

Capítulo 13

Radiación térmica

Interacción materia-radiación

Radiación viene de rayo, que significa "recta naciente", y se atribuye a la emanación y propagación rectilínea de un flujo de partículas u ondas, que pueden ser materiales (tener masa en reposo, como la radiación de electrones, de protones, de neutrones, de partículas α (núcleos de helio), de partículas β (electrones provenientes del núcleo), de iones, etc.) o partículas energéticas sin masa en reposo (tienen masa relativista), llamadas fotones, y que corresponden a las ondas electromagnéticas. Para todas ellas se verifica la dualidad onda-corpúsculo, es decir, toda partícula lleva asociada una onda y toda onda se puede considerar corpuscular. Sólo se tratará aquí de la radiación electromagnética, y se tratará desde el punto de vista corpuscular (fotones).

La radiación electromagnética es de interés no sólo térmico, sino para la visión animal (y toda la ingeniería de la iluminación), biológico (fotosíntesis, preservación de alimentos, radioterapia), químico (análisis espectroscópico, fotografía), industrial (óptica, telecomunicaciones, control de procesos, reactores nucleares, criogenia), espacial (control térmico de naves espaciales, vuelo hipersónico), militar (visión infrarroja, generadores isotópicos, armamento nuclear), etc.

La interacción materia-radiación, que sólo ocurrirá cuando exista un acoplamiento efectivo (resonancia), es lo que sirve para caracterizar (y medir) todos los efectos. Desde el punto de vista de la absorción de radiación por la materia, dicha interacción puede ser de los siguientes tipos (de mayor a menor energía):

- Nuclear: $A+h\nu \rightarrow B+C+n$ (reacción nuclear donde n representa un neutrón; es muy difícil que la radiación electromagnética llegue a alterar la estructura nuclear; normalmente se necesitarán rayos cósmicos o haces de partículas muy aceleradas)
- Atómica: se excitan los electrones del átomo sin importar la estructura molecular. Puede ser ionizante ($A+h\nu \rightarrow A^++e^-$) o sólo llegar a subir los electrones a niveles energéticos superiores, con la consiguiente emisión luminiscente ($A+h\nu \rightarrow A+h\nu'$, donde $\nu' \leq \nu$) al volver a bajar los electrones, o reacción química (a veces de disociación: $A+h\nu \rightarrow B+C$, porque se ha activado mucho el átomo) o disipación térmica (por choques con las demás partículas).

- Molecular: se excitan los estados de vibración, rotación y translación de la molécula (a veces hasta la disociación). Dan siempre lugar a disipación aleatoria (térmica) por interacción (choque) con las demás partículas o por emisión infrarroja.
- Macroscópica: se necesitan longitudes macroscópicas para que se absorba la radiación de baja energía (radiofrecuencia) y ello sólo si existe un circuito electromagnético resonante.

Desde el punto de vista de la emisión es similar: la excitación que da lugar a la emisión de radiación puede ser nuclear (haz de neutrones), eléctrica (chispa, arco), térmica (calentamiento por choques moleculares p.e. en una llama) o puede ser emisión estimulada por la absorción de otra radiación (resonancia óptica, luminiscencia, dispersión Rayleigh, dispersión Raman, etc).

Características de la radiación

La radiación electromagnética tiene muchas características intrínsecas: velocidad de propagación, intensidad, frecuencia de pulsación, fase, polarización, coherencia, divergencia, etc.

La velocidad de propagación en el vacío es, por definición, $c \equiv 0,299792458 \cdot 10^9 \text{ m.s}^{-1}$, y es siempre menor a través de cualquier otro medio transmisor. A partir de la velocidad y la frecuencia se define la longitud de onda, λ , de una radiación por:

$$\lambda \equiv \frac{c}{\nu} \quad (13.1)$$

Una misma radiación conserva su frecuencia al pasar de un medio a otro, pero al cambiar de velocidad cambia de longitud de onda. Se define el índice de refracción, n , de un medio (para una longitud de onda y una dirección de polarización dadas) como $n \equiv c_{\text{vacío}}/c_{\text{medio}}$, y suele valer entre 1 y 2,5 según el material. En todo lo que sigue se considerará que la propagación es en el vacío (excepto cuando se consideren medios semitransparentes), lo cual valdrá generalmente para el aire ya que su índice de refracción es $n_{\text{aire}}=1,0003$ (en condiciones ambientes y para la mayoría de las radiaciones térmicas) y de entre las características de las radiaciones sólo se considerarán la intensidad (la intensidad direccional $I [\text{W.sr}^{-1}]$ o la densidad de flujo $i [\text{W.m}^{-2}]$) y la longitud de onda λ , respecto a la cual se clasifica todo el espectro de radiaciones electromagnéticas en las siguientes bandas (debajo del nombre se especifica el intervalo de longitudes de onda que les corresponde):

Rayos cósmicos γ X ultravioleta visible infrarrojo microondas radiofrecuencia
 λ [m]: $< 10^{-13} \div 10^{-10} \div 10^{-8} \div 10^{-7} \div 10^{-6} \div 10^{-4} \div 10^{-2} <$

La radiación de $\lambda < 10^{-5} \text{ m}$ es tan energética que se pueden detectar los fotones individualmente, mientras que para $\lambda > 10^{-5} \text{ m}$ se necesita recibir un tren de ondas (conjunto de fotones) para su detección. En general, estos fenómenos de propagación siempre se pueden considerar con esta dualidad onda-corpúsculo.

La intensidad de una radiación se mide de diferente forma según sea el rango de longitudes de onda:

- Para $\lambda < 10^{-10}$ m (ionizantes) por ionización en cámara de niebla o de burbujas, o contador Geiger.
- Para $10^{-10} < \lambda < 10^{-6}$ m (rayos X, UV y visible) por penetración en paquete de placas fotográficas.
- Para $10^{-7} < \lambda < 10^{-4}$ m (radiación térmica: UV, visible e IR) por efectos cuánticos, ópticos o térmicos:
 - Cuánticos: fotovoltaico, fotoconductor o fotoemisor. La respuesta de los detectores cuánticos es proporcional a λ ya que, a energía constante $E = Nh\nu = Nhc/\lambda$, a más λ más N y por tanto más intensidad.
 - Ópticos: comparando el brillo con el de un filamento de emisividad y temperatura conocidas (se varía el voltaje de una lámpara de wolframio hasta que su brillo se confunde con el de la muestra).
 - Térmicos: se llaman bolómetros, y son similares a los termómetros. Los de resistencia están basados en la variación de la conductividad eléctrica con la temperatura (en los metales $d \ln \sigma / dT \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ y varía poco; en los semiconductores esta derivada es positiva, mucho mayor y no lineal). Los de fuerza electromotriz (p.e. hierro/constantán) dan $\approx 60 \cdot 10^{-6} \text{ V/K}$ (el constantán es una aleación Cu-Ni al 60-40%).
- Para $\lambda > 10^{-4}$ m (radiofrecuencia) por circuitos eléctricos inductivo-capacitivos sintonizados.

La longitud de onda λ , o la frecuencia $\nu = c/\lambda$ se mide por interferometría con mallas (redes de difracción) de anchura entre 5 y 10 λ (antenas radioeléctricas, mallas micrométricas para el infrarrojo y el visible, y redes cristalinas para los rayos X). Para $\lambda < 10^{-10}$ m se mide por efecto fotoeléctrico (midiendo la energía de escape de los electrones en $M + h\nu \rightarrow M^+ + e^-$) o por efecto Compton (midiendo la variación de impulso de los electrones en $e^- + h\nu \rightarrow e^- + h\nu'$).

Las otras características de la radiación (fase, polarización, coherencia, divergencia) son básicas para la óptica moderna (también llamada fotónica: láseres, fibras ópticas, holografía, etc.) pues en ellas están basados todos los efectos de interferencias, pero no intervienen en el estudio de la radiación térmica, cuya fase es aleatoria, la polarización suele ser circular, la coherencia despreciable y la divergencia total (es decir, isotrópica).

Radiación térmica

Ya se ha visto que las radiaciones que dan lugar a efectos térmicos en su interacción con la materia están en la banda de $10^{-7} < \lambda < 10^{-4}$ m (ultravioleta, visible e infrarrojo). La Termodinámica del equilibrio enseña¹ que si una radiación (gas fotónico) queda completamente caracterizada por su energía total, y está en equilibrio termodinámico, la

1. Ver p.e. Siegel, R. y Howell, J.R., "Thermal radiation heat transfer", McGraw-Hill, 1981.

distribución espectral de la energía que fluye por unidad de área, llamada emitancia espectral, e_λ , viene dada por la ley de Planck (1901), deducida teóricamente por Bose en 1924:

$$e_\lambda = \frac{A}{\lambda^5 (e^{\frac{B}{\lambda T}} - 1)} \quad (13.2)$$

donde $A=2\pi hc^2=3,7 \cdot 10^{-16}$ W.m² y $B=hc/k=0,014$ m.K se llaman primera y segunda constantes de radiación (recordemos que $h=6,6 \cdot 10^{-34}$ J.s, $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K y $c=3 \cdot 10^8$ m/s). A este tipo de radiación se le llama radiación de cuerpo negro².

Si la emisión tiene lugar en un medio de índice de refracción n , habría que poner $n^2 A$ y nB en (13.2). Si no se trata de radiación de cuerpo negro, habrá que distinguir entre flujo emitido (emitancia) y flujo emergente (exitancia), que dejarán de ser iguales. La emitancia de los cuerpos reales no varía con la λ y la T según (13.2), sino de otra manera más complicada, y además varía con la dirección y el plano de polarización.

En realidad, la radiación de cuerpo negro se debería de llamar radiación de Planck o de agujero, pues es la que saldría a través de un pequeño agujero del recinto donde existe la radiación en equilibrio, pero como el ojo ve negros los agujeros sin fondo, y de hecho, las superficies que aparecen negras a la luz (radiación visible) lo son porque no reflejan nada, como los agujeros, se dice radiación de cuerpo negro; desgraciadamente, si una superficie visiblemente negra se "ilumina" p.e. con radiación infrarroja, puede que la refleje y ya no sería "negra" como el agujero que, tanto en el infrarrojo como en el visible, nunca refleja nada, por lo que con esta nomenclatura se da el curioso hecho de que la nieve (blanca como la nieve) se comporta como un cuerpo negro para las radiaciones infrarrojas.

La distribución espectral de Planck presenta un máximo para una $\lambda_{e_{\max}}$ tal que $T\lambda_{e_{\max}}=2,9 \cdot 10^{-3}$ m.K (se llama ley de Wien³) y la integral sobre todo el espectro da la llamada ley de Stefan $e=\sigma T^4$, con $\sigma=5,67 \cdot 10^{-8}$ W.m⁻².K⁻⁴ $=2\pi^5 k^4/(15c^2 h^3)=(\pi/B)^4(A/15)$. Stefan en 1879 dedujo que $e_1/e_2=T_1^4/T_2^4$ a partir de medidas de temperaturas y potencias de un filamento de wolframio, realizadas por Tyndall, y Boltzman la dedujo en 1884 aplicando el ciclo de Carnot a la radiación (ver más adelante).

Si la superficie no tiene propiedades direccionales (se llama difusa o lambertiana), la intensidad de emisión de un elemento dA variará según el ángulo con la normal $e_\beta=e_o \cos \beta$, que se llama ley de Lambert o del coseno. Se ha de tener en cuenta que si la emisión es en un medio de índice de refracción n , la emisión es n^2 veces mayor, y la ley de Wien es $nT\lambda_{e_{\max}}=cte$. El estudio de la radiación de cuerpo negro se realizará posteriormente (en la práctica los cuerpos no se comportan así, pero el estudio de la radiación térmica se suele hacer a partir de este modelo).

2. Esta ecuación, o la de la emitancia total integrada para toda λ , puede usarse para calcular experimentalmente el valor de h .

3. A veces se especifica más y a ésta se le llama ley de Wien del desplazamiento, para distinguirla de la ley de Wien de la emisión, que es la (13.2) sin el -1 , que es válida para $\lambda \ll \lambda_{e_{\max}}$ y que él dedujo teóricamente en 1891.

En realidad, en la práctica se distingue la radiación térmica de las demás radiaciones en que su intensidad y frecuencia varían con la temperatura de forma similar a como lo hace un cuerpo negro (p.e., en la radiación producida con descarga eléctrica en gases enrarecidos, la temperatura no tiene relación directa ni con la potencia emitida ni con su espectro). Sin embargo, no hay que olvidar que, independientemente de si la fuente de radiación es de tipo térmico o no, todas las radiaciones con longitud de onda comprendida entre $10^{-7} < \lambda < 10^{-4}$ m (ultravioleta, visible e infrarrojo) puede dar lugar a efectos térmicos en su interacción con la materia y por tanto son de interés en ingeniería energética, mientras que las de $\lambda < 10^{-7}$ m lo son en ingeniería nuclear y las de $\lambda > 10^{-4}$ m lo son en ingeniería eléctrica.

Las fuentes de radiación térmica son pues cuerpos calientes. El sol tiene una temperatura aparente de unos 5800 K y su máxima intensidad es a $\lambda_{e_{\max}} = 0,5 \mu\text{m}$ (donde más sensibilidad tiene el ojo humano). El filamento de una bombilla incandescente está a unos 3000 K y da el máximo a $1 \mu\text{m}$, por lo que el rendimiento luminoso es muy pequeño. El cuerpo humano está a 310 K y da el máximo a $10 \mu\text{m}$. Nótese, de paso, que la emisión de radiación del cuerpo humano es del orden de $\sigma AT^4 \approx 10^3$ W (algo menor, porque la temperatura de la piel o los vestidos es menor que la del interior y además no es cuerpo negro), pero de todas formas superior al metabolismo energético humano (≈ 100 W); lo que ocurre en realidad es que esa emisión se ve compensada casi totalmente por la emisión de los cuerpos vecinos y el intercambio radiativo neto suele ser despreciable, evacuándose la energía metabólica por convección natural al aire (ayudado por la evaporación del sudor).

En cuanto a los efectos visuales de la radiación, hay que tener en cuenta que para "ver" es necesario que exista desequilibrio termodinámico de radiación (p.e., es imposible ver si dentro de un horno hay una muestra o no, suponiendo que esté a la temperatura del horno y se mire a través de un pequeño orificio para no perturbar este equilibrio).

Propiedades ópticas de la materia

Aunque se llaman propiedades ópticas, son de aplicación también a la radiación térmica en general. Conviene distinguir entre propiedades volumétricas y propiedades superficiales (o interfaciales). Estas últimas serán las únicas que se analizarán posteriormente, pues en la mayoría de las aplicaciones ingenieriles puede suponerse que la radiación se propaga en el vacío (va muy bien para el aire) y no penetra en los materiales (son opacos a la mayoría de las radiaciones térmicas). La materia en equilibrio termodinámico absorbe exactamente lo mismo que emite en cada longitud de onda, y por eso sólo se nota el efecto superficial no compensado.

Propiedades volumétricas: El índice de refracción (la velocidad de propagación) depende del material ($n_{\text{aire}}=1,0003$, $n_{\text{agua}}=1,33$, $n_{\text{vidrio}}=1,5$) y en menor medida de la longitud de onda (por eso se separan los colores en un prisma). La trayectoria de los rayos es la de mínimo tiempo (principio de Fermat). La absorción depende de la sustancia, de su espesor y de la longitud de onda (y similarmente la transmisión). Las pequeñas inhomogeneidades (hasta de tamaño atómico) dan lugar a una dispersión creciente con la frecuencia (proporcionalmente a $1/\lambda^4$ según la ley de Lighthill); por eso el fondo del mar y el cielo son azules, pues lo que se ve es la luz dispersada, mientras que los atardeceres son rojos porque es la fracción del

espectro que menos se ha dispersado. En la luna, al no haber atmósfera, el cielo es negro y el sol no cambia de color. Si hay partículas dispersas pueden formarse interferencias (p.e. el arco iris⁴ por refracción en la gotitas de agua).

Los vidrios, cristales inorgánicos, líquidos y gases, suelen ser transparentes en el visible; en el infrarrojo lo son algunos cristales (sal gema= CaCO_3 , cuarcita= SiO_2 , NaCl , CaF_2 , Ge) y los gases diatómicos. Para la transmisión a través de medios volumétricos no se considera la reflexión en interfases, así que será $\alpha + \tau = 1$. En la Fig. 13.1 se presentan algunas transmitancias de sólidos y en la Fig. 13.2 la absorbancia⁵ del vapor de agua.

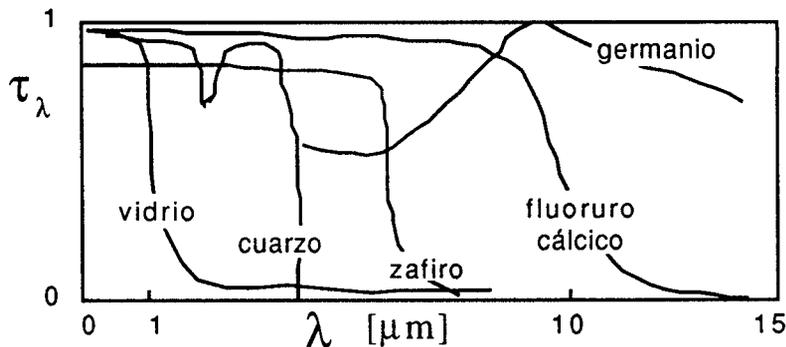


Fig. 13.1. Transmitancia espectral de diversas sustancias (para 25 mm de espesor) en función de la longitud de onda.

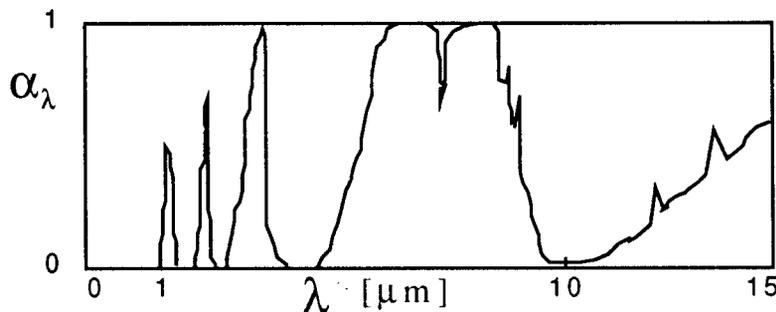


Fig. 13.2. Absorbancia espectral de una capa de 1 m de espesor de vapor de agua a 400 K y 100 kPa, en función de la longitud de onda.

Propiedades interfaciales: Además de depender del material, dependen fuertemente de su estado superficial, y en menor grado de la longitud de onda, de la temperatura (ligada a la anterior), de la dirección, tratamiento químico (p.e. electrodeposición) o físico-químico (p.e. adhesivos, pinturas, anodizado, oxidación, recocido, etc). Para una interfase, llamando α al coeficiente de absorción o absorbancia (energía absorbida con relación a la recibida), ρ al coeficiente de reflexión o reflectancia y τ al coeficiente de transmisión o transmitancia, en una interfase se verificará que $\alpha + \rho + \tau = 1$ (balance energético de una masa superficial despreciable). Según la transmitancia, los cuerpos pueden ser opacos ($\tau = 0$ o bien $\alpha + \rho = 1$), o

4. Ver p.e. M. Yuste y C. Carrera, "El arco iris: el fenómeno natural en la enseñanza de la física", Revista Española de Física, Vol. 2, pp. 28-39, 1988.

5. Se sigue aquí la norma de usar la desinencia *-ividad* sólo para la emisividad por ser una propiedad exclusiva del cuerpo, mientras que la absorbancia, transmitancia y reflectancia dependen no sólo del cuerpo sino de las características de la radiación incidente.

translúcido (que a su vez puede ser transparente, difuso o real, según ensanche el haz transmitido)⁶. Según la reflectancia la superficie puede ser blanca ($\rho=1$) o más o menos gris. Los reflectores perfectos (llamados cuerpos blancos en contraposición a los cuerpos negros que no reflejan nada), atendiendo a su direccionalidad, pueden ser especulares, o más o menos difusos.

La absorción en líquidos y sólidos no metálicos para radiaciones no transmitibles tiene lugar en una capa del orden de 1 mm de espesor, y en los metales (que apenas absorben) en un espesor de 1 μm .

Se puede definir también el cuerpo negro como aquél que para todas las radiaciones tiene $\alpha_\lambda=1$ (es opaco y no refleja nada; todo lo absorbe). Para un cuerpo cualquiera se define la emisividad espectral ϵ_λ de su superficie como el cociente entre la energía emitida entre λ y $\lambda+d\lambda$ y la que emitiría un cuerpo negro a la misma temperatura. Para analizar con más detalle el equilibrio entre la materia y la radiación, considérese un cuerpo negro muy pequeño, plano y térmicamente aislado por detrás, paralelo y casi pegado a un elemento superficial de materia de propiedades radiativas α_λ y ϵ_λ , según se han definido estos coeficientes. Para la configuración elegida y debido a la inercia infinitesimal del pequeño cuerpo negro (que designaremos como *bb*, del inglés *black-body*), éste estará en todo momento en equilibrio termodinámico local con el elemento de materia próximo (que designaremos como *el*), y por tanto ambos tendrán la misma temperatura, T . El balance energético del pequeño cuerpo negro obliga a que la energía que emite $e_{bb}(T)$ sea igual a la que recibe, que será a su vez la emitida por el elemento $e_{el}(T) = \int \epsilon_\lambda(\lambda) e_{bb}(\lambda, T) d\lambda$ más la reflejada por él $\int \rho_\lambda(\lambda) e_{bb}(\lambda, T) d\lambda$, que con $\rho_\lambda=1-\alpha_\lambda$ conduce a:

$$\begin{aligned} e_{bb}(T) &= \int \epsilon_\lambda(\lambda) e_{bb}(\lambda, T) d\lambda + \int [1 - \alpha_\lambda(\lambda)] e_{bb}(\lambda, T) d\lambda = \\ &= \int [1 - \alpha_\lambda(\lambda) + \epsilon_\lambda(\lambda)] e_{bb}(\lambda, T) d\lambda \quad \Rightarrow \quad \alpha_\lambda(\lambda) = \epsilon_\lambda(\lambda) \quad (13.3) \end{aligned}$$

ya que la igualdad anterior debe cumplirse para cualquier temperatura; es decir, para cualquier temperatura del elemento, $\alpha_\lambda(\lambda, T) = \epsilon_\lambda(\lambda, T)$, que no quiere decir que $\epsilon_\lambda(T_1) = \epsilon_\lambda(T_2)$. La importante conclusión obtenida en (13.3) se llama ley de Kirchoff (1859) del equilibrio detallado, y enseña que para cualquier cuerpo la emisividad y la absorción de radiaciones de una misma longitud de onda⁷ es la misma, pero de ello no se deduce que la emisividad total sea igual a la absorción total, lo cual sólo será válido cuando el cuerpo esté en equilibrio termodinámico con la radiación de cuerpo negro a esa temperatura; normalmente los cuerpos no alcanzan el equilibrio termodinámico con la radiación ambiente, sino un estado térmico estacionario (p.e. están radiando a unos 300 K en presencia del Sol a unos 6000 K). En muchas aplicaciones basta considerar estos dos rangos de temperaturas o longitudes de ondas (300 K \leftrightarrow 10 μm y 6000 K \leftrightarrow 0,5 μm) y dentro de cada uno se pueden suponer constantes las propiedades, por lo que bastará considerar dos valores, uno en cada rango; como el relativo a 6000 K sólo atañe a la absorción de radiación solar, se acostumbra a usar α_s (que sería igual a ϵ_s si el cuerpo emitiese a 6000 K) y ϵ_{IR} (que es igual a α_{IR}).

6. La transmitancia de la piel humana es sólo apreciable en el entorno de 1,2 μm , 1,7 μm , 2,2 μm , 6 μm y 11 μm , lo que se aprovecha para radioterapia.

7. En realidad, habría que imponer también una dirección concreta de polarización, pero como aquí no se consideran estos efectos, puede considerarse (13.3) de validez general.

Obviamente, para el cuerpo negro $\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda = 1$, pero para los cuerpos reales la emisividad y la absorptancia ($\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$) varían ampliamente con λ , como se aprecia en la Fig. 13.4. Esto se aprovecha en los recubrimientos selectivos para el control térmico pasivo; en efecto, si un cuerpo absorbe radiación solar en la cantidad $\alpha_\lambda A_s C_{sol}$ (siendo A_s el área frontal y valiendo la constante solar (fuera de la atmósfera, para que no influya el espesor de la capa de aire) $C_{sol} = 1370 \text{ W/m}^2$) y emite radiación propia (infrarroja) a razón de $\epsilon_{IR} A \sigma T^4$ (siendo ϵ_{IR} la emisividad en la banda infrarroja y A el área total de emisión), y no recibe más radiaciones, resulta que su temperatura de equilibrio se puede controlar seleccionando la relación ϵ_{IR}/α_s , que puede variar fácilmente desde 0,1 hasta 10, según el material. Una consecuencia de esta variación de α_λ con λ es que el vidrio deja pasar los 10^3 W/m^2 de la radiación solar sin calentarse y sin embargo el vidrio de una bombilla, al dejar pasar la misma cantidad de radiación, quema.

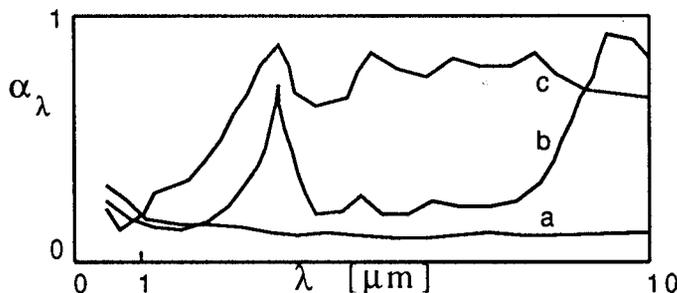


Fig. 13.4. Variación de la absorptancia espectral (igual a la emisividad espectral) con la longitud de onda λ en algunos materiales: a) aluminio pulido, b) aluminio anodizado, c) yeso blanco.

La emisividad de los metales (se sobreentiende que en el infrarrojo) es proporcional a su conductividad eléctrica, inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la longitud de onda y menor de 0,1 (mucho menor que la de los no metales), y siempre crece con la temperatura y con el grado de oxidación (cuando se usan valores de referencia la incertidumbre en ϵ es del orden de $\pm 50\%$, debido a la oxidación o la contaminación superficial). Además, se desvían de la ley del coseno, aumentando la emisividad para ángulos con la normal grandes (para los no metales es al contrario: emiten proporcionalmente más en la dirección normal), por ello, el brillo térmico de una esfera (que para emisores difusos es uniforme pese a la ley del coseno por compensarse con la variación del área proyectada) es menor en el centro y aumenta hacia los bordes si la esfera es metálica, y al revés si es no metálica, como se ilustra en la Fig. 13.5 (esto se refiere a la emisividad, no a la reflectancia, que es la que controla p.e. el brillo visible de la luna, que resulta casi uniforme por otra razón). En cualquier caso, la diferencia entre la emisividad hemisférica y la normal (perpendicular) suele ser despreciable, variando entre 1 y 1,3 en los metales y entre 0,95 y 1 en los no metales.

Las relaciones generales entre los coeficientes ópticos superficiales se resumen así:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\lambda, \beta, \theta, T} + \rho_{\lambda, \beta, \theta, T, \forall \beta', \forall \theta'} + \tau_{\lambda, \beta, \theta, T, \forall \beta', \forall \theta'} &= 1 \\ \rho_{\lambda, \beta, \theta, T, \beta', \theta'} &= \rho_{\lambda, \beta', \theta', T, \beta, \theta} \\ \epsilon_{\lambda, \beta, \theta, T} &= \alpha_{\lambda, \beta, \theta, T} \end{aligned} \right\} \quad (13.4)$$

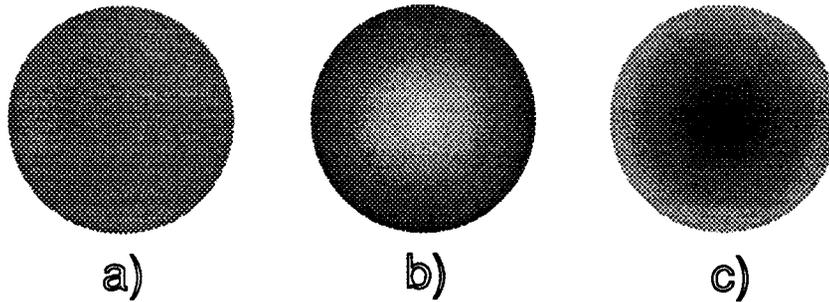


Fig. 13.5. Brillo aparente debido a la emisión propia de una esfera caliente: a) radiación difusa (p.e. cuerpo negro), b) superficie no metálica, c) superficie metálica.

donde el subíndice $\forall\beta', \forall\theta'$ quiere decir que hay que integrar sobre los 2π estereorradianes de todo el hemisferio de salida.

La primera de ellas se basa en el balance energético, la segunda en la isotropía de la radiación y la tercera en la reversibilidad del equilibrio detallado. Para cuerpos opacos, todos los coeficientes se pueden deducir a partir de $\epsilon_{\lambda,\beta,\theta,T}$, aunque en realidad basta con saber ϵ_{λ} para una dirección próxima a la normal y a cualquier temperatura, porque la variación direccional es sólo importante para direcciones rasantes y la variación con la temperatura es pequeña. Respecto a las magnitudes totales, su dependencia direccional es también pequeña, la dependencia con la temperatura puede ser grande para la emisividad, si ϵ_{λ} varía con λ (que es lo más normal), aunque la absorptancia bolométrica no dependerá de la temperatura del cuerpo, según se deduce de las definiciones:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &\equiv \frac{\int \epsilon_{\lambda}(\lambda) e_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} = \epsilon(T) \\ \alpha &\equiv \frac{\int \alpha(\lambda) i(\lambda) d\lambda}{\int i(\lambda) d\lambda} = cte \end{aligned} \right\} \quad (13.5)$$

En la Fig. 13.6 puede verse este detalle para el caso del wolframio.

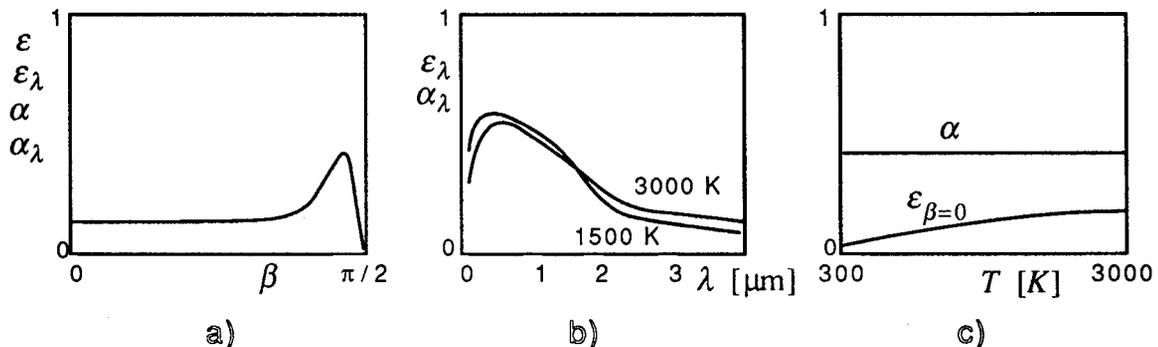


Fig. 13.6. Propiedades radiativas del wolframio, mostrándose: a) que las variaciones direccionales son pequeñas (excepto para ángulos rasantes), b) que las propiedades espectrales apenas varían con la temperatura, y c) que la emisividad total sí varía con la temperatura.

Es importante señalar que en el equilibrio termodinámico de la materia y la radiación a una temperatura T , el flujo de fotones emergentes (exitancia o radiosidad) ha de ser el mismo

para cualquier material, es decir, dentro de un horno isoterma, la suma de emisión más reflexión de cada superficie es constante y no pueden distinguirse los objetos unos de otros.

La radiación térmica se utiliza para termometría a alta temperatura (es el patrón primario por encima de los 1235 K (punto de fusión de la plata). La incertidumbre típica de los termómetros de radiación, a unos 2000 K, suele ser de ± 15 K en exactitud, ± 1 K en repetitividad y $\pm 0,1$ K en sensibilidad. En general se miden relaciones de emisión, para que no intervengan los efectos de emisividad, cuya incertidumbre es muy alta, como ya se dijo; afortunadamente, la incertidumbre relativa en T es mucho menor que la incertidumbre relativa en ε , ya que $\Delta\varepsilon/\varepsilon = \Delta e_\lambda/e_\lambda = [(h\nu)/(kT)]\Delta T/T \approx 5\Delta T/T$.

Se llama temperatura bolométrica aparente de cuerpo negro $T_{bb\,ap}$ a la que se deduce de la emisión considerando la emisividad igual a 1, es decir, $\sigma T_{bb\,ap}^4 = \varepsilon \sigma T_{real}^4$. Análogamente, se llama temperatura espectral aparente de cuerpo negro a la que se deduciría de (13.2) con e_λ y λ conocidas.

Radiometría y fotometría

Una misma radiación puede tener un interés térmico (energético) o visual (informático), y, aunque los métodos de detección y control pueden ser idénticos, la nomenclatura suele ser tan diferente (Tabla 13.2) que resulta conveniente una presentación conjunta para mejor entender ambas disciplinas.

La ciencia de la iluminación está estrechamente relacionada con la de la radiación, a la que añade ciertos componentes estéticos. La iluminación puede ser natural (radiación solar directa y difusa) o artificial mediante lámparas, que pueden ser incandescentes (emiten con un espectro parecido al de cuerpo negro) o luminiscentes; éstas a su vez pueden ser de cátodo caliente (con vapores de mercurio, o halógenas) o de cátodo frío (tubos fluorescentes).

Tabla 13.2. Comparación de magnitudes y unidades radiométricas y fotométricas.

<u>Magnitud básica</u>	<u>Magn. radiométrica</u>	<u>Unidad radiométrica</u>	<u>Magn. fotométrica</u>	<u>Unidad fotométrica</u>
flujo, Φ	flujo radiante	W	flujo luminoso	lumen, lm
dens. de flujo, i	irradiación	W.m ⁻²	iluminación	lux, lx=lm.m ⁻²
emitancia, e	emit. radiante	W.m ⁻²	emit. luminosa	lm.m ⁻²
emit. angular, e_β	radiancia	W.m ⁻² .sr ⁻¹	luminancia	lm.m ⁻² .sr ⁻¹
intensidad, I	int. radiante	W.sr ⁻¹	int. luminosa	candela, cd=lm.sr ⁻¹

Por ejemplo, la potencia o flujo radiante emitida por una fuente en todas direcciones (y su correspondiente potencia o flujo luminoso) para el filamento de una bombilla de 100 W (hilo de wolframio de diámetro D y longitud L a $T=3000$ K), será (se utilizan los mismos símbolos, y cuando es preciso distinguir se pone el subíndice r =radiante o v =visual):

$$\left. \begin{aligned} \Phi_r &= \pi DL \varepsilon \sigma T^4 = \pi DL \int_0^\infty \varepsilon(\lambda) e_\lambda(\lambda) d\lambda = 100 \text{ W} \\ \Phi_v &= \pi DL \int_0^\infty V_{555}(\lambda) \varepsilon(\lambda) e_\lambda(\lambda) d\lambda \approx 1500 \text{ lm} \end{aligned} \right\} \quad (13.6)$$

donde se ha introducido la constante $V_{555}=683 \text{ lm/W}$, $\epsilon(\lambda)$ es una propiedad del material, $e_\lambda(\lambda)$ viene dado por la ley de Planck (13.2) y $v(\lambda)$, llamada curva de visión (eficacia luminosa relativa), es la curva empírica de la Fig. 13.7.

Toda la fotometría se refiere a la captación por el ojo humano, así que cuando se utilizan otros detectores de radiación: placas fotográficas, cámaras de video, etc., aunque sea en el rango visible, deben usarse unidades radiométricas y no fotométricas.

Se llama eficiencia luminosa a Φ_v/Φ_r [lm/W] (p.e. un láser de $0,555 \mu\text{m}$ daría 683 lm/W , uno de $0,632 \mu\text{m}$ da 140 lm/W , uno de $0,9 \mu\text{m}$ no alumbra, un cuerpo negro a 6000 K (el sol) da 96 lm/W , uno a 3000 K (bombilla) da 15 lm/W).

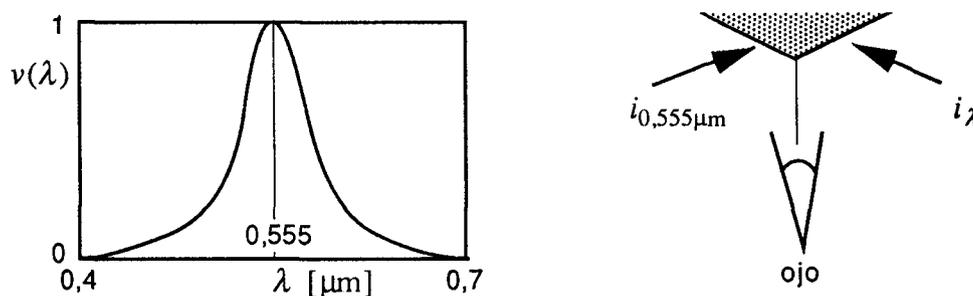


Fig. 13.7. Curva de visión estándar (intensidad visual aparente normalizada de una radiación) y esquema de la configuración experimental para su medida por comparación⁸.

La intensidad radiante emitida por una fuente de forma dada (puede suponerse puntual) en una dirección β (por unidad de ángulo sólido) será $I=d\Phi/d\omega$ [W.sr⁻¹], y similarmente para la intensidad luminosa. Hasta 1979 se definía la candela como la intensidad luminosa emitida por una fuente de platino fundente (2043 K) de $1/60 \text{ cm}^2$ de apertura, en dirección normal a ésta (definición de 1948), y desde entonces como la intensidad luminosa emitida en una cierta dirección por una fuente monocromática de frecuencia $\nu=540.10^{12} \text{ Hz}$ ($\lambda=0,555 \mu\text{m}$) que tenga una intensidad radiante en esa dirección de $1/683 \text{ W.sr}^{-1}$.

Radiancia es la intensidad emitida por un elemento de área dA en una dirección β , por unidad de área proyectada, es decir, $e_\beta=dI/dA.\cos\beta$. A veces se llama simplemente intensidad. La luminancia es el brillo del emisor (p.e. un filamento de bombilla tiene 10^7 cd/m^2 , una vela y la luz del día tienen unas 10^4 cd/m^2 , la luna tiene 10^3 cd/m^2).

En la medida de las densidades de flujo (flujo por unidad de área) hay que distinguir entre el flujo emitido, el recibido y el emergente (suma del emitido más la parte reflejada del incidente). Nótese que tanto la I como la e_β son invariantes con la distancia, mientras que las densidades de flujo disminuyen cuadráticamente con la distancia.

La emitancia es la densidad de flujo emitido por una fuente en todas direcciones, por unidad de área de emisión; es decir, $e=d\Phi/dA$. La emitancia radiante de un cuerpo negro es σT^4 .

8. Un efecto análogo al de visión (sensibilidad del ojo humano a las radiaciones) es el de eritema o sensibilidad de la piel humana a las radiaciones, que se extiende desde $0,28 \mu\text{m}$ hasta $0,32 \mu\text{m}$ con un máximo para $\lambda=0,30 \mu\text{m}$.

La irradiancia es la densidad de flujo recibida perpendicularmente por un detector de área dA , es decir, $i = d\Phi/dA$. La iluminancia a veces es llamada iluminación, y se utiliza para medir las condiciones mínimas, normales y máximas de trabajo de los detectores (y en particular del ojo humano).

Exitancia o radiosidad es la densidad de flujo emergente de una superficie dA en todas direcciones, debida a la suma de la emisión propia y a la reflexión de otras fuentes, es decir, $j \equiv \epsilon\epsilon_{bb} + \rho i$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$].

La exposición es la dosis de radiación recibida en un intervalo de tiempo llamado tiempo de exposición (la integral de la irradiancia).

Hasta 1979 se definían por separado el vatio y la candela (definición de 1948), pero podían ligarse a través de la ley de Planck (13.2), de donde se determina la constante V_{555} . La demostración se basa en que la emitancia de un cuerpo negro a $T = 2043 \text{ K}$ es:

$$e_r = \int_0^{\infty} \frac{Ad\lambda}{\lambda^5 \exp\left(\frac{B}{\lambda T} - 1\right)} = \sigma T^4 \quad e_v = \int_0^{\infty} V_{555}v(\lambda) \frac{Ad\lambda}{\lambda^5 \exp\left(\frac{B}{\lambda T} - 1\right)} \quad (13.7)$$

pero, por la definición de candela de 1948, también era:

$$e_v = \frac{1 \text{ cd} \cdot 2\pi \text{ sr}}{\frac{1}{60} 10^{-4} \text{ m}^2} = 1,2 \cdot \pi \cdot 10^6 \frac{\text{lm}}{\text{m}^2} \quad (13.8)$$

e igualando ambas expresiones de e_v , se calcula V_{555} , cuyo valor dependía, como se ve en (13.7), de la curva empírica de visión, $v(\lambda)$, problema que se elimina con la nueva definición de candela.

Teoría del cuerpo negro

Ya se ha definido el modelo ideal de cuerpo negro, según lo introdujo Kirchhoff en 1860, como el de una superficie opaca que no refleja nada, o un agujero o cavidad ciega.

Como la emisión de fotones de energía $h\nu$ no está correlacionada ni en el espacio ni en el tiempo, la radiación de cuerpo negro se puede considerar como un conjunto de partículas no interactivas (gas ideal de fotones a temperatura T y presión p) y por tanto su energía sólo será función de la temperatura; la particularidad de este gas es que las paredes son permeables a los fotones y por ello el número de partículas no es conservativo. El problema que ha de resolver la Termodinámica estadística es: dado un sistema (cavidad) donde existe una radiación de energía total $U(T)$, calcular la proporción $N_i/\sum N_i$ de partículas (indistinguibles) de energía $h\nu_i$ que da máxima entropía. La solución que se obtiene (estadística de Bose-Einstein) es:

$$\frac{dN_v}{V} = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3 e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad \rightarrow \quad u = \int_0^{\infty} h\nu \frac{dN_v}{V} = \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} T^4 = aT^4 \quad (13.9)$$

que, como se verá después, contiene todas las leyes de la radiación del cuerpo negro. La presión se calcula cinéticamente como la integral para todos los fotones de la variación de su cantidad de movimiento q en una pared reflectora: $p = \int 2q \cdot (dN_v/V) \cdot (1/3)$ que, como $u_v = hv = qc$ (en general la energía relativista es $e = \gamma mc^2$, con $\gamma \equiv (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, y la cantidad de movimiento $q = \gamma mv$, por lo que para los fotones se verifica $e = qc$) resulta que $p = u/3$ y, como se ha visto que u sólo depende de T , la presión está directamente ligada a la temperatura (p.e. a 300 K, $p = 2 \cdot 10^{-6}$ Pa y a 6000 K, $p = 0,33$ Pa). Aunque Boltzmann desconocía la distribución espectral de la radiación del cuerpo negro, dedujo termodinámicamente la relación entre la energía y la temperatura a partir de $p = u/3$ y la relación general $dU = C_v dT + (\partial p / \partial T)_V dV$.

Para pasar de energía interna del gas fotónico a flujo radiativo (energía transportada por los fotones que atraviesan una pared ideal por unidad de tiempo) se procede como en el estudio de la efusión gaseosa. Para el flujo de energía emitido en una dirección (por unidad de ángulo sólido) e_o se tendrá $e_o = aT^4 c / (4\pi)$, donde c es la velocidad del flujo y el 4π es por la unidad de ángulo sólido (las unidades de e_o en el sistema internacional son $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$). Ese sería el flujo radiante que saldría en dirección normal a una abertura de área dA ; si se consideran otras direcciones distintas de la normal, el área vista sería $dA \cos \beta$ y por tanto la emisión direccional $e_\beta = aT^4 c \cdot \cos \beta / (4\pi)$. Integrando para todo β se obtiene el flujo hemisférico $e = aT^4 c / 4 = \sigma T^4$, donde σ , cuyo valor teórico se obtiene de aquí con (13.9), es la constante de Stefan-Boltzmann (Stefan la calculó experimentalmente y Boltzmann teóricamente).

Intercambio radiativo: factores geométricos

Se va a estudiar ahora el intercambio de energía radiante, cuyo efecto neto será una transmisión de energía térmica por diferencia de temperatura, es decir, una transmisión de calor. En los problemas de intercambio radiativo la geometría suele ser dada, y para simplificar la enorme complicación que introducen las peculiaridades ópticas de los materiales se suelen introducir los siguientes modelos (en orden de complicación):

- superficies de cuerpo negro
- superficies opacas grises y difusas con un único valor de ϵ
- superficies opacas grises y difusas con dos valores de ϵ (visible e infrarrojo)
- superficies opacas grises y especulares
- superficies opacas multiespectrales y difusas
- superficies opacas multiespectrales y direccionales
- medios semitransparentes grises y difusos
- medios semitransparentes multiespectrales direccionales y dispersivos

Un cuerpo gris es aquel cuya ϵ_λ no depende de λ . Aquí sólo se van a considerar en detalle dos casos generales: el intercambio radiativo unidimensional (donde no intervienen factores geométricos), y el intercambio radiativo entre superficies negras de cualquier geometría en el vacío (en este caso no intervienen las propiedades ópticas y el balance energético sólo depende de las temperaturas superficiales y de la geometría). Otros modelos más complicados, pero que también se pueden estudiar analíticamente, son el de intercambio entre superficies semirreflectantes difusas grises y entre superficies especulares grises; para casos más complejos hay que recurrir a la simulación numérica estadística (método de Monte Carlo).

El intercambio radiativo entre superficies negras paralelas e infinitas da lugar a un flujo de calor por unidad de área, \dot{q} , que será:

$$\dot{q}_{12} = e_{bb_1} - e_{bb_2} = \sigma(T_1^4 - T_2^4) \quad (13.10)$$

Para superficies semirreflectantes conviene introducir dos nuevas variables: la irradiación recibida i (suma de las emisiones y reflexiones por otras superficies) y la exitancia o radiosidad j , que es igual a la suma de la emisión (ϵe_{bb}) y la reflexión (ρi); la salida neta de energía de una superficie opaca será $\dot{q} = j - i = j - (j - \epsilon e_{bb}) / \rho = (e_{bb} - j) \epsilon / (1 - \epsilon)$, que puede interpretarse como un flujo proporcional a una fuerza $e_{bb} - j$ e inversamente proporcional a una resistencia $(1 - \epsilon) / \epsilon$, según la analogía eléctrica mostrada en la Fig. 13.8b.

El intercambio radiativo entre superficies grises, opacas ($\rho = 1 - \epsilon$), paralelas e infinitas será por tanto:

$$\dot{q}_{12} = \frac{e_{bb_1} - j_1}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1}} = j_1 - j_2 = \frac{j_2 - e_{bb_2}}{\frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1} + 1 + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} \quad (13.11)$$

El intercambio cuando se interpone un medio semitransparente, pero no reflectante ($\tau_i = 1 - \epsilon_i$), será:

$$\dot{q}_{12} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\tau_i + \frac{\epsilon_i}{2}} + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \xrightarrow{\epsilon_i \rightarrow 1} \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1} + 2 + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} \\ \xrightarrow{\epsilon_i \rightarrow 0} \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1} + 1 + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} \end{array} \right. \quad (13.12)$$

ya que existen dos caminos para el paso de radiación: uno por transmisión directa con una resistencia $1/\tau_i$ y otro por re-emisión de la parte absorbida, que tendrá lugar en ambos sentidos y con resistencias $1/\epsilon_i$ respecto a un cuerpo negro a la temperatura que alcance el medio semitransparente (T_i , incógnita).

La combinación de estas resistencias en paralelo se hace como en electricidad, resultando $1/(\tau_i + \epsilon_i/2) = 1/(1 - \epsilon_i/2)$. De (13.12) se concluye que la presencia del medio disminuye la transmisión de calor, y tanto más cuanto más opaco sea.

Análogamente, cuando se interpone un medio semirreflectante, pero totalmente opaco ($\rho_i = 1 - \epsilon_i$), se tendrá:

$$\dot{q}_{12} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1} + \frac{2}{\epsilon_i} + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \xrightarrow{\epsilon_i \rightarrow 1} \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1} + 2 + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2}} \\ \xrightarrow{\epsilon_i \rightarrow 0} 0 \end{array} \right. \quad (13.13)$$

donde se ve que si se interpone una superficie perfectamente reflectora se aísla térmicamente. En la Fig. 13.8 se presenta la analogía eléctrica de estas configuraciones.

Es fácil demostrar que si entre dos superficies 1 y 2 se interponen n placas intermedias llamadas escudos radiativos, todas ellas cuerpos negros, el flujo de calor por radiación se reduce a $\dot{q} = \sigma(T_1^4 - T_2^4)/(1+n)$.

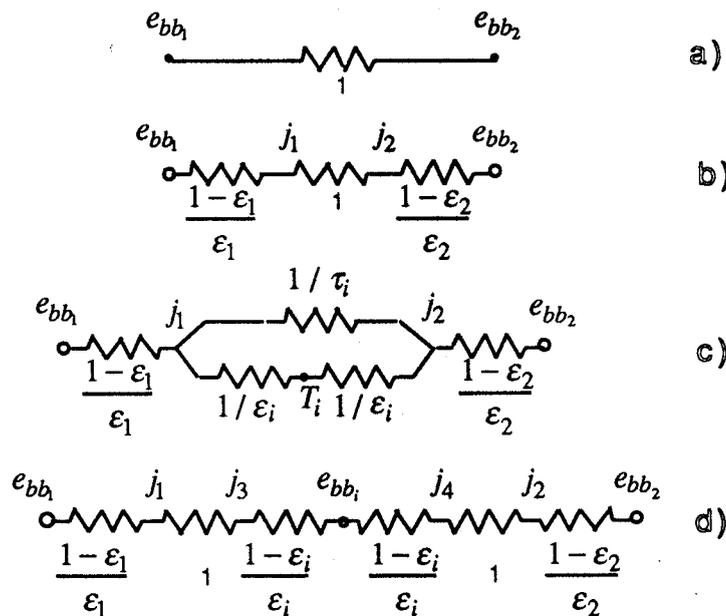


Fig. 13.8. Analogía eléctrica de algunas configuraciones de intercambio radiativo entre superficies planas paralelas e infinitas: a) dos superficies negras, b) dos superficies grises, c) dos superficies grises a través de un medio semitransparente, d) dos superficies grises a través de un medio semirreflectante.

Para superficies negras que se ven mutuamente, se define el llamado factor geométrico F_{12} (o factor de forma o factor de visión) de la superficie infinitesimal dA_2 respecto a la superficie infinitesimal dA_1 como la fracción de la energía radiante emitida por dA_1 que llega a dA_2 . Si las superficies dA_1 y dA_2 forman ángulos β_1 y β_2 con la recta que las une, será (se pone dF_{12} por consistencia matemática):

$$dF_{12} = \frac{\cos\beta_1 \cos\beta_2}{\pi r_{12}^2} dA_2 \quad (\text{desde } dA_1 \text{ hacia } dA_2) \quad (13.14)$$

como se puede comprobar fácilmente (llamando i_1 a la emisión por unidad de área normal de dA_1 , la emisión hemisférica será $\pi i_1 dA_1$, la energía emitida por unidad de ángulo sólido en la dirección β_1 será $i_1 \cos\beta_1 dA_1$, y como dA_2 subtende un ángulo sólido $\cos\beta_2 dA_2 / r_{12}^2$ se obtiene el resultado anterior); nótese que dA_1 no aparece en dF_{12} porque se ha definido como fracción de la energía emitida por dA_1 .

Entre dos superficies finitas (supuesto que son isotermas, porque si no no tendrá utilidad) que se ven totalmente, el factor geométrico vendrá dado por:

$$F_{12} = \frac{1}{\pi A_1} \int_{A_2} \int_{A_1} \frac{\cos\beta_1 \cos\beta_2}{r_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad (\text{desde } A_1 \text{ hacia } A_2) \quad (13.15)$$

Si no se ven una a otra totalmente y hay ocultación parcial se añade un factor de ocultación, ω_{12} , en el integrando de (13.15), que para cada contribución infinitesimal dA_1 y dA_2 será 0 (oculto) ó 1 (totalmente visible).

Esta noción de factor geométrico puede extenderse a cuerpos semirreflectantes, pero entonces ya dependerá también de las propiedades ópticas y no sólo de la geometría. Incluso puede extenderse a superficies semitransparentes y asignar al factor de ocultación valores fraccionarios según la transmitancia del objeto interpuesto.

Nótese que existe una cierta álgebra para los factores geométricos, ya que siempre han de verificar las siguientes relaciones: 1) acotamiento ($F_{12} \leq 1$), 2) cerramiento ($\sum_2 F_{12} = 1$), 3) reciprocidad ($A_1 F_{12} = A_2 F_{21}$), 4) reparto ($F_{1,2+3} = F_{1,2} + F_{1,3}$) y 5) distribución ($F_{1+2,3} = (A_1 F_{13} + A_2 F_{23}) / (A_1 + A_2)$).

En conclusión, se deduce que el balance energético de una superficie negra isotérmica genérica A_i será $\dot{Q}_i = \sum F_{ji} A_j \sigma T_j^4 - A_i \sigma T_i^4$, que es la ecuación que permite calcular el calor intercambiado por radiación.

Además de las configuraciones paralelas infinitas consideradas al principio, otros casos muy sencillos son los de intercambio radiativo entre superficies cilíndricas o entre superficies esféricas, sean concéntricas o no, ya que, llamando 1 a la superficie interior, su balance energético será $\dot{Q}_1 = F_{21} A_2 \sigma T_2^4 - A_1 \sigma T_1^4 = A_1 \sigma (T_2^4 - T_1^4)$, ya que aunque F_{21} no es sencillo, por reciprocidad se tendrá que $F_{21} A_2 = F_{12} A_1$ y obviamente $F_{12} = 1$. Cuando las superficies no son negras el problema se complica mucho. Incluso suponiendo superficies difusas grises, hay que considerar el efecto acumulativo de las sucesivas reflexiones. Se llega así a la solución para una cavidad compuesta únicamente por dos paredes isotermas:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma(T_2^4 - T_1^4)}{\frac{1}{A_1 F_{12}} + \frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1 A_1} + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2 A_2}} \left\{ \begin{array}{l} \text{para placas planas infinitas} \quad \dot{q}_{12} = \frac{\sigma(T_2^4 - T_1^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \\ \text{para un volumen convexo} \quad \dot{Q}_{12} = \frac{A_1 \sigma(T_2^4 - T_1^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} \\ \text{(p.e. cubo, cilindro o esfera)} \end{array} \right. \quad (13.16)$$

siendo interesante observar que si $A_1/A_2 \rightarrow 0$ el calor intercambiado no depende de ϵ_2 , o, en otras palabras, los recintos grandes acaban absorbiendo todo después de múltiples reflexiones aunque sea $\epsilon_2 < 1$, actuando como cuerpos (agujeros) negros; es decir, la radiación dentro de una cavidad isoterma, en el equilibrio termodinámico sólo depende de la temperatura y de λ según (13.2), y no de las propiedades del material de la pared.

Radiación solar

Es la radiación procedente del sol, y es generada por fusión nuclear de $0,6 \cdot 10^{12}$ kg/s de hidrógeno que producen helio a una presión tan alta (debida a la gravitación) que pese a ser

$T \approx 10^7$ K, la densidad es $\rho \approx 10^6$ kg/m³. El sol tiene una masa de unos $2 \cdot 10^{30}$ kg y forma esférica de unos $1,4 \cdot 10^9$ m de diámetro, con una estructura interna concéntrica, con un núcleo que ocupa el 80% del diámetro solar, donde tienen lugar las reacciones termonucleares que convierten hidrógeno en helio, liberando una ingente cantidad de energía que es transportada convectivamente en el manto solar hasta la fotosfera, una capa de átomos de hidrógeno, de unos 500 km de espesor, que es responsable de la emisión principal del sol y que define su diámetro aparente. Más exteriormente se encuentran la cromosfera y la corona, que se extiende varios radios solares, aunque son casi transparentes al visible, que son las responsables de la mayor parte de las radiaciones ionizantes (UV y rayos X) que dan lugar a las magnetosferas de los planetas con campo magnético propio (como la tierra y Júpiter) y a las ionosferas en los planetas con atmósfera.

A partir de la medida de la irradiación media en la estratosfera, que se llama constante solar $C_{sol} = 1370$ W/m² (varía $\pm 3\%$ al año por variación de la distancia al sol), y de las distancias que intervienen, se puede deducir una temperatura aparente de cuerpo negro para la superficie solar de unos 5800 K; el espectro medido (Fig. 13.9b) es bastante parecido al correspondiente al cuerpo negro (Fig. 13.9a). La presencia del filtro atmosférico (principalmente absorción selectiva por vapor de agua y CO₂) puede verse en la Fig. 13.9c. Aproximadamente un 40% de la radiación solar es visible, un 55% infrarroja y otro 2% ultravioleta. El 99% de la irradiancia solar está comprendida entre 0,3 μ m y 5 μ m.

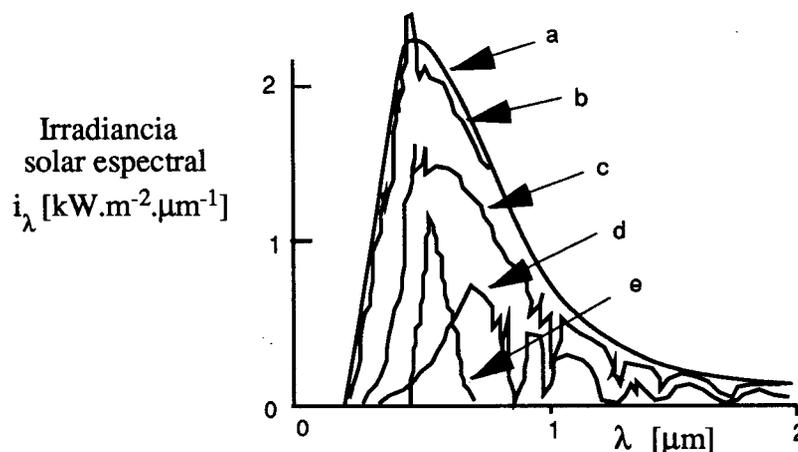


Fig. 13.9. Distribución espectral de la radiación solar: a) cuerpo negro a 5800 K, b) radiación solar extraterrestre, c) radiación solar perpendicular a nivel del mar, d) a nivel del mar, pero con el sol a 20° de altitud sobre el horizonte, e) a 10 m bajo el nivel del mar ecuatorial.

Debido al filtro atmosférico, el flujo solar directo normal al nivel del mar, varía de 930 W/m² sobre el mar a 970 W/m² sobre el desierto, más unos 80 W/m² de radiación difusa en cualquier caso. Esta radiación solar difusa tiene un espectro muy reducido (de 0,3 μ m a 0,7 μ m) y además no es perfectamente difusa porque disminuye más rápidamente que con el coseno de la normal. La temperatura aparente del cielo se define a partir de la emisión térmica del vapor de agua y el CO₂ ($e = \sigma T_{bbap}^4$).

La importancia de la radiación solar es enorme: toda la vida en la tierra depende de esa energía: luz, calor, ciclo alimenticio, ciclo hidrológico, circulación atmosférica (atemperamiento, ventilación). Además influye directamente en muchas ingenierías:

iluminación, control térmico y ambiental, captadores solares (conversión a energía térmica o directamente a electricidad), etc. Toda la materia orgánica (viva o muerta) de la tierra, proviene en último término de la síntesis de materia orgánica a partir de materia inorgánica que realiza el mundo vegetal mediante el aporte exergético de la radiación solar, la cual llega a la biosfera precisamente en el rango de longitudes de onda más adecuado para la interacción constructiva materia-radiación (por debajo de $\lambda=0,3 \mu\text{m}$ sería destructiva para las sustancias orgánicas y por encima de $\lambda=1 \mu\text{m}$ no interaccionan químicamente (simplemente se calienta la materia o es transparente a las radiaciones más largas).

Captación de energía solar

En la captación de la radiación solar entran en juego varios aspectos; en primer lugar hay que destacar su baja concentración con respecto a los flujos de energía ingenieriles (unos 10^3 W/m^2 de pico y 10^2 W/m^2 de media anual para la energía solar, frente a valores típicos de 10^5 W/m^2 de media en los cambiadores de calor con cambio de fase). El movimiento tierra-sol apenas hace oscilar la constante solar un 3,4% pico-pico. Respecto a ejes tierra, el sol describe una especie de espiral formando un ángulo con el ecuador (declinación) $\delta \approx (23,5/180)\pi \text{sen}[2\pi(n-80)/365]$, siendo n el día del año a partir del 1 de Enero (nótese que la latitud del lugar más la altitud solar (ángulo del sol sobre el horizonte) coincide con la declinación más 90°).

Para evaluar el efecto del filtro atmosférico se define una atmósfera estándar (con vapor de agua y polvo, pero sin nubes); la atmósfera es una capa esférica muy delgada (6378 km de radio medio con un espesor tal que a los 5,5 km de altura ya se encierra la mitad de la masa y a 17 km el 90%) que deja llegar al nivel del mar el 70% de la energía direccionalmente y otro 7% por dispersión difusa en las moléculas de aire, absorbiendo un 18% (un 2% en la ionosfera para formar ozono, un 8% las moléculas de aire, un 6% las de vapor de agua y un 2% las de polvo) y dispersando el resto hacia el espacio (sería la luz azul que se vería aunque la superficie de la tierra fuese un cuerpo negro). Por tanto, si la radiación solar atraviesa perpendicularmente esta atmósfera estándar la irradiación solar directa se reduce a un 70%, y si lo hace con una altitud solar α (no confundir con la absortancia), entonces, la irradiación solar directa será $C_{sol} \cdot 0,7^{1/\cos\alpha}$, habiendo supuesto tierra plana (válido para $\alpha > 10^\circ$). Nótese en la curva c de la Fig. 13.9 el efecto del filtro atmosférico, no sólo en disminución de intensidad, sino de selectividad espectral. Además, no se ha tenido en cuenta el efecto de las nubes, que son suspensiones de gotitas o cristalitos de agua en el aire (húmedo, es decir, con vapor de agua) y que tapan el sol (absorben un 80 o 90% entre $0,3$ y $10 \mu\text{m}$).

La orientación del captador solar es también importante. Como se recibe 10 veces más por radiación directa que por difusa, es obvio que los captadores deben estar orientados hacia el sol, pero como los sistemas móviles de seguimiento solar son caros y muchas veces impracticables (p.e. tejados) la mayoría de los captadores están fijos al terreno o todo lo más son ajustables estacionalmente. Por ejemplo, para emplazamientos en latitudes medias del hemisferio norte, si se trata de maximizar la calefacción solar en invierno la orientación será la latitud más $23,5^\circ$, si se trata de maximizar la potencia para refrigeración en verano la orientación será la latitud menos $23,5^\circ$, si se trata de maximizar la producción de electricidad en funcionamiento anual la orientación debe ser 0,9 veces la latitud, etc. La orientación Este-

Oeste no es necesario que sea fina (si el ángulo con el meridiano local es menor de 23° la pérdida es menor del 2%).

El balance energético de un colector solar (Fig. 13.10) se establece entre la energía absorbida por radiación, la que se lleva el fluido de trabajo, y las pérdidas al ambiente (principalmente por convección al aire, con transmitancia térmica U); es decir:

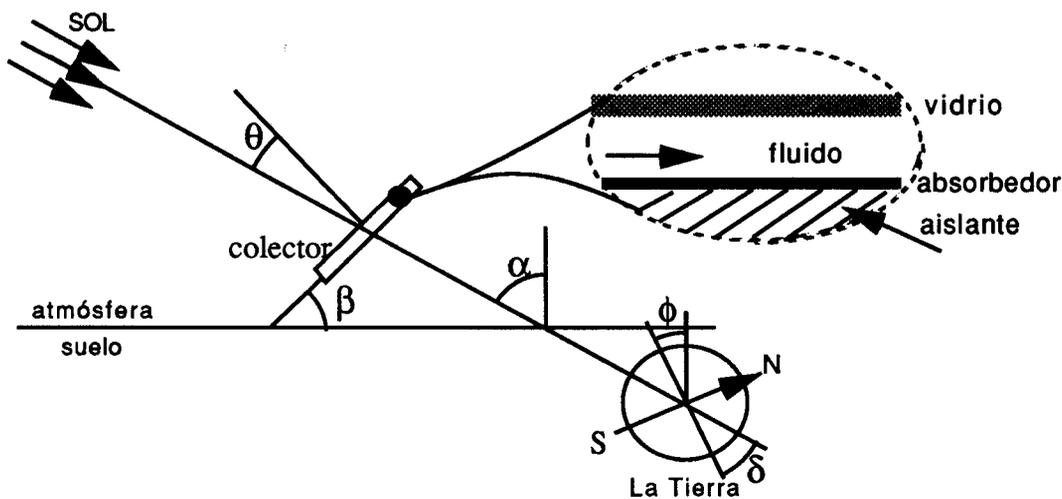


Fig. 13.10. Geometría de la captación solar a mediodía (el efecto de la hora del día o acimut solar no se ilustra): β inclinación del captador, ϕ latitud del lugar, δ declinación solar, θ inclinación solar sobre el captador.

$$\frac{dE}{dt} = SA - \dot{m}c_p (T_{fluido\ salida} - T_{fluido\ entrada}) - AU(T_{superficie} - T_{ambiente}) \quad (13.17)$$

donde la variación de la energía interna del captador dE/dt suele ser despreciable (excepto al pasar una nube), la temperatura de la superficie externa, $T_{superficie}$, se puede mantener baja poniendo doble vidrio y así conseguir que las pérdidas sean también pequeñas, y por tanto la entalpía que se lleva el fluido es aproximadamente igual a la absorción solar, cuyo valor por unidad de área, S , que puede desglosarse como:

$$S = \left[I_b R_\beta + I_d \frac{1 + \cos\beta}{2} + \rho_g (I_b + I_d) \frac{1 - \cos\beta}{2} \right] \tau \quad (13.18)$$

donde el primer sumando es debido a la contribución directa (*beam*), siendo $I_b = C_{sol} 0,7^{1/\cos\alpha}$ la radiación directa sobre una superficie horizontal y R_β el factor de inclinación del cambiador ($R_\beta = \cos\theta / \cos\theta_{\beta=0}$); el segundo sumando es la contribución por radiación difusa de la atmósfera, con $I_d \approx 10 \text{ W/m}^2$; el tercer sumando es la contribución por reflexión de la luz solar en el suelo (*ground*), con $\rho_g \approx 0,7$, y siendo τ el factor de transmitancia de la capa de vidrios o plásticos del colector.

Además del modelo de la irradiación solar (directa, difusa, ocultamiento nuboso) y del modelo de propiedades ópticas del colector, para modelizar el aprovechamiento de la energía solar se necesita un modelo de variación de la temperatura ambiente y un modelo de vientos, necesarios para calcular U en el último término de (13.17).

La variación (nominal más imprevisible) de la captación solar con el tiempo hace que el principal problema del aprovechamiento de la energía solar sea su almacenamiento (los acumuladores de energía térmica sensible son demasiado voluminosos y los de entalpía de cambio de fase o de reacción química se deterioran rápidamente por contaminaciones incontroladas). Y el otro problema de la radiación solar es, como ya se ha dicho, su poca concentración (aunque ya en el 212 a.C. se dice que Arquímedes hizo arder la flota que asediaba Siracusa concentrando la radiación solar con espejos).

La radiación térmica en el diseño de aeronaves

En este apartado se trata un problema directamente relacionado con la radiación solar, cual es el del balance térmico radiativo de un objeto espacial que, aunque se supondrá que es una aeronave artificial, se aplica igualmente para cualquier cuerpo celeste.

Se podría haber dado un marco aun más amplio al tema y no centrarse en vehículos espaciales (aeronaves), sino en todo tipo de vehículos de transporte por tierra (p.e., problemas térmicos en el diseño de automóviles), mar y aire, pero se puede argumentar a favor de este enfoque especializado en base a que es en los vehículos espaciales donde surgen los problemas térmicos más severos, a causa del ambiente más hostil en que deben operar.

El conocimiento detallado de los efectos de la radiación solar sobre las aeronaves es fundamental, no sólo para saber la carga térmica que impone, sino por muchos otros motivos:

- Además de la radiación solar directa, la radiación solar reflejada por otros cuerpos (p.e. el albedo de un planeta) depende de las características de la radiación solar (y de las propiedades ópticas del otro cuerpo). Incluso la emisión propia de los planetas viene condicionada en último término por el balance con la radiación solar.
- La radiación solar electromagnética de corta longitud de onda ($< 0,3 \mu\text{m}$) y la radiación solar de partículas (electrones, protones, neutrones, partículas α , etc.) es la primera causa de daño de todo el equipo electrónico del vehículo (por degradación continua proporcional a la dosis, o por fallos binarios simples).
- Además de sobre la electrónica, estas radiaciones son las causantes del deterioro y la degradación en las propiedades termoópticas de los recubrimientos externos del vehículo, causando normalmente un calentamiento secular que es preciso corregir en vehículos con vida superior a un año (diseñándolo más frío y calentando artificialmente al principio).
- La presión asociada a la radiación solar debe ser tenida en cuenta para el control de actitud y órbita de vehículos con grandes superficies (p.e., paneles solares).
- La radiación solar sirve de faro para los sensores de orientación solar y puede servir de señal de referencia para la calibración de radiómetros embarcados.

Los tipos de aeronaves actuales son muy variados, desde los microsátélites científicos del tamaño de una sandía (suele decirse de un balón, pero la masa está más en consonancia con

la de una sandía), a las lanzaderas espaciales, como el *Shuttle* (del tamaño de un avión de 50 pasajeros), pasando por los típicos satélites comerciales de 3 m de diámetro y 3 toneladas y por las atípicas sondas interplanetarias (muchas de ellas con módulos de descenso hasta la superficie).

Problemas térmicos en el diseño de vehículos espaciales

Atendiendo a la diversidad de condicionamientos que las diferentes misiones imponen asociados a las diferentes astronaves, los problemas de control ambiental suelen dividirse tradicionalmente en tres áreas:

- Control térmico. Es de aplicación a todo vehículo espacial y se refiere al mantenimiento de todos los equipos dentro de su intervalo de temperaturas de trabajo durante todas las etapas de la misión (incluidas las de transporte terrestre y lanzamiento), pero no se incluye el diseño de los equipos de habitabilidad (soporte de vida) ni protección térmica para descenso. Los intervalos de diseño suele especificarlos el fabricante del equipo: p.e., para las baterías eléctricas $-5\text{ }^{\circ}\text{C} < T < 15\text{ }^{\circ}\text{C}$, para las células solares $-60\text{ }^{\circ}\text{C} < T < 55\text{ }^{\circ}\text{C}$, para el combustible (depósitos de hidracina) $10\text{ }^{\circ}\text{C} < T < 40\text{ }^{\circ}\text{C}$, etc. En general el equipo electrónico y los dispositivos termofluidomecánicos sólo funcionan bien a temperaturas “humanas”. Se suelen considerar varios intervalos de temperatura de trabajo para un mismo equipo: intervalo óptimo, intervalo operativo, intervalo de espera, intervalo de almacenamiento, intervalo de supervivencia. En vehículos pequeños, el control térmico se consigue especificando los tipos de recubrimientos o acabado superficial en los elementos externos, mantas aislantes y conectores térmicos (placas metálicas o caloductos) con los equipos interiores, pero en los grandes vehículos y plataformas se dispone un circuito fluido caloportador al que se conectan las cargas térmicas interiores mediante los dispositivos adecuados (cambiadores de calor, refrigeradores) y que evacúa toda la energía sobrante, mediante radiadores estratégicamente situados, al espacio.
- Control ambiental. Sólo es de aplicación a los vehículos habitados y consiste en el control de la atmósfera interior (temperatura, presión, concentración de oxígeno, humedad, sistemas de detección y supresión de fuegos), control de líquidos (agua potable, agua sanitaria, aguas residuales) y control de alimentos y desperdicios.
- Protección térmica. Sólo se refiere al problema térmico del excesivo calentamiento aerodinámico que sufren los vehículos durante el descenso a un planeta con atmósfera (incluyendo, obviamente, la re-entrada terrestre). El problema térmico tiene dos vertientes: los enormes gradientes térmicos instantáneos ($\approx 10^5\text{ K/m}$) y sus efectos de dilatación diferencial, por un lado, y por otro lado la acumulación de energía (hay que disipar los 30 MJ/kg que tiene un cuerpo en órbita). En la protección térmica para el descenso balístico (que dura sólo varios minutos) se usan materiales absorbentes de energía (de gran c_p y alta temperatura de fusión, o materiales ablativos no reusables), mientras que en el descenso planeado (que dura varias horas) no es factible la acumulación y hay que evacuar en régimen continuo mediante recubrimientos muy emisivos de muy alta temperatura de trabajo y muy

baja conductividad térmica (como las losetas refractarias del *Shuttle*, que pueden sujetarse con la mano por un extremo mientras se ponen por el otro al rojo blanco con un soplete). A propósito, como ocurre cuando una persona llega corriendo a un sitio, una vez que el *Shuttle* aterriza, disminuye la transmitancia térmica con el exterior y tiende a sobrecalentarse el interior, lo que se evita conectándole un refrigerador externo al circuito fluido de control térmico de la nave.

Las peculiaridades que distinguen el diseño térmico de vehículos espaciales de otros proyectos térmicos son:

- No están en un baño térmico como el que proporciona la atmósfera terrestre, dominado por la convección térmica y mantenido en el entorno de los 300 K por la gran inercia térmica del mar y la tierra; están en el vacío exterior (la densidad a 200 km de altura es $\approx 10^{-9}$ kg/m³) y todos los intercambios térmicos con el ambiente han de ser por radiación, ya que se trata de régimen molecular libre, pues el recorrido libre medio, λ , es ya $\approx 0,25$ km a 200 km de altura (y $\lambda \approx 15$ km a 400 km de altura) lo que significa que no hay acoplamiento térmico entre las partículas (cuya temperatura cinética es ≈ 1000 K, aunque varía entre 500 K y 2000 K con los ciclos solares, estacionales y diurnos) y los vehículos espaciales (o lo que es lo mismo, el tiempo de atemperamiento es secular).
- La radiación solar extraterrestre es más intensa porque no sufre la atenuación atmosférica, si bien el incremento apenas llega al 50% y no sería tan de destacar si no fuera por el efecto combinado con el gélido ambiente celeste (del vacío interestelar), cuya temperatura efectiva es de sólo 2,7 K.
- Los esfuerzos térmicos son mucho mayores, pues la poca inercia térmica debido a la ligereza a que obliga la tecnología espacial hace que la temperatura de las partes externas fluctúen entre 300 ± 100 K en varios minutos (eclipses, cambios de actitud), a diferencia del valor típico terrestre de 300 ± 10 K en un día. Los eclipses en órbita baja (LEO) llegan a durar hasta 35 minutos, lo que representa un 40% de la órbita, mientras que en órbita geostacionaria (GEO), pese a poder durar más (68 minutos de sombra y 4 minutos de penumbra) no llegan a representar más que un 5% de la órbita. Los problemas mecánicos que conlleva la dilatación térmica no son desdeñables.
- Debido al movimiento relativo del vehículo respecto del sol y los planetas, el problema térmico es fuertemente no estacionario, y además la geometría es complicada (paneles solares, antenas, toberas, mástiles para sensores, etc.) y suele ser variable (los paneles solares van mirando al sol, las antenas a la tierra y los sensores a sus objetivos).
- Es preciso estudiar con detalle los aspectos multiespectrales y direccionales del intercambio radiativo, lo que complica mucho el análisis. Además, resulta que las propiedades termoópticas de los materiales de recubrimiento van degradándose con el tiempo a causa de las radiaciones UV.

- En la construcción de vehículos espaciales apenas hay experiencia: no se construyen muchos y se parecen poco unos a otros, con lo cual el diseño térmico se hace en paralelo con el diseño de toda la misión, manejando siempre prototipos y no series, sin poder hacer ensayos realistas (las instalaciones de ensayo térmico han de operar en alto vacío para evitar el efecto preponderante de la convección, y simular un haz de luz paralela a 5800 K y unas paredes a temperaturas criogénicas), y los vehículos espaciales rara vez son reparables.
- En los vehículos de descenso aparece el problema del calentamiento por convección desde la atmósfera gaseosa comprimida aerodinámicamente, ya que esta compresión brusca (al atravesar los gases la onda de choque frontal que precede al vehículo) eleva la temperatura de los gases a unos 10^4 K. El calentamiento pasa a ser gobernado por el intercambio radiativo con el plasma generado para velocidades de más de 10 km/s.
- Incluso en el interior de los vehículos espaciales presurizados existe el problema de la ingravidez (la cancelación efectiva del campo de fuerzas gravitatorio con el inercial de la trayectoria) en el control térmico, ya que no existe convección natural y debe suministrarse de modo artificial cuando sea necesario (y factible).

En resumen, las peculiaridades de este problema térmico son: temperaturas extremas, variación direccional y espectral del intercambio radiativo, vacío e ingravidez.

La tecnología sobre el control térmico de astronaves suele dividirse en las siguientes partes:

- Propiedades térmicas de los materiales (capacidad térmica, conductividad, emisividad, absortancia solar), incluyéndose también los aditivos usados para variar las propiedades termoópticas de los materiales de base (tratamientos físico-químicos superficiales, pinturas, cintas adhesivas, etc.), y las propiedades del ambiente espacial.
- Calentadores eléctricos (hoy día son muy sofisticados).
- Transporte de calor (aletas, caloductos, circuitos fluidos, cambiadores de calor, bombas de calor). Suelen incluirse aquí las mantas multicapa, pero no los materiales aislantes simples, que se consideran en el estudio de Propiedades.
- Radiadores (y, en general, equipo de eliminación de energía, aunque los destinados a la protección térmica en el descenso se consideran aparte).
- Sistemas de alta temperatura (normalmente los de protección térmica).
- Sistemas de baja temperatura (radiadores, criostatos y refrigeradores criogénicos, usados en los depósitos de combustible o para enfriar sensores).
- Modelización numérica del control térmico.
- Instrumentación y ensayos térmicos en tierra y en vuelo.

Modelos de ambiente radiativo en el espacio

Desde un punto del espacio, mirando alrededor de los 4π estereorradianes de la esfera celeste y según los casos, pueden verse por un lado muchos puntos brillantes (las estrellas) que no

influyen en el balance térmico de astronaves (aunque sí pueden importar para el control de actitud), salvo el sol, que aunque es una estrella pequeña está relativamente cerca y domina en el balance térmico no sólo de astronaves sino de planetas, lunas y demás. Por otra parte, se pueden ver otros cuerpos menos brillantes: planetas que giran alrededor del sol, lunas que giran alrededor de sus planetas, asteroides, meteoritos, hasta micrometeoritos y polvo cósmico ya invisible, y probablemente también cuerpos artificiales como el vehículo donde implícitamente iba montado el punto de vista anterior, un vehículo nodriza, una estación espacial, etc. En el resto del espacio, que se ve vacío, existe una radiación (quizás relacionada con la continua expansión del Universo) que coincide con la de un cuerpo negro a 2,7 K (que a efectos térmicos puede suponerse igual a 0 K).

El ambiente de radiaciones térmicas en que puede estar sumido un vehículo espacial puede aproximarse por uno de los tres modelos simplificados siguientes:

- Problema de un cuerpo. En este modelo, aplicable a los vuelos interplanetarios, se considera el sol como único foco térmico exterior al vehículo, con radiación colimada (rayos paralelos) en la dirección sol-vehículo, con intensidad inversamente proporcional a la distancia al sol, y con un espectro de cuerpo negro a $T_{sol} = 5800$ K. Para un elemento superficial del vehículo, además de esta radiación incidente (si está iluminado) hay que considerar la radiación emitida por el vehículo y que, si se puede despreciar el acoplamiento radiativo con otras partes de la superficie del vehículo (superficie convexa local y globalmente), corresponde a una emisión hemiesférica (ángulo sólido de 2π estereorradianes) cuya intensidad y distribución espectral depende de la temperatura local y de las propiedades ópticas superficiales. No se tienen en cuenta efectos direccionales en la emisión, pese a que las superficies metálicas tienen un ligero exceso de emisión en direcciones rasantes y las no metálicas un déficit. Este modelo de un cuerpo puede aplicarse cuando el vehículo se encuentra a distancias mayores de unos 10 radios del cuerpo más cercano (planeta o cuerpo artificial), supuesto esferoidal.
- Problema de los dos cuerpos. En este modelo, además del sol se considera la presencia de un segundo cuerpo: un planeta, satélite o estación espacial. Como el modelo de cuerpo negro resulta inapropiado en la práctica, además de la radiación propia emitida por este segundo cuerpo de acuerdo a su temperatura y propiedades ópticas, es necesario conocer la proveniente por reflexión de la radiación solar, que también depende de las propiedades ópticas del segundo cuerpo. Dejando aparte, como antes, el acoplamiento radiativo entre elementos externos del vehículo, la radiación incidente sobre un elemento de área dA tendrá tres posibles contribuciones:
 - radiación solar directa, i_{sol} , que se modeliza como antes se ha dicho, para dar:

$$i_{sol}dA = e_{sol}F_{dist}F_{ang}dA = \sigma T_{sol}^4 \frac{\pi D_{sol}^2 / 4}{\pi D^2} \cos \beta dA \quad (13.19)$$

siendo $e_{sol} = \sigma T_{sol}^4$ la emisión del sol como cuerpo negro a $T_s = 5800$ K ($64,2$ MW/m²), F_{dist} el factor de atenuación con la distancia al sol, D (D_{sol} es el diámetro del sol) y $F_{ang} = \cos\beta$ el factor de visión angular (β es el ángulo que subtende el sol respecto a la normal exterior a dA). Obviamente, sólo habrá que considerar esta contribución para $\beta < \pi/2$. Para una distancia como la de la tierra al sol (una unidad astronómica) $D = 150 \cdot 10^9$ m, y con $D_{sol} = 1,39 \cdot 10^9$ m, resulta una radiación incidente normal de $i_{sol|\beta=0} = 1370$ W/m², que también se llama constante solar.

– radiación solar reflejada (llamada albedo), i_{albedo} , que se modeliza en la forma

$$i_{albedo} dA = i_{sol} \rho_{albedo} F_{albedo} F_{ang} dA \tag{13.20}$$

es decir, se toma el valor de la radiación directa dada por (13.19), un coeficiente de reflexión ρ_{albedo} , constante, propio del planeta (en general, del segundo cuerpo), un factor geométrico, F_{albedo} , que sólo depende de la posición relativa de los tres cuerpos (sol-planeta-vehículo) que se presenta en la Fig. 13.11 para un planeta esférico, y el factor angular $F_{ang} = \cos\beta$, siendo β el ángulo que forma el centro del planeta con la normal exterior a dA .

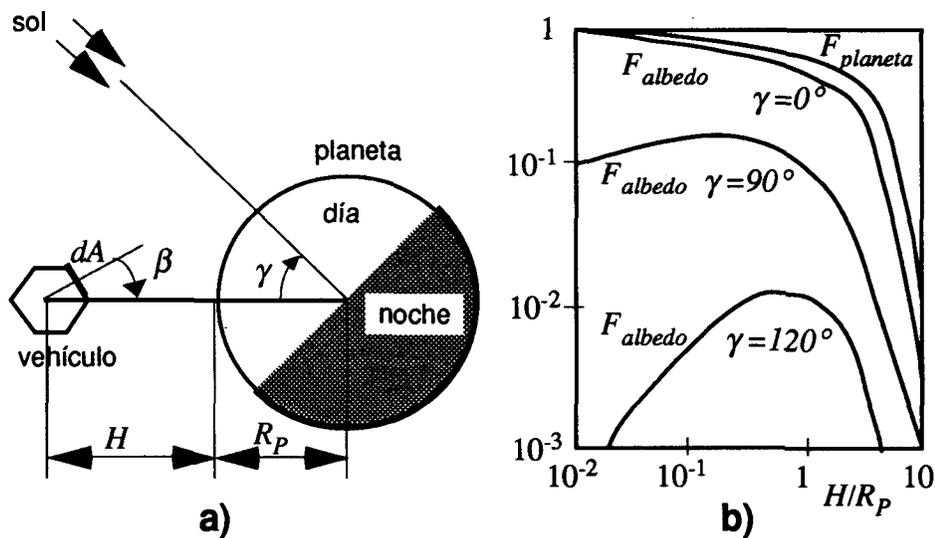


Fig. 13.11. a) Geometría para la evaluación de los factores geométricos de reflexión solar (albedo) F_{albedo} y emisión propia $F_{planeta}$. b) Valores de estos coeficientes en función de la altura sobre el planeta y la orientación del sol.

Como se verá más adelante, este modelo de reflectancia constante da buenos resultados incluso para la tierra, donde en realidad varía de una zona a otra (mar, nubes, hielo, tierra, vegetación) y con el tiempo (cobertura nubosa).

– radiación propia del planeta (en general, del segundo cuerpo), $i_{planeta}$, que se modeliza en la forma:

$$i_{planeta}dA = e_{planeta}F_{planeta}F_{ang}dA = \epsilon_{planeta}\sigma T_{planeta}^4 F_{planeta}F_{ang}dA \quad (13.21)$$

donde $e_{planeta} = \epsilon_{planeta}\sigma T_{planeta}^4$ es la emitancia del planeta, que se supone a temperatura uniforme $T_{planeta}$ y con emisividad constante $\epsilon_{planeta}$, $F_{planeta}$ es un factor geométrico que sólo depende de la altura relativa de vuelo sobre el planeta, H/R_p , y que si el elemento de área dA ve todo el planeta (es decir, si $\sin(\pi/2-\beta) > 1/(1+H/R_p)$, ver Fig. 13.11a) vale $F_{planeta} = (1+H/R_p)^{-2}$ y se ha representado también en la Fig. 13.11b). El factor geométrico angular $F_{ang} = \cos\beta$ es como antes.

Para un elemento dA de una astronave en el entorno terrestre, los valores máximos de estas tres contribuciones serán: irradiación recibida del sol directamente $i_{sol,m\acute{a}x} = 1370 \text{ W/m}^2$, según (13.19), si mira directamente al sol; irradiación recibida por reflexión solar sobre la tierra $i_{albedo,m\acute{a}x} = 0,3 \cdot 1370 = 410 \text{ W/m}^2$, según (13.20), si es una órbita baja y al mediodía; irradiación recibida de la emisión propia del planeta $i_{planeta,m\acute{a}x} = 0,6 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 288^4 = 230 \text{ W/m}^2$.

Además de estas tres radiaciones incidentes hay que considerar la radiación emitida por el vehículo, que para un elemento dA se modeliza como:

$$e_{veh}dA = \epsilon_{veh}\sigma T_{veh}^4 dA \quad (19.22)$$

siendo ϵ_{veh} y T_{veh} la emisividad y temperatura del elemento dA del vehículo, que en general variarán de una parte a otra del mismo.

Este modelo, dicho de los dos cuerpos (aparte del vehículo), es el más usado, ya que se aplica al vuelo en el entorno de un planeta, que obviamente es el de mayor interés astronáutico.

Problema de tres cuerpos. En este modelo se considera que el vehículo recibe radiación térmica no sólo del sol y un planeta, sino también de otro cuerpo, que puede ser una luna cercana (que esté a menos de 20 radios de su planeta; la de la tierra está a 60 radios) o un cuerpo artificial próximo (una estación espacial o un vehículo madre).

Nótese que en todos los casos se ha despreciado la radiación recibida del medio interestelar, que será menor de $\sigma T^4 = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 2,7^4 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ W/m}^2$, y por tanto siempre despreciable incluso para las posibles superficies criogénicas de un vehículo, que difícilmente pueden estar por debajo de unos 50 K.

Por otra parte, conviene hacer algo más de hincapié en la etapa de promediado de las características de la radiación espacial, implícita en la modelización anterior. En efecto, una propiedad como la reflectancia solar de la tierra, que se ha modelizado con un valor constante $\rho_{planeta}$ (que para la tierra se toma 0,3), en realidad depende

del tiempo, del espacio (latitud y longitud), de la longitud de onda, de la dirección, de la polarización, etc.

Promediado de las características y efectos de la radiación

Para empezar, pese a ser bien conocido el efecto polarizador de la reflexión inclinada sobre una superficie, su efecto térmico se evalúa globalmente y no se tiene en cuenta esta característica para la radiación térmica.

La influencia de la dirección que se considere en el valor de la emisividad no es muy grande, como ya se ha mencionado para metales y no metales, pero en la reflectancia puede ser muy acusada. En un extremo está el modelo de reflector especular, que mantiene la colimación y devuelve la radiación en la dirección simétrica respecto a la normal, y en el otro extremo está el modelo de reflector difuso, que devuelve la radiación por igual en todas direcciones, independientemente de la dirección de incidencia. Salvo para superficies metálicas pulidas o recubrimientos especulares, el modelo que siempre se utiliza es el de reflexión difusa, según el cual un elemento dA distribuye angularmente la radiación saliente proporcionalmente a $\cos\beta$ (es decir, proporcionalmente al área proyectada en esa dirección). Sin embargo, en la práctica, la mayoría de las superficies presentan un exceso de radiación en la dirección especular con la incidente, y aún hay otras que este exceso lo presentan en la misma dirección y sentido contrario al de incidencia (retroreflexión), como la superficie de la luna, o los catadióptricos usados para señalización en circulación viaria. Un triedro trirectángulo especular es un retroreflector perfecto, como es fácil de entender proyectando sobre un diedro varios rayos en distintas direcciones y siguiendo su trayectoria. Una esfera perfectamente difusa presenta un brillo mayor en la dirección de iluminación y sin embargo la luna aparece uniformemente blanca (en toda la zona iluminada).

Con respecto a la variación espectral, es bien sabido que una misma radiación da lugar a diferentes grados de calentamiento según el color del captador, lo cual se explica en base a la dependencia de las propiedades ópticas con la longitud de onda de la radiación. Los cuerpos opacos presentan unas propiedades ópticas que varían suavemente (dentro de un cierto intervalo), mientras que los cuerpos semitransparentes (como las atmósferas planetarias y las ventanas de plástico o vidrio de los vehículos espaciales) presentan grandes fluctuaciones bruscas en sus propiedades ópticas. Afortunadamente, resulta que en el control térmico de vehículos (espaciales o no) sólo son importantes dos estrechos intervalos de todo el espectro electromagnético, el solar y el terrestre, que corresponden a las zonas de máxima emisión de un cuerpo negro a 5800 K y 288 K, respectivamente (el 93% de la emisión de cuerpo negro tiene lugar en el intervalo $0,5 < \lambda/\lambda_{e_{máx}} < 4$, donde $\lambda_{e_{máx}} = C/T$ (ley de Wien) con $C = 2,9 \cdot 10^{-3}$ m.K), es decir, centrados en $0,5 \mu\text{m}$ y en $10 \mu\text{m}$ para la radiación solar y la terrestre, respectivamente.

El promedio espacial en el campo de visión significa que p.e. para el control térmico de un satélite terrestre no es necesario conocer los contornos precisos de las

superficies de nubes, aguas, hielos, vegetación, etc. Ni siquiera es preciso considerar la variación de temperatura desde el ecuador hasta los polos. La razón de que este promedio sea suficiente está en el hecho de que si el vehículo vuela en órbita baja (LEO) entonces pasa sobre el terreno a gran velocidad, dándole toda la vuelta a la tierra en unos 90 minutos, por lo que la inercia térmica del vehículo, aunque pequeña, es capaz de amortiguar todos los cambios que se suceden tan vertiginosamente (p.e., una esfera sólida metálica de 0,1 m de diámetro tardaría unos 10^2 s en enterarse de que han variado sus condiciones de contorno, y unos 10^4 s si no es metálica, y estos tiempos crecen con el cuadrado de la longitud). Y si el vehículo está en órbita alta, aunque puede permanecer inmóvil sobre el mismo punto de la tierra en el caso de órbita geoestacionaria (GEO), la distancia es entonces tan grande (unos 6 radios para la GEO) que los detalles terrestres quedan difuminados en el gran campo de visión.

En cuanto al tiempo, hay dos razones para que entre en la evaluación de la radiación espacial. Por una parte, la radiación solar, que es la fuente de todas las demás, no es estacionaria, sino que tiene una ligera oscilación de 22 años de período (ciclo magnético solar) y unas más intensas y erráticas fluctuaciones de corto período (semanas) debidas a erupciones en la corona solar. Por otra parte, aunque el sol radiase estacionariamente, el movimiento relativo sol-planeta-vehículo (no sólo de traslación, sino de rotación) hace que la radiación incidente sobre un elemento dA del vehículo varíe con el tiempo. Si se tiene en cuenta toda la variación temporal se comprende que el problema de control térmico va a ser formidable; y más si se da uno cuenta de que no todas las variaciones son predecibles, pues p.e. la cobertura nubosa varía caóticamente (pese a que la causa que la origina es siempre la misma: la radiación solar).

Afortunadamente, los requisitos de control térmico no siempre son tan exigentes (y cuando lo son, lo que se hace es aislarlos de las perturbaciones exteriores mediante otros sistemas más tolerantes). Por ello, en la modelización de control térmico suelen introducirse promedios temporales que, en orden creciente de detalle, pueden ser: plurianuales (para toda la vida del vehículo), anuales (p.e. para no considerar la elipticidad de la eclíptica), diarios, orbitales e instantáneos (lo que normalmente quiere decir varios minutos). Salvo para el estudio de los transitorios térmicos al entrar y salir de las zonas de eclipse, son los promedios para cada órbita los más usados.

Radiación en el espacio terrestre

El estudio de la radiación térmica en el entorno terrestre (desde 100 km de altura hasta unos 10 radios) se supondrá que es debida a la emisión propia de un cuerpo a temperatura $T = 288$ K y con emisividad constante $\epsilon_{IR} = 0,6$, más la radiación solar directa, más la radiación solar reflejada por la tierra, cuya reflectancia también se supondrá constante y de valor $\rho_{albedo} = 0,3$. Este modelo de tierra isotérmica y con sólo dos parámetros termoópticos es suficientemente bueno para el balance térmico de astronaves, pero resulta una cruda simplificación de la complejidad que aporta el filtro atmosférico, que es muy selectivo y

origina bandas espectrales como se muestra en la Fig. 13.12 para el caso de cielo claro (sin nubes) sobre el océano. La razón de esta estructura en bandas en la reflectancia de la tierra (y en general de los cuerpos con atmósfera) estriba en la interacción selectiva de la radiación con la materia dispersa, que sólo sintoniza en torno a ciertas longitudes de onda características de las moléculas involucradas, particularmente del H₂O y el CO₂ en la atmósfera terrestre (y en menor extensión del O₃ y N₂O), para la región térmica del espectro electromagnético. La reflectancia espectral mostrada en la Fig. 13.12 debería obtenerse experimentalmente por cociente entre el incremento de radiosidad y el incremento de irradiación usada para generarla, para una longitud de onda dada, pero en realidad la parte que cae en la región visible se obtiene por cociente entre la radiosidad terrestre y la irradiación solar en cada longitud de onda, y para la región infrarroja por cociente entre la radiosidad y la emitancia espectral de un cuerpo negro a $T = 288$ K. Los valores promedio en ambas regiones, también representados en la Fig. 13.12, se calculan en la forma:

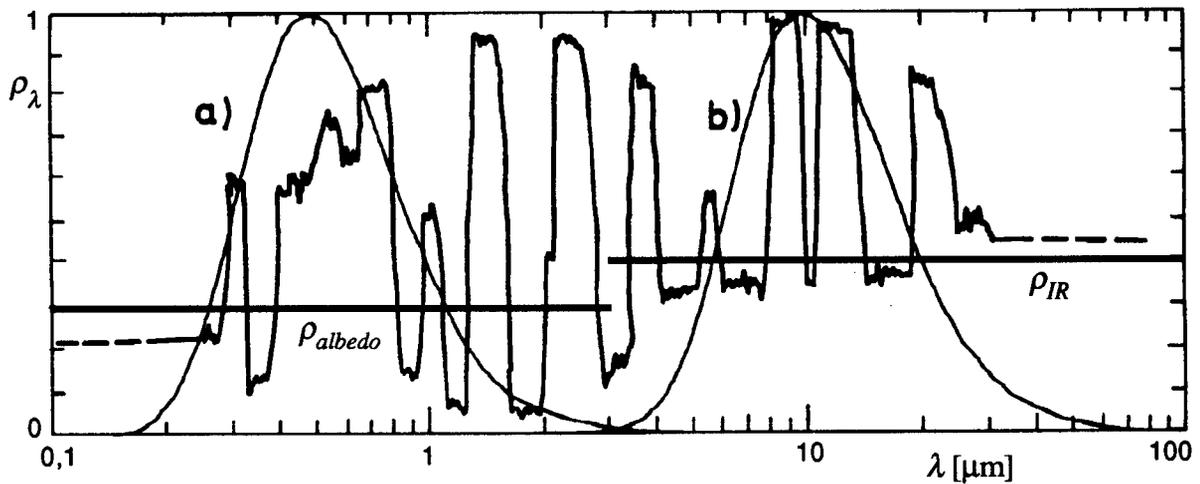


Fig. 13.12. Reflectancia espectral (línea quebrada) de la tierra (con su atmósfera), en día claro sobre el océano. También se representan las curvas de emitancia espectral relativa al valor máximo, para cuerpos negros a 5800 K (curva a) y 288 K (curva b), así como los valores medios ponderados de la reflectancia terrestre en ambas regiones del espectro, ρ_{albedo} , ρ_{IR} .

$$\rho_{albedo} = \frac{\int_{0,1\mu\text{m}}^{3\mu\text{m}} \rho_\lambda i_{\lambda,sol} d\lambda}{C_{sol}} \quad , \quad \rho_{IR} = 1 - \epsilon_{IR} = \frac{\int_{3\mu\text{m}}^{100\mu\text{m}} \rho_\lambda e_{\lambda,288} d\lambda}{\sigma T_{288}^4} \quad (13.23)$$

Resulta interesante apuntar que en la región en que la atmósfera es casi opaca (cerca de $\lambda = 7 \mu\text{m}$ y cerca de $\lambda = 15 \mu\text{m}$) la emitancia espectral se aproxima bastante a la de un cuerpo negro a 218 K aunque en las regiones casi transparentes se ajusta a la de un cuerpo negro a 288 K y globalmente la temperatura bolométrica resulta ser unos 248 K, lo que se corresponde bien con los valores medidos en tierra de la temperatura equivalente del cielo, T_{sky} , cuya correlación con la temperatura ambiente del aire T_{amb} se ajusta en la forma $(T_{amb} - T_{sky})_{bolo} \approx 30$ K y $(T_{amb} - T_{sky})_{espectral} \approx 70$ K.

La variación de la radiosidad terrestre con las estaciones apenas supone fluctuaciones de $\pm 10\%$ sobre la media anual, y las variaciones con la longitud terrestre también son poco

pronunciadas, pero con la latitud la variación es grande (debido al cambio de tipo de terreno y de temperatura), y se presentan en la Fig. 13.13.

El modelo radiativo del planeta tierra verifica el balance energético:

$$\dot{Q}_{\text{absorción solar}} = \dot{Q}_{\text{emisión IR}} \rightarrow \alpha_{\text{sol}} C_{\text{sol}} \frac{\pi D^2}{4} = \epsilon_{\text{IR}} \pi D^2 \sigma T_{288}^4 \quad (13.24)$$

donde $T_{288} = 288 \text{ K}$ es la temperatura media de la superficie terrestre (respecto a la cual se define la emisividad bolométrica, ϵ_{IR}), $D = 6,378 \cdot 10^6 \text{ m}$ es el diámetro medio del planeta (no interviene), $\epsilon_{\text{IR}} = 0,6$, $C_{\text{sol}} = 1370 \text{ W/m}^2$ es la constante solar (irradiación solar a 1 unidad astronómica) y $\alpha_{\text{sol}} = 1 - \rho_{\text{sol}} = 0,7$ es la absortancia solar. Conviene hacer notar que no todos los cuerpos (naturales o artificiales) están en equilibrio radiativo, y p.e. Júpiter emite un 150% de la energía que absorbe (el resto proviene del interior).

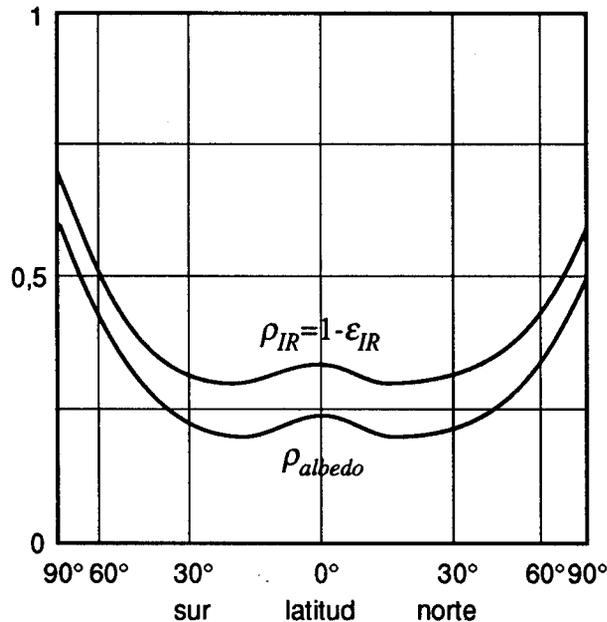


Fig. 13.13. Variación con la latitud terrestre de la reflectancia media solar (albedo) y la reflectancia media infrarroja, ρ_{IR} .

Con respecto al ambiente térmico y radiativo en las proximidades de otros cuerpos celestes, aparecen grandes contrastes. Mercurio no tiene atmósfera y una de sus caras siempre mira al sol (como la luna a la tierra), por lo que la temperatura diurna en perihelio es de unos 700 K y la nocturna en afelio de unos 100 K, reflejando sólo un 11% de la radiación solar. Venus tiene una atmósfera de CO_2 tan densa que el efecto invernadero da lugar a una temperatura superficial (muy uniforme) de unos 750 K (mayor que la diurna de Mercurio, y eso que está el doble de lejos del sol); además, como la emisividad bolométrica se define respecto a esa temperatura, resulta un valor muy bajo, $\epsilon_{\text{IR}} \approx 0,01$. La luna en cambio no tiene atmósfera y se comporta casi como un cuerpo negro, pues $\epsilon_{\text{IR}} \approx 1$ y $\rho_{\text{albedo}} = 0,07$ (si la luna fuese un buen reflector, en las noches de luna llena la iluminación sería 15 veces mayor); su temperatura superficial varía entre 90 K y 400 K. Marte es parecido a la luna, en este respecto. El cuerpo más frío del sistema solar es Tritón (la luna de Neptuno, parecida en tamaño y separación a la de la tierra), con una temperatura de 38 K debido a su alta

reflectividad ($\rho_{albedo} = 0,85$) y alta emisividad ($\epsilon_{IR} = 0,6$), y a que aunque posee un tenue atmósfera (cosa rara), el principal componente es N_2 y no da lugar a efecto invernadero.

Modelización térmica

El análisis del comportamiento térmico de una astronave (o de cualquier otro sistema) consiste en generar un modelo matemático (analítico o numérico) de su comportamiento (basado en las leyes de la Termodinámica y la Transmisión de calor) y, si la incertidumbre asociada al modelo o a los datos que utiliza resulta inaceptable, realizar ensayos experimentales (en general mucho más costosos) termométricos, calorimétricos y de otras variables de interés térmico. Estos ensayos pueden ser de ayuda al diseño o de cualificación para aceptación del producto. Si se trata de ensayos sobre materiales, los métodos y equipos necesarios suelen ser bien conocidos y comercialmente disponibles, pero si se trata de ensayos sobre subsistemas o sistemas completos suele ser necesaria una instalación *ad hoc*, a veces inaccesible o inexistente lo cual puede limitar el tamaño de las astronaves que es posible ensayar (el mayor simulador solar en Europa tiene 6 m de diámetro).

La modelización matemática permite la simulación de diferentes opciones, lo que es de vital importancia durante la fase de diseño en donde la geometría y los materiales a usar todavía no se conocen con exactitud y hay que ir desarrollando el sistema global y sus componentes térmicos a la vez y en armonía para que el proceso de relajación hacia el resultado final sea suave y no con cambios bruscos (p.e. al darse cuenta de que el diseño mecánico es incompatible con el diseño térmico, y éste con el diseño eléctrico, etc.)

En el modelo térmico, unos datos son dados desde el principio (algunas dimensiones geométricas, materiales, temperaturas y potencias de equipos estándar), mientras que la elección de otros parámetros geométricos, materiales, temperaturas y potencias puede hacerla el diseñador térmico (en estrecho contacto con el resto del equipo de diseño, pues rara vez pueden aislarse los efectos).

Aunque se pueden acometer algunos estudios analíticos con geometría muy sencilla, la modelización térmica más corriente se basa en la discretización espacial del sistema en pequeñas masas o volúmenes de control (nodos) que queden bien representados por una única temperatura (T_i del nodo i) cuya variación temporal se discretiza en diferencias finitas, y a los que se aplica el balance térmico (11.1) (o (12.34) si hay convección) y que en la mayoría de los casos se reduce a:

$$m_i c_{p_i} \frac{T_i^+ - T_i}{\Delta t} = \sum_{j=1}^N \dot{Q}_{ij}(T_i, T_j, t) \quad (13.25)$$

siendo $m_i c_{p_i}$ la capacidad térmica global del nodo i , y \dot{Q}_{ij} el flujo de calor que recibe el nodo i proveniente del nodo j (si $j = i$, sería la disipación de potencia eléctrica en el mismo nodo, p.e.) La ecuación (13.25) permite ir calculando la evolución de la temperatura de cada nodo (T_i^+ es la nueva temperatura al cabo de un tiempo Δt) en función del mapa de temperaturas de todos los nodos en un instante anterior y de los aportes energéticos.

Aunque existen otros métodos numéricos para la modelización térmica, sólo el anterior, dicho de diferencias finitas o nodal, se utiliza en la práctica, aunque puede que con la creciente potencia de cálculo de los ordenadores pase a un primer plano el método de Monte Carlo, en el que se estudia la trayectoria individual de un conjunto representativo de haces de radiación elegidos estadísticamente, contabilizando los intercambios energéticos por acumulación de los efectos individuales de estos rayos. El modelo de Monte Carlo permite tratar sin dificultad (si se dispone de gran potencia de cálculo) los casos de reflexión especular y en general de propiedades direccionales, que no contempla el método clásico de las diferencias finitas.

Los pasos a seguir para la modelización pueden agruparse así:

1. Creación o modificación de la geometría de la discretización nodal.
 - Elección de un modelo geométrico sencillo que represente suficientemente bien los aspectos térmicos deseados. Conviene no ser ambiciosos al principio, y postergar el análisis de los detalles para cuando éstos sean necesarios. Aunque el usar la misma discretización espacial para el análisis térmico y el mecánico puede parecer recomendable, no siempre coincidirán los intereses en el detalle, y puede resultar muy gravoso resolver el problema térmico detallado de áreas con gran concentración de esfuerzos y poco interés térmico, y viceversa.
 - Distribuir la geometría en volúmenes de control (nodos) con el criterio antedicho, es decir, subdividir el modelo geométrico (paralelepípedos, cilindros, paraboloides) en pequeños trozos que puedan suponerse isoterms.
 - Asignar capacidades térmicas ($m_i c_{p_i}$) y cargas térmicas propias (\dot{Q}_{ii}) a cada nodo, en función explícita del tiempo (p.e. asociado a los eclipses, que son fácilmente predecibles) o como función implícita de otras variables (p.e. termostatos y otros dispositivos de control).
 - Asignar propiedades térmicas a las interfases entre nodos (conductancias, transmitancias convectivas si las hubiera, y propiedades ópticas). Como ya se ha estudiado antes, para caracterizar todo el comportamiento termo-óptico basta con dar los coeficientes globales α_{sol} , ϵ_{IR} , τ_{sol} y τ_{IR} correspondientes a la absorptancia solar, emisividad infrarroja, y las transmitancias solar e infrarroja para nodos semitransparentes, suponiéndose siempre que la emisión y la reflexión son difusas, y la transmisión directa.
2. Cálculo de los acoplamientos térmicos entre los nodos (\dot{Q}_{ij}), que suele dividirse en dos partes, una propia de la astronave y que no depende explícitamente de su trayectoria espacial (aunque depende de las temperaturas de los otros nodos que a su vez variarán con el tiempo a causa de los cambios de posición y actitud de la astronave) y otros acoplamientos con el exterior (absorción y emisión de radiación), que permiten desglosar (13.25) y pasar a:

$$m_i c_{p_i} \frac{T_i^+ - T_i}{\Delta t} = \sum_{j=1}^{N-1} \dot{Q}_{ij} + \alpha_{sol} (i_{sol} + i_{albedo}) A_i + \epsilon_{IR} (i_{planeta} - \sigma T_i^4) A_i \quad (13.26)$$

donde se ha puesto $N-1$ porque ya los otros dos términos tienen en cuenta el intercambio radiativo del nodo i con el nodo N , que es el hemisferio que ve el nodo i (2π estereorradianes, supuesto que sea convexo local y globalmente). El último término corresponde al intercambio radiativo con el exterior en la región infrarroja, y el anterior en la región visible y se calculan con (13.19-21). Se ha supuesto que las áreas de las interfases del nodo i con el exterior, A_i , son pequeñas y planas para poder asignarles unas irradiaciones constantes; si no es así, habría que aplicar valores medios o integrar respecto al área.

Los $N-1$ acoplamientos térmicos Q_{ij} entre los nodos internos (en realidad cada uno tendrá tres posibles sumandos: conducción, convección y radiación) se calculan en dos etapas, de la manera siguiente:

- Primero se determinan las transmitancias térmicas (o sus inversos, las resistencias térmicas) con ayuda de los factores geométricos conductivos y radiativos ya que, para propiedades térmicas y geometría constantes, las transmitancias conductivas C_{ij} y radiativas, R_{ij} , definidas tal que:

$$\dot{Q}_{ij} = C_{ij} (T_j - T_i) + R_{ij} T_j^4 \quad (13.27)$$

sólo dependen del modelo geométrico-térmico interno y no de las cargas térmicas ni de su variación con el tiempo. Cuando existe acoplamiento convectivo, se trata aparte. Nótese que de todos los C_{ij} , sólo serán no nulos los correspondientes a nodos contiguos, y de los R_{ij} sólo los nodos que se ven directamente.

- Segundo, ya durante la simulación, se calculan los \dot{Q}_{ij} internos con (13.27) y los externos según se ha especificado en (13.26).

El detalle del cálculo de las transmitancias radiativas, R_{ij} , no sería tan laborioso si se utilizase el modelo de cuerpo negro, pues quedaría simplemente $R_{ij} = F_{ij} A_j \sigma$, con F_{ij} dado por (13.15), pero al considerar cuerpos semirreflectantes y semitransparentes, se complica mucho.

3. Definición de los casos de carga a estudiar, y simulación con el modelo anterior. Suele empezarse por los casos estáticos más críticos, como el cálculo de las temperaturas estacionarias para una orientación dada de la astronave respecto al sol y la tierra (mediodía) y máxima disipación de potencia eléctrica de los equipos internos. Este caso simple permite ya ir analizando la sensibilidad del mapa térmico respecto a la elección p.e. del tipo de recubrimientos: pintando las superficies de negro se conectan térmicamente por radiación, mientras que con recubrimientos metálicos y mantas multicapa se desconectan térmicamente (y

pueden estudiarse por separado). También es importante simular el comportamiento térmico dinámico a la entrada y salida de los eclipses. Por otra parte, hay que simular con el modelo numérico no sólo los casos térmicos de interés operacional de la astronave sino los casos que se vayan a ensayar experimentalmente en los simuladores espaciales, para tener una realimentación inequívoca sobre la bondad (capacidad de predicción) del modelo.

La simulación proporciona además de las temperaturas de los nodos, los flujos de calor entre ellos, lo que ayudará a la hora de definir mejor los conectores y separadores térmicos allí donde sea preciso.

Por último, la simulación debe usarse también para ganar confianza en el modelo, estudiando casos triviales cuya solución sea conocida de antemano, estudiando la influencia de la discretización espacio-temporal, calculando a partir de la solución numérica alguna nueva variable de comprobación como el balance energético global de toda la astronave, o de una parte; obviamente para cada nodo sí se cumplirá, pues esa ecuación (13.25) se usó para calcular sus temperaturas, pero el grado de verificación de un balance global puede ilustrar sobre la precisión del modelo.

RECAPITULACION

1. Se empieza con una revisión de las características físicas de la radiación electromagnética, sin la cual es difícil formarse una idea de qué es la radiación térmica, y se introduce la radiación de cuerpo negro de una manera *ad hoc* para poder definir las propiedades ópticas.
2. Se presentan algunos datos representativos de las propiedades termo-ópticas superficiales y volumétricas de los cuerpos, poniendo énfasis en las múltiples variables que entran en juego en un problema de radiación (aunque en la práctica no es posible retener tanto detalle y se suele recurrir a drásticas simplificaciones).
3. Se hace un estudio comparado de las magnitudes radiométricas y las fotométricas, ya que la experiencia demuestra que la disparidad de nomenclatura usada en ambas ciencias (que cada vez están más ligadas, sobre todo por cuanto utilizan los mismos detectores para su medida) suele ser un inconveniente grave a la hora de su comprensión.
4. Se presenta el modelo termodinámico del gas fotónico de Boltzmann, para profundizar algo más en la comprensión de la radiación de cuerpo negro.
5. Se hace un estudio del intercambio energético por acoplamiento radiativo entre cuerpos a diferente temperatura, haciendo uso de los factores geométricos y resolviendo los problemas más característicos. De entre ellos puede destacarse el intercambio radiativo entre un cuerpo de emisividad ϵ_1 y las paredes de un recinto que lo rodea, que, si es suficientemente grande, genera una radiación de cuerpo negro y resulta $\dot{Q}_{12} = A_1 \epsilon_1 \sigma (T_2^4 - T_1^4)$.

6. Se describen las características de la radiación solar y se hace un análisis detallado de su captación mediante paneles planos.
7. Se profundiza en el problema del control térmico de aeronaves, que, aunque pueda parecer extravagante, está dominado por la radiación térmica y por tanto resulta oportuno para ser tratado aquí.

PROBLEMAS

13.1. El filamento de una bombilla de 100 W se calienta hasta 2990 K (se mide su resistividad, que es función de la temperatura). Suponiendo cuerpo negro, se pide:

- a) Superficie del filamento.
- b) Longitud de onda de máxima emisión.

Sol.: a) $A=22 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$; b) $\lambda_{\text{máx}}=9,9 \text{ }\mu\text{m}$.

13.2. Para cuerpos negros a diferentes temperaturas, a) 5800 K (sol), b) 2900 K (filamento de wolframio), c) 1000 K (hierro al rojo) y d) 300 K (tierra), calcular la longitud de onda de máxima emisión, la fracción de energía radiante emitida entre 0,38 μm y 0,78 μm (rango visible) y la emitancia.

Sol.: a) 0,5 μm , 0,466, $6,4 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$; b) 1 μm , 0,112, $4,0 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$; c) 2,9 μm , $< 10^{-3}$, $5,7 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$; d) 10 μm , $< 10^{-3}$, $4,6 \cdot 10^2 \text{ W/m}^2$;

13.3. Por un conducto cuyas paredes están a 670 K fluye aire a 0,3 m/s, y un termopar inmerso en el fluido indica 830 K. Suponiendo que para el aire la conductividad es $k=0,06 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ y la viscosidad $\nu=0,85 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, y para el flujo alrededor del termopar $Nu_D=0,5Re_D^{0,5}$, con un diámetro de la punta del termopar $D=1,3 \text{ mm}$ y una emisividad $\epsilon=0,2$, se pide:

- a) Calcular el número de Reynolds.
- b) Calcular el número de Nusselt y el coeficiente convectivo.
- c) Determinar la temperatura verdadera del gas.

Sol.: a) $Re=46000$; b) $Nu=214$, $h=9900 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$; c) $T=830 \text{ K}$.

13.4. Un tubo de aluminio de 4 m de largo, 100 mm de diámetro exterior y 80 de interior, pintado de negro por dentro y por fuera, está sometido a una irradiación (unidireccional) de $1 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ y rodeado por aire ambiente a $15 \text{ }^\circ\text{C}$ (considérese $h = 5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). En su interior y coaxialmente existe otro tubo delgado de 40 mm de diámetro, también pintado de negro y hecho el vacío entre ambos, por el interior del cual circula a 0,1 m/s un fluido de viscosidad $\nu=10 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho=700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $k=0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ y $c_p=2000 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Sabiendo que la temperatura de entrada es de $15 \text{ }^\circ\text{C}$, calcular:

- a) La temperatura de salida.
- b) Las temperaturas de las caras de los tubos.
- c) El coeficiente de convección térmica en el fluido.

Sol.: a) $\Delta T_{\text{fluido}} = 2,8 \text{ K}$; b) 303 K, 400 K y 409 K; c) $h = 67 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

13.5. Calcular el calor transmitido entre dos superficies opacas semirreflectantes cuando se interponen n ($n = 0, 1, 2, \dots$) escudos radiativos, en los casos siguientes:

- Geometría plana y reflectancia nula de todas las placas (incluyendo las paredes).
- Geometría cilíndrica o esférica y reflectancia nula.
- Caso más general.

Sol.: a) $\dot{Q} = \sigma A (T_o^4 - T_{n+1}^4) / (1 + n)$, siendo n el número de escudos, 0 la pared a T_o y $n+1$ la pared a T_{n+1} ; b) $\dot{Q} = \sigma (T_o^4 - T_{n+1}^4) / \sum_{i=1}^{n+1} (1/A_{i-1})$; c)

$$\dot{Q} = \frac{\sigma (T_o^4 - T_{n+1}^4)}{\sum_{i=1}^{n+1} \left(\frac{1}{A_{i-1} \varepsilon_{i-1}^+} + \frac{1 - \varepsilon_i^-}{A_i \varepsilon_i^-} \right)}$$

siendo ε_i^+ y ε_i^- las emisividades ($\varepsilon = 1 - \rho$) de la chapa i en su superficie derecha (la que mira a $i+1$) y en su superficie izquierda (la que mira a $i-1$).

13.6. En la rampa de lanzamiento de un cohete hay un depósito de 2,5 m de diámetro y 10 m de altura lleno de oxígeno líquido a 90 K. El depósito es de aluminio, de espesor 5 mm, recubierto exteriormente con una capa de 3 mm de corcho. Los coeficientes de convección natural en el lado de aire y en el interior pueden considerarse de $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ y $50 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Se pide:

- Temperaturas en las interfases y flujo de calor recibido.
 - Caudal de oxígeno líquido que hay que ir reemplazando para compensar las pérdidas.
- Sol.: a) $\dot{q}_{conv} = 700 \text{ W/m}^2$, $\dot{q}_{rad} = 230 \text{ W/m}^2$, $\dot{q}_{total} = 930 \text{ W/m}^2$, $T_{ext} = 182 \text{ K}$, $T_{Al} = 109 \text{ K}$;
b) $\dot{m} = 0,34 \text{ kg/s}$ ($1,08 \text{ m}^3/\text{h}$).

13.7. Calcular la energía comunicada al agua en un colector solar plano de 20 m^2 , cuando recibe una irradiación total de 800 W/m^2 , sabiendo que tiene una absortancia $\alpha = 0,92$, una emisividad $\varepsilon = 0,15$ y una transmitancia térmica al aire ambiente $h = 3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, para una temperatura del agua de $60 \text{ }^\circ\text{C}$ y del ambiente de $18 \text{ }^\circ\text{C}$.

Sol.: $\dot{Q} / A = \alpha I - \varepsilon \sigma T^4 - h \Delta T = 0,92 \cdot 800 - 0,15 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 333^4 - 3(60-18) = 505 \text{ W/m}^2$.

13.8. Se quiere estimar la temperatura del sol por los dos procedimientos siguientes:

- Sabiendo que la temperatura media de la tierra es $15 \text{ }^\circ\text{C}$, que su radio es de 6378 km , que el ángulo del disco solar es $0,01 \text{ rad}$ y que la distancia al sol es de $0,15 \cdot 10^{12} \text{ m}$, detallando las simplificaciones introducidas y calcular también la constante de radiación solar (irradiación a una unidad astronómica).
- Sabiendo que la luz solar presenta su máxima intensidad espectral para $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

Sol.: a) $T = 5760 \text{ K}$, $C_{sol} = 1560 \text{ W/m}^2$; b) $T = 5800 \text{ K}$.

13.9. Estimar la temperatura de equilibrio de un terreno suponiendo que está aislado por debajo y que por arriba tiene un coeficiente de convección con el aire, que está a $15 \text{ }^\circ\text{C}$, de $h = 10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, y un acoplamiento radiativo con el cielo que puede modelizarse así:

- Cielo claro, temperatura efectiva del cielo 100 K .
- Cielo cubierto, temperatura efectiva del cielo 250 K .

Sol.: a) $T = 270 \text{ K}$; b) $T = 285 \text{ K}$.

13.10. Considérese un vidrio de invernadero que se supone sólo transparente en el rango $0,35 \mu\text{m}$ a $2,7 \mu\text{m}$. Se pide:

- a) La fracción de radiación solar que pasa.
- b) La fracción de radiación infrarroja emitida por el interior, supuesto cuerpo negro a 37°C .

Sol.: a) 83%; b) 0,003%.

13.11. Calcular la distribución de temperatura en una cáscara esférica en el espacio interestelar, sometida a la radiación solar y suponiendo el interior adiabático. Los datos son: la irradiación solar i [W/m^2], la absortancia solar α , la emisividad infrarroja ϵ , la conductividad térmica k , el espesor de la cáscara d y el radio de la esfera R . En particular, se pide:

- a) La temperatura en el límite $k \rightarrow \infty$.
- b) $T_{\text{máx}}$ para $k=0$.

Sol.: a) $T_{\infty} = [i\alpha/(4\epsilon\sigma)]^{1/4}$; b) $T_{\text{máx}} = 2^{1/2}T_{\infty}$.

13.12. Calcular la temperatura de equilibrio de una esfera de aluminio hueca, recubierta de una capa de sílice fundida, suponiendo que la transmitancia del recubrimiento es 0,97 (el otro 3% se absorbe), su emisividad 0,8, y la reflectancia del aluminio 0,94 (el otro 6% se absorbe).

Sol.: La absortancia solar efectiva de este espejo de segunda superficie es $\alpha_{\text{sol}} = 1 - \tau_{\text{sil}}\rho_{\text{Al}}\tau_{\text{sil}} = 1 - 0,97 \cdot 0,94 \cdot 0,97 = 0,12$, lo que da una temperatura de equilibrio $T = [\alpha_{\text{sol}}C_{\text{sol}}/(4\sigma\epsilon_{\text{IR}})]^{1/4} = 173 \text{ K}$.