Tethys

Revista de meteorología
y climatología mediterránea

Tethys 2010, **7**, 67–75
www.tethys.cat
ISSN-1697-1523
eISSN-1139-3394
DOI:10.3369/tethys.2010.7.06
Revista editada por **ACAM**

Determinación de la temperatura superficial mediante teledetección

V. García-Santos, E. Valor y V. Caselles

Departamento de Física de la Tierra y Termodinámica, Universitat de València, C/ Dr. Moliner, 50, 46100 Burjassot, València

Recibido: 6-X-2009 – Aceptado: 16-V-2010 – **Versión original**

Correspondencia a: vicente.garcia-santos@uv.es

Resumen

El conocimiento de la temperatura de las superficies terrestres (TST) es de gran importancia puesto que sirve para entender procesos tales como: el intercambio de energía entre superficie y atmósfera, las necesidades hídricas en suelos agrícolas, la prevención y control de incendios o la evolución del cambio climático. Además, se debe intentar conocer su valor con suficiente precisión. Para ello se tienen en cuenta dos factores muy importantes: las condiciones ambientales envolventes a la superficie y la propia emisividad de ésta. Cuando se realiza una medida de la TST, se deben aplicar dos tipos de corrección: primero una corrección atmosférica con el fin de eliminar la contribución de ésta en mediciones realizadas desde satélite y una segunda corrección debida al efecto de la emisividad de la superficie cuando la medida se realiza tanto desde satélite como en campo. El presente trabajo se centra en llevar a cabo una exhaustiva revisión de la metodología utilizada actualmente para efectuar ambas correcciones. Para el caso de la emisividad de superficies, se mostrarán las técnicas conocidas para determinarla y los métodos utilizados para su corrección. En el caso de la corrección atmosférica, se expondrán aquí dos métodos ampliamente contrastados: el método monocanal y el método de absorción diferencial split-window, el cual evita la necesidad de utilizar radiosondeos atmosféricos con el fin de corregir el efecto radiativo de la atmósfera. El conocimiento de toda la metodología expuesta a lo largo de este trabajo será de gran ayuda para cualquier interés que se tenga en el estudio de la TST, desde satélite o a nivel de suelo.

Palabras clave: temperatura, emisividad, corrección atmosférica, infrarrojo térmico

1 Introducción

Todas las superficies terrestres se encuentran a una temperatura (TST) superior al cero absoluto (T>0 K), por tanto emiten radiación según la ley de Planck. Si consideráramos que las superficies que estamos estudiando tuvieran el comportamiento radiativo de cuerpo negro, al medir la radiación procedente de la superficie con un radiómetro en el intervalo espectral llamado infrarrojo térmico (IRT), intervalo donde la radiación de las superficies terrestres es máxima, podríamos utilizar dicha energía para invertir la función de Planck y obtener la TST real, pues tenemos la certeza de que la radiación medida es emitida únicamente por la superficie. En realidad, casi ninguna superficie real puede ser considerada como un cuerpo negro, de modo que la radiación medida sobre todas ellas tiene una doble contribución: por un lado, la emitida directamente por la superficie y, por otro, la reflejada en ésta, procedente de sus alrededores y de la atmósfera.

La radiancia que parte de una superficie y llega a un sensor a bordo de un satélite tiene que atravesar la atmósfera que separa a ambos. Cuando un sensor a bordo de un satélite recibe radiación proveniente de una superficie hay que tener en cuenta el efecto que produce la atmósfera sobre dicha radiación. Generalmente la energía puede sufrir dos fenómenos de atenuación:

- Absorción debida a la presencia de componentes como O_2, CO_2 y sobre todo vapor de agua (H_2O). Esta energía absorbida es posteriormente re-emitida como una radiación electromagnética pero a una longitud de onda distinta.

- Dispersión de la radiancia incidente debida a su interacción con componentes atmosféricos gaseosos y aerosoles. Dicho proceso supone un cambio de dirección de la radiancia incidente, y no implica una cesión de energía.

La atmósfera no sólo contribuye con la atenuación de la radiancia que llega al sensor a bordo del satélite, sino que también aporta cierta cantidad de radiación como consecuencia directa del proceso de absorción de la radiancia procedente de la superficie. Esto se entiende claramente recordando la ley de Planck pues la atmósfera, como cualquier elemento, se encuentra a una temperatura superior a 0 K y por tanto emite radiación que puede ser registrada por el sensor.

La radiancia medida por el sensor a bordo de un satélite es diferente a la emitida por la superficie. A partir de la medida satelital se obtiene una temperatura aparente o de brillo, que debe ser corregida tanto del efecto de la atmósfera, como del efecto de la emisividad. Estas medidas de radiancia se realizan en intervalos concretos de longitud de onda, llamados ventanas atmosféricas, en las que la radiancia sufre una atenuación atmosférica menor. La posible absorción producida aquí es debida casi íntegramente al H_2O. Dichas ventanas se sitúan principalmente en el IRT entre: 3.7-4.1 μm, 8-9.5 μm y 10-12.5 μm.

En resumen, la radiancia que recibe un sensor a bordo de un satélite sigue la siguiente ecuación de balance, llamada ecuación de transferencia radiativa (ETR):

$$L_\lambda(\theta) = \{\varepsilon_\lambda(\theta) L^\circ_\lambda(TST) + [1-\varepsilon_\lambda(\theta)] L^\downarrow_{atm,\lambda}\}\tau_\lambda(\theta) + \\ + L^\uparrow_{atm,\lambda}(\theta) \tag{1}$$

donde $L_\lambda(\theta)$ es la radiancia medida directamente procedente de una superficie, λ es la longitud de onda, θ es la dirección cenital de observación de la superficie, ε_λ es la emisividad espectral de la superficie, $L^\circ_\lambda(TST)$ es la radiancia de Planck de la superficie, para una temperatura TST, $L^\downarrow_{atm,\lambda}$ es la radiancia atmosférica descendente de toda la bóveda que cubre la superficie, τ es la transmisividad de la atmósfera y $L^\uparrow_{atm,\lambda}$ es la radiancia atmosférica en dirección al sensor satelital.

El término incluido entre llaves en la Ecuación 1 es la radiancia procedente únicamente de la superficie y muestra la importancia de conocer con exactitud el valor de la emisividad de una superficie, pues errores en su determinación conllevan errores significativos en la obtención de su temperatura.

Podemos entender el concepto de emisividad de una superficie como un indicador de cuan perfectamente emisora es ésta, es decir, cuan capaz es de asemejarse a un cuerpo negro. Por tanto se define la emisividad como:

$$\varepsilon_\lambda(\theta) = \frac{L_\lambda(T)}{L^\circ_\lambda(T)} \tag{2}$$

Un inconveniente añadido, que presentan la mayoría de las superficies, es su complejidad estructural y composicional, es decir, que presentan en su extensión una variabilidad de elementos y estructuras que las hacen heterogéneas, dificultando la evaluación del peso relativo que tiene cada uno de los elementos que componen la superficie. Para poder interpretar su comportamiento radiativo, se necesita definir una emisividad efectiva en función de sus características. Otro aspecto fundamental es la problemática de la medida de la emisividad mediante la teledetección, pues una única medida de radiancia depende simultáneamente de la emisividad y de la TST, siendo éstas independientes entre sí. Esto plantea uno de los problemas básicos de la teledetección del IRT: cómo romper la indeterminación citada obteniendo emisividad y temperatura al mismo tiempo (ver 3.2).

Por otro lado, el papel de la atmósfera en los balances de intercambio de energía con la superficie es fundamental, su conocimiento y estudio supone un campo de investigación importante en la teledetección. Observando la ETR a la altura h de un sensor según la ecuación de Schwarzchild:

$$L_\lambda(h) = L_\lambda(0)\tau_\lambda(\theta,h,0) + \int_z^h L^\circ_\lambda(T_z)\frac{\partial\tau_\lambda(\theta,h,z)}{\partial z}dz \tag{3}$$

siendo $L_\lambda(h)$ la radiancia que llega al sensor situado a una altura h, $L_\lambda(0)$ la radiancia al nivel de la superficie, término entre llaves en la Ecuación 1 y $\tau_\lambda(\theta,h,0)$ la transmisividad de la atmósfera desde la altura z hasta la posición h definida como:

$$\tau_\lambda(\theta,h,0) = \exp\left[-\int_z^h \frac{\kappa_\lambda(z')\rho(z')}{\cos\theta}dz'\right] \tag{4}$$

Se deduce que en el segundo término los dos sumandos representan: la fracción de radiación de la superficie transmitida a través de la atmósfera y la fracción de radiación que emite la atmósfera hacia el sensor, respectivamente. Cabe comentar que en la Ecuación 4, el argumento del exponente viene caracterizado por el coeficiente de absorción (κ_λ) y por la concentración de H_2O en la atmósfera (ρ). Esto es el llamado espesor óptico (u_λ) que caracteriza un tramo de la atmósfera (desde un punto z hasta la altura h a la que se encuentra un sensor) y determina la opacidad del medio atmosférico a la radiación, definiéndose como:

$$u_\lambda = \int_z^h \kappa_\lambda\rho dz \tag{5}$$

Para efectuar la corrección atmosférica en la radiancia medida por el sensor se han de conocer las características absorbentes del contenido de H_2O en las ventanas atmosféricas, conocimiento que se logra evaluando el coeficiente del continuo de absorción del vapor de agua (French et al., 2003).

En este trabajo se hace una revisión del concepto de emisividad y del efecto de la atmósfera desde el punto de vista de la teledetección térmica. En las siguientes secciones se describen diversas técnicas para determinar la emisividad, así como los métodos necesarios para realizar su corrección (secciones 2 y 3) y la del efecto atmosférico (secciones 4 y 5).

2 Medida de la emisividad “in situ”

2.1 El método de la caja

Una manera de obtener la emisividad de una superficie consiste en aislar la muestra del entorno que la rodea mediante una caja, eliminando la contribución de la radiancia ambiental en la medida de la radiancia de la superficie. El interior de la caja está cubierto por aluminio pulido al espejo, con una emisividad muy baja ($\varepsilon_c \approx$ 0.03) y el exterior está completamente aislado térmicamente. Se usan dos tapas, una tapa caliente con alta emisividad ($\varepsilon_h \approx$ 0.98) y una tapa fría, también de aluminio, con una diferencia de temperatura entre ambas de 20 K. Se utiliza una tercera tapa para sustituir, en su debido momento, por la muestra. La configuración de medidas es: tapa fría-muestra, tapa caliente-muestra, tapa caliente-tapa fría y tapa fría-tapa fría.

2.1.1 Tapa fría-muestra

Se consigue aislar la muestra, casi perfectamente, del exterior, midiendo íntegramente la radiancia de la muestra (L^1), que tendrá comportamiento de cuerpo negro.

$$L^1 = L^\circ(T_m) \tag{6}$$

donde T_m es la temperatura de la muestra.

2.1.2 Tapa caliente-muestra

Así se aísla la muestra de la radiación ambiental exterior, recibiendo únicamente la que emite la tapa caliente, y por tanto la radiancia que medirá el sensor tendrá una doble contribución: la radiancia emitida directamente por el suelo, que esta vez estará pesada por su emisividad (ε_s) y la reflejada por el suelo procedente de dicha tapa pesada por el término (1 - ε_s), dado que la superficie es opaca (τ = 0) y su absortividad es igual a su emisividad (ley de Kirchhoff). Así pues la radiancia queda como:

$$L^2 = \varepsilon_s L^\circ(T_m) + (1 - \varepsilon_s) L^\circ(T_c) \tag{7}$$

donde T_c es la temperatura radiativa del techo caliente.

2.1.3 Tapa caliente-tapa fría

Se pretende convertir en cuerpo negro la emisión de la tapa caliente, al igual que en 2.1.1, pero en lugar de la muestra, el único emisor será la tapa. Así, su radiancia, tras reflejarse en los laterales y en la base, donde se ha sustituido la muestra por la tapa de aluminio sin orificio, llegará al sensor. La expresión que queda es:

$$L^3 = L^\circ(T_c) \tag{8}$$

Con las tres ecuaciones anteriores se llega a una expresión de la emisividad del suelo. Esta es la expresión a la que llegaron Conaway y van Bavel (1967) y Dana (1969) a partir del método inicial propuesto por Buettner y Kern (1965). Se trata de sustituir las medidas 2.1.1 y 2.1.3 en la radiancia de la configuración 2.1.2 llegando a:

$$L^2 = \varepsilon_s L^1 + (1 - \varepsilon_s) L^3 \tag{9}$$

de donde se llega fácilmente a:

$$\varepsilon_s = \frac{L^2 - L^3}{L^1 - L^3} \tag{10}$$

Realmente la caja tiene comportamiento no ideal, tal y como se ha venido indicando (ε_c = 0.03 y ε_h = 0.98), y por tanto la Ecuación 10 se tiene que rectificar con un factor de corrección:

$$\varepsilon_s = \frac{L^2 - L^3}{L^1 - L^3} + \delta\varepsilon_s \tag{11}$$

2.1.4 Tapa fría-tapa fría

Esta configuración tiene como objetivo obtener el factor de corrección que permita obtener un valor realista de la emisividad de la muestra. Lo que se mide es la contribución de radiancia que efectúan las paredes y cubiertas de aluminio pulidas al espejo y en qué influyen la geometría de la caja y la emisividad de las tapas frías. En sí, la medida que se realiza de esta configuración es la radiancia correspondiente a la función de Planck a la temperatura de las láminas de aluminio (T_f).

$$L^4 = L^\circ(T_f) \tag{12}$$

Combinando las expresiones anteriores, Rubio et al. (1997) llegan a la ecuación:

$$\varepsilon_s = 1 - \frac{(L^2 - L^1)(1 - \varepsilon_c)}{L^3 - L^1 - (L^3 - L^2)P + (L^1 - L^4)Q} \tag{13}$$

donde ε_c es la emisividad conocida de la tapa fría. P y Q son factores que dependen de la geometría de la caja y de las emisividades de la tapa fría y caliente, obteniéndose los siguientes valores: P = 0.01460 y Q = 0.2921.

3 Medida de la emisividad desde sensores satelitales

3.1 Medida de la emisividad mediante el método de la cobertura vegetal

Las superficies naturales terrestres son generalmente heterogéneas y rugosas, compuestas por diversos elementos de propiedades distintas y características específicas. Cuando se realiza una medida de la radiancia procedente de la superficie en su conjunto, lo que se obtiene serán la temperatura y emisividad efectivas de todos los elementos. Se expresa la emisividad como:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + d\varepsilon \tag{14}$$

donde ε_0 es la emisividad de la radiancia emitida directamente por la superficie hacia el sensor y $d\varepsilon$ es la emisividad debida a la radiancia indirecta emitida por la superficie a causa de reflexiones entre el suelo y las paredes de la rugosidad. Es el llamado efecto cavidad.

En gran cantidad de situaciones las áreas estudiadas están compuestas por una cobertura vegetal de cierta densidad. Aquí dicha cobertura ejerce el rol de techo y paredes de la rugosidad superficial y el suelo suele ser relativamente homogéneo. Además posee unas formas geométricas determinadas que serán las responsables del efecto cavidad (Colton, 1996). Se pueden redefinir así los elementos del primer término de la derecha de la Ecuación 14 como:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_v P_v + \varepsilon_g (1 - P_v) \tag{15}$$

donde ε_g y ε_v serán las emisividades de suelo y vegetación que serán medidas independientemente, y P_v es la proporción de cobertura vegetal.

El término de cavidad es:

$$\begin{aligned} d\varepsilon = &(1 - \varepsilon_g)\varepsilon_v F(1 - P_v) + \\ &+ P_g(1 - \varepsilon_v)(\varepsilon_g G + \varepsilon_v F') \end{aligned} \tag{16}$$

donde P_g es la proporción de suelo y F, G y F' son los factores de forma de la cubierta vegetal (Colton, 1996).

La complejidad del término de cavidad (Ecuación 16) lo hace poco operativo. Para solucionarlo, Valor y Caselles (1996) desarrollaron un modelo, basado en una idea sencilla sugerida por van de Griend y Owe (1993), que relacionaba el índice de vegetación de diferencia normalizada (NDVI, Rouse et al., 1974) con la emisividad. Se llegó a una expresión de la emisividad en función de la cobertura vegetal de la forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_v P_v + \varepsilon_g (1 - P_v) + 4 < d\varepsilon > P_v (1 - P_v) \tag{17}$$

donde $< d\varepsilon >$ es el valor máximo del término de cavidad de la estructura de vegetación media. Los términos ε_v, ε_g y $< d\varepsilon >$ se especifican para cada tipo de superficie, y P_v es el parámetro que define el porcentaje de cobertura vegetal a partir del NDVI (Valor y Caselles, 1996):

$$P_v = \frac{1 - \frac{i}{i_g}}{1 - \frac{i}{i_g} - \kappa \left(1 - \frac{i}{i_v}\right)} \tag{18}$$

donde i es el NDVI de la superficie en su conjunto (suelo y vegetación), i_g es el del suelo y i_v el de la vegetación. Éste es el llamado método de la cobertura vegetal (MCV) y requiere cierto conocimiento de la geometría de la superficie.

3.2 Desacoplamiento entre emisividad y temperatura

En la medida de la radiancia de una superficie, término entre llaves de la Ecuación 1, existe un acoplamiento inherente entre emisividad y temperatura. Gillespie (1986) propuso un método que permitía su separación, el método NEM (*Normalized Emissivity Method*, Método de Emisividad Normalizada), cuya base teórica es:

- Un sensor de n canales espectrales (en el punto 4 se explica el concepto de canal espectral), medirá una radiancia L_i para cada canal i procedente de la superficie según la Ecuación 1. Pues bien, Gillespie introduce una emisividad efectiva constante cercana a la real denominada ε_{NEM}.
- También es conocida en la Ecuación 1 la radiancia atmosférica descendente $L^{\downarrow}_{atm}$. Por tanto se despeja e invierte el término entre llaves en dicha ecuación para obtener la temperatura en cada canal i:

$$T_i = L_{\lambda}^{0-1} \left[\frac{L_i(\theta) + (\varepsilon_{NEM} - 1)L^{\downarrow}_{atm}}{\varepsilon_{NEM}} \right] \tag{19}$$

  Calculadas las temperaturas para cada canal se escoge la de máximo valor (T_{max}) al considerarse el más próximo al real de la superficie.
- Volviendo al término entre llaves de la Ecuación 1, despejando esta vez el término de emisividad, se introduce como valor constante el valor de T_{max} calculándose así n emisividades, una por cada canal espectral. Si ε_{NEM} coincide con la ε_{max} real de la superficie, entonces las ε_i y T_{max} obtenidas son las correctas; si no, la variación espectral de la emisividad (curva espectral) es correcta pero no la amplitud ni la T_{max} de la superficie.

De este modo se consiguen unos valores de emisividad espectral para cada canal y se puede conocer el valor de la temperatura (T_{max}). Este método hace una buena estimación de la variación espectral de la emisividad; sin embargo, no siempre ajusta correctamente la posición del espectro. Gillespie et al. (1998) desarrollaron un nuevo método, un poco más complejo que el NEM, llamado TES (*Temperature Emissivity Separation*, Separación de la Emisividad de la Temperatura), desarrollado por módulos, siendo el primero el NEM.

Para solucionar el inconveniente del desplazamiento espectral de la emisividad, se aplica una mejora al NEM, mediante un nuevo método denominado ANEM (*Adjusted Normalized Emissivity Method*, Método de Emisividad Normalizada Ajustado), Coll et al. (2003). Lo que se pretende es elegir adecuadamente el valor inicial de la emisividad (ε_{NEM}) para que sea cercano al valor ε_{max} en cada tipo de superficie. Para ello:

- Se genera previamente un mapa de $\varepsilon = \varepsilon_{max}$ para toda la imagen de superficie estudiada según el método de Valor y Caselles (1996), el MCV, Ecuación 17:

$$\varepsilon = \varepsilon_{MCV} \tag{20}$$

- Este mapa de emisividades es el que se introduce como emisividad en el NEM, $\varepsilon_{NEM} = \varepsilon_{MCV}$ en el punto i y a partir de aquí se desarrolla el NEM como antes.

4 Método monocanal

Una vez conocido el comportamiento radiativo de la atmósfera, se puede eliminar su contribución en la energía medida por un sensor satelital, obteniendo así la energía emitida por la superficie y a partir de ésta, la TST. En esto consiste la corrección atmosférica por el método monocanal, el cual precisa del cálculo de la transmisividad y las radiancias atmosféricas (ver la Ecuación 1), mediante el conocimiento de los perfiles verticales de temperatura y humedad, obtenidos a partir de radiosondeos de la zona e introducidos en un modelo de transferencia radiativa (MTR). Esto suele ser un inconveniente del método pues no siempre se dispone de radiosondeos en la zona y a la hora de paso del sensor.

La corrección atmosférica por el monocanal parte de la Ecuación 1, centrándose concretamente en el término entre llaves:

$$\varepsilon_\lambda L^\circ_\lambda(TST) + [1-\varepsilon_\lambda]L^\downarrow_{atm,\lambda} \tag{21}$$

La magnitud $L^\downarrow_{atm,\lambda}$ se define como:

$$L^\downarrow_{atm,\lambda} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} L^\downarrow_\lambda(\theta')\sin\theta'\cos\theta' d\theta' \tag{22}$$

La radiancia atmosférica emitida hacia arriba ya viene definida en el segundo sumando de la Ecuación 1 que, como se ha comentado previamente, es la contribución atmosférica a la radiancia registrada por el satélite, definiéndose como:

$$L^\uparrow_{atm,\lambda}(\theta) = \int_0^h L^\circ_\lambda(T_z)\frac{\partial\tau_\lambda(\theta,h,z)}{\partial z}dz \tag{23}$$

En realidad los sensores a bordo de satélites artificiales realizan medidas radiométricas en canales espectrales de cierta anchura, caracterizadas por una función filtro, $f_i(\lambda)$, siendo la señal registrada por el sensor de la siguiente forma:

$$L_i = \int_0^\infty f_i(\lambda)L_\lambda d\lambda \tag{24}$$

donde L_i es la radiancia de canal obtenida de la convolución de $f_i(\lambda)$ con la radiancia monocromática L_λ medida por el sensor.

Después de aplicar los nuevos términos y transformarlos a medidas de canal según la Ecuación 24, la Ecuación 21 queda como:

$$\begin{aligned} L^\circ_i = L^\circ_i(T_i) = \tau_i(\theta,h,0)[\varepsilon_i L^\circ_i(TST) + (1-\varepsilon_i)L^\downarrow_{atm,i}] + \\ + L^\uparrow_{atm,i}(\theta) \end{aligned} \tag{25}$$

Para el sensor esta radiancia es una función de Planck, pues para éste el conjunto radiativo superficie-atmósfera se comporta como un cuerpo negro radiando a una temperatura T_i, que no es la TST pretendida. Esta ecuación muestra la relación entre la temperatura de brillo (T_i) medida por los canales del sensor montado en el satélite y la TST. En caso de superficies heterogéneas y rugosas, cabe recordar que ε_i y T_i serían emisividad y temperatura efectivas.

Se puede utilizar un MTR como MODTRAN 4.0 (Berk et al., 1999) para estimar las magnitudes atmosféricas que aparecen en la Ecuación 25. Dicho modelo necesita como datos de entrada los perfiles verticales de temperatura y humedad, obtenidos mediante radiosondeos. Esta ecuación constituye la base del método monocanal de corrección atmosférica, pues mediante inversión es posible obtener la TST a partir de T_i.

Podemos reescribir la Ecuación 25 en los siguientes términos:

$$L^\circ_i(T_i) = L^\circ_i(TST) - \Delta I_{ai} - \Delta I_{ei} \tag{26}$$

siendo ΔI_{ai} la atenuación de la radiancia por el efecto de absorción atmosférica y ΔI_{ei} la disminución de radiancia debida al efecto de emisividad. Sus expresiones son (Caselles et al., 1991):

$$\Delta I_{ai} = L^\circ_i(TST)[1-\tau_i(\theta,h,0)] - L^\uparrow_{atm,i}(\theta) \tag{27}$$

$$\Delta I_{ei} = (1-\varepsilon_i)\tau_i(\theta,h,0)[L^\circ_i(TST) - L^\downarrow_{atm,i}] \tag{28}$$

En el IRT, la función de Planck es aproximadamente lineal con la temperatura, de ahí que podamos desarrollar hasta primer orden en serie de Taylor la expresión anterior, alrededor de TST.

$$L^\circ_i(T) = L^\circ_i(TST) + \left(\frac{\partial L^\circ_i(T)}{\partial T}\right)_{TST}(T-TST) \tag{29}$$

aproximación aceptable siempre que $T - TST \leq$ 10-15 K. Usando la Ecuación 12 con $T = T_i$ en la Ecuación 25 obtenemos:

$$\begin{aligned} &L^\circ_i(TST) + \left(\frac{\partial L^\circ_i(T)}{\partial T}\right)_{TST}(T_i - TST) = \\ &= L^\circ_i(TST) - \Delta I_{ai} - \Delta I_{ei} \end{aligned} \tag{30}$$

expresión que ligeramente modificada lleva a:

$$TST - T_i = \frac{\Delta I_{ai}}{\left(\frac{\partial L^\circ_i(T)}{\partial T}\right)_{TST}} + \frac{\Delta I_{ei}}{\left(\frac{\partial L^\circ_i(T)}{\partial T}\right)_{TST}} \tag{31}$$

Obteniéndose la expresión de la corrección atmosférica por el método monocanal en términos de temperaturas, el primer sumando del segundo término representa la corrección atmosférica debida a la absorción atmosférica y el segundo es la corrección de emisividad. Obsérvese que cuando el sensor da una temperatura aparente T_i se puede corregir dicha temperatura y obtener la temperatura real de la superficie mediante la aproximación:

$$TST = T_i + \frac{\Delta I_{ai}}{\left(\frac{\partial L^\circ_i(T)}{\partial T}\right)_{TST}} + \frac{\Delta I_{ei}}{\left(\frac{\partial L^\circ_i(T)}{\partial T}\right)_{TST}} \tag{32}$$

4.1 Ecuación monocanal de corrección

A partir de la Ecuación 25 se puede deducir una expresión que relaciona directamente la corrección atmosférica y de emisividad, obteniendo así conocida la temperatura (T_i) que nos proporciona el sensor, la TST.

Si nos centramos en primer lugar en la corrección atmosférica, como primer paso se define una temperatura de brillo a nivel de superficie (T_i^*) que corresponderá a una radiancia asociada con el término entre corchetes en la Ecuación 25.

$$L_i^{\circ}(T_i^*) = \varepsilon_i L_i^{\circ}(TST) + (1-\varepsilon_i)L_{atm,i}^{\downarrow} \quad (33)$$

donde $L_{atm,i}^{\downarrow}$ es la radiancia atmosférica descendente en todo el hemisferio, que se puede definir como sigue:

$$L_{atm,i}^{\downarrow} = L_i^{\circ}(T_a^{\uparrow})(1-\tau_i) \quad (34)$$

donde $T_a^{\uparrow}$ es el valor medio de la temperatura atmosférica en dirección ascendente (McMillin, 1975) y τ_i la transmitancia atmosférica total.

Sustituyendo la Ecuación 34 en la Ecuación 33 y después ésta en la Ecuación 25, se obtiene la expresión de temperatura perteneciente al término de corrección atmosférica:

$$T_i^* - T_i = \frac{1-\tau_i}{\tau_i}(T_i - T_a^{\uparrow}) \quad (35)$$

Linealizando la función de Planck en la Ecuación 33 se obtiene la corrección de emisividad complementaria a la Ecuación 35:

$$TST - T_i^* = \frac{1-\varepsilon_i}{\varepsilon_i} b_i \quad (36)$$

donde b_i es un parámetro con dimensiones de temperatura dado por Coll y Caselles (1997):

$$b_i = \frac{T_i^*}{n_i} + \gamma_i \left(\frac{n_i-1}{n_i}T_i^* - T_a^{\downarrow}\right)[1-\tau_i(0^{\circ})] \quad (37)$$

siendo n_i un parámetro radiométrico que depende del canal de medida del sensor satelital y del intervalo de temperaturas considerado, γ_i es un parámetro también dependiente del canal de medida y de la atmósfera (Schmugge et al., 1991), $T_a^{\downarrow}$ es la temperatura radiométrica de la atmósfera en dirección descendente y $\tau_i(0^{\circ})$ la transmitancia atmosférica en dirección nadir.

Obtenidos los dos términos de corrección radiométrica, el atmosférico (Ecuación 35) y el de emisividad (Ecuación 36), sustituyendo el primero en el segundo mediante T_i^* se obtiene la ecuación de corrección monocanal que relaciona la temperatura radiométrica medida por el canal i con la TST:

$$TST = T_i + \frac{1-\tau_i}{\tau_i}(T_i - T_a^{\uparrow}) + \frac{\varepsilon_i - 1}{\varepsilon_i} b_i \quad (38)$$

5 Método "split-window"

Utilizar radiosondeos en el método monocanal supone un inconveniente, pues no siempre se dispone de ellos. El método *split-window* utiliza la medida de dos canales dentro de la ventana 8-13 μm donde la atenuación atmosférica de la radiancia terrestre es proporcional a la diferencia entre las medidas de radiancia realizadas en estos dos canales. Evitar utilizar radiosondeos supone una ventaja operativa en el cálculo de la temperatura de la superficie, conocidas las temperaturas aparentes registradas por los dos canales, T_1 y T_2.

Coll y Caselles (1997) propusieron un algoritmo *split-window* relacionando la temperatura de una superficie con las temperaturas y emisividades medidas en los canales espectrales 4 y 5 del sensor AVHRR-NOAA 11, comparándolo con otros algoritmos *split-window* tales como el propuesto por Becker y Li (1995), Prata (1993) o François y Ottlé (1996). La expresión a la que llegaron era:

$$T = T_1 + A(T_1 - T_2) + \Delta + B(\varepsilon) \quad (39)$$

donde los términos A y Δ dependen íntegramente de las condiciones atmosféricas y son completamente independientes del efecto de emisividad, el cual es corregido por $B(\varepsilon)$, dependiente éste a su vez de la atmósfera.

5.1 Términos de corrección atmosférica (A y Δ)

El coeficiente A depende únicamente de las condiciones atmosféricas, concretamente de la transmitancia atmosférica existente entre el sensor y la superficie, expresándose como:

$$A = \frac{1-\tau_1(\theta)}{\tau_1(\theta) - \tau_2(\theta)} \quad (40)$$

donde $\tau_1(\theta)$ y $\tau_2(\theta)$ son transmitancias atmosféricas medidas en los canales 1 y 2 del sensor.

El coeficiente Δ corrige el efecto de emisión atmosférica, y se expresa como:

$$\Delta = -[1-\tau_2(\theta)]A(T_{a1}^{\uparrow} - T_{a2}^{\uparrow}) \quad (41)$$

donde $T_{a1}^{\uparrow}$ y $T_{a2}^{\uparrow}$ son temperaturas atmosféricas efectivas ascendentes de los canales 1 y 2 (McMillin, 1975). Las Ecuaciones 40 y 41 representan los clásicos coeficientes derivados de un cuerpo negro (Maul, 1983). Obsérvese el signo negativo inicial en la Ecuación 41, que indica que este valor de temperatura debe sustraerse, eliminando así la contribución radiativa atmosférica.

Lo cierto es que para la cantidad ingente de datos de información que se obtienen, mediante simulaciones o medidas de campo, el cálculo de estos coeficientes, A y Δ, resulta poco operativo. Coll y Caselles (1997) evaluaron ambos términos mediante la búsqueda de una superficie que minimizara el efecto de la emisividad, eligiéndose la superficie del mar pues es muy próxima a la unidad y se puede despreciar el término $B(\varepsilon)$ quedando la Ecuación 39 como:

$$T = T_1 + A(T_1 - T_2) + \Delta \quad (42)$$

Expresable como:

$$T - T_1 = A(T_1 - T_2) + \Delta \quad (43)$$

Si se representan valores simulados de $T - T_1$ frente a $T_1 - T_2$ (Galve et al., 2008), se obtiene una representación gráfica cuyo ajuste determina una ecuación cuadrática expresada como:

$$T - T_1 = a_0 + a_1(T_1 - T_2) + a_2(T_1 - T_2)^2 \quad (44)$$

Tabla 1. Coeficientes tabulados de las ecuaciones 77-79 (Niclòs et al., 2007) para el sensor MODIS a bordo de las plataformas Terra y Aqua.

Plataforma EOS	a_{01}	a_{02}	a_{11}	a_{12}	a_{21}	a_{22}
Terra	0.466 ± 0.012	0.392 ± 0.006	0.03 ± 0.02	2.57 ± 0.02	0.359 ± 0.011	0.427 ± 0.009
Aqua	0.466 ± 0.012	0.396 ± 0.006	0.02 ± 0.02	2.54 ± 0.02	0.357 ± 0.011	0.419 ± 0.009

Tabla 2. Coeficientes de las ecuaciones 83 y 84 (Niclòs et al., 2007) para el sensor MODIS a bordo de las plataformas Terra y Aqua.

Plataforma EOS	α_0	α_1	α_2	β_0	β_1	β_2
Terra	53.23 ± 0.05	-1.27 ± 0.02	-0.210 ± 0.002	196.1 ± 0.2	-35.74 ± 0.10	1.785 ± 0.010
Aqua	53.36 ± 0.05	-1.27 ± 0.02	-0.211 ± 0.002	194.9 ± 0.2	-35.56 ± 0.11	1.779 ± 0.010

Si comparamos la Ecuación 44 con la Ecuación 43 se observa que A tiene una dependencia lineal con la diferencia de temperaturas entre canales y que Δ es constante:

$$A = a_1 + a_2(T_1 - T_2) \tag{45}$$

$$\Delta = a_0 \tag{46}$$

Los coeficientes a_0, a_1 y a_2 se obtienen por regresión lineal, bien usando medidas coincidentes del sensor y de superficie, bien mediante una base de datos simulados.

Sorprende ver que A dependa linealmente de la diferencia de temperaturas entre dos canales. Nótese que A y Δ dependen del ángulo cenital de observación (Ecuaciones 40 y 41). A este respecto Niclòs et al. (2007) realizaron un estudio de la variación de la temperatura del mar con el ángulo de observación usando la Ecuación 39. Mediante simulaciones se observó cómo variaba la Ecuación 44 para cuatro ángulos cenitales distintos: 0°, 47.5°, 60° y 65°, observando que los coeficientes a_0, a_1 y a_2 se ajustan a una función del tipo:

$$a_0 = a_{01}[\sec(\theta) - 1] + a_{02} \tag{47}$$

$$a_1 = a_{11}[\sec(\theta) - 1] + a_{12} \tag{48}$$

$$a_2 = a_{21}[\sec(\theta) - 1] + a_{22} \tag{49}$$

donde a_{01}, a_{02}, a_{11}, a_{12}, a_{21} y a_{22} se obtienen por regresión lineal. Apréciense en la Tabla 1 los valores obtenidos por Niclòs et al. (2007).

5.2 Término de corrección del efecto de emisividad $B(\varepsilon)$

La corrección de emisividad en el algoritmo *split-window* se ve afectada por las condiciones atmosféricas. Coll y Caselles (1997) ofrecen la siguiente expresión del término:

$$B(\varepsilon) = \alpha(1 - \varepsilon) - \beta\Delta\varepsilon \tag{50}$$

siendo $\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$ la emisividad media de los dos canales, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ la diferencia de emisividad de éstos y α y β dos coeficientes que vienen definidos como:

$$\alpha = (b_1 - b_2)A\tau_2(\theta) + b_1 \tag{51}$$

$$\beta = A\tau_2(\theta)b_2 + \frac{\alpha}{2} \tag{52}$$

donde b_i (i = 1, 2) es el parámetro de canal definido en la Ecuación 37 y que diferencia el comportamiento de emisividad en mar o en tierra, a través de su carácter reflector (parámetro $T_{ai}^{\downarrow}$) ya que se debe conocer la dependencia angular de la transmitancia en el caso del mar siendo suficiente conocer la transmitancia en nadir para el caso terrestre.

Se obtiene el término de corrección de emisividad mediante el cálculo de las Ecuaciones 50 - 52, pero al igual que con los términos de corrección atmosférica este término es poco operativo. La solución la proponen Coll y Caselles (1997) que, tras calcular el término $B(\varepsilon)$ mediante las Ecuaciones 50 - 52, observaron que α y β variaban con la cantidad de vapor de agua atmosférico (W). Por tanto se pueden ajustar por regresión y obtener una expresión sencilla de α y β en función de W. Niclòs et al. (2007), considerando tanto el carácter especular de la superficie marítima como sus propiedades, realizaron un ajuste cuadrático de dichos parámetros con W:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 W + \alpha_2 W^2 \tag{53}$$

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 W + \beta_2 W^2 \tag{54}$$

Galve et al. (2008) también realizaron dicho ajuste pero para datos de superficie terrestre, limitando el coeficiente β al término lineal, pues no suponía una mejora en la precisión del valor de temperatura de superficie. Ambos trabajos muestran valores tabulados de α_i, β_i (i = 0, 1 y 2) obtenidos por regresión lineal. En la Tabla 2 se presentan los valores obtenidos por Niclòs et al. (2007).

De este modo se obtiene una ecuación *split-window* (Ecuación 39) sencilla, cuyos términos A, Δ y $B(\varepsilon)$ se calculan de forma práctica mediante las Ecuaciones 45, 46 y 50, respectivamente, teniendo en cuenta en la Ecuación 50 los términos dependientes de W, $\alpha(W)$ y $\beta(W)$ (Ecuaciones 53 y 54).

Para una mayor concepción y entendimiento del método *split-window*, se ruega encarecidamente al lector lea los trabajos sobre este método que realizaron para el sensor MODIS Wan (1999) y para el sensor AATSR Prata (2002).

6 Conclusiones

En el presente artículo se ha llegado a dos puntos clave en la determinación de la temperatura de la superficie terrestre desde sensores a bordo de satélites: el primero, la necesidad de conocer de una forma exacta y precisa la emisividad de las superficies terrestres y el segundo, tener en cuenta la contribución radiativa de la atmósfera interpuesta entre el sensor y la superficie. Respecto a la emisividad, se han mostrado algunos métodos importantes utilizados hoy en día en su determinación y aplicación a algoritmos de medida de la temperatura, con el fin de corregir posibles errores en su valor. Para evitar el efecto de la atmósfera en la determinación de la temperatura, se han propuesto aquí dos métodos ampliamente conocidos en la bibliografía de la teledetección térmica. El primero, el llamado monocanal, aunque de sencillez matemática, tiene el inconveniente de necesitar valores atmosféricos proporcionados por radiosondeos, de los que no siempre se puede disponer. El segundo de ellos, el llamado *split-window*, por su parte, no depende tanto de parámetros atmosféricos, tan solo necesita conocer la cantidad de vapor de agua de la atmósfera con el fin de obtener el término de corrección de emisividad de la superficie estudiada, en caso de ser necesario (en superficies marinas no lo es, por ejemplo). El hecho de tratar con una fórmula matemática sencilla, compuesta de términos de fácil adquisición, hace del método *split-window* uno de los más adecuados hoy en día para realizar la corrección atmosférica en las medidas de radiancia realizadas desde satélite. El presente artículo supone una revisión en la determinación de la temperatura en el infrarrojo térmico, al igual que una práctica herramienta para aquellas comunidades científicas que se acerquen al campo desde otras especialidades, así como para el lector novel que desee iniciarse en la teledetección.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido posible gracias a la financiación del Ministerio de Ciencia e Innovación (beca FPI de V. García, proyectos CGL2007-64666 y CGL2007-29819-E, cofinanciados con fondos FEDER) y de la *Conselleria d'Educació de la Generalitat Valenciana* (PROMETEO/2009/086). Los autores agradecen los valiosos comentarios del Prof. César Coll, Dr. Juan Manuel Sánchez, Joan Miquel Galve y María Mira de la *Universitat de València*.

Referencias

Becker, F. y Li, Z.-L., 1995: *Surfaces temperature and emissivity at various scales: Definition, measurement and related problems*, Int J Remote Sens, **12**, 225–253.

Berk, A., Anderson, G. P., Acharya, P. K., Chetwynd, J. H., Bernstein, L. S., y Shettle, E. P., 1999: MODTRAN 4 user's manual, MA: Air Force Research Laboratory, Space Vehicles Directorate, Air Force Material Command, Hascom AFB, 95.

Buettner, K. J. y Kern, C. D., 1965: *The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces*, J Geophys Res, **70**, 1324–1337.

Caselles, V., Coll, C., y Sobrino, J. A., 1991: La Teledetección en el seguimiento de los fenómenos naturales, Servicio de publicaciones de la Universitat de Valencia, València, 95-140, 149-182.

Coll, C. y Caselles, V., 1997: *A split-window algorithm for land surface temperature from adnvanced very high resolution radiometer data: Validation and algorithm comparison*, J Geophys Res, **102**, 1697–16, 713.

Coll, C., Valor, E., Caselles, V., y Niclòs, R., 2003: *Adjusted Normalized Emissivity Method for surface temperature and emissivity retrieval from optical and thermal infrared remote sensing data*, J Geophys Res, **108**, 12.1–12.14.

Colton, A. L., 1996: *Effective thermal parameters for a heterogeneous land surface*, Remote Sens Environ, **57**, 143–160.

Conaway, J. y van Bavel, C. H. M., 1967: *Evaporation from a wet surface calculated from radiometrically determined surface temperatures*, J Appl Meteorol, **6**, 650–655.

Dana, R. W., 1969: Measurements of 8-14 microm emissivity of igneous rocks and mineral surfaces, NASA science Report NSG-632, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland (USA).

François, C. y Ottlé, C., 1996: *Atmospheric corrections in the thermal infrared: Global and water vapor dependent split-window algorithms- Applications to ATSR and AVHRR data*, IEEE Trans Geosci Remote Sensing, **34**, 457–469.

French, A. N., Norman, J. M., y Anderson, M. C., 2003: *A simple and fast atmospheric correction for spaceborne remote sensing of surface temperature*, IEEE Trans Geosci Remote Sensing, **87**, 326–333.

Galve, J. M., Coll, C., Caselles, V., y Valor, E., 2008: *An atmospheric radiosounding database for generating Land Surface Temperature algorithm*, Remote Sens Environ, **46**, 1547–1557. Doi: 10.1109/TGRS.2008.916 084.

Gillespie, A. R., 1986: Lithologic mapping of silicate rocks using TIMS, in the TIMS data user's workshop, Publ. Pasadena Calif, 29-44.

Gillespie, A. R., Rokugawa, S., Matsunaga, T., Cothern, J. S., Hook, S., y Kahle, B., 1998: *A Temperature and Emissivity Separation algorithm for Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection radiometer ASTER images*, IEEE Trans Geosci Remote Sensing, **36**, 1113–1126.

Maul, G. A., 1983: *Zenith angle effects in multichannel infrared sea surface sensing*, Remote Sens Environ, **13**, 313–329.

McMillin, L. M., 1975: *Estimation of sea surface temperatures from two infrared window measurements with different absorption*, J Geophys Res, **36**, 5113–5117.

Niclòs, R., Caselles, V., Coll, C., y Valor, E., 2007: *Determination of sea surface temperature at large observation angles using an angular and emissivity-dependent split-window equation*, Remote Sens Environ, **111**, 107–121. Doi:10.1016/j.rse.2007.03.014.

Prata, A. J., 1993: *Land surface temperatures derived from the advanced very high resolution radiometer and the along track scanning radiometer. Theory*, J Geophys Res, **98(D9)**, 689–16, 702.

Prata, A. J., 2002: Land surface temperatures measurements from space: AATSR algorithm theoretical basis document, CSIRO Atmos. Res., Aspendale, Australia, tech. Rep. 34.

Rouse, J. W., Haas, R. H., Schell, J. A., Deering, D. W., y Harlan, L. C., 1974: Monitoring the vernal advancement of retrogradation of natural vegetation, NASA/GSFC, Type III, Final Report, Greenbelt, MD, p 371.

Rubio, E., Caselles, V., y Badenas, C., 1997: *Emissivity measurements of several soils and vegetation types in the 8-14 μm wave* *band: analysis of two field methods*, Remote Sens Environ, **59**, 490–521.

Schmugge, T. J., Becker, F., y Li, Z.-L., 1991: *Spectral emissivity variations observed in airbone surface temperature measurements*, Remote Sens Environ, **35**, 95–104.

Valor, E. y Caselles, V., 1996: *Mapping land surface emissivity from NDVI: application to european, african and south american areas*, Remote Sens Environ, **57**, 167–184.

van de Griend, A. A. y Owe, M., 1993: *On the relationship between thermal emissivity and the normalized difference vegetation index for natural surfaces*, Int J Remote Sens, **14**, 1119–1131.

Wan, Z., 1999: MODIS land surface temperature. Algorithm theorethical basis document, NAS5-31370.