelante). Para temperatura de la

superficie,  $T$ , se han tomado tres casos para cada perfil:  $T=T(z=0)$  y  $T=T(z=0)\pm 2,5$  K. El ángulo de observación ha sido también variado, considerando los cuatro primeros ángulos gaussianos ( $11,4^\circ$ ;  $26,1^\circ$ ;  $40,3^\circ$ ; y  $53,7^\circ$ ), que aseguran una buena representatividad estadística para ángulos hasta  $45^\circ$  (Wan y Dozier, 1989). Con ello hemos obtenido un conjunto de 144 pares de valores de  $T-T_4$  y  $T_4-T_5$  para cada uno de los dos casos estudiados (sólo vapor de agua, y todos los gases), con lo que podemos comprobar la correlación entre ellos de acuerdo con la ecuación (9). Los resultados de este análisis están ilustrados en la Figura 14, donde se aprecia que, dada la limitación climática de los datos empleados, es posible establecer una correlación lineal tomando valores constantes de  $A$  y  $\Delta$  en la ecuación (9). En la Figura mostramos los resultados de la regresión lineal, con el coeficiente de correlación y el error estándar de estimación. El coeficiente de correlación disminuye cuando se incluyen todos los gases atmosféricos, apreciándose un aumento de la dispersión de los puntos para valores bajos de  $T_4-T_5$ , esto es, para atmósferas secas. Como consecuencia, el error de estimación aumenta de 0,19 K cuando sólo se considera el vapor de agua, hasta 0,27 K al añadir los restantes gases. Aunque el efecto de los gases fijos en las atmósferas secas es apreciable, no es en realidad tan importante como podría indicar la Figura 13, ya que los valores  $A=2,32$  y  $\Delta=0,18$  K ofrecen resultados aceptables incluso en atmósferas secas. Los resultados obtenidos mediante la regresión lineal para los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  están de acuerdo con los valores medios mostrados en la Figura 13 para el intervalo de  $W$  entre 1 y 2 g/cm<sup>2</sup>, aproximadamente.

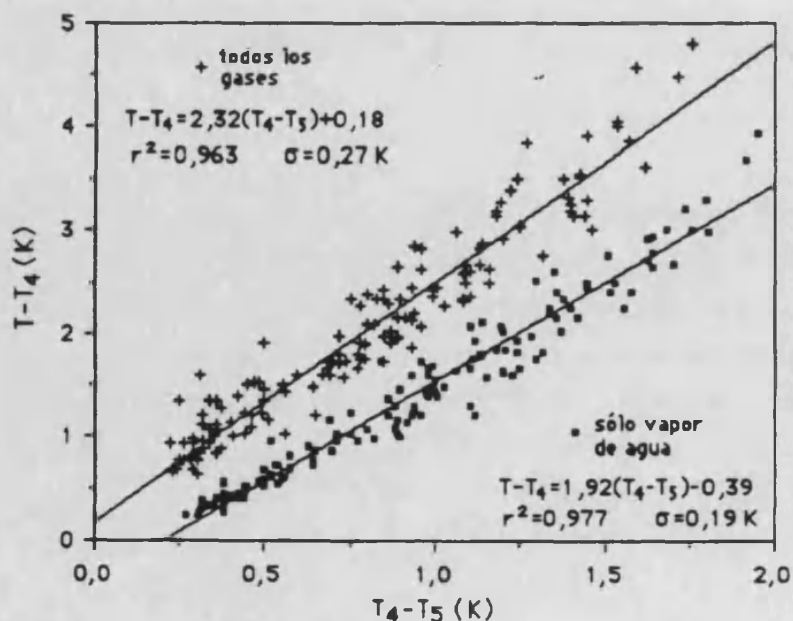


Figura 14.- Análisis de regresión de  $T-T_4$  frente a  $T_4-T_5$ , en los dos casos indicados. El resultado del ajuste lineal, el coeficiente de correlación ( $r^2$ ) y el error estándar de estimación ( $\sigma$ ), están dados en la Figura (Coll y Caselles, 1994).

En este análisis se ha demostrado que el método de split-window no es demasiado sensible a la influencia de los gases fijos cuyo espectro de absorción es diferente al del vapor de agua, lo cual es evidente en las atmósferas secas donde el efecto del vapor de agua no es dominante. Así, en estos casos tenemos una pérdida de la efectividad del método split-window, reflejada en el aumento de la dispersión encontrada para valores pequeños de  $T_4-T_5$ . Esta pérdida de precisión, aunque pequeña, es apreciable. En este sentido, los métodos bi-angulares que utilizan dos medidas en el mismo canal pero con ángulos de observación distintos, y que pueden aplicarse al sensor ATSR del satélite ERS-1, pueden mejorar este problema. La razón de esto es que, al basarse en la diferente atenuación sufrida por variaciones en el camino óptico, puede tener en cuenta las variaciones de la absorción debidas a las diferentes concentraciones de todos los gases absorbentes (McMillin y Crosby, 1984; Barton et al., 1989).

Analizaremos ahora el efecto de los aerosoles en el método de split-window. Para ello utilizaremos los datos de simulación descritos en el apartado III.2.1. De la misma forma, hemos parametrizado el efecto de los aerosoles en términos del espesor óptico evaluado en  $0,55 \mu\text{m}$ ,  $u_A(0,55 \mu\text{m})$ . El modelo de aerosoles utilizado es el modelo 'Navy Maritime' (Gathman, 1983), para las atmósferas de latitudes medias en verano e invierno, y para distintos valores de la visibilidad horizontal (VIS) entre 5 y 40 km. En la Figura 1 se puede observar que el efecto de los aerosoles es mayor en el canal 4 que en el 5, de forma que la presencia de aerosoles tiene un efecto contrario al del vapor de agua en la diferencia  $T_4-T_5$ . Para evaluar este efecto, hemos utilizado los valores de  $T_4$  y  $T_5$  simulados en presencia de aerosoles, en la ecuación de split-window  $T_{SW}=T_4+2,32(T_4-T_5)+0,18$ , que ha sido obtenida para atmósferas libres de aerosoles. Así, hemos comparado el valor obtenido para  $T_{SW}$  con el valor prescrito en la simulación para  $T_5$ , y la diferencia  $\Delta T_{SW}^A=T-T_{SW}$  representa el error introducido por los aerosoles en el método de split-window. Los resultados obtenidos están mostrados en la Figura 15, en función de  $u_A(0,55 \mu\text{m}) \times \sec\theta$ . El error puede ser relativamente grande: para un espesor óptico de 0,25 (VIS=40 km), se obtienen errores de 0,4 K, mientras que para espesores ópticos mayores que 1,5 (VIS=5 km), el error alcanza los 3 K. Sin embargo, como se aprecia en la Figura, el error debido a los aerosoles depende linealmente de  $u_A(0,55 \mu\text{m}) \times \sec\theta$ , con buena aproximación. En la Figura 15 se da el resultado del ajuste lineal en los casos de latitudes medias en verano e invierno, junto con el coeficiente de correlación y el error estándar de estimación. Por otra parte, la dependencia de la influencia de los aerosoles con el tipo de atmósfera parece pequeña, de forma que podemos agrupar los datos anteriores y obtener el ajuste lineal para el efecto de los aerosoles marítimos en latitudes medias como (Coll y Caselles, 1994)

$$\Delta T_{SW}^A = -0,05 + 1,87 u_A(0,55 \mu\text{m}) \times \sec\theta \quad (10)$$

con un error estándar de estimación de 0,15 K y un coeficiente de correlación de 0,987. Así pues, si disponemos de una estimación del espesor óptico de los aerosoles (usando los canales



visibles del AVHRR, Griggs, 1985; Rao et al., 1989; Rao, 1992), la ecuación (10) puede utilizarse para corregir el efecto de los aerosoles en la ecuación de split-window.

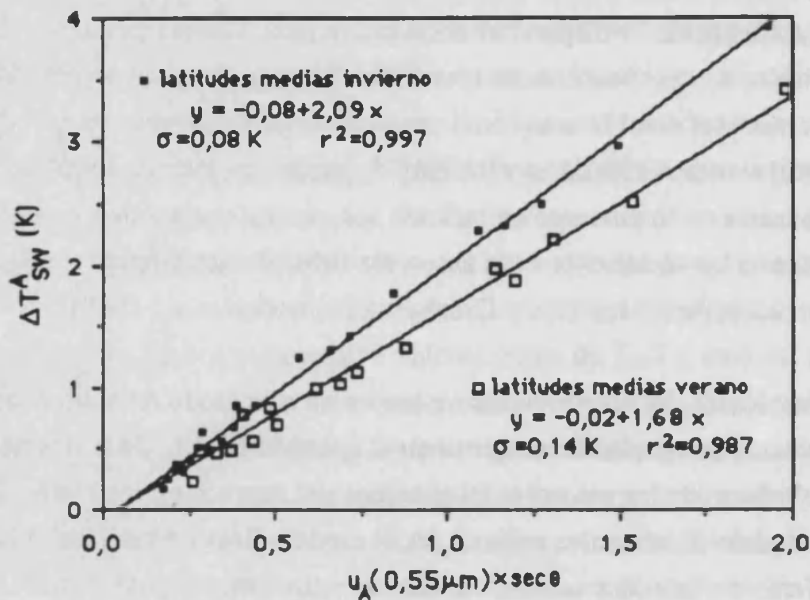


Figura 15.- Error debido a la atenuación de los aerosoles en el método de split-window,  $\Delta T_{SW}^A$ , en función del espesor óptico en  $0,55 \mu m$ ,  $u_A(0,55 \mu m) \times \sec \theta$ . Los ajustes lineales para las atmósferas de latitudes medias en verano e invierno, con su coeficiente de correlación ( $r^2$ ), y el error estándar de estimación ( $\sigma$ ) están dados en la Figura (Coll y Caselles, 1994).

### III.3.2 El efecto de la variabilidad atmosférica

En el apartado relativo a la ecuación monocanal pusimos de manifiesto el gran impacto de la variabilidad de la atmósfera en dicho método de corrección. De la misma forma, vamos ahora a analizar como afecta la variabilidad de las características atmosféricas a los coeficientes de split-window  $A$  y  $\Delta$ , que evalúan la corrección atmosférica, y el coeficiente de emisividad  $B(\epsilon)$ , que también está influido por la atmósfera debido a la componente de reflexión. En las Figuras II.14 y II.15 (Capítulo II), mostramos la variación de los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  con la humedad atmosférica, para un conjunto de atmósferas que representan adecuadamente la variabilidad a escala mundial. Prescindiendo de la perturbación introducida por los gases fijos en las atmósferas secas (que como hemos visto en el apartado precedente, no tiene una gran repercusión si se consideran las atmósferas de latitudes medias en su conjunto), es de destacar que a partir de  $W=1 \text{ g/cm}^2$ , el coeficiente  $A$  aumenta de forma aproximadamente proporcional a  $W$ . Contrariamente, el coeficiente  $\Delta$  disminuye al aumentar la humedad atmosférica.

Sin embargo hay que decir que la dependencia atmosférica de la ecuación de split-window es mucho menos acusada que la del método monocanal. Esto es por tres motivos fundamentalmente: Por una parte, en el método de split-window se elimina la influencia de la temperatura atmosférica,  $T_{ai}$ , al utilizar la medida de temperatura en dos canales distintos, de forma que sólo existe una dependencia con el contenido total de vapor de agua de la atmósfera. Por otra, la variación con la humedad del coeficiente  $A=[1-\tau_4]/[\tau_4-\tau_5]$  es menor que la del coeficiente  $[1-\tau_i]/\tau_i$  que interviene en el método monocanal (ver Figura 5). Y finalmente, el método de split-window utiliza la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$ , que es función, entre otras cosas, del contenido total de vapor de agua atmosférico. Por ello, en la ecuación de split-window tomamos en cuenta implícitamente la variabilidad de la humedad atmosférica, aunque debemos considerar la conocida variación de los coeficientes. Además, hemos mencionado que mientras  $A$  aumenta,  $\Delta$  disminuye con el vapor de agua. De esta forma existe un efecto compensador de ambas dependencias, que hace que la dependencia total quede reducida. Por todo esto, el método de split-window resulta ser muy práctico para la corrección de imágenes térmicas de satélite, sin necesidad de una información adicional referente a la especificación de las características de la atmósfera existente. Esta afirmación, aunque cierta si se compara con lo que sucede con el método de corrección monocanal, debe ser matizada en el sentido de analizar hasta que punto podemos aplicar algoritmos operativos de split-window con coeficientes constantes.

Así pues, el objetivo del presente apartado es analizar esta variabilidad para delimitar las posibilidades reales de aplicación práctica del método de split-window. Para ello, estudiaremos la viabilidad de definir un algoritmo lineal a escala mundial, que supone la simplificación máxima del método de split-window, con unos coeficientes  $A$  y  $\Delta$  determinados y constantes. Además examinaremos la posibilidad de definir coeficientes optimizados para ciertas condiciones climáticas generales, y la solución alternativa de proponer algoritmos modificados no lineales que sean aplicables a escala global. En una primera aproximación al problema, haremos uso de un extenso conjunto de datos de simulación, obtenido en una gran variedad de situaciones atmosféricas. Por otra parte, también estudiaremos el efecto de la variación angular de los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  de split-window, así como la dependencia con la temperatura de la superficie. El efecto de la emisividad en la ecuación de split-window será analizado a continuación, incluyendo la influencia de la emisividad ( $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ ) y la variabilidad atmosférica del coeficiente  $B(\epsilon)$ . Finalmente, utilizaremos un conjunto de datos empíricos referidos a la temperatura de la superficie del mar. Por sus características radiativas ( $\epsilon \approx 1$ ), la superficie del mar ofrece un buen caso de estudio para analizar la atenuación atmosférica en la ecuación de split-window, y consecuentemente, determinar los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  en condiciones reales.

A diferencia de los datos de simulación analizados en el apartado anterior, en este caso vamos a construir un conjunto de datos utilizando un conjunto de atmósferas representativas de

la variabilidad que podemos esperar a escala mundial. Análogamente, para centrarnos en los coeficientes  $A$  y  $\Delta$ , consideraremos por ahora  $\epsilon_4 = \epsilon_5 = 1$ . El presente conjunto de datos de simulación está descrito con detalle en Sobrino et al. (1993b). Se han tomado 61 radiosondeos de la base de datos TIGR (Scott y Chédin, 1981), con un contenido total de vapor de agua entre 0,15 y 4,7 g/cm<sup>2</sup>, y una temperatura del aire a nivel de la superficie entre 250 y 315 K. Se han tomado tres ángulos distintos de observación (0°, 23°, y 46°), y tres temperaturas de la superficie,  $T(z=0)$  y  $T(z=0) \pm 5$  K. Con ello se obtienen 540 pares de valores  $T-T_4$  y  $T_4-T_5$ , que están representados en la Figura 16. En esta Figura se muestra claramente que la variabilidad atmosférica de los coeficientes de split-window rompen la linealidad de la relación entre  $T-T_4$  y  $T_4-T_5$ , especialmente para valores grandes de la diferencia  $T_4-T_5$ , es decir, para las atmósferas más húmedas. Este hecho sugiere la posibilidad de realizar un ajuste polinómico de segundo grado, de forma que proponemos la *ecuación no lineal de split-window* a escala mundial que puede escribirse como (Coll et al., 1994a):

$$T = T_4 + [a_0 + a_1(T_4 - T_5)](T_4 - T_5) + \Delta \quad (11)$$

donde ahora el coeficiente  $A$  no es una constante, sino que depende linealmente de la diferencia  $T_4 - T_5$ , según  $A = a_0 + a_1(T_4 - T_5)$ , y el coeficiente  $\Delta$  puede mantenerse constante. Los valores numéricos obtenidos con los datos representados en la Figura 16 son  $a_0 = 1,51$ ;  $a_1 = 0,39 \text{ K}^{-1}$ ; y  $\Delta = 0,17 \text{ K}$ , siendo el coeficiente de correlación de la regresión polinómica 0,974 y el error estándar de estimación de la temperatura de la superficie de 0,42 K.

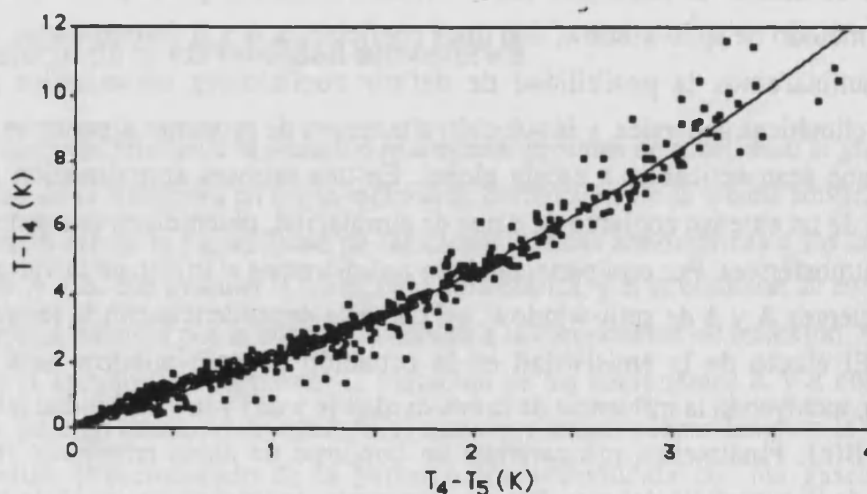


Figura 16.- Valores de  $T-T_4$  frente a  $T_4-T_5$  obtenidos a partir de los datos de simulación descritos en el texto (Sobrino et al., 1993b). La línea continua representa la regresión cuadrática de los puntos considerados, de acuerdo con la ecuación (11).

Para la comparación con el modelo cuadrático, podemos considerar un ajuste lineal a la manera del modelo clásico de split-window, es decir, con coeficientes  $A$  y  $\Delta$  constantes a escala global. Con los datos de la Figura 16 hemos obtenido el ajuste  $T = T_4 + 2,72(T_4 - T_5) - 0,39$ , con un coeficiente de correlación de 0,955 y un error estándar de estimación de 0,55 K. Esta aproximación lineal ofrece unos valores para los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  que son similares a los dados en otros trabajos existentes en la literatura (Deschamps y Phulpin, 1980; Barton, 1983; McClain et al., 1985), caracterizados por valores elevados del coeficiente  $A$  y, como compensación, valores negativos del coeficiente  $\Delta$ . Por otra parte, el error de estimación de la ecuación lineal es sensiblemente superior al obtenido con la expresión cuadrática (ecuación 11). Un análisis más detallado del error obtenido con ambas aproximaciones indica además una degradación de la calidad de la estimación de la temperatura en el caso lineal. En efecto, esto está mostrado en la Figura 17, donde representamos el error en la temperatura calculada,  $\delta T = T - T_{\text{mod}}$ , siendo  $T_{\text{mod}}$  la temperatura obtenida con el modelo lineal (a), y el modelo cuadrático (b).

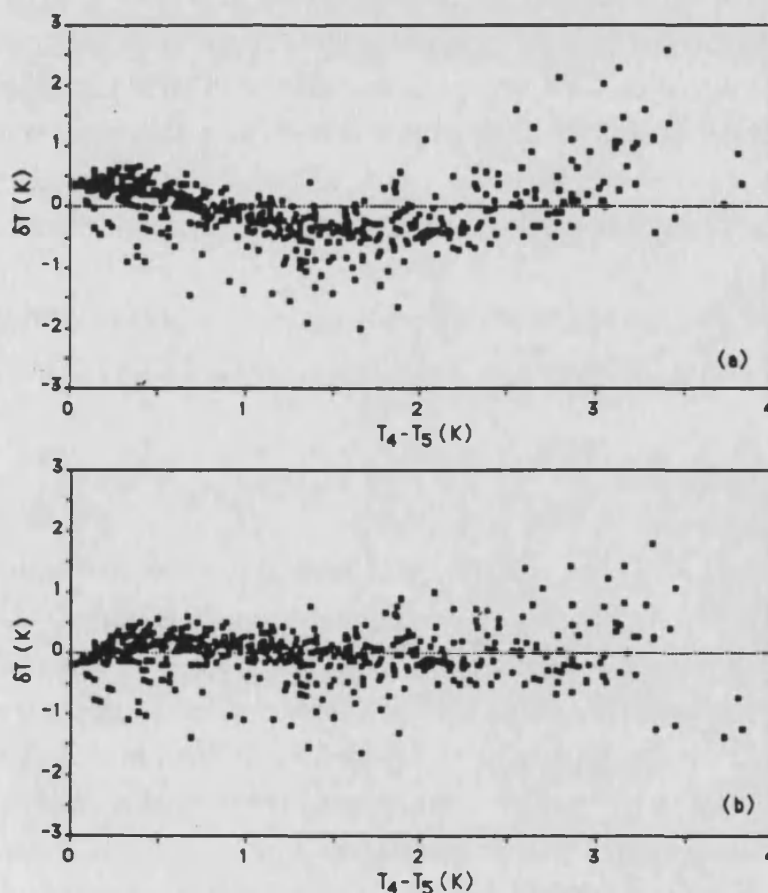


Figura 17.- Errores en la temperatura calculada al utilizar los modelos de split-window a los datos obtenidos en la simulación de medidas de satélite. El caso (a) hace referencia al modelo lineal, y (b) al modelo cuadrático.

Así, en el caso (a), se observa que el error cometido depende de la diferencia de temperaturas  $T_4 - T_5$ , lo cual no sucede en el caso (b). Por ello, en el caso lineal podemos

encontrar errores sistemáticos en áreas determinadas. Por ejemplo, el modelo lineal da una infravaloración de 0,5 K aproximadamente en zonas donde  $T_4-T_5$  es pequeña (atmósferas secas), siendo al contrario para valores grandes de  $T_4-T_5$ . Sin embargo, hay que destacar que el error que dan ambos algoritmos crece considerablemente para las atmósferas más húmedas, a partir de  $T_4-T_5 > 2$  K, aproximadamente. El aumento de la dispersión en estos casos indica que el valor de la diferencia  $T_4-T_5$  no es suficiente para determinar la temperatura de la superficie, existiendo otros factores que influyen en la atenuación atmosférica. Por ello, en atmósferas tropicales es conveniente la introducción del cociente  $R=\tau_5/\tau_4$ , que puede obtenerse de las imágenes de  $T_4$  y  $T_5$  y supone una estimación adicional de la humedad atmosférica (Kleespies y McMillin, 1990; Jedlovec, 1990; Harris y Mason, 1992; Sobrino et al., 1993b). Este aspecto será tratado con detalle en el apartado IV.3.

La necesidad de tener en cuenta la variabilidad atmosférica en los algoritmos de corrección ha sido propuesta de distintas formas en la literatura. McMillin (1975) incluye el crecimiento del coeficiente A con la humedad atmosférica a través de una función lineal de la diferencia de radiancia en los dos canales, en lugar de la diferencia de temperaturas que hemos utilizado en la ecuación (11). De la misma forma, una ecuación cuadrática similar a la ecuación (11) ha sido propuesta por Dalu et al. (1985) y Dalu y Liberti (1988) para determinar la temperatura de la superficie del mar. La diferencia respecto a nuestra aportación es que nuestro objetivo es adaptar estos algoritmos a la superficie terrestre. Por otra parte, los algoritmos cuadráticos son la forma más sencilla de compensar la variabilidad atmosférica a escala mundial. Una forma considerablemente más compleja de algoritmo no lineal es el propuesto por Walton (1988), cuya expresión general para la temperatura de la superficie del mar viene dada por

$$T = aT_4 + \frac{bT_5+c}{dT_5+eT_4+f} (T_4-T_5+g) + h \quad (12)$$

donde las constantes deben ser obtenidas mediante un proceso de minimización sobre un conjunto de medidas de satélite. El cociente que aparece en esta ecuación hace las veces del coeficiente A, observándose un dependencia con las temperaturas  $T_i$  distinta a la propuesta por la ecuación (11). Para los datos de simulación utilizados en esta discusión, el error de estimación de un algoritmo del tipo de la ecuación (12) es de 0,40 K (Sobrino et al., 1993b), que es una mejora poco significativa respecto del error obtenido con el método cuadrático, a pesar de la gran complejidad formal de aquél. En realidad, la aproximación de Walton (1988) es una modificación del método de split-window, introduciendo conceptos y principios distintos de la absorción diferencial. Como vemos en la ecuación (12), aparece el cociente de ecuaciones de tipo monocanal (de la forma  $aT_i+b$ ). La adaptación de este tipo de algoritmos a la determinación de la temperatura de la superficie terrestre resulta muy compleja, debido a la influencia de la variación espectral y espacial de la emisividad en las temperaturas de satélite  $T_i$ , que intervienen en el coeficiente de la ecuación (12). Esto contrasta con los algoritmos basados únicamente en la

absorción diferencial de la atmósfera, que como la ecuación (11) pueden ser fácilmente adaptables al caso terrestre. Para ello no hay más que añadir el término  $B(\epsilon)$  de corrección de emisividad, como se demostró en el apartado II.2.2 y se discutirá con detalle más adelante. En nuestra opinión, esta es la mayor ventaja del método cuadrático propuesto.

Los coeficientes constantes de split-window en los algoritmos lineales representan unos valores medios a escala mundial, de forma que su funcionamiento no es adecuado en zonas determinadas donde no se tiene una gran variabilidad climática. Sin embargo, existe la posibilidad de utilizar algoritmos lineales con coeficientes adecuados para zonas más reducidas. Este procedimiento de *optimización* de algoritmos ha sido propuesto por Minnett (1990), y consiste en la construcción de una serie de algoritmos regionales y estacionales distintos, manteniendo la linealidad de los mismos. Esto también supondría la identificación de posibles regiones climáticas y usar algún mecanismo que cambiara de algoritmo en los límites de dichas zonas, sin introducir discontinuidades en la temperatura calculada (Llewellyn-Jones et al., 1984). El criterio para diferenciar entre distintas zonas debe estar relacionado con la humedad total de la atmósfera. Li et al. (1994) utilizan el valor de  $\tau_5$  (obtenido a partir de R) para diferenciar tres conjuntos distintos de coeficientes. Una forma más sencilla es considerar la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$  (Coll et al., 1993b), como puede comprobarse con los datos de simulación estudiados aquí. En la Figura 18 representamos dos algoritmos lineales climatológicos, situando la frontera entre ambos para  $T_4-T_5=2$  K. Para el caso  $T_4-T_5 < 2$  K (aproximadamente, atmósferas de latitudes medias), se obtiene el algoritmo  $T=T_4+2,21(T_4-T_5)-0,02$ , con un coeficiente de correlación de 0,931 y un error estándar de estimación de 0,35 K. Para el caso  $T_4-T_5 \geq 2$  K (atmósferas tropicales) el algoritmo resulta  $T=T_4+3,68(T_4-T_5)-2,70$ , con un coeficiente de correlación de 0,894 y un error estándar de 0,60 K.

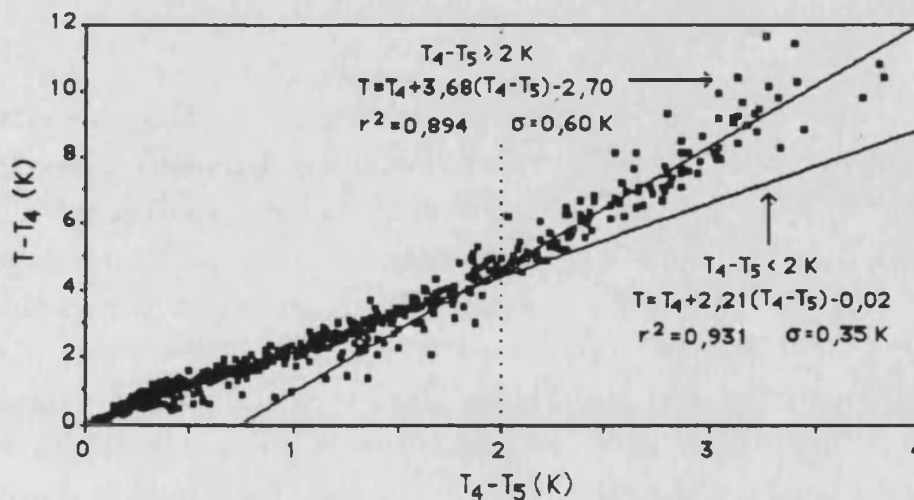


Figura 18.- Algoritmos lineales optimizados para los casos  $T_4-T_5 < 2$  K y  $T_4-T_5 \geq 2$  K. Ambos algoritmos están dados en la Figura, junto con su correspondiente coeficiente de correlación ( $r^2$ ) y error estándar de estimación ( $\sigma$ ).

Como vemos, los coeficientes de split-window son sensiblemente distintos en los dos casos, aunque en la proximidades de  $T_4 - T_5 = 2$  K los resultados son similares. También se observa un aumento del error de estimación en el caso  $T_4 - T_5 \geq 2$  K, lo cual puede corregirse, como se ha mencionado anteriormente, si se introduce el término R en la estructura del algoritmo de atmósferas tropicales. Finalmente, diremos que el límite  $T_4 - T_5 = 2$  K puede ser ambiguo en ocasiones, como se aprecia en la Figura 18, donde unos pocos puntos con  $T_4 - T_5 < 2$  K se adecúan mejor al algoritmo obtenido para  $T_4 - T_5 \geq 2$  K. Estos puntos pertenecen a atmósferas tropicales, con una temperatura de la superficie cercana a la temperatura atmosférica, con lo que resultan valores de  $T_4 - T_5$  anormalmente bajos (véase ecuación 13).

### III.3.3 La dependencia angular

Las expresiones teóricas de los coeficientes de split-window A y  $\Delta$  muestran su dependencia con el ángulo de observación del satélite, a través de la transmisividad atmosférica. Si bien esto es cierto, como muestra la Figura II.11, debemos preguntarnos cuánto afecta en términos de temperatura esta variabilidad angular. Por otra parte, debemos considerar que la diferencia  $T_4 - T_5$  también es una función del ángulo de observación. En efecto, si suponemos que la superficie observada es un cuerpo negro, podemos escribir con buena aproximación (Coll et al., 1994a)

$$T_4 - T_5 \approx [\tau_4(\theta) - \tau_5(\theta)](T - T_a) \quad (13)$$

siendo  $\tau_4(\theta) - \tau_5(\theta)$  proporcional a  $W/\cos\theta$ . De esta forma, al aumentar el ángulo de observación, también lo hace la diferencia de temperaturas  $T_4 - T_5$ .

Así pues, estudiaremos como influye la variación angular de los coeficientes A y  $\Delta$ , y la diferencia  $T_4 - T_5$  en el cálculo de temperatura de la superficie, dentro del intervalo angular del sensor AVHRR ( $\pm 55,4^\circ$ , aproximadamente). Para ello utilizaremos los datos de simulación del apartado III.3.1, incluyendo todos los gases atmosféricos. Este conjunto de datos corresponde a un grupo de atmósferas de latitudes medias, por lo que tenemos una cierta homogeneidad climática y es posible establecer algoritmos lineales de split-window. Hemos elegido este conjunto para evitar así los efectos de la variabilidad atmosférica, que ya han sido evaluados anteriormente. En la simulación realizada se consideraron distintos ángulos cenitales por debajo de  $55^\circ$ . Como resultado, el algoritmo obtenido para todos los ángulos de observación es  $T = T_4 + 2,32(T_4 - T_5) + 0,18$ , con un error estándar de estimación de 0,27 K. Como comparación, la Tabla 8 da los coeficientes de split-window y el error de estimación ( $\sigma$ ) obtenidos mediante



regresión lineal de los datos correspondientes a cada ángulo de observación por separado. En la Tabla se observa que el error de estimación de estos algoritmos angulares crece con  $\theta$ , debido al aumento de la atenuación atmosférica. Por otra parte, tenemos una variación de los coeficientes con el ángulo de observación, aunque la mejora en el error de estimación no es muy significativa respecto a la obtenida con el algoritmo que considera todos los ángulos. Si aplicamos este algoritmo a los datos de simulación para cada ángulo por separado, obtenemos los errores indicados en la Tabla 9, que son comparables a los obtenidos con los algoritmos angulares. Esto indica que, para el intervalo de ángulos de observación estudiado, la variación angular de la atenuación atmosférica es muy pequeña, no siendo necesario incluirla explícitamente en los coeficientes.

Tabla 8.- Coeficientes A y  $\Delta$  de los algoritmos de split-window de la forma  $T=T_4+A(T_4-T_5)+\Delta$ , en función del ángulo de observación.  $\sigma$  es el error estándar de estimación de T.

ángulo cenital, $\theta$	A	$\Delta$ (K)	$\sigma$ (K)
11,6°	2,03	0,27	0,21
26,1°	2,29	0,16	0,22
40,3°	2,30	0,19	0,25
53,7°	2,42	0,27	0,28

Tabla 9.- Error medio ( $\delta$ ) y desviación estándar ( $\sigma$ ) cometidos al aplicar el algoritmo  $T=T_4+2,32(T_4-T_5)+0,18$  a los datos de simulación obtenidos para los ángulos cenitales de observación indicados.

ángulo cenital, $\theta$	error, $\delta \pm \sigma$ (K)
11,6°	-0,12 $\pm$ 0,23
26,1°	-0,05 $\pm$ 0,22
40,3°	0,00 $\pm$ 0,24
53,7°	+0,18 $\pm$ 0,28

### III.3.4 El efecto de la emisividad

Hasta el momento, hemos estado estudiando el efecto atmosférico en la ecuación de split-window. Nos centraremos ahora en el efecto de la emisividad, que es necesario tener en cuenta para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre. En el modelo teórico desarrollado en el Capítulo II se propuso la forma general del método operativo de split-window, que podía escribirse según la ecuación:

$$T = T_4 + A(T_4 - T_5) + \Delta + B(\epsilon) \quad (14)$$



donde  $B(\epsilon)$  es el efecto total de la emisividad, que viene dado en función de la emisividad media en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon$ , y de la diferencia espectral de emisividad en los canales 4 y 5,  $\Delta\epsilon$ . Para el coeficiente  $B(\epsilon)$  se propuso la expresión (ecuación II.85)

$$B(\epsilon) = \alpha(1-\epsilon) - \beta\Delta\epsilon \quad (15)$$

donde  $\alpha=(b_4-b_5)A\tau_5(\theta)+b_4$ , y  $\beta=A\tau_5(\theta)b_5+\alpha/2$  son coeficientes que dependen del contenido total de vapor de agua atmosférico, y en menor medida de la temperatura de la superficie, a través de los coeficientes  $b_i$ . En la Figura II.16 mostrábamos los valores obtenidos para los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  en función de la humedad atmosférica. En esta Figura se observa que el coeficiente  $\alpha$  es prácticamente constante, pudiéndose tomar un valor  $\alpha=40\pm 10$  K. Sin embargo, el coeficiente  $\beta$  muestra una acusada dependencia atmosférica, decreciendo considerablemente con el contenido de vapor de agua. De esta forma, el efecto total de la emisividad depende del tipo de atmósfera, siendo la razón de esto la influencia del término de reflexión, que compensa en parte la menor emisión de la superficie debido a la emisividad.

En el presente apartado, vamos a estudiar la utilización de la ecuación teórica de split-window para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre, utilizando un conjunto de datos de simulación similar al utilizado en anteriores apartados, pero variando la emisividad de la superficie en los dos canales. Esto nos permitirá comprobar la posibilidad de adaptar fácilmente el algoritmo cuadrático propuesto anteriormente, con solo añadir el correspondiente coeficiente  $B(\epsilon)$ , adecuado a las características de la superficie estudiada. Por otra parte, propondremos distintas formas de parametrizar la dependencia atmosférica del coeficiente  $\beta$ , con el objetivo de que pueda ser determinado de forma operativa, dentro de un margen de error razonable.

La simulación de medidas de satélite se ha realizado para dos superficies hipotéticas bien diferenciadas, tomando unos valores de emisividad típicos: una superficie totalmente cubierta de vegetación, con  $\epsilon_4=0,982$  y  $\epsilon_5=0,986$  (Caselles y Sobrino, 1989); y una superficie desértica, con  $\epsilon_4=0,956$  y  $\epsilon_5=0,967$  (Becker y Li, 1990). Además del efecto de la emisividad en la emisión de la superficie, hemos tenido en cuenta el término de reflexión, suponiendo éste de tipo lambertiano. Para ello hemos calculado con el programa LOWTRAN 7 la radiancia atmosférica descendente, para posteriormente integrarla para todos los ángulos del hemisferio superior, obteniendo así la radiancia hemisférica descendente (ecuación II.58). El conjunto de atmósferas utilizado, con  $W$  entre 0,4 y 3,2  $\text{g/cm}^2$ , es más reducido que el del apartado III.3.2, aunque es suficiente para mostrar el efecto de la emisividad. Con el objetivo de comparar los resultados de simulación, hemos incluido el caso  $\epsilon_4=\epsilon_5=1$ , con las mismas características atmosféricas. La temperatura de la superficie se ha tomado desde -5 hasta +10 K alrededor de la temperatura del

aire a nivel del suelo. Para más detalles sobre los datos de simulación puede verse Coll et al. (1994a).

Los resultados de la simulación están mostrados en la Figura 19, incluyendo las curvas de regresión cuadráticas de acuerdo con la ecuación (14) e introduciendo la expresión lineal del coeficiente A (ecuación 11). Para el caso del cuerpo negro ( $\epsilon_4=\epsilon_5=1$ ), el término de la emisividad es por definición  $B(\epsilon)=0$ , observándose además que la curva de regresión pasa por el origen de coordenadas, con lo que tenemos  $\Delta=0$ . La razón de esto es que, en la simulación solamente hemos incluido los perfiles atmosféricos de vapor de agua, de forma que  $\Delta$  es próximo a cero para las atmósferas más secas (véase la Figura 13). Para los tres tipos de superficie representados, las curvas de regresión son prácticamente paralelas, lo que indica que los coeficientes A y  $\Delta$  son similares e independientes de la emisividad de la superficie. Considerando los tres casos simulados en la Figura 19, los resultados obtenidos para los coeficientes atmosféricos son  $A=1,29+0,28(T_4-T_5)$ , con  $\Delta=0$  y un error de estimación de 0,33 K. Estos valores numéricos son inferiores a los obtenidos en el apartado III.3.2 ( $a_0=1,51$ ;  $a_1=0,39 \text{ K}^{-1}$  y  $\Delta=0,17 \text{ K}$ ), en parte debido a que ahora no hemos incluido los gases fijos.

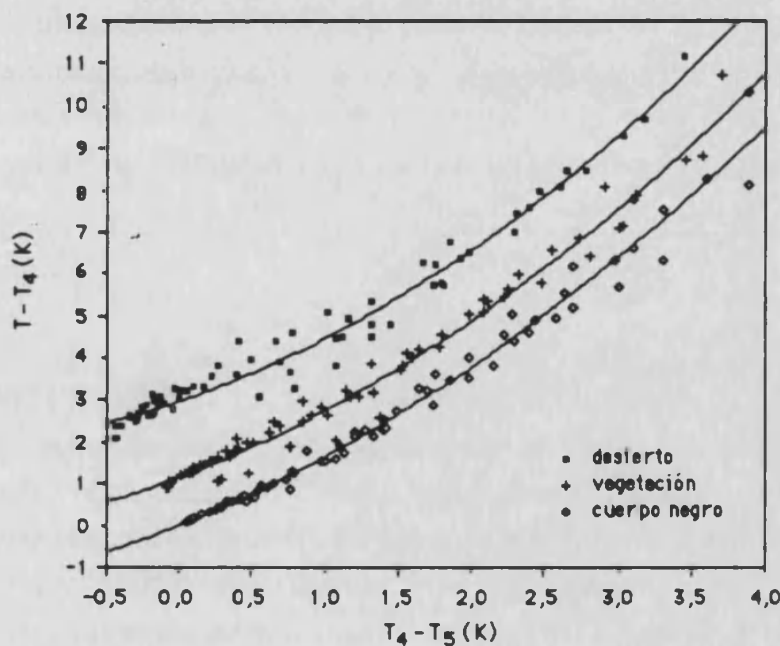


Figura 19.- Resultado de la simulación de medidas de satélite, para las tres superficies indicadas. Las líneas continuas son el resultado de la regresión cuadrática.

La única diferencia significativa entre las curvas de regresión de la Figura 19 es el valor de la ordenada en el origen, que representa el coeficiente  $B(\epsilon)$  (ya que  $\Delta=0$ ). Así, el efecto de la emisividad resulta  $B(\epsilon)=1,2 \text{ K}$  y  $B(\epsilon)=3,0 \text{ K}$  para el tipo de vegetación y la superficie desértica

considerados, respectivamente. Sin embargo, la ecuación (15) muestra cierta dependencia atmosférica, mientras que el efecto de la emisividad ha sido dado ahora como coeficientes  $B(\epsilon)$  constantes. Para evaluar el impacto de la variabilidad atmosférica, hemos utilizado la ecuación (15) calculando los valores de  $\alpha$  y  $\beta$  correspondientes a todos los casos simulados. Introduciendo los valores de emisividad hemos obtenido, para la superficie vegetada  $B(\epsilon)$  variando entre 0,6 y 1,3 K, con un valor medio de  $1,1 \pm 0,2$  K; y para la superficie desértica una variación entre 1,8 y 3,3 K, con un valor medio  $B(\epsilon) = 2,9 \pm 0,4$  K. En estas superficies  $\Delta\epsilon < 0$ , con lo que el efecto total  $B(\epsilon)$  disminuye con la humedad, al disminuir  $\beta$ . Estos valores medios están en razonable acuerdo con los obtenidos en la regresión cuadrática. Por otra parte, sugieren la posibilidad de elegir unos valores constantes de  $\alpha$  y  $\beta$  a escala global (Ulivieri y Cannizzaro, 1985; Ulivieri et al., 1992; Sobrino et al., 1993a). Para nuestros datos de simulación, y haciendo  $\alpha = 40$  K, obtenemos  $\beta = 135 \pm 5$  K. El valor obtenido para  $\beta$  a partir de la regresión estadística depende del tipo de atmósferas que se han utilizado en la simulación. En nuestro caso, predominan las de latitudes medias, por lo que  $\beta$  resulta relativamente elevado.

Sin embargo, siempre resulta conveniente incluir la variabilidad atmosférica del coeficiente  $\beta$ . Una posibilidad consiste en utilizar valores promediados en base a una caracterización climática. En el apartado II.2.2 se obtuvo  $\beta = 150$  K para la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno,  $\beta = 75$  K para la de verano, y  $\beta = 50$  K para la atmósfera tropical. Aunque  $\beta$  también depende de la temperatura de la superficie, varía fundamentalmente con la humedad atmosférica. Así, en la Figura II.16 podemos observar una disminución de tipo exponencial con el contenido total de vapor de agua en una columna vertical,  $W$ . Con los datos de esta Figura, podemos obtener la aproximación

$$\beta \approx 284 \exp[-0,621W] \quad (16)$$

con un error de estimación de  $\beta$  del 20% (véase Figura 20). De esta forma podemos calcular  $\beta$  conociendo el contenido de vapor de agua atmosférico, que puede obtenerse a partir de datos del sensor TOVS. Esta cuestión se discutirá en el apartado IV.3 (Capítulo IV). Para atmósferas con  $W > 5$  g/cm<sup>2</sup>, los valores estimados por la ecuación (16) son próximos a cero, lo que significa que el efecto de la variación espectral de la emisividad,  $\Delta\epsilon$ , es muy pequeño. Este hecho es especialmente interesante para la determinación de la temperatura en regiones tropicales, y está siendo investigado actualmente por nosotros, dentro del marco del proyecto HAPEX-Sahel (Goutorbe et al., 1994).

Para concluir este apartado, haremos un análisis del error en la estimación del valor total de la corrección atmosférica,  $B(\epsilon)$ . El error viene dado, por una parte, por la incertidumbre en la determinación de la emisividad de la superficie terrestre, y por otra en la variabilidad atmosférica de los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$ . Suponiendo un error de 0,01 en la emisividad media,  $\epsilon$ , y 0,005 en la

diferencia espectral,  $\Delta\epsilon$ , el error en el coeficiente  $B(\epsilon)$  oscila entre 0,9 K para una atmósfera estándar de latitudes medias en invierno, y 0,5 K para una atmósfera tropical. La variabilidad de los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  es debida fundamentalmente a la dependencia con la humedad atmosférica y, en menor medida con la temperatura de la superficie (ver ecuaciones 7a y 7b). Respecto a la dependencia con  $W$ , el coeficiente  $\alpha$  es prácticamente constante con un error de estimación  $\delta(\alpha)=10$  K, mientras que para  $\beta$  tomaremos un error  $\delta(\beta)=20\%$ , suponiendo que tenemos una estimación del contenido de vapor de agua. La variación con la temperatura de la superficie es menor, teniendo que para  $\delta(T)=10$  K, el error  $\delta(\alpha)$  varía entre 1,5 K para atmósferas secas y 5 K para atmósferas húmedas, y  $\delta(\beta)=10$  K independientemente del tipo de atmósfera. Con estos datos hemos calculado el error resultante en  $B(\epsilon)$ , asumiendo unos valores de emisividad  $\epsilon=0,98$  y  $\Delta\epsilon=0,01$ . En la Tabla 10 damos los resultados de este análisis, mostrando también el error total suponiendo que las diferentes fuentes de error son independientes. Podemos observar que la mayor fuente de error generalmente es la emisividad, dependiendo el error total en  $B(\epsilon)$  de la precisión con que se determine la emisividad media,  $\epsilon$ , y la diferencia espectral,  $\Delta\epsilon$ , de las superficies observadas. Estos resultados indican la necesidad de determinar con precisión la signatura espectral efectiva de las superficies naturales.

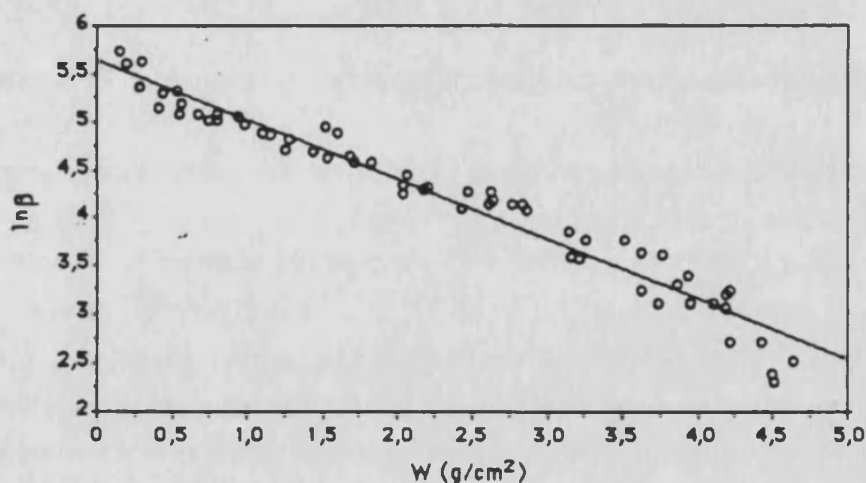


Figura 20.- Variación del logaritmo del coeficiente  $\beta$  con el contenido total de vapor de agua de la atmósfera,  $W$ . La línea recta es el resultado de la regresión lineal,  $\ln\beta=-0,621W+5,648$ .

Tabla 10.- Error en el coeficiente  $B(\epsilon)$ , en K, debido al error en la emisividad y a la variabilidad de los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  con  $W$  y  $T$ . Para estos dos últimos casos hemos supuesto  $\epsilon=0,98$  y  $\Delta\epsilon=0,01$ .

	emisividad $\delta(\epsilon)=0,01$ $\delta(\Delta\epsilon)=0,005$	vapor de agua $\delta(\alpha)=10$ K $\delta(\beta)=20\%$	temperatura $\delta(T)=10$ K	error total
latitudes medias invierno	0,9	0,4	0,10	1,0
tropical	0,5	0,2	0,14	0,6

### III.3.5 Análisis con datos empíricos

Hasta el momento, hemos estado discutiendo el efecto de la atenuación atmosférica y de la emisividad en la ecuación de split-window, utilizando un conjunto de simulación de medidas de satélite. De esta forma, los resultados numéricos obtenidos están afectados por posibles errores en el programa de simulación atmosférica utilizado, lo que previene de la aplicación de los algoritmos obtenidos a medidas reales tomadas desde satélite. Por ello, resulta especialmente necesario la validación de éstos con medidas de la temperatura de la superficie realizadas "in situ". La superficie del mar es prácticamente homogénea y con una emisividad cercana a la unidad. Por distintas razones, algunas de las cuales se expusieron en el apartado III.1, la recolección de medidas "in situ" de la temperatura de la superficie del mar y medidas coincidentes de satélite en los canales de split-window resulta relativamente sencilla, comparado con lo que sucede en la superficie terrestre. Así, existen extensas bases de datos de temperatura del mar (McClain et al., 1985; McClain, 1989; Castagné et al, 1986; Antoine et al., 1992; Yokoyama y Tamba, 1991). Estas bases de datos son utilizadas para validar los distintos algoritmos operativos de temperatura superficial del mar, determinando el error de estimación en condiciones reales. Cuando se dispone de un conjunto de datos "in situ" más completo geográfica y estacionalmente, los algoritmos son actualizados y revisados (Bates y Díaz, 1991).

Nuestro objetivo no es desarrollar algoritmos para la determinación de la temperatura de la superficie del mar, sino obtener un algoritmo operativo para la superficie terrestre que incluya el efecto de la variabilidad de la emisividad de la superficie. En nuestro modelo teórico (ecuación II.80), proponemos la separación del efecto atmosférico, a través de  $A$  y  $\Delta$ , y el de la emisividad, a través de  $B(\epsilon)$ . Esto ha sido comprobado también en el anterior apartado, mostrando que los coeficientes atmosféricos  $A$  y  $\Delta$  son independientes de la emisividad de la superficie. Así, las medidas de la superficie del mar pueden ser de gran utilidad para la estimación de estos coeficientes atmosféricos en condiciones reales, es decir, teniendo en cuenta la composición y estructura real de la atmósfera, y las características de los sensores. Para poder proceder de esta forma, deberemos estimar primeramente el efecto de la emisividad de la superficie del mar,  $B(\epsilon)$ , que será constante debido a la homogeneidad de la superficie. Demostraremos más adelante que además es pequeño,  $B(\epsilon) \approx 0$ . El relativamente elevado número de este tipo de medidas, que es recopilado sistemáticamente por instituciones como NOAA/NESDIS (U.S.A.) o CMS-Lannion (Francia), hace posible construir conjuntos de datos empíricos representativos de la situación atmosférica a escala global.

Según nuestro modelo teórico de split-window, los resultados que obtengamos para los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  en el caso del mar, serán extrapolables a la superficie terrestre, donde sólo tendremos que añadir el efecto de la emisividad,  $B(\epsilon)$ , adecuado a las características de la superficie y el tipo de atmósfera. Así pues, nuestro objetivo es encontrar una expresión

adecuada a las condiciones reales para el algoritmo cuadrático propuesto a partir de los datos de simulación en el apartado III.3.2. Hay sin embargo una serie de problemas inherentes a las medidas de temperatura de la superficie del mar, que condicionan de alguna forma el procedimiento seguido. Estos pueden enumerarse como: (1) la diferente naturaleza de las medidas de temperatura del mar realizadas desde satélite e "in situ"; (2) las diferencias que pueden encontrarse entre las atmósferas marinas y las terrestres; y (3) el efecto de la emisividad de la superficie del mar, que aunque próxima a la unidad no es exactamente igual a uno. Analizaremos ahora más detalladamente estos puntos.

(1) Como se indicó en el apartado III.1, existe una diferencia entre la temperatura medida por los satélite, que se refiere a la emisión de una capa superficial de unos 10  $\mu\text{m}$  de espesor (Maul, 1981), y la temperatura medida "in situ", mediante boyas y barcos oceanográficos, que normalmente se refiere a una profundidad del orden de 1 m (temperatura de la capa de mezcla). En ocasiones, ambas temperaturas pueden ser distintas, debido fundamentalmente a dos fenómenos contrapuestos: el enfriamiento de la capa superficial por los procesos de evaporación que tiene lugar en la superficie del mar, y el calentamiento que puede tener lugar en condiciones de gran insolación y viento en calma (termoclina diurna). Un análisis cuantitativo de ambos fenómenos puede encontrarse en Robinson et al. (1984), y en López-García (1991) existe una revisión bibliográfica de estos hechos. Como consecuencia de los fenómenos citados, la diferencia entre la temperatura superficial del mar y la medida a una cierta profundidad puede oscilar entre unos valores máximos de -1,0 y +1,0 K, dependiendo de las condiciones meteorológicas según las cuales predomina el enfriamiento superficial o el efecto de la termoclina diurna (Schluessel et al., 1990). En general, las diferencias son menos importantes cuando se dan condiciones de mezcla turbulenta en la superficie del mar (Schluessel et al., 1987). Evidentemente estos efectos tienen una incidencia al comparar medidas de satélite con medidas "in situ" convencionales (tomadas por boyas o barcos). La falta de correlación entre estas temperaturas hace que en la dispersión de los resultados obtenidos por los algoritmos exista una componente importante debida a los efectos de la superficie, cuya evaluación no es posible en general. Esto representa un cierto inconveniente para los objetivos que nos hemos planteado. Por otra parte, la medida "in situ" de la temperatura utilizando radiometría infrarroja evitaría este problema (Schluessel et al., 1987; Wick et al., 1992).

(2) Si queremos utilizar las medidas referidas a la superficie del mar para analizar la atenuación atmosférica en general (es decir, tanto en el caso marino como en el terrestre), debemos tener en cuenta las posibles diferencias que existen entre las atmósferas marinas y las que se pueden dar sobre la superficie terrestre. A diferencia del caso del mar, en el caso terrestre pueden existir acusados gradientes verticales e inversiones de temperatura en los perfiles atmosféricos (Barton y Takashima, 1986; Platt y Prata, 1993). En general, las estructuras atmosféricas en las proximidades de la superficie pueden ser más complejas en el caso terrestre.

También hay que destacar que la temperatura del aire a nivel de la superficie es normalmente próxima a la temperatura de la superficie del mar (Minnett, 1991), lo que puede no ser el caso en la superficie terrestre, donde es posible encontrar sobrecalentamientos de la superficie (Price, 1984). Así, las condiciones meteorológicas que se pueden dar en el caso terrestre son más variadas que en el caso del mar, por lo que los resultados obtenidos en este último tipo de condiciones pueden no ser representativos de condiciones terrestres particulares o extremas. El problema del efecto de la diferencia entre la temperatura de la superficie y la del aire ha sido tratado en un reciente trabajo de May y Hoyler (1993), mostrando que para una variación de 10 K de esta diferencia, el error del método de split-window ofrece una variación entre 0,15 y 0,4 K. Unos resultados similares han sido obtenidos por Yokoyama et al. (1993). May y Hoyler (1993) muestran también que la variación del error obtenida con otros métodos multicanales es comparativamente mayor. El método split-window es más sensible a las diferencias  $T-T(z=0)$ , debido a que  $T_4-T_5$  es sensible a todos estos factores, por lo que están implícitamente incluidos en los algoritmos. Otro problema que debemos tener en cuenta es la atenuación producida por los aerosoles marinos en las medidas de satélite, cuyas características no son extrapolables a las condiciones terrestres. Sin embargo, en los conjuntos de datos empíricos disponibles (NOAA/NESDIS y CMS-Lannion) los tests efectuados para la eliminación de las nubes son también sensibles a la presencia de aerosoles, por lo que el efecto de los aerosoles en las medidas que superan dichos tests es generalmente pequeño (May et al., 1992).

(3) La superficie del mar no es exactamente un cuerpo negro, aunque su emisividad es próxima a la unidad. Por ello, las medidas desde satélite están sometidas al efecto de la emisividad, y al comparar medidas en los distintos canales tendremos que considerar también el efecto de la variación espectral de la emisividad. Aunque su efecto en el split-window es considerado pequeño (Dalu, 1985), necesitamos evaluarlo para poder separar la atenuación atmosférica del efecto de la emisividad en las medidas reales de satélite. La emisividad de la superficie del mar ha sido calculada por Masuda et al. (1988), utilizando un modelo teórico basado en la constante dieléctrica del agua pura, modificada por constituyentes marinos como cloro y sal, y un modelo geométrico de la superficie que tiene en cuenta la influencia de la velocidad del viento. A partir de las tablas de Masuda et al. (1988) hemos construido la Figura 21, que muestra la variación angular de la emisividad de la superficie del mar en los canales 4 y 5 AVHRR, considerando la velocidad del viento menor que 10 m/s. Para  $\theta=0^\circ$ , tenemos  $\epsilon_4=0,992$  y  $\epsilon_5=0,988$ . En la Figura se observa la acusada dependencia angular de la emisividad para ángulos mayores que  $30^\circ$ , donde la emisividad comienza a disminuir considerablemente. Por otra parte, la diferencia espectral  $\Delta\epsilon$  es siempre positiva, aumentando con el ángulo cenital.

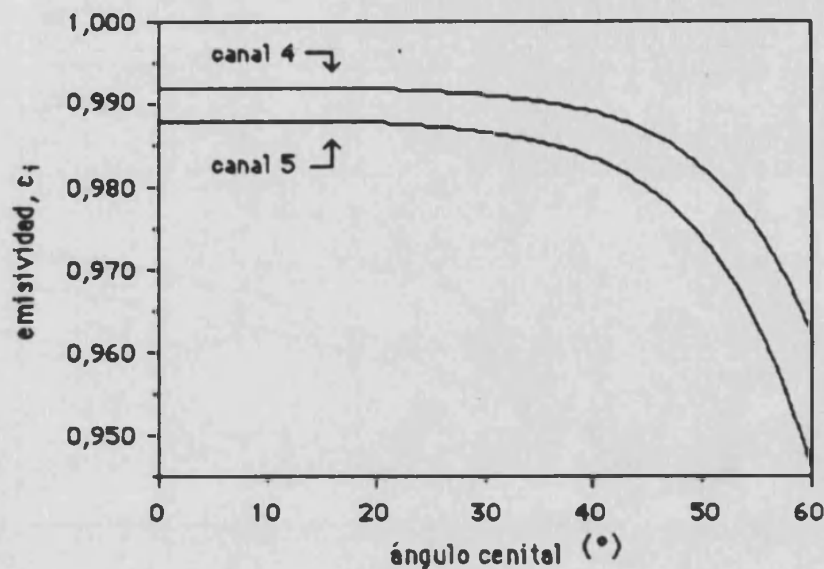


Figura 21.- Emisividad de la superficie del mar en los canales 4 y 5 AVHRR, en función del ángulo cenital de observación. Los valores han sido calculados a partir de Masuda et al. (1988), para una velocidad del viento menor que 10 m/s.

En nuestro modelo de split-window, el efecto de la emisividad está evaluado por el coeficiente  $B(\epsilon)$ , dado por la ecuación (15). Dado que para la superficie del mar,  $\Delta\epsilon > 0$ , su efecto puede compensar en parte el efecto de  $\epsilon$ . En el apartado II.2.2 dimos la expresión de los coeficientes  $b_i$  (que intervienen en  $\alpha$  y  $\beta$ ) para la hipótesis de reflexión lambertiana (ecuación II.79). Sin embargo, en el caso de la superficie del mar es usual suponer reflexión especular (Barton et al., 1989; Minnett, 1990). Así, la componente de reflexión viene dada por la ecuación (II.20) y podemos obtener la expresión modificada del coeficiente  $b_i$  para el caso de reflexión especular (Coll y Caselles, 1994):

$$b_i = \frac{T_i^*}{n_i} + \left(\frac{n_i-1}{n_i} T_i^* - T_{ai,\downarrow}\right)[1 - \tau_i(\theta)] \quad (18)$$

que depende del ángulo de observación a través de  $\tau_i(\theta)$ . Utilizando esta ecuación y los valores de la emisividad de la Figura 21, hemos determinado el valor de  $B(\epsilon)$  para un conjunto de atmósferas de latitudes medias ( $W$  entre 0,3 y 2,6 g/cm<sup>2</sup>), para distintos ángulos de observación (11,6°; 26,1°; 40,3°; y 53,7°). La Figura 22 muestra los resultados en función del contenido de vapor de agua, para tres ángulos de observación. Por un lado, observamos que  $B(\epsilon)$  puede alcanzar valores elevados para ángulos de observación mayores que 40°, aunque para ángulos menores su valor es más pequeño. Por otro lado, el término  $B(\epsilon)$  presenta una cierta dependencia atmosférica. Esto es debido a la disminución de  $\beta$  con la humedad, que hace que el término  $\beta\Delta\epsilon$  compense en menor medida el efecto de  $\alpha(1-\epsilon)$ , aumentando consiguientemente  $B(\epsilon)$ .





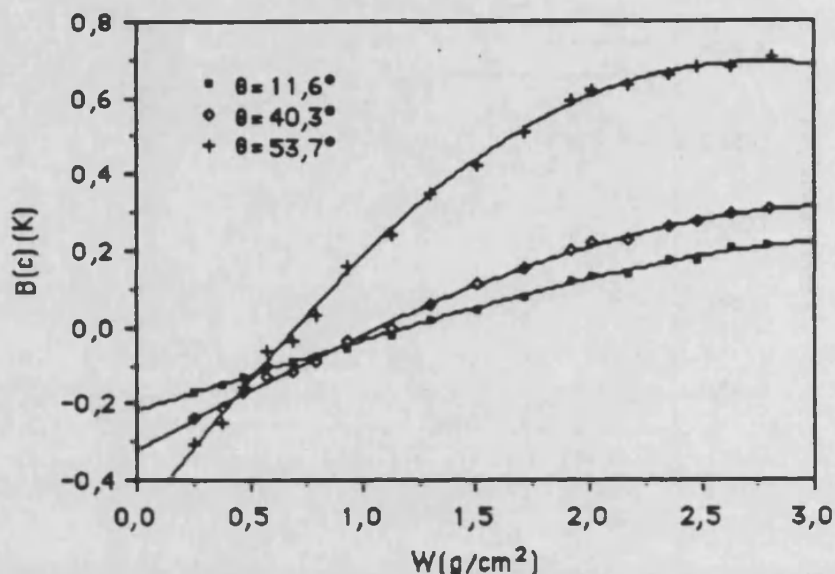


Figura 22.- Efecto de la emisividad de la superficie del mar en el método de split-window,  $B(\epsilon)$ , en función del contenido de vapor de agua,  $W$ . Los cálculos se han realizado para los ángulos de observación indicados (Coll y Caselles, 1994).

La variación angular del término  $B(\epsilon)$  viene determinada por la dependencia de la emisividad con el ángulo de observación que se observa en la Figura 21, que es más importante que la variación angular de  $b_j$ . Para ángulos de observación  $\theta < 40^\circ$ , hemos encontrado un valor medio para latitudes medias  $B(\epsilon) = 0,04 \pm 0,15$  K (Coll y Caselles, 1994), que indica que en estas condiciones, la superficie del mar se aproxima suficientemente al comportamiento del cuerpo negro. Para nosotros, la consecuencia importante es que podemos utilizar medidas de la superficie del mar como método de estudio de la atenuación atmosférica. Para ángulos mayores,  $B(\epsilon)$  puede ser mucho mayor, dependiendo de la humedad atmosférica. Teniendo en cuenta que la ecuación (15) es lineal en la emisividad y que, a partir de la Figura 21 se puede suponer una dependencia de la emisividad de la forma  $\epsilon_i = a + b(\sec\theta - 1) + c(\sec\theta - 1)^2$ , la corrección de emisividad en la ecuación de split-window debe tener una similar dependencia angular. Esto justifica este tipo de expresiones que han ido apareciendo en los últimos algoritmos operativos de split-window para la superficie del mar para ángulos de observación grandes (Barton, 1985; Barton et al., 1989; Antoine et al., 1992). El término de corrección tiene habitualmente la forma  $b(T_4 - T_5)(\sec\theta - 1)$ , donde la diferencia  $T_4 - T_5$  incluye la dependencia atmosférica observada en la Figura 22. Es de destacar pues, que la modificación angular de los algoritmos de split-window es debida en su mayor parte al efecto de la emisividad de la superficie, y no tanto a la variación angular de la atenuación atmosférica que, como vimos anteriormente (apartado III.3.3), es pequeña.

Una vez estudiadas las particularidades de las medidas de temperatura de la superficie del mar, hemos considerado que podemos utilizarlas, dentro de las limitaciones mencionadas, para obtener los coeficientes A y  $\Delta$  de la ecuación de split-window. Hemos de decir que el método es similar al seguido para la definición de algoritmos operativos para mar, aunque nuestro interés reside en adaptar nuestros resultados al caso terrestre. La similitud consiste en que previamente se ha realizado un estudio de simulación, para determinar la forma más adecuada de los algoritmos, utilizando seguidamente datos empíricos para obtener valores validados en condiciones reales. En el presente estudio hemos utilizado dos conjuntos de datos:

(i) Datos NOAA/NESDIS. Compuestos por un conjunto de 417 medidas de temperatura realizados en distintos mares y océanos de todo el mundo, en mayo de 1991 (McClain, 1992; comunicación personal). Las medidas "in situ" son tomadas por boyas a la deriva, y se toman medidas del satélite NOAA-11 coincidentes dentro de un intervalo de 6 horas y 25 km. En este conjunto de datos la diferencia  $T-T_4$  varía entre -1 y 11 K, con un valor medio de 3,3 K y una desviación estándar de 2,1 K. La diferencia  $T_4-T_5$  oscila entre 0,5 y 3,4 K, con un valor medio de 1,5 K y una desviación estándar de 0,6 K. Este conjunto de datos es representativo de las condiciones climáticas que se dan a escala global.

(ii) Datos CMS-Lannion. Son un conjunto de 384 puntos medidos en el Atlántico Norte y en el mar Mediterráneo (Le Borgne, 1992; comunicación personal). Este conjunto de datos está descrito con detalle en Antoine et al. (1992), y ha sido utilizado por el CMS-Lannion para validar su algoritmo de split-window para la superficie del mar (Castagné et al., 1986; Le Borgne et al., 1988; Antoine et al., 1992). La variabilidad de temperaturas encontrada es menor que la de los datos NOAA/NESDIS:  $T-T_4$  varía entre -0,5 y 5,4 K, con un valor medio de 2,3 K y una desviación estándar de 0,9 K;  $T_4-T_5$  varía entre -0,1 y 2,0 K, con una media de 1,0 K y una desviación estándar de 0,3 K. Así, este conjunto de datos es representativo de las latitudes medias.

Estos datos han sido representados conjuntamente en la Figura 23 para determinar el algoritmo cuadrático de split-window a escala global, según la ecuación (11). Así hemos obtenido:

$$T = T_4 + [1,0 + 0,58(T_4 - T_5)](T_4 - T_5) + 0,51 \quad (19)$$

con un error de estimación de 0,70 K. Estos coeficientes son ligeramente distintos de los obtenidos en el caso de simulación, aunque podemos apreciar un razonable acuerdo. Esto constituye una prueba indirecta del nivel de precisión del programa LOWTRAN 7. El valor de la ordenada en el origen ( $\Delta=0,51$  K) incluye además los efectos relativamente pequeños de la emisividad de la superficie del mar y la atenuación debida a los aerosoles, que no fueron

considerados en la simulación. Por otro lado, el error de estimación obtenido es mayor que en el caso de simulación, posiblemente debido al comentado problema de la temperatura superficial del mar, y a la presencia de nubes no detectadas o errores en las medidas "in situ". El error de estimación dado por la ecuación (19) es del mismo orden que el que ofrecen actualmente otros algoritmos operativos que utilizan datos NOAA-AVHRR a escala global (May et al., 1992).

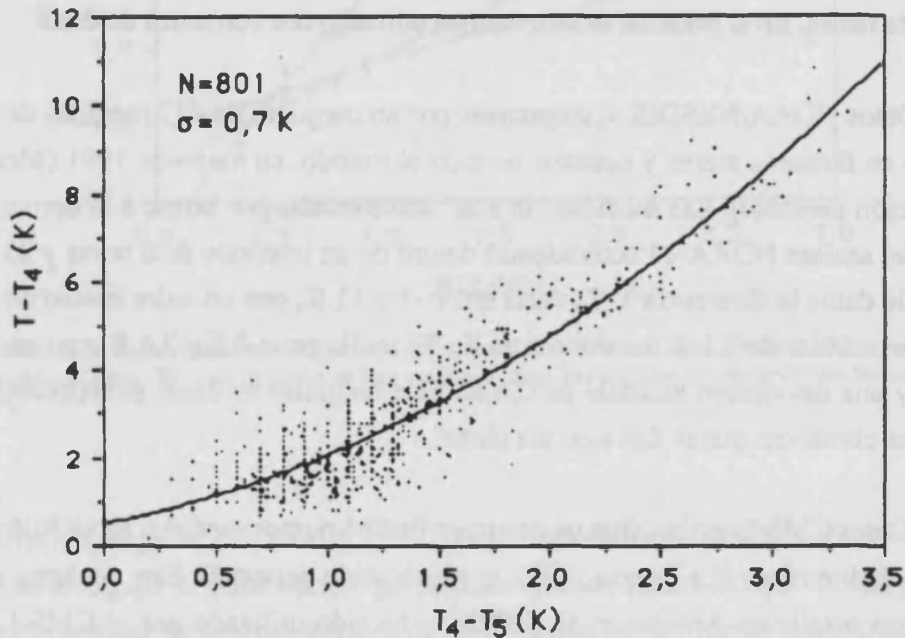


Figura 23.- Valores de  $T-T_4$  frente a  $T_4-T_5$  a partir del conjunto de datos empíricos de temperatura de la superficie del mar. La línea continua es el ajuste cuadrático según la ecuación (19). El número de puntos,  $N$ , y el error de estimación,  $\sigma$ , están dados en la Figura.

### III.3.6 Discusión de resultados

Para concluir este análisis del método de split-window, es oportuno hacer un estudio comparativo de la ecuación (19) con distintos algoritmos operativos de determinación de la temperatura del mar. Aunque nuestro objetivo no es la temperatura del mar, este análisis servirá para estimar la precisión de la ecuación (19) en comparación con la obtenida actualmente por algoritmos que son, en general, más complejos que el nuestro. También hay que decir que, a diferencia de la ecuación (19), los algoritmos estudiados son específicos de la superficie del mar, con lo que introducen ciertas modificaciones propias de este caso. Analizaremos primeramente los algoritmos aplicables a escala mundial, pasando posteriormente a los algoritmos regionales.

### III.3.6.1 Algoritmos a escala global

El algoritmo de split-window MCSST (*MultiChannel Sea Surface Temperature*; McClain et al., 1985) es de tipo lineal, aunque en su versión actualizada introduce unas ligeras modificaciones. Una de ellas es un factor ligeramente distinto de la unidad que multiplica a la temperatura  $T_4$  ( $aT_4$ ), que tiene como objetivo la corrección de un error sistemático dependiente de la temperatura de la superficie, detectado en la comparación de las temperaturas de satélite con las medidas "in situ" de la temperatura del mar realizadas mediante boyas (Strong y McClain, 1984). Dicho fenómeno no se observa con el conjunto de datos de simulación. El error dependiente de la temperatura es un fenómeno típico en el caso del mar, y está relacionado con el aumento de la corrección atmosférica al aumentar la temperatura de la superficie (McMillin y Crosby, 1985). Otra modificación es la introducción de un término dependiente del ángulo de observación, de la forma  $b(T_4-T_5)(\sec\theta-1)$ . Como hemos discutido anteriormente, este término es debido a la influencia de la emisividad de la superficie del mar, y es poco importante para ángulos de observación menores que  $40^\circ$ . Como podemos observar, en el término de dependencia angular se incluye también la dependencia atmosférica a través de  $T_4-T_5$ . Hechas estas consideraciones, el algoritmo MCSST operativo actualmente con el satélite NOAA-11 es (May y Hoyler, 1993):

$$\begin{aligned} \text{MCSST} = & 1,0561T_4 + 2,5415(T_4-T_5) + \\ & + 0,888(T_4-T_5)(\sec\theta-1) - 19,98 \end{aligned} \quad (20)$$

donde  $T_i$  y MCSST están expresados en K. El error a escala mundial atribuido al algoritmo MCSST es 0,66 K (May, 1993). La mayoría de algoritmos de temperatura de la superficie del mar incluyen los términos correctores del error dependiente de la temperatura ( $aT_4$ , con  $a \neq 1$ ), y el de la dependencia angular. En nuestro algoritmo operativo de corrección atmosférica (ecuación 19) no hemos incluido estos términos, ya que son efectos típicos relacionados con el caso del mar. Por ello no son extrapolables a algoritmos de temperatura de la superficie terrestre, donde tendremos que introducir separadamente el efecto de la emisividad.

Otro algoritmo operativo a escala global es el CPSST (*Cross Product Sea Surface Temperature*), basado en el modelo propuesto por Walton (1988) (ecuación 12). Incluyendo las dos modificaciones comentadas, la versión actualizada del algoritmo es (May et al., 1993):

$$\begin{aligned} \text{CPSST} = & 0,9548T_5 + \frac{0,1960T_5-48,61}{0,2052T_5-0,1733T_4-6,11} (T_4-T_5+1,46) + \\ & + 0,980(T_4-T_5)(\sec\theta-1) + 9,31 \end{aligned} \quad (21)$$

con  $T_i$  y CPSST dadas en K. Dada la forma del algoritmo, donde intervienen las temperaturas  $T_i$  en el cociente del segundo miembro, la propagación del ruido radiométrico de los datos de

satélite puede causar errores elevados en la temperatura calculada. La presencia de nubes y el calentamiento diurno influyen de la misma forma (May, 1993). Esto contribuye a una pérdida de calidad de los resultados obtenidos en la aplicación del algoritmo a datos reales, frente al óptimo funcionamiento observado con datos de simulación. El error atribuido al algoritmo CPSST es 0,64 K (May, 1993)

Finalmente, un algoritmo recientemente puesto en funcionamiento por NOAA/NESDIS es el NLSST (*Non-Linear Sea Surface Temperature*; Walton et al., 1990), cuya expresión para el satélite NOAA-11 es (May y Hoyler, 1993):

$$\begin{aligned} \text{NLSST} = & 0,9604T_4 + 0,08752T_f(T_4 - T_5) + \\ & + 0,852(T_4 - T_5)(\sec\theta - 1) + 11,69 \end{aligned} \quad (22)$$

donde  $T_i$  y NLSST están dadas en K y  $T_f$  en °C.  $T_f$  es la temperatura de la superficie obtenida para cada píxel, a partir de un análisis del campo de temperaturas de la superficie del mar. También puede utilizarse para  $T_f$  el resultado de la aplicación previa del algoritmo MCSST (May, 1993). Al incluir la temperatura  $T_f$  en el término de  $(T_4 - T_5)$ , se consigue una cierta variabilidad atmosférica, puesto que las temperaturas elevadas suelen corresponder a atmósferas húmedas. El error a escala global obtenido por May (1993) para el algoritmo NLSST es 0,58 K.

Para comparar los distintos algoritmos operativos vamos a utilizar la base de datos de temperatura del mar del CMS-Lannion. Esos datos corresponden a una zona climática homogénea (el Atlántico Norte y el Mediterráneo), de manera que la comparación nos permitirá comprobar el funcionamiento de los algoritmos en una área geográfica determinada. No nos interesa comparar el funcionamiento de los algoritmos a escala global, sino más bien, compararlos en un caso más particular (latitudes medias). El resultado de la comparación está mostrado en las Figuras 24-27, donde representamos la temperatura obtenida a partir de las ecuaciones (19-22),  $T_{\text{mod}}$ , frente a la temperatura del mar medida experimentalmente,  $T_{\text{exp}}$ . Para el algoritmo NLSST hemos tomado  $T_f = \text{MCSST}$ . La Tabla 11 muestra el análisis del error,  $\delta T = T_{\text{exp}} - T_{\text{mod}}$ , que hemos obtenido en este mismo estudio.

Tabla 11.- Errores obtenidos en la comparación de los algoritmos indicados con medidas "in situ" de temperatura de la superficie del mar.

algoritmo	intervalo de error, (K)	error medio, (K)	desviación estándar, (K)	error total, (K)
MCSST	[-1,18 ; 2,08]	0,52	0,53	0,74
CPSST	[-1,41 ; 1,76]	0,29	0,46	0,54
NLSST	[-1,28 ; 1,88]	0,40	0,45	0,60
ecuación (19)	[-1,36 ; 2,01]	0,17	0,56	0,58

En la comparación de los algoritmos, el error medio indica el error sistemático producido con respecto a la temperatura medida "in situ". El algoritmo MCSST presenta el mayor error sistemático, infravalorando la temperatura del mar en 0,5 K en promedio (ver Figura 24). En consonancia con los resultados dados en la simulación de medidas de satélite, la estructura lineal del algoritmo de split-window no es adecuada para adaptarse a las particulares condiciones climáticas estudiadas aquí. Unos resultados similares fueron obtenidos por Llewellyn-Jones et al. (1984) al aplicar un algoritmo global del tipo MCSST a un conjunto de medidas temperatura en el Atlántico Norte, obteniendo un error medio de 0,4 K. May y Hoyler (1993) presentan los resultados de una comparación de los algoritmos (20-22) con un conjunto de 160 medidas "in situ" realizadas en diferentes regiones, dando el análisis de error en función de la diferencia  $T_4 - T_5$ . El error medio del algoritmo MCSST resulta 0,43 K para  $T_4 - T_5 < 1$  K, y -0,28 K para  $1 \text{ K} < T_4 - T_5 < 2$  K. Para los mismos casos, el error del algoritmo CPSST resulta 0,25 K y -0,16 K, respectivamente; y el del NLSST, 0,19 K y 0. En los datos de nuestro análisis, el algoritmo NLSST presenta un error medio más elevado, probablemente debido a que hemos utilizado para  $T_f$  los valores dados por el MCSST. De todos los algoritmos, la ecuación (19) da el menor valor del error medio, mostrando que el modelo cuadrático puede ajustarse bien a las atmósferas de latitudes medias.

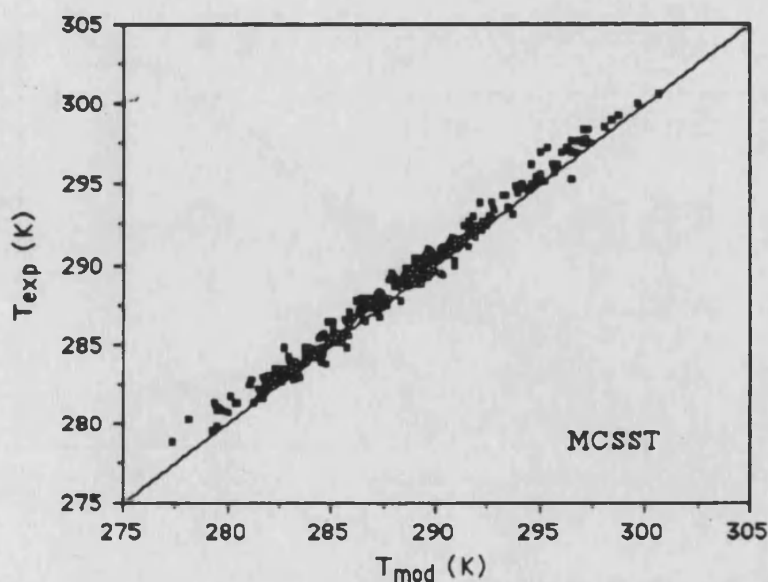


Figura 24.- Temperatura medida de la superficie del mar,  $T_{exp}$ , frente a la calculada con el algoritmo MCSST,  $T_{mod}$ .

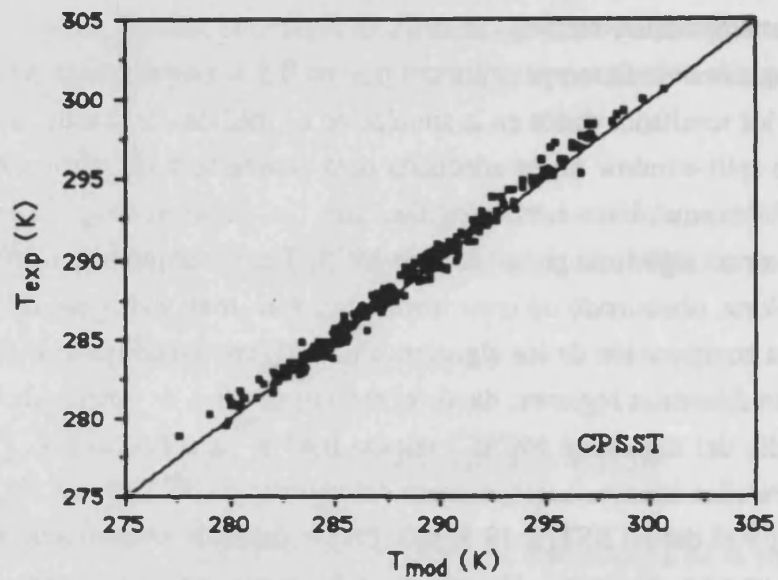


Figura 25.- Igual que la Figura 24, pero utilizando el algoritmo CPSST.

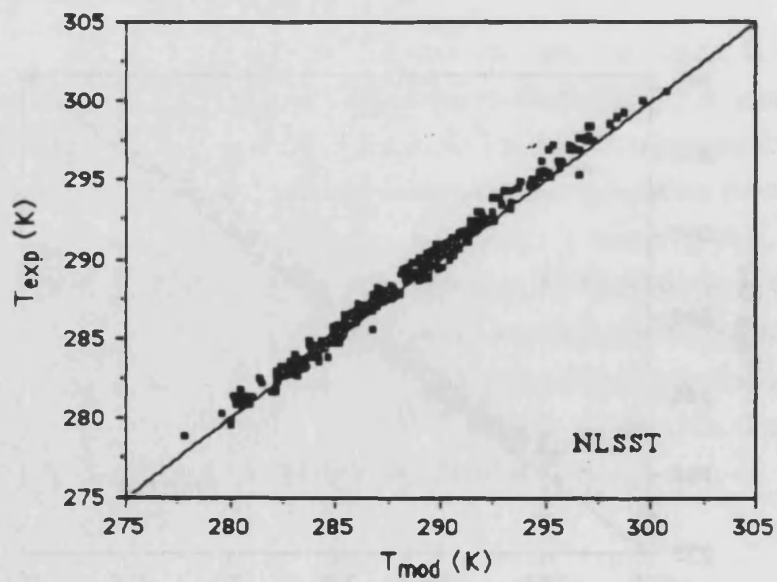


Figura 26.- Igual que la Figura 24, pero utilizando el algoritmo NLSST.



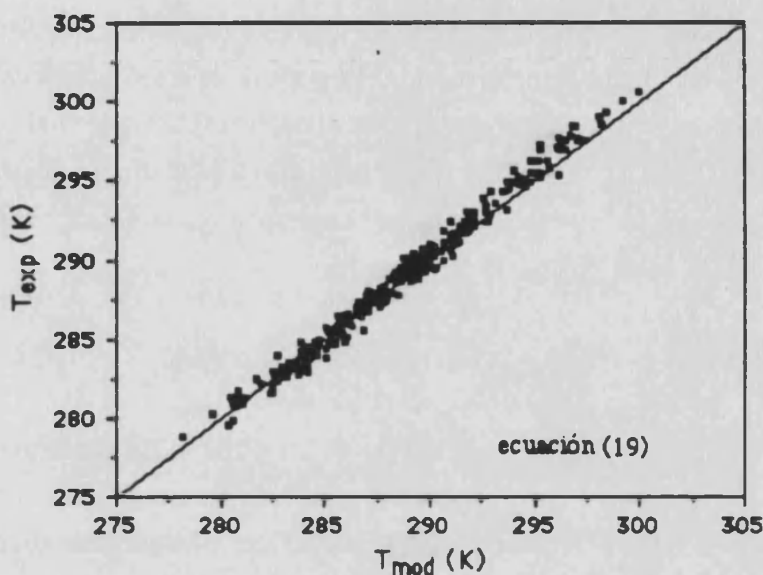


Figura 27.- Igual que la Figura 24, pero para el algoritmo propuesto en la ecuación (19).

Por otro lado, la desviación estándar da la variabilidad del error alrededor del error medio, es decir, es una estimación de la capacidad de los algoritmos de reflejar las variaciones locales de la corrección atmosférica, en función de la temperatura de la superficie, la humedad, el ángulo de observación, entre otros factores. Los algoritmos CPSST y NLSST ofrecen la menor desviación estándar, demostrando que las dos modificaciones no lineales introducidas (respectivamente, la nueva forma del coeficiente A dependiente de  $T_i$ , y la temperatura  $T_f$ ) mejoran ligeramente el modelo lineal de MCSST. En el trabajo de May y Hoyler (1993), la desviación estándar del MCSST (a escala global) es de 0,62 K, la del CPSST es 0,53 K, y la del NLSST es 0,48 K. En los datos de nuestro estudio, la ecuación (19) ofrece un error de estimación comparable, sobre todo teniendo en cuenta que no hemos incluido los términos  $aT_4$  y el de dependencia angular. Por ello, la temperatura obtenida con la ecuación (19) presenta el típico error dependiente de la temperatura, como se aprecia en la Figura 27, dando una sobrevaloración (infravaloración) para temperaturas bajas (altas). Este efecto podría corregirse, reduciendo así la desviación estándar del método cuadrático de 0,56 K a 0,50 K, según nuestros cálculos. La dependencia angular también es una fuente de error, debido al conocido efecto de la emisividad de la superficie del mar. En los datos empíricos de CMS-Lannion utilizados en la comparación, el 25% de los datos de satélite tiene un ángulo de observación mayor que  $40^\circ$ . Corrigiendo este efecto con un término de la forma  $b(T_4 - T_5)(\sec\theta - 1)$ , el error disminuye hasta 0,47 K.

### III.3.6.2 Algoritmos regionales

En estudios regionales pueden utilizarse algoritmos lineales con coeficientes optimizados para unas condiciones climáticas particulares. Este punto fue discutido en el apartado III.3.2 con



datos de simulación, y será comprobado ahora con los datos reales de temperatura del mar. Para concluir este análisis comparativo, aplicaremos el algoritmo operativo regional utilizado por el CMS-Lannion para obtener la temperatura superficial del mar (Castagné et al., 1986; Le Borgne et al., 1988). Éste es un algoritmo de tipo lineal, adecuado a condiciones de latitudes medias, y que ha sido modificado recientemente para incluir el efecto angular. La expresión actualizada es (Antoine et al., 1992):

$$T = T_4 + 2,0(T_4 - T_5) + 0,35 + 0,97(\sec\theta - 1)^2 - 0,24(\sec\theta - 1) \quad (23)$$

donde  $T$  y  $T_i$  están dadas en K. Este algoritmo es un ejemplo de algoritmo optimizado de latitudes medias. Por otro lado, no incluye el término  $aT_4$  aunque sí la dependencia angular, pero de forma distinta a los algoritmos NOAA. Al aplicar el algoritmo al conjunto de datos empíricos, obtenemos una desviación estándar de 0,54 alrededor de un error medio de -0,07 K, entre unos valores mínimo y máximo de -1,64 y +1,78 K. Estos buenos resultados sugieren la posibilidad de utilizar algoritmos simples optimizados en estudios regionales. Por ello, hemos desarrollado un algoritmo de latitudes medias para la superficie del mar, que está siendo empleado actualmente en el CEAM (Centro de Estudios Ambientales del Mediterráneo). La diferencia con el algoritmo de CMS-Lannion consiste en que nuestro algoritmo ha sido obtenido a partir de simulación de medidas de satélite, y posteriormente ha sido validado con medidas "in situ" con las que, además, hemos podido realizar un ajuste más fino del algoritmo (Coll et al., 1993b). En la simulación, se utilizaron una serie de radiosondeos de latitudes medias, en los cuales se incluyeron los perfiles atmosféricos estándar de los gases fijos. La simulación se realizó tomando  $\epsilon_4 = \epsilon_5 = 1$ , y el efecto de la emisividad se determinó separadamente a partir de los valores de la emisividad del mar de Masuda et al. (1988), de una forma similar a la del apartado III.3.5. De esta forma se obtuvo el algoritmo teórico para latitudes medias, que fue validado con el conjunto de medidas "in situ" del CMS-Lannion. En el procedimiento de validación se consigue ajustar el algoritmo teórico a las condiciones reales. Un efecto importante es el error dependiente de la temperatura detectado en el algoritmo teórico, que se corrigió introduciendo el término de la forma  $aT_4$ . Así, el algoritmo de latitudes medias para la superficie del mar propuesto por nosotros es (Coll et al., 1993b)

$$T = 1,0636T_4 + 2,19(T_4 - T_5) - 18,19 \quad (24)$$

donde todas las temperaturas están dadas en K, y el error estándar de estimación es de 0,51 K.

En el caso de latitudes medias sería conveniente discutir, para finalizar, la necesidad de distinguir algoritmos optimizados para las distintas estaciones. Utilizando un conjunto de datos de simulación con atmósferas marinas del Atlántico Norte, Minnett (1990) encuentra que los coeficientes de dos algoritmos estacionales resultan ligeramente distintos, aunque la aplicación

de ambos sobre la base de datos completa ofrece pequeñas diferencias de temperatura. Con los datos reales de temperatura empleados en nuestro análisis, podemos hacer una separación en dos clases, verano e invierno, y obtener los algoritmos estacionales correspondientes. Aunque los coeficientes de split-window obtenidos son sensiblemente distintos, al aplicar el algoritmo de verano sobre los datos de invierno, y viceversa, la desviación media de la temperatura obtenida es tan solo de 0,1 K (véase la Tabla 12). Estos resultados muestran que la variabilidad estacional dada en las latitudes medias no hace necesaria la utilización de algoritmos estacionales.

Tabla 12.- Algoritmos lineales de invierno y verano, con su error de estimación ( $\sigma$ ).  $\delta'$  y  $\sigma'$  son, respectivamente, el error medio y la desviación estándar cuando un algoritmo se usa con los datos del otro.

	$\Delta$ (K)	A	$\sigma$ (K)	$\delta'$ (K)	$\sigma'$ (K)
<i>invierno</i>	0,31	1,96	0,52	0,11	0,52
<i>verano</i>	-0,05	2,31	0,63	0,08	0,63

Un punto que aún no ha sido discutido es el efecto de la digitalización de los datos brutos de satélite en el método de split-window, es decir, la propagación del ruido radiométrico en la aplicación de este tipo de algoritmos. Los datos de satélite están dados en forma de números enteros o cuentas digitales, que representan la mínima sensibilidad relativa del sensor. Para los canales 4 y 5 del sensor AVHRR, el error de digitalización es, en términos de temperatura,  $\delta T_i = 0,12$  K (Planet, 1988). Sin embargo, la digitalización es diferente en los dos canales con lo que la diferencia  $T_4 - T_5$  está afectada por un error  $\delta(T_4 - T_5) = [(\delta T_4)^2 + (\delta T_5)^2]^{1/2} = 0,17$  K. Considerando un algoritmo de split-window de la forma  $T = T_4 + A(T_4 - T_5) + \Delta$ , con unos valores típicos de A entre 2 y 3, el error de digitalización en T está entre 0,34 y 0,51 K. Esto supone que el error se ha incrementado en un factor 3-4 respecto del error en la temperatura original  $T_i$ .

El efecto de la propagación del ruido está siempre presente en las imágenes de temperatura corregidas con algoritmos de split-window, aunque es más notable en áreas donde los gradientes térmicos superficiales son pequeños, puesto que el ruido puede ser del orden de las variaciones reales de temperatura. De esta forma, pueden aparecer gradientes ficticios y algunos autores sugieren la conveniencia de utilizar los datos originales de  $T_i$  sin corregir en estudios oceanográficos (La Violette y Hoyler, 1988). Sin embargo, la atenuación atmosférica reduce los gradientes horizontales de temperatura en un factor  $\tau_i$ , y además las variaciones de la atmósfera pueden inducir gradientes ficticios de temperatura. Por ello, consideramos conveniente la corrección atmosférica de las imágenes de temperatura. Para evitar la propagación del error de digitalización en las imágenes corregidas, proponemos seguir la sugerencia de Barton (1989) de "suavizar" la imagen de diferencia de temperaturas  $T_4 - T_5$  previamente a la aplicación del algoritmo de split-window. Esto puede hacerse con filtro de mediana sobre matrices de  $3 \times 3$  ó  $5$

× 5 píxeles (Valor, 1992), suponiendo que la atmósfera es horizontalmente uniforme y la superficie es homogénea en cada matriz elegida.

### III.3.7 Conclusiones parciales

Para finalizar este Capítulo expondremos las principales conclusiones obtenidas en el estudio del método de split-window. También haremos referencia a la comparación entre las posibilidades de este método respecto a las de la ecuación monocanal. El método de split-window ha demostrado unas propiedades que nos hacen valorarlo muy positivamente, con vistas a una aplicación operativa. Estas son fundamentalmente dos. Primero, su facilidad de aplicación, pues no requiere de datos externos referidos a las características de la atmósfera existente. Segundo, el buen nivel de precisión que ofrece para la determinación de la temperatura de la superficie.

El método de split-window, al utilizar la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$ , proporcionada por los propios datos del satélite, tiene en cuenta explícitamente la influencia del contenido de vapor de agua de la atmósfera, el efecto del ángulo de observación, la diferencia entre la temperatura de la superficie y la de la atmósfera, etc. Todos estos factores influyen en la diferencia  $T_4-T_5$ , con lo que no es necesario contar con una información adicional ajena a la aportada por el satélite, como son los radiosondeos. Esto contrasta radicalmente con la ecuación monocanal, que requiere la especificación de los perfiles verticales de temperatura y humedad atmosférica como datos de entrada de un programa de cálculo de radiancia y transmisividad atmosférica. Además, como se ha discutido en el apartado III.2.4, estos perfiles deben ser representativos de la atmósfera existente en la zona de estudio y a la hora de paso del satélite, puesto que la ecuación monocanal es extremadamente sensible a las variaciones atmosféricas. Por otra parte, el método monocanal está sujeto a los errores introducidos por el programa de cálculo atmosférico, que pueden ser elevados para atmósferas húmedas. Todos estos inconvenientes son evitados con algoritmos de split-window.

La precisión obtenida con el método de split-window en la corrección atmosférica (sin tener en cuenta la corrección de emisividad) es del orden de 0,7 K a escala global, pudiéndose rebajar hasta 0,5 K en algoritmos optimizados de latitudes medias. Así pues, la simplicidad práctica de estos algoritmos se complementa con unos resultados satisfactorios en la mayoría de los casos. Una posible desventaja puede ser que la combinación de dos canales no sean suficientes para tener en cuenta adecuadamente todas las variables independientes que tiene lugar. Por ello, pueden presentarse errores cuando la transmisividad atmosférica no sea una función lineal del contenido de vapor de agua (es decir, en atmósferas muy húmedas, ver

apartado II.1.3.2), o cuando la diferencia entre la temperatura de la superficie y la atmosférica sea grande (lo que afecta a la linealización de la función de Planck, apartado II.1.3.1). Sin embargo, estas fuentes de error afectan también al método monocanal. El método monocanal puede ofrecer resultados con una precisión comparable al método de split-window, del orden de 1 K, pero para ello los perfiles atmosféricos utilizados deben ser realmente representativos de la zona de estudio, lo cual no es posible en muchas situaciones que se dan en la práctica.

Una cuestión que ha sido tratada en el presente Capítulo es el efecto de la variabilidad atmosférica en el método de split-window. Aunque ésta es mucho menor que la del método monocanal, que es sensible incluso a variaciones locales y temporales en una escala pequeña, la variación atmosférica que se da a escala mundial hace necesaria la modificación de los algoritmos clásicos lineales de split-window. Sin embargo, si nos limitamos a estudios regionales, es posible la utilización de algoritmos lineales optimizados. En el caso del mar, los algoritmos CPSST (ecuación 21) y NLSST (ecuación 22) son ejemplos de algoritmos modificados, así como el algoritmo cuadrático propuesto por nosotros (ecuación 19). Sin embargo, la ventaja de este último es que puede ser fácilmente adaptado a la superficie terrestre mediante el término  $B(\epsilon)$  de corrección de emisividad, dado por la ecuación (15). Otro punto importante es la obtención de los coeficientes del algoritmo de split-window. La solución óptima es, en nuestra opinión, la utilización de datos empíricos con una suficiente representatividad estadística de la variabilidad existente a escala global, tal como se ha hecho para obtener la ecuación (19). Con ello se evitan los errores introducidos en los datos de simulación por los modelos de cálculo atmosférico.

Como conclusión a todo lo dicho, parece evidente que la determinación operativa de la temperatura de la superficie terrestre debe basarse en el método de split-window. Por ello, será aplicable solamente a sensores con dos canales en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , como el AVHRR/2 y el ATSR. El método monocanal queda reservado únicamente para los sensores con un sólo canal en la mencionada ventana, como el sensor TM o el sensor AVHRR de los satélites NOAA-6; 8 y 10. En estos casos, la ecuación monocanal es el único método físico aplicable, siempre con las restricciones y precauciones que se han discutido en el apartado III.2. De esta forma, en el próximo Capítulo, presentaremos nuestro algoritmo operativo para la superficie terrestre, obtenido a partir de la ecuación (19) y de la corrección de emisividad dada por la ecuación (15). Puesto que el método split-window emplea la diferencia  $T_4 - T_5$ , la variación espectral de la emisividad de la superficie se superpone sobre el efecto atmosférico. De esta forma, la corrección de emisividad incluye el término en  $\Delta\epsilon$ , además de la emisividad media,  $\epsilon$  (que también está presente en la ecuación monocanal). Para resolver este inconveniente del método de split-window para la superficie terrestre, en el próximo Capítulo desarrollaremos una metodología para la determinación de  $\Delta\epsilon$  a partir de imágenes de satélite (apartado IV.2).



## Capítulo IV

---

# HACIA UNA APLICACIÓN OPERATIVA

En este Capítulo vamos a plantear nuestro modelo operativo de split-window para determinar la temperatura de la superficie terrestre. Una vez estudiado el comportamiento de la ecuación monocanal y del método de split-window, y su sensibilidad a las variaciones atmosféricas y de la emisividad de la superficie, ha quedado demostrado que este último método es el más adecuado para una aplicación operativa. Por ello, presentaremos a continuación nuestra ecuación de split-window a escala mundial. Este algoritmo ha sido validado con un conjunto de medidas "in situ" de temperatura de la superficie y coincidentes de satélite. Por otra parte, para la aplicación operativa del método es necesario conocer la variación espectral de la emisividad en los canales 4 y 5,  $\Delta\epsilon$ . Para ello hemos desarrollado una metodología para la estimación de  $\Delta\epsilon$  a partir de datos de satélite y radiosondeos coincidentes. Esta metodología permite obtener la variación espectral de la emisividad con la resolución espacial y espectral del sensor AVHRR. Mostraremos un análisis de sensibilidad del método a los distintos datos de entrada necesarios para su aplicación, y una validación en un caso de estudio con datos reales. Mostraremos también un ejemplo de aplicación a una imagen NOAA.

Finalmente discutiremos las posibilidades futuras que se plantean para la mejora del método operativo propuesto: la técnica de las varianzas y covarianzas de las temperaturas de satélite en los canales del AVHRR, y la utilización de radiosondeos realizados desde satélite. Ambas posibilidades permiten una mejor caracterización de la atmósfera existente a la hora de paso del satélite, con lo que es de esperar un incremento de la precisión en la determinación de la temperatura, fundamentalmente en el caso de atmósferas muy húmedas.



## IV.1 Algoritmo operativo para la superficie terrestre

En este apartado plantearemos y validaremos un algoritmo para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre a escala global. Para ello nos basaremos en los resultados obtenidos en el apartado precedente, donde hemos mostrado la validez de un algoritmo de split-window de tipo cuadrático para evaluar la corrección atmosférica en las medidas realizadas desde satélite en la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . El error de estimación de este algoritmo cuadrático (ecuación III.19) es de 0,7 K, obtenido sobre un conjunto de temperaturas de la superficie del mar registrado a escala mundial. Este error es comparable con el obtenido por otros algoritmos operativos de temperatura superficial del mar, como el CPSST y el NLSST. Sin embargo, la estructura de estos dos últimos algoritmos es un inconveniente a la hora de adaptarlos a la superficie terrestre. Aunque estos modelos utilizan las temperaturas  $T_4$  y  $T_5$ , no son estrictamente del tipo split-window, pues no se basan únicamente en el principio de absorción diferencial e introducen ciertas aproximaciones anteriormente mencionadas. La variabilidad de la emisividad de la superficie terrestre afecta las temperaturas  $T_i$ , cuyo efecto en dichos algoritmos es difícilmente evaluable. Contrariamente, en nuestro modelo de split-window (apartado II.2.2), el efecto de la emisividad en la temperatura  $T_4$  y en la diferencia  $T_4-T_5$  es compensado por el coeficiente  $B(\epsilon)$ . De esta forma, tomando la ecuación (III.19) y la expresión del coeficiente  $B(\epsilon)$  discutida en el apartado III.3.4, el algoritmo operativo propuesto es:

$$T = T_4 + [1,0 + 0,58(T_4-T_5)](T_4-T_5) + 0,51 + 40(1-\epsilon) - \beta\Delta\epsilon \quad (1)$$

donde el coeficiente  $\beta$  debe ser evaluado en base a una caracterización climática, o a partir de la estimación del contenido de vapor de agua atmosférico,  $W$  (ecuación III.16). Para hacer una evaluación previa del error esperado de la ecuación (1), consideraremos el error debido a la corrección atmosférica,  $\delta T_a$ , y a la corrección de emisividad,  $\delta T_e$ . La mayor fuente de error de la corrección de emisividad es el conocimiento de los valores efectivos de  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ . En la Tabla 1, damos una estimación del error en función de los posibles valores del coeficiente  $\beta$  y de los errores usuales de la emisividad,  $\delta\epsilon$  y  $\delta\Delta\epsilon$ , calculado como  $\delta T_e = [(40\delta\epsilon)^2 + (\beta\delta\Delta\epsilon)^2]^{1/2}$ . Así, el error debido a la corrección de emisividad es generalmente mayor que el de la corrección atmosférica. En la Tabla 2, mostramos el error total del algoritmo de corrección,  $\delta T = (\delta T_a^2 + \delta T_e^2)^{1/2}$ . Para el error  $\delta T_a$  hemos tomado los valores típicos 0,5 K (latitudes medias), 0,7 K (media global) y 0,9 K (atmósferas tropicales), mientras que hemos tomado  $\delta T_e$  entre 0,5 y 1,5 K, a partir de la Tabla 1. Con esto, el error total resultante de la ecuación (1) oscila entre 0,7 y 1,8 K. Para atmósferas tropicales, la corrección atmosférica presenta el valor máximo, junto con una menor influencia del término de corrección de emisividad. Por ello, el error total puede ser del orden de 1 K, estando influido principalmente por el error en la corrección atmosférica. El menor impacto de la emisividad de la superficie en atmósferas



tropicales está siendo actualmente investigado por nosotros en el proyecto de investigación HAPEX-Sahel. Sin embargo, para atmósferas secas, la mayor contribución al error total es causada por la emisividad, lo que hace necesario el desarrollo de metodologías que nos permitan obtener  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$  a partir de medidas de satélite. Los modelos propuestos en el apartado IV.2 son una posible solución a este problema.

Tabla 1.- Error, en K, de la corrección de emisividad,  $\delta T_e$ , para diferentes valores de  $\delta\epsilon$ ,  $\delta\Delta\epsilon$ , y  $\beta$ .

$\delta\epsilon; \delta\Delta\epsilon$	$\beta (K)$			
	50	100	200	300
0,005; 0,005	0,4	0,6	1,0	1,1
0,01; 0,005	0,6	0,7	1,1	1,2
0,01; 0,01	0,7	1,1	1,3	1,4

Tabla 2.- Error, en K, de la temperatura de la superficie terrestre,  $\delta T$ , obtenida a partir del error de la corrección atmosférica,  $\delta T_a$ , y de la corrección de emisividad,  $\delta T_e$ .

$\delta T_e (K)$	$\delta T_a (K)$		
	0,5	0,7	0,9
0,5	0,7	0,9	1,0
1,0	1,1	1,2	1,3
1,5	1,6	1,7	1,8

#### IV.1.1 Una experiencia de validación

La validación de los algoritmos operativos en diversas condiciones climáticas y tipos de superficie es un importante problema no resuelto por el momento. La razón de ello es la escasez de medidas "in situ" de la temperatura de la superficie terrestre con sus correspondientes medidas coincidentes de satélite, debido a las dificultades mencionadas en el apartado III.1. Los datos necesarios para una experiencia completa de validación son la temperatura de la superficie  $T$ , las temperaturas de satélite  $T_4$  y  $T_5$ , la emisividad media  $\epsilon$ , y la variación espectral  $\Delta\epsilon$ . En la literatura encontramos generalmente conjuntos de datos muy limitados, bien por su escaso número, bien porque falta alguno de los datos necesarios. Cooper y Asrar (1989) presentan un conjunto de 4 medidas en una superficie vegetada (pradera). Las temperaturas "in situ" fueron medidas con un radiómetro infrarrojo, y se estimó una emisividad  $\epsilon=0,98$ . Cooper y Asrar (1989) aplican el algoritmo de split-window de Price (1984) (véase ecuación 2) a su conjunto de

medidas, obteniendo un error del orden de  $\pm 3$  K. Vidal (1991) presenta 10 medidas de temperatura sobre un cultivo de caña de azúcar en Marruecos, junto con medidas coincidentes del satélite NOAA-9 (canales 4 y 5). El error obtenido al aplicar su algoritmo de split-window optimizado para el área de estudio se encuentra entre  $\pm 2$  y  $\pm 3$  K. Sugita y Brutsaert (1993) utilizan un conjunto de 63 medidas en el área de estudio del proyecto FIFE (Sellers et al., 1988). Los datos consisten en medidas del satélite NOAA-9 y medidas radiométricas "in situ". Sin embargo, estos autores transforman las temperaturas radiométricas de la superficie en temperaturas potenciales, que son las que utilizan en su trabajo. Sugita y Brutsaert (1993) aplican el algoritmo de split-window de Price (1984), suponiendo  $\epsilon=1$  y  $\Delta\epsilon=0$ , con lo que se obtiene un elevado error de estimación de  $\pm 3,5$  K.

Un conjunto más extenso de medidas de validación ha sido recientemente publicado por Prata (1994b), obtenido durante los años 1990-92 en un área experimental en Australia, dentro de un programa experimental realizado por el CSIRO (Prata y Platt, 1991; Platt y Prata, 1993; Prata, 1994b). La zona experimental es llana y homogénea a la escala del píxel AVHRR, comprendiendo cultivos en distinto estado fenológico, pastos, y suelos desnudos o con vegetación dispersa. Las medidas "in situ" de temperatura se realizaron utilizando una red de transductores de temperatura, extendida sobre un área de aproximadamente 1 km<sup>2</sup>. Distintos transductores están en contacto con el suelo desnudo, registrando la temperatura del suelo,  $T_s$ , y otros miden la temperatura de la vegetación,  $T_v$ , siendo desplazados de acuerdo con el crecimiento de las plantas. En ocasiones se registra también la temperatura del aire,  $T_a$ . Los valores proporcionados por Prata (1994b) corresponden a los valores medios de cada una de estas temperaturas. A partir de la temperatura de los distintos componentes se puede definir una temperatura efectiva de la superficie, si se determina la proporción de cada uno de ellos. De una forma sencilla, la temperatura efectiva de la superficie parcialmente vegetada puede estimarse como  $T=P_v T_v+(1-P_v)T_s$ , siendo  $P_v$  la proporción de vegetación. La representatividad de esta temperatura respecto a la medida con técnicas radiométricas, especialmente medidas de satélite, ha sido analizada por Prata (1994b). Por una parte comprueba que existen unas buenas correlaciones entre las temperaturas medidas por el AVHRR y los promedios espaciales de las distintas temperaturas medidas "in situ". Un experimento más detallado fue realizado comparando medidas de temperatura obtenidas con radiómetros infrarrojos (8-14  $\mu\text{m}$ ) situados a nivel del suelo. En este último análisis se demuestra que, en las condiciones existentes en el área de estudio, la combinación de las medidas de contacto  $T_v$  y  $T_s$  con una proporción adecuada están en excelente acuerdo con las medidas radiométricas, siempre que se tenga en cuenta el efecto la emisividad de los distintos componentes, que afecta a este tipo de medidas de temperatura. Así, Prata concluye que las temperaturas medidas con transductores de contacto pueden ser un buen indicador de las temperaturas medidas desde satélite.

Los datos coincidentes de satélite recopilados por Prata (1994b) corresponden a los canales 4 y 5 del sensor AVHRR a bordo de los satélites NOAA-11 y 12. Así, en muchos casos

tenemos cuatro pasos de satélite diarios. El proceso de calibrado de los datos brutos y el filtrado de nubes está explicado detalladamente en Platt y Prata (1993) y en Prata (1994b). Después de registrar y georreferenciar las imágenes, se tomaron conjuntos de 3×3, 5×5 y 7×7 píxeles alrededor del píxel más cercano al lugar de las medidas "in situ", para de esta forma comprobar la variabilidad espacial de los datos de satélite. Cuando la varianza sobre una matriz 3×3 de los datos del canal 4 es mayor que 3 K<sup>2</sup>, los datos son rechazados.

Siguiendo los procedimientos descritos, Prata (1994b) presenta un extenso conjunto de datos empíricos que son de gran utilidad para la validación de los algoritmos desarrollados para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre. En la validación de nuestro algoritmo (ecuación 1) vamos a tomar el conjunto de valores correspondientes a una área en Walpeup (Victoria, Australia) que está compuesta por suelo desnudo y vegetación dispersa. Las características de esta superficie se mantuvieron constantes entre los meses de agosto de 1991 y mayo de 1992, con lo que el número de medidas es el más grande entre todos los datos proporcionados. Se incluyen las medidas del satélite NOAA-11, en sus dos pasos sobre la zona de estudio (aproximadamente, a las 2.00 y las 15.00, hora local), y los dos pasos del satélite NOAA-12 (sobre las 20.00 y las 9.00, hora local). Hemos incluido los datos de este último porque los canales 4 y 5 del AVHRR son similares a los que existen a bordo del NOAA-11 (véase el Apéndice B). Así, disponemos en total de 120 puntos experimentales que comprenden las medidas T<sub>4</sub> y T<sub>5</sub> de satélite, y los promedios espaciales coincidentes de las temperaturas de la vegetación y del suelo, T<sub>v</sub> y T<sub>s</sub>. Para definir la temperatura efectiva de la superficie podemos suponer P<sub>v</sub>=0,50, de acuerdo con observaciones cualitativas en el área de estudio (F. Prata, comunicación personal). Dado que las temperaturas T<sub>v</sub> y T<sub>s</sub> difieren en unos pocos grados, la influencia de la estimación de P<sub>v</sub> queda reducida. Así, una variación del 10% en P<sub>v</sub> supone una variación en la temperatura efectiva de sólo 0,2 K. Para los 120 puntos, la temperatura efectiva calculada oscila entre 0 y 40 °C. Como indicación del efecto de la atmósfera y de la emisividad, la diferencia de temperaturas T-T<sub>4</sub>, varía entre -1,4 y 8,3 °C, mientras que T<sub>4</sub>-T<sub>5</sub> lo hace entre -0,9 y 2,2 °C.

Para poder aplicar nuestro algoritmo operativo necesitamos conocer la emisividad de la superficie. Prata (1994b) ofrece una estimación de la emisividad media,  $\epsilon$ , a partir de las medidas radiométricas y las realizadas con los termómetros de contacto. Con ello, se obtiene  $\epsilon=0,98$  para la zona de estudio. Respecto a la variación espectral de la emisividad,  $\Delta\epsilon$ , podemos tomar el valor sugerido también por Prata (1994b), es decir  $\Delta\epsilon=-0,005$ . Este dato coincide con el determinado por Li et al. (1994) para una serie de tres imágenes AVHRR de la misma zona de estudio, utilizando el método de determinación de la emisividad propuesto en Becker y Li (1990). Tanto el dato de la emisividad media como el de la variación espectral están en buen acuerdo con los valores usuales encontrados en la bibliografía para el tipo de superficie de nuestra zona de estudio. Finalmente, para usar la ecuación (1) hemos de hacer una estimación del coeficiente  $\beta$ . Durante el periodo de toma de datos, el contenido total de vapor de agua en la

atmósfera se situaba generalmente entre 1,0 y 1,5 g/cm<sup>2</sup> (Prata, 1994b). Para estos valores de W, utilizando la ecuación (III.16), podemos tomar aproximadamente  $\beta=125$  K. Con estos datos, el valor del coeficiente B( $\epsilon$ ), que da el efecto de la emisividad en el split-window, resulta ser B( $\epsilon$ )=1,43 K para nuestra zona de estudio.

Así pues, hemos aplicado nuestro algoritmo operativo de split-window a los 120 puntos de validación referidos. A partir de los valores de T<sub>4</sub> y T<sub>5</sub>, y utilizando el valor calculado para B( $\epsilon$ ) se ha calculado la temperatura de la superficie dada por la ecuación (1), a la que llamaremos T<sub>mod</sub>. A partir de las medidas "in situ", la temperatura efectiva de la superficie se ha determinado como T<sub>exp</sub>=0,5(T<sub>v</sub>+T<sub>s</sub>). El error del algoritmo se determina como  $\delta T=T_{exp}-T_{mod}$ , a partir del cual calcularemos el error medio ( $\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \delta T_k$ ) y la desviación estándar ( $(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \delta T_k^2)^{1/2}$ ). Los resultados obtenidos dan un error (error medio±desviación estándar)  $\delta T=0,05 \pm 1,1$  K, con unos valores mínimo y máximo de -2,9 y 3,3 K respectivamente. En la Figura 1 representamos la medidas experimentales, T<sub>exp</sub>, frente a las temperaturas obtenidas con nuestro modelo, T<sub>mod</sub>.

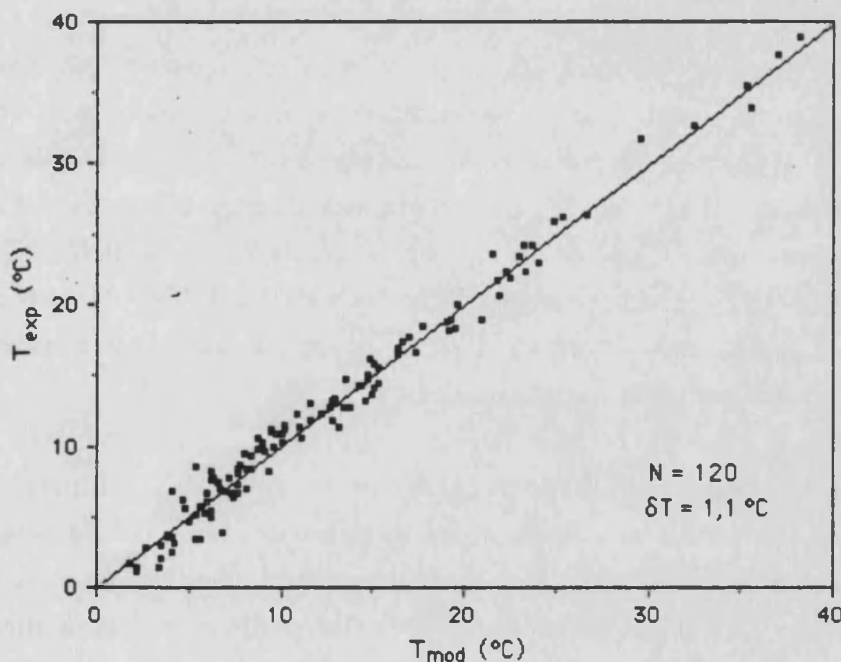


Figura 1.- Temperatura de la superficie medida "in situ", T<sub>exp</sub>, frente a la temperatura obtenida mediante el algoritmo operativo de split-window (ecuación 1), T<sub>mod</sub>. En número de puntos, N, y el error de estimación,  $\delta T$ , están dados en la Figura.

El valor de 1 K obtenido para el error de estimación de la temperatura es suficientemente bueno para la mayor parte de las aplicaciones en teledetección. Evidentemente, la validación del algoritmo debe extenderse a otros tipos de superficie, y a distintos tipos de atmósfera, especialmente a atmósferas con un mayor contenido de vapor de agua. En este sentido,

actualmente estamos trabajando dentro del proyecto HAPEX-Sahel, donde se dan unas condiciones de humedad muy elevada. Es de esperar que la precisión del algoritmo sea menor en este tipo de atmósferas. Más adelante presentaremos algunos de los primeros resultados obtenidos. Por el momento, los resultados de nuestro algoritmo son positivos, lo que nos induce a pensar en la posibilidad de aplicarlo en distintos tipos de superficie y condiciones climáticas.

#### IV.1.2 Comparación con otros algoritmos

Nos parece conveniente comparar ahora los resultados obtenidos por los algoritmos de split-window para la superficie terrestre propuestos por diferentes autores. A pesar del gran número de algoritmos que han aparecido en la literatura en los últimos años, existen pocas intercomparaciones entre ellos utilizando datos reales, y en todo caso éstas han sido realizadas con una pequeña cantidad de datos (Cooper y Asrar, 1989; Li et al., 1994). En Prata (1994a) se presenta también una comparación de su propio algoritmo con las formulaciones teóricas de Price (1984), Becker y Li (1990) y Sobrino et al. (1991). Estos mismos algoritmos son comparados en Prata (1994b) con los datos "in situ" aquí referido para evaluar su dependencia con la emisividad de la superficie y la estructura atmosférica. En el presente estudio hemos seleccionado los algoritmos que consideramos más representativos y se han aplicado al conjunto de datos de validación. En la Tabla 3 damos el intervalo de error, el error medio y la desviación estándar obtenidos con cada uno de los algoritmos estudiados. También hemos incluido en la Tabla 3 el análisis de error de la ecuación (1). En las Figuras 2-10 mostramos el error  $\delta T = T_{\text{exp}} - T_{\text{mod}}$  frente a  $T_{\text{exp}}$  para cada algoritmo. A continuación presentamos una discusión sobre los diferentes algoritmos y los resultados obtenidos.

El algoritmo de Price (1984) es cronológicamente el primer algoritmo de split-window para la superficie terrestre, y está basado en una modificación simple del algoritmo desarrollado en el caso del cuerpo negro. Para ello, tiene en cuenta la modificación de la emisión de la superficie debido a la emisividad, pero no la reflexión de la radiancia atmosférica. Así, utilizando la aproximación  $T = T_i^*(n_i - \epsilon_i + 1)/n_i$ , el algoritmo de Price (1984) viene dado por:

$$T = [T_4 + 3,33(T_4 - T_5)] \left( \frac{5,5 - \epsilon_4}{4,5} \right) + 0,75T_5\Delta\epsilon \quad (2)$$

donde el coeficiente  $A=3,33$  ha sido obtenido a partir del cociente entre las variaciones espaciales de las temperaturas  $T_4$  y  $T_5$  en una imagen de satélite (Price, 1984). En este algoritmo se muestra la influencia de la variación espectral de la emisividad,  $\Delta\epsilon$ . En la comparación con las medidas "in situ", se observa una sobrevaloración de la temperatura de 1,2 K, que es debida a

que el coeficiente A no es adecuado para la zona de estudio. Además, la desviación estándar encontrada es la mayor (1,7 K), lo que indica que la estructura del algoritmo no es sensible a la variabilidad existente en los datos empíricos. También se puede observar en la Figura 3 que el error dado por el algoritmo de Price muestra una dependencia con la temperatura de la superficie.

Tabla 3.- Errores obtenidos sobre el conjunto de datos de validación de Prata (1994b) por los algoritmos de split-window indicados.

algoritmo	intervalo de error, (K)	error medio, (K)	desviación estándar, (K)
ecuación (1)	[-2,9 ; 3,3]	0,05	1,1
Price (1984)	[-4,9 ; 3,0]	-1,2	1,7
Becker y Li (1990)	[-4,2 ; 2,4]	-1,2	1,3
Vidal (1991)	[-4,8 ; 1,9]	-1,7	1,4
Kerr et al. (1992)	[-1,4 ; 4,9]	1,5	1,2
Onlé y Vidal-Madjar (1992)	[-3,1 ; 3,0]	-0,4	1,2
Ulivieri et al. (1992)	[-1,8 ; 3,9]	0,8	1,2
Prata (1994a)	[-2,7 ; 4,2]	0,5	1,4
Li et al. (1994)	[-2,7 ; 3,6]	0,2	1,2

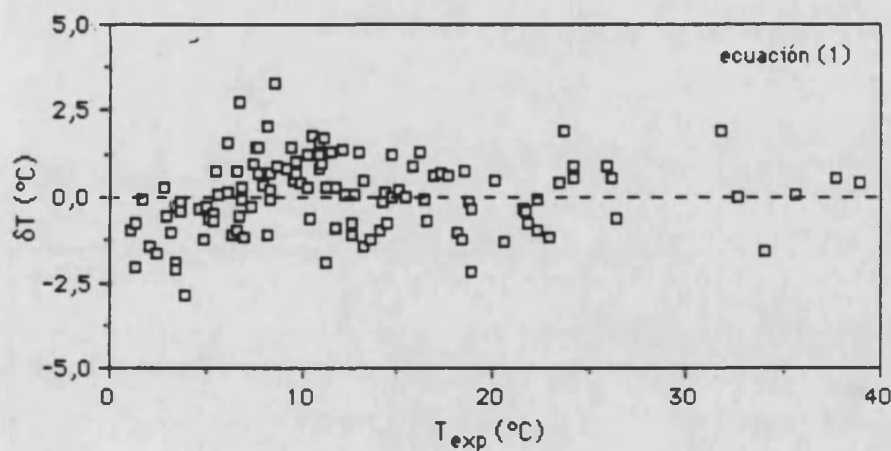


Figura 2.- Error obtenido con el algoritmo operativo (ecuación 1).

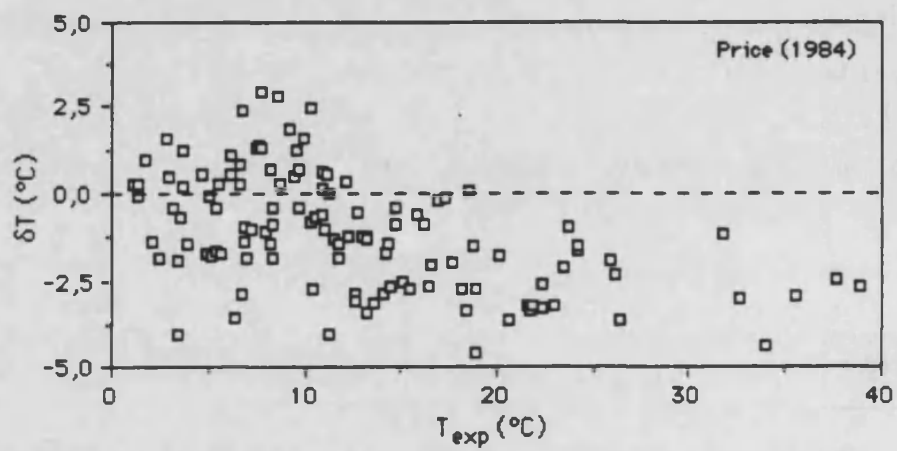


Figura 3.- Error obtenido con el algoritmo de Price (1984).

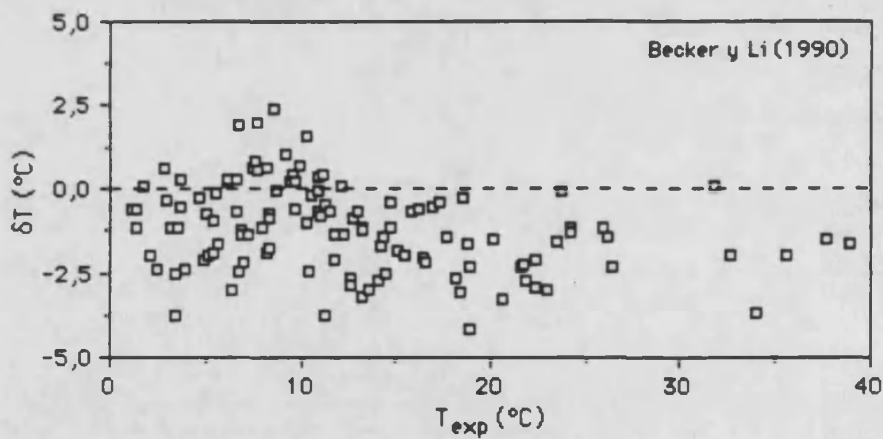


Figura 4.- Error obtenido con el algoritmo de Becker y Li (1990).

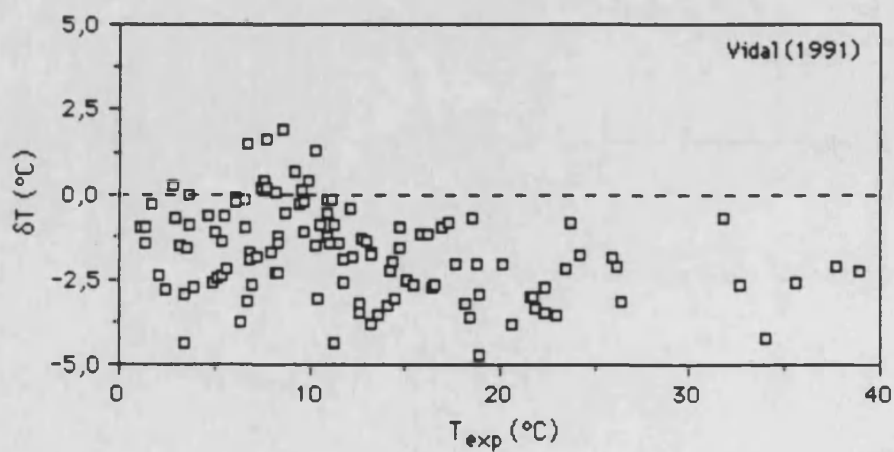


Figura 5.- Error obtenido con el algoritmo de Vidal (1991).

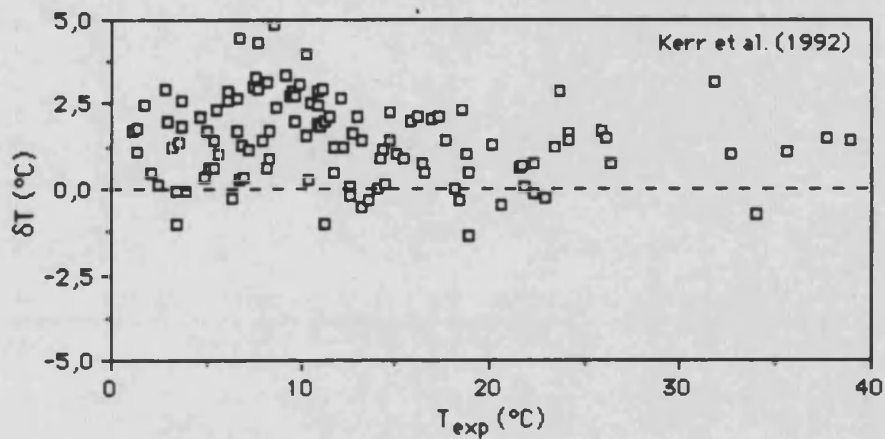


Figura 6.- Error obtenido con el algoritmo de Kerr et al. (1992).

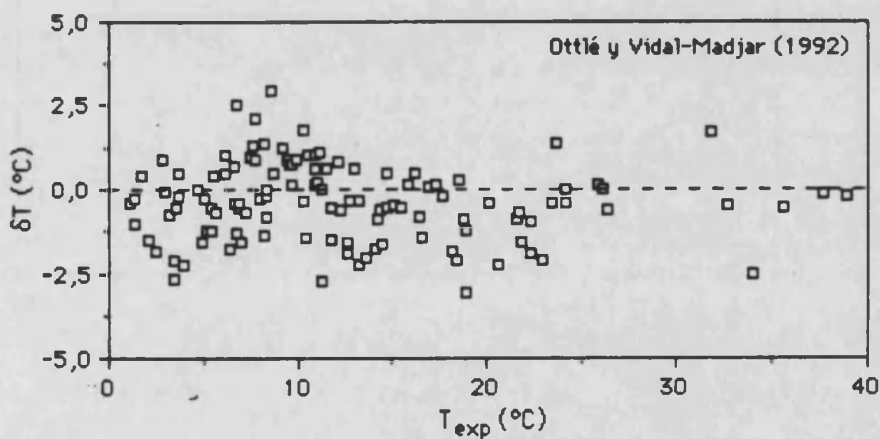


Figura 7.- Error obtenido con el algoritmo de Ottlé y Vidal-Madjar (1992).

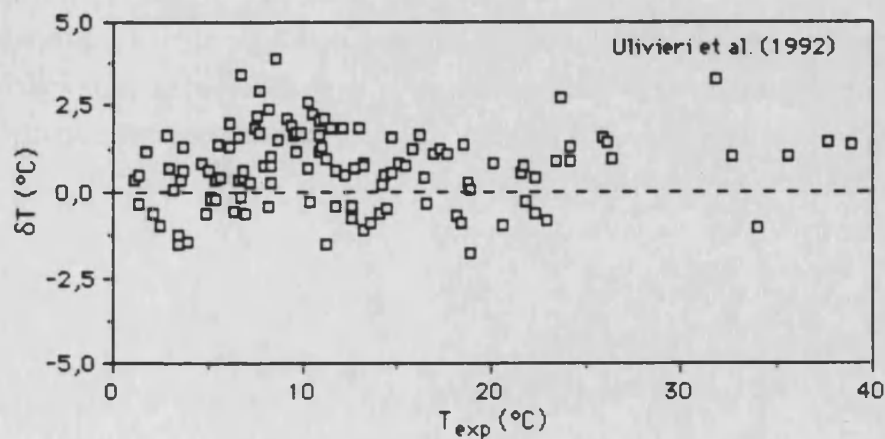


Figura 8.- Error obtenido con el algoritmo de Ulivieri et al. (1992).



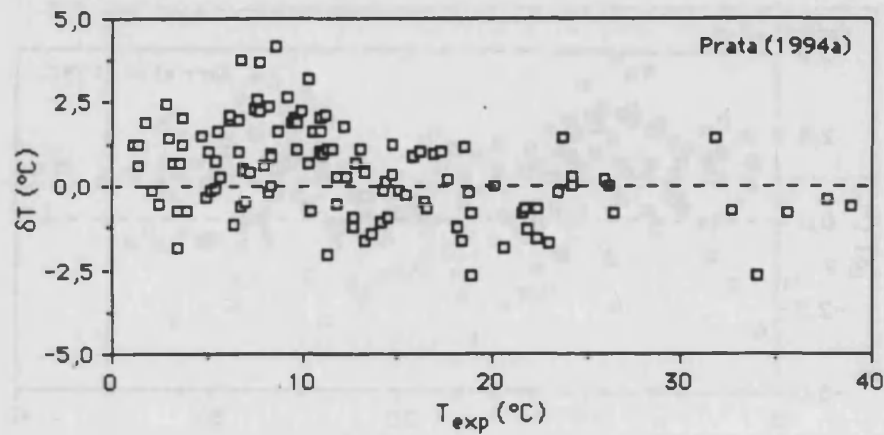


Figura 9.- Error obtenido con el algoritmo de Prata (1994a).

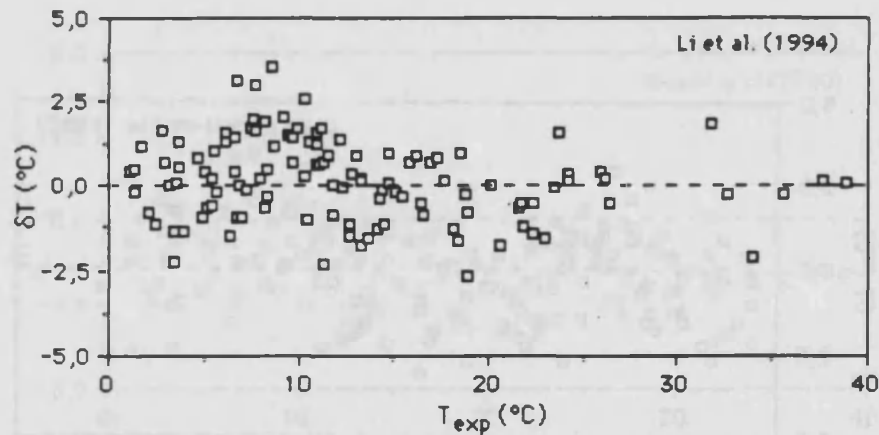


Figura 10.- Error obtenido con el algoritmo de Li et al. (1994).

El algoritmo de Becker y Li (1990) parte de un análisis más detallado de la influencia de la emisividad. Para ello se parte de la ecuación de transferencia radiativa, incluyendo el término debido a la reflexión. Introduciendo las aproximaciones usuales (linealización de la transmisividad y de la función de Planck) se obtiene una ecuación de split-window cuyos coeficientes dependen de la emisividad media y de la variación espectral de la emisividad. Así se obtiene la ecuación de split-window local, pues depende del tipo de superficie, y puede escribirse como (Becker y Li, 1990):

$$T = 1,274 + P \frac{T_4 + T_5}{2} + M \frac{T_4 - T_5}{2} \quad (3)$$

donde los coeficientes P y M están dados por

$$P = 1 + 0,15616 \frac{1-\epsilon}{\epsilon} - 0,482 \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon^2} \quad (4a)$$

$$M = 6,26 + 3,98 \frac{1-\epsilon}{\epsilon} + 38,33 \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon^2} \quad (4b)$$

Los coeficientes numéricos de este algoritmo han sido calculados mediante regresión estadística múltiple sobre un conjunto de datos de temperatura simulados con el programa LOWTRAN 6 para un conjunto de situaciones donde se variaba el tipo de atmósfera, la temperatura y la emisividad de la superficie y el ángulo de observación. Las atmósferas utilizadas cubren la escala mundial, de forma que la regresión lineal ofrece coeficientes constantes que representan una situación media mundial. Como se ha comentado ya en el Capítulo III, esta situación puede ocasionar errores sistemáticos en unas condiciones atmosféricas determinadas. En los datos de la Tabla 3, el algoritmo de Becker y Li (1990) presenta una sobrevaloración de la temperatura de 1,2 K. Valores similares han sido obtenidos por otros autores al aplicar la ecuación de Becker y Li en latitudes medias (Li et al., 1994; Gu et al., 1994). La utilización del modelo LOWTRAN 6 para la obtención de los coeficientes puede influir también en el error sistemático obtenido, dado que el continuo de absorción del vapor de agua no está adecuadamente descrito en esta versión del programa. Por otra parte, la desviación estándar dada por el citado algoritmo se ha reducido considerablemente, indicando que su estructura es adecuada. Para corregir la dependencia atmosférica de la ecuación de split-window, Li et al. (1994) proponen una modificación de la ecuación (3) de forma que se mantiene la misma estructura, pero con los coeficientes numéricos de las ecuaciones (4a) y (4b) optimizados en función del tipo de atmósfera. Los coeficientes son también obtenidos mediante el método de simulación. Así, los valores de los coeficientes se dan para tres casos distintos, parametrizados en términos de la transmisividad de la atmósfera en el canal 5,  $\tau_5$ : caso (i),  $0,7 \leq \tau_5$ ; caso (ii),  $0,5 \leq \tau_5 < 0,7$ ; caso (iii),  $0,3 \leq \tau_5 < 0,5$ ; y si  $\tau_5 < 0,3$ , se desecha la imagen. La transmisividad se obtiene utilizando el método de la varianza y la covarianza de las temperaturas  $T_i$  (Li et al. 1994). Para los datos de nuestro estudio hemos tomado los coeficientes dados para  $0,7 \leq \tau_5$ , con lo que el error medio de este algoritmo resulta 0,2 K, siendo la desviación estándar 1,2 K. Junto con nuestro algoritmo (ecuación 1), el algoritmo de Li et al. (1994) ofrece los mejores resultados en la Tabla 3.

El algoritmo de Vidal (1991) es de la forma  $T = T_4 + a(T_4 - T_5) + b$ , donde el coeficiente  $a = 2,78$  se obtiene de una forma similar a Price (1984), a partir de una serie de datos de satélite combinados con medidas "in situ" de temperatura de un cultivo de caña de azúcar. Para el coeficiente  $b$ , que evalúa el efecto de la emisividad se toma la expresión de Becker (1987) en función de  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ , es decir  $b = 50(1-\epsilon)/\epsilon - 300\Delta\epsilon/\epsilon$ . Debido a la limitación de los datos empíricos utilizados por Vidal (1991), los coeficientes obtenidos son escasamente representativos para otro tipo de superficie o distintas situaciones climáticas. De ahí que, con los datos utilizados en el presente análisis, se obtenga un error medio elevado. De igual forma que para el algoritmo de Price (1984), los coeficientes de split-window utilizados se corresponden con unas condiciones de humedad atmosférica más elevada que la de nuestros datos empíricos. El algoritmo de Kerr et

al. (1992) ha sido obtenido también mediante regresión lineal a partir de un conjunto de medidas empírico relativamente pequeño. En este caso, los autores presentan dos algoritmos distintos, uno para suelo desnudo y otro para una superficie vegetada. Para una superficie dada, el algoritmo aplicable es una combinación de ambos ponderada por la proporción de uno y otro componente. Los resultados mostrados en la Tabla 3 indican un error medio elevado, por los mismos motivos que los apuntados en el caso de Price (1984) y Vidal (1991). Para obtener algoritmos de split-window a partir de medidas "in situ" (como en el caso de los algoritmos operativos para mar) sería necesario disponer de extensas bases de datos incluyendo distintos tipos de superficie y condiciones climáticas.

Ottlé y Vidal-Madjar (1992) obtienen algoritmos de split-window de la forma  $T=a_0+a_1T_4+a_2T_5$ , a partir de una regresión lineal múltiple sobre medidas de satélite simuladas con el programa "4A" de Scott y Chédin (1981) para un conjunto variado de perfiles atmosféricos. El algoritmo que estudiaremos en esta comparación es el obtenido a partir de 545 situaciones atmosféricas correspondientes a latitudes medias. En la simulación, los autores varían la emisividad de la superficie, tabulando distintos coeficientes para varias combinaciones de  $\epsilon_4$  y  $\epsilon_5$ . Sin embargo, estos valores dependen del programa de transferencia radiativa utilizado y de las atmósferas incluidas en la simulación. Por otra parte, Ottlé y Vidal-Madjar (1992) no incluyen los perfiles atmosféricos del dióxido de carbono y los otros gases en la simulación de medidas de satélite. En los resultados de la Tabla 3 se observa un error sistemático de 0,4 por encima de la temperaturas medidas "in situ".

El algoritmo de Ulivieri et al. (1992) está basado en el desarrollo teórico de Ulivieri y Cannizzaro (1985), que parten de la ecuación de transferencia radiativa, a la cual se aplica la aproximación de la linealización de la función de Planck respecto de la temperatura, y establecen una hipótesis sobre la variación espectral de la temperatura atmosférica efectiva,  $T_{ai}^{\uparrow}$ . Estos autores discuten también la variabilidad atmosférica de los coeficientes de split-window, dando valores optimizados en función del contenido de vapor de agua. El efecto de la emisividad está dado en términos de  $\epsilon$  y  $\Delta\epsilon$ , con coeficientes dependientes también de la humedad atmosférica. Para  $W < 3$  g/cm, el algoritmo propuesto por Ulivieri et al. (1992) es:

$$T = T_4 + 1,8(T_4 - T_5) + 48(1 - \epsilon) - 75\Delta\epsilon \quad (5)$$

Es destacable que estos autores no han incluido los gases fijos para la determinación de los coeficientes de la ecuación (5), con lo que el valor  $A=1,8$  parece relativamente pequeño, de la misma forma que el coeficiente que multiplica a  $\Delta\epsilon$  (que es equivalente a nuestro coeficiente  $\beta$ ). Asimismo, en la ecuación (5) no se utiliza un término independiente equivalente a nuestro coeficiente  $\Delta$ , posiblemente debido también a la no inclusión de los gases fijos puesto que, considerando solamente el vapor de agua y para valores  $W$  moderados y bajos,  $\Delta=0$  (véase el

apartado III.3.1). Como consecuencia de todo esto, en la Tabla 3 el algoritmo de Ulivieri et al. (1992) ofrece una infravaloración de 0,8 K, aunque la desviación estándar (1,2 K) es aceptable.

Prata (1991, 1994a) desarrolla un modelo teórico de split-window partiendo de la ecuación de transferencia radiativa, sobre la cual se aplican las aproximaciones usuales (Becker y Li, 1990; Sobrino et al., 1991). El algoritmo desarrollado puede escribirse como (Prata 1994a):

$$T = \frac{1+\gamma}{\delta} T_4 - \frac{\gamma}{\delta} T_5 + d_0 \quad (6)$$

donde  $\gamma = [1 - \tau_4][\tau_4 - \tau_5]$ ,  $\delta = \epsilon_4 + \gamma \tau_5 \Delta \epsilon$ , y  $d_0$  es una función que depende del coeficiente  $\delta$  y de la temperatura de la superficie. Para obtener los parámetros  $\gamma$  y  $\tau_5$  se pueden utilizar perfiles atmosféricos climatológicos (atmósferas estándar). Para la comparación que hemos realizado en el presente estudio, hemos tomado la formulación simplificada de Prata y Platt (1991) que supone  $\Delta \epsilon = 0$ ,  $\gamma = 2,46$  y  $d_0 = 40(1 - \epsilon)/\epsilon$ . El valor del error medio dado en la Tabla 3 (0,5 K) puede ser atribuible al hecho de que  $\Delta \epsilon = -0,005$  para la superficie estudiada.

Para concluir, la comparación dada en la Tabla 3 muestra que los mejores resultados en la validación son proporcionados por nuestro algoritmo (ecuación 1) y el algoritmo de Li et al. (1994). En ambos se tiene en cuenta la variabilidad atmosférica, el primero a través de una variación del coeficiente A en función de la diferencia de temperaturas  $T_4 - T_5$ , y el segundo mediante la optimización de coeficientes constantes para distintas situaciones climáticas. En nuestro algoritmo, la dependencia atmosférica se tiene en cuenta de una forma simple, mientras que en Li et al. la parametrización se realiza a través del coeficiente  $R = \tau_4 / \tau_5$ , que requiere el cálculo de las covarianzas y varianzas de las temperaturas (véase el apartado IV.3.2). De una u otra forma, es necesario tener en cuenta la variabilidad atmosférica, pues si se toman coeficientes de split-window constantes a escala mundial es posible obtener errores sistemáticos importantes en condiciones particulares, como sucede con los algoritmos de Price (1984), Becker y Li (1990), Vidal (1991), y Kerr et al. (1992). Otro punto importante es la determinación práctica de los coeficientes. Algunos autores utilizan regresiones estadísticas sobre datos de simulación (Becker y Li, 1990; Otlé y Vidal-Madjar, 1992; Ulivieri et al., 1992; Li et al., 1994), por lo que los resultados dependen del programa de transferencia radiativa empleado, así como de las atmósferas simuladas. En todo caso, es necesario realizar cuidadosamente la simulación de medidas de satélite, incluyendo todos los gases absorbentes atmosféricos. Por otro lado, Prata (1994a) da una expresión teórica de los coeficientes de split-window, que se pueden calcular para atmósferas estándar utilizando un programa de transferencia radiativa. Parece por tanto recomendable utilizar medidas de temperatura "in situ" junto con medidas coincidentes de satélite para determinar los coeficientes. Sin embargo el conjunto de datos utilizado debe ser estadísticamente representativo de la variabilidad atmosférica. Los algoritmos de Price, Vidal y

Kerr et al. siguen este procedimiento empírico, pero con conjuntos escasos de datos con poca representatividad estadística. Por ello su adecuación a zonas distintas es muy discutible y de ahí los elevados errores obtenidos en la Tabla 3. Por otra parte, nuestro algoritmo ha sido obtenido con el método empírico utilizando un conjunto extenso de medidas de temperatura del mar, con lo que conseguimos una cierta representatividad mundial. Un punto importante a discutir es la dependencia mostrada por el error  $\delta T$  con la temperatura de la superficie, que puede apreciarse en las Figuras 2-10. La mayor dependencia se encuentra en los algoritmos de Price (1984), Prata (1994a) y Vidal (1991), con coeficientes de correlación ( $r^2$ ) entre  $\delta T$  y  $T_{exp}$  de 0,550; 0,403 y 0,352, respectivamente. La menor correlación se encuentra en los algoritmos de Otlé y Vidal-Madjar (1992) y el nuestro (ecuación 1), con  $r^2=0,017$  y  $r^2=0,080$ , respectivamente. Respecto del problema de la emisividad, es necesario tener en cuenta tanto el efecto de la emisividad media como el de la variación espectral. Así, el algoritmo de Prata (1994a) da temperaturas 0,5 K bajas en promedio por no tener en cuenta la influencia de  $\Delta\epsilon$ . La modelización del efecto de la emisividad realizada por nosotros en la forma  $B(\epsilon)=40(1-\epsilon)-\beta\Delta\epsilon$ , dando al coeficiente  $\beta$  valores climatológicos, ha mostrado ser suficientemente precisa. En conclusión, nuestro algoritmo operativo de split-window tiene en cuenta adecuadamente la variabilidad atmosférica y el efecto de la emisividad. En la experiencia de validación, se ha demostrado que se adapta adecuadamente a las condiciones atmosféricas de latitudes medias, y que es capaz de dar cuenta de la variabilidad local y temporal de la temperatura de la superficie. Por ello, con la aplicación de nuestro algoritmo a medidas del sensor AVHRR, es posible determinar la temperatura de la superficie terrestre con un error de estimación del orden de 1 K.

#### IV.1.3 Un caso de estudio: condiciones tropicales

En la experiencia de validación y la comparación de algoritmos de los anteriores apartados hemos demostrado el buen funcionamiento de nuestro algoritmo de split-window en las condiciones meteorológicas de las latitudes medias, es decir, con una humedad atmosférica moderada. Un caso sensiblemente distinto y muy interesante es el de las atmósferas tropicales, con un contenido de vapor de agua elevado. Así, la atenuación producida por la atmósfera es muy elevada, y también consiguientemente el error asociado a su corrección. En el apartado III.3.2, los datos de simulación empleados fueron divididos en dos clases en función de la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$ , puesto que esta diferencia puede usarse como estimación de la humedad atmosférica. Así consideramos los casos  $T_4-T_5 \leq 2$  K (atmósferas secas), y  $T_4-T_5 > 2$  K (atmósferas húmedas). En el segundo caso, el error de estimación de la temperatura de la superficie mediante la técnica de split-window es cerca del doble que para el primer caso (véase la Figura III.18). Estos resultados con datos de simulación dan una idea sobre el peor funcionamiento de los algoritmos de corrección en atmósferas húmedas. Por ello, consideramos

necesario hacer una evaluación de nuestro algoritmo operativo y de los demás algoritmos publicados, utilizando datos reales en condiciones de tipo tropical.

Una de las mayores dificultades para llevar a cabo esta comprobación es, evidentemente, la escasez de bases de datos apropiadas. En este sentido, nos ha parecido conveniente participar en el proyecto de investigación internacional HAPEX-Sahel (Goutorbe et al., 1994), el cual nos ha ofrecido la oportunidad de combinar medidas de satélite y datos medidos "in situ" en condiciones tropicales. La zona de estudio es un área de  $1^\circ \times 1^\circ$  ( $2-3^\circ$  E;  $13-14^\circ$  N) en el Níger. Dentro de esta área, se han delimitado tres sub-zonas de unos  $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ , donde se han concentrado las medidas en el suelo. El periodo intensivo de medidas de este proyecto se situó durante los meses de agosto a octubre de 1992, coincidiendo con el final de la estación húmeda. Existen tres tipos de superficie dispersos por toda la zona de estudio: cultivos de mijo con extensiones típicas de unas pocas hectáreas; zonas degradadas con vegetación herbácea dispersa; y formaciones boscosas donde se mezclan masas de vegetación densa con suelos desnudos (*tiger-bush*). El proyecto HAPEX-Sahel supone la colaboración de un gran número de instituciones y grupos de investigación, cubriendo una gran variedad de objetivos y disciplinas científicas. Entre ellas, la teledetección ha jugado un importante papel, aportando medidas a diferentes escalas espaciales en todos los dominios espectrales, desde el visible a las microondas. A continuación expondremos algunos de los resultados obtenidos en el dominio del infrarrojo térmico. La determinación de la temperatura de la superficie en la zona completa del experimento puede servir de gran ayuda para el conocimiento del balance energético entre la superficie y la atmósfera, que es uno de los principales objetivos del proyecto HAPEX-Sahel. Por ello, consideramos importante la validación de los algoritmos de corrección en las condiciones existentes durante el periodo de medidas. Los resultados que presentaremos aquí comprenden (i) las medidas "in situ" realizadas en una de las sub-zonas (la central-oeste); (ii) la aplicación de imágenes NOAA-AVHRR; y (iii) la comparación de algoritmos de split-window.

#### IV.1.3.1 Medidas en el suelo

Por cuestiones de índole administrativa, no nos fue posible desplazarnos a Níger para tomar las medidas de campo necesarias para la validación de nuestro algoritmo, tarea para la que se contrató la colaboración del grupo del Prof. Stoll de la Universidad de Estrasburgo, que realizó medidas de emisividad y transectos de temperatura durante el periodo intensivo de medidas, a la hora y en los lugares por nosotros especificados y con la metodología que les indicamos. En el presente apartado utilizaremos únicamente las medidas realizadas en la parte degradada dentro de la sub-zona central-oeste. Las medidas de emisividad se refieren a la banda espectral  $10,5-12,5 \mu\text{m}$ , y están hechas para distintos tipos de suelo sin vegetación. El método de medida es una modificación del método de la caja, en el cual no se utiliza tapa negra y en sustitución debe realizarse una medida de la radiancia atmosférica descendente. Dentro de la zona elegida, las medidas de la emisividad del suelo muestran una escasa variabilidad, menor

del 1% (ver Tabla 4). Así hemos tomado un valor medio  $\epsilon=0,976\pm 0,003$ . Este valor es relativamente grande como consecuencia de la influencia de la vegetación, cuya cobertura no era nada despreciable. La signatura espectral de la emisividad del suelo arenoso se muestra en la Figura 11. Esta medida realizada en el laboratorio por el Prof. Stoll permite determinar la variación espectral de la emisividad del suelo en los canales 4 y 5 AVHRR,  $\Delta\epsilon$ . El análisis de los datos muestra que la variación espectral es muy pequeña, resultando  $\Delta\epsilon=\epsilon_4-\epsilon_5=10^{-4}$ .

La temperatura de la superficie se midió realizando transectos de entre 15 y 30 minutos de duración a lo largo del área estudiada, a una hora aproximada a la esperada de paso del satélite NOAA-11. La medida se realizó con un radiómetro infrarrojo en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . La posición aproximada del lugar de medidas está determinada por las coordenadas 13°32,44' N; 2°30,66' E. En la Tabla 5 se muestran los datos más relevantes referidos a los transectos de temperatura, incluyendo la fecha, la hora de inicio de la medida, la temperatura media, y la desviación estándar de la temperatura en cada transecto. Esta última magnitud da cuenta de la variabilidad espacial y temporal a pequeña escala de las temperaturas registradas.

Tabla 4.- Medidas de emisividad en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  para la zona degradada de la sub-zona central-oeste.

<i>Fecha</i>	<i>Hora (GMT)</i>	<i>emisividad</i>
31/8/92	11.03	0,981
1/9/92	10.27	0,973
3/9/92	12.55	0,972
3/9/92	13.13	0,975
3/9/92	13.44	0,979
5/9/92	15.05	0,975

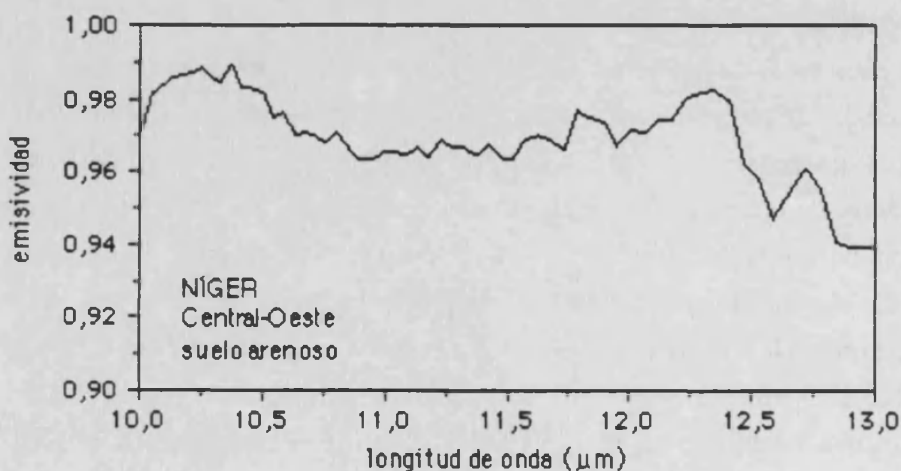


Figura 11.- Signatura espectral de la emisividad del suelo en la zona degradada de la sub-zona central-oeste.

Tabla 5.- Transectos de temperatura realizados en la zona degradada de la sub-zona central-oeste.

<i>Fecha</i>	<i>Día del año</i>	<i>Hora (GMT)</i>	<i>Temperatura media (°C)</i>	<i>Desviación estándar (°C)</i>
31/8/92	244	13.05	34,4	2,1
1/9/92	245	14.39	38,1	2,8
3/9/92	247	14.30	42,0	2,6
5/9/92	249	14.55	42,0	2,5
6/9/92	250	14.52	40,8	1,1

#### IV.1.3.2 Imágenes NOAA 11-AVHRR

El proyecto HAPEX-Sahel ha adquirido todas las imágenes AVHRR (NOAA 11 y 12) disponibles durante los meses de mayo a noviembre de 1992. Éstas han sido facilitadas a todos los participantes en el proyecto a través del HSIS (*HAPEX-Sahel Information System*), que ha sido también el responsable del procesado, que incluye el calibrado y georreferenciado de las imágenes cubriendo el área 0-5° E; 11-16° N (Kerr et al., 1993). De esta forma, en las imágenes se pueden localizar fácilmente los puntos de medida "in situ". En la Tabla 6 presentamos los datos NOAA 11-AVHRR correspondientes a las medidas de la Tabla 5. Los valores de temperatura de satélite representan el valor medio de una matriz de 3 × 3 píxeles centrada en el punto de latitud 13,54233° N y longitud 2,51333° E. La desviación estándar de las temperaturas respecto el valor medio es, en todos los casos, menor que 1 K. En la Tabla 6 indicamos también el contenido de vapor de agua y el ángulo de observación cenital.

Utilizando los datos de satélite, podemos aplicar el algoritmo operativo de split-window (ecuación 1) y comparar los resultados con las medidas de la Tabla 5. Hay que tener en cuenta, sin embargo, que las temperaturas de la Tabla 5 son temperaturas radiométricas, es decir, no están corregidas del efecto de la emisividad (emisión y reflexión de la radiancia atmosférica). Por otra parte, también debemos hacer una estimación del efecto de la emisividad en el split-window, dada por  $B(\epsilon) = 40(1-\epsilon) - \beta\Delta\epsilon$ . Podemos hacer una estimación de  $\beta$  a partir del conocimiento de  $W$ , utilizando la ecuación (III.16). En la Tabla 6, el contenido de vapor de agua muestra generalmente valores mayores que 4 g/cm<sup>2</sup>, con lo que  $\beta < 25$  K. Además, la variación espectral de la emisividad es pequeña en la zona de estudio, con lo que el producto  $\beta\Delta\epsilon \approx 0$ , y el efecto total de la emisividad  $B(\epsilon) \approx 1$  K. Este valor es similar a la corrección de emisividad de las medidas radiométricas de la Tabla 5, de forma que ambas correcciones de emisividad se compensan entre ellas. Por este motivo, en la aplicación del algoritmo de split-window se ha supuesto  $\epsilon = 1$  y se ha comparado directamente con las medidas "in situ". En la penúltima columna de la Tabla 6 mostramos los valores dados por el algoritmo,  $T_{\text{mod}}$ , sin tener en cuenta el efecto de la emisividad. En la última columna se muestra la diferencia entre las temperaturas



"in situ" de la Tabla 5,  $T_{exp}$ , y  $T_{mod}$ . Por otro lado, es destacable la poca importancia de la corrección de emisividad en el split-window, para las condiciones que se dan en este caso de estudio, sobre todo si se compara con la corrección atmosférica. Ésta viene dada por la expresión  $\Delta T_{ai}=0,51+[1,0+0,58(T_4-T_5)](T_4-T_5)$ , que oscila entre 9 y 18 °C. En situaciones atmosféricas tropicales, el elevado contenido de vapor de agua hace que  $\Delta T_{ai}$  sea muy importante, y por el contrario, el incremento de la radiancia atmosférica descendente implica una disminución del efecto de la emisividad.

Tabla 6.- Datos NOAA 11-AVHRR en la zona degradada de la sub-zona central-oeste (latitud 13,54233° N y longitud 2.51333° E).  $T_{mod}$  es la temperatura corregida mediante nuestro algoritmo operativo de split-window (ecuación 1), y  $T_{exp}$  es la temperatura medida "in situ" (Tabla 5).

Día del año	Hora (GMT)	Angulo cenital	W (g/cm <sup>2</sup> )	T <sub>4</sub> (°C)	T <sub>4</sub> -T <sub>5</sub> (°C)	T <sub>mod</sub> (ε=1) (°C)	T <sub>exp</sub> -T <sub>mod</sub> (°C)
244	14.04	66,7°	3,83	16,2	3,0	24,9	9,5
245	15.34	57,9°	5,00	21,6	3,2	31,3	6,8
247	15.08	28,7°	4,70	28,8	4,2	43,8	-1,8
249	14.45	18,5°	4,79	27,9	3,7	39,8	2,2
250	14.33	38,5°	5,88	24,4	4,8	42,9	-2,1

En la comparación de temperaturas de la Tabla 6 podemos observar una gran discrepancia en los días 244 y 245, mientras que en los tres últimos el acuerdo entre nuestro algoritmo y las medidas "in situ" es satisfactorio dentro de un intervalo de  $\pm 2$  °C. En la Figura 12 representamos las temperaturas de satélite,  $T_4$  y  $T_5$ , y las temperaturas de la superficie  $T_{mod}$  y  $T_{exp}$ . Teniendo en cuenta que la corrección atmosférica es muy grande, el error obtenido es relativamente satisfactorio (aunque aumenta respecto al obtenido en la validación del algoritmo, apartado IV.1.1), y suficiente para muchas aplicaciones de la temperatura de la superficie. Sin embargo, la diferencia encontrada en los dos primeros días es muy grande. En la Figura 12, las temperaturas de satélite en estos días son muy bajas, así como la diferencia  $T_4-T_5$ . Esto hace pensar en que la discrepancia sea probablemente debida a la presencia de nubosidad. Para estudiar esta posibilidad hemos obtenido los valores de reflectividad de los canales 1 y 2 del AVHRR, que también están incluidos en la base de datos del HSIS (Kerr et al., 1993). Con los valores registrados sobre la misma zona de estudio, hemos construido la Figura 13, donde mostramos la reflectividad en el canal 1 y el cociente entre las reflectividades en el canal 2 y 1, que es un indicador de la presencia de nubosidad. En los días 244 y 245 la reflectividad muestra valores mayores que en los restantes, mientras que sucede lo contrario con el cociente de reflectividades. Ambos hechos inciden en la idea de que las radiancias medidas presentan una cierta contaminación debida a la nubosidad (Saunders y Kriebel, 1988).

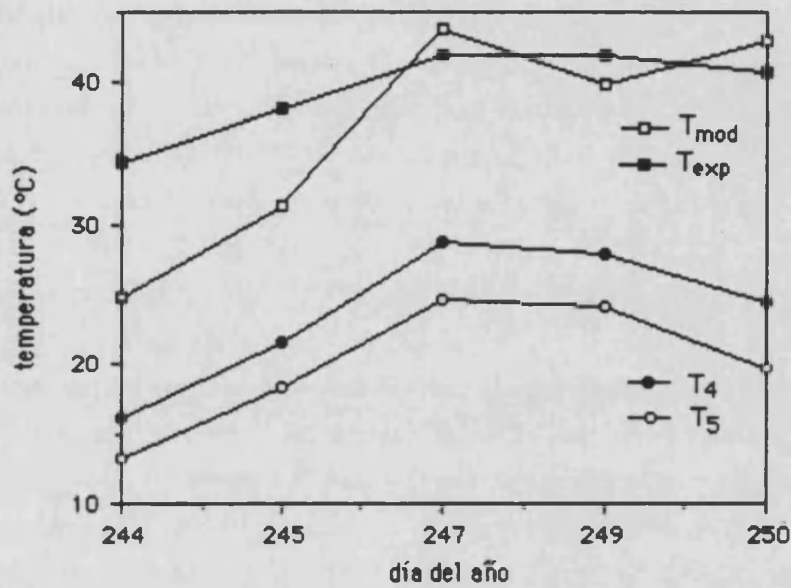


Figura 12.- Temperaturas de satélite ( $T_4$  y  $T_5$ ) y de la superficie ( $T_{mod}$  y  $T_{exp}$ ) para los días analizados.

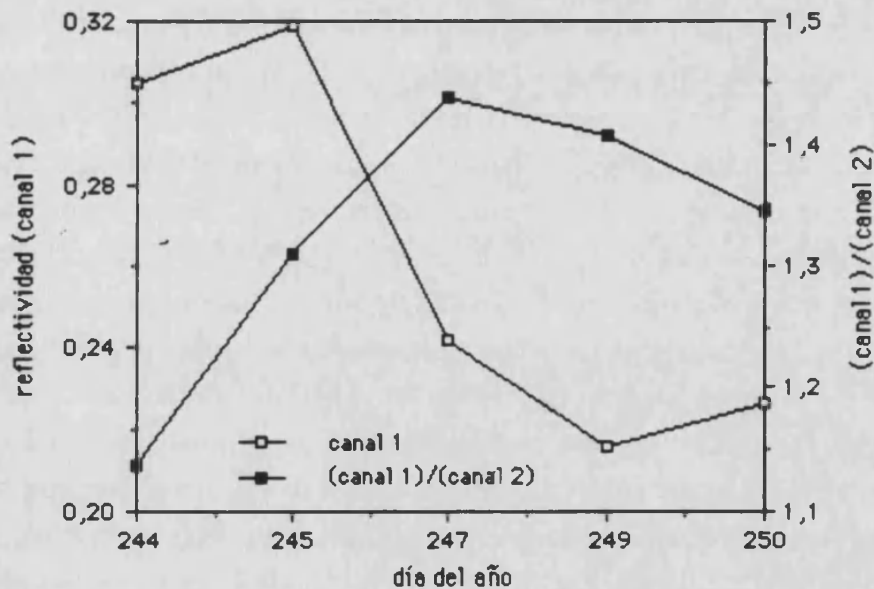


Figura 13.- Valores de la reflectividad en el canal 1 AVHRR y del cociente de reflectividades entre el canal 2 y 1 AVHRR, para los días analizados

Como ejemplo de aplicación, en la Lámina 1 se muestra la imagen de temperaturas para el día 247 (3 de septiembre de 1992), corregida con nuestro algoritmo operativo de split-window a partir de las imágenes AVHRR dadas en Kerr et al. (1993). La imagen corresponde a toda el área del proyecto HAPEX-Sahel (2-3° E; 13-14° N).

### IV.1.3.3 Comparación con otros algoritmos

Para finalizar este estudio, compararemos los resultados de los algoritmos de split-window que fueron analizados anteriormente en el apartado IV.1.2 (Tabla 3). Nuestro interés se centra en la corrección atmosférica, que es la más importante en condiciones tropicales, habida cuenta de la escasa importancia de la corrección de emisividad. Por ello aplicaremos los algoritmos con  $\varepsilon=1$  y  $\Delta\varepsilon=0$ , y así podremos comparar directamente los resultados con la temperatura medida "in situ" dada en la Tabla 5. Así, en la Tabla 7 se muestra la diferencia  $T_{exp}-T_{mod}$  para los cinco días analizados. En los días 244 y 245 la diferencia es muy grande para todos los algoritmos, debido probablemente a la presencia de nubosidad, como se ha discutido anteriormente. En la última columna de la Tabla 7 damos el valor medio y la desviación estándar para los tres últimos días, como indicación del error de estimación de la temperatura.

En conjunto, los mejores resultados son los del algoritmo de Price, puesto que utiliza un coeficiente  $A$  elevado ( $A=3,33$ ; véase la ecuación 2), que ha resultado adecuado en las condiciones particulares de este caso. Esto contrasta con los malos resultados de este algoritmo con los datos de latitudes medias del apartado IV.1.2, donde se obtenía una sobrestimación sistemática de la temperatura (error medio de  $-1,2$  K; Tabla 3), precisamente porque el coeficiente  $A$  resultaba demasiado grande para aquellos casos. Por contra, nuestro algoritmo operativo (ecuación 1), que ha mostrado un buen funcionamiento para las latitudes medias, aún se comporta suficientemente bien en este caso de estudio, con unas diferencias del orden de  $\pm 2$  K en los tres últimos días. Esto demuestra que la forma del coeficiente  $A=1,0+0,58(T_4-T_5)$ , que depende de la diferencia  $T_4-T_5$  y por tanto de las condiciones de humedad existentes, puede adaptarse adecuadamente a la variabilidad atmosférica a escala mundial. Esta característica de nuestro algoritmo es única entre los algoritmos estudiados, y permite utilizarlo directamente en cualquier tipo de atmósfera. Los algoritmos de split-window que utilizan coeficientes constantes no tienen esta capacidad, lo que dificulta su aplicación en condiciones distintas para las que fueron determinados. Éste es el caso del algoritmo de Price en latitudes medias. En el caso tropical estudiado aquí, la mayoría de los algoritmos de split-window tienen coeficientes  $A$  demasiado bajos, lo que se traduce en la infravaloración sistemática de la temperatura observada en la Tabla 7 (por ejemplo, los algoritmos de Ulivieri et al., Kerr et al., Prata, Ottlé y Vidal-Madjar, entre otros). Un caso distinto es el algoritmo de Li et al. (1994), que utiliza tres conjuntos de coeficientes constantes, obtenidos mediante simulación y optimizados para distintas situaciones climáticas parametrizadas en términos del valor de  $\tau_5$ . En este análisis hemos usado los coeficientes para la clase  $0,3 \leq \tau_5 < 0,5$ , que es la correspondiente a las condiciones de mayor humedad. Aún en este caso, la infravaloración sistemática de la temperatura es importante. Esto indica que los coeficientes obtenidos por simulación no son adecuados para las condiciones tropicales de este análisis, lo que puede ser debido al programa atmosférico utilizado en la simulación.

Tabla 7.- Diferencia  $T_{exp}-T_{mod}$  (°C) dada por los algoritmos de split-window indicados. La última columna da la diferencia media ( $\delta$ ) y la desviación estándar ( $\sigma$ ) para los tres últimos días.

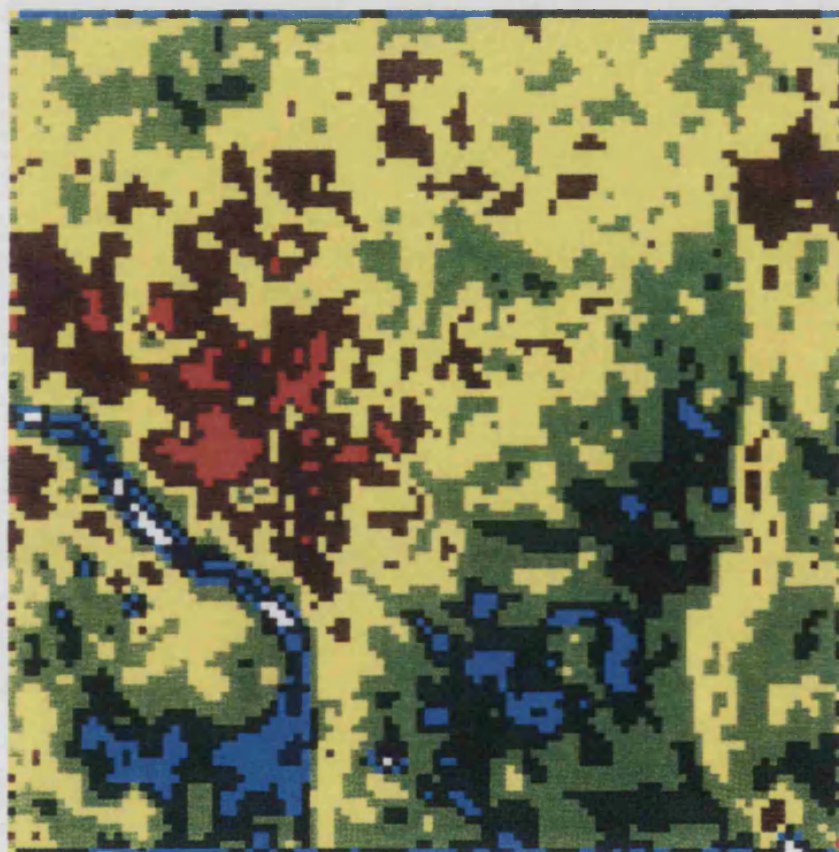
	Día del año					$\delta \pm \sigma$
	244	245	247	249	250	
<i>ecuación (1)</i>	9,5	6,8	-1,8	2,2	-2,1	-0,6±2,4
<i>Price (1984)</i>	8,2	5,8	-0,8	1,9	0,4	0,5±1,4
<i>Becker y Li (1990)</i>	9,0	6,8	0,8	3,2	2,5	2,2±1,2
<i>Vidal (1991)</i>	9,9	7,6	1,5	3,9	3,1	2,8±1,2
<i>Kerr et al. (1992)</i>	9,4	7,7	2,0	4,0	3,5	3,2±1,0
<i>Otlé y Vidal-Madjar (1992)</i>	9,9	7,7	2,5	4,7	4,3	3,8±1,2
<i>Ulivieri et al. (1992)</i>	12,8	10,7	5,6	7,5	7,7	6,9±1,2
<i>Prata (1994a)</i>	10,8	8,6	2,8	5,1	4,6	4,2±1,2
<i>Li et al. (1994)</i>	10,4	8,1	1,9	4,4	3,4	3,2±1,3

#### IV.1.4 Conclusión

En este apartado hemos propuesto y validado el algoritmo operativo de split-window (ecuación 1) para la determinación de la temperatura de la superficie terrestre a escala mundial. La validación del algoritmo se ha realizado sobre un conjunto de datos de temperatura registrados "in situ" y desde satélite (Prata 1994b), representativos de condiciones climáticas de latitudes medias. Con este análisis hemos demostrado que nuestro algoritmo se adapta adecuadamente a estas condiciones climáticas, lo que se aprecia por el pequeño error medio dado en la Tabla 3 (0,05 K) que no denota ninguna tendencia sistemática. También hemos demostrado que la estructura del algoritmo es suficientemente precisa para tener en cuenta las variaciones locales y temporales de la temperatura que se producen dentro del conjunto de validación. Esto se denota por el valor de la desviación estándar de la Tabla 3 (1,1 K), que es el menor de los algoritmos estudiados. De esta forma, por su facilidad de aplicación y los buenos resultados que proporciona, consideramos que nuestro algoritmo operativo es superior a los demás algoritmos de split-window publicados, y puede determinar la temperatura de la superficie terrestre con un error de 1 K en condiciones de latitudes medias.

El algoritmo de la ecuación (1) está diseñado para su aplicación a escala mundial, y no necesita ninguna modificación salvo la estimación del coeficiente  $\beta$  de la corrección de emisividad  $B(\epsilon)$ , adecuado a unas condiciones climáticas dadas. La variabilidad de la corrección atmosférica está contemplada por el coeficiente  $A=1,0+0,58(T_4-T_5)$ . Así, hemos considerado necesario realizar una estimación del funcionamiento del algoritmo en condiciones tropicales. El objetivo del estudio ha sido, por una parte, comprobar si efectivamente la ecuación (1) se adapta a distintas condiciones climáticas, y por otra determinar el error de estimación de la temperatura

en el caso tropical. Para ello, hemos utilizado un conjunto de datos obtenidos dentro del proyecto de investigación HAPEX-Sahel, donde se combinan unas condiciones de humedad atmosférica elevada y temperaturas de la superficie también altas. Ambas condiciones representan casos extremos en los cuales es de esperar una disminución de la calidad en la determinación de la temperatura. El conjunto de datos empleado es reducido, por lo que no podemos extraer conclusiones con peso estadístico. Sin embargo, sí que hemos podido constatar unos hechos interesantes. De esta forma, nuestro algoritmo operativo ha probado una buena adecuación a las condiciones tropicales, ya que no ha mostrado una desviación sistemática respecto a las medidas "in situ", a diferencia de los otros algoritmos que proporcionan una infravaloración sistemática de varios grados. Por otro lado, como se preveía, el error de estimación ha aumentado respecto de los datos de latitudes medias. Aunque será necesario un número mucho mayor de datos de validación, podemos afirmar que nuestro algoritmo operativo puede determinar la temperatura de la superficie dentro de un error del orden de  $\pm 2$  K en condiciones tropicales. De esta forma, una de las tareas más importantes que se nos plantea en un futuro es, precisamente, la validación del algoritmo con un conjunto de datos de condiciones tropicales, con suficiente peso estadístico; y la posible modificación del mismo para aumentar la precisión en estas condiciones extremas.



Temperatura (°C)



Lámina 1.- Imagen de temperatura de la superficie para el día 247 (3 de septiembre de 1992) corregida con nuestro algoritmo operativo de split-window. La imagen representa toda el área del HAPEX-Sahel (2-3° E; 13-14° N).





## IV.2 Determinación de la variación espectral de la emisividad desde satélite

En los anteriores apartados hemos puesto de manifiesto la influencia de la emisividad en el método de split-window, tanto por lo que hace referencia a la emisividad media dentro de la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon$ , como la variación espectral dentro de esta región,  $\Delta\epsilon$ . Es, por tanto, necesario conocer estas magnitudes a la escala espacial del píxel AVHRR y con la resolución espectral de los canales 4 y 5 para poder aplicar de forma operativa el algoritmo de split-window. El problema de la emisividad media puede ser resuelto con suficiente precisión con medidas de la emisividad de distintos tipos de superficies naturales, utilizando radiómetros que operan en bandas espectrales anchas y el método de la caja de medidas en el campo (Sobrino y Caselles, 1993). Sin embargo, la obtención de la signatura espectral de las superficies es técnicamente mucho más complicada. Por ello no existen en la literatura medidas espectrales de sistemas complejos como son las superficies naturales, sino medidas realizadas en el laboratorio de componentes aislados (hojas y otros materiales vegetales) o distintos tipos de suelo (Salisbury y Milton, 1988; Elvidge, 1988; Nerry et al., 1988; Labed y Stoll, 1991; Salisbury y D'Aria, 1992). Dada la importancia que tiene en el método de split-window la diferencia entre la emisividad en los canales 4 y 5 del sensor AVHRR, en los últimos años han aparecido una notable cantidad de trabajos con el objetivo de proponer métodos para caracterizar espectralmente, utilizando imágenes AVHRR, las superficies más usualmente estudiadas en teledetección (Caselles y Sobrino, 1989; Becker y Li, 1990; Vidal, 1991; Li y Becker, 1992; Coll et al., 1994b). Por otra parte, también se han propuesto métodos con un objetivo similar, aplicados al sensor TIMS (*Thermal Infrared Multispectral Scanner*), que posee 6 canales dentro de la ventana 8-13  $\mu\text{m}$  (Stoll, 1991; Schmutge et al., 1991, Hook et al., 1992; Kahle y Alley, 1992).

Presentaremos aquí un método original para obtener la diferencia espectral de emisividad,  $\Delta\epsilon = \epsilon_4 - \epsilon_5$ , a partir de imágenes de temperatura en los canales 4 y 5 AVHRR, los detalles del cual vienen dados en Coll et al. (1994b). La diferencia entre las temperaturas aparentes medidas por estos dos canales,  $T_4 - T_5$ , es función de la diferente atenuación atmosférica existente en los dos canales (debida fundamentalmente al continuo de absorción del vapor de agua), y de la diferencia de emisividad  $\Delta\epsilon$ . Ambos efectos (el atmosférico y el de la emisividad) están acoplados en  $T_4 - T_5$ , de forma que no es posible hacer una separación entre ellos a partir únicamente de los datos de satélite. Utilizando los perfiles atmosféricos de humedad y temperatura como datos de entrada de un modelo radiativo de la atmósfera, la absorción diferencial del vapor de agua puede ser calculada de una forma precisa. De esta forma se determinará el impacto de la emisividad en  $T_4 - T_5$ . Los perfiles atmosféricos pueden obtenerse a partir de radiosondeos meteorológicos realizados en la zona de estudio y a la hora de paso del



satélite. La principal ventaja de nuestro método es que la diferencia de emisividad obtiene a partir de  $T_4-T_5$ , con la resolución espacial y espectral del sensor AVHRR. El método puede ser aplicado a cualquier tipo de superficie siempre que haya disponibilidad de radiosondeos, de manera que se puede obtener una caracterización espectral de éstas en diferentes épocas y condiciones. A partir de aquí, los resultados pueden ser directamente aplicados en algoritmos de split-window sin necesidad de radiosondeos u otro tipo de información adicional. La posibilidad de utilizar los datos coincidentes del sensor TOVS depende de la precisión con que se obtengan los perfiles atmosféricos de temperatura y humedad. Más adelante, en el análisis de sensibilidad del método propuesto, mostraremos que es necesario un error en la estimación del contenido de vapor de agua menor que  $0,2 \text{ g/cm}^2$ , para obtener una precisión suficiente en  $\Delta\epsilon$ .

#### IV.2.1 Modelo teórico

El modelo teórico se basa en la separación de los efectos atmosféricos y de emisividad que ocurren en la diferencia de temperaturas de satélite  $T_4-T_5$ . En este sentido, la definición de la temperatura aparente a nivel de la superficie,  $T_i^*$ , dada por la ecuación (II.75), adquiere un gran interés, pues representa la temperatura corregida del efecto de la atmósfera pero conteniendo aún el efecto de la emisividad. Utilizando la ecuación (II.78) escrita para los canales 4 y 5 ( $i=4, 5$ ), se puede eliminar la temperatura real de la superficie,  $T$ , obteniendo

$$T_4^*-T_5^* = \frac{1-\epsilon_5}{\epsilon_5} b_5 - \frac{1-\epsilon_4}{\epsilon_4} b_4 \quad (7)$$

donde los coeficientes  $b_4$  y  $b_5$  están definidos por la ecuación (II.79) para superficies lambertianas. Podemos ahora transformar la ecuación (7) teniendo en cuenta que la emisividad es próxima a la unidad dentro de la región  $10,5-12,5 \text{ }\mu\text{m}$ , y tomando  $\epsilon=(\epsilon_4+\epsilon_5)/2$  y  $\Delta\epsilon=\epsilon_4-\epsilon_5$ . De esta forma, podemos escribir con buena aproximación:

$$T_4^*-T_5^* = (1-\epsilon)(b_5-b_4) + \Delta\epsilon \left[ \frac{b_4+b_5}{2} \right] \quad (8)$$

Esta ecuación muestra explícitamente la influencia de la diferencia espectral de la emisividad en la diferencia entre las temperaturas aparentes en los dos canales. Aunque en el caso  $\Delta\epsilon=0$  el valor de  $T_4^*-T_5^*$  puede ser distinto de cero, el efecto de la emisividad media,  $\epsilon$ , es relativamente pequeño comparado con el de  $\Delta\epsilon$ , ya que en general  $b_5-b_4 \ll (b_4+b_5)/2$ . Esto puede comprobarse en la Figura 14, donde hemos representado el valor de estos coeficientes calculado para un conjunto de atmósferas en función del contenido de vapor de agua, a partir de la ecuación (II.79). Los parámetros atmosféricos que intervienen en esta ecuación han sido calculados utilizando el programa LOWTRAN 7.

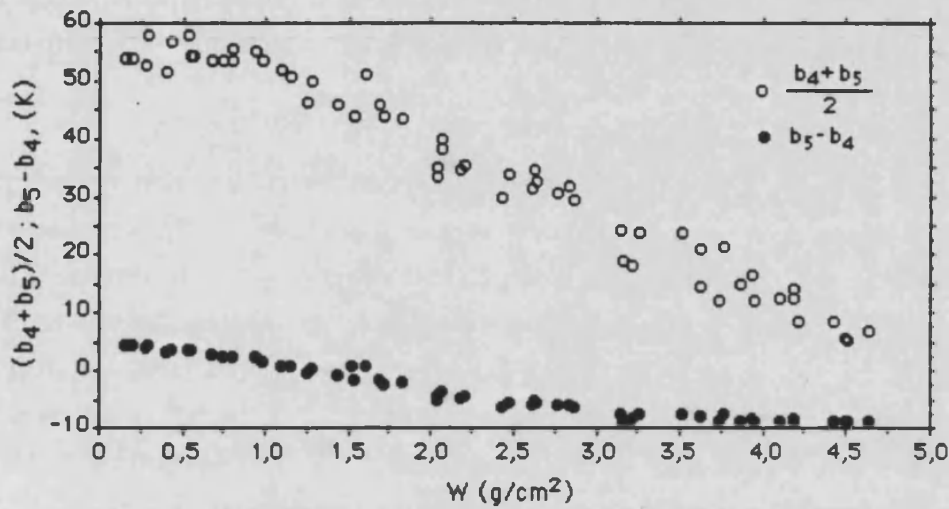


Figura 14.- Valores de los coeficientes de la ecuación (8) en función del contenido de vapor de agua de la atmósfera.

Para la aplicación práctica del método propuesto es necesario calcular, a partir de las imágenes originales  $T_4$  y  $T_5$ , las imágenes correspondientes de temperatura corregida atmosféricamente, es decir  $T_4^*$  y  $T_5^*$ . Esto puede hacerse utilizando radiosondeos tomados en la zona de estudio y cercanos a la hora de paso del satélite. Así, considerando la función de respuesta espectral de los canales se determina la transmisividad y la radiancia atmosféricas,  $\tau_i(\theta)$  y  $R_i^\uparrow(\theta)$ , con lo que

$$B_i(T_i^*) = \frac{B_i(T_i) - R_i^\uparrow(\theta)}{\tau_i(\theta)} \tag{9}$$

El radiosondeo también debe utilizarse para calcular los coeficientes  $b_i$ , aunque conociendo únicamente el contenido de vapor de agua de la atmósfera pueden determinarse de la forma  $b_i = c_i T_i^* + d_i$  a partir de las ecuaciones (III.7a y b). Finalmente, utilizando la ecuación (8),  $\Delta\epsilon$  se obtiene según la expresión:

$$\Delta\epsilon = \frac{(T_4^* - T_5^*) - (1 - \epsilon)(b_5 - b_4)}{(b_4 + b_5)/2} \tag{10}$$

para lo cual es necesario hacer una estimación de la emisividad media,  $\epsilon$ .

### IV.2.2 Análisis de sensibilidad

Hemos hecho un análisis de sensibilidad del método propuesto respecto a las distintas fuentes de error que pueden afectarle. Éstas son, fundamentalmente, (i) las aproximaciones

utilizadas en el desarrollo de la ecuación (10); (ii) errores en la corrección atmosférica; (iii) ruido debido a la diferente digitalización de los canales 4 y 5; y (iv) errores en la determinación de la emisividad media.

*Aproximaciones del modelo.* Para obtener la ecuación (10), la principal aproximación asumida es la linealización de la función de Planck en la ecuación (II.75), la cual se utiliza para trabajar con temperaturas en vez de radiancias. El error debido a la linealización de la función de Planck depende del intervalo de temperaturas considerado, tal como se discutió en el apartado II.1.3.1. En el caso de la ecuación (II.75), las temperaturas involucradas son  $T$ ,  $T_i^*$  y  $T_{ai}^\downarrow$ . Nuestros cálculos muestran que, para una diferencia típica  $T_i^* - T_{ai}^\downarrow = 15$  K, y teniendo en cuenta que  $T$  es próxima a  $T_i^*$ , el error resultante en términos de  $\Delta\epsilon$  es del orden de  $10^{-4}$ . Como veremos a continuación, este error es despreciable frente a los otros analizados.

*Corrección atmosférica.* El método propuesto se basa en una precisa eliminación del efecto de la absorción diferencial del vapor de agua en  $T_4 - T_5$  para obtener  $T_4^* - T_5^*$ . Por ello debemos tener en cuenta los posibles errores introducidos en la corrección atmosférica. Estos pueden deberse a: (1) errores en el modelo radiativo utilizado; y (2) errores en la medida de los perfiles atmosféricos de humedad y temperatura.

La influencia del programa utilizado para el cálculo de  $R_i^\uparrow(\theta)$  y  $\tau_i(\theta)$  depende de la exactitud de cada modelo, lo cual es difícil de valorar. Entre los modelos radiativos existentes, LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988); RAL (Llewellyn-Jones et al., 1984); el modelo de bandas de Barton (Barton, 1983 y 1985); GENLN2 (Edwards, 1988), entre otros, puede existir alguna diferencia, como han puesto de manifiesto Barton et al. (1989). Sin embargo, más que la atenuación absoluta, es necesaria una precisa descripción de la absorción relativa dentro de la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , fundamentalmente en lo que se refiere al continuo del vapor de agua. En todo caso, el posible error introducido por el modelo de cálculo se superpondrá sistemáticamente a otro tipo de errores.

Por otra parte, el error en la descripción de los perfiles atmosféricos puede ser consecuencia de errores en la medida de la temperatura y la humedad relativa, y de la propia variabilidad espacial y temporal de la atmósfera. Así, es necesario tener en cuenta los posibles errores debidos a que el radiosondeo está tomado fuera de la zona de estudio, o a una hora distinta a la de paso del satélite. En cualquier caso, el error introducido puede parametrizarse en términos de la variación del contenido de vapor de agua,  $W$ , que afectan a  $T_4^* - T_5^*$  y a los coeficientes  $b_i$ . Un aumento (disminución) en  $W$  produce una disminución (aumento) en  $T_4^* - T_5^*$ , ya que la atenuación es mayor en el canal 5. La misma tendencia se observa en los coeficientes  $b_i$ . También tendremos en cuenta la variación resultante en la temperatura atmosférica,  $T_{ai}^\uparrow$ , que junto con  $W$  determinan la radiancia atmosférica  $R_i^\uparrow(\theta)$ . Aplicando la

teoría de errores a la ecuación (10), el error en  $\Delta\epsilon$  debido a la variación de las características atmosféricas,  $\delta(\Delta\epsilon)_a$ , viene dado por

$$\delta(\Delta\epsilon)_a = \frac{\delta(T_4^* - T_5^*)}{(b_4 + b_5)/2} + \frac{1 - \epsilon}{(b_4 + b_5)/2} \delta(b_5 - b_4) + \frac{(T_4^* - T_5^*) + (1 - \epsilon)(b_5 - b_4)}{[(b_4 + b_5)/2]^2} \delta[(b_4 + b_5)/2] \quad (11)$$

donde hemos supuesto que los errores en la diferencia  $T_4^* - T_5^*$  y los coeficientes  $b_i$  debidos a la variación atmosférica son dependientes.

Para evaluar  $\delta(\Delta\epsilon)_a$  hemos utilizado un conjunto de radiosondeos, sobre los cuales hemos introducido variaciones de  $\pm 1$  K en la temperatura y  $\pm 5\%$  en la humedad relativa (ver Coll et al., 1994b, para más detalles). En la Figura 15 mostramos los resultados de este análisis en función de la variación resultante del contenido de vapor de agua,  $\delta W$ . A partir de esta Figura, para una variación razonable de 0,15-0,20 g/cm<sup>2</sup> en  $W$ , el error resultante  $\delta(\Delta\epsilon)_a$  es 0,002-0,003. En la ecuación (11) la mayor contribución viene del primer sumando del segundo miembro, siendo los otros dos (que dan el efecto de la variación de los coeficientes  $b_i$ ) menos importantes. También podemos concluir que el error es menor en condiciones de humedad atmosférica baja o moderada. En este caso, el error cometido al hacer la corrección atmosférica en las temperaturas  $T_i$  es menor (véase el Capítulo III, apartado III.2), y los programas de cálculo de transferencia radiativa proporcionan resultados más precisos. Por otra parte, tenemos además que para contenidos bajos de vapor de agua, los coeficientes  $b_i$  son mayores, con lo que disminuye el error total en  $\Delta\epsilon$ .

*Error de digitalización.* La diferente digitalización de los datos brutos dados por los canales 4 y 5 puede introducir un importante error al utilizar la diferencia de temperaturas  $T_4 - T_5$  (La Violette y Hoyler, 1988; Barton, 1989). Tomando para estos canales un error de digitalización,  $\delta T_i = 0,12$  K (Planet, 1988), el error en la diferencia de temperaturas puede estimarse como  $\delta(T_4 - T_5) = [(\delta T_4)^2 + (\delta T_5)^2]^{1/2} = 0,17$  K. Este error de digitalización está incluido en la diferencia de temperaturas  $T_4^* - T_5^*$  calculada. Por tanto, el error en la diferencia de emisividad debido al error de digitalización es  $\delta(\Delta\epsilon)_d = \delta(T_4 - T_5) / [(b_4 + b_5)/2] = 0,003$ . En el sensor ATSR del satélite ERS-1, el error de digitalización de las temperaturas radiométricas es  $\delta T_i = 0,05$  K (UK ERS-1 Reference Manual, 1991), con lo que el error resultante es más pequeño,  $\delta(\Delta\epsilon)_d = 0,001$ . Por otra parte,  $\delta(\Delta\epsilon)_d$  puede reducirse en áreas donde la variabilidad de la temperatura es pequeña, promediando los valores de  $T_4 - T_5$  sobre un número determinado de píxeles ( $3 \times 3$  ó  $5 \times 5$  píxeles). Esta técnica de suavizado de las imágenes de  $T_4 - T_5$  ha sido propuesta por Barton (1989) para imágenes de la superficie del mar, y puede ser igualmente aplicable sobre otras superficies homogéneas.

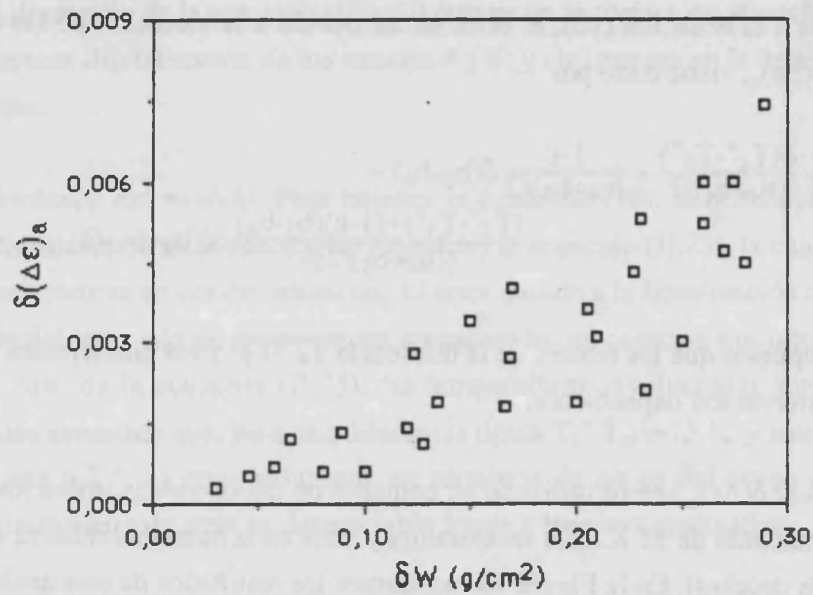


Figura 15.- Error en  $\Delta\epsilon$  debido a la variación del contenido de vapor de agua de la atmósfera, obtenido a partir de la ecuación (11).

Otro aspecto relacionado con los datos del satélite es el desplazamiento longitudinal existente entre las imágenes en los canales sucesivos del AVHRR, que es del orden de 200 m en el nadir (Allam, 1986). Esto puede afectar al valor de  $T_4-T_5$  obtenido sobre áreas heterogéneas, y especialmente en la frontera entre áreas bien diferenciadas, como entre mar y tierra. Dentro de áreas homogéneas el efecto no es importante, pudiéndose reducir con la técnica de suavizado antes mencionada.

*Emisividad.* La aplicación de la ecuación (10) requiere una estimación previa de la emisividad media,  $\epsilon$ , aunque como hemos comentado, la influencia de ésta es pequeña en general. El error introducido en el cálculo de  $\Delta\epsilon$  por la emisividad media,  $\delta(\Delta\epsilon)_e$ , es, aplicando la teoría de errores a la ecuación (10):

$$\delta(\Delta\epsilon)_e = \frac{b_5-b_4}{(b_4+b_5)/2} \delta(\epsilon) \quad (12)$$

A partir de la Figura 14, podemos tomar un valor de 0,1 para el cociente entre  $b_5-b_4$  y  $(b_4+b_5)/2$ . Así, suponiendo un error de 0,01 en la emisividad media, el error correspondiente en  $\Delta\epsilon$  es de 0,001. Vemos así que la influencia de la emisividad media en el cálculo de  $\Delta\epsilon$  es pequeña, aunque es necesario hacer una estimación de  $\epsilon$  en la zona de estudio. Más adelante (apartado IV.2.3) haremos unas sugerencias sobre cómo determinar y cartografiar la emisividad media combinando imágenes de satélite y medidas de emisividad realizadas en el campo.

*Error total.* El error total del método para la determinación de  $\Delta\epsilon$  es la combinación de los errores analizados anteriormente. No consideraremos el posible error debido al modelo de transmisividad atmosférica utilizado, que se superpone uniformemente a las otras causas de error. Este error sistemático puede minimizarse cuando existan superficies de emisividad conocida en la imagen (por ejemplo, la superficie del mar) (Coll et al., 1993c). El error introducido al realizar la corrección atmosférica es menor en atmósferas con un contenido bajo en vapor de agua. Un caso ideal sería una atmósfera muy seca, donde la variación espectral del continuo del vapor de agua es pequeña, y está compensada por el efecto contrario de los otros gases (fundamentalmente el dióxido de carbono). De esta forma,  $T_4^*-T_5^*=T_4-T_5$ , con lo que la corrección atmosférica de las temperaturas  $T_i$  no sería necesaria (Coll et al., 1994a). Considerando también que el error debido a las aproximaciones del modelo teórico es pequeño ( $10^{-4}$ ), el error total viene dado por  $\delta(\Delta\epsilon)=[\delta(\Delta\epsilon)_a^2+\delta(\Delta\epsilon)_d^2+\delta(\Delta\epsilon)_e^2]^{1/2}$ . Para los valores determinados anteriormente  $\delta(\Delta\epsilon)_a=0,003$ ;  $\delta(\Delta\epsilon)_d=0,003$ ; y  $\delta(\Delta\epsilon)_e=0,001$ , entonces  $\delta(\Delta\epsilon)=0,005$ .

El método propuesto ha sido validado con datos del satélite NOAA-9 y radiosondeos coincidentes de temperatura y humedad atmosférica (Coll et al., 1994b). Las medidas de satélite ( $T_4$  y  $T_5$ ) corresponden a la superficie de un bosque, y los radiosondeos fueron registrados en las proximidades de la zona de medida, y en algunos casos, con unos pocos minutos de diferencia respecto de la hora de paso del satélite. Los datos fueron tomados por Brutsaert et al. (1993) dentro del periodo intensivo de medidas del Proyecto HAPEX-MOBILHY en el sudoeste de Francia (André et al., 1988). Hemos estudiado un conjunto de datos correspondientes a 5 días durante los meses de junio y julio de 1986 (ver Tabla 8). Una descripción más detallada de los datos utilizados en nuestro estudio puede consultarse en Brutsaert et al. (1993).

Los valores de  $T_i$  de la Tabla 8 representan los valores medios correspondientes a matrices de  $10 \times 10$  píxeles en el área boscosa estudiada. Los radiosondeos coincidentes se han utilizado como datos de entrada del programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988) para calcular las temperaturas corregidas  $T_i^*$  a partir de la ecuación (9) y la inversa de la función de Planck con los números de onda centrales correspondientes (ver Tabla II.1). Los perfiles de vapor de agua fueron completados con los perfiles estándar de los demás gases atmosféricos y el modelo de aerosoles rural incluidos en el LOWTRAN.

En la Tabla 9 damos los valores de la diferencia de temperatura,  $T_4-T_5$ , y la diferencia corregida atmosféricamente,  $T_4^*-T_5^*$ , para los 5 días seleccionados. A lo largo del periodo estudiado, se observa que la variabilidad de  $T_4-T_5$  es mayor que la de  $T_4^*-T_5^*$ , dado que en ésta hemos eliminado la variabilidad introducida por los cambios de la atmósfera a lo largo del periodo estudiado. Utilizando también los perfiles atmosféricos y el programa LOWTRAN 7, se obtuvieron los parámetros atmosféricos  $\gamma_i$ ,  $\tau_i(0^\circ)$  y  $T_{ai}^\downarrow$ , que son necesarios para calcular los coeficientes  $b_i$  de acuerdo con la ecuación (II.79).

Finalmente, hemos aplicado la ecuación (10) para determinar  $\Delta\epsilon$ , para lo cual hemos tomado la estimación  $\epsilon=0,98$  para el bosque. Los valores obtenidos están dados en la Tabla 9, donde se observa una variación de  $\Delta\epsilon$  entre 0,0059 y 0,0106. El valor medio y su correspondiente error resulta  $\Delta\epsilon=0,008\pm 0,003$ , con un nivel de confianza del 71%. Aunque el valor medio obtenido puede estar afectado de alguna desviación sistemática, debido por ejemplo al programa de cálculo empleado, es de destacar la buena precisión de 0,003 obtenida, que es menor que el error predicho anteriormente a partir del análisis de sensibilidad (0,005). Esto indica que el método propuesto es aplicable con suficiente precisión cuando se disponga de radiosondeos de buena calidad, coincidentes en el tiempo y el espacio con las medidas de satélite. Con el objeto de mejorar el método propuesto, y hacer posible su aplicación en áreas extensas donde se produzca una variabilidad meteorológica, un problema adicional sobre el cual está trabajando actualmente nuestro grupo es la interpolación entre radiosondeos realizados en distintos puntos. En este mismo sentido, también sería conveniente la utilización de modelos digitales de elevación del terreno, para la modificación de los perfiles de vapor de agua en los niveles bajos de la atmósfera.

Tabla 8.- Datos utilizados para la validación del método de estimación de  $\Delta\epsilon$ . Para cada día, se ha elegido el radiosondeo registrado a la hora más cercana a la de paso del satélite. La última columna da el contenido de vapor de agua en la dirección de observación del satélite,  $W/\cos\theta$ .

Fecha	Día del año	$T_4$ (K)	$T_5$ (K)	Ángulo de observación $\theta$ (°)	Paso del satélite (GMT)	Radiosondeo (GMT)	$W/\cos\theta$ (g/cm <sup>2</sup> )
13/junio	164	294,30	292,25	39,2	- 13.33	13.42	2,36
15/junio	166	298,81	296,00	37,6	14.52	13.45	2,89
19/junio	170	301,83	299,55	0,0	14.09	13.47	2,29
23/junio	174	294,69	292,98	44,0	13.26	13.22	2,16
10/julio	191	299,04	297,06	28,6	13.45	13.44	2,43

Tabla 9.- Valores de las diferencias de temperatura  $T_4-T_5$  y  $T_4^*-T_5^*$ , y de la variación espectral de la emisividad,  $\Delta\epsilon$ , para los días del año 1986 indicados.

Día del año	$T_4-T_5$ (K)	$T_4^*-T_5^*$ (K)	$\Delta\epsilon$
164	2,05	0,32	0,0081
166	2,81	0,36	0,0106
170	2,28	0,24	0,0079
174	1,71	0,39	0,0088
191	1,98	0,20	0,0059

### IV.2.3.- Estimación de la emisividad media

Para el cartografiado de la emisividad media en la banda 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  proponemos un método sencillo que combina medidas de campo de emisividad en la citada banda, con imágenes AVHRR del índice de vegetación normalizado (NDVI) para estimar la proporción de suelo desnudo y vegetación (Caselles et al., 1993b). En este método suponemos que la medida de emisividad en la banda ancha 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  se puede asimilar a la emisividad media definida anteriormente como  $\epsilon = (\epsilon_4 + \epsilon_5)/2$ . En esta región espectral, la emisividad puede variar entre valores de 0,95 para suelos desnudos, y 0,99 para superficies cubiertas totalmente de vegetación. A la escala espacial del píxel AVHRR pueden existir distintos tipos de superficie, con lo que es necesario definir una emisividad efectiva (Caselles et al., 1992). En una formulación simplificada, la emisividad efectiva está relacionada con la proporción de vegetación,  $P_v$ , presente en el píxel (Caselles y Sobrino, 1989). Relacionando esta proporción con el índice de vegetación obtenido a partir de imágenes AVHRR, podemos encontrar una relación entre la emisividad efectiva de un píxel con el valor del NDVI correspondiente. En una primera aproximación, podemos sugerir una relación lineal entre la emisividad efectiva,  $\epsilon$ , y el NDVI de la forma (Caselles et al., 1993b):

$$\epsilon = a \text{NDVI} + b \quad (13)$$

siendo

$$a = \frac{\epsilon_v - \epsilon_s}{\text{NDVI}_{\text{máx}} - \text{NDVI}_{\text{mín}}} \quad (14a)$$

$$b = \frac{\epsilon_s \text{NDVI}_{\text{mín}} - \epsilon_v \text{NDVI}_{\text{máx}}}{\text{NDVI}_{\text{máx}} - \text{NDVI}_{\text{mín}}} + d\epsilon_r \quad (14b)$$

donde  $\epsilon_v$  y  $\epsilon_s$  son las emisividad de la vegetación y el suelo desnudo, respectivamente,  $\text{NDVI}_{\text{máx}}$  y  $\text{NDVI}_{\text{mín}}$  son los valores máximo y mínimo del NDVI en el área de interés, respectivamente, y  $d\epsilon_r$  es un término corrector que tiene en cuenta las reflexiones entre las distintas partes del sistema.

La emisividad de la vegetación y del suelo desnudo,  $\epsilon_v$  y  $\epsilon_s$ , pueden determinarse experimentalmente empleando el método de la caja, que es el más apropiado para la medida en el campo (Buettner y Kern, 1965; Nerry, 1988; Sobrino y Caselles, 1993). Esencialmente, la caja es un sistema integrador de la radiación de la superficie que elimina la influencia de los alrededores. Está configurado por paredes perfectamente reflectantes y dos tapas intercambiables: una reflectante, la tapa fría ( $\epsilon_r = 0$ ), y otra hecha de un material perfectamente emisor, la tapa negra ( $\epsilon_r = 1$ ). La emisividad de la superficie se determina a partir de tres medidas de radiancia, a partir de la expresión (Dana, 1969)



$$\epsilon_0 = \frac{R_3 - R_1}{R_3 - R_2} \quad (15)$$

donde  $R_1$ ,  $R_2$  y  $R_3$  son respectivamente radiancias obtenidas con tres configuraciones distintas de la caja, usando la tapa negra, la tapa fría, y la tapa negra cuando la muestra se reemplaza por la tapa fría. La ecuación (15) se aplica en el caso de una caja "ideal"; sin embargo, debido a que en la práctica las emisividades de las tapas no son exactamente 0 y 1, las dimensiones de la caja son limitadas y la influencia de las temperaturas de las tapas fría y negra, debemos introducir un término corrector,  $\delta\epsilon$ , de forma que la emisividad real de la superficie viene dada por

$$\epsilon = \epsilon_0 + \delta\epsilon \quad (16)$$

donde el término corrector viene dado por una expresión teórica dada por Caselles et al. (1993b). Con el método dado por la ecuación (16), la emisividad de las superficies naturales puede obtenerse con un error relativo del orden de 0,6%. Para obtener el término corrector  $\delta\epsilon$ , que depende de la caja utilizada y de las condiciones externas de medida, proponemos la utilización de dos superficies estándar de emisividad conocida, con valores extremos de aproximadamente 1,00 y 0,95, respectivamente. Utilizando este método de medidas en el campo, se puede medir la emisividad de la vegetación y el suelo, asumiendo que éstas son los valores máximo y mínimo de la emisividad que podemos encontrar. En la región espectral 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  la mayor parte de los suelos tienen una emisividad parecida, por lo que podemos asignar un valor promediado para los distintos tipos de suelo presentes en la zona de estudio.

La base del método propuesto reside en la correlación existente entre la emisividad y el índice de vegetación, tema que se está analizando actualmente (Valor, 1994). Los resultados mostrados en el presente apartado son sólo una primera aproximación al problema. No obstante, la variabilidad de la emisividad media de las superficies más usuales es pequeña dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Así, no es necesaria una estimación muy precisa de la proporción  $P_v$ , y el efecto de los términos correctores es pequeño en ocasiones. El error en la emisividad debido al error en la proporción,  $\delta P_v$ , viene dado por  $(\epsilon_v - \epsilon_s)\delta P_v$ . Tomando un caso extremo en que  $\epsilon_v - \epsilon_s = 0,05$ , y suponiendo un error en  $P_v$  del 10%, el error en la emisividad es sólo de 0,005. Esta precisión es suficiente para la aplicación de  $\epsilon$  en el método de determinación de la diferencia espectral  $\Delta\epsilon$ , y también en los métodos de corrección atmosférica y de emisividad desarrollados en los Capítulos precedentes. Ejemplos de aplicación sobre La Mancha y en la zona saheliana de Níger pueden encontrarse en Coll et al. (1994c)

#### IV.2.4.- Aplicación

En este apartado vamos a mostrar un ejemplo de aplicación del método de estimación de la diferencia espectral de la emisividad. Para ello utilizaremos una imagen NOAA 9-AVHRR sobre la parte central del *Pais Valencià*, correspondiente al 27 de febrero de 1988 a las 4.00 horas GMT. En la zona de estudio, las condiciones atmosféricas existentes propiciaban heladas radiativas nocturnas, con grave riesgo para los cultivos citrícolas (Caselles y Sobrino, 1989). En estos casos, la atmósfera se caracteriza por un contenido bajo en vapor de agua, y ausencia de nubosidad. Utilizando el radiosondeo realizado por el I.N.M. en Murcia a las 0.00 GMT, se ha calculado el contenido total de vapor de agua,  $W=0,38 \text{ g/cm}^2$ , y la temperatura atmosférica efectiva,  $T_a^\uparrow=262 \text{ K}$ . Este radiosondeo es el más cercano a la zona de estudio y a la hora de paso del satélite. Los valores de los parámetros atmosféricos indican que la corrección atmosférica a las temperaturas de satélite  $T_i$  será relativamente pequeña, por lo que el error resultante en la estimación de  $\Delta\varepsilon$  será mínimo. Para comprobar este hecho, hemos introducido los perfiles de presión atmosférica, temperatura y humedad relativa del radiosondeo en el programa LOWTRAN 7, incluyendo los perfiles estándar de los demás gases atmosféricos, y el modelo de aerosoles rural con una visibilidad de 23 km. En la imagen estudiada, el ángulo de observación varía entre 14 y 18°, por lo que hemos tomado un único valor medio ( $\theta=16^\circ$ ) para toda la imagen. En la Tabla 10 mostramos los valores de la transmisividad y radiancia atmosférica necesarios para determinar la corrección atmosférica según la ecuación (9). Para obtener las magnitudes de canal hemos utilizado las funciones de filtro de los canales 4 y 5 AVHRR del satélite NOAA-9 (véase el Apéndice B), y para invertir la función de Planck hemos usado la ecuación (II.25) con los valores correspondientes del número de onda central,  $\nu_i$ , de la Tabla II.1.

De esta forma, hemos calculado la diferencia de temperaturas  $T_4^*-T_5^*$  a partir de los datos de satélite  $T_4-T_5$ . Los resultados obtenidos muestran valores muy parecidos de ambas diferencias de temperatura,  $(T_4^*-T_5^*)=(T_4-T_5)\pm 0,03 \text{ K}$  para los píxeles terrestres, lo que indica que el efecto total atmosférico es muy pequeño. En efecto, el bajo contenido en vapor de agua y el efecto del dióxido de carbono se compensan en gran parte, de forma que la absorción diferencial es prácticamente nula. Así pues, aunque el radiosondeo utilizado no es coincidente con la imagen de satélite, podemos suponer que el error resultante en la corrección atmosférica es muy pequeño. Para aplicar finalmente la ecuación (10) hemos calculado los coeficientes  $b_i$  utilizando los parámetros atmosféricos  $\gamma_i$ ,  $\tau_i(0^\circ)$  y  $T_{air}^\downarrow$  mostrados en la Tabla 10. Sustituyendo los valores apropiados en la ecuación (II.79) (con  $n_4=4,599$  y  $n_5=4,205$  para el NOAA-9; Coll et al., 1994b), se han obtenido las expresiones  $b_4=0,3075T_4^*-31,0$  y  $b_5=0,3336T_5^*-34,0$ , que pueden ser aplicadas a las imágenes de  $T_i^*$  construidas.



Tabla 10.- Transmisividad y radiancia atmosférica ascendente para  $\theta=16^\circ$  en los canales 4 y 5 AVHRR del NOAA-9, calculada a partir del radiosondeo del 27-II-1988 a las 0.00 GMT. También hemos incluido los parámetros atmosféricos necesarios para el cálculo de  $b_i$  (ecuación II.79).

canal	$\tau_i(\theta)$	$R_i^\uparrow(\theta)$ ( $mW/m^2srcm^{-1}$ )	$\gamma_i$	$\tau_i(\theta=0^\circ)$	$T_{ai}^\downarrow$ (K)
4	0,925	4,479	1,576	0,927	269,2
5	0,916	6,113	1,532	0,918	270,7

Utilizando la ecuación (12), podemos evaluar también la influencia de la emisividad,  $\epsilon$ , en la estimación de  $\Delta\epsilon$ . En nuestro caso, y para temperaturas  $T_j^*$  entre 265 y 275 K, se ha obtenido  $\delta(\Delta\epsilon)_\epsilon=0,07\delta(\epsilon)$ , con lo que para un error en la emisividad media de 0,01, el error en  $\Delta\epsilon$  es de sólo  $7 \times 10^{-4}$ . Dada esta escasa influencia, hemos utilizado el valor único  $\epsilon=0,98$  para toda la imagen. De esta forma, hemos calculado la imagen de  $\Delta\epsilon$  mostrada en la Lámina 2, solamente para los píxeles terrestres. Un aspecto importante es el error introducido por la digitalización de las temperaturas de satélite, que se ha determinado  $\delta(\Delta\epsilon)_\delta=0,003$  para el sensor AVHRR. En la imagen de la Lámina 2, el error de digitalización se ha suavizado utilizando un filtro de mediana sobre matrices de  $3 \times 3$  píxeles. El filtro se aplica a la imagen inicial de  $T_4$ - $T_5$ , antes de aplicar el método de estimación de  $\Delta\epsilon$ . En la imagen se observa una amplia variación de  $\Delta\epsilon$ , entre -0,012 y +0,004, intervalo de valores que está de acuerdo con los encontrados en la literatura. Para entender el impacto de esta variación en términos de temperatura, podemos calcular su efecto en la ecuación de split-window a través del coeficiente  $B(\epsilon)$  (ecuación II.85). Tomando los valores  $\alpha=40$  K y  $\beta=225$  K para la atmósfera estudiada ( $W=0,38$  g/cm<sup>2</sup>), y  $\epsilon=0,98$ ,  $B(\epsilon)$  variará entre 3,5 y -0,1 K.

Para estudiar el problema del ruido en la imagen de  $\Delta\epsilon$ , hemos seleccionado distintos transectos de la imagen analizada. En la Figura 16 mostramos los valores de  $\Delta\epsilon$  obtenidos sin el procedimiento de filtrado, donde se aprecia claramente el efecto de la digitalización, y los resultados obtenidos una vez aplicado el filtro de mediana. En el transecto sobre tierra apreciamos una variación de  $\Delta\epsilon$  entre -0,003 y -0,009. Hemos incluido también un transecto sobre el mar en una zona próxima a la costa (que no está representado en la imagen de la Lámina 2). Si suponemos que el mar es homogéneo respecto a la emisividad, las variaciones de  $\Delta\epsilon$  observadas en la Figura 16 son debidas fundamentalmente al ruido de los datos de satélite. En el transecto terrestre, el efecto del ruido está superpuesto a la variación real de  $\Delta\epsilon$ , de manera que se observan unas oscilaciones mucho más acentuadas. Mediante la técnica de suavizado con el filtro de mediana, se reduce la parte de la variabilidad inducida por el ruido de  $T_4$ - $T_5$ , manteniéndose la variabilidad real de la emisividad. Por otra parte, una razón para incluir ahora el caso del mar es que posibilita la validación de los resultados obtenidos, ya que la variación espectral de la emisividad de la superficie del mar es conocida. Para calcular  $\Delta\epsilon$  sobre la superficie del mar hemos tomado  $\epsilon=0,99$ , y hemos de modificar la expresión de los coeficientes

$b_i$ , introduciendo la reflexión especular en lugar de la hipótesis lambertiana de la ecuación (II.79) (véase el apartado III.3.5). Una vez aplicado el filtro de mediana sobre los resultados en bruto, se puede observar que la variación espacial es pequeña en los valores suavizados de  $\Delta\epsilon$ . Por ello, se puede tomar un valor medio  $\Delta\epsilon=0,005\pm 0,001$ , en consonancia con la homogeneidad de la superficie del mar. Además, el valor medio obtenido está en excelente acuerdo con los valores de emisividad calculados teóricamente por Masuda et al. (1988), que predicen un valor  $\Delta\epsilon=0,004$  para la superficie del mar y ángulos de observación cercanos al nadir. Así pues, esta comparación valida indirectamente los valores de  $\Delta\epsilon$  de la superficie terrestre mostrados en la imagen de la Lámina 2.

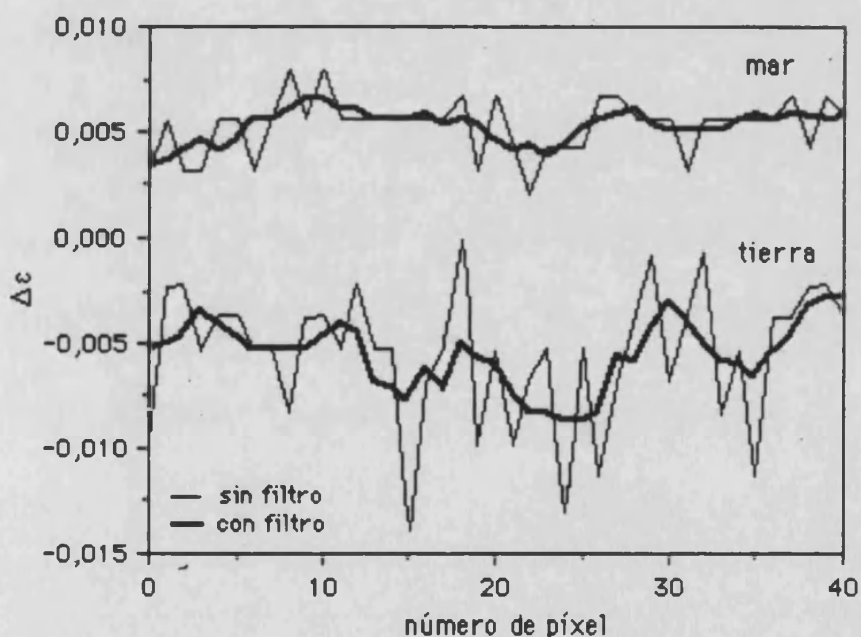


Figura 16.- Transectos de  $\Delta\epsilon$  obtenidos sobre la imagen de la Lámina 2, mostrando los resultados sin aplicar el procedimiento de filtrado, y una vez aplicado.



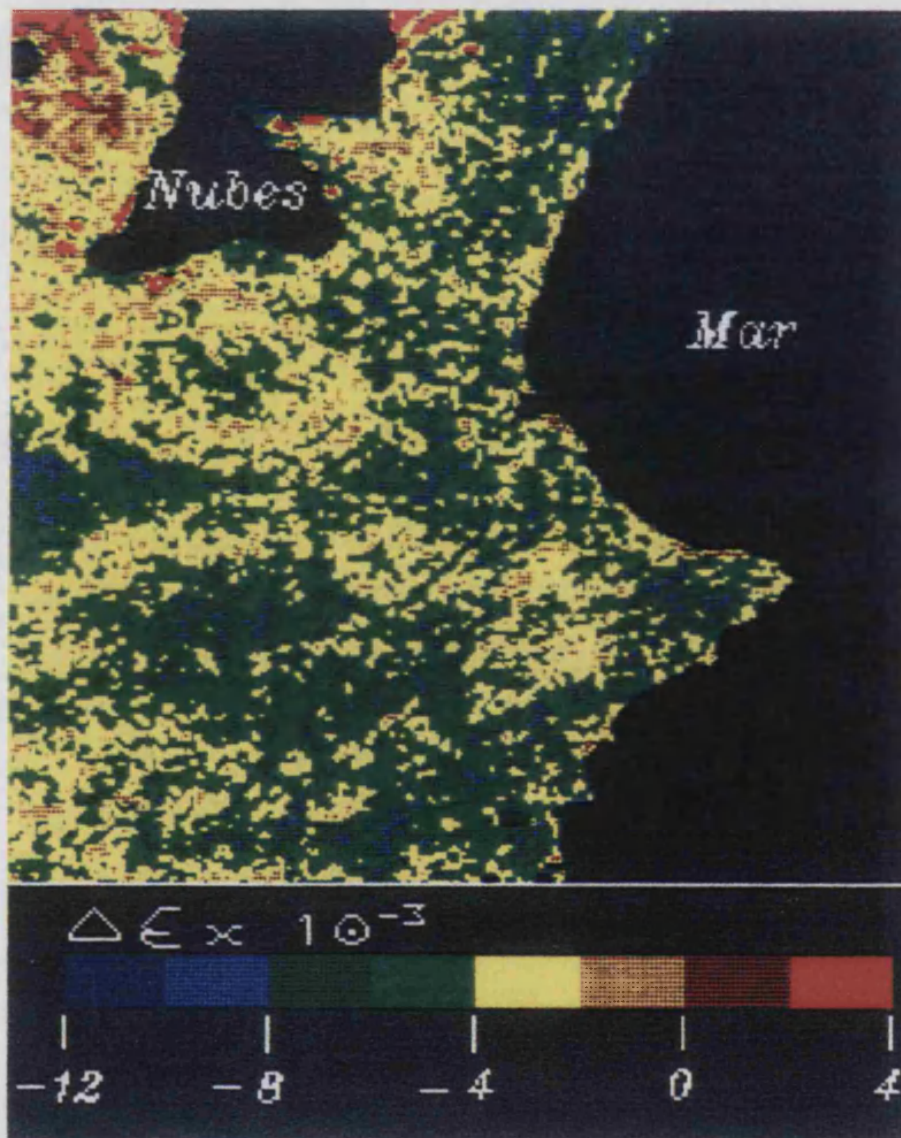


Lámina 2.- Imagen de la variación espectral de la emisividad,  $\Delta \epsilon$ , obtenida a partir de una imagen NOAA-9 AVHRR, del 27 de febrero de 1988, a las 4.00 horas GMT.



### IV.3 Perspectivas futuras

Para finalizar este Capítulo discutiremos algunas de las posibilidades que pueden plantearse para la mejora del algoritmo operativo propuesto, y que constituyen las líneas de investigación futura de nuestro grupo. La característica común de ellas es que permiten un mejor conocimiento de las características de la atmósfera a partir de datos de satélite, y de una forma coincidente a las imágenes de temperatura. Aquí presentaremos sólo algunos resultados preliminares y plantaremos los problemas existentes, con la intención de analizar cuáles son las perspectivas que ofrecen y las mejoras que efectivamente podrían suponer para la determinación operativa de la temperatura de la superficie terrestre

En primer lugar, analizaremos la potencialidad que ofrece la utilización del sensor AVHRR únicamente. En este sentido, discutiremos la determinación del contenido total de vapor de agua en la atmósfera,  $W$ , utilizando la diferencia de temperaturas  $T_4$ - $T_5$ , que fue sugerida inicialmente por Dalu (1986). El conocimiento de  $W$  de forma coincidente con las imágenes de temperatura tiene una cierta utilidad en la aplicación del algoritmo operativo de split-window anteriormente expuesto, ya que puede aplicarse para la determinación del coeficiente  $\beta$  (ecuación III.16), que es parte de la corrección de emisividad,  $B(\epsilon)$ . En caso de no disponer de tal información, pueden emplearse valores medios latitudinales y estacionales de  $\beta$ , como ya se ha comentado en el apartado III.3.4, pero evidentemente, la determinación de  $\beta$  a partir de  $W$  supondría una mejora significativa. Por otro lado, una metodología aplicable al sensor AVHRR que ha sido recientemente propuesta es la utilización del cociente de las varianzas y covarianzas de las temperaturas  $T_4$  y  $T_5$  (Kleespies y McMillin, 1990; Jedlovec, 1990; Harris y Mason, 1992; Sobrino et al., 1994a). Este método, además de proporcionar una estimación de  $W$ , permite modificar los algoritmos de split-window de forma que se produce una sustancial mejora de los resultados en el caso de atmósferas muy húmedas. Estos dos aspectos del método serán analizados más adelante.

En otro sentido, la combinación de los datos de los canales térmicos del sensor AVHRR con datos de otros sensores y distintos intervalos espectrales es una importante línea de investigación a seguir en el futuro. Un ejemplo de esto ha sido mostrado en el apartado IV.2.3, donde se proponía la utilización de los canales visibles del AVHRR para el cartografiado de la emisividad. En el presente apartado se estudiará la posibilidad de la obtención de los perfiles verticales de temperatura y humedad atmosférica a partir de medidas de satélite. Esto puede hacerse actualmente a partir de los datos del sensor TOVS (*TIROS Operational Vertical Sounder*), a bordo de los satélites de la serie NOAA, compuesto por los instrumentos HIRS (*High Resolution Infrared Radiation Sounder*), con 19 canales en el infrarrojo térmico y uno en el visible; y el sensor MSU (*Microwave Sounding Unit*), con cuatro canales en la región de las



microondas. Este tipo de radiosondeos es realizado desde satélite coincidentemente a la medida de la temperatura de la superficie, y con una resolución espacial mayor que la que ofrecen las estaciones meteorológicas convencionales. De esta forma, pueden ser utilizados conjuntamente con la ecuación monocanal para una aplicación operativa de la misma. Pero para ello, será necesario analizar cuál es la precisión que actualmente puede esperarse de este tipo de radiosondeos.

### IV.3.1 Obtención de W a partir de datos AVHRR

El conocimiento del contenido total de vapor de agua en la atmósfera, W, puede utilizarse para la determinación del coeficiente  $\beta$ , necesario para la corrección de emisividad B( $\epsilon$ ). En caso de no conocer W, es posible tomar unos valores climatológicos, sin embargo, la estimación de W mejorará los resultados. En el Capítulo III se obtuvo la expresión aproximada (ecuación III.16)

$$\beta \approx 284 \exp[-0,621W] \quad (17)$$

con un error de estimación de  $\beta$  del 20%. Este es un error de tipo estadístico, en el cual no tenemos en cuenta el error en contenido total de vapor de agua,  $\delta W$ . Un sencillo análisis de errores en la ecuación (17) sirve para indicarnos cuál es la precisión requerida en W para obtener un error en  $\beta$  aceptable. El error generado por  $\delta W$  viene dado por  $\delta\beta/\beta=0,621\delta W$ ; de forma que para obtener un error del orden del error estadístico (20%), es necesario conocer el contenido de vapor de agua con un error  $\delta W=0,3 \text{ g/cm}^2$ .

Una primera aproximación a la determinación de W desde satélite se basa en la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$ , que es función de las características de la atmósfera, aunque también depende de la distribución vertical, la temperatura de la superficie y de la variación espectral de la emisividad. En la superficie del mar, el efecto de la emisividad es pequeño y constante, por lo que la variabilidad de  $T_4-T_5$  es debida a la distribución vertical de temperatura y humedad, la diferencia de temperatura entre la superficie y el aire, y el ángulo de observación. Dalu (1986) y Schlüssel (1989), a partir de la simulación de transferencia radiativa sobre la superficie del mar, han obteniendo algoritmos lineales en  $T_4-T_5$  para la determinación de W, con un error de estimación de  $0,5 \text{ g/cm}^2$ , tras comparación de los resultados del modelo con datos reales obtenidos con radiosondeos coincidentes. Eck y Holben (1990) y Justice et al. (1991) han comprobado la relación lineal sobre la superficie terrestre, en una zona relativamente homogénea del Sahel (Níger). El funcionamiento del algoritmo es peor que en el caso del mar, encontrando los autores una influencia negativa de las variaciones en la concentración de aerosoles. Sin

embargo, para concentraciones bajas o moderadas de aerosoles (con un espesor óptico en 0,5  $\mu\text{m}$  menor que 0,7), el error obtenido es también del orden de 0,5  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

Estos errores son demasiado elevados para la aplicación en nuestro método operativo de split-window, por ello consideramos necesario estudiar con mayor profundidad este problema. Así, analizaremos a continuación los factores de los que depende la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$  en zonas heterogéneas. En el caso más general existen dos contribuciones, una debida a la atmósfera, y otra causada por la variación espectral de la emisividad. En el Capítulo II se hizo una separación de estos dos efectos para desarrollar el algoritmo operativo de split-window (apartado II.2.2.2). Así, a partir de las ecuaciones (II.77) y (II.78) aplicadas a los canales 4 y 5 del AVHRR, podemos escribir

$$T_4-T_5 = (T_4-T_5)_a + (T_4-T_5)_e \quad (18)$$

donde

$$(T_4-T_5)_a = \frac{1-\tau_5(\theta)}{\tau_5(\theta)} (T_5-T_{a5}^\uparrow) - \frac{1-\tau_4(\theta)}{\tau_4(\theta)} (T_4-T_{a4}^\uparrow) \approx [\tau_4(\theta)-\tau_5(\theta)](T-T_a^\uparrow) \quad (19)$$

es la contribución de la atenuación diferencial de la atmósfera (debida fundamentalmente al vapor de agua). La aproximación de la derecha es una forma más simplificada que coincide con la expresión propuesta por Dalu (1986). Por otro lado

$$(T_4-T_5)_e = T_4^* - T_5^* = (1-\epsilon)(b_5-b_4) + \Delta\epsilon \left[ \frac{b_4+b_5}{2} \right] \quad (20)$$

es la contribución de la emisividad de la superficie, determinada fundamentalmente por la variación espectral,  $\Delta\epsilon$ . De esta forma, la variación espacial de la emisividad se superpone a las variaciones atmosféricas, con lo que la determinación del contenido de vapor de agua resulta más complicado sobre la superficie terrestre.

Para la superficie del mar, la ecuación (20) tiene poca importancia, siendo además constante. En la ecuación (19), podemos observar que el efecto atmosférico es proporcional a  $\tau_4-\tau_5$ , que a su vez es proporcional al contenido total de vapor de agua. En efecto, considerando la aproximación de la transmisividad (ecuación II.41)

$$\tau_i(\theta) \approx 1 - \frac{k_i W}{(\cos\theta)^{m_i}} \quad (21)$$

y suponiendo  $m_4 \approx m_5 (=m)$ , entonces  $\tau_4(\theta)-\tau_5(\theta) \approx (k_5-k_4)W/(\cos\theta)^m$ . Sin embargo, también observamos la influencia de la temperatura de la superficie,  $T$ , y la temperatura atmosférica,  $T_a^\uparrow$ ,

en la ecuación (19). Por tanto, cualquier variación de estas temperaturas origina una variación en la diferencia  $T_4-T_5$ , independientemente de las variaciones de  $W$ . Por ello, sería necesario una estimación adicional de  $T-T_a^\uparrow$  para determinar  $W$ . Nótese que  $T_a^\uparrow$  depende de la distribución vertical de la humedad y la temperatura atmosféricas (ecuación II.46). A partir de estos hechos podemos hacer una serie de consideraciones: (i) la dependencia con el ángulo de observación es muy importante; (ii) la diferencia  $T_4-T_5$  es sensible a las variaciones del vapor de agua en las zonas más bajas de la atmósfera; y (iii) los efectos combinados del vapor de agua y la temperatura atmosférica enmascaran la relación entre las temperaturas de satélite y los parámetros atmosféricos. La Figura 17 sirve para ilustrar la relación entre la diferencia  $T_4-T_5$  y estos factores. En ella hemos utilizado los datos de simulación del apartado III.3.4, mostrando  $T_4-T_5$  en función de  $(T-T_a^\uparrow)W/(\cos\theta)^m$  para dos tipos de superficie: un cuerpo negro ( $\epsilon_4=\epsilon_5=1$ ), y una superficie desértica ( $\epsilon_4=0,956$  y  $\epsilon_5=0,967$ ). Podemos apreciar que la relación dada por la ecuación (19) se cumple con una buena aproximación, aunque dada la influencia de  $T-T_a^\uparrow$ , quedan explicados los elevados errores de estimación de  $W$  que se encuentran al utilizar únicamente la diferencia  $T_4-T_5$ . El efecto de la emisividad viene dado por la ordenada en el origen, es decir, el valor de  $T_4-T_5$  para  $W=0$ . Este efecto es de  $-0,5$  K para la superficie desértica de la Figura 17, de acuerdo con la ecuación (20). Esto indica la necesidad de conocer el valor de la emisividad para la estimación de  $W$  a partir de  $T_4-T_5$ .

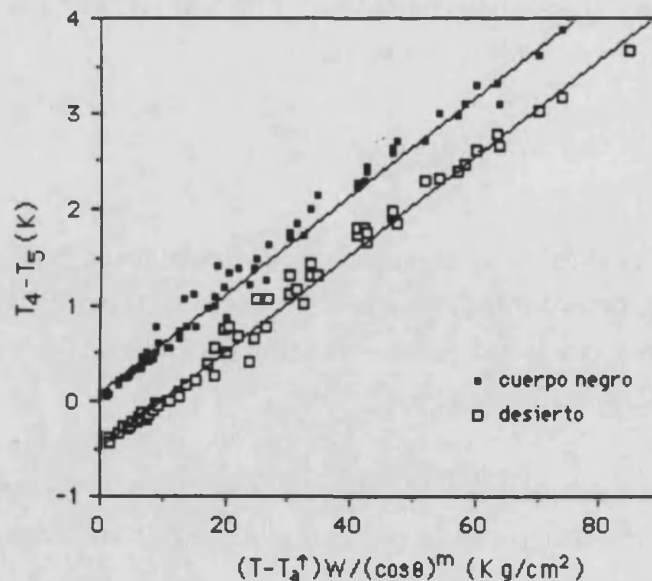


Figura 17.- Relación entre  $T_4-T_5$  y  $(T-T_a^\uparrow)W/(\cos\theta)^m$  para dos tipos distintos de superficie. Las líneas rectas son el ajuste por mínimos cuadrados.

Una parte de la variabilidad atmosférica a la que está sometido el método basado en la diferencia  $T_4-T_5$  puede eliminarse utilizando otros canales situados en las proximidades de las bandas de absorción del vapor de agua. Desde un punto de vista operativo, Schlüssel (1989)

propone la utilización de distintos canales del sensor HIRS en combinación con los del AVHRR. Entre ellos, el canal 8 (11,10  $\mu\text{m}$ ), el canal 10 (8,30  $\mu\text{m}$ ) y el canal 11 (7,30  $\mu\text{m}$ ). Con estos, más los dos canales AVHRR, utilizando el método de la simulación atmosférica, Schlüssel da un algoritmo lineal con un error de estimación de 0,3  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Este algoritmo es aplicable sobre la superficie del mar, y en el caso terrestre habría que investigar la influencia de la emisividad de la superficie en los canales mencionados.

### IV.3.2 Extensión del método de split-window

Una posibilidad que ha sido desarrollada recientemente, basada únicamente en datos del sensor AVHRR, es la utilización de la variación espacial de las temperaturas  $T_4$  y  $T_5$  (Kleespies y McMillin, 1990; Jedlovec, 1990; Harris y Mason, 1992; Sobrino et al., 1993b y 1994a). Esta técnica tiene una doble vertiente, pues como discutiremos a continuación, permite la estimación del contenido total de vapor de agua y la modificación de los algoritmos de split-window para mejorar el error de estimación de la temperatura en atmósferas húmedas.

El método está basado en la variación que experimentan las radiancias medidas desde satélite a través de una atmósfera que se mantiene constante. En el caso más sencillo de una superficie homogénea (con lo que las variaciones de radiancia se deben únicamente a las variaciones de la temperatura de la superficie), la variación de radiancia puede escribirse como (Harris y Mason, 1992)

$$B_i(T_i) - B_i(T_i') = \epsilon_i [B_i(T) - B_i(T')] \tau_i \quad (22)$$

siendo  $T$  y  $T'$  la temperatura de la superficie en dos píxeles distintos, y  $T_i$  y  $T_i'$  sus correspondientes valores registrados desde satélite. En la ecuación (22), las diferencias de radiancia pueden transformarse fácilmente en diferencias de temperatura, siempre que estas sean pequeñas, mediante la linealización de la función de Planck. En este caso, la variación en la temperatura es proporcional a la variación de radiancia (véase la ecuación II.37), y la ecuación (22) puede expresarse como

$$T_i - T_i' = \epsilon_i [T - T'] \tau_i \quad (23)$$

De esta forma, escribiendo la ecuación (23) para los canales 4 y 5 del sensor AVHRR ( $i=4$  y 5), haciendo  $\Delta T_i = T_i - T_i'$  (variación espacial de la temperatura) y dividiendo estas ecuaciones, obtenemos (Kleespies y McMillin, 1990; Harris y Mason, 1992)

$$R = \frac{\Delta T_5}{\Delta T_4} = \frac{\varepsilon_5 \tau_5}{\varepsilon_4 \tau_4} \quad (24)$$

Así, el coeficiente R, que se calcula a partir de las variaciones horizontales de  $T_4$  y  $T_5$ , es igual al cociente de las transmisividades atmosféricas en los dos canales del AVHRR, interviniendo también el cociente de emisividades. La definición del coeficiente R dada por Jedlovec (1990) difiere de la ecuación (24), pues introducen la varianza de las temperaturas  $T_i$  sobre N píxeles adyacentes. Sobrino et al. (1994a) han estudiado la influencia de la emisividad en el coeficiente R para superficies heterogéneas, demostrando que, para los valores usuales de la emisividad, este cociente es poco sensible a la variación espacial de la emisividad, pudiéndose además utilizar la aproximación  $\varepsilon_5 \tau_5 / \varepsilon_4 \tau_4 \approx \tau_5 / \tau_4$ . Por otra parte, Sobrino et al. (1994a) proponen la obtención del coeficiente R de una forma sensiblemente distinta. Si se supone que la atmósfera no cambia sobre N píxeles vecinos, entonces

$$R = \frac{\sum_{k=1}^N (T_{4k} - T_{40})(T_{5k} - T_{50})}{\sum_{k=1}^N (T_{4k} - T_{40})^2} \quad (25)$$

donde  $T_{40}$  y  $T_{50}$  son dos temperaturas de referencia, que pueden ser, por ejemplo, las temperaturas medias en los N píxeles considerados. La definición de R mediante la ecuación (25) utiliza la varianza y covarianza de las temperaturas de satélite, y por tanto tiene un mayor significado estadístico que la ecuación (24). De esta forma, la ecuación (25) está menos sujeta a errores introducidos por el ruido radiométrico y la presencia de nubes no detectadas.

Dado que R representa el cociente de las transmisividades en los canales de split-window, y éstas están relacionadas directamente con el contenido de vapor de agua, es posible la obtención de W a partir de R. Sobrino et al. (1994b) propone la expresión

$$W = 0,259 - 14,253 \cos\theta \ln R - 11,649 (\cos\theta \ln R)^2 \quad (26)$$

donde los coeficientes numéricos han sido obtenidos mediante la simulación de medidas de satélite, y el error de estimación de W es de 0,13 g/cm<sup>2</sup>. En vista de los buenos resultados obtenidos con la simulación, una tarea importante a realizar es la validación de estos algoritmos teóricos con datos reales. Esto puede hacerse mediante la comparación de los resultados obtenidos con los datos de satélite y los valores de W medidos "in situ" a partir de radiosondeos convencionales u otro tipo de medidas experimentales del vapor de agua atmosférico.

También podemos encontrar una relación directa entre el coeficiente de split-window  $\beta$  y el cociente R. Utilizando los valores de  $\beta$  calculados en el apartado III.3.4, y considerando

$R=\tau_5/\tau_4$ , hemos comprobado que la variación del coeficiente  $\beta$  con  $R$  es de tipo exponencial, encontrándose la aproximación (Caselles et al., 1994):

$$\beta \approx 0,168 \exp[7,190R] \quad (27)$$

con un error de estimación de  $\beta$  del 15%. En la Figura 18 está ilustrada esta relación, mostrando el ajuste por mínimos cuadrados que da la ecuación (27).

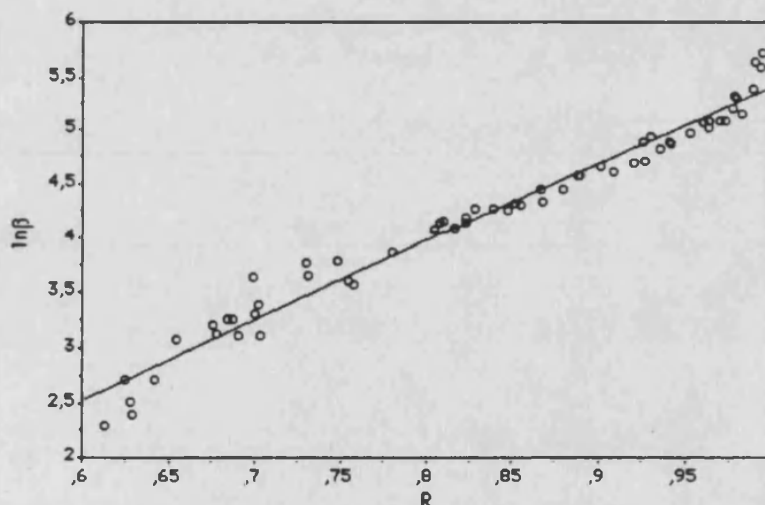


Figura 18.- Variación del logaritmo del coeficiente  $\beta$  con  $R$ . La línea recta es el ajuste por mínimos cuadrados, según la expresión  $\ln\beta=7,190R-1,783$ .

Una de las aplicaciones interesantes del coeficiente  $R$  es su utilización en los algoritmos de corrección atmosférica de tipo split-window. Esto supone una extensión del principio de absorción diferencial, pues se combina la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$  (que es función de la diferencia de transmisividades) con el cociente de transmisividades dado por el coeficiente  $R$ . Esta combinación puede ser útil en la corrección de imágenes adquiridas en atmósferas húmedas. Utilizando los datos de simulación descritos en el apartado III.3.2, podemos comprobar la eficiencia teórica de algoritmos de split-window de la forma  $T-T_4=f(T_4-T_5; R)$ , comparando los resultados con los obtenidos con el algoritmo de split-window cuadrático. En el apartado mencionado, el algoritmo cuadrático obtenido a partir de los datos de simulación es  $T=T_4+[1,51+0,39(T_4-T_5)](T_4-T_5)+0,17$ , con un error de estimación de 0,42 K. A partir de los mismos datos, Sobrino et al. (1993b) obtienen el algoritmo de split-window modificado  $T=T_4+[2,301/R-0,16](T_4-T_5)-4,200/R+4,61$ , con un error de estimación de 0,29 K, lo cual supone una mejora global respecto al algoritmo cuadrático. En la Figura 19 mostramos los diagramas de dispersión para los dos algoritmos en función de  $T_4-T_5$ . Aquí se puede observar que la mejora significativa del algoritmo modificado se produce únicamente para valores elevados de  $T_4-T_5$ . Efectivamente, considerando solamente el caso  $T_4-T_5 < 2$  K (humedad

atmosférica moderada), el algoritmo de Sobrino et al. (1993b) da un error de  $-0,10 \pm 0,27$  K, mientras que con el cuadrático obtenemos  $-0,01 \pm 0,34$  K.

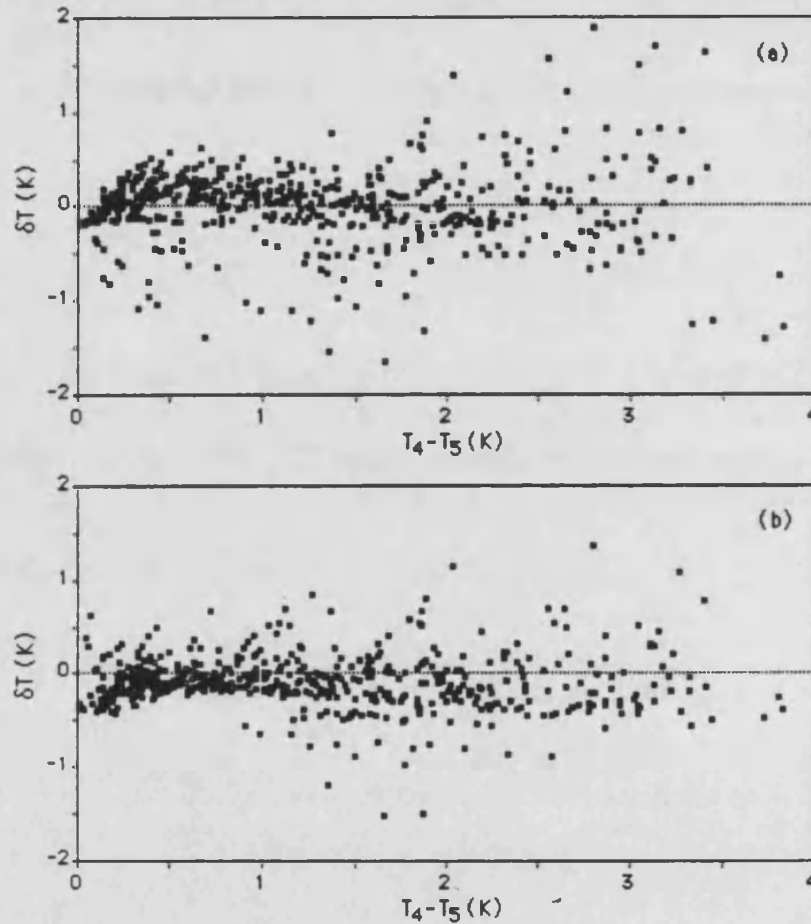


Figura 19.- Error en la temperatura,  $\delta T$ , en función de la diferencia de temperatura,  $T_4 - T_5$ , para (a) el algoritmo cuadrático, y (b) el algoritmo modificado con el coeficiente R.

Así pues, la introducción del término R no supone una mejora significativa en estos casos de humedad atmosférica moderada o baja. Por otra parte, hay que destacar que el algoritmo de Sobrino et al. (1993b) continúa siendo lineal de forma que, a pesar de la introducción de R, aún está influido por la variabilidad atmosférica, lo que se aprecia en la pequeña desviación media encontrada ( $-0,10$  K). Para el caso  $T_4 - T_5 \geq 2$  K (atmósferas húmedas), el algoritmo modificado ofrece un error de estimación de  $0,10 \pm 0,38$  K, mientras que el error del cuadrático aumenta hasta  $0,06 \pm 0,61$  K. De esta forma, los resultados con datos de simulación muestran una reducción sustancial del error de estimación con el algoritmo modificado para atmósferas húmedas. También desde el punto de vista teórico, Sobrino et al. (1994a) han demostrado la posibilidad de desarrollar algoritmos de corrección con el coeficiente R para la temperatura de la superficie terrestre (es decir, teniendo en cuenta el efecto de la emisividad, que no ha sido incluida en el análisis precedente). De esta forma, consideramos que una posible mejora sería

mantener la estructura cuadrática del algoritmo de split-window pero introduciendo el coeficiente R. Así, se combinaría la aplicabilidad a escala mundial y la mejora de la precisión en las atmósferas húmedas. Una línea de investigación a seguir en el futuro será la comprobación de esta posibilidad con datos reales, y la validación de los algoritmos modificados para la superficie terrestre, con el objeto de obtener de forma realista un error de estimación de la temperatura. En este sentido, el proyecto HAPEX-Sahel proporciona un interesante caso de estudio, dadas las condiciones atmosféricas de humedad extrema registradas durante el periodo de medidas del mismo.

### IV.3.3 Obtención de perfiles atmosféricos desde satélite

Para finalizar, se discutirá la posibilidad de la obtención de perfiles atmosféricos desde satélite. Desde el punto de vista de la corrección atmosférica, el conocimiento de la distribución vertical de la temperatura y la humedad, de forma coincidente y simultánea a las imágenes de temperatura, tiene un gran interés para la aplicación operativa de métodos de corrección basados en la ecuación monocanal (Arbelo et al., 1993). También sería útil para la aplicación del método de determinación de la variación espectral de la emisividad,  $\Delta\epsilon$ , desarrollado en el apartado IV.2. Con ello se evitaría la utilización de datos ajenos a los aportados por el satélite (como los radiosondeos convencionales realizados desde la superficie) y se eliminarían los problemas derivados de las diferencias temporales y espaciales que normalmente existen entre las imágenes de temperatura y los datos meteorológicos. Un aspecto a analizar será la precisión con que los sensores actualmente en funcionamiento pueden determinar los perfiles atmosféricos, para comprobar si es suficiente para el cálculo de la temperatura de la superficie.

Uno de los instrumentos operativos destinados a realizar radiosondeos desde el espacio es el TOVS (*TIROS Operational Vertical Sounder*), a bordo de los satélites NOAA, que está compuesto por dos sensores: El HIRS (*High Resolution Infrared Radiation Sounder*) y el MSU (*Microwave Sounding Unit*). El sensor HIRS tiene 19 canales en el infrarrojo térmico y uno en el visible. Los canales infrarrojos del HIRS están situados en las bandas de absorción del dióxido de carbono de los 15  $\mu\text{m}$  y los 4,3  $\mu\text{m}$  para determinar los perfiles verticales de temperatura; en las ventanas atmosféricas 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  y 3,7-4,0  $\mu\text{m}$  para obtener la temperatura de la superficie y la detección de nubes; en la banda de absorción del ozono (9,70  $\mu\text{m}$ ) para el contenido total de este gas atmosférico; y en la banda de absorción del vapor de agua de los 6,3  $\mu\text{m}$  para obtener el perfil de humedad. El canal visible (0,70  $\mu\text{m}$ ) se destina a la detección de nubes. Todos estos canales tienen una resolución espacial de 17,4 km en el nadir, y la separación entre los centros de píxeles contiguos es de 40 km. Los canales del MSU están localizados en la banda de absorción del oxígeno de los 50 GHz, y proporcionan el perfil de temperaturas que complementa al obtenido con los canales del HIRS en presencia de nubosidad.



La resolución espacial es mucho menor: 109 km en el nadir, con una separación de 168 km entre píxeles adyacentes. En cualquier caso, la resolución espacial de ambos sensores del TOVS es mayor que la de la red de estaciones meteorológicas que realizan radiosondeos.

Cada canal de estos sensores se caracteriza por la denominada "función de peso", que representa la derivada de la transmisividad respecto de la presión,  $\partial\tau_i/\partial p$ . En Olesen (1987) y Chédin et al. (1988) podemos encontrar más detalles sobre las características los sensores HIRS y MSU y las correspondientes funciones de peso. Dependiendo de la región espectral en la que se encuentren, el máximo de esta función se sitúa a una determinada altura, con lo que la mayor contribución a la radiancia medida proviene de esta región de la atmósfera. En teoría, el máximo de la función de peso debe ser lo más estrecho posible, y debe haber suficiente número de canales con sus máximos distribuidos convenientemente para resolver la estructura vertical de la atmósfera.

A partir de las medidas de radiancia en cada canal se puede encontrar la temperatura correspondiente a la región donde está situado el máximo de la función de peso. El procedimiento matemático para encontrar la temperatura del estrato se denomina, en general, "inversión" de la ecuación de transferencia radiativa. La teoría y las técnicas de inversión constituyen una parte muy importante de la teledetección, que queda fuera del objetivo e intención de la presente Memoria. Únicamente diremos que, en el caso de los radiosondeos atmosféricos, el perfil de temperaturas no puede ser determinado exactamente a partir de las medidas de radiancia, aunque éstas se encuentren libres de errores (Liou, 1992). Por ello, es usual suponer un perfil inicial, a partir del cual se obtiene el perfil de temperaturas mediante un proceso iterativo. Un ejemplo de este tipo de algoritmo de inversión es el "3I" (*Improved Initialization Inversion*; Chédin y Scott, 1984), que contiene un archivo de más de 1200 perfiles atmosféricos que sirven para elegir el perfil inicial. Éste se elige de forma que las radiancias simuladas en los canales del sensor sean las más próximas a las radiancias efectivamente medidas desde satélite. En este tipo de algoritmos, la calidad del perfil final depende fundamentalmente de la elección del perfil inicial (Olesen, 1987; Chédin et al., 1988).

La precisión de los perfiles de temperatura obtenidos con el TOVS debe comprobarse mediante la comparación con radiosondeos convencionales realizados desde la superficie. Los errores típicos que se encuentran son de alrededor de 2 K, siendo generalmente mayores en los niveles más altos de la atmósfera (Chédin et al., 1988). En un reciente trabajo, Ottlé y Vidal-Madjar (1992) encuentran diferencias entre situaciones de mañana y tarde, aunque todas ellas dentro del intervalo  $\pm 3$  K. De esta forma, siendo la resolución vertical de los perfiles de temperatura TOVS aceptable, la precisión es aún insuficiente para la aplicación a la ecuación monocanal de corrección.

El problema es más grave en el caso del perfil de humedad. Los canales del TOVS destinados a tal efecto están situados en la región de la banda de absorción del vapor de agua de los 6,3  $\mu\text{m}$ . Actualmente, existen solamente 3 canales: el canal 10 (8,30  $\mu\text{m}$ ), el canal 11 (7,30  $\mu\text{m}$ ) y el canal 12 (6,70  $\mu\text{m}$ ). Por tanto, el perfil de humedad viene dado en sólo tres niveles (desde la superficie hasta 800 hPa; 800-500 hPa; y 500-300 hPa). Para determinar la humedad de estos estratos, es necesario hacer uso del perfil de temperaturas obtenido previamente a partir de los demás canales del TOVS, lo cual es una fuente de error adicional. En cuanto al perfil de humedad, la estratificación producida por el TOVS es insuficiente, pues sería recomendable un mayor detalle en las capas bajas de la atmósfera. Respecto del error de estimación en los tres estratos, Chédin et al. (1988) estiman que es del orden de 0,2 g/cm<sup>2</sup>.

En conclusión, podemos afirmar que la actual configuración del TOVS no permite una utilización eficiente en la ecuación monocanal de los perfiles atmosféricos obtenidos desde el espacio. Para ello sería necesario una mayor resolución vertical en los perfiles de humedad, y mejorar la precisión de los perfiles (es decir, mejorar los algoritmos de procesado de los datos), tanto en lo referente a la temperatura como al contenido de vapor de agua.

De todas las posibles mejoras y líneas de investigación futuras que hemos discutido en este apartado, la que en la actualidad ofrece unas perspectivas más optimistas es la de la extensión del método de split-window mediante el coeficiente R. Como hemos analizado en el apartado IV.3.1, la utilización de la diferencia de temperaturas  $T_4-T_5$  para la determinación del contenido de vapor de agua está limitada por los diferentes factores atmosféricos y relacionados con la emisividad, que influyen en  $T_4-T_5$ . Esto hace disminuir la correlación entre ambas magnitudes, y consiguientemente aumenta el error en la estimación de W. Por otro lado, el problema de la determinación de los perfiles atmosféricos desde satélites está actualmente condicionado por la configuración de los sensores operativos, que no ofrecen una resolución vertical ni una precisión suficientes. Es de destacar que la puesta en funcionamiento de futuros sensores con mayores capacidades sería de gran utilidad para la aplicación de la ecuación monocanal, y para realizar la corrección atmosférica necesaria para la aplicación del método de determinación de  $\Delta\epsilon$  descrito en el apartado IV.2. Así, mientras esto no es posible, la metodología basada en el cociente R es una posibilidad de mejora a analizar. Los buenos resultados obtenidos en el plano teórico deberán ser comprobados y validados con datos reales, tanto en lo que se refiere a la determinación del contenido de vapor de agua, como a la modificación del algoritmo de split-window.



## **Capítulo V**

---

### **CONCLUSIONES**



A modo de resumen, presentaremos aquí las conclusiones más interesantes que pueden extraerse del trabajo expuesto en la presente Memoria.

**1º:** Para la resolución de la ecuación de transferencia radiativa a través de la atmósfera en el infrarrojo térmico, y obtener así la ecuación monocanal de corrección atmosférica, se han realizado dos aproximaciones: la linealización de la función de Planck respecto de la temperatura (ecuación II.37); y la aproximación de la absorción débil, que nos ha permitido establecer una relación lineal entre la transmisividad de la atmósfera en un estrato y el contenido de vapor de agua en el mismo (ecuación II.41).

**2º:** Con estas dos aproximaciones, se han determinado las magnitudes físicas atmosféricas que intervienen en la medida de la temperatura de la superficie del suelo desde el espacio. De esta forma, hemos demostrado que la atenuación producida por la atmósfera está relacionada con: (1) el contenido total de vapor de agua,  $W$ ; (2) la temperatura efectiva de la atmósfera,  $T_a^\uparrow$ , que depende de los perfiles verticales de temperatura y humedad (ecuación II.46); y (3) el coeficiente medio de absorción,  $k_i$ , que depende del tipo de atmósfera y del canal considerado.

**3º:** Hemos comprobado que la corrección de emisividad en la ecuación monocanal depende de: (1) la emisividad de la superficie en el canal considerado,  $\epsilon_i$ ; (2) la temperatura de la superficie a través de la función  $L_i(T_i)$  (ecuación II.40); y (3) las características de la atmósfera (el coeficiente  $\gamma_i$ , la temperatura atmosférica  $T_a^\downarrow$ , y la transmisividad de la atmósfera para  $\theta=0^\circ$ ) debido a la componente de reflexión. Para la superficie terrestre, hemos supuesto reflexión lambertiana, mientras que para la superficie del mar hemos considerado reflexión de tipo especular.

**4º:** La ecuación monocanal (ecuación II.61), que es el primer método de corrección desarrollado, se puede aplicar si se conocen con precisión los parámetros atmosféricos enumerados anteriormente y la emisividad de la superficie. Este método permite determinar la temperatura de la superficie a partir de la temperatura registrada en un único canal térmico con un error del orden de 0,2 K, alcanzando 0,3 K en condiciones tropicales.

**5º:** Sin embargo, para la aplicación práctica del método monocanal, es necesario conocer con precisión los perfiles verticales atmosféricos a la hora de paso del satélite y en la zona de estudio. La sensibilidad de la ecuación monocanal a la variabilidad atmosférica es muy grande, por lo que pequeñas variaciones espaciales y temporales pueden producir desviaciones de varios grados en la temperatura corregida. Además, la sensibilidad es mayor a medida que aumenta la humedad atmosférica (Tabla III.6). Por otra parte, para la aplicación de la ecuación monocanal es necesaria la utilización de un modelo radiativo (para calcular el coeficiente de absorción o la transmisividad atmosférica), lo que puede introducir errores, sobre todo en atmósferas

húmedas. Por estos motivos, consideramos que la ecuación monocanal no es un método que pueda aplicarse de forma operativa.

**6ª:** En el modelo de split-window que hemos desarrollado (ecuación II.80), el efecto de la atmósfera (coeficientes  $A$  y  $\Delta$ ), y el de la emisividad de la superficie (coeficiente  $B(\epsilon)$ ) están separados. Esta característica es original en nuestro modelo, y permite la utilización de unos únicos coeficientes  $A$  y  $\Delta$  para todos los tipos de superficie (tanto terrestre como del mar), cambiando solamente el coeficiente  $B(\epsilon)$  que sí depende de la superficie.

**7ª:** En el método de split-window, la influencia de los gases fijos es mayor que en la ecuación monocanal. En esta última, su efecto es prácticamente constante mientras que en el primero es muy acusado para atmósferas con bajo contenido de humedad. Es también destacable la importancia de la variación espectral de la temperatura de la atmósfera, que conduce a la inclusión del coeficiente  $\Delta$  (ecuación II.82).

**8ª:** La ecuación de split-window es sensible a las variaciones atmosféricas, aunque solamente a escala mundial. Por ello, la utilización de coeficientes constantes produce desviaciones sistemáticas en la temperatura (que pueden ser del orden de 0,5-1,0 K) en áreas con una climatología determinada. Los algoritmos lineales con coeficientes constantes sólo tienen validez a escala regional, donde los coeficientes  $A$  y  $\Delta$  pueden ser optimizados en función de un buen conocimiento local de las características atmosféricas (mediante un conjunto de radiosondeos).

**9ª:** Un algoritmo de split-window a escala global debe incluir explícitamente la dependencia atmosférica. La solución propuesta en esta Memoria incluye un coeficiente  $A$  variable de la forma  $A=a_1+a_2(T_4-T_5)$ . De esta forma, tenemos un algoritmo de split-window cuadrático. Por otro lado, la dependencia atmosférica de la corrección de emisividad,  $B(\epsilon)$  (ecuación II.85), recae en el coeficiente  $\beta$ , para el cual pueden tomarse valores medios climatológicos, o hacer una estimación en función del contenido total de vapor de agua (ecuación III.16).

**10ª:** Para la determinación de los coeficientes de nuestro algoritmo operativo, hemos utilizado una extensa base de datos de temperatura de la superficie del mar (medidas "in situ" y coincidentes de satélite) proporcionada por NOAA/NESDIS y CMS-Lannion. La base de datos está recogida en distintas latitudes, por lo que el algoritmo obtenido será aplicable a escala mundial. De esta forma, el algoritmo operativo propuesto ha resultado ser (ecuación IV.1):

$$T = T_4 + [1,0 + 0,58(T_4-T_5)](T_4-T_5) + 0,51 + 40(1-\epsilon) - \beta\Delta\epsilon$$

**11°:** Este algoritmo operativo ha sido validado con una base de datos de temperatura de la superficie terrestre, compuesta por 120 medidas de temperatura "in situ" y sus correspondientes medidas del sensor AVHRR en los canales 4 y 5. La base de datos es la más extensa publicada hasta la fecha referida a medidas en tierra, y ha sido recopilada y proporcionada por Prata (1994b). El error de estimación de la temperatura de la superficie dado por nuestro algoritmo es de 1,1 K. Este error se ha mostrado menor que los proporcionados por los distintos algoritmos de split-window publicados recientemente (Tabla IV.3). Un punto interesante es el estudio en condiciones tropicales, realizado utilizando datos del proyecto HAPEX-Sahel. Aunque la base de datos es muy reducida y con poca significación estadística, hemos podido comprobar que nuestro algoritmo no ofrece una desviación sistemática en la estimación de la temperatura, corroborando que puede utilizarse a escala global, y siendo en la desviación estándar de 2 K en el caso tropical.

**12°:** En el algoritmo de split-window es necesario el conocimiento de la emisividad media,  $\epsilon$ , y de su variación espectral en los canales 4 y 5 del AVHRR,  $\Delta\epsilon$ . La determinación experimental de  $\Delta\epsilon$  es muy complicada, pues es necesario realizar medidas espectrorradiométricas de campo. El modelo que hemos desarrollado (apartado IV.2) constituye un importante paso adelante, pues permite la determinación de  $\Delta\epsilon$  a partir de medidas de satélite, con la resolución espacial y espectral requerida.

**13°:** Finalmente, hemos sugerido distintas líneas de investigación futuras para mejorar el algoritmo de corrección propuesto. En nuestra opinión, la más prometedora es la referente al cociente R, basada en las varianzas y covarianzas de las temperaturas de satélite, ya que, desde el punto de vista teórico, ofrece la posibilidad de disminuir el error de estimación de la temperatura en condiciones de humedad elevada. Así, una posibilidad a investigar es la inclusión del cociente R en el algoritmo cuadrático propuesto.





## Apéndice A

### La absorción de los gases atmosféricos en el infrarrojo térmico

En el infrarrojo térmico, la interacción entre la radiación electromagnética y los gases atmosféricos se restringe a procesos de absorción y emisión. De todos los gases constituyentes de la atmósfera, aquellos que tienen una importancia en el infrarrojo térmico ocupan menos del 1% en volumen. Estos son el vapor de agua, el dióxido de carbono, el ozono, los óxidos de nitrógeno y algunos otros constituyentes minoritarios. Sin embargo, su influencia en el balance radiativo en el sistema Tierra-atmósfera es de capital importancia. En este Apéndice vamos a tratar las propiedades más sobresalientes de los espectros de absorción de los gases atmosféricos en la región del infrarrojo térmico (3-14  $\mu\text{m}$ ). Por otra parte, nos centraremos también en la ventana atmosférica 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , puesto que es la más utilizada en la teledetección térmica de la superficie terrestre. En esta región, analizaremos el espectro de absorción del vapor de agua, que es el principal gas absorbente y emisor, y presenta unas propiedades peculiares: el espectro continuo de absorción.

#### A.1 Espectros de absorción

El espectro de absorción de una molécula depende de sus diferentes niveles de energía interna. Éstos se clasifican en tres grupos: los electrónicos, relativos al movimiento de los electrones en las órbitas; los vibracionales, que se corresponden a la vibración de los núcleos alrededor de sus posiciones de equilibrio; y los rotacionales, referentes a la rotación de la molécula alrededor de su centro de masas. Las transiciones entre estos distintos estados originan los espectros de absorción gaseosa (Flaud, 1988): (i) el espectro rotacional, debido a transiciones en las cuales no cambia el estado electrónico ni el vibracional. La diferencia entre las energías de los estados rotacionales es pequeña, de forma que su influencia ocurre en la región del infrarrojo lejano y las microondas; (ii) el espectro vibracional-rotacional, para el cual no hay cambio en el estado electrónico de las moléculas, situado entre 0,5  $\mu\text{m}$  y 14  $\mu\text{m}$ ; y (iii) el espectro electrónico. La diferencia energética entre los estados electrónico es relativamente grande, de forma que origina las líneas de absorción situadas en las regiones del infrarrojo próximo, el espectro visible y el ultravioleta. En el infrarrojo térmico, las contribuciones más significativas a la absorción atmosférica son el importante espectro vibracional-rotacional y rotacional puro del vapor de agua; el espectro vibracional del dióxido de carbono (dada la

estructura lineal de la molécula, no tiene espectro rotacional); y el espectro vibracional-rotacional del ozono.

La absorción gaseosa es un fenómeno resonante, es decir, sólo se produce cuando la energía (frecuencia) de un fotón es igual a la diferencia de energías entre dos niveles cuánticos. Sin embargo, existen una serie de mecanismos en virtud de los cuales las líneas de absorción sufren un ensanchamiento, de manera que se produce absorción en un intervalo finito de frecuencias alrededor de la frecuencia central de la línea. Una discusión de los distintos mecanismos causantes del ensanchamiento puede encontrarse en Siegel y Howell (1981). En las condiciones de temperatura y presión que se dan en la atmósfera, las principales causas del ensanchamiento son las colisiones entre moléculas, y el efecto Doppler resultante de la distinta agitación térmica de las moléculas (Kondratyev, 1969). El primer mecanismo es dominante en la troposfera y en los niveles más bajos de la estratosfera, debido a que la presión y densidad de los gases es relativamente elevada y, por tanto, la probabilidad de colisión aumenta. En cambio, en los niveles más altos de la atmósfera (a partir de 40 km de altura), la probabilidad de colisión de las moléculas es pequeña y predomina el ensanchamiento debido al efecto Doppler (Kondratyev, 1969).

Como consecuencia del ensanchamiento, una línea de absorción viene caracterizada espectroscópicamente por la posición de su máximo o número de onda central,  $\nu_0$ , su intensidad,  $S$ , y su forma o perfil,  $k(\nu)$ , es decir, el valor del coeficiente de absorción en función del número de onda. Como ejemplo, el perfil clásico de la línea de Lorentz, donde el ensanchamiento es debido a colisiones entre moléculas, se expresa como (Kondratyev, 1969):

$$k(\nu) = \frac{S\alpha}{\pi[(\nu-\nu_0)^2 + \alpha^2]} \quad (1)$$

donde  $\alpha$  es la semianchura, es decir, el valor absoluto de la diferencia entre  $\nu_0$  y el número de onda para el cual la absorción es la mitad del máximo. Para el perfil de Lorentz,  $\alpha$  es proporcional a la presión y depende de la temperatura según  $T^{-n}$ , siendo  $n$  un coeficiente que vale  $n=0,64$  para el vapor de agua,  $n=0,75-0,79$  para el dióxido de carbono y  $n=0,76$  para el ozono (Rothman et al., 1987). Para otros perfiles de líneas de absorción puede consultarse Kondratyev (1969) y Liou (1992).

El espectro vibracional-rotacional y el rotacional puro de los gases atmosféricos consiste en un gran número de líneas de absorción dispuestas unas muy cerca de otras. En ciertas regiones espectrales, las líneas están tan juntas que el ensanchamiento trae como consecuencia su solapamiento, de forma que no es posible distinguir líneas individuales si no bandas de absorción. El gran número de líneas individuales confiere una intrincada estructura al espectro de absorción, de forma que, en la práctica son sustituidas por modelos esquemáticos de bandas

que aproximan la absorción en las distintas regiones espectrales. La construcción de modelos de bandas a partir de las líneas individuales puede consultarse, entre otros, en Kondratyev (1969), Coulson (1975), y Liou (1992). La superposición de los espectros de bandas y líneas aisladas del vapor de agua, el dióxido de carbono y el ozono hace que la atmósfera sea totalmente opaca a la radiación emitida por la superficie terrestre en gran parte del infrarrojo térmico. Describamos ahora las características más importantes de estos espectros.

El vapor de agua es el constituyente atmosférico dominante en cuanto a la absorción de la radiación terrestre. Las transiciones vibracionales-rotacionales de la molécula de agua generan dos intensas y anchas bandas de absorción centradas en los 2,7  $\mu\text{m}$  y 6,3  $\mu\text{m}$ , que se extienden en los intervalos 2,2-3,3  $\mu\text{m}$  y 4,2-7,8  $\mu\text{m}$ , respectivamente (Schanda, 1986). En lo que se refiere al espectro rotacional, es de destacar una banda de gran intensidad centrada sobre los 50  $\mu\text{m}$ , si bien su efecto se hace sentir desde los 20  $\mu\text{m}$  hasta la región de las microondas ( $\lambda \approx 0,5$  cm), existiendo además líneas débiles pertenecientes a la banda rotacional a lo largo de gran parte del espectro infrarrojo (Rinsland et al., 1991). Por otra parte, el dióxido de carbono presenta dos intensas bandas vibracionales centradas sobre los 4,3  $\mu\text{m}$  y los 14,7  $\mu\text{m}$ . Esta última es la más importante y se extiende desde 12,9 hasta 17,1  $\mu\text{m}$  aproximadamente (Kondratyev, 1969). También son de destacar numerosas bandas menos intensas centradas en 2,7  $\mu\text{m}$ , 6,5  $\mu\text{m}$  y 7,7  $\mu\text{m}$  aproximadamente. El espectro de absorción del ozono es menos intenso, pero presenta una fuerte banda de absorción vibracional-rotacional centrada sobre los 9,6  $\mu\text{m}$ . En condiciones atmosféricas usuales, las bandas centradas sobre 3,3  $\mu\text{m}$ , 4,8  $\mu\text{m}$  y 14  $\mu\text{m}$  tienen una intensidad muy reducida (Kondratyev, 1969). En Liou (1992) podemos encontrar un listado de las bandas de absorción más importantes en el infrarrojo térmico. Los parámetros de las líneas de absorción obtenidos en el laboratorio están compilados en la base de datos HITRAN (Rothman et al., 1987) en el intervalo espectral 0-17.900  $\text{cm}^{-1}$ . En esta compilación existen datos sobre más de 100.000 líneas, y los parámetros que se dan son la posición del centro de la línea ( $\text{cm}^{-1}$ ), la intensidad para una temperatura de 296 K ( $\text{cm}^{-1}/\text{mol cm}^{-2}$ ), la semianchura debida a colisiones, también para 296 K ( $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$ ), y el nivel más bajo de energía ( $\text{cm}^{-1}$ ).

Debido a la superposición de los espectros de absorción, únicamente en las regiones 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  y 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  la transmisividad de la atmósfera es suficientemente alta para permitir la medida desde el espacio de la radiancia emitida por la superficie terrestre. Estas regiones se denominan ventanas atmosféricas. Pero incluso en ellas, la absorción y emisión de la atmósfera es significativa, y es debida fundamentalmente al vapor de agua. La ventana 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  está incluida dentro del espectro solar, por lo que la componente de reflexión de radiación solar es importante durante el día. Por otra parte, la emisividad de la superficie terrestre es altamente variable dentro de esta ventana (Elvidge, 1988; Nerry, 1988). Estos hechos motivan que la región 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  haya sido hasta el momento poco utilizada, en comparación con la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , cuyo interés reside en que en ella se encuentra el máximo de emisión terrestre.

Sin embargo, una de las ventajas de la ventana 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  es que la transparencia es mayor, en general, y presenta una dependencia menos acusada con la variación temporal y espacial del vapor de agua. En ambas ventanas el vapor de agua presenta numerosas líneas de absorción débiles. Además, superpuesto a este espectro discreto de líneas se observa el denominado espectro continuo del vapor de agua, caracterizado por una suave variación del coeficiente de absorción con la longitud de onda. En la ventana 3,5-4,2  $\mu\text{m}$  la absorción selectiva es más importante que la continua, contrariamente a lo que sucede en la región 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Una de las propiedades del continuo de absorción es la acusada dependencia con la humedad atmosférica. Esta y otras características del espectro continuo del vapor de agua serán analizadas en el siguiente apartado.

Tabla 1.- Transmisividad de los constituyentes de la atmósfera "U. S. standard", calculada con el modelo atmosférico GENLN2 en los canales 3 (3,5-3,9  $\mu\text{m}$ ), 4 (10,4-11,4  $\mu\text{m}$ ) y 5 (11,5-12,5  $\mu\text{m}$ ) del sensor AVHRR (Saunders y Edwards, 1989).

	canal 3	canal 4	canal 5
$H_2O$	0,901	0,906	0,844
$CO_2$	0,999	0,985	0,996
$O_3$	0,999	1,0	1,0
$N_2O$	0,979	1,0	1,0
$CH_4$	0,977	1,0	1,0
$HNO_3$	1,0	0,999	0,999
$N_2$	0,993	1,0	1,0
$CF_xCl_y$ <sup>a</sup>	1,0	0,994	0,994

<sup>a</sup> Compuestos clorofluorocarbonados,  $CFCl_3$  (F11) y  $CF_2Cl_2$  (F12).

Los demás gases atmosféricos contribuyen también a la absorción observada en las ventanas. Sus líneas de absorción son conocidas con suficiente precisión (Rothman et al., 1987), y su efecto puede ser bien modelado puesto que se trata de gases con una concentración aproximadamente constante. El dióxido de carbono presenta una banda de absorción débil pero significativa centrada sobre 10,4  $\mu\text{m}$ , mientras que por encima de 12,1  $\mu\text{m}$  se empieza a sentir la influencia de la intensa banda vibracional centrada en 15  $\mu\text{m}$ . También constituyentes minoritarios como el metano y el óxido nitroso (en la ventana 3,5-4,2  $\mu\text{m}$ ), el ácido nítrico y compuestos clorofluorocarbonados (10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ) presentan una pequeña absorción. En la Tabla 1 mostramos la transmisividad típica de los distintos constituyentes atmosféricos en los canales 3, 4 y 5 AVHRR. En los tres canales, el mayor absorbente es el vapor de agua, el cual presenta una destacada variabilidad a escala mundial. Tomando las atmósferas estándar subártica en invierno y tropical, la transmisividad del vapor de agua oscila, respectivamente, entre 0,966 y 0,777 en el canal 3; entre 0,982 y 0,583 en el canal 4; y entre 0,966 y 0,431 en el canal 5

(Saunders y Edwards, 1989). La mayor variabilidad observada en los canales de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  es debida a la influencia del continuo de absorción del vapor de agua.

## A.2 El continuo de absorción del vapor de agua

El espectro de absorción del vapor de agua presenta en el intervalo 8-13  $\mu\text{m}$  unas pocas líneas débiles. Sin embargo, la absorción observada en esta región es más elevada que la que originarían dichas líneas, de forma que debe existir un mecanismo distinto de absorción. En efecto, las líneas débiles están superpuestas a un espectro continuo de absorción, es decir con una variación monótona y suave respecto de la longitud de onda. En la Figura 1 se representa el coeficiente de absorción del vapor de agua en el infrarrojo térmico, donde aparecen las dos intensas bandas centradas en 6,3 y 50  $\mu\text{m}$ , que flanquean la región de la ventana, donde se aprecia la variación continua del coeficiente de absorción. Las evidencias experimentales han mostrado diferencias sustanciales entre la absorción continua y la debida a líneas o bandas, de manera que se suele expresar el coeficiente de absorción del vapor de agua como la combinación de dos componentes

$$k(\nu) = k_l(\nu) + k_c(\nu) \quad (2)$$

donde  $k_l(\nu)$  es el coeficiente de absorción de las líneas (selectiva) y  $k_c(\nu)$  es el coeficiente de absorción continuo. Cuantitativamente, la componente continua es más importante que la selectiva en la región espectral 8-13  $\mu\text{m}$ , de ahí su interés en el intercambio radiativo entre la superficie terrestre y la atmósfera, y por supuesto en la teledetección. Desgraciadamente, una revisión de la literatura muestra una considerable variación de los valores del coeficiente de absorción publicados en los últimos 25 años. Las dificultades que plantea el continuo de absorción son de tipo experimental y teórico. Por una parte, la medida del coeficiente de absorción es complicada debido a la elevada transparencia de esta región del espectro. Por ello, es necesario disponer de espesores ópticos del orden de 1 km, bien en células de reflexión en el laboratorio, o caminos horizontales en la atmósfera. En ambos casos es necesario conocer la concentración del vapor de agua, la temperatura y la presión a lo largo el camino óptico, y controlar la presencia de impurezas u otros constituyentes atmosféricos en la muestra estudiada. Una discusión de las ventajas e inconvenientes de los distintos métodos de medida del continuo de absorción puede encontrarse en Grant (1990). Además, dada la naturaleza continua del espectro, no es posible definir un nivel de transmisión del 100% al cual referir las medidas experimentales. Por otra parte, no existe por el momento una explicación teórica de los mecanismos que producen la absorción continua del vapor de agua. Más adelante expondremos brevemente las dos teorías desarrolladas a tal efecto: la superposición de los extremos alejados de las líneas de absorción vecinas, y la absorción debida a dímeros (o en general, polímeros) de vapor de agua.

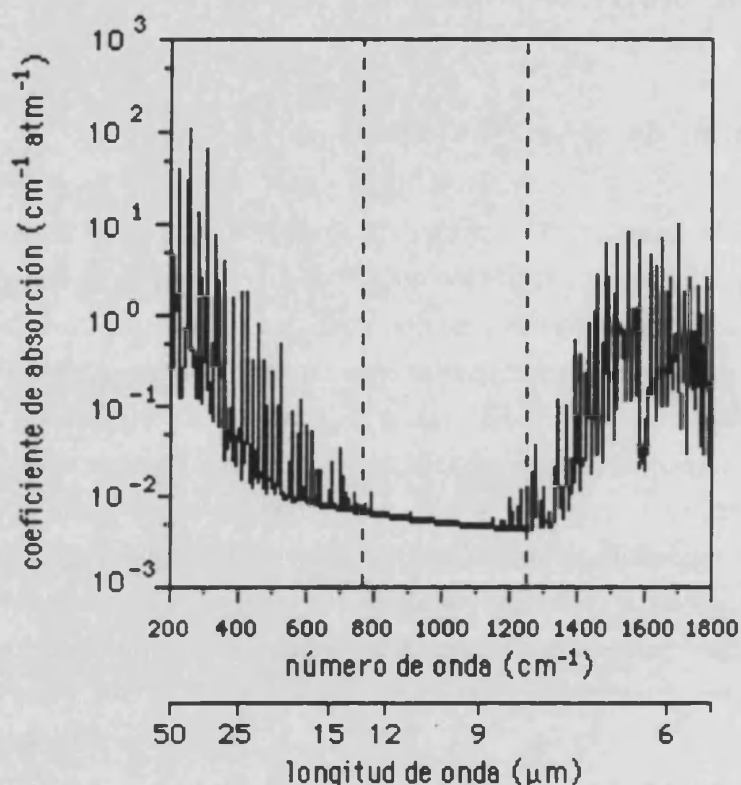


Figura 1.- Espectro de absorción infrarrojo del vapor de agua, señalando la región dominada por la absorción continua (8-13  $\mu\text{m}$ ) (Varanasi, 1988).

Por todo lo dicho, las medidas del coeficiente continuo del vapor de agua presentan una incertidumbre elevada y no es sorprendente que los resultados de los distintos investigadores difieran entre sí. Como consecuencia, las propiedades del coeficiente continuo, su dependencia con la longitud de onda, la presión, la temperatura y la humedad no están totalmente determinadas. Sin embargo, existen evidencias experimentales que muestran unas propiedades características del espectro continuo, en relación con las del espectro de líneas o selectivo. Estas características diferenciadoras se pueden enumerar como sigue:

(1) El coeficiente de absorción continuo varía lentamente con la longitud de onda, aumentando de forma monótona con ésta. Basándose en medidas experimentales, distintos autores proponen diversas aproximaciones de la dependencia con la longitud de onda utilizando funciones trascendentes (Roberts et al., 1976; Clough et al., 1980).

(2) Existe una dependencia con el contenido de vapor de agua. Siguiendo a Bignell (1970), es usual expresar el coeficiente de absorción a la temperatura  $T$ , en función de la presión total,  $p$ , y presión parcial del vapor de agua,  $e$ , como

$$k_c(\nu) = k_1(\nu, T) p + k_2(\nu, T) e \quad (3)$$

donde  $k_1(\nu, T)$  es el coeficiente de absorción por unidad de presión total y  $k_2(\nu, T)$  es el coeficiente de absorción por unidad de presión parcial del vapor. Se ha encontrado que el coeficiente  $k_2$  es mucho mayor que  $k_1$  (según Roberts et al., 1976, un límite aceptable puede ser  $k_{1\lambda}/k_{2\lambda} < 0,001$ ), de forma que  $k_1$  sólo tendría importancia para concentraciones muy bajas de vapor de agua. En condiciones atmosféricas usuales el término dominante es el segundo sumando (llamado a veces absorción de tipo-e), que es proporcional al contenido en vapor de agua. Esto contrasta con el coeficiente de absorción de las líneas, que es independiente del contenido en vapor de agua.

(3) El coeficiente continuo presenta una fuerte dependencia negativa con la temperatura. Bignell (1970) midió una disminución del 2% por grado centígrado entre 21 y 45 °C. Estas observaciones iniciales han sido confirmadas posteriormente por otras más recientes, aunque existen pocas medidas por debajo de 20 °C. En el intervalo de temperaturas entre 20 y 100 °C, Varanasi (1988) propone una dependencia de la forma  $\exp(\Theta/T)$ , siendo  $\Theta$  una constante con dimensiones de temperatura, cuyo valor estimado a partir de distintos conjuntos de medidas es de  $\Theta = 1800 \pm 200$ . La dependencia con la temperatura de las líneas de absorción, como  $T^{-0,64}$  (Rothman et al., 1987), es mucho más reducida.

### A.3 Teorías del continuo

Las peculiares características del continuo de absorción han hecho surgir dos tipos de modelos que intentan explicar su naturaleza física. Ambas teorías consiguen explicar la característica dependencia del coeficiente continuo con la presión de vapor, aunque presentan problemas en otros aspectos. De hecho, ninguna de ellas ha sido validada, debido a la falta de resultados experimentales definitivos. A continuación exponemos brevemente los aspectos más destacables de estas teorías. Una descripción más detallada puede encontrarse en Coll et al. (1991a).

*Superposición de los extremos de las líneas de absorción:* Según esta teoría, la absorción observada en el intervalo 8-13  $\mu\text{m}$  se debe a la suma de las contribuciones de los extremos de las intensas bandas que flanquean dicha región, es decir la banda de los 6,3  $\mu\text{m}$  y la banda rotacional pura. El solapamiento de las líneas es debido al ensanchamiento que sufren éstas a causa de las colisiones de las moléculas de agua. Las colisiones pueden ser entre moléculas de agua, o bien de moléculas de agua con otras presentes en la atmósfera (principalmente nitrógeno). El efecto del primer tipo de colisiones se expresa en términos del coeficiente de auto-ensanchamiento,  $C_S$  (*self-boardening coefficient*), mientras que el efecto del segundo tipo viene dado por el coeficiente de ensanchamiento externo,  $C_F$  (*foreign-gas-boardening coefficient*)



(Burch y Alt, 1984). El número de colisiones entre moléculas de agua es proporcional a la concentración de las mismas, que puede expresarse en términos de la presión parcial del vapor de agua. De la misma forma, el efecto de las colisiones del segundo tipo es proporcional a la presión parcial de los otros gases, lo que reproduce la dependencia típica del continuo expresada en la ecuación (3). En la actualidad se conocen con suficiente precisión los parámetros de las líneas que componen la banda de los 6,3  $\mu\text{m}$ , pero los datos de la banda rotacional son fundamentalmente teóricos (Varanasi, 1988). Por otra parte, se ha comprobado que el perfil de Lorentz es sólo una aproximación válida para las regiones centrales de las líneas, y no puede ser aplicado a los extremos (Kondratyev, 1969). En el trabajo teórico de Clough et al. (1980, 1986) se introduce una modificación semiempírica de forma de la línea, basándose en medidas de laboratorio. De forma similar, Thomas y Nordstrom (1985) demuestran una precisa representación de los datos experimentales en función de la temperatura y la presión. Sin embargo, esta aproximación no es capaz de predecir el rápido decrecimiento del coeficiente de absorción con la temperatura. El coeficiente de absorción de las líneas del vapor de agua es proporcional a  $T^{-0.64}$  (Rothman et al., 1987), por tanto es de esperar el fracaso de la teoría de la superposición en este aspecto.

*Absorción de los dímeros de vapor de agua:* El problema de la dependencia con la temperatura ha llevado a algunos investigadores a la hipótesis de que la absorción podía atribuirse a la molécula dímica del agua  $-(\text{H}_2\text{O})_2-$ , es decir, dos moléculas de agua unidas por un puente de hidrógeno (Varanasi et al., 1968; Bignell, 1970). En este caso, el coeficiente de absorción sería proporcional al número de dímeros de agua, que es a su vez, proporcional a  $\exp(-\Delta H/RT)$ , siendo  $\Delta H$  la entalpía molar del puente de hidrógeno y  $R$  es la constante universal de los gases. Así,  $\Delta H/R=2.516$  K, reproduciendo aceptablemente las medidas experimentales de Varanasi (1988). La dependencia del coeficiente de absorción con la presión de vapor queda asimismo justificada ya que, a mayor concentración de vapor de agua, mayor probabilidad de formación de dímeros (Lee, 1972). Aunque es indudable que los dímeros existen en la atmósfera, parece que la cantidad esperada de ellos en una muestra en equilibrio térmico es muy pequeña en comparación con la concentración necesaria para explicar la absorción continua. Estudios teóricos recientes muestran que a una temperatura de 295,15 K, sólo el 0,18% del vapor de agua saturado está en la fase dímica (Slanina, 1988). Por otra parte, dado que las propiedades ópticas de los aerosoles dependen de la humedad relativa, la absorción asociada a ellos presentará unas características similares a las mostradas por agregados bimoleculares, trimoleculares y en general polimoleculares de agua. Estas otras fuentes de absorción continua pueden ser: (i) iones hidratados, (ii) *clusters* de prenucleación de aerosoles, (iii) núcleos Aitken ultrafinos, y (iv) núcleos Aitken "invisibles" (Zalabsky et al., 1980).

Una conclusión importante sobre el estado del problema del continuo de absorción del vapor de agua es que son necesarias aún mayor número de medidas con buena precisión. Entre el conjunto de datos analizados por Grant (1990), sólo unos pocos de ellos alcanzan una

precisión entre el 5-10% para el coeficiente de absorción, mostrando cierto acuerdo entre ellos y los valores más bajos del coeficiente, lo que indica que las medidas están libre de impurezas en el laboratorio y del efecto de los aerosoles en medidas realizadas en la atmósfera (Burch y Alt, 1984; Devir et al., 1988). Para determinar el efecto de la superposición de las líneas de absorción, se requiere determinar con más precisión los coeficientes de absorción de los espectros rotacional y vibracional-rotacional del vapor de agua. Sin embargo, la teoría de la superposición no puede explicar, por el momento, la dependencia negativa con la temperatura. A pesar de ello, y debido a la escasa concentración esperada de la molécula dímica de agua, la hipótesis de la superposición de los extremos de líneas alejadas ensanchadas por efecto de las colisiones parece ser el mecanismo actualmente más plausible, al menos para temperaturas y presiones parciales de vapor de agua bajas (Thomas y Nordstrom, 1985). Respecto a la dependencia con la temperatura, es necesario obtener resultados experimentales para temperaturas menores que 20 °C, es decir, en las condiciones atmosféricas usuales.



## Apéndice B

### Funciones de respuesta espectral de los canales térmicos de los sensores TM y AVHRR

Las medidas realizadas desde satélite integran la radiancia monocromática emergente de la atmósfera en un intervalo de longitudes de onda determinado. Sin embargo, los detectores utilizados para realizar la medida no son igualmente sensibles para todas las longitudes ó números de onda dentro de este intervalo. Es por ello necesario conocer la función que determina la respuesta espectral de un canal dado, también llamada en ocasiones función filtro,  $f_i(\nu)$ . La señal registrada por el canal  $i$  a bordo de un satélite,  $S_i$ , viene dada por la convolución de la función filtro y la radiancia monocromática que llega a la altura del sensor,  $R_\nu$ , de acuerdo con la expresión:

$$S_i = \frac{\int_0^{\infty} f_i(\nu) R_\nu d\nu}{\int_0^{\infty} f_i(\nu) d\nu} \quad (1)$$

La integral que aparece en el denominador de la ecuación (1) es la norma de la función filtro, y hace que las unidades de  $S_i$  sean las mismas que las de la radiancia  $R_\nu$ . Así, podemos asimilar  $S_i$  a la función de Planck, con lo que la determinación de una temperatura equivalente es posible. En general, y por simplicidad, es conveniente utilizar la función filtro normalizada, es decir, definida de tal forma que  $\int_0^{\infty} f_i(\nu) d\nu = 1$ . En este Apéndice vamos a dar las funciones filtro de los canales térmicos de los sensores *Thematic Mapper* (TM) a bordo del satélite Landsat 5, y *Advanced Very High Resolution Radiometer* (AVHRR) a bordo de los satélites de la serie NOAA. Damos a continuación la representación gráfica de las funciones normalizadas  $f_i(\nu)$  del canal 6 TM, con unos límites nominales de 10,4-12,5  $\mu\text{m}$ , y los canales 4 y 5 AVHRR, con límites nominales 10,4-11,4  $\mu\text{m}$  y 11,5-12,5  $\mu\text{m}$ , respectivamente.

#### B.1 Canal 6 TM

El canal 6 del sensor TM dispone de 4 detectores térmicos, ( $j=1-4$ ), aunque en el caso del satélite Landsat 5 los detectores pares ( $j=2, 4$ ) e impares ( $j=1, 3$ ) son iguales entre si. De esta forma, la señal registrada por el canal 6 TM ( $i=6$ ) vendrá dada por:

$$S_6 = \frac{1}{2} \left[ \int_0^{\infty} f_6^p(\nu) R_\nu d\nu + \int_0^{\infty} f_6^i(\nu) R_\nu d\nu \right] \quad (2)$$

donde  $f_6^p(\nu)$  y  $f_6^i(\nu)$  son, respectivamente, las funciones filtro normalizadas de los detectores pares e impares del canal 6 TM. En la Figura 1 están representadas estas funciones de respuesta espectral (Markham y Barker, 1985).

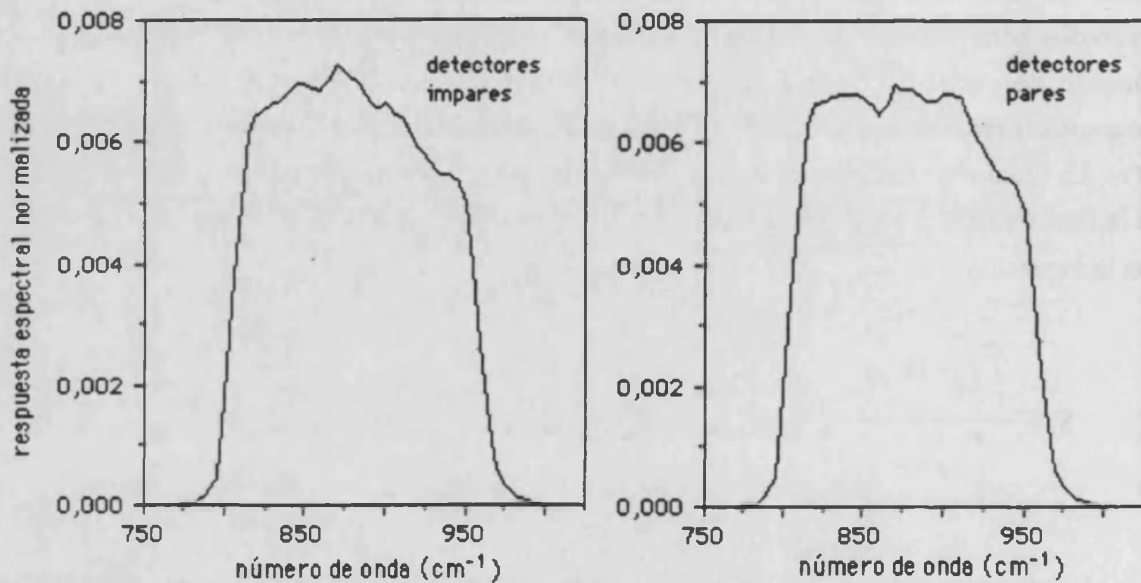


Figura 1.- Funciones de respuesta espectral de los detectores ímpares y-pares del canal 6 del TM (Landsat-5).

## B.2 Canales 4 y 5 AVHRR

Hasta el lanzamiento del satélite NOAA-12, sólo los satélites impares de la serie NOAA disponían de dos canales distintos dentro de la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  (canales de split-window). A partir de ese momento, está previsto que todos los satélites de la serie lleven el sensor AVHRR/2 con los canales 4 y 5. En las Figuras 2, 3 y 4 mostramos las funciones de respuesta espectral normalizada de los canales 4 y 5 AVHRR, para los satélites NOAA-9, 11, y 12, respectivamente (Planet, 1988).

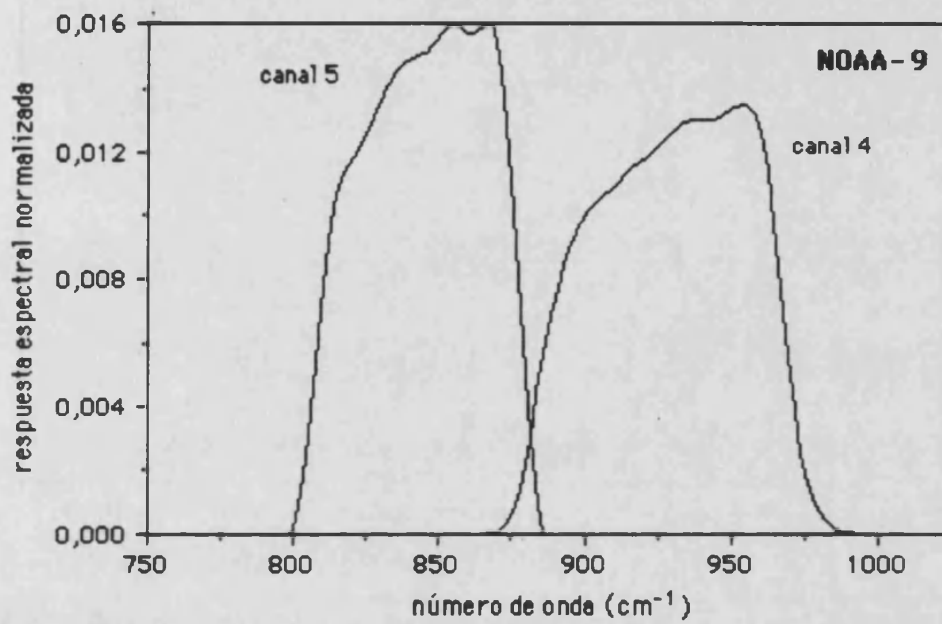


Figura 2.- Función de respuesta espectral normalizada de los canales 4 y 5 del AVHRR del satélite NOAA-9.

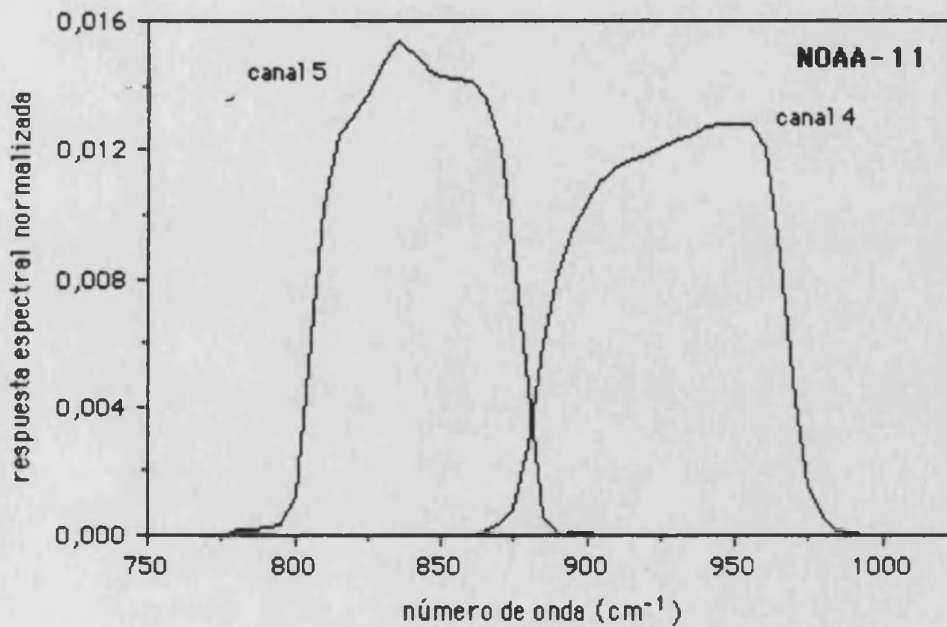


Figura 3.- Función de respuesta espectral normalizada de los canales 4 y 5 del AVHRR del satélite NOAA-11.

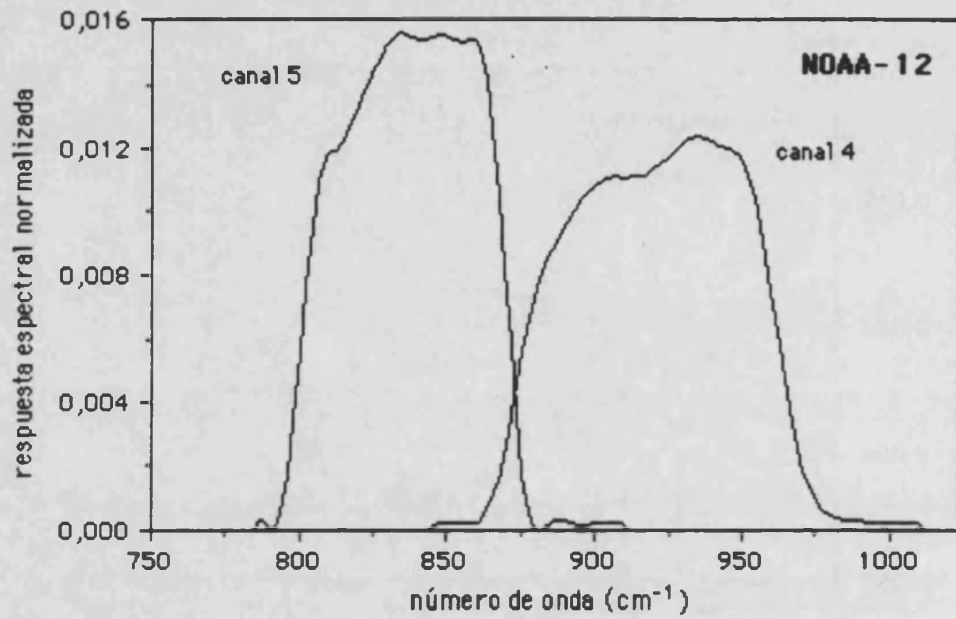


Figura 4.- Función de respuesta espectral normalizada de los canales 4 y 5 del AVHRR del satélite NOAA-12.

## Apéndice C

### El programa de transmisividad y radiancia atmosféricas LOWTRAN 7

El programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988) es la última versión disponible de una serie de programas de cálculo de la transmisividad y radiancia de la atmósfera, que modifica y actualiza las versiones anteriores, entre ellas el LOWTRAN 6 (Kneizys et al., 1983) y el LOWTRAN 5 (Kneizys et al., 1980). En este Apéndice pretendemos exponer algunas de las características más interesantes de esta serie de programas, que han sido ampliamente utilizados para la simulación de medidas realizadas por satélites. Primeramente se presentarán los aspectos generales de este modelo de propagación atmosférica. Seguidamente discutiremos las bases físicas del programa, incidiendo principalmente en lo que se refiere al infrarrojo térmico. Finalmente mostraremos un ejemplo de aplicación al cálculo de la transmisividad y radiancia emitida por la atmósfera en la región espectral 8-14  $\mu\text{m}$ .

#### C.1 Aspectos generales

Para un camino atmosférico dado, el programa LOWTRAN 7 calcula la transmisividad, la radiancia dispersada solar y lunar, la irradiancia solar directa, y la radiancia emitida por la atmósfera en el infrarrojo térmico. Los procesos de dispersión pueden tratarse con los modelos de dispersión simple y múltiple. La resolución espectral con que trabaja el programa es de 20  $\text{cm}^{-1}$  (que equivale aproximadamente a 0,2  $\mu\text{m}$  para  $\lambda=10 \mu\text{m}$ ), con valores dados cada 5  $\text{cm}^{-1}$ , y cubriendo el espectro electromagnético desde 0 hasta 50.000  $\text{cm}^{-1}$  (desde 0,2  $\mu\text{m}$  hasta infinito). Las líneas de absorción de los gases atmosféricos y el espectro continuo están evaluadas utilizando un modelo de bandas monoparamétrico. La absorción continua del vapor de agua en la región de los 10  $\mu\text{m}$  ha sido modificada respecto al predecesor LOWTRAN 6. Los coeficientes de absorción dependientes de la concentración del vapor de agua (*self-boardening coefficient*) han sido reducidos aproximadamente en un 20%, basándose en las medidas de laboratorio de Burch y Alt (1984), y en las medidas atmosféricas de Devir et al. (1987, 1988). Por otra parte, en el programa están incluidos los procesos de dispersión molecular y de aerosoles, y la absorción y dispersión debida a las partículas higrometeorológicas. En el cálculo de la trayectoria de la radiación a través de la atmósfera se tiene en cuenta la refracción y la curvatura de la superficie terrestre. El programa incluye modelos representativos de atmósferas estándar, aerosoles, nubes, y lluvia, con la posibilidad de reemplazarlos por modelos introducidos por el usuario. De esta forma es posible utilizar perfiles atmosféricos de presión, temperatura, y



humedad, obtenidos a partir de radiosondeos. El programa LOWTRAN 7 dispone de una nueva base de datos atmosféricos, consistente en perfiles verticales (0-100 km) de trece especies de gases minoritarios. El programa define seis atmósferas estándar climatológicas (subárticas en verano e invierno, latitudes medias en verano e invierno, tropical y estándar U.S.A.), dando la temperatura, presión, densidad y razones de mezcla del H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>, CO y N<sub>2</sub>O, en función de la altitud. El usuario puede encontrar en el programa LOWTRAN 7 distintos modelos de aerosoles para la capa límite (0-2 km): (i) rural, (ii) marítimo, (iii) urbano y (iv) marítimo 'Navy' (Gathman, 1983). Para el resto de la troposfera (2-10 km) existe un modelo único de aerosoles. Para los aerosoles estratosféricos (10-30 km) existe un modelo básico (*background*), y la posibilidad de definir distintas combinaciones de aerosoles de tipo volcánico. Los modelos troposférico y estratosférico pueden ser modificados de acuerdo con la época del año. También existen distintos modelos de nubes (cúmulos, estratos, altoestratos, estratocúmulos, nimboestratos, y cirros), nieblas y lluvias.

Una de las principales innovaciones del programa LOWTRAN 7 es su modelo de dispersión múltiple (Isaacs et al., 1987), que tiene en cuenta que parte de la radiación dispersada puede retornar nuevamente a la dirección de propagación. El error introducido por esta nueva parametrización es menor del 20% en el espectro solar y térmico, considerando todos los ángulos de visión posibles.

Finalmente, el programa LOWTRAN contiene un programa para realizar el filtrado de los datos espectrales de transmisividad y radiancia, que son el 'output' primario del LOWTRAN. Para ello, el usuario debe construir unos ficheros especiales que contengan la función de respuesta espectral normalizada de los canales de los sensores que se desee simular. Aplicando el programa filtro, se calculan la transmisividad y radiancia efectivas en el canal considerado, de acuerdo con las ecuaciones (II.29) y (II.26a y b), respectivamente.

## C.2 Bases físicas del modelo

Discutiremos ahora algunas de las bases físicas del modelo LOWTRAN 7, especialmente las que son de interés para la aplicación del mismo en el dominio espectral del infrarrojo térmico. Nos referiremos a las atmósferas estándar incluidas en el programa, los modelos de absorción empleados para determinar la transmisividad y radiancia atmosférica, y los distintos modelos de aerosoles.

### C.2.1 Atmósferas estándar

Como se ha indicado, el programa LOWTRAN contiene 6 atmósferas estándar climatológicas, indicando la altitud, temperatura, presión, densidad de vapor de agua, ozono,

metano, monóxido de carbono, y óxido de nitrógeno. Estas atmósferas estándar son la tropical (15° N), latitudes medias en verano (45° N, julio), latitudes medias en invierno (45° N, enero), subártica en verano (60° N, julio), subártica en invierno (60° N, enero), y la estándar U.S.A. Los datos están dados cada 1 km entre 0 y 25 km; cada 5 km entre 25 y 50 km, y finalmente a 70 y 100 km. En la Figura II.1 (Capítulo II) mostramos los perfiles de vapor de agua para las 6 atmósferas estándar. Los perfiles verticales de la temperatura y del ozono están representados en la Figura 1. La densidad del dióxido de carbono se asume proporcional a la cantidad  $(P/P_0)(T_0/T)$ , con  $P_0=1013$  mb y  $T=273$  K. Por otra parte, existe la posibilidad de introducir perfiles verticales por parte del usuario. Esto es especialmente útil en el caso de disponer de las medidas usuales realizadas por los radiosondeos meteorológicos (altura, presión, temperatura, y humedad). Respecto al vapor de agua, el programa acepta su especificación en forma de humedad relativa, presión de vapor, razón de mezcla en volumen o masa, densidad, y temperatura de rocío.

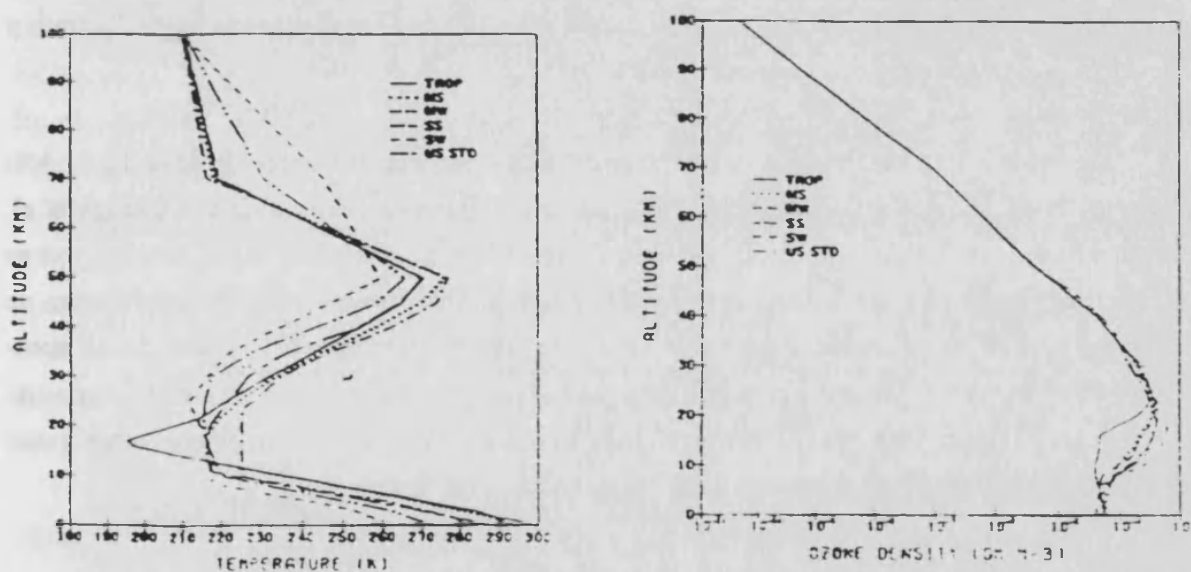


Figura 1.- Perfiles verticales de temperatura y densidad del ozono para las 6 atmósferas estándar del programa LOWTRAN (Kneizys et al., 1980): TROP (tropical), MS (latitudes medias en verano), MW (latitudes medias en invierno), SS (subártica en verano), SW (subártica en invierno), US STD (estándar U.S.A.)

### C.2.2 Transmisividad y radiancia atmosféricas

El programa LOWTRAN calcula la transmisividad y la radiancia atmosféricas en función del número de onda  $\nu$ , basándose en la estratificación de la atmósfera en capas isotérmicas. La transmisividad total de la atmósfera es pues el producto de la transmisividad calculada para cada estrato, a lo largo de la dirección de propagación. Para un estrato dado, la transmisividad es calculada como el producto de las transmisividades debidas a cuatro factores: (i) las bandas de absorción molecular, (ii) la dispersión molecular, (iii) la extinción de los aerosoles, y (iv) la

absorción continua. En la banda del infrarrojo térmico 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , la dispersión molecular es totalmente despreciable. Para la extinción debida a los aerosoles, el programa LOWTRAN 7 incorpora un nuevo modelo de dispersión múltiple desarrollado por Isaacs et al. (1987). En Isaacs y Vogelmann (1988) se muestran ejemplos del efecto introducido por este nuevo modelo de dispersión. Respecto de las bandas de absorción molecular, está compuesta a su vez de cuatro componentes: el vapor de agua, el ozono, el ácido nítrico, y los demás gases fijos ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$  y  $\text{N}_2$ ). La forma general de la función transmisividad para las bandas de absorción molecular contiene una exponencial doble (Wan y Dozier, 1992):

$$\tau = \exp[-(10^C W^*)^a] \quad (1)$$

donde  $C'$  es un parámetro independiente de la temperatura tabulado a intervalos de  $5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $W^*=(P/P_0)^m(T/T_0)^nW$  es el contenido equivalente de la especie absorbente, siendo  $W$  el contenido real, y  $a$ ,  $m$ , y  $n$  son parámetros propios de cada gas y de cada región espectral, dados por Rothman et al. (1987). La ecuación (1) está basada en el modelo de transmisividad FASCOD2 (Clough et al., 1986), cuya resolución espectral ha sido degradada hasta  $20 \text{ cm}^{-1}$ , y ha sido comprobado frente a medidas experimentales (Devir et al., 1988).

Un aspecto importante a considerar es la absorción continua del vapor de agua. El modelo utilizado en el programa LOWTRAN 7 ha sido desarrollado originalmente por Clough et al. (1980). La transmisividad debida al continuo viene dada por  $\tau_c=\exp[-k_c(v)x]$ , donde  $k_c(v)$  es el coeficiente de absorción y  $x$  es la longitud del camino atmosférico. El coeficiente de absorción,  $k_c(v)$ , se expresa como la suma de dos componentes, una debida al autoensanchamiento de las líneas del vapor de agua por colisiones entre las propias moléculas de agua, y otra debida al ensanchamiento externo, es decir, por las colisiones con otros gases atmosféricos. De esta forma, el coeficiente continuo adquiere la expresión:

$$k_c(v) = \rho_S v \tanh(hc/2kT) \left[ \left( \frac{\rho_S}{\rho_0} \right) C_S(v,T) + \left( \frac{\rho_F}{\rho_0} \right) C_F(v,T) \right] \quad (2)$$

donde  $hc/k=1,43879 \text{ K/cm}^{-1}$ ,  $\rho_S$  y  $\rho_F$  son las densidades del vapor de agua y de las demás especies atmosféricas, respectivamente,  $\rho_0$  es una densidad de referencia para 1013 mb y 296 K, y  $C_S$  y  $C_F$  son las componentes de autoensanchamiento y ensanchamiento externo, respectivamente (ver Apéndice A), que dependen del número de onda y de la temperatura. La formulación de la ecuación (2) tiene la ventaja de que el coeficiente de absorción decrece al incrementarse la temperatura, a través del cociente  $(\rho_F/\rho_0)$ . Los coeficientes  $C_S$  y  $C_F$  están obtenidos a partir de los resultados experimentales de Burch y Alt (1984), medidos para una temperatura de 296 K. Estos resultados experimentales muestran un buen acuerdo con otras medidas experimentales de laboratorio y realizadas en caminos atmosféricos abiertos (Grant, 1990). Burch y Alt también realizan medidas a unas temperaturas más altas, que sirven para

evaluar la fuerte dependencia con la temperatura del coeficiente de absorción. Teniendo en cuenta esta dependencia, el programa LOWTRAN 7 contienen los valores correspondientes a una temperatura de 260 K, calculados mediante la extrapolación de los datos experimentales de 296 K. Para el cálculo de la transmisividad del continuo del vapor de agua a lo largo de caminos atmosféricos con temperatura variable, el programa interpola o extrapola el coeficiente de absorción entre las dos temperaturas mencionadas.

Para ilustrar el cálculo de la transmisividad del programa LOWTRAN 7 a lo largo de caminos atmosféricos verticales, hemos construido la Figura 2, donde se muestra la transmisividad de la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno en el intervalo espectral 2-15  $\mu\text{m}$ . En esta Figura hemos separado la contribución de los gases absorbentes más importantes: el vapor de agua (bandas y continuo), el dióxido de carbono y el ozono. En la parte inferior mostramos la transmisividad atmosférica total, indicando la región de las ventanas 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  y 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Los datos espectrales están dados cada 5  $\text{cm}^{-1}$ , lo que equivale a 0,01  $\mu\text{m}$  en la región de los 4  $\mu\text{m}$ , y a 0,05  $\mu\text{m}$  en la región de los 10  $\mu\text{m}$ . En la Figura 3 mostramos con más detalle la transmisividad de los gases anteriores en la ventana 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ , incluyendo también la transmisividad debida al ácido nítrico y a los demás gases minoritarios. En el caso del vapor de agua, sólo se muestra componente debida a las bandas de absorción. Finalmente, para ilustrar el efecto de la absorción continua del vapor de agua, hemos construido la Figura 4, donde se muestra la transmisividad calculada para las 6 atmósferas estándar contenidas en el programa LOWTRAN 7 en el intervalo espectral 3-14  $\mu\text{m}$ . En esta Figura se aprecia la gran variabilidad climatológica que introduce la componente continua de la absorción en la región 8-14  $\mu\text{m}$ . En la región de la 4  $\mu\text{m}$ , la variabilidad atmosférica es mucho menor, y en general la transmisividad resulta más elevada.

Una vez determinada la transmisividad, la radiancia atmosférica para el número de onda  $\nu$  se calcula según la expresión:

$$I(\nu) = \sum_{i=1}^{N-1} [\tau_a(i) - \tau_a(i+1)] B_\nu \left[ \frac{T(i) + T(i+1)}{2} \right] \left[ \frac{\tau_s(i) + \tau_s(i+1)}{2} \right] + B_\nu(T_b) \prod_{i=1}^N \tau_t(i) \quad (3)$$

donde el sumatorio representa la contribución de la atmósfera, y el segundo término es la contribución de la frontera (por ejemplo, la superficie terrestre suponiendo emisividad igual a uno). En la ecuación (3),  $\tau_a$  es la transmisividad debida a la absorción,  $\tau_s$  es la transmisividad debida a la dispersión,  $\tau_t = \tau_a \times \tau_s$  es la transmisividad total,  $B_\nu(T)$  es la función de Planck para el número de onda  $\nu$  y a la temperatura  $T$ , y  $T_b$  es la temperatura de la frontera (superficie). En el cálculo de la radiancia se supone equilibrio termodinámico local.

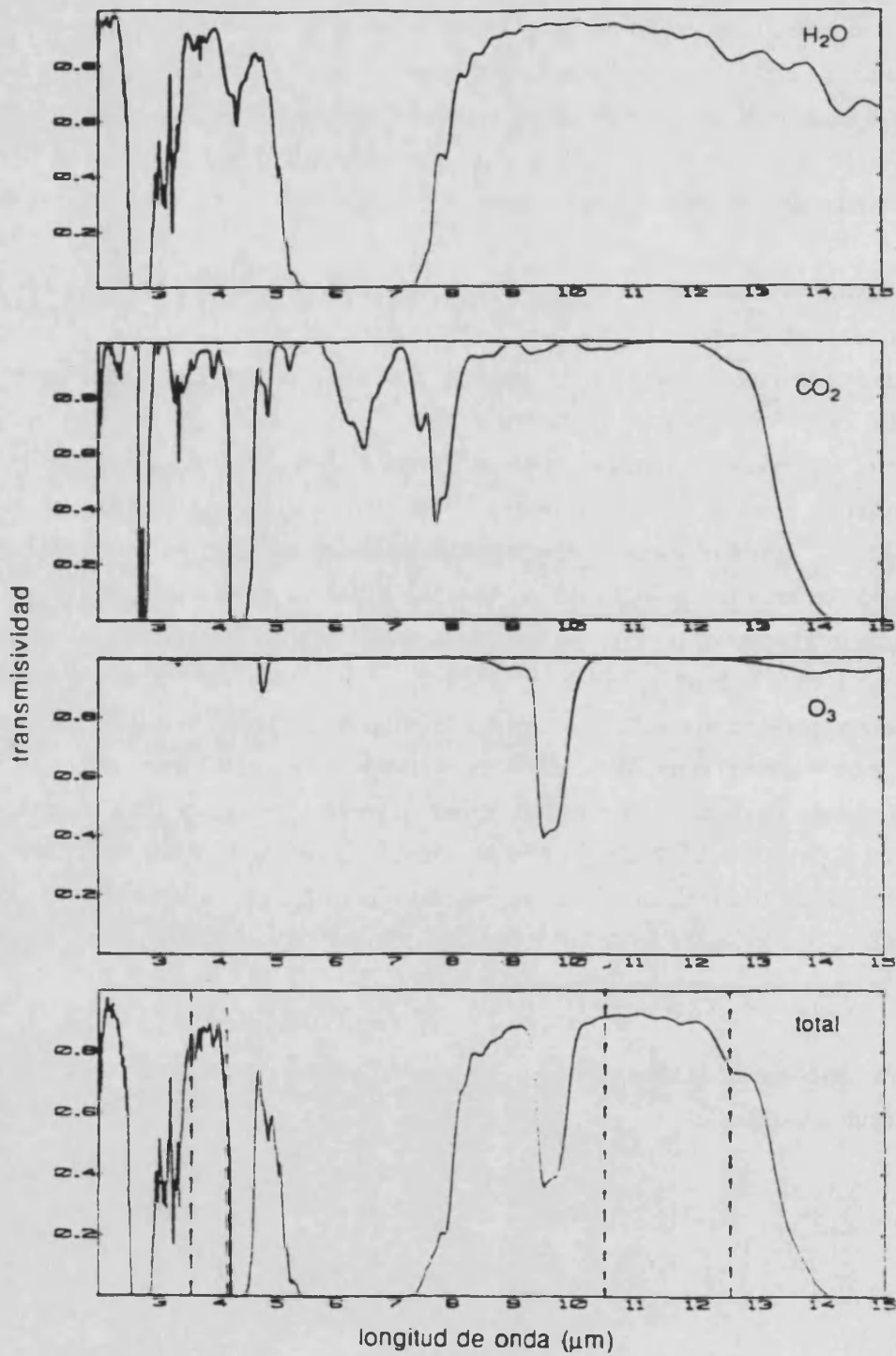


Figura 2.- Transmisividad de la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno, para un camino vertical. Se presenta el efecto del vapor de agua, el dióxido de carbono, el ozono y la transmisividad total. La región de las ventanas atmosféricas 3,5-4,1  $\mu\text{m}$  y 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  está indicada.

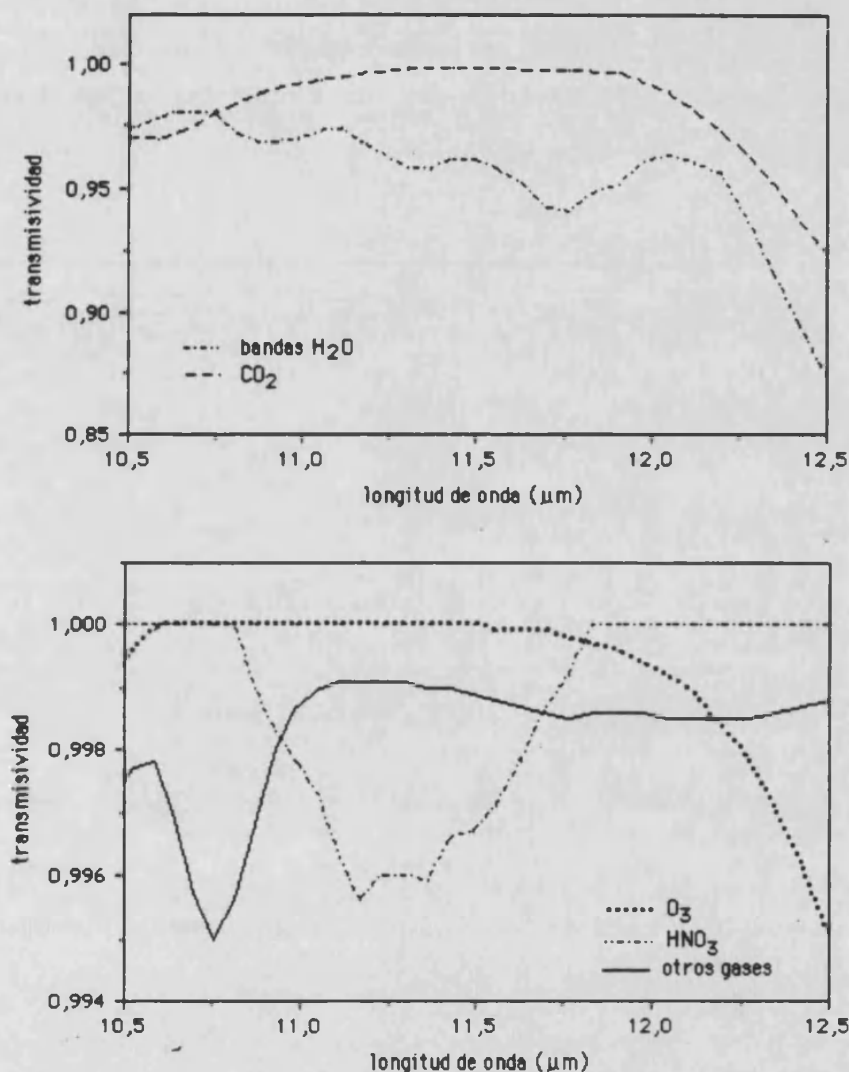


Figura 3.- Transmisividad debida a las bandas de absorción de los distintos gases atmosféricos, calculada para un camino vertical en la atmósfera estándar de latitudes medias en invierno.

### C.2.3 Modelos de aerosoles

El programa LOWTRAN 7 incluye diversos modelos de aerosoles, que se diferencian entre si en la distribución vertical y el tipo de partículas. La estructura vertical de los aerosoles se especifica dividiendo la atmósfera en cuatro regiones: la capa límite (0-2 km), la alta troposfera (2-10 km), la parte baja de la estratosfera (10-30 km), y las capas altas de la atmósfera (30-100 km). Para la capa límite existen cuatro modelos de aerosoles: (i) el rural, (ii) el urbano, (iii) el marítimo, y (iv) el marítimo 'Navy'. Estos modelos tienen en cuenta la dependencia con la humedad atmosférica. También se puede especificar la visibilidad horizontal, definida como  $VIS=3,912/\beta$ , siendo  $\beta$  el coeficiente de extinción evaluado para  $0,55 \mu m$ . Para las capas superiores de la atmósfera, la distribución de los aerosoles se vuelve más homogénea y se puede representar con un modelo general troposférico, con una cierta dependencia estacional. En la

estratosfera, el programa LOWTRAN 7 permite modelar distintos tipos de aerosoles volcánicos, en función del tiempo transcurrido desde una erupción que inyecte una cantidad significativa de aerosoles en la alta atmósfera. Describiremos ahora brevemente los modelos de aerosoles de la capa límite.

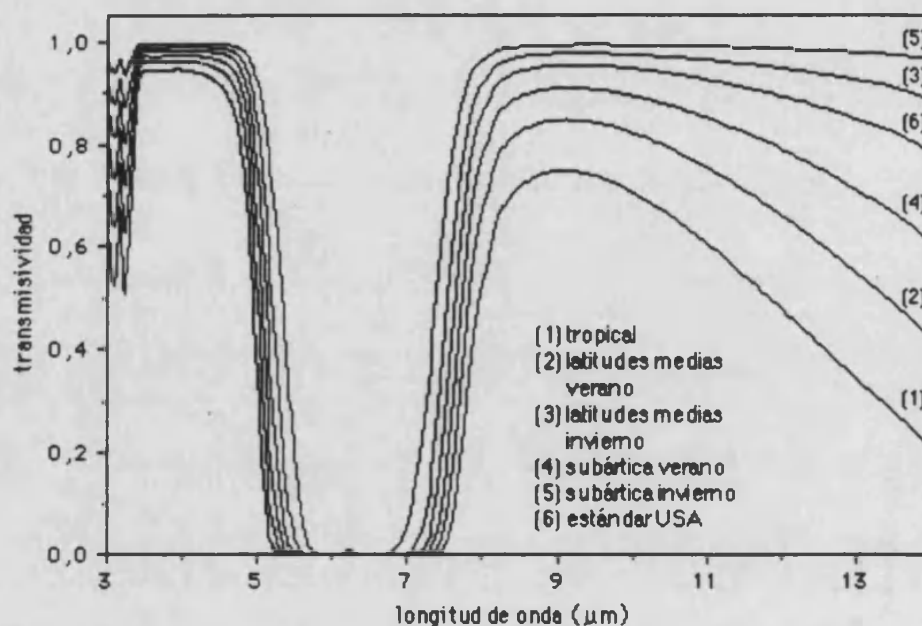


Figura 4.- Transmisividad debida a la absorción continua del vapor de agua, para las 6 atmósferas estándar del programa LOWTRAN 7.

*Modelo rural.* Este modelo intenta representar las condiciones encontradas en áreas continentales no influenciadas directamente por fuentes de aerosoles urbanos o industriales. La concentración de partículas depende en gran medida de la historia de la masa de aire que transporta los aerosoles. Estos aerosoles se suponen compuestos en un 70% de partículas solubles en agua, y un 30% de partículas de polvo.

*Modelo urbano.* En áreas urbanas, los aerosoles rurales constituyen un fondo que se ve modificado por la adición de aerosoles conteniendo compuestos del carbono, producidos por procesos de la combustión urbana e industrial. De esta forma, el modelo urbano consiste en una mezcla de aerosoles rurales (80%) con partículas propias de zonas industriales y urbanas (20%).

*Modelo marítimo.* Los aerosoles de este modelo son, en su mayor parte, partículas de sal marina, producidas por la evaporación de gotas de agua que han sido arrancadas de la superficie del mar. Junto con un fondo de partículas de origen continental más o menos pronunciado, los aerosoles marítimos forman una clase bastante uniforme en la capa límite, que es representativa de la situación encontrada en las atmósferas oceánicas, aunque también pueden ocurrir sobre

tierra si son transportados por el aire. En el modelo marítimo del LOWTRAN, se consideran dos componentes: la parte correspondiente a las partículas de sal, y una componente continental idéntica al modelo rural, excepto las partículas más grandes que han sido eliminadas.

*Modelo marítimo 'Navy'*. El tipo de partículas que componen este tipo de aerosoles es análogo al del modelo marítimo. La modificación es que el presente modelo incluye explícitamente una dependencia con la velocidad del viento, mientras que el anterior estaba diseñado para ser representativo de condiciones de viento moderado. El modelo marítimo 'Navy' distingue tres tipos de componentes. Las partículas más pequeñas son de tipo continental, cuya concentración depende de tiempo transcurrido desde que la masa de aire incide sobre el océano. Para controlar la influencia continental, el programa dispone de un parámetro variable entre 1 (aerosoles marítimos puros) y 10 (gran influencia continental). La segunda componente es de tipo estacionario, que depende de la historia pasada y presente del viento, por lo que se parametriza en términos de la velocidad media diaria del viento. La tercera componente está relacionada con la velocidad actual del viento, reflejando su acción en la producción de gotas de agua. El modelo marítimo 'Navy' depende también de la humedad relativa atmosférica.

### C.3 Funcionamiento del programa LOWTRAN

Mostraremos ahora un ejemplo de aplicación del programa LOWTRAN 7 para el cálculo de la transmisividad y la radiancia atmosférica en la ventana espectral 8-14  $\mu\text{m}$ . El programa utiliza 4 ficheros. El primero, 'TAPE5' contiene los datos que constituyen los 'inputs' del programa. La salida o 'output' del programa viene dado en la 'TAPE6', que contiene información sobre los perfiles atmosféricos utilizados, y los resultados espectrales (radiancia y transmisividad). El tercer fichero se denomina 'TAPE7', y presenta únicamente los resultados espectrales. Sirve de fichero de entrada para un posterior filtrado espectral de los datos. Finalmente, la 'TAPE8' muestra la transmisividad espectral individualmente para cada gas. En la Tabla 1 se muestra un ejemplo de fichero de entrada 'TAPE5'. El significado de cada carácter y el formato requerido está detallado en Kneizys et al. (1988), aunque aquí indicaremos los aspectos más importantes. La primera línea indica las características generales del caso estudiado. En esta línea, el primer carácter determina la atmósfera elegida (1, atmósfera tropical estándar). El segundo carácter indica el tipo de camino atmosférico considerado (1=camino horizontal; 2=camino entre dos altitudes; 3=camino hasta fuera de la atmósfera). El tercero selecciona el modo de ejecución del programa (0=transmisividad; 1=radiancia térmica; 2= radiancia solar difusa; 3=radiancia solar directa). El cuarto carácter determina el modo de dispersión (0=simple; 1=múltiple). Los siguientes 7 caracteres se utilizan para modificar los perfiles atmosféricos estándar contenidos en el programa. El siguiente carácter está relacionado con el primero, debiendo ser 0 si hemos tomado una atmósfera estándar, y 1 si hay que introducir perfiles atmosféricos provenientes de un radiosondeo. En este último caso es



necesario incluir líneas adicionales en la 'TAPE5' para definir tales perfiles. El penúltimo carácter controla la salida del programa. Finalmente, los dos últimos caracteres se refieren las características de la superficie: la temperatura, en K, y el albedo ( $1-\epsilon$ ), respectivamente.

La segunda línea de la Tabla 1 selecciona el tipo de aerosoles. En este caso hemos tomado el modelo rural con una visibilidad de 23 km para la capa límite (primer carácter igual a 1), y una extinción estándar de fondo para la troposfera y estratosfera (los siguientes caracteres iguales a 0). No se ha incluido el efecto de nubes ni lluvia. La tercera línea indica la geometría de observación, definiendo la altitud inicial (H1), la altitud final (H2), y el ángulo cenital de observación (ANGLE), medido desde H1, respectivamente. H1 siempre corresponde a la posición del observador, y cuando  $H1 > H2$ , entonces  $ANGLE > 90^\circ$ . Para calcular la radiancia atmosférica ascendente debemos poner  $H1 > H2$ , mientras que para la radiancia emitida por la atmósfera en la dirección descendente, se debe poner  $H1 < H2$  (y  $ANGLE < 90^\circ$ ). La cuarta línea de la Tabla 1 determina el intervalo espectral en el cual se va a realizar el cálculo de radiancia y transmisividad, indicando respectivamente el número de onda inicial, el final y el incremento, todos ellos en  $\text{cm}^{-1}$ . Todos ellos deben ser múltiplos de  $5 \text{ cm}^{-1}$ . Finalmente, la última línea hace que el programa finalice (0), o bien puede volver a repetir la ejecución si el carácter es distinto de cero y se añaden nuevas líneas con 'inputs' diferentes.

Tabla 1.- Ejemplo de fichero de entrada 'TAPE5' para el programa LOWTRAN 7.

1	3	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	300.0	0.000
1	0	0	0	0											
100.000		0.000		180.											
715.0		1250.0		5.0											
0															

El programa LOWTRAN 7 ha sido ejecutado utilizando como datos de entrada los mostrados en la Tabla 1. Con los resultados que ofrece el programa en la 'TAPE7' hemos construido la Figura 5, donde mostramos la transmisividad total de la atmósfera en el intervalo espectral  $715\text{-}1250 \text{ cm}^{-1}$  ( $\approx 8\text{-}14 \mu\text{m}$ ). También a partir de los datos de la 'TAPE7', en la Figura 6 se representa la radiancia total emergente de la atmósfera, es decir, la suma de la radiancia emitida por la propia atmósfera hacia arriba más la fracción transmitida de la radiancia emitida por la superficie (con temperatura  $T=300 \text{ K}$  y emisividad  $\epsilon=1$ ). Para comparación, en esta Figura mostramos también el valor de la función de Planck para  $T=300 \text{ K}$ , y la radiancia emitida por la atmósfera únicamente. Para calcular esta última radiancia se ha ejecutado el programa LOWTRAN con los mismos datos de entrada de la Tabla 1, excepto que el último carácter de la

primera línea (albedo) se ha puesto igual a 1 ( $\epsilon=0$ ). Para longitudes de onda mayores que 13  $\mu\text{m}$ , la transmisividad atmosférica es muy baja, por lo que la radiancia total emergente es casi totalmente debida a la emisión atmosférica.

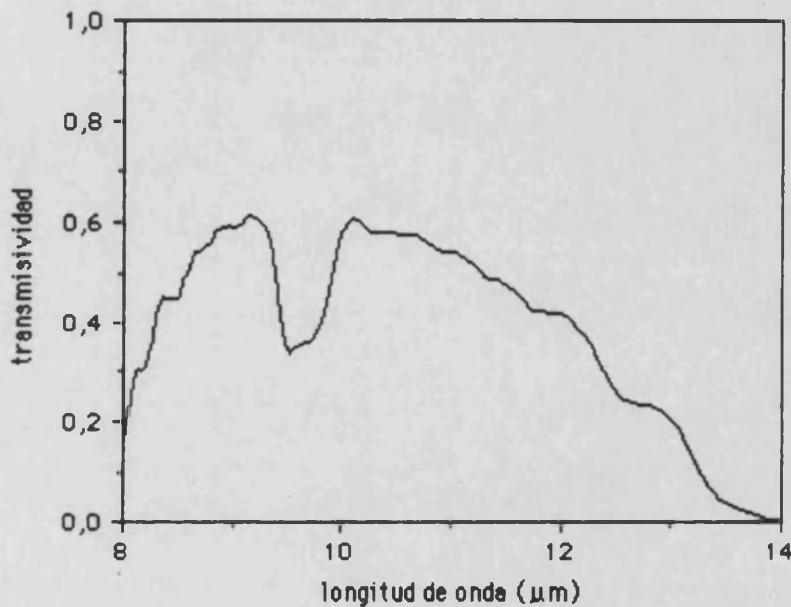


Figura 5.- Transmisividad total de la atmósfera tropical estándar, calculada con el programa LOWTRAN 7 aplicado a los datos de entrada de la Tabla 1.

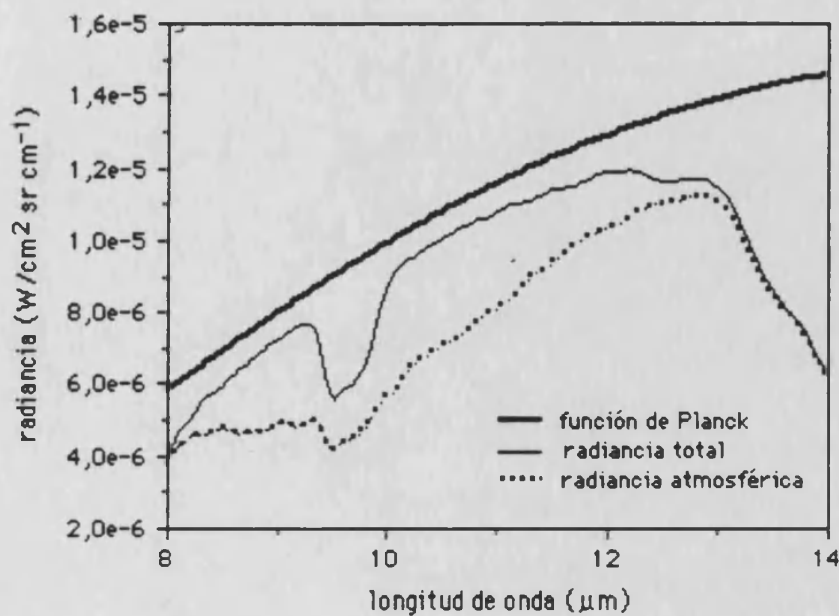


Figura 6.- Radiancia calculada con el programa LOWTRAN 7 con los datos de entrada de la Tabla 1 (radiancia total). La función de Planck ha sido calculada para  $T=300 \text{ K}$ , y la radiancia atmosférica con el programa LOWTRAN 7 imponiendo  $\epsilon=0$ .



## Apéndice D

### Atmósferas utilizadas en la simulación de medidas de satélite

En las siguientes Tablas se muestra el contenido de vapor de agua,  $W$  (ecuación II.8), la temperatura atmosférica efectiva,  $T_a^\uparrow$  (ecuación II.46), y la temperatura del aire a nivel de la superficie,  $T(z=0)$ , de las atmósferas estándar y radiosondeos utilizados en la simulación de las medidas de satélite.

Tabla 1.- Atmósferas estándar incluidas en el programa LOWTRAN 7 (Kneizys et al., 1988).

Atmósfera	$W$ ( $g/cm^2$ )	$T_a^\uparrow$ (K)	$T(z=0)$ (K)
tropical	3,32	290,6	299,7
latitudes medias-verano	2,36	286,4	294,2
latitudes medias-invierno	0,69	265,8	277,2
subártica-verano	1,65	277,9	287,2
subártica-invierno	0,33	254,9	257,2
estándar U.S.A.	1,13	277,1	288,2

Tabla 2.- Radiosondeos realizados por el I.N.M. en Murcia y Palma de Mallorca. Se indica la fecha (día/mes) y la hora (00.00 ó 12.00 GMT).

Fecha y hora	$W$ ( $g/cm^2$ )	$T_a^\uparrow$ (K)	$T(z=0)$ (K)
10 / 1 / 00 h	1,59	280,7	283,1
10 / 1 / 12 h	1,23	282,6	288,5
13 / 1 / 12 h	0,26	276,6	283,1
02 / 2 / 00 h	0,93	281,1	281,5
15 / 2 / 12 h	0,28	272,0	281,1
15 / 2 / 00 h	0,47	271,2	276,4
27 / 2 / 00 h	0,38	268,9	276,4
27 / 3 / 00 h	0,92	270,0	280,4
27 / 3 / 12 h	0,32	277,5	286,1
28 / 3 / 00 h	0,50	270,3	278,8
01 / 4 / 12 h	0,73	278,2	288,9
01 / 4 / 00 h	1,07	277,8	281,8
02 / 4 / 00 h	0,82	278,8	282,6
15 / 4 / 12 h	1,21	278,3	285,2
07 / 5 / 00 h	1,15	282,9	287,2
07 / 5 / 00 h	1,15	282,9	287,1
12 / 5 / 12 h	1,30	288,5	297,4

(continúa)

Tabla 2.- Continuación.

Fecha y hora	W (g/cm <sup>2</sup> )	T <sub>a</sub> ↑ (K)	T(z=0) (K)
05 / 6 / 12 h	2,29	284,7	298,3
08 / 6 / 12 h	1,22	295,5	305,1
22 / 6 / 12 h	1,50	290,7	303,6
22 / 6 / 00 h	1,72	289,3	295,1
09 / 7 / 00 h	1,39	291,6	294,8
19 / 7 / 12 h	1,64	293,8	305,4
19 / 7 / 00 h	2,01	292,2	295,4
29 / 7 / 00 h	1,93	290,7	295,6
07 / 8 / 00 h	1,67	288,9	298,4
07 / 8 / 12 h	2,48	290,3	302,9
12 / 8 / 00 h	2,01	288,0	296,4
15 / 8 / 12 h	2,18	292,1	302,9
15 / 9 / 00 h	2,68	288,9	296,2
21 / 9 / 12 h	1,26	293,8	304,9
21 / 9 / 00 h	2,63	293,2	298,4
15 / 10 / 00 h	2,01	282,9	290,5
15 / 10 / 12 h	1,72	284,2	295,6
15 / 11 / 12 h	1,14	281,1	290,4
3 / 11 / 12 h	0,57	283,7	290,9
9 / 11 / 12 h	0,80	286,4	293,6
01 / 12 / 00 h	0,71	275,8	277,1
15 / 12 / 12 h	0,34	277,1	281,9
15 / 12 / 00 h	0,52	275,6	276,4

Tabla 3.- Radiosondeos seleccionados de la base de datos TIGR (TOVS Initial Guess Retrieval; Scott y Chédin, 1981).

n°	W (g/cm <sup>2</sup> )	T <sub>a</sub> ↑ (K)	T(z=0) (K)
1	0,15	239,3	252
2	0,20	243,0	253
3	0,28	246,6	252
4	0,29	259,5	275
5	0,41	250,3	253
6	0,43	268,6	280
7	0,54	273,4	287
8	0,55	257,7	270
9	0,56	260,6	270
10	0,68	267,4	275
11	0,75	266,4	277
12	0,80	278,8	290
13	0,80	265,2	277
14	0,94	278,7	290
15	0,98	273,0	285
16	1,09	278,5	290
17	1,15	276,8	285
18	1,25	267,5	275
19	1,28	277,3	287
20	1,43	272,2	280
21	1,51	288,4	310
22	1,53	272,1	280

(continúa)

Tabla 3.- Continuación.

$n^{\circ}$	$W$ ( $g/cm^2$ )	$T_a \uparrow$ (K)	$T(z=0)$ (K)
23	1,60	281,6	302
24	1,69	277,1	290
25	1,71	278,0	290
26	1,82	274,6	287
27	2,03	282,9	288
28	2,04	283,1	285
29	2,07	278,9	290
30	2,07	286,7	290
31	2,18	285,3	290
32	2,21	276,8	285
33	2,43	283,4	290
34	2,47	293,1	300
35	2,61	283,9	295
36	2,63	283,5	295
37	2,64	285,4	295
38	2,76	288,7	295
39	2,84	283,9	295
40	2,87	286,2	295
41	3,14	288,4	295
42	3,16	290,2	295
43	3,21	280,9	285
44	3,26	283,7	295
45	3,51	285,8	300
46	3,63	290,4	300
47	3,63	292,2	303
48	3,73	285,2	290
49	3,77	289,2	305
50	3,86	291,4	300
51	3,93	289,9	300
52	3,94	285,0	292
53	4,10	285,9	295
54	4,18	288,3	300
55	4,19	289,3	300
56	4,21	291,0	300
57	4,22	289,8	300
58	4,42	289,0	300
59	4,49	287,3	295
60	4,51	291,0	300
61	4,64	291,0	300



---

## **BIBLIOGRAFÍA**





- Allam, R. J., 1986, On a slight mis-registration of AVHRR channels 3 and 4, *International Journal of Remote Sensing*, **7**: 887-894.
- Anding, D. y Kauth, R., 1970, Estimation of sea surface temperature from space. *Remote Sensing of Environment*, **1**: 217-220.
- André, J.-C., Goutorbe, J.-P., Perrier, A., y 28 autores más, 1988, Evaporation over land surfaces: First results from HAPEX-MOBILHY special observing period, *Annales Geophysicae*, **6**: 477-492.
- Antoine, J. Y., Derrien, M., Harang, L., Le Borgne, P., Le Gleau, H., y Le Goas, C., 1992, Errors at large satellite zenith angles on AVHRR derived sea surface temperatures, *International Journal of Remote Sensing*, **13**: 1797-1804.
- Arbelo, M., Caselles, V., Herrera, F., y Expósito, F., 1993, Utilización de los datos de los sistemas TOVS y AVHRR para obtener la temperatura de la superficie terrestre en Canarias. *Actas de la XXIV Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Jaca 27 de septiembre-1 de octubre de 1993*, pp. MT51.
- Badenas, C., y Caselles, V., 1992a, Dos relaciones matemáticas sencillas de la radiancia del cuerpo negro en función de la temperatura. Ejemplos de su utilización en teledetección, *Anales de Física*, **88**: 173-187.
- Badenas, C., y Caselles, V., 1992b, A simple technique for estimating surface temperature by means of a thermal infrared radiometer, *International Journal of Remote Sensing*, **13**: 2951-2956.
- Bartolucci, L. A., Chang, M., Anuta, P. E., y Graves, M. R., 1988, Atmospheric effects on Landsat TM thermal IR data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **26**: 171-176.
- Barton, I. J., 1983, Dual channel satellite measurements of sea surface temperature, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **109**: 365-378.
- Barton, I. J., 1985, Transmission model and ground truth investigation of satellite-derived sea surface temperatures, *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **24**: 508-516.
- Barton, I. J., 1989, Digitization effects in AVHRR and MCSST data, *Remote Sensing of Environment*, **29**: 87-89.
- Barton, I. J., 1992, Satellite-derived sea surface temperatures—A comparison between operational, theoretical and experimental algorithms, *Journal of Applied Meteorology*, **31**: 432-442.
- Barton, I. J., y Takashima, T., 1986, An AVHRR investigation of surface emissivity near Lake Eyre, Australia, *Remote Sensing of Environment*, **20**: 153-163.
- Barton, I. J., Zavody, A. M., O'Brien, D. M., Cutten, D. R., Saunders, R. W., y Llewellyn-Jones, D. T., 1989, Theoretical algorithms for satellite-derived sea surface temperatures, *Journal of Geophysical Research*, **94(D3)**: 3365-3375.
- Bates, J. J., y Díaz, H. F., 1991, Evaluation of multichannel sea surface temperature product quality for climate monitoring: 1982-1988, *Journal of Geophysical Research*, **96(C11)**: 20613-20622.
- Becker, F., 1981, Angular reflectivity and emissivity of natural media in the thermal infrared bands. *Proc. 1st Int. Colloq. on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*, Les Colloques INRA, No. 5, pp. 57-72.

- Becker, F., 1987, The impact of spectral emissivity on the measurement of land surface temperature from a satellite, *International Journal of Remote Sensing*, **8**: 1509-1522.
- Becker, F., 1994, Measurement of land surface temperature and emissivity from space: methods, results and related problems. *Proc. 6th Symposium "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, Val d'Isère (Francia), 17-21 de enero de 1994, (en prensa).
- Becker, F., y Li, Z.-L., 1990, Towards a local split-window method over land surfaces, *International Journal of Remote Sensing*, **11**: 369-394.
- Becker, F., Nerry, F., Ramanantsoahena, P., y Stoll, M. P., 1985, Emissivité dans l'infrarouge thermique: conditions d'une mesure par retrodiffusion et comparaison avec une méthode de mesure pasive. *Proc. 3rd Int. Coll. on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing, Les Arcs, Francia, 16-20 Diciembre 1985*. ESA SP-247, pp. 241-244.
- Becker, F., Ramanantsoahena, P., y Stoll, M. P., 1984, Angular behaviour of the thermal infrared bidirectional reflectivity of bare soils. Interest for remote sensing of surface emissivity and temperature. *Proc. 18th Int. Sympos. on Remote Sensing of Environment. Paris (Francia) 1-5 octubre 1984*, pp. 1237-1244.
- Bignell, K. J., 1970, The water-vapour infra-red continuum, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **96**: 390-403.
- Bolle, H.-J., y 36 autores más, 1993, EFEDA: European Field Experiment in a Desertification-threatened Area, *Annales Geophysicae*, **11**: 173-189.
- Brown, O. B., Brown, J. W., y Evans, R. H., 1985, Calibration of Advanced Very High Resolution Radiometer infrared observations, *Journal of Geophysical Research*, **90(C6)**: 11667-11677.
- Brutsaert, W., Hsu, A.Y., y Schugge, T.J., 1993, Parametrization of surface heat fluxes above forest with satellite thermal sensing and boundary layer soundings, *Journal of Applied Meteorology*, (en prensa).
- Buettner, K. J. K., y Kern, C. D., 1965, The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces, *Journal of Geophysical Research*, **70**: 1329-1337.
- Burch, D. E., y Alt, R. L., 1984, Continuum absorption by H<sub>2</sub>O in the 700-1200 cm<sup>-1</sup> and 2400-2800 cm<sup>-1</sup> windows. Technical Report AFGL-TR-84-0128, Air Force Geophysics Laboratory, Hascom AFB MA.
- Caselles, V., 1983, *Estudio de las medidas radiométricas realizadas desde satélites artificiales. Aplicación a la agrometeorología*. Tesis Doctoral, Universitat de València.
- Caselles, V., y Sobrino, J. A., 1989, Determination of frosts in orange groves from NOAA-9 AVHRR data, *Remote Sensing of Environment*, **29**: 135-146.
- Caselles, V., Sobrino, J. A., y Becker, F., 1988, Determination of the effective emissivity and temperature under vertical observation of a citrus orchard. Application to frost nowcasting, *International Journal of Remote Sensing*, **9**: 715-727.
- Caselles, V., Sobrino, J. A., y Coll, C., 1992a, A physical model for interpreting the land surface temperature obtained by remote sensors over incomplete canopies, *Remote Sensing of Environment*, **39**: 203-211.
- Caselles, V., Hurtado, E., y Sobrino, J. A., 1992b, Maximum evapotranspiration through NOAA satellite images. Application to La Mancha region, Spain, *Atmospheric Research*, **28**: 365-374.

- Caselles, V., Coll, C., Sobrino, J. A., and Valor, E., 1993a, Field radiometry. Emissivity and temperature measurements. *EFEDA Final Report*; J. Meliá y E. López-Baeza (Eds.), Unidad de Investigación en Teledetección, Departament de Termodinàmica, Facultat de Física, Universitat de València.
- Caselles, V., Sobrino, J. A., y Valor, E., 1993b, A simple method for measuring and mapping thermal infrared emissivities. En *Thermal Remote Sensing*, La Londe Les Maures, The Pennsylvania State University (USA), CRPE (Francia) y CEMAGREF (Francia) (en prensa).
- Caselles, V., Badenas, C., Coll, C., Rubio, E., Sobrino, J. A., y Valor, E., 1994, La utilidad del infrarrojo térmico en el estudio de la degradación de la superficie de la tierra. Primeros resultados de los Proyectos EFEDA, HAPEX-Sahel y DEMON. *Actas de la V Reunión Científica de la Asociación Española de Teledetección*, Las Palmas de Gran Canaria, 10-12 de noviembre de 1993 (en prensa).
- Castagné, N., Le Borgne, P., Le Vourch, J., y Orly, J.-P., 1986, Operational measurement of sea surface temperature at CMS Lannion from NOAA-7 AVHRR data, *International Journal of Remote Sensing*, 7: 953-984.
- Clough, S. A., Kneizys, F. X., Davies, R., Gamache, R. y Tipping, R., 1980, Theoretical line shape for H<sub>2</sub>O vapor; application to the continuum. En *Atmospheric Water Vapor*, Deepak, A., Wilkerson, T. D. y Ruhnke, L. H., eds. (Academic Press, New York), pp. 25-46.
- Clough, S. A., Kneizys, F. X., Shettle, E. P., y Anderson, G. P., 1986, Atmospheric radiance and transmittance: FASCOD2. *Proc. Sixth Conference on Atmospheric Radiation*, Williamsburg, Va. (U.S.A.), American Meteorological Society, pp. 141-144.
- Coll, C. y Caselles, V., 1994, Analysis of the atmospheric and emissivity influence on the split-window equation for sea surface temperature, *International Journal of Remote Sensing* (en prensa).
- Coll, C., Caselles, V., y Sobrino, J. A., 1991a, El continuo de absorción del vapor de agua en la ventana atmosférica de los 8-13  $\mu\text{m}$ . *Revista Española de Física*, 5: 25-30.
- Coll, C., Caselles, V., y Sobrino, J. A., 1991b, La corrección atmosférica en el infrarrojo térmico. En *La Teledetección en el seguimiento de los fenómenos naturales. Recursos renovables: Agricultura*, Universitat de València, pp. 149-182.
- Coll, C., Caselles, V., y Sobrino, J. A., 1992, Desarrollo de un modelo de corrección atmosférica en el térmico. I.- Aplicación al canal 6 del Landsat. *Anales de Física*, 88: 107-119.
- Coll, C., Sobrino, J. A., y Caselles, V., 1993a, Parametrización de la absorción del vapor de agua atmosférico en el infrarrojo térmico. Desarrollo de un algoritmo de split-window para la superficie terrestre, *Actas de la IV Reunión Científica de la Asociación Española de Teledetección*, Sevilla, 15-18 Octubre de 1991, pp. 391-397.
- Coll, C., Caselles, V., y Valor, E., 1993b, Atmospheric correction and determination of sea surface temperature in midlatitudes from NOAA-AVHRR data, *Atmospheric Research*, 30: 233-250.
- Coll, C., Valor, E., Schmutge, T. J., y Caselles, V., 1993c, A procedure for estimating the land surface emissivity difference in the AVHRR channels 4 and 5. Application to the Valencian area, Spain. *Proc. 6th AVHRR Data Users' Meeting, Belgirate (Italia)*, 29 de junio-2 de julio 1993. pp. 73-78.

- Coll, C., Caselles, V., Sobrino, J. A., y Valor, E., 1994a, On the atmospheric dependence of the split-window equation for land surface temperature, *International Journal of Remote Sensing*, **15**:105-122.
- Coll, C., Caselles, V., y Schmugge, T. J., 1994b, Estimation of land surface emissivity differences in the split-window channels of AVHRR, *Remote Sensing of Environment* (en prensa).
- Coll, C., Valor, E., Caselles, V., Badenas, C., y Rubio, E., 1994c, Emissivity and land surface temperature determination for the Spanish and Sahelian regions. *Proc. 6th Symposium "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, Val d'Isère (Francia), 17-21 de enero de 1994, (en prensa).
- Cooper, D. I., y Asrar, G., 1989, Evaluating atmospheric correction models for retrieving surface temperatures from the AVHRR over a tallgrass prairie, *Remote Sensing of Environment*, **27**: 93-102.
- Coulson, K. L., 1975, *Solar and Terrestrial Radiation*. (Academic Press, New York).
- Chandrasekhar, S., 1969, *Radiative Transfer*. (Dover, New York).
- Chédin, A., y Scott, N. A., 1984, Improved Initialisation Procedure. *The Technical Proceedings of the First International TOVS Study Conference*, del 29 de agosto al 3 de septiembre de 1983, Iglis (Austria), Menzel, W. P. (Ed) CIMSS, SSEC, University of Wisconsin. pp. 14-79.
- Chédin, A., Scott, N. A., y Berroir, A., 1982, A single-channel, double-viewing angle method for sea surface temperature determination from coincident METEOSAT and TIROS-N radiometric measurements, *Journal of Applied Meteorology*, **21**: 613-618.
- Chédin, A., Scott, N. A., Husson, N., Flobert, J. F., Levy, C., y Moine, P., 1988, Satellite meteorology and atmospheric spectroscopy: recent progress in earth remote sensing from the satellites of the TIROS-N series, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **40**: 257-273.
- Dalu, G., 1985, Emittance effect on the remotely sensed sea surface temperature, *International Journal of Remote Sensing*, **6**: 733-740.
- Dalu, G., 1986, Satellite remote sensing of atmospheric water vapour, *International Journal of Remote Sensing*, **7**: 1089-1097.
- Dalu, G., y Liberti, G. L., 1988, Validation problems for remotely sensed sea surface temperature, *Il Nuovo Cimento*, **11C**: 589-607.
- Dalu, G., Viola, A., y Marullo, S., 1985, Sea surface temperature from AVHRR-2 data, *Il Nuovo Cimento*, **8C**: 793-804.
- Dana, R. W., 1969, Measurement of 8-14 micron emissivity of igneous rocks and mineral surfaces. *NASA Science Report NSG-632*, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland (USA).
- Deepak, A., Wilkerson, T. D. y Ruhnke, L. H., Eds., 1980, *Atmospheric Water Vapor*. (Academic Press, New York).
- Derrien, M., Farhi, B., Harang, L., LeGléau, H., Noyalet, A., Pochic, D., y Sairouni, A., 1993, Automatic cloud detection applied to NOAA-11/AVHRR imagery, *Remote Sensing of Environment*, **46**: 246-267.

- Deschamps, P. Y., y Phulpin, T., 1980, Atmospheric correction of infrared measurements of sea surface temperature using channels at 3.7, 11 and 12  $\mu\text{m}$ , *Boundary-Layer Meteorology*, **18**: 131-143.
- Devir, A. D., Ben-Shalom, A., Lipson, S. G., y Oppenheim, U. P., 1987, Long path atmospheric transmittance measurements: technique, instrumentation and results, *Proc. Soc. Photo. Instrum. Engr.*, **819**: 72-79.
- Devir, A. D., Ben-Shalom, A., Trakhovsky, E., Raz, E., Engel, M., Lipson, S. G., y Oppenheim, U. P., 1988, Experimental validation of atmospheric transmittance codes, *Proc. Soc. Photo. Instrum. Engr.*, **926**: 54-65.
- Eck, T. F., y Holben, B.N., 1990, Vertical column precipitable water determinations over terrestrial surfaces from AVHRR thermal channels. *Remote Sensing Science for the Nineties, Proceedings of the 10th Annual International Geoscience & Remote Sensing Symposium held in Washington D.C., USA, on May 20-24 1990*, IEEE 90CH2825-8 (New York: IEEE), pp. 847-849.
- Edwards, D. P., 1988, Atmospheric transmittance and radiance calculations using line-by-line computer methods, *Proc. Soc. Photo. Instrum. Engr.*, **928**: 94-117.
- Elvidge, C. D., 1988, Thermal infrared reflectance of dry plant materials: 2.5-20.0  $\mu\text{m}$ , *Remote Sensing of Environment*, **26**: 265-285.
- Flaud, J. M., 1988, High resolution infrared spectroscopy: application to remote sensing in the atmosphere, *Proc. Soc. Photo. Instrum. Engr.*, **928**: 26-41.
- Forrester, T. N., y Challenor, P. G., 1993, Validation of ATSR sea surface temperatures in the North East Atlantic. *Proc. 6th AVHRR Data Users' Meeting, Belgirate (Italia), 29 de junio-2 de julio 1993*. pp. 521-527.
- Gathman, S. G., 1983, Optical properties of the marine aerosol as predicted by the Navy aerosol model. *Optical Engineering*, **22**: 57-62.
- Goldstein, R. J., 1978, Application of aerial infrared thermography to the measurement of building heat loss, *ASHRAE Trans.*, **84**: 207-226.
- Goutorbe, J.-P., Level, T., Tinga, A. y 13 autores más, 1994, HAPEX-Sahel: A large scale study of land-atmosphere interactions in semi-arid tropics, *Annales Geophysicae* (en prensa).
- Grant, W. B., 1990, Water vapor absorption coefficients in the 8-13  $\mu\text{m}$  spectral region: a critical review. *Applied Optics*, **29**: 451-462.
- Griggs, M., 1985, A method to correct satellite measurements of sea surface temperature for the effects of atmospheric aerosols. *Journal of Geophysical Research*, **90(D7)**: 12951-12959.
- Gu, X.F., Seguin, B. y Hanocq, J. F., 1994, Inter-comparaison des températures de surface mesurées par les capteurs satellitaires ERS1-ATSR/IR, NOAA11-AVHRR, LANDSAT5-TM sur la région de la Crau. *Proc. 6th Symposium "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, Val d'Isère (Francia), 17-21 de enero de 1994. (en prensa).
- Harris, A. R., y Mason, I. M., 1992, An extension to the split-window technique giving improved atmospheric correction and total water vapour, *International Journal of Remote Sensing*, **13**: 881-892.

- Ho, D., Asem, A., y Deschamps, P. Y., 1986, Atmospheric correction for the sea surface temperature using NOAA-7 AVHRR and METEOSAT-2 infrared data, *International Journal of Remote Sensing*, **7**: 1323-1333.
- Hook, S. J., Gabell, A. R., Green, A. A., y Kealy, P. S., 1992, A comparison of techniques for extracting emissivity information from thermal infrared data for geologic studies, *Remote Sensing of Environment*, **42**: 123-135.
- Hoyler, R. J., A two-satellite method for measurement of sea surface temperature, *International Journal of Remote Sensing*, **5**: 115-131.
- Idso, S. B., Schmugge, T. J., Jackson, R. D., y Reginato, R.J., 1975, The utility of surface temperature measurements for the remote sensing of surface soil water status, *Journal of Geophysical Research*, **80**: 3044-3048.
- Isaacs, R. G., y Vogelmann, A. M., 1988, Multispectral sensor data simulation modeling based on the multiple scattering LOWTRAN code, *Remote Sensing of Environment*, **26**: 75-99.
- Isaacs, R. G., Wang, W. C., Worsham, R. D., y Goldenberg, S., 1987, Multiple scattering LOWTRAN and FASCODE models, *Applied Optics*, **26**: 1272-1281.
- Jackson, R. D., Reginato, R. J., e Idso, S. B., 1977, Wheat canopy temperature: a practical tool for evaluating water requirements, *Water Resources Research*, **13**: 651-658.
- Jedlovec, G. J., 1990, Precipitable water estimation from high-resolution split-window radiance measurements, *Journal of Applied Meteorology*, **29**: 863-876.
- Justice, C. O., Eck, T. F., Tanré, D., y Holben, B. N., The effect of water vapour on the normalized difference vegetation index derived from the Sahelian region from NOAA AVHRR data, *International Journal of Remote Sensing*, **12**: 1165-1187.
- Kahle, A. B., 1987, Surface emittance, temperature and thermal inertia derived from the Thermal Infrared Multispectral Scanner (TIMS) data for Death Valley, California, *Geophysics*, **52**: 858-874.
- Kahle, A. B., y Alley, R. E., 1992, Separation of temperature and emittance in remotely sensed radiance measurements, *Remote Sensing of Environment*, **42**: 107-111.
- Kerr, Y. H., Lagouarde, J. P., e Imbernon, J., 1992, Accurate land surface temperature retrieval from AVHRR data with the use of an improved split-window algorithm, *Remote Sensing of Environment*, **41**: 197-209.
- Kerr, Y. H., Valero, T., y Wagner, 1993, *HAPEX-Sahel Information System CD-ROM 1 & 2 AVHRR 92*. LERTS, CNES, ORSTOM.
- Kleespies, T. J., y McMillin, L. M., 1990, Retrieval of precipitable water from observations in the split-window over varying surface temperatures, *Journal of Applied Meteorology*, **29**: 851-862.
- Kneizys, F. X., Shettle, E. P., Gallery, W. O., Chetwynd, J. H. Jr., Abreu, L. W., Selby, J. E. A., Fenn, R. W., y McClatchey, R. J., 1980, Atmospheric transmittance/radiance: computer code LOWTRAN 5. Technical Report AFGL-TR-80-0067, Optical Physics Division, U.S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Massachusetts.
- Kneizys, F. X., Shettle, E. P., Gallery, W. O., Chetwynd, J. H. Jr., Abreu, L. W., Selby, J. E. A., Clough, S. A., y Fenn, R. W., 1983, Atmospheric transmittance/radiance: computer code LOWTRAN 6. Technical Report AFGL-TR-83-0187, Optical Physics

- Division, U.S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Massachusetts.
- Kneizys, F. X., Shettle, E. P., Abreu, L. W., Anderson, G. P., Chetwynd, J. H., Gallery, W. O., Selby, J. E. A., y Clough, S. A., 1988, Users guide to LOWTRAN 7. Technical Report AFGL-TR-88-0177, Optical/Infrared Technology Division, U.S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Massachusetts.
- Kondratyev, K. Y., 1969, *Radiation in the Atmosphere*. (Academic Press, New York).
- La Violette, P. E., y Holyer, R. J., 1988, Noise and temperature gradients in multichannel sea surface temperature imagery of the ocean, *Remote Sensing of Environment*, **25**: 231-241.
- Labeled, J., y Stoll, M. P., 1991, Spatial variability of land surface emissivity in the thermal infrared bands: spectral signature and effective surface temperature, *Remote Sensing of Environment*, **38**: 1-17.
- Lansing, J. C., y Barker, J. L., 1983, Thermal band characterization of the Landsat-4 Thematic Mapper. En *Landsat-4 Science Characterization Early Results*, NASA Conference Publication 2355, Vol. III, Part 2, pp. 233-256.
- Le Borgne, P., Le Vourch, J., y Marsouin, A., 1988, Sea surface parameters inferred from meteorological satellite data at CMS, Lannion. New products and projects, *International Journal of Remote Sensing*, **9**: 1819-1834.
- Lee, A. C., 1972, A study of the continuum absorption within the 8-13  $\mu\text{m}$  atmospheric window, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **99**: 490-503.
- Li, Z. L. y Becker, F., 1992, Feasibility of land surface temperature and emissivity determination from AVHRR data, *Remote Sensing of Environment*, **43**: 65-85.
- Li, Z. L., Becker, F., Stoll, M. P., y Sobrino, J. A., 1994, Intercomparison of an improved local split-window with other split-window algorithms for estimating land surface temperature from AVHRR data, *Journal of Geophysical Research* (en prensa).
- Li, Z. R., y McDonnell, M. J., 1988, Atmospheric correction of thermal infrared images, *International Journal of Remote Sensing*, **9**: 107-121.
- Liou, K. N., 1992, *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere* (Oxford University Press, Nueva York).
- López-García, M. J., 1989, *La temperatura superficial del mar Balear a partir de imágenes de satélite*. Tesis Doctoral, Universitat de València.
- Llewellyn-Jones, D. T., Minnett, P. J., Saunders, R. W., y Zavody, A. M., 1984, Satellite multichannel infrared measurements of sea surface temperature of the N.E. Atlantic Ocean using AVHRR/2, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **110**: 613-631.
- McClain, E. P., 1989, Global sea surface temperatures and cloud clearing for aerosol optical depth estimates. *International Journal of Remote Sensing*, **10**: 763-769.
- McClain, E. P., Pichel, W. G. y Walton, C. C., 1985, Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea surface temperatures, *Journal of Geophysical Research*, **C6**: 11587-11601.
- McMillin, L. M., 1975, Estimation of sea surface temperatures from two infrared window measurements with different absorption, *Journal of Geophysical Research*, **36**: 5113-5117.



- McMillin, L. M., y Crosby, D.S., 1984, Theory and validation of the multiple window sea surface temperatures technique. *Journal of Geophysical Research*, **89(C3)**: 3655-3661.
- McMillin, L. M., y Crosby, D.S., 1985, Some physical interpretations of statistically derived coefficients for split-window corrections to satellite derived sea surface temperatures, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **111**: 867-871.
- Markham, B. L., y Barker, J. L., 1985, Spectral characterization of the Landsat Thematic Mapper sensors, *International Journal of Remote Sensing*, **6**: 697-716.
- Markham, B. L., y Barker, J. L., 1986, Landsat MSS and TM post-calibration dynamic ranges, exoatmospheric reflectances and at-satellite temperatures, *EOSAT Landsat Technical Notes* (Aug.): 3-8.
- Masuda, K., Takashima, T., y Takayama, Y., 1988, Emissivity of pure and sea waters for the model sea surface in the infrared window regions. *Remote Sensing of Environment*, **24**: 313-329.
- Maul, G. A., 1981, Application of GOES visible-infrared data to quantifying mesoscale ocean surface temperatures, *Journal of Geophysical Research*, **86(C9)**: 8007-8021.
- Maul, G. A., 1983, Zenith angle effects in multichannel infrared sea surface sensing. *Remote Sensing of Environment*, **13**: 439-451.
- Maul, G. A., y Sidran, M., 1972, Comments on "Estimation of sea surface temperature from space" by D. Anding and R. Kauth, *Remote Sensing of Environment*, **2**: 165-169.
- Maul, G. A., y Sidran, M., 1973, Atmospheric effects on ocean surface temperature from the NOAA satellite scanning radiometer, *Journal of Geophysical Research*, **78(12)**: 1909-1916.
- May, D. A., 1993, Global and regional comparative performance of linear and nonlinear satellite multichannel sea surface temperature algorithms. Technical Report NRL/MR/7240--93-7049, Naval Research Laboratory, Stennis Space Center, MS 39529-5004.
- May, D. A., Stowe, L. L., Hawkins, J. D., y McClain, E. P., 1992, A correction for Saharan dust effects on satellite sea surface temperature measurements, *Journal of Geophysical Research*, **97(C3)**: 3611-3619.
- May, D. A., y Holyer, R. J., 1993, Sensitivity of satellite multichannel sea surface temperature retrievals to the air-sea temperature difference, *Journal of Geophysical Research*, **98(C7)**: 12567-12577.
- Minnett, P. J., 1990, The regional optimization of infrared measurements of sea surface temperature from space, *Journal of Geophysical Research*, **95(C8)**: 13497-13510.
- Minnett, P. J., 1991, Consequences of the sea surface temperature variability on the validation and application of satellite measurements, *Journal of Geophysical Research*, **96(C10)**: 18475-18489.
- Nerry, F., 1988, *Contribution à l'étude expérimentale et théorique de l'émissivité et de la réflectivité des milieux naturels terrestres dans l'infrarouge thermique dans le contexte de la télédétection spatiale*. Tesis Doctoral, Universidad Louis Pasteur de Estrasburgo.
- Nerry, F., Labed, J., y Stoll, M. P., 1988, Emissivity signatures in the thermal IR bands for remote sensing: calibration procedure and method of measurement, *Applied Optics*, **27**: 758-764.

- Nerry, F., Labed, J., y Stoll, M. P., 1992, *EFEDA Final Report 1992*, Universidad de Estrasburgo.
- Njoku, E. G., Barnett, T. P., Laurs, R. M., y Vastano, A. C., 1985, Advances in satellite sea surface temperature measurements and oceanographic applications, *Journal of Geophysical Research*, **90**(C6): 11573-11586.
- Olesen, F.-S., 1987, Vertical sounding from satellite. En *Remote Sensing Applications in Meteorology and Climatology*, Vaughan, R. A. (Ed.) (Reidel, Londres). pp. 155-172.
- Ottlé, C., y Vidal-Madjar, D., 1992, Estimation of land surface temperature with NOAA-9 data, *Remote Sensing of Environment*, **40**: 27-41.
- Perry, E. M., y Moran, M. S., 1993, An evaluation of atmospheric corrections of radiometric surface temperatures for a semi-arid rangeland watershed, *Journal of Applied Meteorology*, (en prensa).
- Planet, W., 1988, Data extraction and calibration of TIROS-N/NOAA radiometers. *NOAA Technical Memorandum*, NESS 107, Rev.1.
- Platt, C. M. R., y Prata, A. J., 1993, Nocturnal effects in the retrieval of land surface temperatures from satellite measurements, *Remote Sensing of Environment*, **45**: 127-136.
- Prabhakara, C., Dalu, G., y Kunde, V. G., 1974, Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11- to 13- $\mu$ m window region, *Journal of Geophysical Research*, **79**: 5039-5044.
- Prata, A. J., 1991, Land surface temperature derivation using AVHRR/TOVS. *Proc. 6th TOVS Study Conf., Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies Rep.*, pp. 401-407.
- Prata, A. J., 1994a, Land surface temperatures derived from the Advanced Very High Resolution Radiometer and the Along Track Scanning Radiometer. I. Theory, *Journal of Geophysical Research* (en prensa).
- Prata, A. J., 1994b, Land surface temperatures derived from the Advanced Very High Resolution Radiometer and the Along Track Scanning Radiometer. II. Experimental results and validation of AVHRR algorithms, *Journal of Geophysical Research* (en prensa).
- Prata, A. J., y Platt, C. M. R., 1991, Land surface temperature measurements from the AVHRR. *Proc. 5th AVHRR Data Users' Meeting. Tromso (Noruega), 24-28 junio 1991*, pp. 433-438.
- Price, J. C., 1983, Estimating surface temperatures from satellite thermal infrared data—A simple formulation of the atmospheric effect, *Remote Sensing of Environment*, **13**: 353-361.
- Price, J. C., 1984, Land surface temperature measurements from the split-window channels of the NOAA 7 AVHRR, *Journal of Geophysical Research*, **89**(D5): 7231-7237.
- Rangaswamy, S., y Subbarayudu, J., 1978, *Program RADTRA to compute atmospheric attenuation correction*. Systems and Applied Sciences Corporation, Riverdale, Maryland 20840. NASA Contract NASS-24272.
- Rao, C. R. N., 1992, Aerosol radiative corrections to the retrieval of sea surface temperatures from infrared radiances measured by the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR), *International Journal of Remote Sensing*, **13**: 1757-1769.

- Rao, C. R. N., Stowe, L. L., y McClain, E. P., 1989, Remote sensing of aerosols over the oceans using AVHRR data. Theory, practice and applications, *International Journal of Remote Sensing*, **10**: 743-749.
- Rinsland, C. P., Goldman, A., Smith, M. A. H., y Devi, V. M., 1991, Measurements of Lorentz air-broadening coefficients and relative intensities in the H<sub>2</sub><sup>16</sup>O pure rotational and  $\nu_2$  bands from long horizontal path atmospheric spectra, *Applied Optics*, **30**: 1427-1438.
- Roberts, R. E., Selby, J. E. y Biberman, L. M., 1976, Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12  $\mu\text{m}$  window, *Applied Optics*, **15**: 2085-2090.
- Robinson, I. S., Wells, N. C., y Charnock, H., 1984, The sea surface thermal boundary layer and its relevance to the measurement of sea surface temperature by airborne and spaceborne radiometers, *International Journal of Remote Sensing*, **5**: 19-45.
- Rothman, L.S., Gamache, R., Goldman, A., Brown, L. R., Toth, R. A., Pickett, H. M., Poynter, R. L., Flaud, J.-M., Camy-Peyret, C., Barbe, A., Husson, N., Rinsland, C. P. and Smith, M. A. H., 1987, The HITRAN database: 1986 edition, *Applied Optics*, **26**: 4058-4097.
- Rubio, E., Caelles, V., y Coll, C., 1993, Determinación de la temperatura atmosférica efectiva por medida directa. *Actas de la XXIV Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Jaca 27 de septiembre-1 de octubre de 1993*, pp. MT28-29.
- Salisbury, J. W., y Milton, N. M., 1988, Thermal infrared (2.5- to 13.5- $\mu\text{m}$ ) directional hemispherical reflectance of leaves, *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, **54**: 1301-1304.
- Salisbury, J. W., y D'Aria, D. M., 1992, Emissivity of terrestrial materials in the 8-14  $\mu\text{m}$  atmospheric window, *Remote Sensing of Environment*, **42**: 83-106.
- Saunders, P. M., 1967, Aerial measurements of sea surface temperature in the infrared, *Journal of Geophysical Research*, **72(16)**: 4109-4117.
- Saunders, P. M., 1970, Corrections for airborne radiation thermometry, *Journal of Geophysical Research*, **75(36)**: 7596-7601.
- Saunders, R. W., y Kriebel, K. T., 1988, An improved method for detecting clear sky and cloudy radiances from AVHRR data, *International Journal of Remote Sensing*, **9**: 123-150.
- Saunders, R. W., y Edwards, D. P., 1989, Atmospheric transmittance for the AVHRR channels, *Applied Optics*, **28**: 4154-4160.
- Scott, N.A., y Chédin, A., 1981, A fast line by line method for atmospheric absorption computation: The Automated Atmospheric Absorption Atlas, *Journal of Applied Meteorology*, **20**: 802-812.
- Schanda, E., 1986, *Physical Fundamentals of Remote Sensing*. (Springer-Verlag, Berlin).
- Schluessel, P., 1989, Satellite-derived low-level atmospheric water vapour content from synergy of AVHRR with HIRS, *International Journal of Remote Sensing*, **10**: 705-721.
- Schluessel, P., Shin H.-Y., Emery, W. J., y Grassl, H., 1987, Comparison of satellite-derived sea surface temperature with in situ skin measurements. *Journal of Geophysical Research*, **92(C3)**: 2859-2874.

- Schluessel, P., Emery, W. J., Grassl, H., y Mammen, T., 1990, On the bulk-skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperature, *Journal of Geophysical Research*, **95(C8)**: 13341-13356.
- Schmetz, J., 1986, An atmospheric-correction scheme for operational application to Meteosat infrared measurements, *ESA Journal*, **10**: 145-159.
- Schmugge, T. J., Becker, F., y Li, Z.-L., 1991, Spectral emissivity variations observed in airborne surface temperature measurements, *Remote Sensing of Environment*, **35**: 95-104.
- Schott, J. R., y Volchok, W. J., 1985, Thematic Mapper thermal infrared calibration, *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, **51**: 1351-1357.
- Sellers, P. J., Hall, F. G., Asrar, G., Strebel, D. E., y Murphy, R. E., 1988, The first ISLSCP experiment (FIFE), *Bulletin of the American Meteorological Society*, **69**: 22-27.
- Siegel, R., y Howell, J. R., 1981, *Thermal Radiation Heat Transfer*. (McGraw-Hill, Nueva York).
- Singh, S. M., 1988, Brightness temperature algorithms for Landsat Thematic Mapper data, *Remote Sensing of Environment*, **24**: 509-512.
- Slanina, Z., 1988, A theoretical evaluation of water oligomer population in the Earth's atmosphere, *Journal of Atmospheric Chemistry*, **6**: 185-190.
- Slater, P. N., 1980, *Remote Sensing, Optics and Optical Systems*. (Addison-Wesley, Reading).
- Smith, A. H., Saunders, R. W., Offiler, D., y Zavody, A. M., 1993, Validation of ATSR sea-surface temperatures using the MRF C-130 aircraft. *Proc. 6th AVHRR Data Users' Meeting, Belgirate (Italia), 29 de junio-2 de julio 1993*. pp. 171-177.
- Smith, J. A., 1983, Matter-energy interaction in the optical region. En *Manual of Remote Sensing*, R. N. Colwell (Ed.), American Society of Photogrammetry (Falls Church, Virginia). Cap. 3, pp. 61-113.
- Sobrino, J. A., 1989, *Desarrollo de un modelo teórico para interpretar la medida de temperatura realizada mediante teledetección. Aplicación a un campo de naranjos*. Tesis Doctoral, Universitat de València.
- Sobrino, J. A., y Caselles, V., 1991, A methodology for obtaining the crop temperature from NOAA-9 AVHRR data, *International Journal of Remote Sensing*, **12**: 2461-2475.
- Sobrino, J. A., y Caselles, V., 1993, A field method for estimating the thermal infrared emissivity, *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, **48**: 24-31.
- Sobrino, J. A., Caselles, V., y Becker, F., 1990, Significance of the remotely sensed thermal infrared measurements obtained over a citrus orchard, *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, **44**: 345-354.
- Sobrino, J. A., Coll, C., y Caselles, V., 1991, Atmospheric correction for land surface temperature using NOAA-11 AVHRR channels 4 and 5, *Remote Sensing of Environment*, **38**: 19-34.
- Sobrino, J. A., Caselles, V., y Coll, C., 1993a, Theoretical split-window algorithms for determining the actual surface temperature, *Il Nuovo Cimento*, **16C**: 219-236.

- Sobrino, J. A., Li, Z.-L., y Stoll, M. P., 1993b, Impact of the atmospheric transmittance and total water vapor content in the algorithms for estimating satellite sea surface temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **31**: 946-952.
- Sobrino, J. A., Li, Z.-L., Stoll, M. P., y Becker, F., 1994a, Improvements in the split-window technique for land surface temperature determination, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, (en prensa).
- Sobrino, J. A., Li, Z.-L., Becker, F., y Caselles, V., 1994b, Thermal IR remote sensing of atmospheric transmittance and water vapor from AVHRR data. *Proc. 6th Symposium "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, Val d'Isère (Francia), 17-21 de enero de 1994, (en prensa).
- Stoll, M., 1991, Land surface temperature and emissivity retrieval from passive remote sensing measurements. *Proc. of the 3rd Thermal Infrared Multispectral Scanner (TIMS), May 22, 1991, JPL, Pasadena (USA)*, pp. 10-19.
- Strong, A. E., y McClain, E. P., 1984, Improved ocean temperatures from space—Comparisons with drifting buoys, *Bulletin of the American Meteorological Society*, **65**: 138-142.
- Strong, A. E., Stowe, L. L., y Walton, C. C., 1983, Using the NOAA-7 AVHRR data to monitor El Chichón aerosol evolution and subsequent sea surface temperature anomalies. *17th International Symposium Remote Sensing of Environment held in Ann Arbor, Michigan on 9-13 May 1983*, pp 107-122.
- Sugita, M., y Brutsaert, W., 1993, Comparison of land surface temperatures derived from satellite observations with ground truth during FIFE, *International Journal of Remote Sensing*, **14**: 1659-1676.
- Sutherland, R. A., y Bartholic, J. F., 1977, Significance of interpreting thermal radiation from a terrestrial surface, *Journal of Applied Meteorology*, **16**: 759-763.
- Thomas, M. E., y Nordstrom, R. J., 1985, Line shape model for describing infrared absorption by water vapor, *Applied Optics*, **24**: 3526-3530.
- UK ERS-1 Reference Manual*, 1991, EODC Documentation and Information Service, Royal Space Establishment, Farnborough, GU14 6TD, UK.
- Ulivieri, C., y Cannizzaro, G., 1985, Land surface temperature retrievals from satellite measurements, *Acta Astronautica*, **12**: 977-985.
- Ulivieri, C., Castronuovo, M. M., Francioni, R., y Cardillo, A., 1992, A split-window algorithm for estimating land surface temperatures from satellites. COSPAR, Washington D.C. (U.S.A.), 27 de agosto-5 de septiembre.
- Valor, E., 1992, *Estudi d'un mètode de correcció atmosfèrica tipus split-window per a la determinació de la temperatura del mar*. Informe a la Conselleria de Educació i Ciència, Departament de Termodinàmica, Facultat de Física, Universitat de València.
- Valor, E., 1994, *Determinación de la emisividad desde satélite en los Proyectos DEMON, EFEDA y HAPEX-Sahel*. Tesina de Licenciatura, Universitat de València.
- Varanasi P., 1988, Infrared absorption by water vapour in the atmospheric window, *Proc. Soc. Photo. Instrum. Engr.*, **928**: 213-231.
- Varanasi, P., Chou, S., y Penner, S. S., 1968, Absorption coefficients for water vapor in the 600-1000  $\text{cm}^{-1}$  region, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **8**: 1537-1541.

- Vidal, A., 1991, Atmospheric and emissivity correction of land surface temperature measured from satellite using ground measurements or satellite data, *International Journal of Remote Sensing*, **12**: 2449-2460.
- Walton, C. C., 1988, Nonlinear multichannel algorithms for estimating sea surface temperature with AVHRR satellite data, *Journal of Applied Meteorology*, **27**: 115-124.
- Walton, C. C., McClain, E. P., y Sapper, J. F., 1990, Recent changes in satellite-based multichannel sea surface temperature algorithms. *Proc. Science and Technology for a New Oceans Decade*, Mar. Technol. Soc., Washington D. C.
- Wan, Z., y Dozier, J., 1989, Land surface temperature measurement from space: Physical principles and inverse modelling, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **27**: 268-278.
- Wan, Z., y Dozier, J., 1992, Effects of atmospheric-dependent molecular absorption coefficients on the thermal remote sensing of the earth surface. *Proc. IGARSS'92*: 1242-1245.
- Weinreb, M. P., Hamilton, G., Brown, S., y Koczor, R. J., 1990, Nonlinearity corrections of Advanced Very High Resolution Radiometer infrared channels, *Journal of Geophysical Research*, **95**(C5): 7381-7388.
- Wick, G. A., y Emery, W. J., 1992, A comprehensive comparison between satellite-measured skin and multichannel sea surface temperature, *Journal of Geophysical Research*, **97**(C4): 5569-5595.
- Wukelic, G. E., Gibbons, D. E., Martucci, L. M., y Foote, H. P., 1989, Radiometric calibration of Landsat Thematic Mapper thermal band, *Remote Sensing of Environment*, **28**: 339-347.
- Yokoyama, R., y Tamba, S., 1991, Estimation of sea surface temperature via AVHRR of NOAA-9— Comparison with fixed buoy data, *International Journal of Remote Sensing*, **12**: 2513-2528.
- Yokoyama, R., Tamba, S., y Souma, T., 1993, Air-sea interacting effects to the sea surface temperature observation by NOAA/AVHRR, *International Journal of Remote Sensing*, **14**: 2631-2646.
- Zalabsky, R. A., Schmitt, J. L. and Kassner, J. L., 1980, An infrared extinction cell of novel design. En *Atmospheric Water Vapor*, Deepak, A., Wilkerson, T. D. y Ruhnke, L. H., eds. (Academic Press, New York), pp. 669-683.

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

FACULTAD DE CIÈNCIES FÍSQUES

Reunit el Tribunal que subscriu, en el dia de la data,  
acordà d'atorgar, per unanimitat, a aquesta Tesi Doctoral

d'En/ Na/ N' Terenc Coll Compañy

la qualificació d' Opto cum laude

València a 24 d' Junio de 19 24

El Secretari,

El President,



A handwritten signature in blue ink, consisting of a large, stylized initial 'Y' followed by several loops and a long horizontal stroke.

