

## II.- PROPIEDADES ÓPTICAS DE MATERIALES UTILIZADOS EN PROCESOS TÉRMICOS DE ENERGÍA SOLAR

### II.1.- ABSORTANCIA Y EMITANCIA

**ABSORTANCIA DIRECCIONAL MONOCROMÁTICA.-** Se define la absorptancia direccional monocromática  $(\cos \theta_{sn}, \lambda)$  como la fracción de energía incidente en la dirección  $(\cos \theta_{sn}, \lambda)$  a la longitud de onda  $\lambda$  que se absorbe por la superficie y es de la forma:

$$(\cos \theta_{sn}, \lambda) = \frac{(I) (\cos \theta_{sn}, \lambda)}{(I)_i (\cos \theta_{sn}, \lambda)} = \frac{(I) (\lambda, \theta_{sn})}{(I)_i (\lambda, \theta_{sn})}$$

en la que el subíndice  $i$  indica radiación incidente y el subíndice  $a$  indica radiación absorbida; en lo que sigue llamaremos:

$$= \cos \theta_{sn} ; \quad \lambda =$$

**ABSORTANCIA DIRECCIONAL.-** La absorptancia direccional  $(\lambda, \theta_{sn})$  es la energía incidente que proviene de una dirección determinada, e incluye todas las longitudes de onda; es de la forma:

$$(\lambda, \theta_{sn}) = \frac{\int_0^{\infty} (\lambda, \theta_{sn}) I (\lambda, \theta_{sn})_i d\lambda}{(I)_i (\lambda, \theta_{sn})}$$

que no es una propiedad de la superficie, sino una función de distribución de las longitudes de onda de la radiación incidente.

**ABSORTANCIA HEMISFÉRICA MONOCROMÁTICA.-** La absorptancia hemisférica monocromá-

La absorptancia hemisférica es la fracción de energía incidente que proviene de todas las direcciones y que se absorbe en una longitud de onda determinada; no es una propiedad de la superficie, sino una función de distribución de las longitudes de onda de la radiación incidente; viene dada en la siguiente forma:

$$a_{\lambda} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_i(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_i(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}$$

**ABSORTANCIA HEMISFÉRICA.-** La absorptancia hemisférica incluye todas las direcciones y todas las longitudes de onda y es de la forma:

$$a_{\lambda} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_i(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_i(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}$$

**EMITANCIA DIRECCIONAL MONOCROMÁTICA.-** La emitancia direccional monocromática de una superficie  $(\theta, \phi)$ , es la relación entre la intensidad monocromática emitida por una superficie en una dirección determinada y la intensidad monocromática  $I_{\lambda}$  que un cuerpo negro emitiría a la misma temperatura y es de la forma:

$$e_{\lambda}(\theta, \phi) = \frac{I_{\lambda}(\theta, \phi)}{I_{\lambda b}}$$

que es una propiedad de la superficie.

**EMITANCIA DIRECCIONAL.-** La emitancia direccional  $(\theta, \phi)$ , es una propiedad de la superficie y se define como la relación entre la intensidad total emitida en la dirección  $(\theta, \phi)$  y la intensidad del cuerpo negro  $I_{\lambda}$ :

$$e_{\lambda}(\theta, \phi) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_e(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_e(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi} = \frac{1}{I_{\lambda b}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_e(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

**EMITANCIA HEMISFÉRICA MONOCROMÁTICA.-** La emitancia hemisférica monocromática es:

$$e_{\lambda} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_e(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_e(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi} = \frac{1}{I_{\lambda b}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I_{\lambda})_e(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

**EMITANCIA HEMISFÉRICA.-** La emitancia hemisférica se obtiene integrando sobre todas las

longitudes de onda y se define como:

$$e_b = \frac{I_b(\lambda, \theta)}{I_{b0}(\lambda, \theta)} = \frac{I_b(\lambda, \theta) d_s d}{I_{b0}(\lambda, \theta) d_s d} = \frac{1}{e_{b0}} e_b d$$

que es una propiedad de la superficie.

**LEY DE KIRCHOFF.-** Su forma más general es:

$$e_b(\lambda, \theta) = e_{b0}(\lambda, \theta)$$

que se cumple no sólo en el equilibrio térmico, sino en cualquier otra situación; se puede particularizar a la forma,  $e_b = e_{b0}$ .

## II.2.- CARACTERÍSTICAS DE RADIACIÓN DE MATERIALES OPACOS

**REFLEXIÓN EN SUPERFICIES.-** Vamos a considerar la distribución espacial de la radiación reflejada por una superficie; si la radiación incidente tiene la forma de un haz estrecho, existen dos tipos de distribución de la radiación reflejada, que son la especular y la difusa.

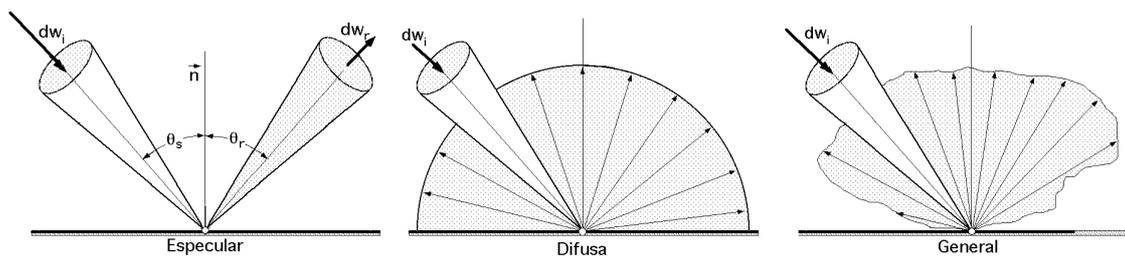


Fig.II.1.- Tipos de reflexión en superficies

a) La reflexión especular es idéntica a la reflexión en un espejo, es decir, el ángulo incidente y el reflejado son iguales, estando contenidos, junto con la normal al espejo, en un mismo plano, Fig II.1a.

b) La reflexión difusa elimina todas las características de la radiación incidente, distribuyendo la radiación uniformemente en todas direcciones, Fig II.1b.

c) La reflexión general participa de los dos tipos de reflexión, con direcciones en que ésta es más intensa que en otras, como se indica en la Fig II.1c.

En general, la magnitud de la intensidad reflejada en una dirección determinada para una superficie dada es función de la longitud de onda  $\lambda$  y de la distribución espacial de la radiación incidente.

La energía incidente comprendida en el ángulo sólido  $dw_i$  se puede reflejar en todas direcciones, por lo que la intensidad reflejada en una determinada dirección será muy pequeña en comparación con la intensidad incidente.

El producto de la intensidad incidente por su ángulo sólido  $dw_i$  y por el coseno del ángulo cenital

$s_n$  comprendido entre la normal y la dirección de los rayos solares incidentes, permite obtener el flujo solar radiante incidente, que debe tener un valor del mismo orden de magnitud que la intensidad reflejada.

La intensidad reflejada es el cociente entre la energía reflejada en cada dirección y el ángulo sólido reflejado correspondiente  $dw_r$ .

**Existen dos tipos de reflectancia hemisférica:**

a) La reflectancia angular hemisférica  $(\rho, \theta)_i$  se tiene cuando un haz estrecho de radiación incide sobre una superficie y se recoge toda la radiación reflejada.

b) La reflectancia hemisférica angular es la que recoge una fracción de la radiación reflejada, en una dirección determinada, cuando la superficie especular es irradiada desde todas las direcciones.

**REFLECTANCIA ANGULAR HEMISFÉRICA.-** La reflectancia angular hemisférica monocromática se designa por  $(\rho, \theta)_i$  en la que  $\theta$  es el coseno del ángulo cenital solar incidente y  $\theta$  es el ángulo acimutal solar incidente en cada instante; la reflectancia angular hemisférica monocromática se define como la fracción de energía radiante monocromática reflejada en todas direcciones respecto al flujo solar incidente contenido en el ángulo sólido  $dw_i$ .

Como la energía incidente de valor:

$$I_i \cos \theta \, dw_i$$

se refleja en todas direcciones, se puede hallar el flujo reflejado mediante la siguiente función de reflexión:

$$(\rho, \theta)_r = \frac{1}{I_i} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (I_i \cos \theta) \, dw_r, \text{ con, } \rho = f\{(\rho, \theta)_i, (\rho, \theta)_r\}$$

y la reflectancia angular hemisférica monocromática se puede expresar en la siguiente forma:

$$(\rho, \theta)_i = \frac{(\rho, \theta)_r}{(I_i \cos \theta)_i} = \frac{1}{I_i} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (I_i \cos \theta)_r \, dw_r$$

que es una propiedad intrínseca de la superficie reflectante.

La reflectancia angular hemisférica  $(\rho, \theta)$  no es una propiedad de la superficie y se calcula integrando el flujo reflejado y el incidente en todas las longitudes de onda. La reflectancia angular hemisférica es de la forma:

$$(\rho, \theta)_i = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\rho, \theta)_r \, dw_r}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (I_i \cos \theta)_i \, dw_i} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (I_i \cos \theta)_r \, dw_r}{I_i}$$

**REFLECTANCIA HEMISFÉRICA ANGULAR.-** La reflectancia hemisférica angular monocromática  $(\rho, \theta)_r$  es la relación entre la intensidad monocromática reflejada y la energía monocromática en todas direcciones, dividida por  $I_i$ . Como la energía incidente, en términos de la intensidad inci-

dente integrada a todo el hemisferio es:

$$(q)_i = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I \sin^2 \theta) d\theta d\phi$$

la reflectancia hemisférica angular monocromática será:

$$(r, \theta)_r = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \{I(\theta, \phi)\}_r \sin^2 \theta d\theta d\phi}{(q)_i} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I \sin^2 \theta) d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I \sin^2 \theta) d\theta d\phi}$$

que no es una propiedad de la superficie reflectante.

Se puede demostrar que:

$$(r, \theta) = (r, \theta)_i =$$

igualdad que es de gran importancia cuando  $(I)_i$  es uniforme.

Cuando un elemento de superficie se irradia desde todas las direcciones y se recoge toda la radiación reflejada, lo caracterizamos por la reflectancia hemisférica monocromática definida por:

$$= \frac{(q)_r}{(q)_i}$$

en la que la energía monocromática reflejada  $(q)_r$  es de la forma:

$$(q)_r = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\{(r, \theta)_r, (r, \theta)_i\}}{(I \sin^2 \theta) d\theta d\phi} (\cos \theta) d\theta d\phi \right\} (I \sin^2 \theta) d\theta d\phi$$

y como la energía incidente es:

$$(q)_i = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (I \sin^2 \theta) d\theta d\phi$$

dividiéndolas entre sí, se obtiene el valor de la reflectancia hemisférica monocromática.

La reflectancia hemisférica o reflectancia  $r$ , se obtiene dividiendo e integrando las ecuaciones anteriores sobre todas las longitudes de onda:

$$= \frac{q_r}{q_i} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (q)_r d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (q)_i d\theta d\phi}$$

que depende tanto de la distribución angular, como de la distribución de longitudes de onda de la radiación incidente.

En esta ecuación, la función de reflexión es independiente de la dirección (casi difusa) y de la longitud de onda (casi gris), por lo que la reflectancia de la superficie se hace independiente de todo, salvo de la temperatura de la superficie, que en muchos casos tampoco se tiene en cuenta.

### II.3.- RELACIONES ENTRE ABSORTANCIA, EMITANCIA Y REFLECTANCIA

Conociendo la reflectancia angular hemisférica monocromática, se pueden deducir a partir de ella las propiedades de emitancia y de absorptancia para la superficie. La intensidad monocromática en una dirección  $(\theta, \phi)$  procedente de una superficie infinitesimal (radiosidad), está compuesta por radiación reflejada y por radiación emitida de valor igual a  $(I_b)$  a la temperatura T, es decir:

$$(I_b)_{\theta, \phi} = I_{\theta, \phi}(\text{emitancia}) + I_{\theta, \phi}(\text{reflectancia}) = \rho_{\theta, \phi} (I_b) + \epsilon_{\theta, \phi} (I_b)$$

en la que  $\rho_{\theta, \phi}$  es la reflectancia angular hemisférica monocromática, por cuanto la intensidad incidente es difusa. Dividiendo ambos miembros por  $(I_b)$  se obtiene:

$$\rho_{\theta, \phi} = 1 - \epsilon_{\theta, \phi}$$

y teniendo en cuenta la ley de Kirchoff

$$\epsilon_{\theta, \phi} = \rho_{\theta, \phi}$$

resulta:

$$\rho_{\theta, \phi} = \epsilon_{\theta, \phi} = 1 - \rho_{\theta, \phi}$$

por lo que, tanto la emitancia direccional monocromática, como la absorptancia direccional monocromática, se pueden calcular a partir de la reflectancia angular hemisférica monocromática.

### II.4.- SUPERFICIES SELECTIVAS

Cuando se estudian colectores solares y se realiza un balance energético de los mismos, se presenta la problemática de disponer de superficies que tengan una alta absorptancia para la radiación solar visible y una baja emitancia para las radiaciones de onda larga (infrarrojo) lo cual se consigue ennegreciendo la superficie.

Una superficie selectiva, placa metálica, es equivalente a una superficie semigris ideal, lo que conduce a considerarla como superficie gris en el espectro solar (espectro visible e infrarrojo cercano,  $\lambda < 3,0 \mu\text{m}$ ) y también como superficie gris, en el infrarrojo lejano,  $\lambda > 3,0 \mu\text{m}$ .

Para esta superficie ideal, Fig II.2.a.b, la reflectancia monocromática es muy baja, por debajo de la longitud de onda crítica  $\lambda_c = 3 \mu\text{m}$  y muy alta en longitudes de onda superiores a  $\lambda_c$ .

La absorptancia de energía solar en colectores de placa plana es  $(1 - \rho)$  para,  $\lambda < 3 \mu\text{m}$ .

La emitancia depende de la temperatura de la superficie.

En los colectores solares de placa plana las temperaturas son lo suficientemente bajas como para que la mayor parte de la energía se emita en longitudes de onda superiores a  $3 \mu\text{m}$ .

Si la superficie absorbente selectiva estuviera totalmente aislada térmicamente por conducción y convección y recibe una irradiancia global  $I_G$ , alcanzará una temperatura T dada por:

$$\epsilon_{\text{visible}} I_G = \epsilon_{\text{infrar}} T^4 ; \quad T = \sqrt[4]{\frac{\epsilon_{\text{visible}} I_G}{\epsilon_{\text{infrar}}}}$$

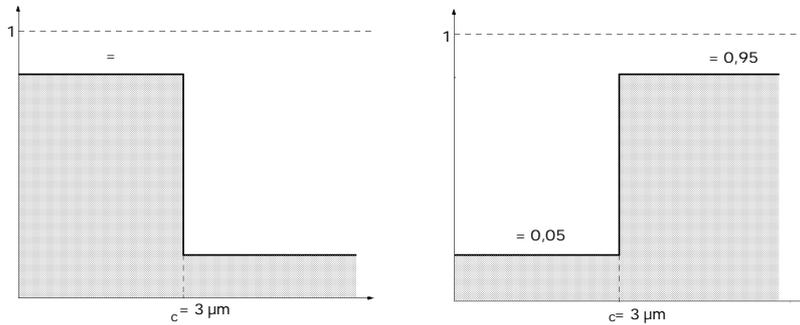


Fig II.2.a.b.- Características de una superficie selectiva absorbente,  $\epsilon_\lambda = 0$

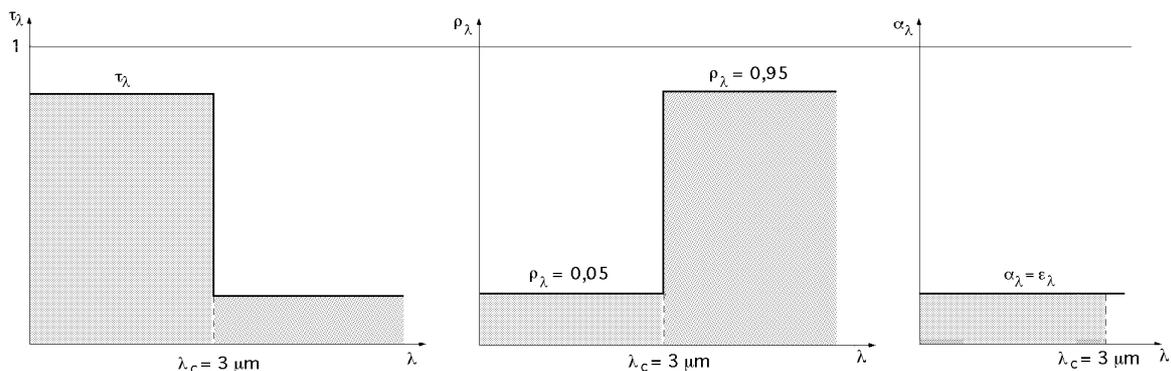


Fig II.2.c.d.e.- Características de un transmisor selectivo

La temperatura  $T$  depende de la relación  $\epsilon_\lambda / \rho_\lambda$ , que puede llegar a tener valores del orden de 12 a 15.

Los efectos térmicos sobre el colector plano (placa metálica), se mejoran colocando un *transmisor selectivo* (cristal de la cubierta), frente a la placa absorbente, que origina un efecto invernadero, viniendo fijado su comportamiento óptico en la Fig II.2.c.d.e.

En realidad, una superficie selectiva no tiene una longitud de onda crítica bien definida, así como propiedades uniformes en la gama de longitudes de onda corta y larga, por lo que los valores de la emitancia serán más sensibles a las temperaturas superficiales, que las de una superficie semigris ideal. Este concepto tiene una gran importancia en el diseño de superficies para aplicaciones de la energía solar, habiéndose desarrollado una serie de modelos y productos que permiten hacer combinaciones de propiedades de las mismas, de los que podemos destacar los siguientes:

**ABSORBENTES.**- Tienen como misión absorber el máximo de energía solar, a pesar de que el sustrato no sea un buen absorbente, al tiempo que proporcionan una pequeña emitancia; podemos destacar los siguientes:

a) *Pinturas* que tengan una alta absortancia respecto a la radiación solar y una alta transmitancia para radiaciones de onda larga y que pueden aplicarse a sustratos con emitancia baja. La pintura absorbe la energía solar y el sustrato se comporta como un pobre emisor de radiación de onda larga.

b) *Filtros de interferencia* sobre sustratos de baja emitancia; los filtros se forman poniendo capas alternas metálicas y dieléctricas en películas de espesor igual a la cuarta parte de la longitud de onda para el visible y el infrarrojo cercano.

c) Se suelen utilizar *pinturas de tres capas* tipo ( $\text{SiO}_2$  - Al -  $\text{SiO}_2$ ) sobre sustratos de aluminio, que permiten una reflectancia inferior a 0,1 para frecuencias de energía solar y reflectancias superior-

res a 0,9 para radiaciones de onda larga en el infrarrojo.

d) También es interesante *mecanizar* adecuadamente la estructura superficial de un metal de alta reflectancia, para hacer de la misma un buen absorbente de radiación de onda corta,  $\lambda < 3 \mu\text{m}$ ; ésto se consigue haciendo en ella un picado, cavidades o surcos, de dimensiones próximas a  $\lambda$ ; las cavidades funcionan absorbiendo las radiaciones de onda corta, mientras que para las radiaciones de onda larga, se comportan como superficies lisas o planas (reflectoras).

Se puede conseguir una selectividad direccional mediante una correcta disposición de surcos en forma de V sobre la superficie, grandes en relación a las longitudes de onda que se van a utilizar, de forma que reciban la radiación normal a la superficie que se va a reflejar en los surcos, absorbiendo en cada reflexión una fracción del haz, lo que provocará un aumento de la absortancia solar y un ligero aumento de la emitancia de onda larga. Así, por ejemplo, una superficie con,  $\tau = 0,60$ ;  $\rho = 0,05$ , que conforma un colector fijo, orientado óptimamente durante todo el año, con surcos a  $55^\circ$ , proporciona un promedio efectivo de,  $\tau = 0,9$  y  $\rho = 0,1$ .

Tabla II.1.- Propiedades superficiales selectivas para aplicaciones de energía solar

Tipo de superficie		
Negro de Ni sobre Ni	0,93	0,06
Ni-Zn-S sobre Ni	0,96	0,07
Negro de Cr sobre Ni	0,92	0,10
Negro de Fe sobre acero	0,10	0,10
Negro de Zn	0,90	0,10
Negro de Cr	0,90	0,10
Negro de Cu sobre Cu	0,89	0,10
Oxido de Cu sobre Al	0,93	0,11
Oxido de Cu sobre Ni, por deposición de electrodo de Cu y oxidación posterior	0,81	0,17
Ebanol C sobre Cu, ennegreciendo la superficie de Cu con capas de CuO.	0,90	0,10
Oxido de Cu sobre Al anodizado; el Al tratado con solución caliente de $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{KMn}$	0,85	0,11

Con la utilización de superficies selectivas en los colectores de energía solar se obtiene una baja emitancia en frecuencias de onda larga así como una reducción de la absortancia solar. En la Tabla II.1 se indican algunos tipos de preparados de superficies y tratamientos superficiales de las mismas.

Asimismo, como los colectores tienen que funcionar durante años, las superficies van a estar expuestas a ambientes corrosivos y oxidantes, así como a temperaturas más o menos elevadas; los datos disponibles de  $\tau$  y  $\rho$  se refieren, en general, a superficies recién estrenadas, no disponiéndose de datos sobre propiedades de radiación de superficies de colectores en funcionamiento después de largos períodos de tiempo, salvo en excepciones muy contadas.

## II.5.- TRANSMISIÓN A TRAVÉS DE MEDIOS TRANSPARENTES

Para las superficies opacas,  $\tau = 0$ , se cumple que la suma de la absortancia y la reflectancia es igual a la unidad:

$$\rho + \alpha = 1$$

mientras que para los medios transparentes la suma de la absortancia, la reflectancia y la trans-

mitancia es la unidad

$$+ + = 1$$

La transmitancia, la reflectancia y la absortancia, son función de la longitud de onda, del ángulo de incidencia de la radiación, del índice de refracción  $n$  y del coeficiente de extinción  $k$  del material. Tanto  $n$  como  $k$  son función de la longitud de onda de la radiación, pero para las aplicaciones en energía solar se pueden considerar independientes de ella.

**REFLEXIÓN INTERFACIAL.-** La fórmula de Fresnel proporciona una relación entre la radiación reflejada y la radiación incidente, Fig II.3, al pasar de un medio de índice de refracción  $n_1$  a otro de índice de refracción  $n_2$  en la forma:

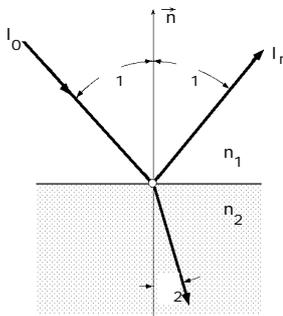


Fig.II.3.- Ángulos de incidencia y refracción en medios de índice de refracción  $n_1$  y  $n_2$

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\text{sen}^2(\theta_2 - \theta_1)}{\text{sen}^2(\theta_2 + \theta_1)} + \frac{\text{tg}^2(\theta_2 - \theta_1)}{\text{tg}^2(\theta_2 + \theta_1)} \right\}$$

en la que  $\theta_1$  y  $\theta_2$  son los ángulos de incidencia y de refracción, respecto a la normal a la superficie; los dos términos entre corchetes representan la reflexión para cada una de las componentes de polarización; la ecuación da la reflexión de la radiación como el promedio de las dos componentes.

Los ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$  se relacionan con los índices de refracción mediante la ley de Snell:

$$n_1 \text{sen } \theta_1 = n_2 \text{sen } \theta_2$$

siendo suficientes estas ecuaciones, para calcular la reflectancia de la única superficie interfacial, (si se conocen el ángulo de incidencia  $\theta_1$  y los índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$ ).

Combinando ambas ecuaciones se obtiene otra expresión para el valor de la reflectancia  $R$ , de la forma:

$$R = \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right)^2 + \left( \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \right)^2 \right\}$$

Si la radiación incidente es normal, tanto  $\theta_1$  como  $\theta_2$  son cero, y de las ecuaciones anteriores se obtiene:

$$R = \frac{I_r}{I_0} = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$$

y si un medio es el aire,  $n_1 = 1$ , la anterior queda en la forma:

$$R = \frac{I_r}{I_0} = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

Como las técnicas de reflexión en energía solar requieren que la radiación se transmita a través de una película de material, existirán dos superficies interfaciales por cubierta, que originan las pérdidas por reflexión. En estas circunstancias la disminución de la radiación directa  $I_0$  en la segunda superficie es igual a la de la primera, para cada componente de polarización, suponiendo que las superficies de la cubierta estén rodeadas por el aire.

**TRANSMITANCIA DE LA CUBIERTA PARA LA REFLEXIÓN.**- Si la cubierta es transparente se desprecia la absorción  $\tau = 0$ , y la fracción  $(1 - \rho)$  del haz incidente llega a la segunda superficie interfacial; de ésta fracción,  $(1 - \rho)^2$  la atraviesa y  $(1 - \rho)$  se refleja hacia la primera y así sucesivamente como se indica en la Fig II.4.

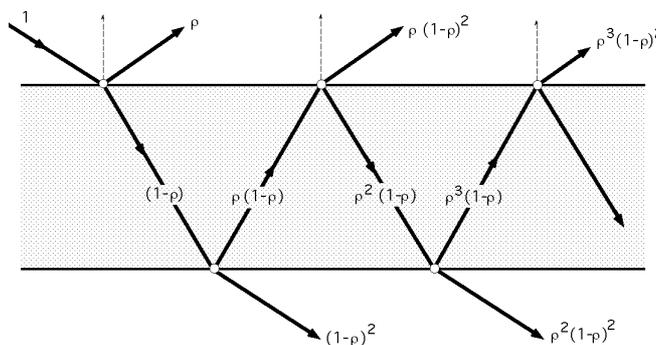


Fig II.4.- Transmisión a través de una sola cubierta

La transmitancia para la reflexión  $r_1$  para una sola cubierta, con absorción nula,  $\tau = 0$ , es:

$$r_1 = (1 - \rho)^2 \sum_{n=0}^{2n} = (1 - \rho)^2 \frac{2(n+1) - 1}{2 - 1} = \frac{(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}$$

y para un sistema de N cubiertas, todas del mismo material, se tiene:

$$r_N = \frac{(1 - \rho)}{1 + (2N - 1)\rho}$$

que es válida para cada una de las componentes de polarización.

Para ángulos inferiores a  $40^\circ$ , la transmitancia de un sistema de cubiertas se puede calcular usando la reflectancia media  $\bar{r}$ ; así para un sistema con dos cubiertas se tiene:

$$r_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \rho_1}{1 + (2N - 1)\rho_1} + \frac{1 - \rho_2}{1 + (2N - 1)\rho_2} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \rho_1}{1 + 3\rho_1} + \frac{1 - \rho_2}{1 + 3\rho_2} \right)$$

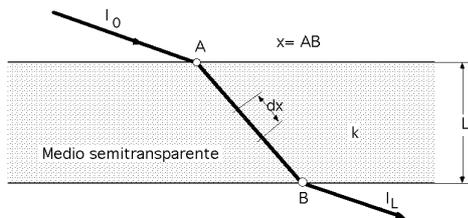
## II.6.- ABSORCIÓN DE LA RADIACIÓN SOLAR EN MEDIOS PARCIALMENTE TRANSPARENTES

**TRANSMITANCIA DE LA CUBIERTA PARA LA ABSORCIÓN.**- La absorción de la radiación en un medio parcialmente transparente se basa en la ley de Bouguer, según la cual, la radiación absorbida en una distancia  $dx$  del camino óptico recorrido en el medio es proporcional a la intensidad local  $I$  en dicha zona y a la distancia recorrida por la radiación en el mismo, de la forma:

$$dI = - I k dx \quad ; \quad \frac{I}{I_0} = e^{-kx}$$

en la que  $k$  es un coeficiente de extinción que se supone constante para las longitudes de onda del espectro solar.

Supuesto que el camino total que recorre el rayo luminoso a través del medio es  $x$ , al integrar la ecuación anterior entre 0 y  $L$  se obtiene el valor de la transmitancia  $a$  considerando sólo la absorción, Fig II.5:



$$a = \frac{I_L}{I_0} = \exp\left(\frac{-k L}{\cos \theta}\right)$$

y para  $N$  cubiertas:

$$a = \frac{I_L}{I_0} = \exp\left(\frac{-N k L}{\cos \theta}\right)$$

Fig II.5.- Extinción a través de una cubierta

Para el cristal, el valor de  $k$  varía desde 0,04/cm para cristales tipo *Water White*, con un bajo contenido en  $Fe_2O_3$ , hasta valores del orden de 0,32/cm para cristales bastos, con alto contenido en  $Fe_2O_3$ .

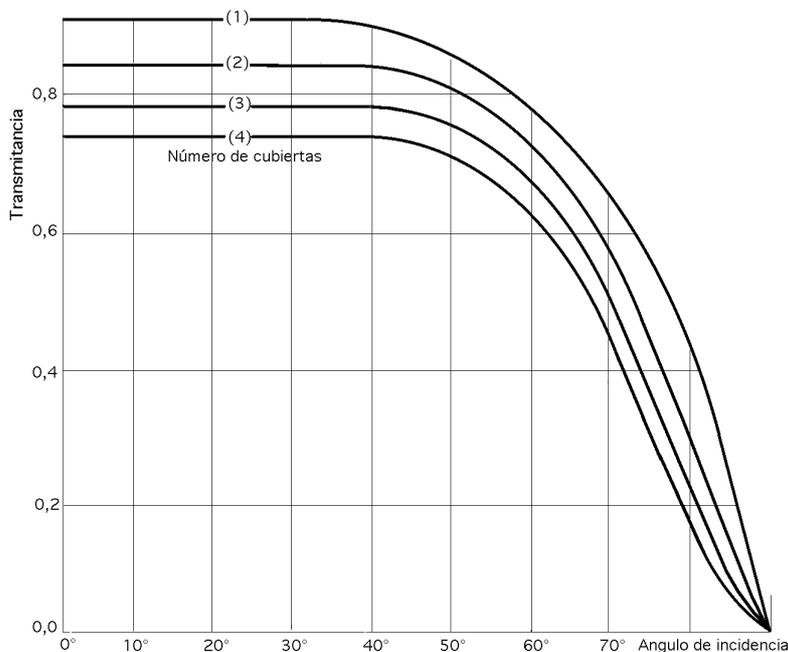


Fig II.6.- Transmitancia debida a la reflexión (se desprecia la absorción), correspondiente a 1, 2, 3 y 4 cubiertas, con índice de refracción igual a 1,526

Multiplicando los dos factores de transmitancia, para la absorción y para la reflexión, se obtiene la transmitancia total del sistema de cubiertas, de la forma:

=

que es una relación bastante satisfactoria siempre que el producto  $(kx)$  sea pequeño, lo que implica

el que no esté demasiado alejada de la unidad; esta condición se da siempre en los colectores solares funcionando con ángulos de incidencia de interés práctico.

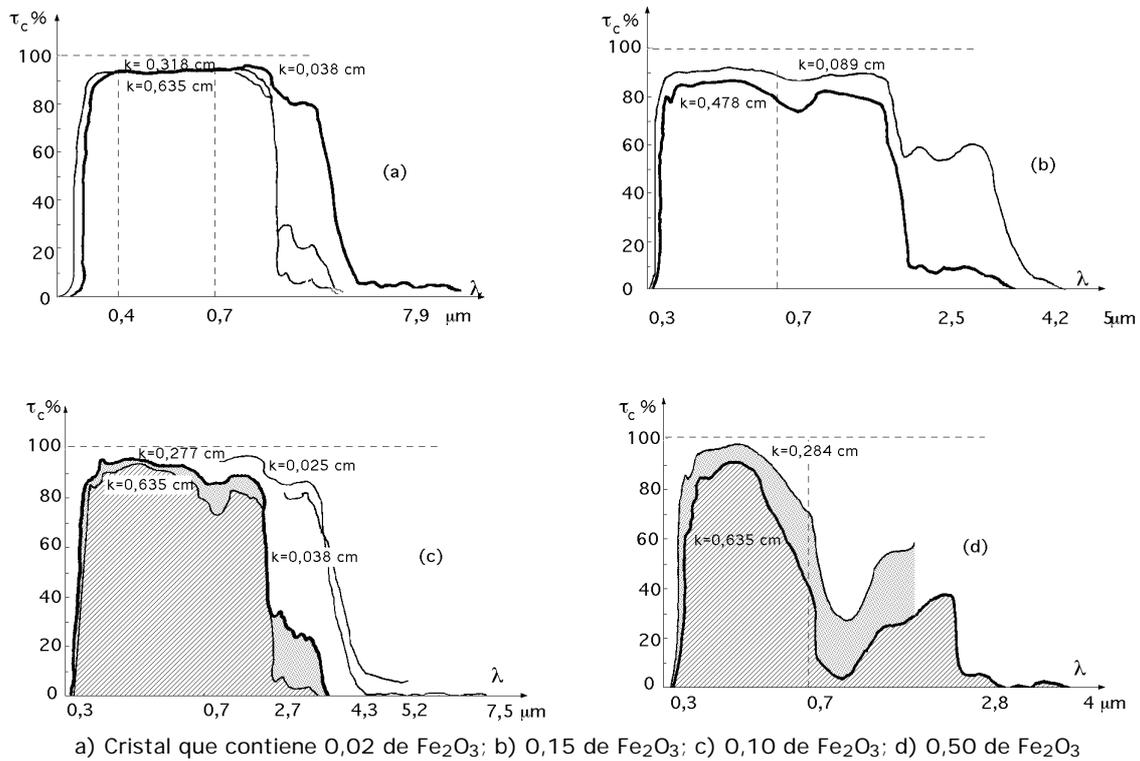


Fig II.7.- Transmitancia espectral del cristal

En la Fig II.6 se ha hecho una representación de la transmitancia debida a la reflexión, despreciando la debida a la absorción, correspondiente a 1, 2, 3 y 4 cubiertas, con índice de refracción igual a 1,526. En las Figs II.7 se ha representado la transmitancia de algunos vidrios en función de su contenido en  $Fe_2O_3$

## II.7.- PRODUCTO TRANSMITANCIA-ABSORTANCIA

De toda la radiación que atraviesa el sistema de cubiertas traslúcidas y que llega a la placa metálica absorbente, una fracción es reflejada por la placa hacia el sistema de cubiertas, que a su vez es reflejada por las cubiertas otra vez hacia la placa y así sucesivamente, por lo que tan sólo una cantidad muy pequeña de la energía que inicialmente incide sobre la placa se devuelve al medio exterior.

La situación la hemos representado en la Fig II.8 en la que  $\tau_c$  es la transmitancia del sistema de cubiertas y  $a$  es la absortancia angular de la placa de absorción. La fracción de energía incidente que en principio se absorbe por la placa es,  $a$ , y la reflejada hacia el sistema de cubiertas  $(1 - a)$ .

La reflexión en la placa de absorción es más difusa que especular, por lo que la fracción  $(1 - a)$  que llega a la cubierta es radiación difusa, mientras que la que se refleja de nuevo hacia la placa de absorción (que puede estar parcialmente polarizada debido a las reflexiones que ha experimentado al atravesar el sistema de cubiertas) es,  $(1 - r_d)$ , en la que  $r_d$  es la reflectancia de la cubierta para la radiación incidente-difusa.

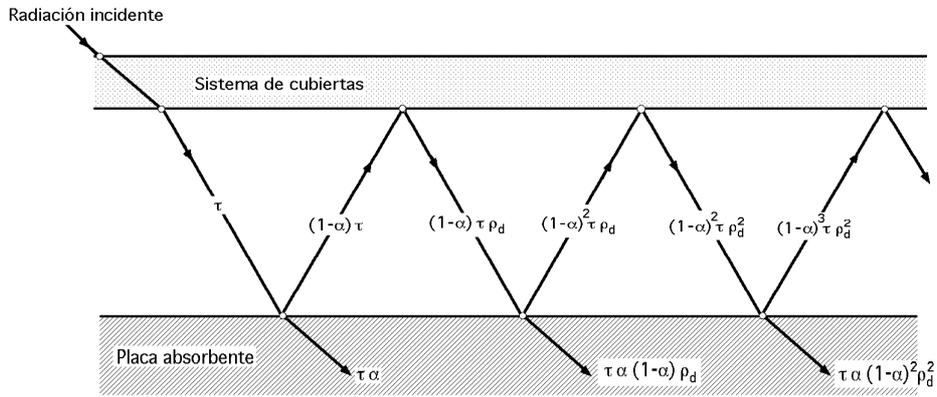


Fig II.8.- Absorción de la radiación por la placa

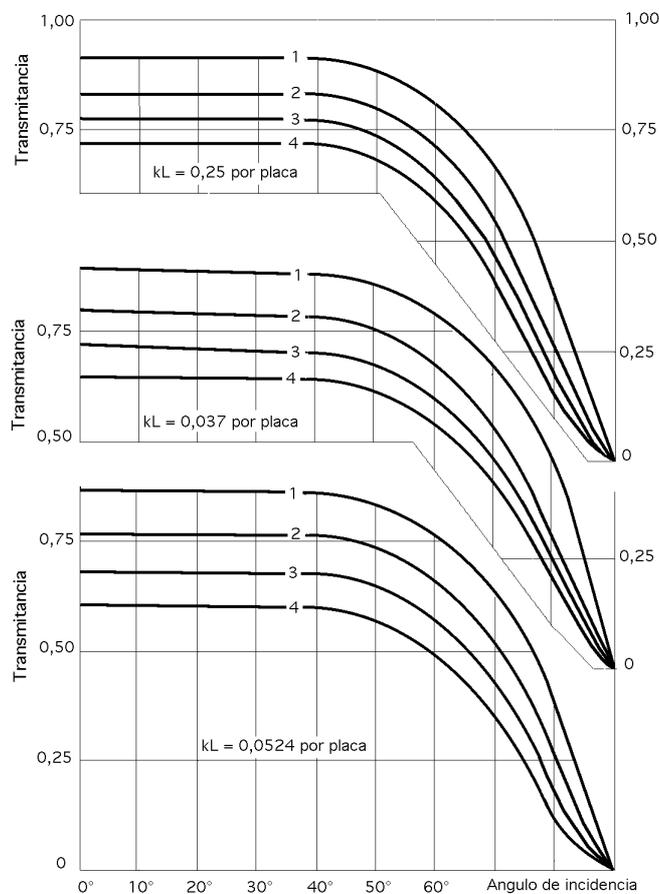


Fig II.9.- Transmitancia, considerando la absorción y la reflexión, de 1, 2, 3 y 4 cubiertas, para tres tipos de cristales, en los que  $k$  es el coeficiente de extinción del vidrio y  $L$  es la longitud recorrida por la radiación en el vidrio

Después de las continuas reflexiones múltiples de la radiación difusa en placa y cubiertas, la energía absorbida finalmente por la placa es:

$$(\tau \alpha)_{\text{placa}} = \sum_{n=0}^{\infty} \{ (1 - \alpha) \rho_d \}^n = \frac{\tau \alpha}{1 - (1 - \alpha) \rho_d}$$

que es el llamado *producto transmitancia-absortancia*, de gran utilización en el diseño y cálculo de colectores solares, ya que es la fracción de radiación que es captada y absorbida por la placa.

El factor  $\rho_d$  representa la *reflectancia difusa del sistema de cubiertas* y se puede determinar utilizando la reflexión especular para un sistema de varias cubiertas con ángulo de incidencia de  $60^\circ$ .

Dado que el sistema de cubiertas capta una pequeña fracción de energía, se produce un aumento de la temperatura en dicho sistema, lo que contribuye en cierta medida a disminuir el gradiente de temperaturas existente entre la placa absorbente y el medio ambiente, con lo que las pérdidas energéticas del colector serán menores. Esto hace que se pueda considerar que el producto transmitancia-absortancia del captador aumente y por ello se define el producto *transmitancia-absortancia efectivo*  $(\tau)_e$  cuyo valor se ha determinado experimentalmente y que, para un colector de dos cubiertas, viene dado por la expresión:

$$(\tau)_e = (\tau) + (1 - \rho_a)(0,09 + 0,4 \rho_c)$$

en la que las cifras 0,09 y 0,04 dependen de la velocidad del viento exterior y del gradiente de temperaturas existente entre la placa absorbente y la atmósfera.

## II.8.- DEPENDENCIA ESPECTRAL DE LA RADIACIÓN

Los medios transparentes transmiten selectivamente, por cuanto es función de la longitud de onda de la radiación incidente. El cristal se utiliza en colectores solares como cubierta y puede absorber una pequeña porción del espectro de energía solar si su contenido en  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  es bajo.

Si su contenido en  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  es alto, absorberá la parte infrarroja del espectro solar.

El cristal se hace opaco en longitudes de onda superiores a unos  $3 \mu\text{m}$  por lo que se puede considerar opaco para las radiaciones de onda larga.

Las cubiertas de los colectores solares se pueden fabricar de plástico; su transmitancia puede llegar a depender de la longitud de onda aún más que el cristal, por lo que ésta se puede calcular en la forma:

$$(\tau)_i(\lambda, d) = \frac{\int_0^d (\tau)_i(\lambda, x) dx}{\int_0^d (\tau)_i(\lambda, x) dx}$$

Si tanto  $\tau$  como  $\rho_a$  son función de la longitud de onda, la fracción absorbida por una placa absorbente es:

$$= \frac{\int_0^d (\tau)_i(\lambda, x) dx}{\int_0^d (\tau)_i(\lambda, x) dx}$$

Para la mayoría de los plásticos es significativa en el infrarrojo,  $\lambda > 3 \mu\text{m}$ .

*Ejemplo II.1.- La transmisividad espectral de un vidrio plano, para la radiación solar incidente, es aproxima-*

damente la siguiente:

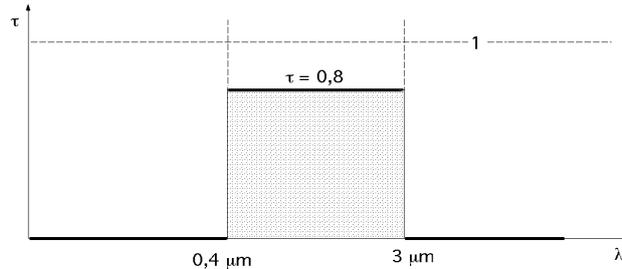
$$\tau_1 = 0 \text{ para } \lambda_0 = 0 \div \lambda_1 = 0,4 \mu\text{m}$$

$$\tau_2 = 0,8 \text{ para } \lambda_1 = 0,4 \div \lambda_2 = 3,0 \mu\text{m}$$

$$\tau_3 = 0 \text{ para } \lambda_2 = 3,0 \div \lambda_3 = \infty$$

Calcular la transmisividad del cristal a todas las longitudes de onda

RESOLUCIÓN



Suponiendo que la temperatura del Sol en su superficie es de 5.760°K, y que la radiación incidente es una radiación que procede de un cuerpo negro, la transmisividad se puede poner en la forma:

$$\tau = \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} = \tau_1 \int_0^{\lambda_1} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} + \tau_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} + \tau_3 \int_{\lambda_2}^{\infty} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} =$$

$$= \left| \tau_1 = \tau_3 = 0 \right| = \tau_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} = \tau_2 (f_{0-\lambda_2} - f_{0-\lambda_1})$$

Para 5760°K se tiene:

$\lambda_1 T = 0,4 \times \left(\frac{5760^\circ\text{K}}{1000}\right) = 2,304$	$f_{0-\lambda_1} = 0,125$	= 0,8 (0,977 - 0,125) = 0,68
$\lambda_2 T = 3,0 \times \left(\frac{5760^\circ\text{K}}{1000}\right) = 17,280$	$f_{0-\lambda_2} = 0,977$	

**Ejemplo II.2.-** La emisividad hemisférica del ladrillo a  $T = 750^\circ\text{K}$  es función de la longitud de onda, como se indica a continuación:

$$\tau_1 = 0,1, \text{ para } (\lambda_0 = 0 \div \lambda_1 = 2) \mu\text{m}$$

$$\tau_2 = 0,6, \text{ para } (\lambda_1 = 2 \div \lambda_2 = 14) \mu\text{m}$$

$$\tau_3 = 0,8, \text{ para } (\lambda_2 = 14 \div \lambda_3 = \infty) \mu\text{m}$$

Calcular la emisividad hemisférica sobre todas las longitudes de onda.

RESOLUCIÓN

$$\tau = \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} = \tau_1 \int_0^{\lambda_1} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} + \tau_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} + \tau_3 \int_{\lambda_2}^{\infty} \frac{E_b(T) d}{E_b(T)} =$$

$$= \tau_1 f_{0-\lambda_1} + \tau_2 \{f_{0-\lambda_2} - f_{0-\lambda_1}\} + \tau_3 \{f_{0-\infty} - f_{0-\lambda_2}\}$$

Los valores de  $f_{0-\lambda}$  son:

$$\lambda_1 T = 2 \times 750 = 1500 \quad f_{0-\lambda_1} = 0,013$$

$$\lambda_2 T = 14 \times 750 = 10500 \quad f_{0-\lambda_2} = 0,924$$

$$\lambda_3 T = \infty \quad f_{0-\lambda_3} = 1$$

luego:

$$= (0,1 \times 0,013) + 0,6 \times \{0,924 - 0,013\} + 0,8 \times \{1 - 0,924\} = 0,609$$

**Ejemplo II.3.-** El filamento de una bombilla se puede considerar como un cuerpo negro a la temperatura  $T=2400^{\circ}\text{K}$ . Si el cristal de la bombilla tiene una transmisividad de  $\tau = 0,90$  para la radiación emitida por el filamento en el espectro visible, calcular el % de la energía total emitida por el filamento, que llega a alcanzar el medio ambiente como luz visible.

**RESOLUCIÓN**

El espectro visible está comprendido entre  $\lambda_1 = 0,38 \mu\text{m}$  y  $\lambda_2 = 0,76 \mu\text{m}$ .

La fracción  $F$  de la energía total emitida por el filamento, que alcanza el ambiente como luz, es:

$$F = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_b(\lambda, T) d\lambda}{E_b(T)} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_b(\lambda, T) d\lambda}{E_b(T)} - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_b(\lambda, T) d\lambda}{E_b(T)} = (f_{0-\lambda_2} - f_{0-\lambda_1})$$

en la que  $\tau$  es la transmisividad del cristal de la bombilla

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Para } (\lambda_1 T) = \frac{0,38 \times 2400}{1000} = 0,912 \quad f_{0-\lambda_1} = 0,0002 \\ \text{Para } (\lambda_2 T) = \frac{0,76 \times 2400}{1000} = 1,824 \quad f_{0-\lambda_2} = 0,0436 \end{array} \right\} \quad F = 0,9 \times (0,0436 - 0,0002) = 0,039$$

es decir, sólo el 3,9% de la energía total entra en el ambiente como luz; el resto de la energía produce calentamiento

## II.9.- EFECTO DEL RECUBRIMIENTO DE SUPERFICIES RESPECTO A LA TRANSMITANCIA

La reflectancia de las superficies interfaciales se puede modificar mediante la adición de películas finas con un índice de refracción comprendido entre el del aire de valor  $n = 1$ , y el del vidrio transparente de valor,  $n = 1,526$ .

Si se deposita sobre una lámina transparente una película con índice de refracción bajo y espesor,  $\lambda/4$ , la luz reflejada en las caras de la película, exterior e interior, tendrán una diferencia de fase igual a  $\pi$  y se anularán, por lo que la reflectancia disminuye y la transmitancia aumenta con relación al mismo material sin recubrimiento.

Las superficies de cristal se suelen tratar a fin de reducir su reflectancia, ya que ésta es  $R = 0,0434$ , para  $n = 1,526$ .

Si se hace un tratamiento del cristal por procedimientos químicos, se puede llegar a un valor de la reflectividad  $R = 0,02$ , que supone una mejora superior a la lograda por deposición de películas de grosor óptimo.

A su vez, como la radiación cubre un amplio campo de longitudes de onda al tiempo que se producen todo tipo de interferencias, el proceso de tratamiento de las superficies va a influir en el índice de refracción; así, un aumento de la transmitancia de 0,92 a 0,96 puede significar una mejora muy importante en el rendimiento térmico de los colectores solares de placa plana.

**SUPERFICIES DE REFLEXIÓN ESPECULAR.-** Este tipo de superficies se utilizan en colectores de concentración que dirigen la componente directa de la radiación sobre un foco, lo que requiere

superficies de alta reflectancia especular para el espectro solar.

Las *superficies especulares* son, generalmente, metales o pinturas metálicas sobre sustratos lisos.

Los *sustratos transparentes*, como el cristal o el plástico, se suelen tratar mediante la aplicación de pinturas sobre su superficie exterior (cara frontal), careciendo de importancia la naturaleza del sustrato en lo referente a lisura y estabilidad; si se aplican pinturas a la superficie posterior (cara interna), la transparencia del sustrato es un factor a tener en cuenta, puesto que la radiación lo recorrerá dos veces.

La reflectancia especular depende, en general, de la longitud de onda.

La reflectancia especular monocromática ( $R_s$ ) se define en la forma,  $R_s = \frac{(I_s)}{(I_i)}$

en la que:

$(I_s)$  es la energía reflejada especularmente a la longitud de onda

$(I_i)$  es la radiación incidente a la longitud de onda

La reflectancia especular  $R_s$  es de la forma:

$$R_s = \frac{(I_s)}{(I_i)}$$

El mantenimiento de una alta reflectancia especular implica una serie de problemas; así, las superficies reflectoras frontales están expuestas a degradación por oxidación, erosión, suciedad, etc; si se coloca superpuesto a la superficie reflectora un medio transparente, se puede perder la reflectancia por degradación y por suciedad del mismo.

Las superficies reflectoras directas se pueden cubrir con capas finas de determinados materiales protectores que aumentan su duración. Así, el aluminio anodizado se cubre con una fina capa de óxido de aluminio que se deposita sobre la misma por métodos electroquímicos y, en otros casos, lo que se suele depositar sobre la superficie frontal de aluminio son películas de monóxido de silicio. Cada capa reduce el valor inicial de la reflectancia especular, pero esto queda compensado por el mantenimiento de niveles satisfactorios de la misma, durante períodos de tiempo más largos.

**MATERIALES REFLECTORES.**- Una superficie que tenga un alto poder reflectante, es un pobre absorbente y viceversa. La plata y el aluminio son buenos reflectores para longitudes de onda que están dentro del espectro visible y del infrarrojo, mientras que el níquel y el molibdeno no lo son, aunque también se pueden utilizar en la construcción de superficies especulares por sus bajas emitancias en el infrarrojo.

Una propiedad importante de la radiación reflejada es su dispersión espacial, la mayor parte de la cual depende de la morfología de la superficie reflectante; así tenemos que una pintura blanca es un buen reflector,  $R_s = 0,87$ , pero la radiación reflejada es muy difusa, por lo que se considera un material con un pobre poder reflector, desde el punto de vista de la concentración.

Los espejos se fabrican preparando el material óptico, bien en forma de láminas metálicas pulidas, o bien en forma de deposición del material óptico sobre una superficie convenientemente preparada. Por regla general no se utilizan materiales metálicos pulidos, sino películas de metal que se

depositen directamente sobre vidrios especiales preparados de antemano; también se utiliza la metalización en forma de reducción química, deposición mediante técnicas de vacío, proyección de determinados sprays, etc.

Una superficie reflectante se compone, en general, de tres tipos de capas, sin contar el soporte,

La primera es una placa de vidrio perfectamente plana y pulimentada, sobre la que se deposita la segunda mediante un proceso químico o electroquímico, que es un material metálico, generalmente plata o aluminio, que tiene que ir aislada de la atmósfera exterior por una tercera capa de un material protector, no metálico, que pueden ser una o más láminas de plástico, muy finas, o también plásticos depositados, o películas inorgánicas, cuya misión es proteger al depósito metálico de la oxidación, de los ataques químicos y de la suciedad, por cuanto la corrosión y la erosión de la película metálica, destruyen sus propiedades ópticas.

La plata podría ser el mejor metal para ser usado como reflector, pero tiene pobres propiedades anticorrosivas que, junto a su elevado precio, limitan su uso y, en consecuencia, es sustituida por el aluminio. El mantenimiento de una reflectancia especular elevada presenta problemas técnicos, ya que como los espejos se cubren con materiales protectores de poco espesor que aumentan su duración, en general, cada capa plástica depositada reduce la reflectancia especular inicial, por cuanto las propiedades ópticas y mecánicas de los plásticos se modifican con el paso del tiempo.

La radiación, cuando atraviesa un medio transparente de espesor finito, pasa en primer lugar, de un medio (normalmente el aire) a otro que es el material transparente, para volver luego al primer medio. En cada uno de estos cambios de material los rayos incidentes sufren lo que se llaman reflexiones interfaciales, esto es, parte de la intensidad de radiación no llega a atravesar la capa separadora y es reflejada.

**MODELO DE ESPEJOS REFLECTANTES..**- Vamos a considerar una sección transversal de un espejo, como el indicado en la Fig II.10, que suponemos está iluminado por una radiación de intensidad:

$$I_0 = \int_0^d I(\lambda) d\lambda$$

Para determinar el coeficiente de reflexión especular  $R_E$  vamos a considerar que el recubrimiento metálico depositado sobre una capa de vidrio plano tiene un espesor pequeño, pero suficiente para que no pase la luz a su través. Debido a que el espectro solar es continuo, despreciaremos los fenómenos de interferencia y tendremos en cuenta únicamente las intensidades.

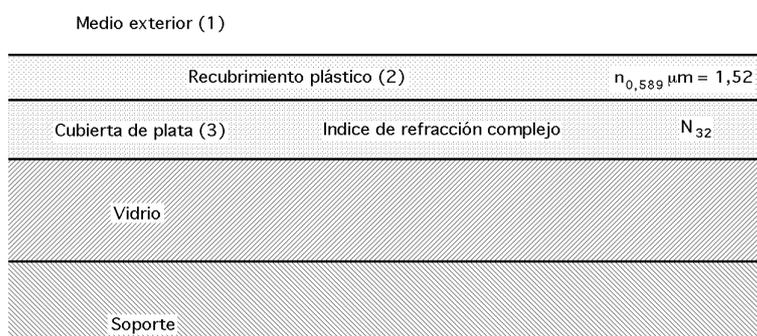


Fig II.10.- Superficie especular reflectante

El coeficiente de reflexión  $R_E$  de un espejo dado es función del ángulo de incidencia  $\theta_i$  y de la intensidad espectral de la radiación  $I(\lambda)$  en la forma,  $R_E = f\{\theta_i, I(\lambda)\}$

Para simplificar la notación, definimos el medio que rodea a la superficie especular como región 1, al recubrimiento plástico como región 2, al material metálico reflector depositado como región 3, y al vidrio plano 4.

También se tendrán en cuenta los siguientes coeficientes:

$r_{ab}$  es el coeficiente de reflexión en la capa límite de la región (a-b), desde **a** hacia **b**; numéricamente se tiene que,  $r_{ab} = -r_{ba}$

$t_{ab}$  es el coeficiente de transmisión en la capa límite de la región (a-b), desde **a** hacia **b**

$\tau_a$  es el coeficiente de transmisión para la luz que atraviesa la región **a**

$n_{ab} = n_a/n_b$  es el índice de refracción relativo de (a-b)

$\alpha_a$  es el coeficiente de absorción del medio **a**

Para el recubrimiento metálico 3) el índice de refracción es un número complejo  $N_3$ . El coeficiente de reflexión para el recubrimiento plástico se puede escribir, teniendo en cuenta los múltiples rayos reflejados por las superficies en su camino hacia el receptor, en la forma:

$$R_E(\theta_i, \lambda) = r_{12}^2 + r_{12}^2 (r_{23})^2 r_{21} + r_{12}^2 (r_{23})^4 (r_{23})^2 r_{21} + \dots + r_{12}^2 (r_{23})^{2n} (r_{23})^n r_{21} =$$

$$= r_{12}^2 + (r_{12})^2 \sum_{n=1}^{\infty} \{ r_{12} (r_{23})^2 r_{23} \}^n = r_{12}^2 + \frac{(r_{12})^2 (r_{23})^2 r_{23}}{1 - (r_{23})^2 r_{23}}$$

en la que se ha tenido en cuenta que:  $r_{12} = -r_{21}$ ,  $r_{12} = r_{21}$

El valor de  $r_{23}$  es:

$$r_{23} = e^{-k_2 d}$$

siendo,  $d = s \sec \theta_2$  y  $s$  el espesor del recubrimiento plástico

La ecuación de Fresnel, se puede poner en la forma:

$$= \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\cos \theta_1 - n_{21} \cos \theta_2}{\cos \theta_1 + n_{21} \cos \theta_2} \right)^2 + \left( \frac{\cos \theta_2 - n_{21} \cos \theta_1}{\cos \theta_2 + n_{21} \cos \theta_1} \right)^2 \right\}$$

con,  $\sin \theta_1 = n_{21} \sin \theta_2$ ;  $r_{12} = 1 - r_{21}$

Para la capa límite plástico-conductor, las ecuaciones de Fresnel siguen siendo válidas, si se utiliza en ellas un índice complejo de refracción  $N_{32}$ , pudiéndose poner:

$$= \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\cos \theta_2 - N_{32} \cos \theta_3}{\cos \theta_2 + N_{32} \cos \theta_3} \right)^2 + \left( \frac{\cos \theta_3 - N_{32} \cos \theta_2}{\cos \theta_3 + N_{32} \cos \theta_2} \right)^2 \right\}$$

con,  $\sin \theta_2 = N_{32} \sin \theta_3$

Si se conoce la dependencia espectral de las propiedades ópticas del plástico y del metal, se

puede calcular el coeficiente de reflexión para cualquier tipo de longitud de onda y ángulo de incidencia. Para un espejo representativo, cuyo dimensionamiento de espesores de materiales es el de la Fig II.10, se pueden utilizar datos como los que se presentan en las gráficas correspondientes a representaciones de  $E(\lambda)$  para distintos espesores del plástico del recubrimiento y distintos ángulos de incidencia, Fig II.11 y 12.

a) Los datos relativos al espectro solar incidente se han tomado de la curva de Moon, para una masa de aire,  $m = 2$ . A partir de ellos, se obtiene que los valores óptimos de la radiación incidente están comprendidos en el intervalo,  $0,3 \mu\text{m} < \lambda < 2,0 \mu\text{m}$ .

b) Las constantes ópticas de la plata se toman de la Tabla II.2; en la región comprendida entre  $0,95 \mu\text{m}$  hasta  $2,0 \mu\text{m}$ , la reflectancia de la plata es casi la misma, aproximadamente la unidad. Asimismo, para  $N_3$  comprendido entre  $0,95 \mu\text{m}$  hasta  $2,0 \mu\text{m}$  se mantienen los resultados obtenidos para,  $0,95 \mu\text{m}$ .

Tabla II.2.- Constantes ópticas de la plata

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Intensidad ( $\text{W}/\text{m}^2$ ) ( $\mu\text{m}$ )	$k_{\text{plástico}}$	$k_{\text{plástico}} (\mu\text{m})^{-1}$	$n_{\text{Ag}} + i k_{\text{Ag}}$	
0,30	0,02	1,556	2	2	0,60
0,35	0,18	1,547	0,0118	0,150	1,50
0,40	0,47	1,535	0,0077	0,075	1,93
0,45	1,00	1,528	0,0010	0,055	2,42
0,50	1,21	1,513	0,0000	0,050	2,87
0,55	1,18	1,52	0,0015	0,055	3,32
0,60	1,16	1,518	0,0047	0,060	3,75
0,65	1,16	1,517	0,0075	0,070	4,20
0,70	1,10	1,516	0,0126	0,075	4,62
0,75	0,94	1,515	0,0173	0,080	5,05
0,80	0,85	1,514	0,0263	0,090	5,45
0,85	0,84	1,514	0,0305	0,100	5,85
0,90	0,48	1,514	0,0321	0,105	6,22
0,95	0,44	1,514	0,0342	0,11	6,56
1,00	0,63	1,514	0,0353	0,11	6,56
1,05	0,54	1,514	0,0359	0,11	6,56
1,10	0,30	1,514	0,0361	0,11	6,56
1,15	0,20	1,514	0,0356	0,11	6,56
1,20	0,38	1,514	0,0356	0,11	6,56
1,25	0,32	1,514	0,0342	0,11	6,56
1,30	0,28	1,514	0,0321	0,11	6,56
1,35	0,02	1,514	0,0270	0,11	6,56
1,40	0,00	1,514	0,0225	0,11	6,56
1,45	0,02	1,514	0,0186	0,11	6,56
1,50	0,15	1,514	0,0174	0,11	6,56
1,55	0,22	1,514	0,0149	0,11	6,56
1,60	0,20	1,514	0,0137	0,11	6,56
1,65	0,17	1,514	0,0137	0,11	6,56
1,70	0,12	1,514	0,0137	0,11	6,56
1,75	0,08	1,514	0,0137	0,11	6,56
1,80	0,00	1,514	0,0137	0,11	6,55
1,85	0,00	1,514	0,0137	0,11	6,56
1,90	0,01	1,514	0,0137	0,11	6,56
1,95	0,03	1,514	0,0142	0,11	6,56
2,00	0,00	1,514	0,015	0,11	6,56

c) Los valores de  $E(\text{Ag})$  y  $k_{\text{plástico}}$  se han representado en la Fig II.11; la escala correspondiente al eje de abscisas no es lineal en  $\lambda$  pero sí lo es para obtener el porcentaje relativo de energía

solar a partir de las curvas de Moon para,  $m = 2$ . Como  $E_{(Ag)}$  se mantiene prácticamente constante para longitudes de onda superiores a  $0,4 \mu\text{m}$ , resulta que el coeficiente de absorción del plástico es el factor predominante en la determinación de la forma de  $E(\lambda)$ ; sin embargo, no se puede asegurar que ésto siga siendo válido para otros metales reflectores y recubrimientos plásticos; cuando el ángulo de incidencia esté próximo a los  $90^\circ$ , el valor de  $E(\lambda)$  tenderá a la unidad.

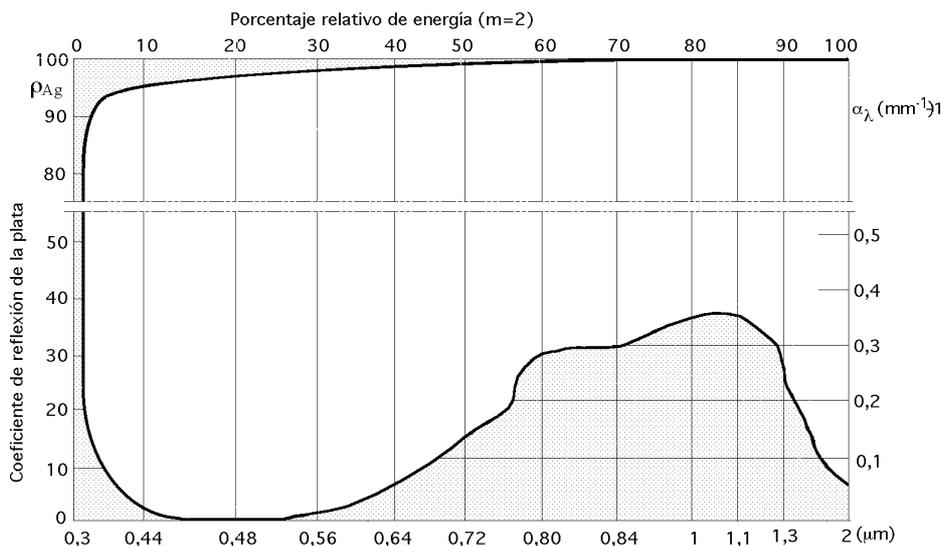


Fig II.11.- Valores de  $E_{(Ag)}$  y  $\alpha_\lambda$  (vidrio)

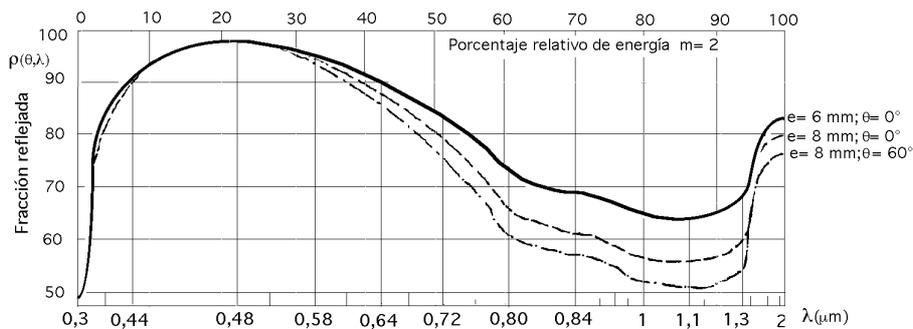


Fig II.12.- Valores de  $E(\lambda, \theta)$  para distintos espesores del plástico del recubrimiento

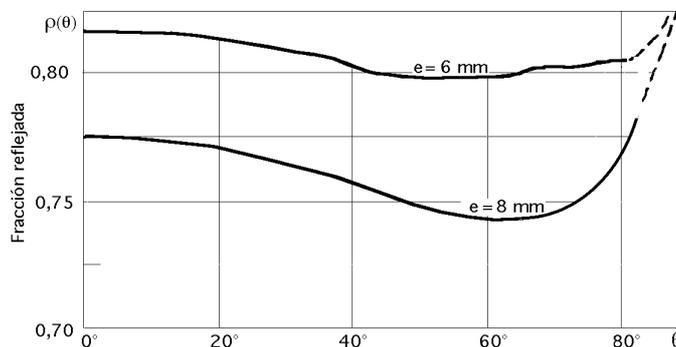


Fig II.13

Tabla II.3.- Materiales aislantes reflectantes

Materiales aislantes reflectantes	Temperatura límite °C	Inflamabilidad	Peso específico	Conductividad térmica
Hojas delgadas metálicas, en general de Al, con separación de aire (En algunos casos la separación se obtiene mediante una hoja ondulada)	0 a 500	Ignífugo	Kg/m <sup>3</sup> 3	Kcal/h.m <sup>2</sup> °C 0,04 a 0,065
SUPER AISLANTES.- Membranas reflectantes con vacío intermedio encerrados en envoltura estanca para evitar la convección				
a) Membranas fibrosas expandidas	-270 a 1000	Ignífugo total	100 a 250	(0,039-0,057) x 0,1
b) Membranas reflectantes con fibras muy finas y mayor vacío (150 capas en 25 mm)	-270 a 1000	Ignífugo total	8 a 120	(0,039-0,057) x 0,01

Para valores bajos del producto,  $\epsilon$ , se observa que el valor de  $E(\theta)$  varía poco, del orden de un 1% a un 2% de su valor medio, para el intervalo de ángulos de incidencia comprendidos entre 0° y 80° y diversos espesores del recubrimiento plástico, Fig II.13.

Como los espejos raramente se emplean con ángulos de incidencia mayores de 60° debido a que las pérdidas de área efectiva son proporcionales a  $\cos \theta$ , el valor de  $E(\theta)$  se puede tomar como constante en todos los diseños de tipo práctico.

Finalmente se puede considerar, tanto para vidrios como para plásticos transparentes, de aproximadamente 6 mm de espesor, que la eficacia no es superior al 80%. En cualquier caso, si se reduce la absorción, se puede lograr el mismo efecto que si se reduce el espesor, por lo que el valor de  $E$  tiende a decrecer con  $\theta$ .

Tabla II.4.- Materiales para el aislamiento de captadores

MATERIAL	Peso específico Kg/m <sup>3</sup>	Conductiv. térmica W/m°C	Temp. límite de empleo	Resistencia a la humedad
Poliestireno moldeado	9-35	0,045-0,035	80	Impermeable
Poliestireno extruido	30-40	0,035-0,030	80	Impermeable
Fibras minerales				
Con aglomerante orgánico	250-300	0,040	150	Reducida
Sin aglomerante orgánico	250-300	0,040	450	Reducida
Espuma rígida de policloruro de vinilo				
De forma continua	25-50	0,031-0,030	70	Impermeable
Valor máximo puntual	25-50	0,031-0,030	600	Impermeable
Espuma rígida de poliuretano				
De forma continua	30-40	0,029-0,030	90 a 100	Impermeable
Valor máximo puntual	30-40	0,029-0,030	600	Impermeable
Vidrio celular				
De forma continua	120-180	0,050-0,065	430	Impermeable
Valor máximo puntual	120-180	0,050-0,065		Impermeable