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

pfernandezdiez.es

II.1.- ABSORTANCIA Y EMITANCIA

La absortancia direccional monocromática $\alpha(\cos\theta_{sn}, \beta_s)$, se define como la relación:

$$\alpha_\lambda(\cos\theta_{sn}, \beta_s) = \frac{(I_\lambda)_\alpha(\cos\theta_{sn}, \beta_s)}{(I_\lambda)_i(\cos\theta_{sn}, \beta_s)} = \Big| \theta = \cos\theta_{sn} \;;\; \beta_s = \beta \Big| = \frac{(I_\lambda)_\alpha(\theta, \beta)}{(I_\lambda)_i(\theta, \beta)}$$

en la que el subíndice *i* indica radiación incidente y el subíndice α indica radiación absorbida.

La absortancia direccional $\alpha(\theta, \beta)$ no es una propiedad de la superficie, sino una función de distribución de las longitudes de onda de la radiación incidente que proviene de una dirección determinada, e incluye todas las longitudes de onda, de la forma:

$$\alpha(\theta, \beta) = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda(\theta, \beta)\ I_\lambda(\theta, \beta)_i\, d\lambda}{(I_\lambda)_i(\theta, \beta)}$$

La absortancia hemisférica monocromática α_λ es la fracción de energía incidente que proviene de todas direcciones y 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, de la forma:

$$\alpha_\lambda = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \alpha_\lambda(\theta, \beta)\ (I_\lambda)_i\ (\theta, \beta)\ \theta\ d\theta\ d\beta}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 (I_\lambda)_i \theta\ d\theta\ d\beta}$$

La absortancia hemisférica α incluye todas las direcciones y todas las longitudes de onda y es:

$$\alpha = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{1} \alpha_\lambda(\theta,\beta)\ (I_\lambda)_i\ (\theta,\beta)\ \theta\ d\theta\ d\beta\ d\lambda}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{1} (I_\lambda)_i\ \theta\ d\theta\ d\beta\ d\lambda}$$

La emitancia direccional monocromática $\varepsilon_\lambda(\theta, \beta)$ de una superficie, es una propiedad de la superficie, y se define en la forma:

$$\varepsilon_\lambda(\theta, \beta) = \frac{\textit{Intensidad monocromática emitida por una superficie en una dirección determinada}}{\textit{Intensidad monocromática } I_{b\lambda} \textit{ que un cuerpo negro emitiría a la misma temperatura}} = \frac{I_\lambda(\theta, \beta)}{I_{b\lambda}}$$

La emitancia direccional $\varepsilon(\theta, \beta)$ es una propiedad de la superficie y se define en la forma:

$$\varepsilon(\theta,\beta) = \frac{\textit{Intensidad total emitida en la dirección } (\theta, \beta)}{\textit{Intensidad del cuerpo negro } I_\beta} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_\lambda(\theta,\beta)\ I_{b\lambda}\ d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{b\lambda}\ d\lambda} = \frac{1}{I_b} \int_0^{\infty} \varepsilon_\lambda(\theta,\beta)\ I_{b\lambda}\ d\lambda$$

La emitancia hemisférica monocromática se define en la forma

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{1} \varepsilon_\lambda(\theta,\beta)\ I_{b\lambda}\ \theta\ d\theta\ d\beta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{1} I_{b\lambda}\ d\lambda\ \theta\ d\theta\ d\beta} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{1} \varepsilon_\lambda(\theta,\beta)\ \theta\ d\theta\ d\beta$$

La emitancia hemisférica es una propiedad de la superficie, y se obtiene integrando en todas las longitudes de onda:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{1} \varepsilon_\lambda(\theta, \beta)\ I_{b\lambda}\ \theta\ d\theta\ d\beta_s\ d\lambda}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{1} I_{b\lambda}\ \theta\ d\theta\ d\beta_s\ d\lambda} = \frac{1}{\varepsilon_b} \int_0^{\infty} \varepsilon_\lambda\ e_{b\lambda}\ d\lambda$$

Ley de Kirchoff.- En el equilibrio térmico (régimen estacionario) se cumple: $\alpha_1(\theta, \beta) = \varepsilon_1(\theta, \beta)$ que se puede particularizar como $\varepsilon = \alpha$.

II.2.- CARACTERÍSTICAS DE LA RADIACIÓN EN 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.

a) En la reflexión especular 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.

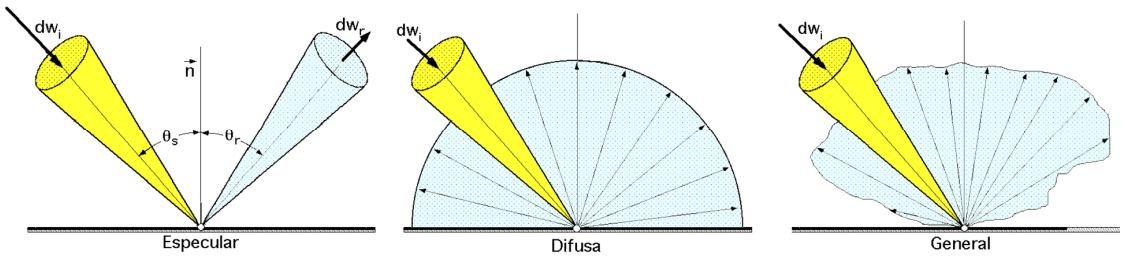


Fig.II.1.- Tipos de reflexión en superficies

En general, la intensidad reflejada en una dirección determinada para una superficie dada es función de la longitud de onda λ 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 flujo solar incidente es el producto de la constante solar incidente por su ángulo sólido dw_i y por el coseno del ángulo cenital ($\theta_{s\text{-}n}$= θ) comprendido entre la normal y la dirección de los rayos solares incidentes:

$$q_i = I_0 \ \cos\theta_{s-n} \ dw_i$$

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 $\rho\,(\theta,\beta)_i$ *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.

En la reflectancia angular hemisférica monocromática $\rho_\lambda(\theta_s\,,\,\beta_s)_i$, siendo θ_s y β_s los ángulos cenital solar incidente y acimutal solar incidente en cada instante; se define en la forma:

$$\rho_\lambda(\theta_s\,,\,\beta_s)_i = \frac{\textit{Fracción de energía radiante monocromática reflejada en todas direcciones}}{\textit{Flujo solar incidente contenido en el ángulo sólido } dw_i} = \frac{(q_\lambda)_r}{(I\ \theta\ dw)_i}$$

Como la energía incidente de valor:

$$q_i = I_0 \cos\theta_{s-n} \ dw_i$$

se refleja en todas direcciones, el flujo reflejado se puede hallar mediante la expresión:

$$(q_\lambda)_r = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \rho_\lambda \ (I_\lambda \ \theta \ dw)_i \ (\theta \, d\theta \, d\beta)_r \ , \ con: \ \rho_\lambda = f\{(\theta, \beta)_i, (\theta, \beta_r)\}$$

y la reflectancia angular hemisférica monocromática, que es una propiedad intrínseca de la superficie reflectante, queda en la forma:

$$\rho_\lambda(\theta_s, \beta_s)_i = \frac{(q_\lambda)_r}{(I \ \theta \ dw)_i} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \rho_\lambda (\theta \ d\theta \ d\beta)_r$$

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

$$\rho(\theta, \beta)_i = \frac{\int_0^\infty (q_\lambda)_r \, d\lambda}{\int_0^\infty (I_\lambda \ \theta \, dw)_i \, d\lambda} = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^1 (\rho_\lambda \ I_\lambda)_i (\theta \, d\theta \, d\beta)_r \, d\lambda}{\pi \ I_i}$$

La reflectancia hemisférica angular monocromática $\rho_\lambda(\theta, \beta)_r$ es la relación entre la intensidad monocromática reflejada y la energía monocromática en todas direcciones, dividida por π.

Como la energía incidente, función de la intensidad incidente integrada a todo el hemisferio, es:

$$(q_\lambda)_i = \int_0^{2\pi} \int_0^1 (I_\lambda \ \theta \, d\theta \, d\beta)_i$$

la reflectancia hemisférica angular monocromática, que no es una propiedad de la superficie reflectante, es:

$$\rho_\lambda(\theta, \beta)_r = \frac{\{I_\lambda(\theta, \beta)\}_r}{\pi (q_\lambda)_i} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 (\rho_\lambda I_\lambda \theta \ d\theta \, d\beta)_i}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 (I_\lambda \theta \ d\theta \, d\beta)_i}$$

Se puede comprobar que:

$$\rho_\lambda(\theta, \beta)_\rho = \rho_\lambda(\theta, \beta)_i = \rho_\lambda$$

de gran importancia cuando $(I_\lambda)_i$ es uniforme.

Si un elemento de superficie se irradia desde todas las direcciones y se recoge toda la radiación reflejada, se puede caracterizar por la reflectancia hemisférica monocromática definida en la forma:

$$\rho_\lambda = \frac{(q_\lambda)_r}{(q_\lambda)_i} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \{ \int_0^{2\pi} \int_0^1 \frac{\rho_\lambda \{(\theta, \beta)_r, (\theta, \beta)_i\}}{\pi} (I_\lambda \ \theta \ d\theta \ d\beta)_i \} (\cos\theta \ d\theta \ d\beta)_r}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 (I_\lambda \ \theta \ d\theta \ d\beta)_i}$$

La reflectancia hemisférica o simplemente reflectancia ρ se obtiene dividiendo e integrando las

ecuaciones anteriores sobre todas las longitudes de onda:

$$\rho = \frac{q_r}{q_i} = \frac{\int_0^\infty (q_\lambda)_r \; d\lambda}{\int_0^\infty (q_\lambda)_i \; d\lambda}$$

que depende de la distribución $\begin{cases} angular \\ de\ longitudes\ de\ onda\ de\ la\ radiación\ incidente \end{cases}$

En esta ecuación, la función de reflexión es independiente de la dirección y de la longitud de onda, 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

Si se conoce la reflectancia angular hemisférica monocromática, se pueden deducir a partir de ella las propiedades de $\begin{cases} emitancia \\ absortancia \end{cases}$ para la superficie.

La intensidad monocromática en la dirección (θ, β) procedente de una superficie infinitesimal, está compuesta por la radiación reflejada y por la emitida de valor igual a $(I_b)_\lambda$ a la temperatura T, es decir:

$$(I_b)_\lambda = I_\lambda(\theta, \beta)_{emitancia} + I_\lambda(\theta, \beta)_{reflectancia} = \varepsilon_\lambda(\theta, \beta)(I_b)_\lambda + \rho_\lambda(\theta, \beta)(I_b)_\lambda$$

en la que $\rho_\lambda(\theta, \beta)$ es la reflectancia angular hemisférica monocromática, por cuanto la intensidad incidente es difusa.

Dividiendo ambos miembros por $(I_b)_\lambda$ se obtiene:

$$\varepsilon_\lambda(\theta, \beta) = 1 - \rho_\lambda(\theta, \beta) = \left| \begin{array}{c} Ley\ de\ Kirchoff \\ \varepsilon_\lambda(\theta, \beta) = \alpha_\lambda(\theta, \beta) \end{array} \right| = 1 - \rho_\lambda(\theta, \beta)$$

por lo que la $\begin{cases} emitancia\ direccional\ monocromática \\ absortancia\ direccional\ monocromática \end{cases}$, se pueden calcular a partir de la reflectancia angular hemisférica monocromática.

II.4.- SUPERFICIES SELECTIVAS EN COLECTORES SOLARES

Absortancia y emitancia.- Cuando se estudian colectores solares y se realiza un balance energético de los mismos, se presenta la problemática de disponer de superficies que tengan:

- *Alta absortancia para la radiación solar visible*
- *Baja emitancia para las radiaciones de onda larga (infrarrojo)*

lo que 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 $\lambda < 3\ \mu m$

- En el infrarrojo lejano $\lambda > 3\ \mu m$

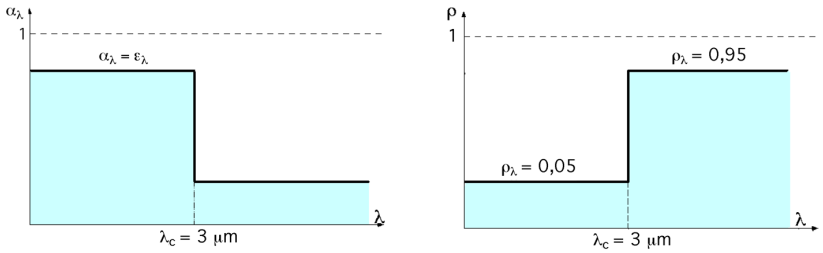


Fig II.2.a.b.- Características de una superficie selectiva absorbente, $\tau = 0$

Para esta superficie ideal, Fig II.2.a.b, la reflectancia monocromática ρ_λ es muy:

- Baja, por debajo de la longitud de onda crítica $\lambda_c = 3\ \mu m$

- Alta en longitudes de onda superiores a λ_c

La absortancia de energía solar en colectores de placa plana es $(1 - \rho_\lambda)$ para, $\lambda < 3$ μm.

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 μm.

Si la superficie absorbente selectiva está totalmente aislada térmicamente por conducción y convección y recibe una irradiancia global I_G, alcanzará una temperatura T de equilibrio (superficie refractaria), dada por:

$$\alpha_{visible}\ I_G = \varepsilon_{inf\ rar} E_b = \varepsilon_{inf\ rar}\ \sigma\ T^4 \quad \Rightarrow \quad T = \sqrt[4]{\frac{\alpha_{visible}}{\varepsilon_{inf\ rar}}\ \frac{I_G}{\sigma}}$$

La temperatura T depende de la relación (α/ε) y puede llegar a tener valores del orden de $12 \div 15$.

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.

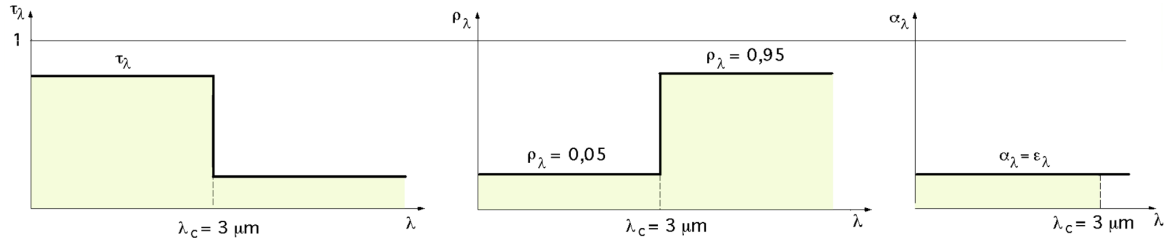


Fig II.2.c.d.e.- Características de un transmisor selectivo

En realidad, una superficie selectiva no tiene:

- *Una longitud de onda crítica bien definida*
- *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*
- *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 $\begin{cases} metálicas \\ dieléctricas \end{cases}$ 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 *(SiO_2-Al-SiO_2)* sobre sustratos de Al, que permiten una reflectancia:

- *Inferior a 0,1 para frecuencias de energía solar*
- *Superior 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, $\lambda < 3\ \mu m$; ésto se consigue haciendo en ella un picado, cavidades o surcos, de dimensiones próximas a λ_c; las cavidades funcionan:

- *Absorbiendo las radiaciones de onda corta*
- *Como superficies lisas o planas (reflectoras) para las radiaciones de onda larga*

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*
- *Ligero aumento de la emitancia de onda larga*

Así, por ejemplo, una superficie con $\begin{cases}\alpha = 0{,}60\\ \varepsilon = 0{,}05\end{cases}$ que conforma un colector fijo, orientado óptimamente durante todo el año, con surcos a 55°, proporciona un promedio efectivo de $\begin{cases}\alpha = 0{,}9\\ \varepsilon = 0{,}1\end{cases}$

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

Tipo de superficie	α	ε
Negro de Ni sobre Ni	*0,93*	*0,06*
Negro de Cr sobre Ni	*0,92*	*0,10*
Negro de Fe sobre acero	*0,90*	*0,10*
Negro de Cr	*0,90*	*0,10*

Con la utilización de superficies selectivas en los colectores de energía solar se obtiene una:

- *Baja emitancia en frecuencias de onda larga*
- *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 $\begin{cases}corrosivos\\ oxidantes\end{cases}$ y a temperaturas más o menos elevadas; los datos disponibles de α y ε 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 excepciones muy contadas.

II.5.- TRANSMISIÓN A TRAVÉS DE MEDIOS TRANSPARENTES

Para los medios transparentes la suma de la absortancia, la reflectancia y la transmitancia es la unidad:

$$\alpha + \rho + \tau = 1$$

La transmitancia, reflectancia y absortancia son función de $\begin{cases}\text{- } La\ longitud\ de\ onda\\ \text{- } El\ ángulo\ de\ incidencia\ de\ la\ radiación\\ \text{- } El\ índice\ de\ refracción\ n\\ \text{- } El\ coeficiente\ de\ extinción\ k\ del\ material\end{cases}$

Tanto *n* como *k* son función de la longitud de onda λ de la radiación, pero para las aplicaciones en energía solar se pueden considerar independientes de ella.

Para superficies opacas τ = 0, se cumple que la suma de la absortancia y reflectancia es igual a la unidad: $\alpha + \rho = 1$

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:

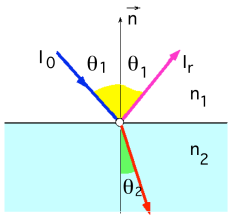


Fig.II.3.- Ángulos de incidencia y refracción en medios de índice de refracción n_1 y n_2

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

en la que θ_1 y θ_2 son los ángulos de incidencia y refracción, respecto a la normal a la superficie; los dos sumandos representan la reflexión para cada una de las componentes de polarización; la ecuación proporciona la reflexión de la radiación como el promedio de las dos componentes; los ángulos θ_1 y θ_2 se relacionan con los índices de refracción mediante la ley de Snell:

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{sen\ \theta_2}{sen\ \theta_1}$$

siendo suficientes estas ecuaciones para calcular la reflectancia de la única superficie interfacial, (si se conocen el ángulo de incidencia θ_1 y los índices de refracción n_1 y n_2.

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

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

Si la radiación incidente es normal, tanto θ_1 como θ_2 son cero, y de las ecuaciones anteriores se obtiene:

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

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

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

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 $\alpha = 0$, y:

- *La fracción* $(1 - \rho)$ *del haz incidente llega a la segunda superficie interfacial*
- *De ésta fracción* $\begin{cases} (1 - \rho)^2 \text{ la atraviesa} \\ \rho\,(1 - \rho) \text{ se refleja hacia la primera} \end{cases}$

Y así sucesivamente como se indica en la Fig II.4

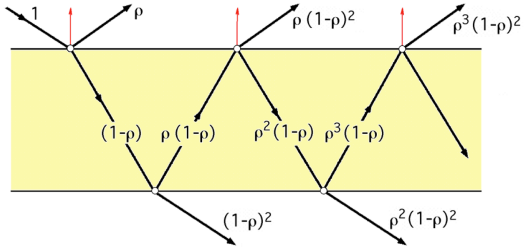


Fig II.4.- Transmisión a través de una sola cubierta

La transmitancia para la reflexión τ_r para una sola cubierta, con absortancia nula, $\alpha = 0$, es:

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

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

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

válida para cada una de las componentes de polarización.

Para ángulos inferiores a 40°, la transmitancia de un sistema de cubiertas se calcula usando la reflectancia media ρ; para un sistema con dos cubiertas se tiene:

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

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 Bouger, 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 τ_a considerando sólo la absorción, Fig II.5:

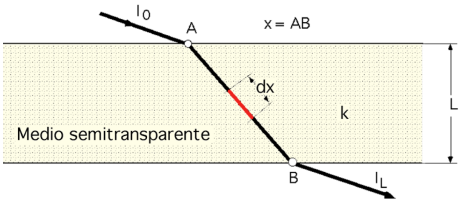


Fig II.5.- Extinción a través de una cubierta

$$Para\ 1\ cubierta:\ \tau_a = \frac{I_L}{I_0} = exp\left(\frac{-k\,L}{cos\ \theta_2}\right)$$

$$Para\ N\ cubiertas:\ \tau_a = \frac{I_L}{I_0} = exp\left(\frac{-N\,k\,L}{cos\ \theta_2}\right)$$

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.

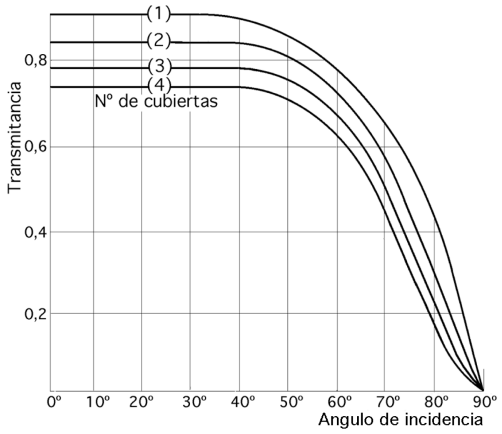
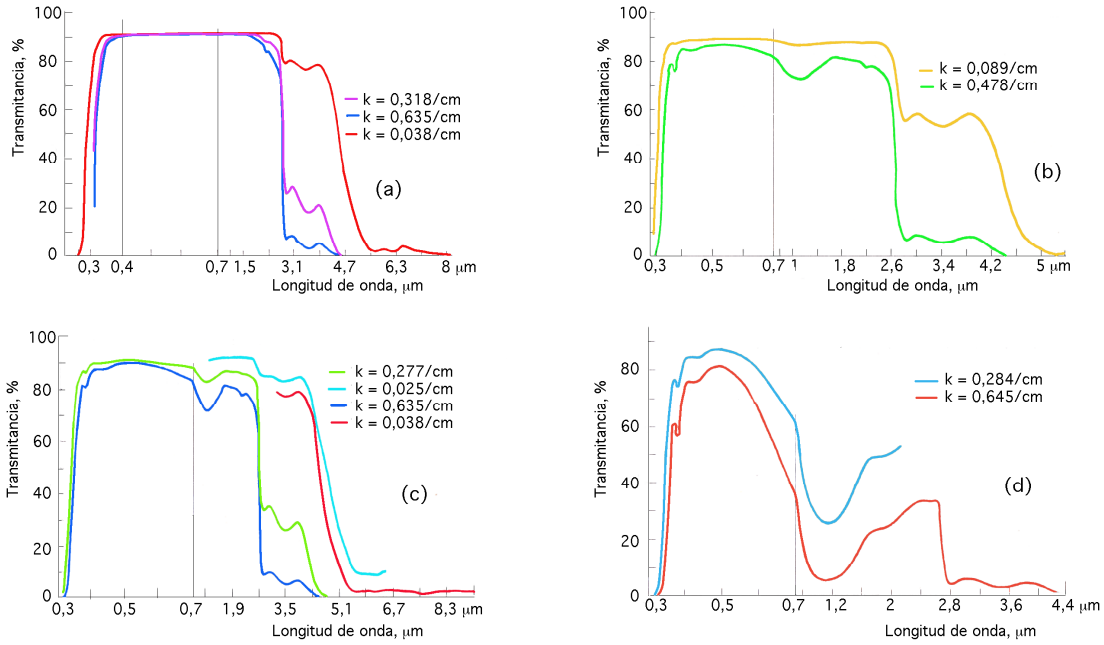


Fig II.6.- Transmitancia debida a la reflexión (se desprecia la absorción), correspondiente a 1, 2 ,3 y 4 cubiertas, con índice de refracción 1,526



a) Cristal que contiene 0,02 de Fe_2O_3 ; b) 0,15 de Fe_2O_3 ; c) 0,10 de Fe_2O_3 ; d) 0,50 de Fe_2O_3

Fig II.7.- Transmitancia espectral del cristal (Diezt (1954))

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 representan la transmitancia espectral del cristal en función de su contenido en Fe_2O_3

Multiplicando los dos factores de transmitancia, para la absorción y para la reflexión, se obtiene la transmitancia total τ del sistema de cubiertas, de la forma $\tau = \tau_\alpha \tau_\rho$, que es una relación bastante satisfactoria siempre que el producto *(k x)* sea pequeño, lo que implica el que τ_a no esté demasiado alejada de la unidad; esta condición se da siempre en los colectores solares funcionando con ángulos de incidencia de interés práctico.

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 representamos en la Fig II.8 en la que τ es la transmitancia del sistema de cubiertas y a es la absortancia angular de la placa de absorción.

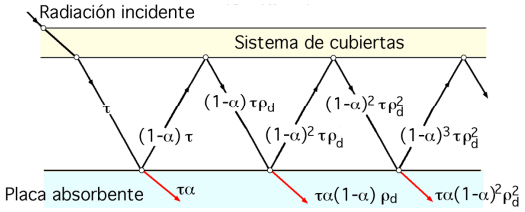


Fig II.8.- Absorción de la radiación por la placa

La fracción de energía incidente que en principio se absorbe por la placa es $(\tau\,\alpha)$, y la reflejada hacia el sistema de cubiertas $(1 - \alpha)\,\tau$

La reflexión en la placa de absorción es más difusa que especular, por lo que la fracción $(1 - \alpha)\,\tau$ 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:

$(1 - \alpha)\,\tau\,\rho_d$

en la que ρ_d es la reflectancia de la cubierta para la radiación incidente-difusa. Después de las continuas reflexiones múltiples de la radiación difusa en placa y cubiertas, la energía absorbida finalmente por la placa es:

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

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

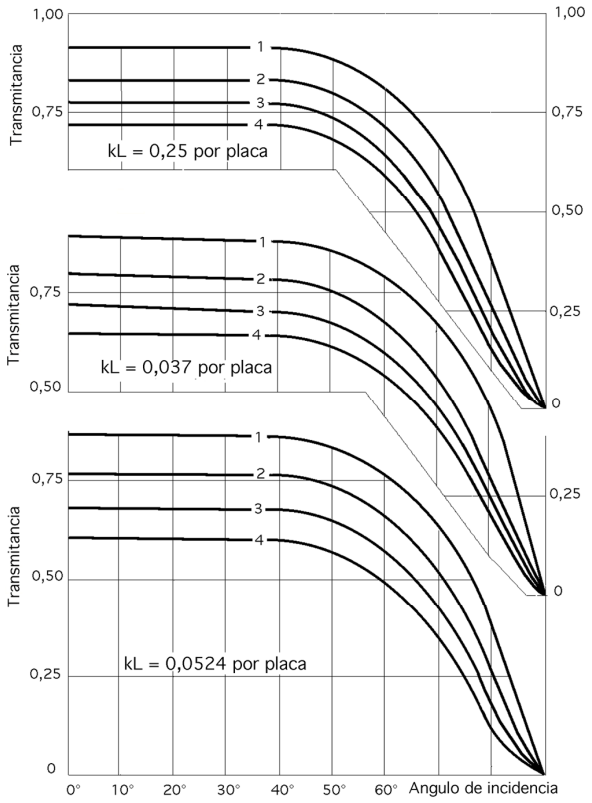


Fig II.9.- Transmitancia, considerando la absorción y la reflexión, de 1, 2, 3 y 4 cubiertas, para tres tipos de cristales, en los que k es el coeficiente de extinción del vidrio y L es la longitud recorrida por la radiación en el vidrio

El factor ρ_d representa la *reflectancia difusa del sistema de cubiertas* y se determina utilizando la reflexión especular para un sistema de varias cubiertas con ángulo de incidencia de 60°. 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; ésto hace que se pueda considerar que el producto transmitancia-absortancia del captador aumente y por ello se define el producto *transmitancia-absortancia efectivo* $(\tau\ \alpha)_e$ cuyo valor se ha determinado experimentalmente y que, para un colector de dos cubiertas, viene dado por:

$$(\tau\ \alpha)_e = (\tau\ \alpha) + (1 - \tau_a)(0{,}09 + 0{,}4\ \tau_c)$$

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 τ 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 Fe_2O_3 es bajo.

Si su contenido en Fe_2O_3 es alto, absorberá la parte infrarroja del espectro solar.

El cristal se hace opaco en longitudes de onda superiores a 3 μm 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:

$$\tau(\theta,\beta) = \frac{\int_0^\infty \tau_\lambda (I_\lambda)_i(\theta,\beta)\, d\lambda}{\int_0^\infty (I_\lambda)_i(\theta,\beta)\, d\lambda}$$

Si α y τ son función de la longitud de onda, la fracción absorbida por una placa absorbente es:

$$\tau\,\alpha = \frac{\int_0^\infty \tau_\lambda \alpha_\lambda (I_\lambda)_i(\theta,\beta)\, d\lambda}{\int_0^\infty (I_\lambda)_i(\theta,\beta)\, d\lambda}$$

Para la mayoría de los plásticos τ es significativa en el infrarrojo, $\lambda > 3$ μm.

Ejemplo II.1.- La transmisividad espectral de un vidrio plano, para la radiación solar incidente, es aproximadamente la siguiente: $\begin{cases} \tau_1 = 0, \text{ para } \lambda_0 = 0 \div \lambda_1 \le 0{,}4\ \mu m \\ \tau_2 = 0{,}8, \text{ para } \lambda_1 = 0{,}4 \div \lambda_2 \le 3\ \mu m \\ \tau_3 = 0, \text{ para } \lambda_2 = 3 \div \lambda_3 \to \infty\ \mu m \end{cases}$

Determinar el valor de la transmisividad del cristal a todas las longitudes de onda

---

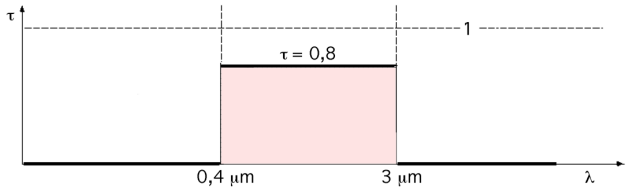
RESOLUCIÓN

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

$$\tau = \frac{\int_0^\infty \tau_\lambda E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} = \tau_1 \int_0^{\lambda_1} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} + \tau_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} + \tau_3 \int_{\lambda_2}^{\lambda_3} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} =$$

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

$$\text{Para } 5760^\circ\text{K se tiene: } \left| \begin{array}{ll} \lambda_1 T = 0{,}4 \times \dfrac{5760 \ddot{e}K}{1000} = 2{,}304 & \Rightarrow \quad f_{0-\lambda_1} = 0{,}125 \\ \lambda_2 T = 3 \times \dfrac{5760 \ddot{e}K}{1000} = 17{,}28 & \Rightarrow \quad f_{0-\lambda_1} = 0{,}977 \end{array} \right| = 0{,}8\ (0{,}977 - 0{,}125) = 0{,}68$$



****

Ejemplo II.2.- Calcular la emisividad hemisférica sobre todas las longitudes de onda sabiendo que la emisividad hemisférica del ladrillo a T = 750°K es como se indica: $\begin{cases} \varepsilon_1 = 0{,}1 \text{ para } \lambda_0 = 0 \div \lambda_{12} \le 2 \text{ mm} \\ \varepsilon_2 = 0{,}6 \text{ para } \lambda_1 = 2 \div \lambda_2 \le 14 \text{ mm} \\ \varepsilon_3 = 0{,}8 \text{ para } \lambda_2 = 14 \div \lambda_3 \to \infty \text{ mm} \end{cases}$

RESOLUCIÓN

$$\varepsilon = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} = \varepsilon_1 \int_0^{\lambda_1} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} + \varepsilon_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} + \varepsilon_3 \int_{\lambda_2}^{\lambda_3} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} =$$

$$= \varepsilon_1 f_{0-\lambda_1} + \varepsilon_2 \{f_{0-\lambda_2} - f_{0-\lambda_1}\} + \varepsilon_3 \{f_{0-\infty} - f_{0-\lambda_2}\}$$

Los valores de $f_{0-\lambda}$ son : $\begin{cases} \lambda_1 T = 2 \text{ x } 750 = 1500 \Rightarrow f_{0-\lambda_1} = 0{,}013 \\ \lambda_2 T = 14 \text{ x } 750 = 10500 \Rightarrow f_{0-\lambda_1} = 0{,}924 \\ \lambda_3 T \to \infty \Rightarrow f_{0-\infty} = 1 \end{cases}$

luego: $\varepsilon = (0{,}1 \text{ x } 0{,}013) + 0{,}6 \text{ x } \{0{,}924 - 0{,}013\} + 0{,}8 \text{ x } \{1 - 0{,}924\} = 0{,}609$

****

Ejemplo II.3.- El filamento de una bombilla se puede considerar como un cuerpo negro a la temperatura T= 2400°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 $\lambda_1 = 0{,}38$ μm y $\lambda_2 = 0{,}76$ μm.

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

$$F = \tau \frac{\int_0^\infty E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} = \tau \int_0^{\lambda_2} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} - \tau \int_0^{\lambda_1} \frac{E_{b\lambda}(T)\, d\lambda}{E_b(T)} = \tau (f_{0-\lambda_2} - f_{0-\lambda_1})$$

en la que τ es la transmisividad del cristal de la bombilla

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

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 pelícu-

las finas con un índice de refracción comprendido entre el de $\begin{cases} el\ aire\ de\ valor,\ n = 1 \\ el\ vidrio\ transparente,\ n = 1{,}526 \end{cases}$

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

Las superficies de cristal se suelen tratar a fin de reducir su reflectancia ya que ésta es ρ = 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 ρ = 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, en general, 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 monocromática se define en la forma: $(\rho_s)_\lambda = \frac{(I_\lambda)_{\rho_s}}{(I_\lambda)_i}$

en la que: $\begin{cases} (I_\lambda)_{\rho_s}\ es\ la\ energía\ reflejada\ especularmente\ a\ la\ longitud\ de\ onda\ \lambda \\ (I_\lambda)_i\ \ es\ la\ radiación\ incidente\ a\ la\ longitud\ de\ onda\ \lambda \end{cases}$

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

$$\rho_s = \frac{\int_0^\infty (\rho_s)_\lambda (I_\lambda)_i \ d\lambda}{\int_0^\infty (I_\lambda)_i \ d\lambda}$$

El mantenimiento de una alta reflectancia especular implica una serie de problemas; así, las su-

perficies 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 $\rho = 0{,}87$, 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*

- *La segunda capa se deposita en la anterior mediante un proceso químico o electroquímico, que es un material metálico, generalmente plata o aluminio*

- *La tercera capa es 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 del medio exterior (oxidación, ataques químicos y 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, por lo tanto, es sustituida por el Al.

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 reflexiones interfaciales, por lo que parte de la intensidad de la radiación no llega a atravesar la capa separadora y es reflejada.

II.10.- MODELO DE ESPEJO REFLECTANTE

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:

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

Para determinar el coeficiente de reflexión especular ρ_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.

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

Para simplificar la notación, definimos el $\begin{cases} \text{- medio que rodea a la superficie especular como (1)} \\ \text{- recubrimiento plástico como (2)} \\ \text{- vidrio plano como (4)} \\ \text{- material metálico reflector depositado como (3)} \end{cases}$

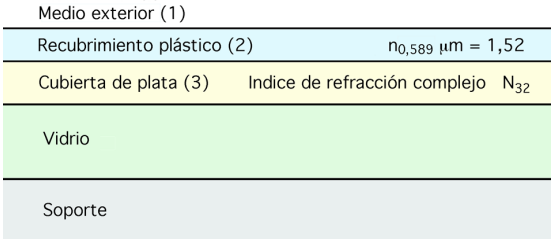


Fig II.10.- Superficie especular reflectante

También se tendrán en cuenta los siguientes coeficientes:

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

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

- τ_a *es el coeficiente de transmisión para la luz que atraviesa la región a*

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

- α_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 poner, teniendo en cuenta los múltiples rayos reflejados por las superficies en su camino hacia el receptor, en la forma:

$$\rho_{E(\theta,\lambda)} = \rho_{12} + \tau_{12}\ (\tau_2)^2 \rho_{23}\ \tau_{21} + \tau_{12}\ (\tau_2)^4 (\rho_{23})^2 \tau_{21} + \ldots + \tau_{12}\ (\tau_2)^{2n} (\rho_{23})^n \tau_{21} =$$

$$= \rho_{12} + (\tau_{12})^2 \sum_{n=1}^{\infty} \{ \rho_{12} (\tau_2)^2 \rho_{23} \}^n = \rho_{12} + \frac{(\tau_{12})^2 (\tau_2)^2 \rho_{23}}{1 - (\tau_2)^2 \rho_{23}}$$

en la que se ha tenido en cuenta que: $\rho_{12} = \rho_{21'}\ \tau_{12} = \tau_{21}$

El valor de τ_2 es: $\tau_2 = e^{-k_2 d}$, siendo: $\begin{cases} d = s \sec \theta_2 \\ s \text{ el espesor del recubrimiento plástico} \end{cases}$

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

$$\rho = \frac{1}{2} \{ \left(\frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} \right)^2 + \left(\frac{n_1 \cos\theta_2 - n_2 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_1} \right)^2 \} = \left| \begin{array}{l} n_1 = 1\ ;\ \tau_{12} = 1 - \rho_{12} \\ \cos\theta_1 = n_{21} \cos\theta_2 \end{array} \right| =$$

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

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:

$$\rho = \frac{1}{2} \{ \left(\frac{\cos\theta_1 - n_{21} \cos\theta_2}{\cos\theta_1 + n_{21} \cos\theta_2} \right)^2 + \left(\frac{\cos\theta_2 - n_{21} \cos\theta_1}{\cos\theta_2 + n_{21} \cos\theta_1} \right)^2 \} = \left| \cos\theta_2 = N_{32} \cos\theta_3 \right| =$$

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

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 el espejo 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 $\rho_{E(\theta,\lambda)}$ para distintos espesores del plástico del recubrimiento y distintos ángulos de incidencia

Fig II.11 y 12.

- 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 obtienen los valores óptimos de la radiación incidente que están comprendidos en el intervalo $(0,3\ \mu m < \lambda < 2\ \mu m)$

- Las constantes ópticas de la plata se toman de la Tabla II.2; en el intervalo $(0,95 \div 2)\mu m)$ *, la reflectancia de la plata es casi la misma, aproximadamente la unidad. Asimismo, para* N_3 *en el intervalo* $(0,95 \div 2)\mu m)$ *se mantienen los resultados obtenidos para* $0,95\ \mu m$

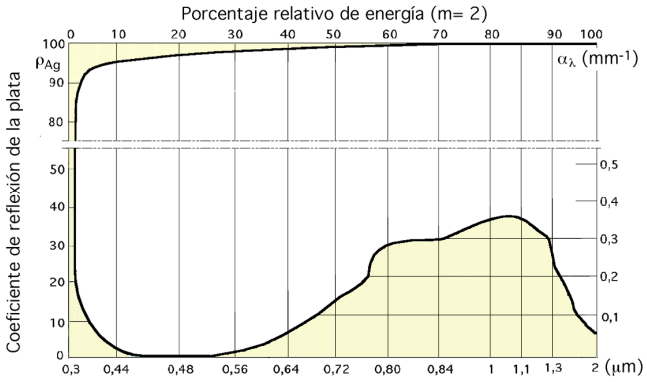


Fig II.11.- Valores de $\rho_{E(Ag)}$ *y* $\alpha_{(\lambda)\ vidrio}$

- Los valores de $\rho_{E_{Ag}}$ *y* $\alpha_{(\lambda)\ plástico}$ *se han representado en la Fig II.11; la escala correspondiente al eje de abscisas no es lineal en* λ *pero sí lo es para obtener el porcentaje relativo de energía solar a partir de las curvas de Moon para m = 2.*

- Como $\rho_{E(Ag)}$ *se mantiene prácticamente constante para longitudes de onda superiores a* $0,4\ \mu m$ *, resulta que el coeficiente de absorción* α *del plástico es el factor predominante en la determinación de la forma de* $\rho_{E(Ag)}$*; 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°, el valor de* $\rho_{E\theta}$ *tiende a la unidad.*

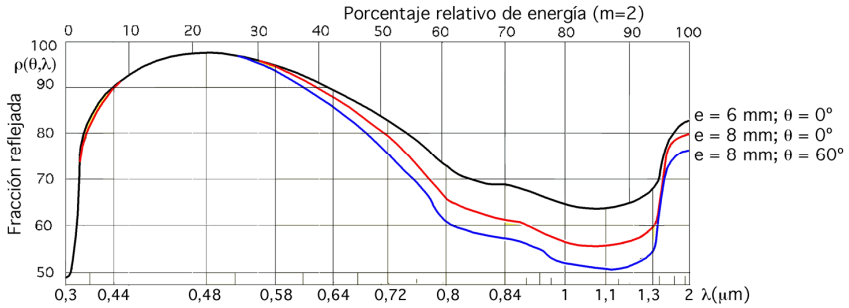


Fig II.12.- Valores de $\rho_{E(\theta,\lambda)}$ *para distintos espesores del plástico del recubrimiento*

Para valores bajos del producto $(\alpha_2 \tau_2)$ se observa que el valor de ρ_{E_θ} 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.

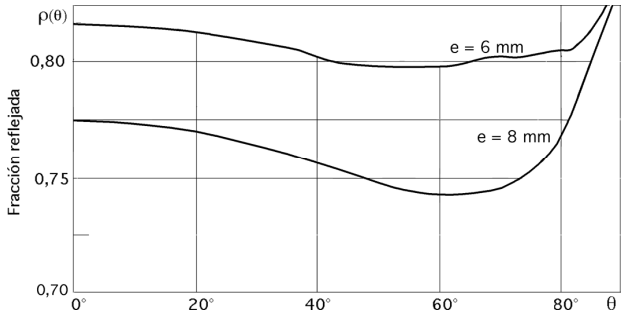


Fig II.13.- Variación de ρ_E en el intervalo de ángulos de incidencia 0°-80°

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 ρ_{E_θ} se puede tomar como constante en todos los diseños de tipo práctico.

Tabla II.2.- Materiales aislantes reflectantes

Materiales aislantes reflectantes	*Temp. límite De forma continua*	*Inflamabilidad*	*Peso específico kg / m³*	*Conductividad térmica Kcal / hm²°C*
Hojas delgadas metálicas de Al, con separación de aire (La separación se obtiene mediante una hoja ondulada)	*0 a 500 °C*	*Ignífugo*	*3*	*0,04 a 0,065*
De forma continua				
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*

Tabla II.3.- Materiales para el aislamiento de captadores

MATERIAL	*Peso específico kg / m³*	*De forma continua*	*Temp. límite °C*	*Resistencia humedad*
Poliestireno moldeado	*9-35*	*0,045-0,035*	*80*	*Impermeable*
De forma continua	*30-40*	*0'035-0,030*	*80*	*Impermeable*
Fibras minerales con aglomerante orgánico	*250-300*	*0'040*	*150*	*Reducida*
Fibras minerales sin aglomerante orgánico	*250-300*	*0'040*	*450*	*Reducida*
Espuma rígida de poliuretano, de forma continua	*30-40*	*0,029-0,030*	*90 a 100*	*Impermeable*
Espuma rígida de poliuretano, valor máximo puntual	*30-40*	*0,029-0,030*	*600*	*Impermeable*
Vidrio celular, de forma continua	*120-180*	*0,050-0,065*	*430*	*Impermeable*

Tabla II.4.- Constantes ópticas de la plata

λ *(μm)*	*Intensidad* $\frac{W}{m^2}$ *(μm)*	$k_{plástico}$	$k_{plástico}$ $(\mu m)^{-1}$	$n_{Ag} + i\, k_{Ag}$	
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*