

04.82.04

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1982

CNEA-NT 13/82

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
Dependiente de la Presidencia de la Nación
GERENCIA DE DESARROLLO

INTERPRETACION DE LOS MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR
EN POLIESTIRENO EXPANDIDO (PSE)

Enrique E. PASQUALINI

Buenos Aires

1982

INTERPRETACION DE LOS MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR EN POLIESTIRENO EXPANDIDO (PSE)

Enrique E. Pasqualini

Dpto. Materiales. Comisión Nacional de Energía Atómica.
Av. del Libertador 8250
1429 - Buenos Aires.
Argentina.

RESUMEN

La conductividad térmica del poliestireno expandido (PSE) por debajo de 40 kg/m^3 , aumenta a medida que ésta disminuye, aumenta con el espesor de muestra, y depende del tipo de estructura interna del material.

Contemplándose los mecanismos de transferencia de calor involucrados (conducción, convección natural, resistencia de contacto en las interfases sólido-gas, radiación), se llega a la conclusión que los intervinientes son por conducción y radiación.

Se utiliza un modelo de conducción en serie y paralelo para cuantificar los efectos a través del gas y del material sólido.

La radiación es debida a la emisión de la superficie calefactora y una emisión interna del material debida al gradiente de temperatura. Ambas sufren un proceso de atenuación por absorción y reflexión en el interior.

Se introduce un coeficiente de emisividad por unidad de espesor de muestra. La emisividad y reflectividad de las paredes de las celdas depende del espesor de éstas.

Se ajustan curvas experimentales utilizando un sólo parámetro y se analizan las distintas dependencias de la conductividad térmica.

Se muestran dos estructuras distintas de PSE para brindar elementos de análisis de interpretación de la conductividad térmica con respecto a esta variable.

Análisis similares se pueden realizar con otros materiales compuestos de baja densidad que presentan los mismos fenómenos.

INTRODUCCION

Muchos son los modelos que se han propuesto y que se seguirán proponiendo con respecto a la conductividad térmica de materiales compuestos de baja densidad. Es interesante resaltar que todos ellos tienden a esclarecer los mecanismos de calor involucrados, tanto cualitativamente como cuantitativamente, y conocer fehacientemente la relación entre la estructura y sus propiedades.

Distintos trabajos (Cammerer, 1975; Marciano y otros., 1981) llevan a esclarecer el papel importante desempeñado por la radiación en el aporte al flujo calórico. El hecho de que dichos materiales se utilicen como aislantes, y por lo tanto los bajos flujos involucrados, hacen que el calor transmitido por radiación sea del mismo orden de magnitud, incluso a temperatura ambiente, que el de conducción. Fenomenológicamente cuantificamos dicho efecto a través de una ley similar a la de Bouger-Lambert-Beer también aplicada en el caso de gases.

En materiales porosos y fibrosos ha sido demostrado (Cammerer, 1975) la no existencia de convección natural para valores característicos de los parámetros involucrados ($Ra < 1000$). Lo mismo sucede con la resistencia de contacto o salto de temperatura en la interfase sólido-gas, ya que las cámaras gaseosas son, en la mayoría de los materiales comunes, mucho mayores que el camino libre medio de las moléculas en el gas.

Convecciones forzadas, calidad del gas en el seno del material, transformaciones químicas, flujos masivos, etc., son aspectos estudiados en aplicaciones particulares (procesos químicos).

PRESENTACION DEL MATERIAL

Para poder interpretar los mecanismos de conducción del calor en PSE, utilizaremos un modelo simplificado de éste que consiste en un agregado homogéneo de celdas en forma de octaedro truncado (tetracaidecaedro regular) que llenan en forma ordenada todo el volumen del material (Fig. 1).

El volumen de cada una de las celdas es:

$$V = 8\sqrt{2} \, l^3$$

y la superficie: $S = 6 (1 + 2\sqrt{3}) \, l^2$

donde l es la arista del octaedro truncado.

Cada una de dichas celdas tendrá sobre su volumen total una relación ρ/ρ_s de material sólido.

El espesor de pared, común a las superficies compartidas entre dos celdas contiguas, será aproximadamente:

$$e = \frac{2V}{S} \frac{\rho}{\rho_s} = 0,845 \frac{\rho}{\rho_s}$$

Haciendo un corte del material, podemos contar el número de celdas por unidad de superficie (N_A), o bien el número de intersecciones por unidad de longitud de una recta (N_L), y calcular la cantidad de celdas existentes por unidad de volumen (N_V), (Fig. 2), (Underwood, 1968).

$$N_V = \frac{2}{3} N_A^{3/2} = 0,422 N_L^3$$

$$1 = \frac{0,51}{\sqrt{N_A}} = \frac{0,594}{N_L}$$

$$e = \frac{0,431}{\sqrt{N_A}} \frac{\rho}{\rho_s} = \frac{0,502}{N_L} \frac{\rho}{\rho_s}$$

Si consideramos la distancia promedio entre intersecciones ($\bar{L}$), la inversa de N_L ,

$$P = 0,594 \bar{L} ; e = 0,502 \bar{L} \frac{\rho}{\rho_s}$$

Utilizando una misma materia prima (perlas de PS) para obtener distintas densidades de producto terminado, los mecanismos de nucleación y crecimiento de las celdas serán los mismos y por lo tanto la cantidad de celdas por unidad de masa del material (γ) será independiente de la densidad final obtenida.

$$N_V = V^{-1} = \gamma \rho ; \quad \rho \bar{L}^3 = \text{cte} = \frac{0,422}{\gamma}$$

MODELOS DE CONDUCCION

Debido a que la ecuación que rige los mecanismos de conducción es lineal, la conductividad térmica de un material compuesto será independiente de las dimensiones características de la microestructura. No así en el caso de distintas geometrías (celdas, fibras, orientaciones preferenciales, etc.).

Podemos considerar dos casos límites:

1) Conducción en paralelo. Todo el material sólido se encuentra orientado en la dirección del flujo, (Fig. 3).

2) Conducción en serie. Todo el material sólido se encuentra perpendicular al flujo de calor, (Fig. 4).

En el caso de un material con una estructura de celdas, de baja densidad, dos tercios del flujo será por conducción en paralelo y un tercio por conducción en serie, debido a las tres posibles orientaciones independientes de las paredes.

$$k_c = \frac{2}{3} k_{II} + \frac{1}{3} k_{\perp}$$

Esta ecuación es aproximada y válida para los casos extremos de ρ ($0,9 < \frac{\rho}{\rho_s} < 0,1$) debido a que hemos considerado independientes las áreas involucradas en ambos flujos, (Fig. 5).

Para $\rho < 0,1 \rho_s$ es válida la siguiente aproximación:

$$k_c = k_g + C\rho$$

$$C = \frac{(k_s - k_g) (2k_s + k_g)}{3k_s \rho_s}$$

DEPENDENCIA DE LA CONDUCTIVIDAD TERMICA DE PSE CON EL ESPESOR, LA DENSIDAD Y LA TEMPERATURA

Dos son los mecanismos de transmisión de calor en PSE: conducción y radiación. Con los dos modelos de conducción no podemos explicar la dependencia de la conductividad térmica con el espesor y la densidad de la muestra, (Figs. 6 y 7). Estos fenómenos son producto necesariamente de los mecanismos de transferencia de calor por radiación.

RADIACION

Estudiamos los aspectos de la radiación desde un punto de vista fenomenológico para después hacer una interpretación de los parámetros físicos involucrados.

Analizamos el aporte de la radiación en el ensayo de conductividad térmica por el método estacionario de la placa caliente, (Fig.8). En este experimento, el material a medir, de espesor d , se encuentra confinado entre dos superficies radiantes a temperaturas T_1 y T_0 ($T_1 > T_0$) y emisividades E_1 y E_0 respectivamente.

Debido a la presencia del material, decimos que el flujo radiante será atenuado proporcionalmente a su intensidad.

$$-dI = aI dx; \text{ e integrando, } I = I_0 e^{-ad}$$

donde I_0 es la radiación cuando la atenuación es nula.

$$I_0 = E' \sigma (T^4 - T_0^4) \approx 4 E' \sigma T_0^3 \Delta T$$

$$I = 4 E' \sigma T_0^3 \Delta T e^{-ad}$$

A la constante a , la llamamos coeficiente de atenuación.

Hemos supuesto que el material entre las placas es mantenido a una temperatura constante (T_0) y que posee una emisividad equivalente (E). Por lo tanto, el coeficiente de emisividad entre dos superficies de distintas emisividades es:

$$E' = \frac{1}{\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E} - 1}$$

En el caso que tratamos, existe un gradiente lineal de temperatura y cada una de las láminas que forman las celdas irradiarán calor de acuerdo a la temperatura a la cual se encuentren, (Fig. 9).

Tengamos en cuenta una emisividad por unidad de espesor (E''), tal que si no existiese atenuación en el seno del material y éste se encontrase a una diferencia de temperatura ΔT con respecto a una superficie sobre la cual irradia

$$I = 4 \sigma T_0^3 \Delta T \int_0^d E'' dx$$

Si en el espesor de material a integrar existiese una sola placa de emisividad E_s ubicada en $x = x'$,

$$E'' = E_s \delta (x - x')$$

δ = función δ de Dirac

$$\int_a^b E'' dx = \int_a^b E_s \delta (x - x') dx = E_s ; \quad a < x' < b$$

Consideremos el efecto de la radiación teniendo en cuenta la emisividad por unidad de espesor, la atenuación y el gradiente de temperatura. El flujo radiante debido a un diferencial de espesor en el seno del material es:

$$dI = 4 \sigma T_0^3 \Delta T' e^{-a(d-x')} E'' dx'$$

Integrando entre límites, obtenemos el flujo total de radiación proveniente del interior:

$$\int_0^{I'} dI = 4E''\sigma T_o^3 \Delta T \int_0^d \left(1 - \frac{x'}{d}\right) e^{-a(d-x')} dx'$$

$$I' = 4\sigma T_o^3 \Delta T \frac{E''}{a} \left[\frac{1}{ad} - \frac{e^{-ad}}{ad} - e^{-ad} \right]$$

Si a este flujo le sumamos la radiación de las placas extremas, obtenemos el flujo total debido a la radiación.

$$q = I + I'$$

$$q = 4\sigma T_o^3 \Delta T \left\{ \frac{E''}{a} \left[\frac{1}{ad}(1 - e^{-ad}) \right] + \left(E' - \frac{E''}{a}\right) e^{-ad} \right\}$$

Observamos que la emisividad del material se ve disminuida por el coeficiente de atenuación. Esta emisividad efectiva (E''/a) es:

$$\frac{E''}{a} = \frac{1}{\frac{1}{E} + \frac{1}{E_o} - 1}$$

Si a su vez suponemos que E_o posee una alta emisividad y $E_o > E$

$$E_1 \approx 1 ; E' \approx E$$

Utilizando el mismo razonamiento: $E_1 > E$, $E_1 \approx 1$, $E' \approx E$ con lo cual el último término de la expresión se cancela.

El flujo radiante total es:

$$q = 4\sigma T_o^3 \Delta T \frac{E''}{a^2 d} (1 - e^{-ad})$$

Podemos considerar una conductividad térmica debida a radiación:

$$k_r = 4\sigma T_o^3 \frac{E''}{a^2} (1 - e^{-ad})$$

Existen dos parámetros que caracterizan las propiedades de radiación

del material: la atenuación (a) y la emisividad (E''), ambas por unidad de espesor de la muestra.

Para poder interpretar físicamente estos parámetros tengamos en cuenta lo siguiente. Los espesores de pared de las celdas son de aproximadamente 0,5 micrones (ver fotografías). La longitud de onda de la radiación electromagnética de un cuerpo a temperatura ambiente es del orden de 10 micrones. Por lo tanto estamos en presencia de láminas ultradelgadas ($\lambda \gg e$) y es necesario introducir una dependencia con este espesor para interpretar cuantitativamente los datos experimentales. Consideramos como hipótesis más sencilla que la emisividad y reflectividad de las láminas que forman el material celular son proporcionales al espesor de estas:

$$E^* = \epsilon E_s e \quad ; \quad R^* = \epsilon R_s e$$

donde ϵ es la constante de proporcionalidad, E_s y R_s son la emisividad y reflectividad del material sólido (PS) medidas habitualmente ($e \geq \lambda$).

COEFICIENTE DE ATENUACION

La atenuación es debida a las sucesivas reflexiones en las superficies de las paredes de las celdas y a la reemisión del flujo absorbido, (Fig. 10).

Tengamos en cuenta únicamente las reflexiones primeras en las dos interfases gas-sólido, sólido-gas de una pared.

$$\text{Reflexión} \approx 2R^* = 2\epsilon R_s e$$

Debido a que las paredes que estén sustentadas por un mayor espesor tendrán mayor reflectividad (hipótesis), en promedio podemos considerar un conjunto de placas distanciadas entre sí un valor Δx (Fig. 11)

$$\Delta x = v^{1/3}$$

y que poseen un espesor medio

$$\bar{e} = \Delta x \frac{\rho}{\rho_s}$$

La atenuación por reflexión es:

$$a_r = \frac{\Delta I}{I} \frac{1}{\Delta x} = \frac{2R^*}{\Delta x} = \frac{2\epsilon R_s \bar{e}}{\Delta x} = 2\epsilon R_s \frac{\rho}{\rho_s}$$

La absorción será la misma que la del sólido (PS) pero considerando la densidad aparente

Coeficiente de absorción de PSE = $\alpha \frac{\rho}{\rho_s}$

La mitad de esta absorción en cada placa será emitida en el sentido del flujo y el resto en el contrario.

La atenuación debida a la reemisión será entonces:

$$a_a = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho}{\rho_s}$$

y la atenuación total, $a = a_a + a_r$,

$$a = \left(\frac{\alpha}{2} + 2\epsilon R_s\right) \frac{\rho}{\rho_s}$$

EMISIVIDAD POR UNIDAD DE ESPESOR (E'')

Utilizando el mismo razonamiento que con la atenuación, podemos obtener una relación para la emisividad por unidad de espesor.

Consideramos un espesor promedio de placa

$$\bar{e} = \Delta x \frac{\rho}{\rho_s}$$

y donde la distancia entre ellas es Δx .

La superficie, en una sección unitaria por unidad de espesor orientada en el sentido del flujo (superficie por unidad de volumen), es

$$\text{Sup} = \frac{1}{\Delta x}$$

La emisividad por unidad de espesor de muestra es

$$E'' = E^* \cdot \text{Sup} ; \quad E^* = \epsilon E_s \bar{e}$$

$$E'' = \epsilon E_s \frac{\rho}{\rho_s}$$

FLUJO DE CALOR DEBIDO A RADIACION Y A CONDUCCION

En forma general, para materiales compuestos de baja densidad ($\rho < 0,1 \rho_s$), la expresión de la conductividad térmica es:

$$k = k_c + k_r$$

$$k = k_g + C\rho + 4\sigma T_o^3 E \cdot \frac{1}{a} (1 - e^{-ad})$$

donde C depende del tipo de estructura y de las conductividades térmicas del gas y del sólido, a es el coeficiente de atenuación que contempla las absorciones y reflexiones en el seno del material, y E la emisividad equivalente, $E = E''/a$, donde E'' es la emisividad por unidad de espesor. En la Fig. 12 se grafican curvas proporcionales a los efectos de la radiación para distintos valores del coeficiente de atenuación.

En el caso particular de PSE introducimos los desarrollos de los coeficientes de atenuación y emisividad obteniendo la siguiente expresión:

$$k = k_g + C\rho + \frac{C_1}{\rho} (1 - e^{-C_2 \rho d})$$

$$C = \frac{(k_s - k_g)(2k_s + k_g)}{3k_s \rho_s}$$

$$C_1 = 4\sigma T_o^3 \frac{E}{a} \rho = \frac{4\sigma T_o^3 \rho_s E_s \epsilon}{\left(\frac{\alpha}{2} + 2\epsilon R_s\right) 2}$$

$$C_2 = \frac{a}{\rho} = \frac{\frac{\alpha}{2} + 2\epsilon R_s}{\rho_s}$$

CARACTERISTICAS GENERALES

La dependencia con la temperatura se ve expresada explícitamente para el flujo radiante (T_o^3), pero también está afectada por $k_g(T)$ y $k_s(T)$, (Fig. 13).

El valor máximo de la conductividad térmica, para una dada densidad, corresponde a espesores grandes, (Fig. 14),

$$\lim_{d \rightarrow \infty} k = k_{\max} = k_g + C\rho + \frac{C_1}{\rho}$$

El 95% del efecto de la radiación se presentará cuando

$$d \approx \frac{3}{C_2 \rho}$$

Al disminuir la densidad, aumenta la importancia relativa de la radia

ción. Su valor máximo (espesores grandes), es:

$$\frac{k_{\max} - 2k_c}{k_{\max}} = \frac{\frac{C_1}{\rho} - (k_g + C\rho)}{k_g + C\rho + \frac{C_1}{\rho}}$$

Para un dado espesor de muestra, el valor máximo de la conductividad térmica en función de la densidad, se presenta cuando ésta tiende a cero.

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} k = k_g + C_1 C_2 d = k_g + 4\sigma T_o^3 d \frac{E''}{a}$$

$$\frac{E''}{a} = \frac{\epsilon E_s}{\frac{\alpha}{2} + 2\epsilon R_s} = E \approx 0,15$$

En este caso el efecto de la radiación interna no se ve atenuado y depende del espesor de la muestra (d es proporcional a ΔT).

Para el caso de espesores muy pequeños, los efectos de la radiación son despreciables (para un gradiente de temperatura constante, al tener bajos espesores, ΔT también lo es):

$$\lim_{d \rightarrow 0} k = k_g + C\rho$$

La conductividad térmica en función de la densidad presenta un mínimo (Fig. 15). Para el valor máximo de la conductividad térmica, (espesores grandes), este valor mínimo corresponde a un valor:

$$\rho = \sqrt{\frac{C_1}{C}}$$

El mínimo en función de la densidad, para valores pequeños del espesor de muestra, depende de éste, (Fig. 16).

DATOS EXPERIMENTALES

Utilizamos los valores experimentales de las curvas obtenidas por Cammerer de k vs. d para tres densidades distintas y valores propios (1979) de k (max) vs. ρ para dos estructuras de distinta procedencia.

De los coeficientes involucrados, necesitamos obtener experimentalmente el coeficiente de proporcionalidad (ϵ). Para los restantes utilizaremos los siguientes valores característicos:

$$k_g = 0,022 \text{ kcal/mhr}^\circ\text{C} ; k_s = 0,14 \text{ kcal/mhr}^\circ\text{C}$$

$$\rho_s = 1050 \text{ kg/m}^3 ; \sigma = 4,93 \times 10^{-8} \text{ kcal/m}^2 \text{ hr}^\circ\text{K}$$

$$\alpha = 7540 \text{ m}^{-1} ; E_s = 0,947 ; R_s = 0,053$$

Para calcular el coeficiente ϵ nos basamos en el valor experimental C_1 , obtenido para cada conductividad térmica medida.

$$\epsilon \approx \frac{\alpha^2 C_1}{8(2\sigma T_o^3 E_s \rho_s - \alpha C_1 R_s)}$$

Para las curvas en función del espesor, hallamos el valor medio de C_1 , que mejor ajuste a cada una, (Fig. 6).

En las curvas de conductividad térmica en función de la densidad, (Fig. 7), lo obtenemos directamente para cada punto hallado:

$$C_1 = \rho(k - k_g) - C\rho^2$$

Tabla de valores experimentales, condiciones de ensayo y cálculos.

Material	$\rho; \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$k_{\text{max}}; \frac{\text{kcal}}{\text{mhr}^\circ\text{C}}$	$T_o; ^\circ\text{K}$	$C_1; \frac{\text{kcal kg}}{\text{m}^4 \text{ hr } ^\circ\text{C}}$	$\epsilon; \frac{1}{\text{m}}$	$\bar{\epsilon}; \frac{1}{\text{m}}$
Cammerer	14,5	0.0363	278	0,2027	709	605 ± 19%
"	16,8	0,0338	278	(± 3%) 0,1801	627	
"	22,5	0,0296	278	(± 2%) 0,1387 (± 8%)	479	
Estruc- tura A	11,5	0,0443	291	0,2458	751	717 ± 5%
	17	0,0372	291	0,2350	717	
	19,7	0.0351	292	0,2267	683	
Estruc- tura B	9,9	0.0428	291	0,1980	600	551 ± 7%
	13,9	0.0363	292	0,1832	548	
	19	0.0322	291	0,1646	496	
	19,9	0,0333	292	0,1929	578	
	22	0,0318	291	0,1765	533	

En el valor de $\bar{\epsilon}$ obtenido a través de las curvas de Cammerer, existe una dispersión del 19%, no conociéndose el tipo de estructura de los materiales utilizados. En los dos grupos restantes, la dispersión es del 5% y del 7%, observándose la influencia de la estructura interna del material (ver fotografías). La diferencia entre estos valores de $\bar{\epsilon}$ de la estructura A y B es de 26%.

Utilizando tres parámetros (en lugar de uno sólo) podemos ajustar ambos tipos de curvas más exactamente.

Para el caso de la dependencia con el espesor

$$k = B - M e^{-ad}$$

$$B = k_{\max} = k_g + C_\rho + \frac{C_1}{\rho}$$

$$M = k_{\max} - k_c = \frac{C_1}{\rho}$$

$$a = C_2 \rho$$

Para el caso de la dependencia de la conductividad térmica máxima con la densidad

$$\lim_{d \rightarrow \infty} k = k_{\max} = k_g + C\rho + \frac{C_1}{\rho}$$

ajustamos los parámetros k_g , C y C_1 .

Los ajustes obtenidos de esta forma son tan buenos como los errores experimentales cometidos en los diferentes casos.

DISCUSION

Un dato a obtener en forma directa es la dependencia de la emisividad con el espesor cuanto éste es menor que la longitud de onda involucrada ($\lambda = 2,9 \times 10^{-3}/T; m^\circ K$). La dependencia lineal utilizada a través de la constante de proporcionalidad ϵ nos indica que, de ser válida para espesores mayores que los considerados, se consiguen los valores de E_s y R_s cuando el espesor de pared es $1/\epsilon$ (aproximadamente entre 1,2 y 2mm).

En los ajustes paramétricos de las curvas se obtiene un valor α ligeramente mayor que el supuesto. Esto se puede deber a que dicho valor ($7540m^{-1}$) corresponde a una lámina de 50 micrones en la cual se ha considerado un coeficiente de reflexión R_s independiente del espesor, Marciano y otros., (1981).

Debido a los modos vibracionales que definen la emisividad del material, de orientaciones preferenciales (alta deformación biaxial) y de cantidad de material para conseguir los niveles máximos de emisividad que definen la dependencia real de E^* con el espesor, consideramos que la relación lineal es un modelo simplificado de lo que sucede.

Tampoco podemos dejar de lado las formas geométricas, que en definitiva las hemos expresado a través de un espesor de placa promedio ($\Delta x \rho / \rho_s$) y una superficie emisora interna equivalente (Sup).

Indudablemente un mayor conocimiento de estas tres variables correlacionadas (E^* (e), espesor equivalente, Sup) podrán hacer un mejor ajuste de los valores experimentales y explicar la dependencia de la conductividad térmica con la estructura para una misma densidad y espesor de muestra.

CONCLUSIONES

Con diferencias que no superan en más del 5% los valores experimentales analizados, se pueden explicar la dependencia de la conductividad térmica del PSE con el espesor de muestra, la densidad y la temperatura. Queda aún por resolver la dependencia con la estructura interna.

Los análisis teóricos realizados sobre el método de la placa caliente nos permiten visualizar la importancia del espesor de la muestra y la conveniencia (como lo dictan algunas normas: alemana DIN 52612) de aumentar lo máximo posible la emisividad de la superficie de las placas.

Con respecto a otras geometrías de los ensayos de conductividad térmica, los cálculos se complican y más aún en los métodos transitorios de medición. Por ejemplo, en el método no-estacionario del hilo calefactor (Pasqualini, 1976), la contribución a la conductividad térmica por conducción estará dada fundamentalmente por zonas a una temperatura ligeramente menor que la del calefactor, mientras que la radiación podrá ser en término medio hacia una zona más alejada a una temperatura muy cercana a la inicial; ¿cuál es la temperatura de ensayo?

Estos efectos se ven acentuados especialmente por el hecho de que los métodos transitorios utilizan un tiempo corto de medición y por lo tanto, un espesor involucrado pequeño, dando valores menores de conductividad térmica que los obtenidos con métodos estacionarios.

Si bien los cálculos finales se han aplicado a la estructura del PSE, es indudable que la teoría será válida para otros materiales compuestos de baja densidad. Con el conocimiento del coeficiente de atenuación y de la emisividad volumétrica podremos definir las propiedades térmicas de cada uno de éstos.

El espesor de la pared es compartido por mitades entre las caras superpuestas de dos celdas contiguas.

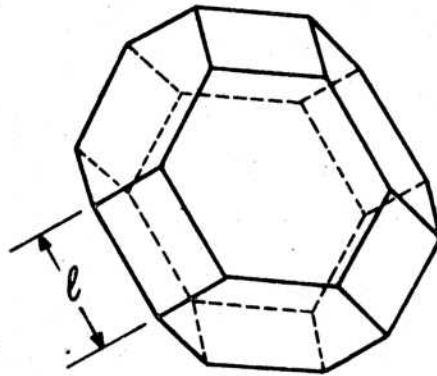


Fig. 1 Celda unitaria en PSE.
Tetracaidecaedro regular.

$$v = 8\sqrt{2} l^3 ; S = 6(1 + 2\sqrt{3})l^2 ; e = \frac{2v}{S} \frac{\rho}{\rho_s}$$

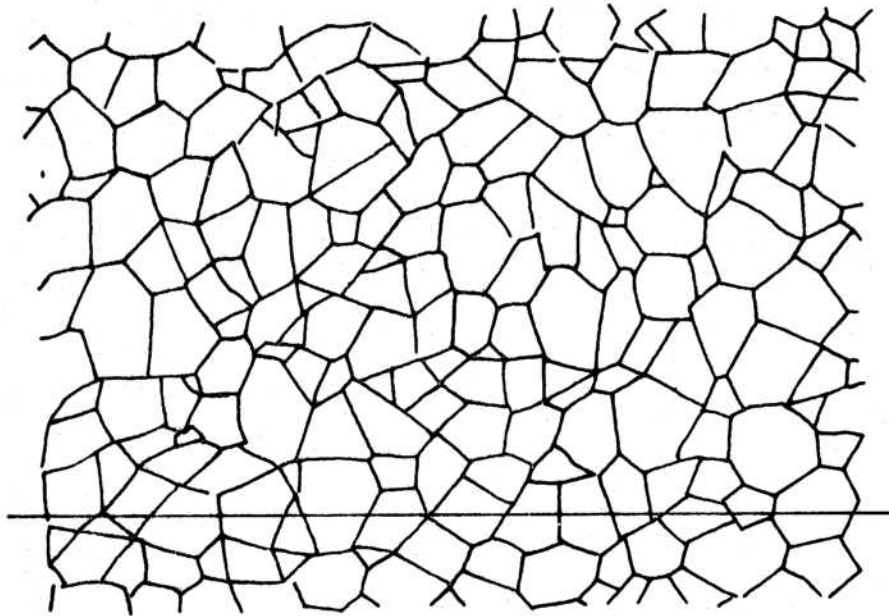


Fig. 2 Corte en un plano. 100X . $\rho/\rho_s = 0,019$

$$N_A = 22.500 \text{ cm}^{-2} ; N_L = 160 \text{ cm}^{-1}$$

$$l \approx 35\mu ; e = 0,57\mu$$

Fig. 3 Conducción en pa-
ralelo. ($k_{||}$).

Volumen unitario de material compuesto en el cual todo el sólido se encuentra orientado en la dirección del flujo.

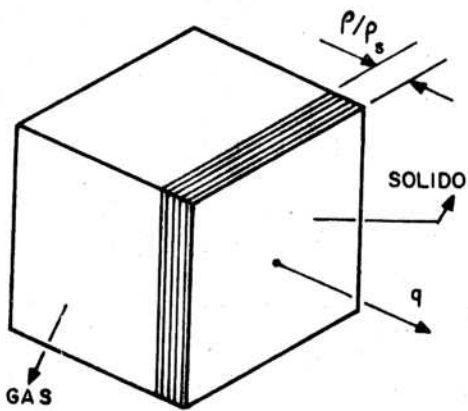
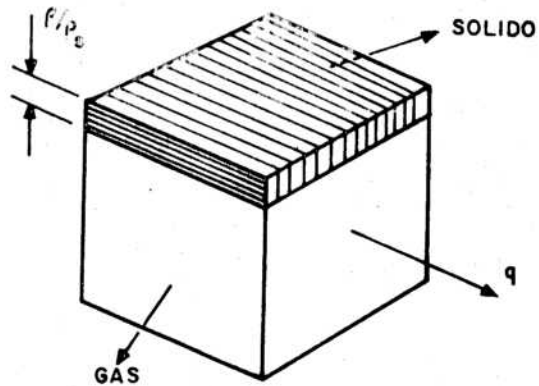


Fig. 4 - Conducción en serie.
($k_{\perp}$)

Volumen unitario de material compuesto en el cual todo el sólido se encuentra orientado perpendicular al flujo.

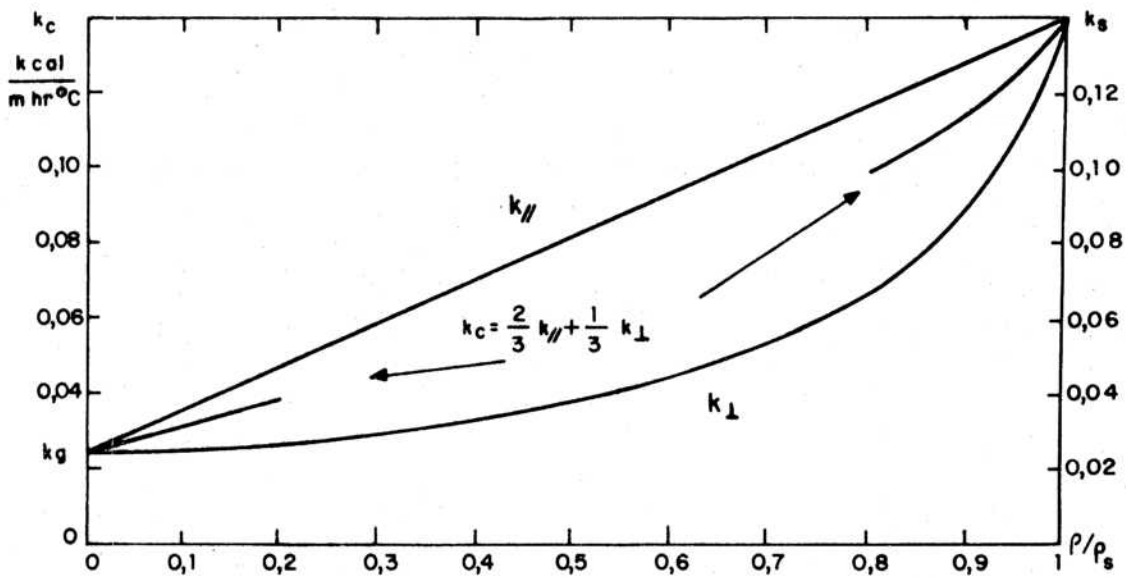


Fig. 5 - Dependencias máximas y mínimas de la conductividad térmica por conducción de materiales compuestos con la densidad relativa.

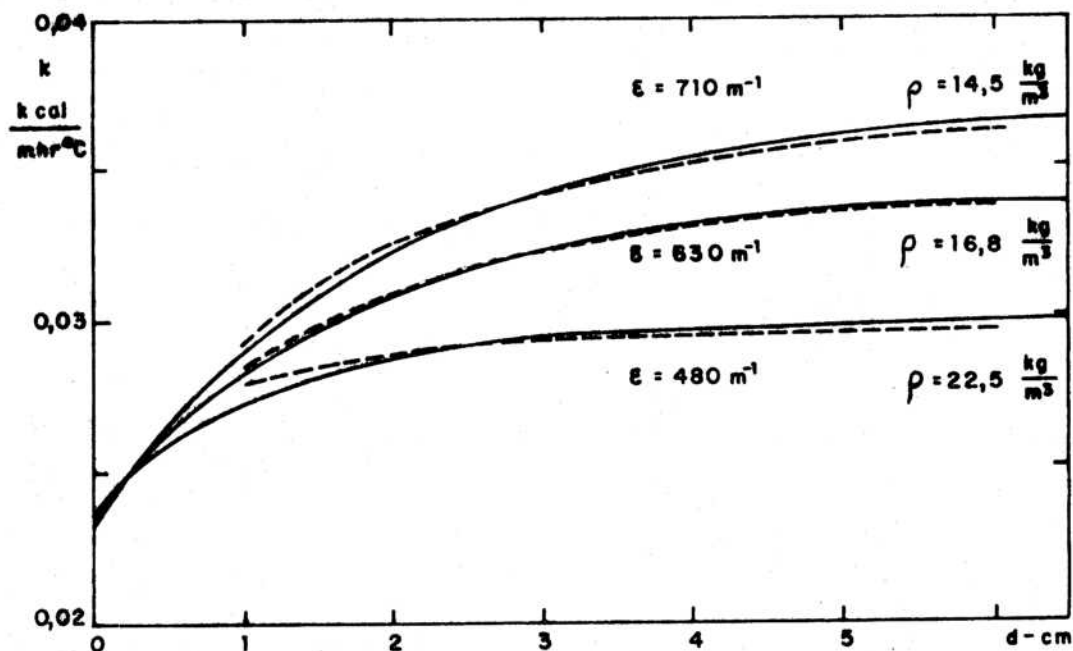


Fig. 6. Curvas experimentales (Cammerer, puntueadas) y teóricas (llenas) de la conductividad térmica de PSE en función del espesor de muestra para tres densidades. Para la curva teórica se halló el mejor ajuste de un solo parámetro (ϵ) para cada material.

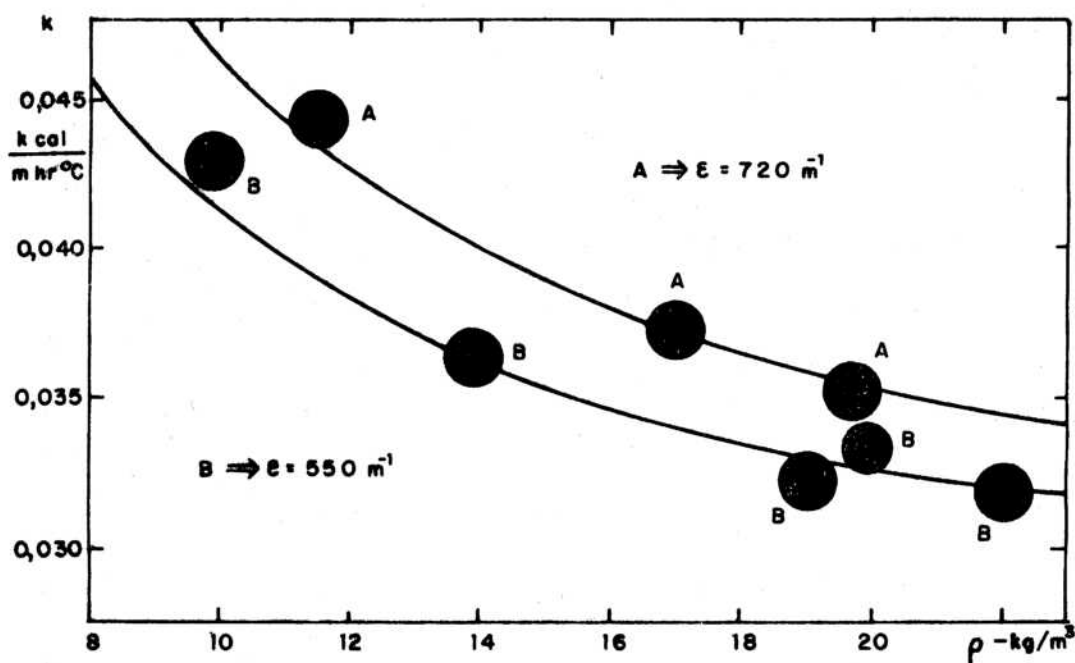


Fig. 7. Puntos experimentales (Pasqualini) y curvas teóricas (llenas) de la conductividad térmica de PSE en función de la densidad para dos tipos de estructuras internas (ver fotografías). Las curvas teóricas fueron ajustadas con un solo parámetro (ϵ) para cada estructura (A y B).

Fig. 8 - Esquema de los principales parámetros en el ensayo de placa caliente.

$$T_1 > T_0$$

$$\Delta T = T_1 - T_0$$

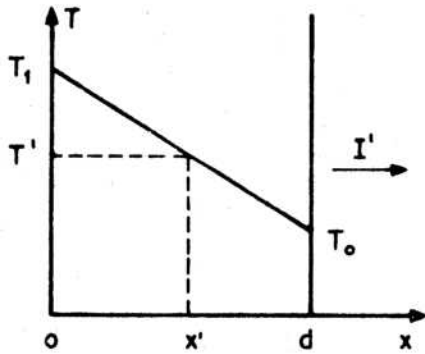
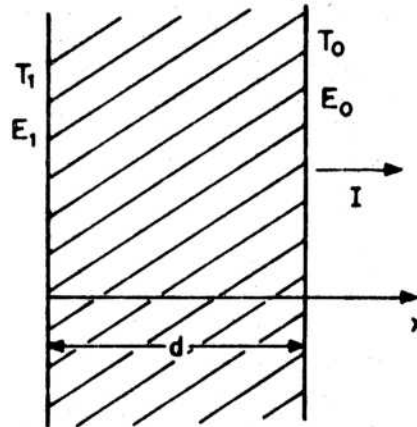


Fig. 9 - Gradiente de temperatura en la muestra.

$$\Delta T = T_1 - T_0$$

$$\Delta T' = T' - T_0$$

$$\Delta T' = \left(1 - \frac{x'}{d}\right) \Delta T$$

Fig. 10 - Atenuación de la radiación en las paredes de la celda debido a reflexiones y reemisión.

$$\Delta I \approx \frac{A}{2} + 2R^*$$

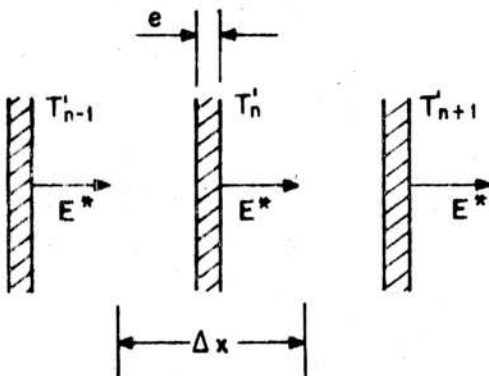
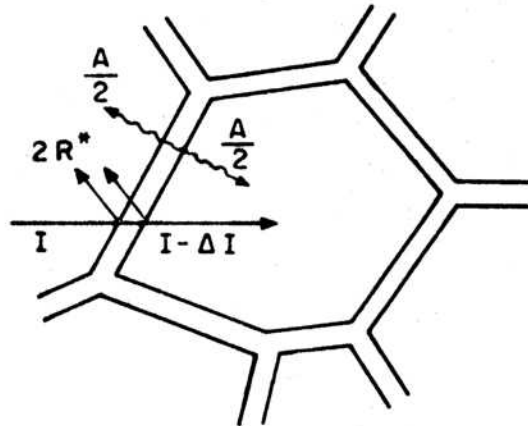


Fig. 11 - Modelo simplificado de celda para interpretar la radiación proveniente del material debida a su temperatura.

$$\bar{e} = \frac{\rho}{\rho_s} \Delta x$$

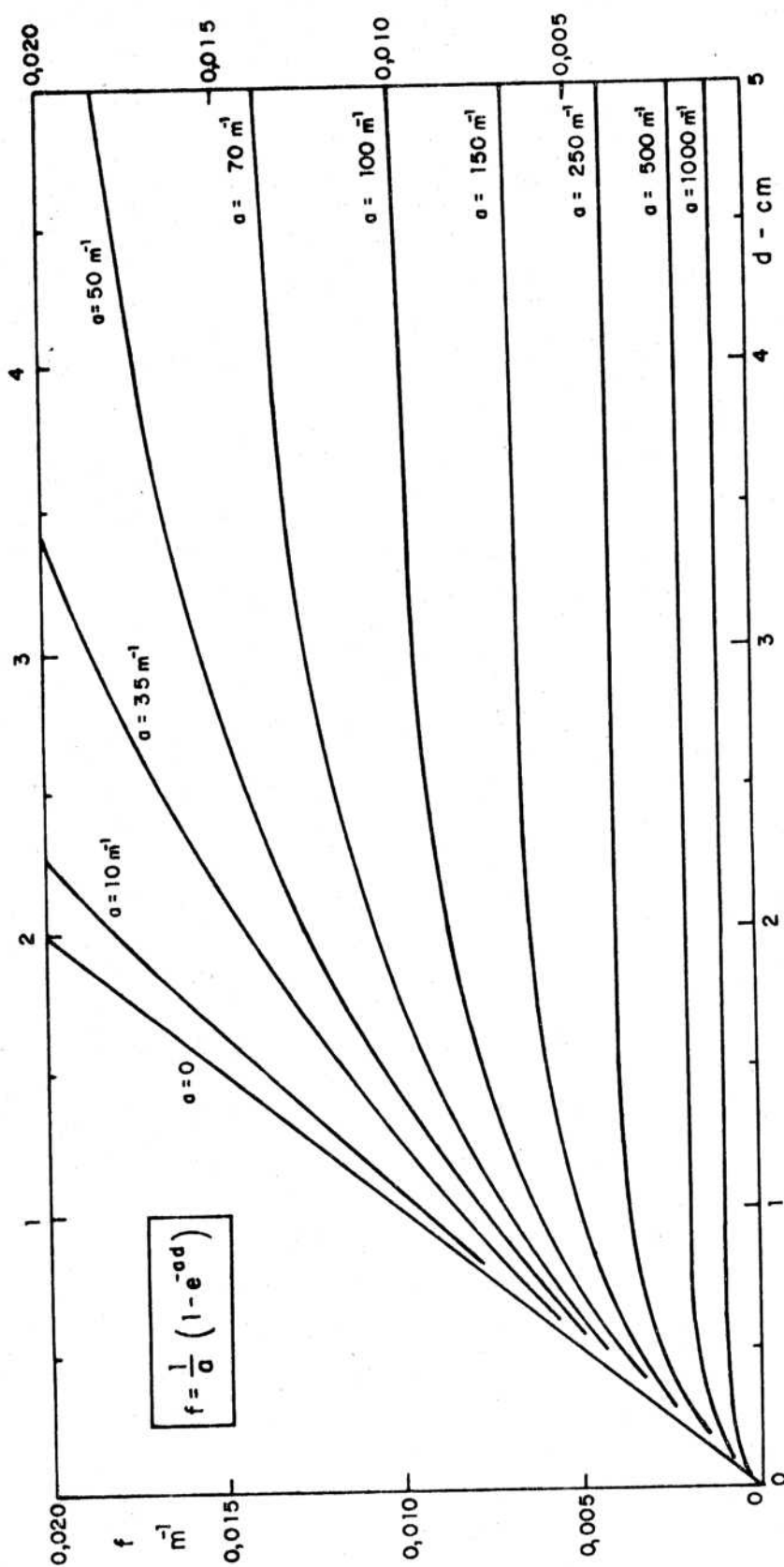


Fig. 12 - Curvas proporcionales a la conductividad térmica por radiación, en función de espesor de muestra, para distintos valores del coeficiente de atenuación (a).

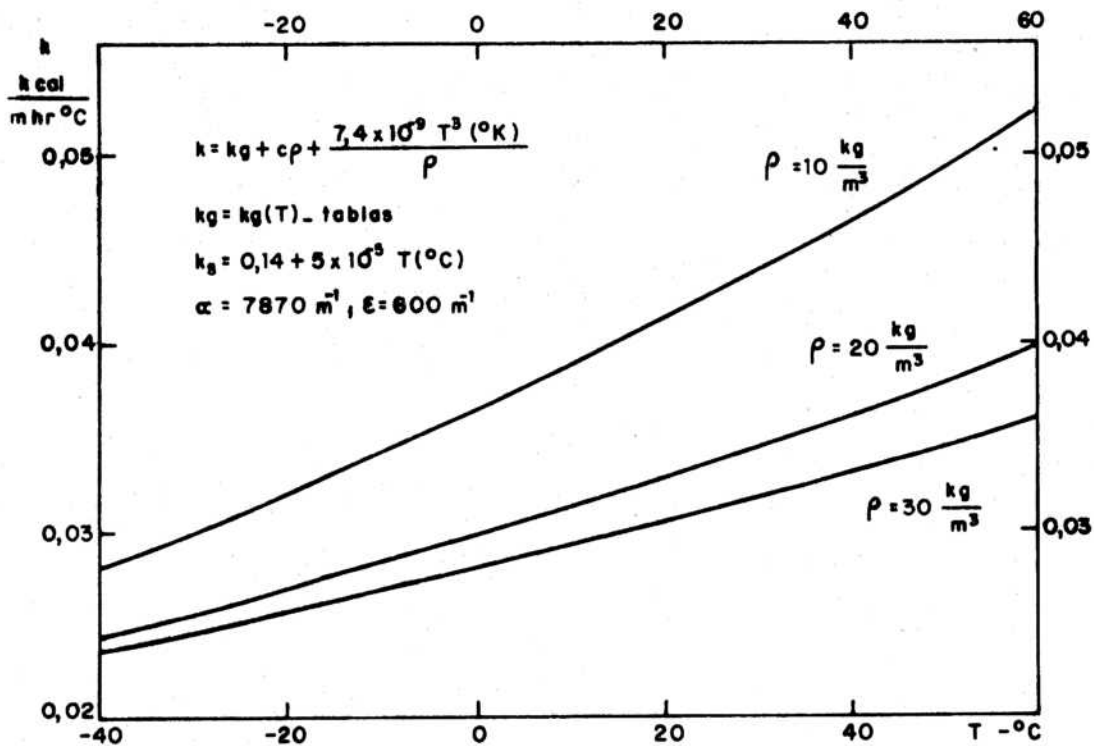


Fig. 13 - Dependencia de la conductividad térmica máxima ($d \rightarrow \infty$) de PSE con la temperatura para tres densidades.

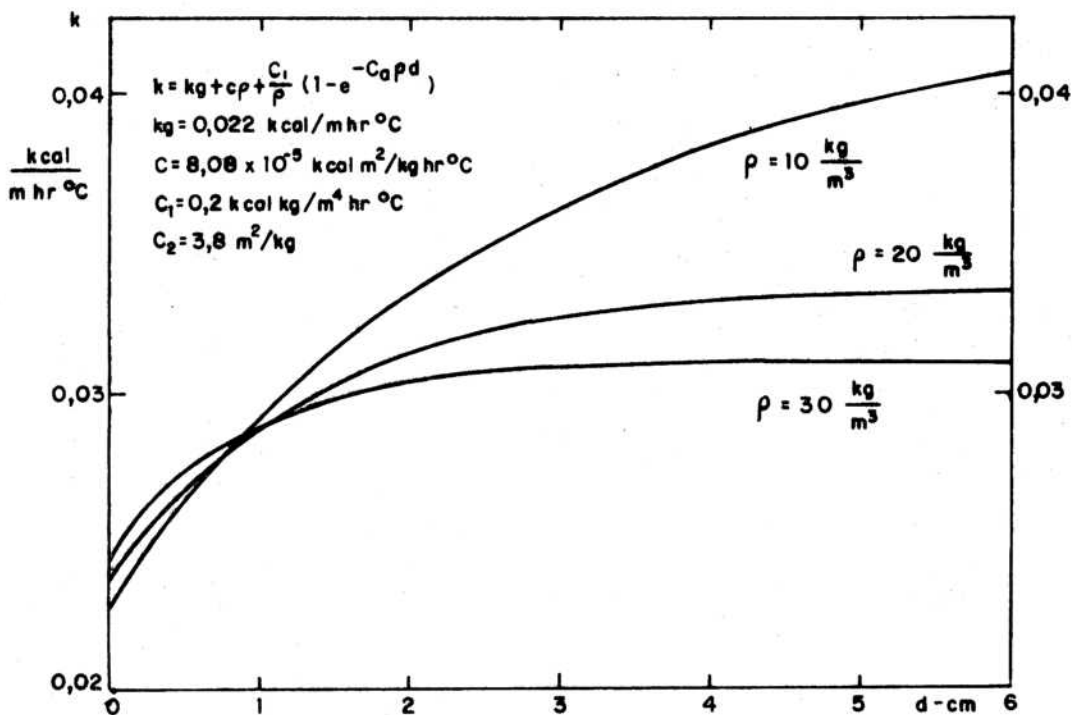


Fig. 14 - Conductividad térmica de PSE en función del espesor de muestra para tres densidades diferentes.

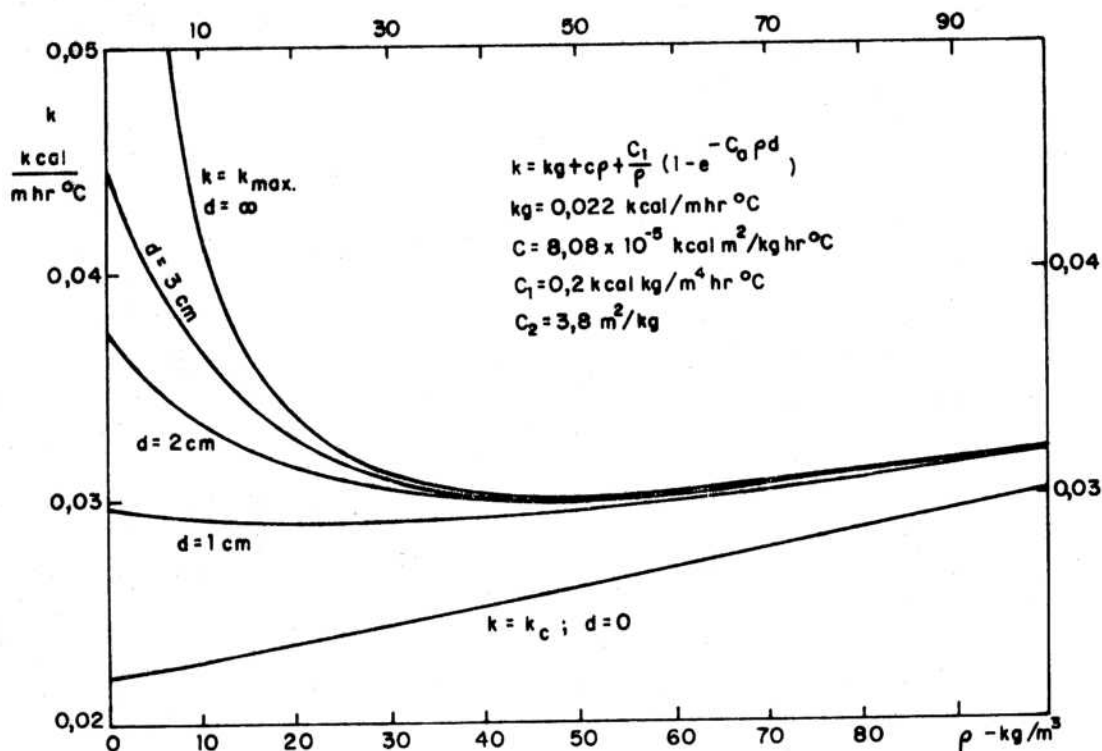


Fig. 15 - Dependencia de la conductividad térmica de PSE con la densidad para estructuras similares y distintos espesores de muestra.

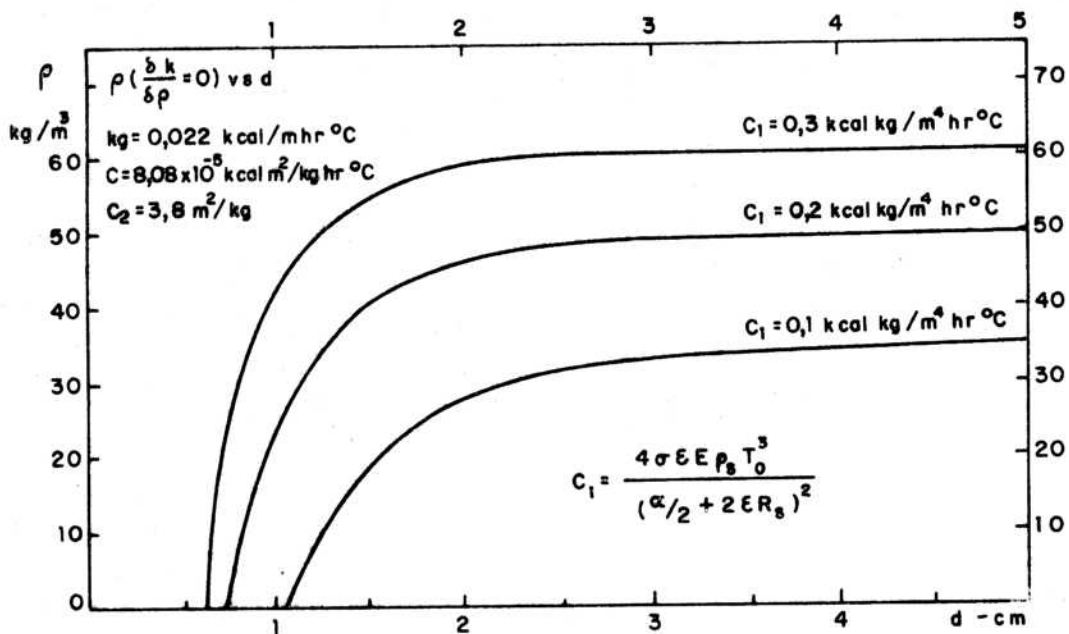


Fig. 16 - Valores de densidad en función del espesor de muestra para los cuales se presenta el mínimo de la conductividad térmica. Las curvas corresponden a tres valores de $C_1(\epsilon, T)$.

FOTOGRAFIAS - TITULOS Y COMENTARIOS

Fotos 1 y 2 - Proyección en ampliadora de un corte de 0,3mm de espesor de PSE realizado con un micrótomo. Dos estructuras (A y B) de distinta procedencia. Obsérvese la diferente distribución de celdas de las dos estructuras en el interior y los bordes de las perlas expandidas. Mayor concentración de material en los bordes de las perlas en la primera y coalescencia de celdas en la segunda. La estructura A, posee una conductividad térmica 10% mayor que la B.

Fotos 3 y 4 - Misma técnica que las anteriores. Bordes de perlas redondeados en la estructura A y poligonales en la B. Las celdas en los bordes de las perlas en la estructura A son de menor tamaño que en el centro. Se observan distintas etapas de la coalescencia de los poros grandes en la estructura B.

Fotos 5 y 6 - Encuentro de tres perlas. Fotografías tomadas con microscopio electrónico de barrido (MEB). Las muestras fueron previamente metalizadas con aluminio en vacío. Inhomogeneidades en los tamaños de celdas de las perlas contiguas, más acentuado en la estructura A. Se nota una mayor deformación de las celdas en los encuentros de esta estructura.

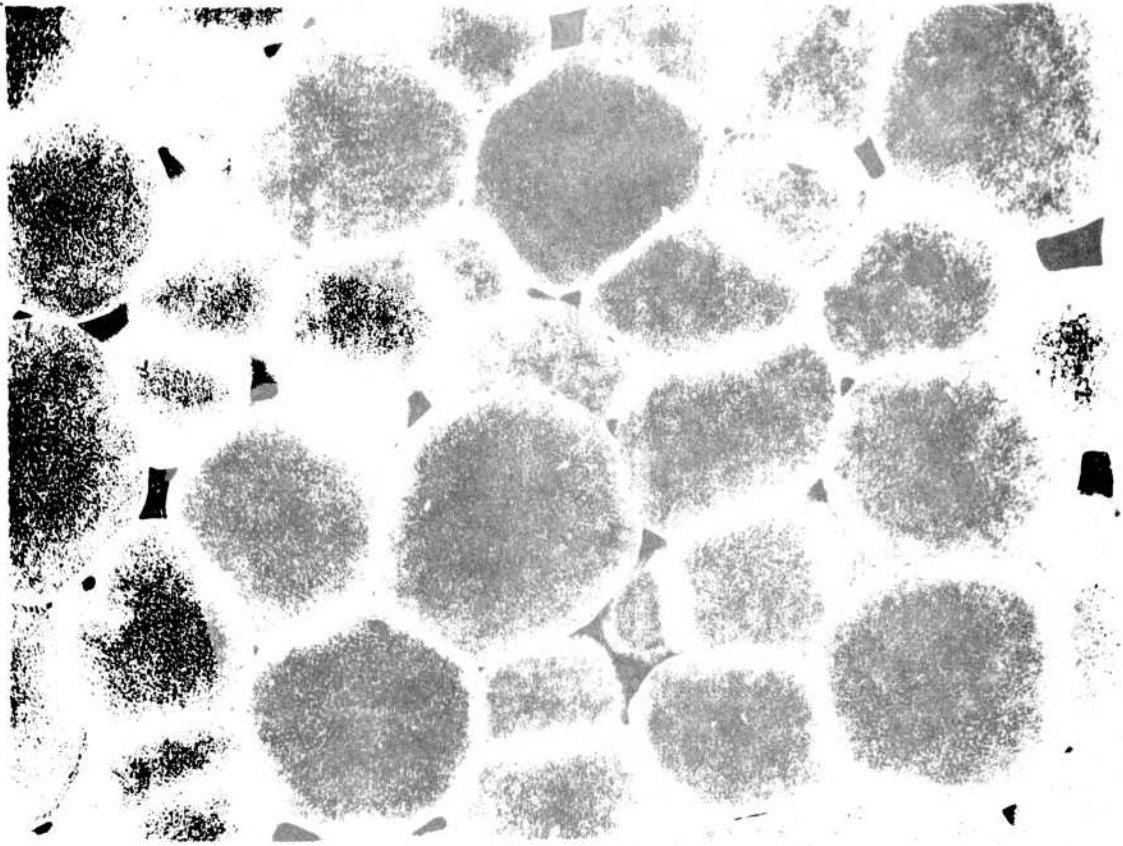
Fotos 7 y 8 - MEB. Celdas poligonales en las dos estructuras, algunas de las cuales están deformadas. Las paredes de las celdas están arrugadas, siendo este efecto más pronunciado en la estructura A. La causa de estas irregularidades es debida a la contracción de la muestra, ya sea en la última etapa de fabricación o bien en el proceso de metalizado en vacío y adhesión al portamuestra.

Foto 9 - MEB. Distribución de tamaño de celda en parte de una perla.

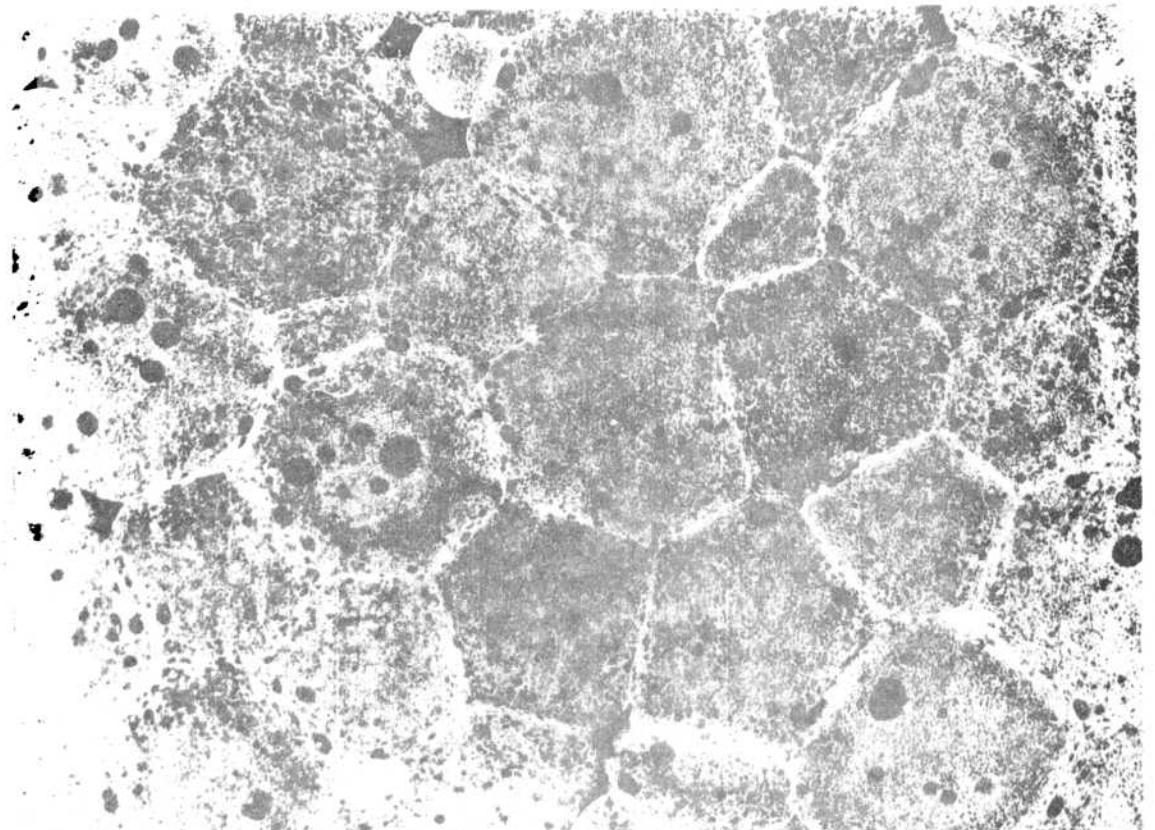
Foto 10 - MEB. Encuentro de tres perlas. Arrastre de material deformando las celdas probablemente debido al distinto tamaño de éstas en cada una de las perlas.

Foto 12 - MEB. Paredes de celdas arrugadas. Este efecto es más pronunciado en las muestras de estructura A.

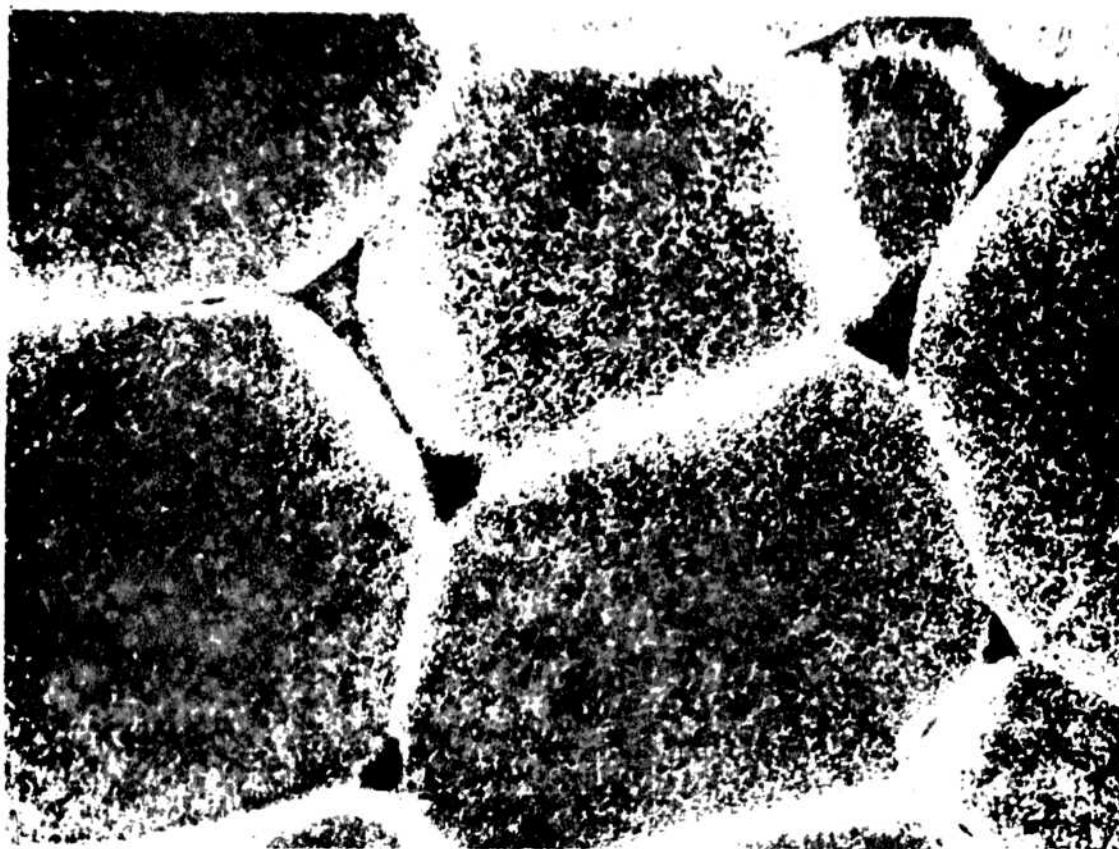
Los tamaños de celda y de espesor de pared en las fotografías, están comprendidos entre $\lambda = 20-60\mu$ y $e = 0,3-0,9\mu$ respectivamente.



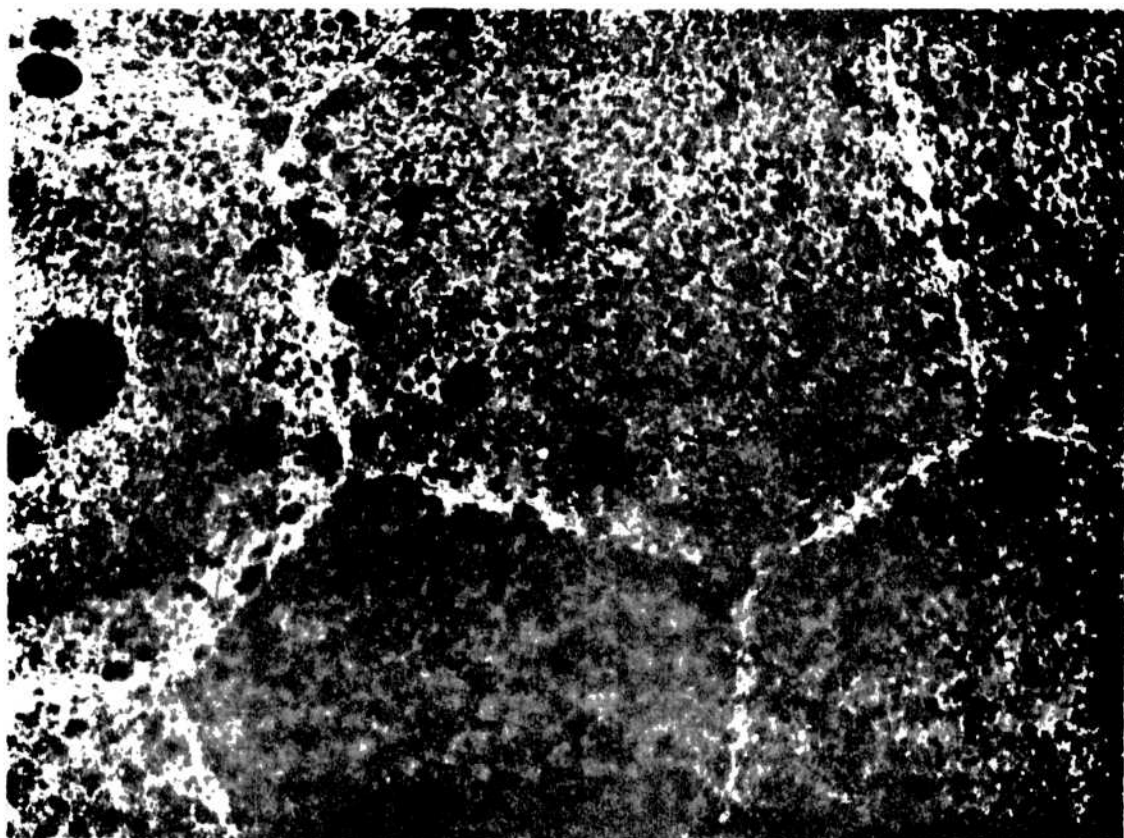
Fotografía 1 - 5 X - Estructura A - $\rho = 17 \text{ kg/m}^3$



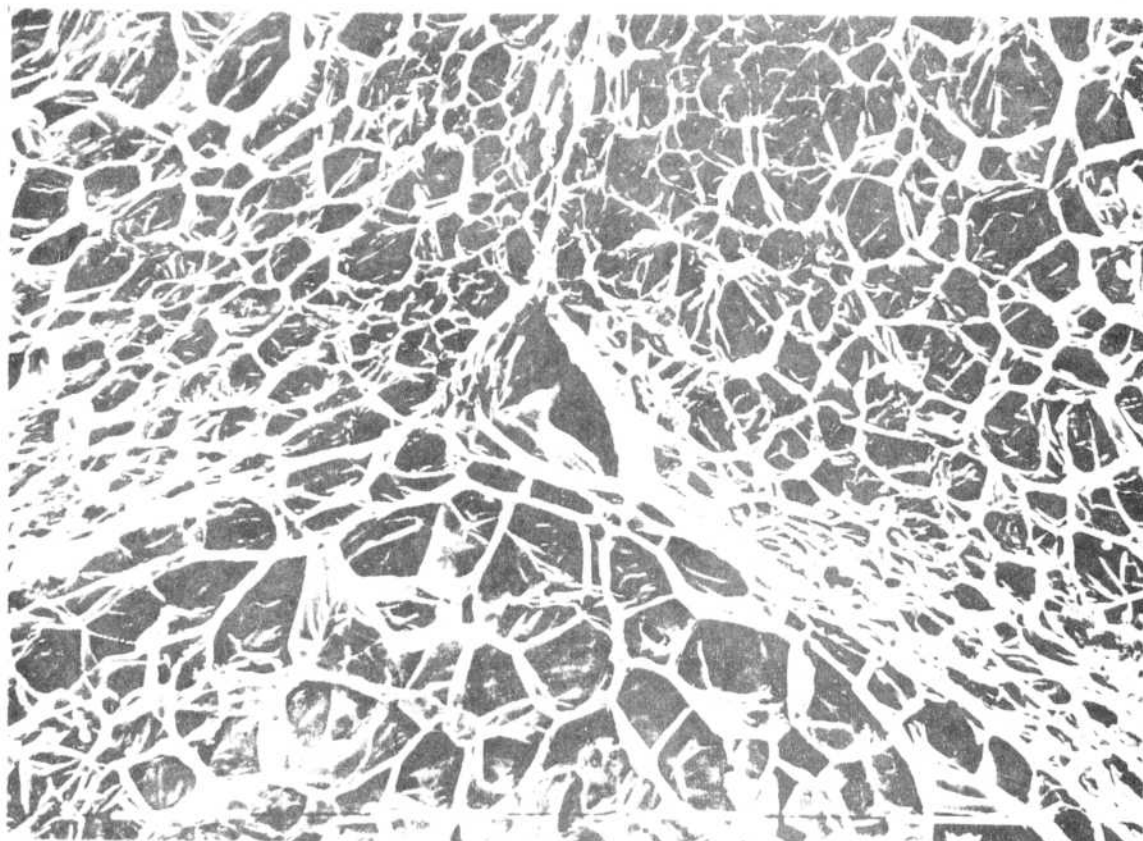
Fotografía 2 - 5 X - Estructura B - $\rho = 19 \text{ kg/m}^3$



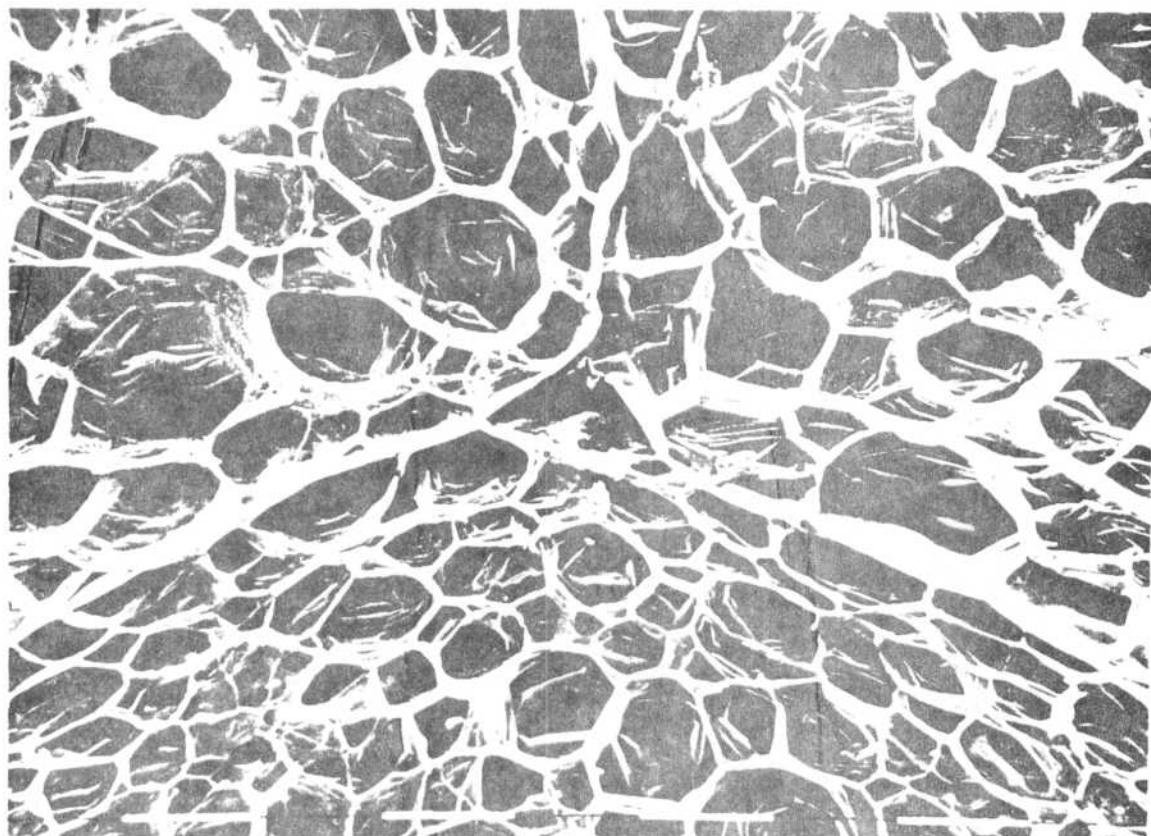
Fotografía 3 - 15 X - Estructura A - $\rho = 17 \text{ kg/m}^3$.



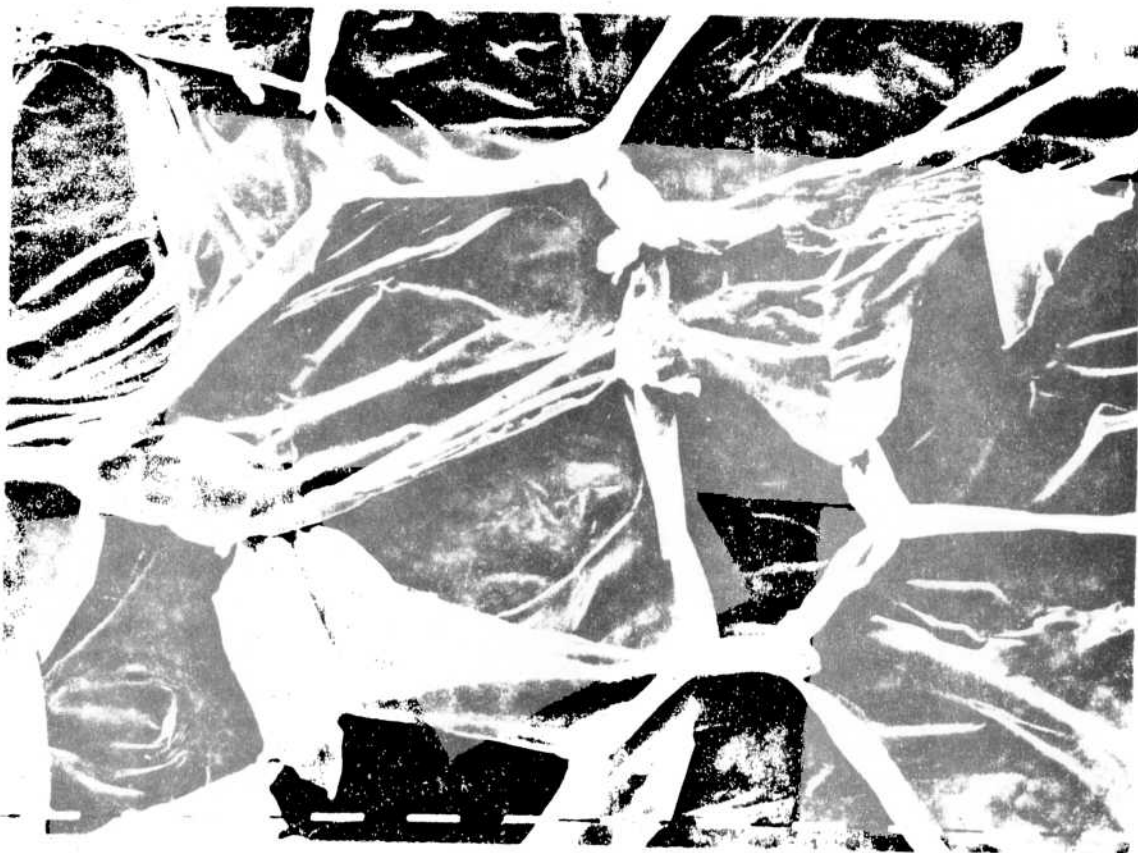
Fotografía 4 - 15 X - Estructura B - $\rho = 19 \text{ kg/m}^3$.



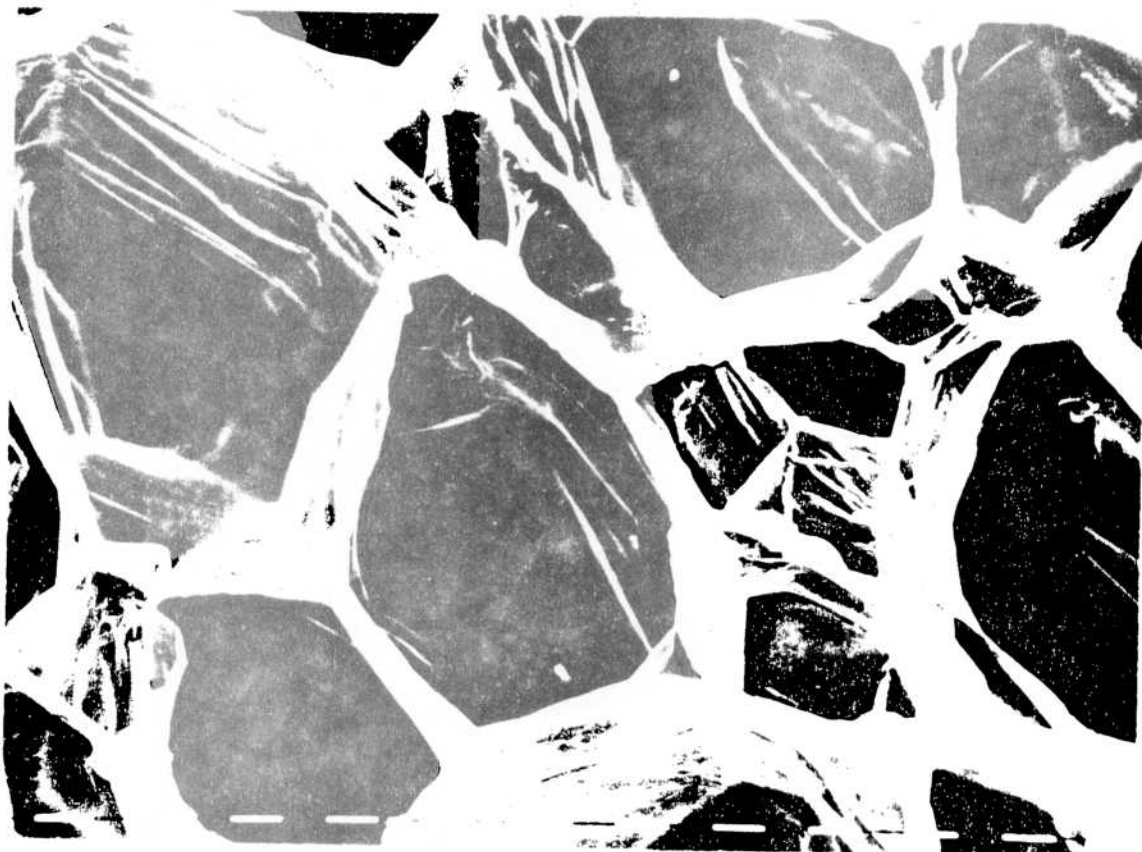
Fotografía 5 - 170 X - escala = 100 μ - Estructura A - $\rho = 17 \text{ kg/m}^3$



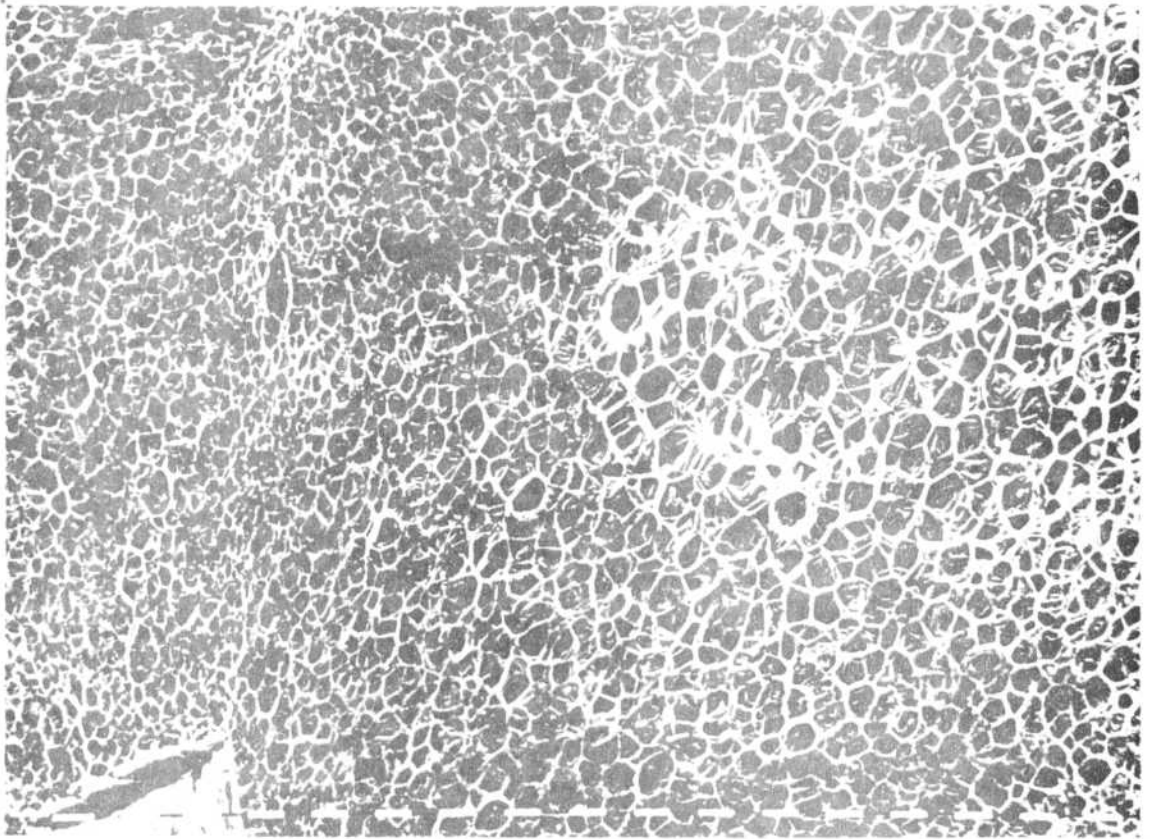
Fotografía 6 - 170 X - escala = 100 μ - Estructura B - $\rho = 19 \text{ kg/m}^3$.



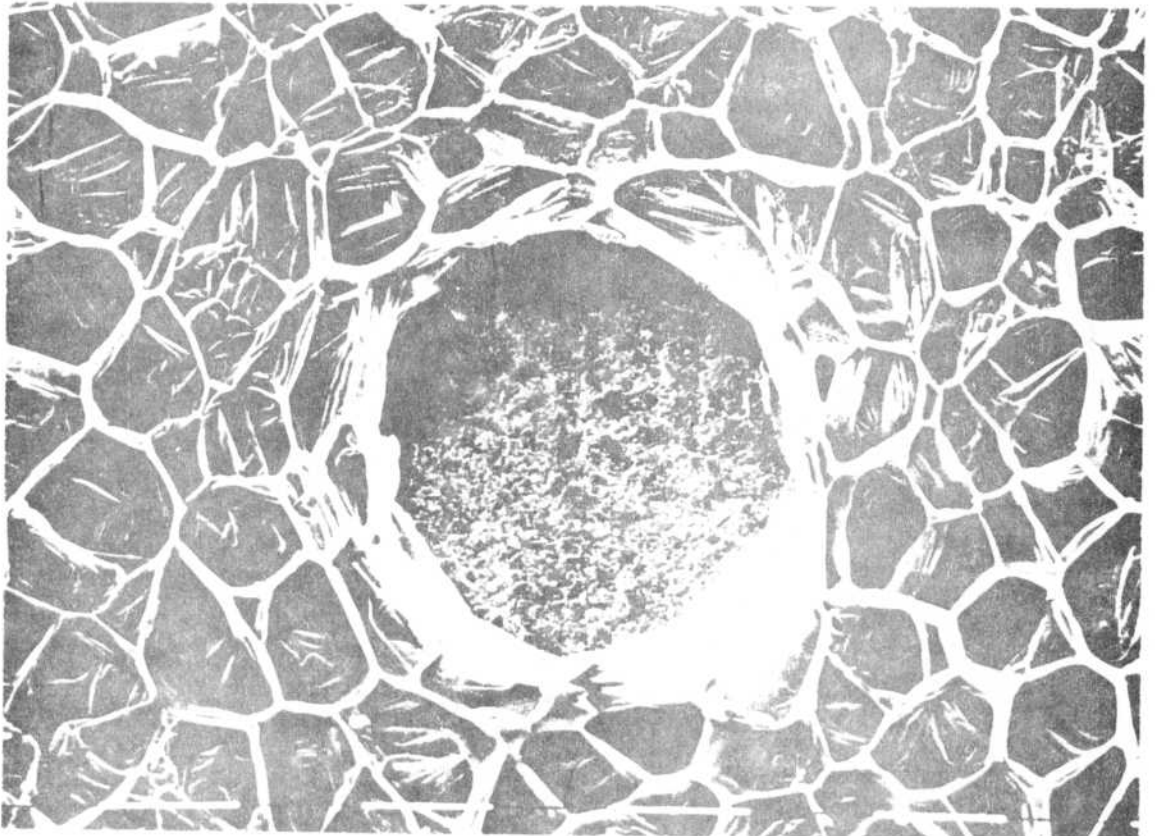
Fotografía 7 - 650 X - escala = 10 μ - Estructura A - $\rho = 19,7 \text{ kg/m}^3$



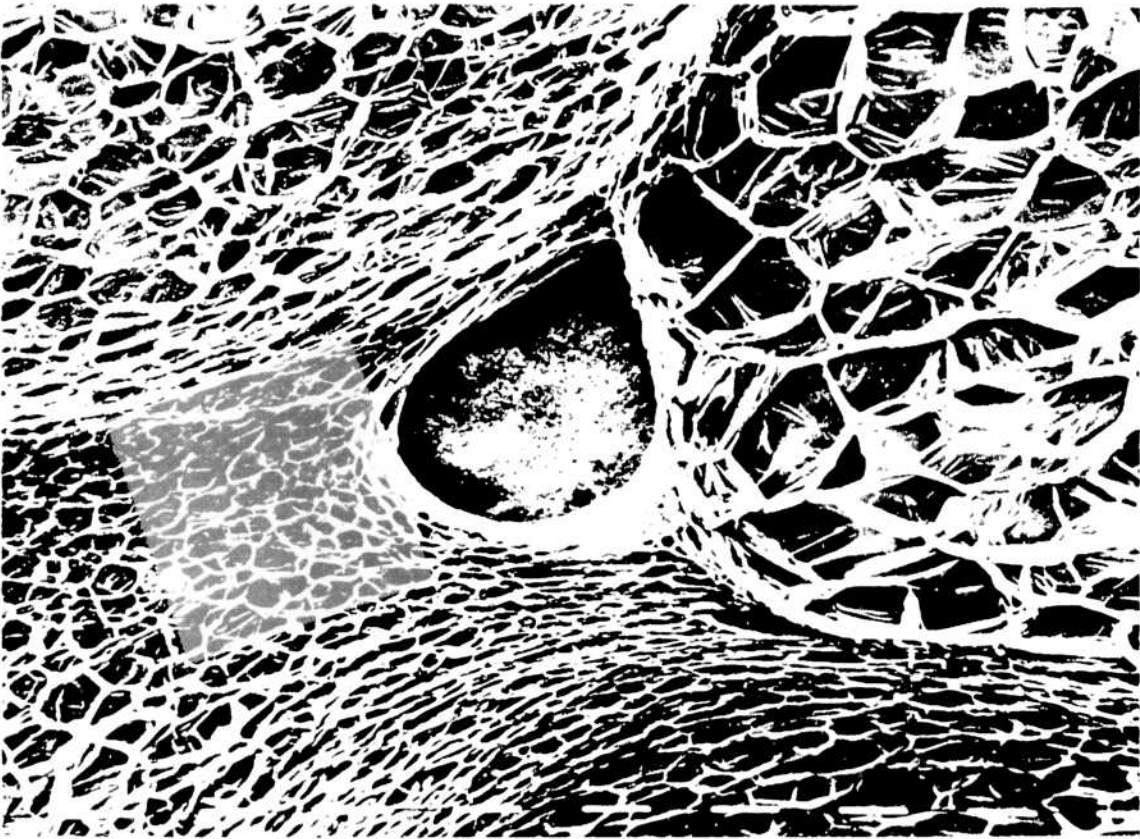
Fotografía 8 - 650 X - escala = 10 μ - Estructura B - $\rho = 19 \text{ kg/m}^3$.



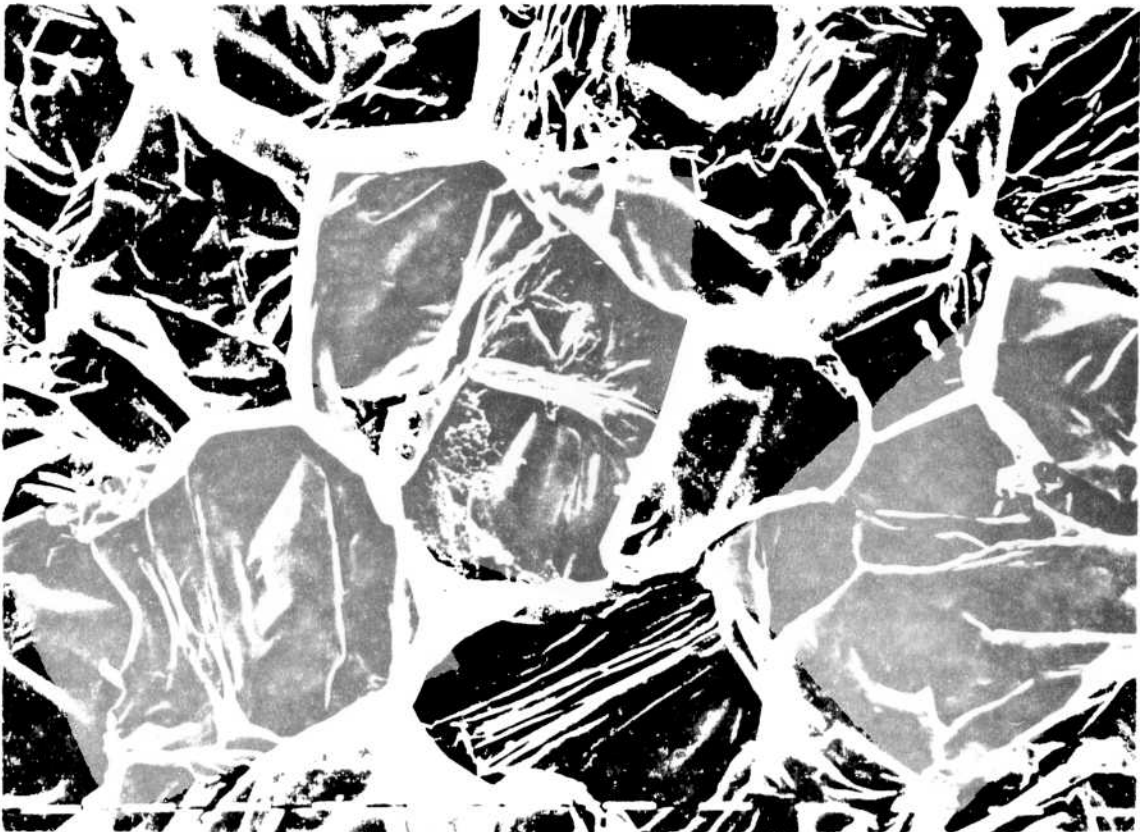
Fotografía 9 - 40 X - escala = 100 μ - Estructura A - $\rho = 17 \text{ kg/m}^3$.



Fotografía 10 - 170 X - escala = 100 μ - Estructura B - $\rho = 19,9 \text{ kg/m}^3$



Fotografía 11 - 85 X - escala = 100 μ - Estructura A - $\rho = 17 \text{ kg/m}^3$



Fotografía 12 - 650 X - escala = 10 μ - Estructura A - $\rho = 17 \text{ kg/m}^3$

UNIDADES Y DEFINICIONES DE ALGUNAS DE LAS MAGNITUDES

l	μ	-lado de los cuadrados y hexágonos que forman las celdas unitarias.
e	μ	-espesor de las paredes que forman las celdas.
d	cm	-espesor de la muestra.
ρ	kg/m^3	-densidad aparente del material compuesto.
ρ_s	kg/m^3	-densidad del sólido.
k	kcal/mhr°C	-conductividad térmica del material compuesto.
k_g	"	- " " del gas.
k_s	"	- " " sólido.
k	"	-conductividad térmica cuando todo el material sólido se encuentra orientado en el sentido del flujo.
k	"	-idem, perpendicularmente al flujo.
k_c	"	-conductividad térmica debida a la conducción a través del sólido y del gas.
k_r	"	-conductividad térmica debida a radiación.
$k_{\text{máx}}$	"	-conductividad térmica máxima, espesores de muestra grandes.
T	°C	-temperatura de la placa calefactora.
T_o	°C, K°	-temperatura de la placa fría.
T'	°C	-temperatura de un punto intermedio, ($x = x'$).
E	-	-emisividad equivalente del material compuesto.
E_l	-	-emisividad de la placa caliente.
E_o	-	-emisividad de la placa fría.
E_s	-	-emisividad del material sólido.
E'	-	- " efectiva entre dos superficies de distintas emisividades.
E^*	m^{-1}	-emisividad de láminas ultradelgadas.
E''	m^{-1}	-emisividad por unidad de espesor del material compuesto.
ϵ	m^{-1}	-coeficiente de proporcionalidad entre emisividad y espesor de láminas ultradelgadas.
R_s	-	-reflectividad del material sólido.
R^*	-	-reflectividad de láminas ultradelgadas.
α	m^{-1}	-coeficiente de absorción del material sólido.
a	m^{-1}	-coeficiente de atenuación del material compuesto.

REFERENCIAS

W.F. Cammerer, "Thermal Conductivity as a Function of the Thickness of insulating Materials", Bulletin de L'Institut International du Froid vol.4 (1975), pág. 189.

J.H. Marciano, A.J. Rojas y R.J.J. Williams, "A Theoretical Model for the Thermal Conductivity of Plastic Foams", European Journal of Cellular Plastics, Julio 1980, 102.

E. Pasqualini, "Conductividad térmica de poliestireno expandido", Plásticos, 27 (156/157), 1979, pág. 48.

E.E. Underwood, "Surface Area and Length in Volume", Quantitative Microscopy. De Hoff & Rhines. Mc Graw-Hill, 1966, pags. 78-127.

E. Pasqualini, "Errores en la medición de la conductividad térmica por un método no-estacionario y absoluto, (método del hilo calefactor) "División Materiales. INTI. 1976.