

Ricerca sui materiali isolanti: stato dell'arte e prospettive

Today research on insulating materials and an insight into the future

Francesco De Ponte (*)

Riassunto - Dopo un breve cenno sull'evoluzione storica degli studi sulla conduzione vengono illustrati i principi teorici dello scambio termico nei materiali isolanti, in modo da evidenziare i limiti pratici di comportamento dei materiali stessi. Da questa analisi scaturiscono anche le possibilità ed i limiti di ulteriori sviluppi tecnologici, nonché le aree di ricerca suscettibili di ulteriori sviluppi.

Abstract - Historical steps of research on heat conduction are shortly recalled. Next, theoretical background of heat transfer in insulating materials is extensively discussed to show practical performance limits for these materials. This allows to get an insight into the development of new materials and into research areas where further efforts are required.

Introduzione

Nel periodo che va dal 1930 al 1960 sembrava che le ricerche sulla conduzione si fossero definitivamente spostate dal campo della ricerca pura a quello dello sviluppo delle tecnologie produttive dei materiali. Viceversa negli anni '60, con il rapido diffondersi degli elaboratori elettronici, si assiste al rifiorire di ricerche sull'impiego dei metodi numerici (differenze finite ed elementi finiti) applicati ai problemi di conduzione. In campo metrologico si insegue con risultati al di sotto delle aspettative la chimera di poter effettuare misure precise di conduttività in pochi minuti, mentre nel contempo si affina il metodo della piastra calda e viene universalmente accettato il metodo dei termoflussimetri.

Contemporaneamente agli elaboratori elettronici si sviluppano anche le tecnologie spaziali e quelle criogeniche. Queste nuove tecnologie più che lo smaltimento del calore attraverso solidi e liquidi, devono affrontare il problema dell'isolamento termico di sistemi ed impianti. Le più accurate tecniche di misura e la maggior facilità nell'eseguire calcoli anche complessi permettono così il fiorire di ricerche sui materiali isolanti.

Le tecniche di isolamento sono sostanzialmente differenti al variare della temperatura. Mentre intorno alla temperatura ambiente prevale l'uso di materiali fibrosi minerali o plastici cellulari, ad alte temperature i problemi di ossidazione e gli elevati scambi per radiazione impongono l'uso di materiali ceramici; nelle applicazioni criogeniche invece, dove gli scambi devono essere ridotti al minimo, le tecniche dell'alto vuoto sono di gran lunga prevalenti.

La ricerca si sposta pertanto dalla conduzione pura all'analisi dei materiali e delle strutture composite dove la conduzione si accoppia alla radiazione, come testimonia la bibliografia. Solo per inerzia si continua a parlare di conduttività, anche se è chiaro che il comportamento di un materiale composito richiede un numero maggiore di parametri per essere compiutamente definito.

(*) Prof. ing. F. De Ponte, ordinario di Fisica Tecnica presso la Facoltà di Ingegneria dell'Università degli Studi, Padova.

Relazione presentata al Convegno « Insegnamento, ricerca e professione nel campo dello scambio termico » tenutosi a Marina di Grosseto il 30 e 31 ottobre 1986 sotto l'egida del Comune di Grosseto e dell'Università degli Studi di Pisa.

Per comprendere dunque gli sviluppi attuali e futuri della ricerca sugli isolanti bisogna innanzitutto chiarire che cosa si debba fare per realizzare un buon isolante.

Struttura degli isolanti

Dall'analisi della fig. 1, che mette a confronto i valori della conduttività delle principali sostanze pure e di alcuni materiali, appare chiaro come i gas in genere siano i peggiori conduttori, a patto tuttavia che non intervengano fenomeni convettivi. I gas sono per lo più trasparenti alla radiazione e per giunta non hanno alcuna resistenza meccanica. Per realizzare dunque efficaci isolamenti l'interesse si deve spostare dai gas verso strutture composite meccanicamente resistenti che li ocludano, ove potenzialmente coesistono accoppiati i meccanismi di scambio per radiazione, convezione e conduzione sia nel gas che nella matrice solida che lo racchiude.

Iniziamo dunque ad analizzare gli scambi di calore in una lama d'aria per vedere come tali scambi si possano ridurre. Si consideri una intercapedine delimitata da superfici piane parallele la cui differenza di temperatura sia prossima a 20 K, la cui temperatura media sia di 273 K (0 °C) e la cui emissività sia $\epsilon = 0,95$. La fig. 2 rappresenta la resistenza termica specifica in funzione dello spessore, L , per una intercapedine in tre tipiche configurazioni: quella orizzontale con il lato caldo superiore in cui il flusso dall'alto verso il basso non dà luogo a fenomeni convettivi; quella orizzontale con lato caldo inferiore in cui il flusso verso l'alto può dare luogo a fenomeni convettivi, ed infine quella verticale ove il calore è trasmesso da un lato all'altro e dove i fenomeni convettivi sono meno accentuati del caso precedente. La fig. 2 è in scala semilogaritmica; giova notare come la diversità delle tre curve sia imputabile al diverso contributo convettivo e come, nelle condizioni considerate, per spessori inferiori ai 5 mm le due curve inferiori si sovrappongono a quella della intercapedine orizzontale con flusso verso il basso, ove la convezione è sempre assente. Si può dunque concludere che, a parità delle altre condizioni, esiste uno spessore al di sotto del quale non si manifestano fenomeni convettivi, qualunque sia la disposizione dell'intercapedine.

Partendo dalle relazioni che seguono si possono calcolare i valori più sotto tabulati della resistenza termica specifica, R , dell'intercapedine orizzontale con

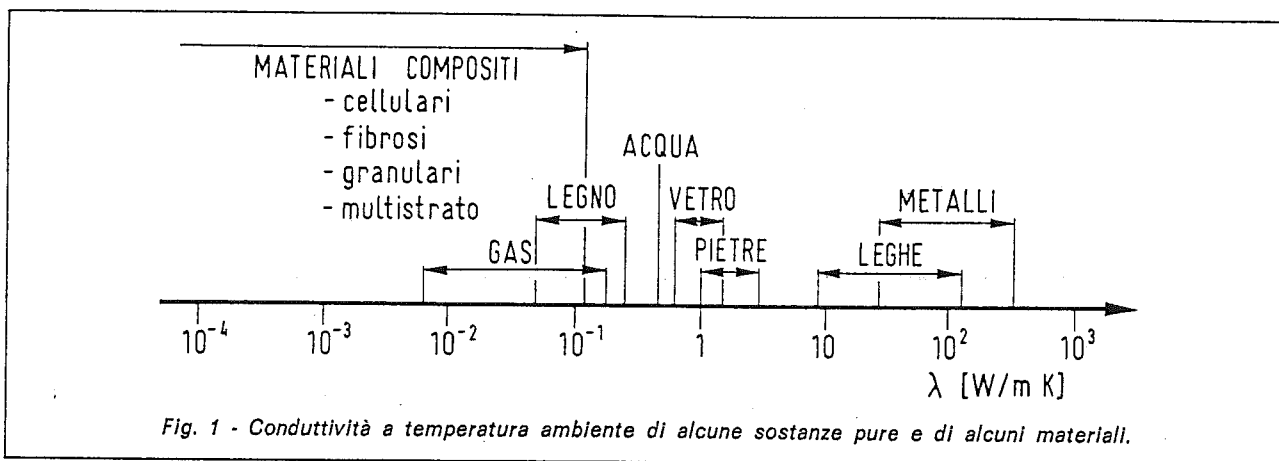


Fig. 1 - Conduttività a temperatura ambiente di alcune sostanze pure e di alcuni materiali.

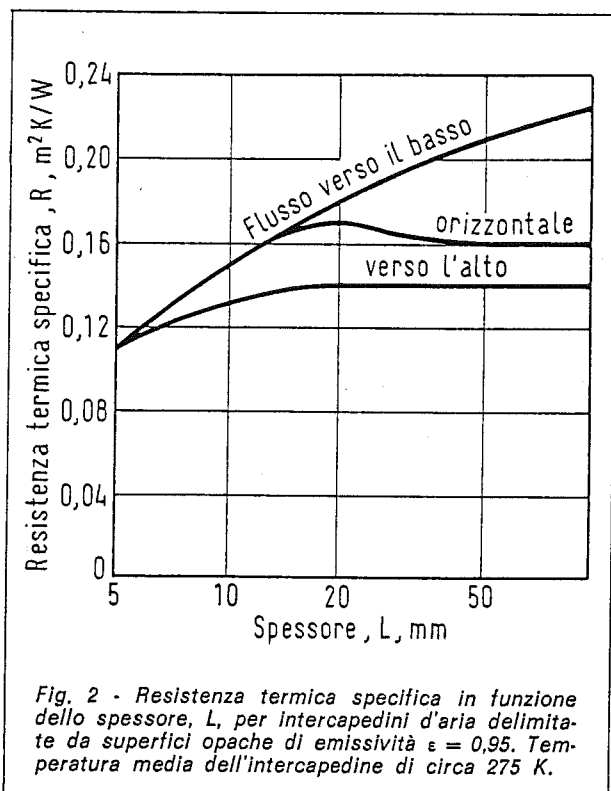


Fig. 2 - Resistenza termica specifica in funzione dello spessore, L , per intercapedini d'aria delimitate da superfici opache di emissività $\epsilon = 0,95$. Temperatura media dell'intercapedine di circa 275 K.

lato caldo superiore; per $\epsilon = 0,95$ si ottiene la curva superiore di fig. 2:

$$R = \frac{1}{\frac{1}{R_r} + \frac{1}{R_c}} \quad (1)$$

$$R_r = \frac{2}{\epsilon} - 1$$

$$R_c = \frac{L}{\lambda}$$

R_r rappresenta la resistenza termica specifica del contributo radiativo allo scambio nell'intercapedine, R_c quella del contributo conduttivo, σ_m è la costante di Stefan-Boltzmann, ϵ l'emissività delle superfici che

Tab. 1 - Scambi termici in una intercapedine delimitata da superfici ad alta emissività ($\epsilon = 0,95$)

spessore L , mm	5	10	20	50
$1/R_r$, W/m ² K	4,4	4,4	4,4	4,4
$1/R_c$, W/m ² K	4,8	2,4	1,2	0,48
R , m ² K/W	0,11	0,15	0,18	0,21
λ , W/m K	0,046	0,079	0,11	0,24

Tab. 2 - Scambi termici in una intercapedine delimitata da superfici a bassa emissività ($\epsilon = 0,08$)

spessore L , mm	5	10	20	50
$1/R_r$, W/m ² K	0,37	0,37	0,37	0,37
$1/R_c$, W/m ² K	4,8	2,4	1,2	0,48
R , m ² K/W	0,19	0,36	0,64	0,18
λ , W/m K	0,026	0,028	0,031	0,043

delimitano l'intercapedine, T_m la media aritmetica della loro temperatura, L lo spessore e λ la conduttività dell'aria nell'intercapedine. L'espressione di R_r è valida per moderate differenze di temperatura, mentre quella di R_c si applica solo a mezzi omogenei.

Nella tab. 1 sono riportati, per alcuni spessori, i valori di $1/R_r$ ed $1/R_c$; essi rappresentano le potenze scambiate rispettivamente per radiazione e per conduzione di un metro quadro di intercapedine e per ogni kelvin di differenza di temperatura, ipotizzando $\epsilon = 0,95$, $T_m = 273$ K e $\lambda = 0,024$ W/m K.

Dalla tab. 1 si possono trarre subito alcune conclusioni. A bassi spessori il meccanismo di conduzione è quello dominante nello scambio termico dell'intercapedine; esso infatti è inversamente proporzionale allo spessore a parità di ogni altra condizione. Viceversa ad alti spessori sono dominanti gli scambi radiativi, che non dipendono dallo spessore. Giova infine osservare che nel caso di intercapedine orizzontale con lato caldo inferiore, a parità di condizioni, gli scambi convettivi non dovrebbero superare i 2,5 W/m²K; ciò significa che ad alti spessori il contributo radiativo è comunque il meccanismo prevalente.

Nella tab. 2 gli stessi calcoli sono stati ripetuti ipotizzando che l'intercapedine sia delimitata da superfici a bassa emissività: $\epsilon = 0,08$. Nella tab. 2 le rimanenti condizioni sono identiche a quelle di tab. 1.

L'ultima riga delle due tabelle rappresenta la conduttività che si misurerebbe usando le espressioni valide per la lastra piana omogenea se si ipotizzasse di conoscere la potenza scambiata per unità di superficie, lo spessore dell'intercapedine e la differenza di temperatura tra le due superfici che la delimitano. Si rileva che nel caso di superfici ad alta emissività si otterrebbero numeri anche dieci volte maggiori della conduttività dell'aria a 273 K (0,024 W/m K), mentre nel caso di superfici a bassa emissività gli scarti sarebbero sensibilmente ridotti.

L'insieme di queste osservazioni fornisce i cardini teorici per la realizzazione di un buon isolante termico. Il primo problema da risolvere è la limitazione degli scambi radiativi. Si può immaginare di introdurre tra le facce dell'intercapedine una serie di schermi opachi di emissività uguale a quella delle superfici che delimitano l'intercapedine. Se n è il numero degli schermi, la potenza scambiata per radiazione viene divisa per $(n+1)$. Considerando daccapo i dati della tab. 1 ci si rende conto che per spessori di 50 mm e 9 schermi, la potenza scambiata per radiazione si riduce a 1/10 ma resta ancora dello stesso ordine di grandezza della potenza scambiata per conduzione. Viceversa la suddivisione della intercapedine in dieci sezioni, di 5 mm di spessore ciascuna, elimina totalmente la possibilità dell'insorgere di fenomeni convettivi. In generale è dunque più facile eliminare i fenomeni convettivi che non contenere gli scambi radiativi; anche introducendo 100 schermi in 50 mm di spessore gli scambi radiativi sarebbero ancora circa 1/10 degli scambi conduttivi.

In realtà non è facile realizzare sistemi costituiti da un elevato numero di schermi opachi; si ricorre piuttosto a strutture costituite da piccole celle chiuse (materiali cellulari come il polistirene espanso, il poliuretano espanso, il vetro cellulare, il calcestruzzo cellulare, ecc.), da fini fibre affastellate (prodotti in fibre minerali) o ancora da granuli o scaglie sfuse (perlite, vermiculite, ecc.). C'è tuttavia una differenza sostanziale fra un sistema a n schermi ed un comune materiale isolante: in quest'ultimo le pareti delle celle, le fibre o i granuli non sono mai rigorosamente opachi e oltre ad assorbire parte della radiazione incidente ne riflettono e diffrangono più o meno regolarmente nelle varie direzioni una parte consistente; chiameremo diffusione il meccanismo combinato della riflessione e diffrazione. Una più corretta schematizzazione di un materiale isolante è dunque quella di un mezzo semitrasparente, sede di scambi accoppiati per conduzione e per radiazione. A loro volta i meccanismi di attenuazione della radiazione, come accennato, vanno distinti in attenuazione per assorbimento ed attenuazione per diffusione. Per quanto riguarda la conduzione bisogna invece distinguere la conduzione nel gas e la conduzione attraverso la matrice solida (che usualmente rappresenta solo una modestissima frazione di tutta la potenza trasmessa dall'isolante).

Si può allora pensare di misurare la resistenza termica specifica, R , in funzione dello spessore di una lastra di materiale omogeneo ed isotropo: dalle eq. (1) risulta che l'andamento dovrebbe essere una retta. Viceversa, se ripetiamo le misure per un mezzo semitrasparente omogeneo oppure per un materiale isolante, si osserverà un andamento in generale tanto più simile a quello di fig. 3 quanto più bassa è la massa volumica del materiale. All'inizio

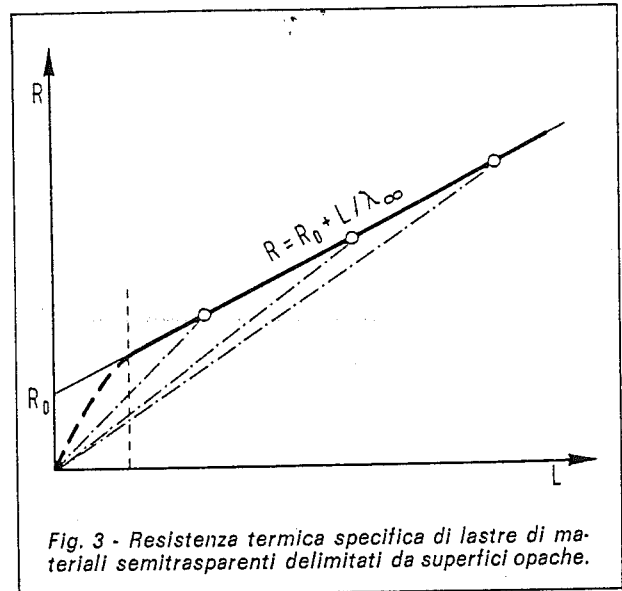


Fig. 3 - Resistenza termica specifica di lastre di materiali semitrasparenti delimitati da superfici opache.

la pendenza del diagramma decresce, ma al di là di un certo spessore si stabilizza, a differenza dei diagrammi relativi all'intercapedine, ove si tende a raggiungere un valore asintotico piuttosto che una pendenza asintotica. Il rapporto tra spessore e resistenza termica specifica ha le dimensioni di una conduttività termica, vedi i segmenti a tratto e punto di fig. 3. La porzione rettilinea del diagramma può essere extrapolata sino a spessore zero, ove interseca l'asse delle resistenze termiche specifiche, definendo una resistenza termica specifica R_0 . Questa resistenza termica specifica dà la misura di quanto il comportamento si discosti da quello di un mezzo puramente conduttore. La resistenza termica specifica di un isolante può dunque essere sintetizzata dalla seguente espressione:

$$R = R_0' + L/\lambda_\infty \quad (2)$$

ove R_0' assume il valore R_0 indipendente dallo spessore alla destra della linea tratteggiata verticale di fig. 3.

Il termine λ_∞ si può esprimere come somma di un termine, λ_c , dovuto alla conduzione ed un termine, λ_r , dovuto alla radiazione. Il termine λ_c si suddivide a sua volta in un termine dovuto alla conduzione nella matrice solida dell'isolante (approssimativamente proporzionale alla massa volumica, ρ , del materiale stesso) ed un termine pari alla conduttività del gas occluso che, come si è accennato, è usualmente il contributo conduttivo ampiamente prevalente. Il contributo radiativo si può esprimere come $\lambda_r = 4 \sigma_n T_m^3 \cdot 2/S$ ove S è una costante di estinzione, che caratterizza l'attenuazione della radiazione trasmessa attraverso l'isolante, e che è tanto più grande quanto più piccole e numerose sono le celle, le fibre o i granuli costituenti il materiale. A parità di configurazione geometrica del materiale si può assumere che S sia proporzionale alla massa volumica, ρ , del materiale stesso. Si può pertanto scrivere la seguente relazione per λ_∞ :

$$\lambda_\infty = \lambda_c + \frac{4 \sigma_n T_m^3}{S/2} \approx A + B\rho + \frac{C}{\rho} \quad (3)$$

con B e C opportune costanti tipiche di ogni materia-

$R = \frac{L}{\lambda_c}$

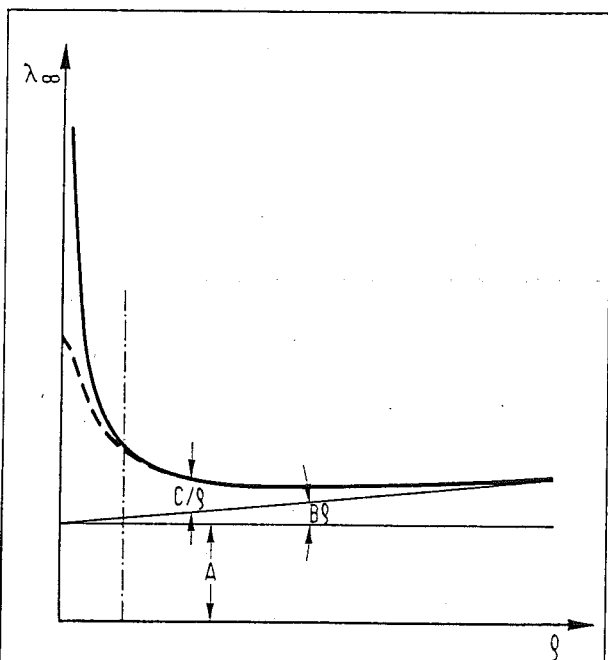


Fig. 4 - Andamento tipico della grandezza λ_{∞} (dimensionalmente una conduttività) e delle sue componenti A , $B\rho$ e C/ρ in funzione della massa volumica, ρ , per un materiale isolante (linea continua). La linea tratteggiata rappresenta la grandezza che si misurerebbe su uno strato di massa costante, ρL , per unità di superficie.

le ed A pari alla conduttività del gas contenuto nelle celle o tra le fibre. La fig. 4 illustra un andamento tipico di λ_{∞} in funzione della massa volumica ed evidenzia il contributo dei diversi meccanismi di trasmissione del calore negli isolanti. Esistono dunque masse volumiche ottimali, per ogni materiale, che forniscono le migliori caratteristiche di isolamento, mentre giova osservare che l'aumento di λ_{∞} al diminuire della massa volumica, sulla sinistra di fig. 4, è dovuto esclusivamente alla presenza della radiazione.

Il termine R'_0 si può invece esprimere nella seguente forma [19], ricorrendo ad opportune semplificazioni:

$$R'_0 = \frac{4 \sigma_m T_m^3}{(\lambda_{\infty} S/2)^2 \left(\frac{\epsilon}{2 - \epsilon} + \frac{1}{\tanh(E L/2)} \sqrt{F} \frac{\lambda_c}{\lambda_{\infty}} \right)} \quad (4)$$

ove:

$$E = S \sqrt{F \left(1 + \frac{4 \sigma_m T_m^3}{(\lambda_c S/2)} \right)} \quad (5)$$

e dove F è il rapporto tra la costante di estinzione dovuta al solo assorbimento della radiazione e la costante di estinzione totale, S , dovuta all'effetto risultante dell'assorbimento e della diffusione all'interno del materiale.

Non è importante qui soffermarsi sulla espressione di R'_0 quanto di rilevare come essa dipenda non solo dai parametri che caratterizzano gli scambi conduttivi e radiativi nell'isolante, ma anche dalla emissività delle superfici che lo delimitano.

È altrettanto fondamentale rilevare come R'_0 diventi praticamente indipendente dallo spessore L quando $E L/2$ supera alcune unità. Ciò accade usualmente per spessori superiori a qualche millimetro, il che significa che la parte non rettilinea di fig. 3 non può essere rilevata sperimentalmente: una conseguenza pratica fondamentale è che dalla extrapolazione di due o tre misure di resistenza sullo stesso materiale a spessori diversi è possibile ricavare tanto R_0 quanto λ_{∞} (ved. fig. 3) e quindi utilizzare i due parametri per il calcolo del valore di R ad ogni altro spessore del materiale. Partendo dalla eq. (2) si può in definitiva immaginare una lastra di materiale isolante idealmente suddivisa in uno strato centrale di spessore L (caratterizzato dalla conduttività λ_{∞} in cui il termine conduttivo e radiativo sono additivi, ved. eq. (3)), e in due strati supplementari periferici ove si esauriscono i meccanismi di interazione tra materiale e superfici e che non permettono di scrivere relazioni semplici separate per i contributi conduttivi e radiativi, ved. le eq. (4) e (5).

Da quanto sin qui esposto si può concludere che per limitare gli scambi termici si deve intervenire principalmente sulla radiazione e sulla conduzione nel gas. A proposito di quest'ultima giova ricordare che l'effettiva conduttività di un gas, $\lambda_{c,g}$, può essere espressa come:

$$\lambda_{c,g} = \lambda_g \frac{l_r}{l_r + l_i} \quad (6)$$

ove λ_g è un parametro caratteristico per ciascun gas, l_r è una dimensione caratteristica del recipiente che contiene il gas ed l_i il suo libero cammino medio. Se dunque si vuole avere un basso valore della effettiva conduttività $\lambda_{c,g}$ si può agire tanto sulla natura del gas (da cui dipende λ_g) che sulla dimensione delle celle che lo contengono. Entrambe le strade sono state battute. Per quanto concerne il termine λ_g , esso è approssimativamente inversamente proporzionale alla radice quadrata della massa molecolare del gas stesso, quindi si è fatto ricorso per esempio ai composti alogenati del metano (la cui massa molecolare è quattro o cinque volte quella dell'aria) come agenti schiumanti nella realizzazione di materiali plastici cellulari. Sono nati così i poliuretani espansi ed i polistireni estrusi. Questi materiali risultano tanto migliori quanto più le pareti delle celle sono impermeabili alla diffusione degli agenti schiumanti. Se infatti si ipotizza che nel materiale appena prodotto non vi sia aria, con il trascorrere del tempo l'agente schiumante diffonderà dal materiale verso l'atmosfera esterna mentre l'aria diffonderà dall'esterno verso l'interno delle celle; tutto questo a causa delle differenze di pressione parziale dell'agente schiumante e dell'aria all'interno ed all'esterno delle celle. Col trascorrere del tempo si tende asintoticamente verso la situazione di equilibrio in cui tutto l'agente schiumante è diffuso all'esterno, mentre l'aria lo ha rimpiazzato all'interno delle celle. Poiché la diffusione dell'agente schiumante è assai più lenta dell'aria, a causa della sua diversa molecola, la conduttività misurata su lastre di questi materiali presenta un andamento come quello di fig. 5 ove la linea dell'asintoto orizzontale rappresenta la conduttività di un materiale schiumato con aria. Il tempo per ridurre ad una metà del suo valore iniziale la pressione parziale dell'agente schiumante può essere di diverse decine di anni.

Come si era accennato, l'altra via per ridurre l'effettiva conduttività di un gas è quella di ridurre la dimensione delle celle al di sotto del libero cammi-

no medio del gas. Per l'aria a temperatura ambiente il libero cammino medio è una frazione di micrometro e cioè di alcuni ordini di grandezza inferiore alle dimensioni delle celle dei plastici cellulari (una frazione di millimetro). Questo approccio è stato utilizzato per realizzare i refrattari che proteggono alcune superfici esterne dei veicoli spaziali e per la realizzazione delle microsferi per isolamento criogenico.

Prospettive future e conclusioni

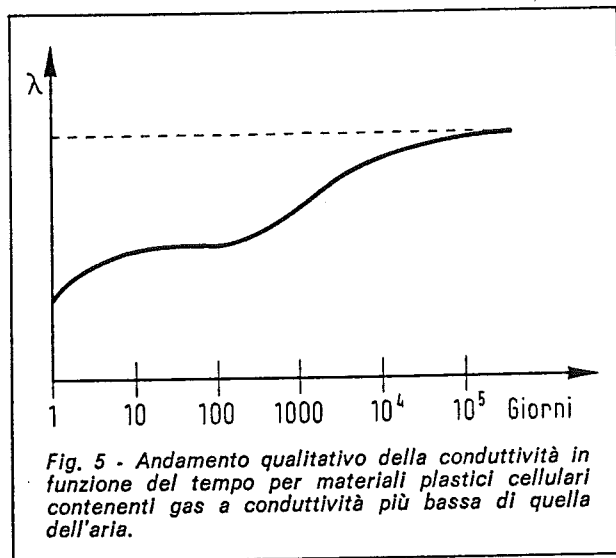
Quanto è stato studiato e realizzato sino ad oggi costituisce naturalmente la base da cui si dipartiranno gli sviluppi futuri tanto delle tecnologie produttive che della ricerca.

Molte speranze vengono riposte negli agenti opacificanti e riflettenti, con i quali si spera di poter attenuare gli scambi radiativi attraverso le pareti delle celle o tra le fibre. Sono per esempio allo studio microsferi metallizzate oppure materiali plastici cellulari contenenti inerti opacificanti. Questi ultimi tentativi creano per ora problemi per l'interazione con altre proprietà quali la resistenza meccanica o la impermeabilità degli agenti schiumanti.

Se invece si considera l'eq. (6) si può pensare di ridurre il meccanismo di conduzione riducendo le dimensioni delle celle o aumentando il libero cammino medio. Sotto questo aspetto è affascinante la prospettiva di sviluppare materiali microcellulari trasparenti alla luce, in modo da sostituire le attuali vetrate doppie e triple con pannelli ad alta resistenza termica. Sempre nel campo delle microstrutture si spera di riuscire a realizzare sistemi ermetici a vuoto contenenti micropolveri di costi tali da poter realizzare l'isolamento dei frigoriferi domestici con ingombri sempre più ridotti. Queste speranze trovano supporto sempre nella eq. (6), ricordando che il libero cammino medio è tanto più grande quanto più ridotta è la pressione.

Già oggi molte di queste soluzioni sono tecnicamente possibili, ma i costi attuali sono tali da scoraggiarne la pratica applicazione. È dunque da attendersi nei prossimi anni un intenso studio della fisica dello stato solido per ottenere analoghe prestazioni in strutture economicamente più accessibili.

A margine del fiorire di microstrutture va anche notato che quando le dimensioni in gioco sono quelle del libero cammino medio di una molecola di gas, queste divengono confrontabili o addirittura inferiori



di parecchio alle lunghezze d'onda delle onde elettromagnetiche della radiazione. In queste condizioni la maggioranza delle leggi classiche della fisica, applicabili a sistemi continui, non sono più valide. Lo studio degli isolanti apre dunque prospettive affascinanti sia per la ricerca pura sulla trasmissione del calore e sulla fisica dello stato solido che per la ricerca applicata allo sviluppo di tecnologie produttive avanzate. È però certo che solo grossi progetti interdisciplinari coordinati possono approdare a risultati concreti, per cui è verosimile attendersi un balzo in avanti nello sviluppo di materiali isolanti innovativi nei soli Paesi ad elevatissimo sviluppo tecnologico.

Ma sia ben chiaro che i progressi fin qui fatti sono stati possibili non solo grazie a nuove tecnologie ma anche grazie ad una sorta di rivoluzione copernicana che ha fatto abbandonare lo studio di un mezzo solido come punto ideale di partenza nello studio della trasmissione del calore per privilegiare l'indagine su quanto avviene in uno spazio vuoto o in spazi così piccoli da dover abbandonare il concetto di continuo. Sarebbe allora opportuno che anche nell'insegnamento si iniziasse la trattazione della trasmissione del calore partendo dalla radiazione, dedicando magari più spazio all'analisi dei mezzi semitrasparenti tanto assorbenti che diffondenti.

E per concludere è doveroso accennare al fatto che i recenti sviluppi nella conoscenza dei meccanismi di trasmissione del calore nei materiali isolanti aprono non pochi problemi di carattere terminologico. Se infatti si considera un mezzo puramente conduttore, la sua conduttività termica ne caratterizza compiutamente il comportamento; se viceversa si considera un materiale isolante al quale si possano applicare le correlazioni illustrate in questa nota, è necessario conoscere almeno tre parametri, per esempio λ_{∞} ed i due parametri S ed F relativi alla attenuazione della radiazione. La grandezza λ_{∞} caratterizza compiutamente un isolante solo in caso di spessori molto elevati e da un punto di vista fisico non può certo essere chiamata conduttività, anche se ad essa è dimensionalmente equivalente. La comunità scientifica sta dunque cercando termini nuovi non solo per λ_{∞} ma anche per λ_r . Si pensa per es. di attribuire loro rispettivamente i nomi di « trasmissività » e « radiatività », riservando il nome di « conduttività » ai soli casi di conduzione pura come λ_c nella eq. (3). Considerando poi spessori modesti, oltre alle caratteristiche proprie del materiale, entrano in gioco nel processo di trasmissione del calore anche le emissività delle superfici che delimitano il materiale stesso; i termini « conduttività apparente », « conduttività effettiva » o « conduttività equivalente », concettualmente tipici di un materiale, appaiono così del tutto inadeguati e si va affacciando il termine « fattore di trasferimento ». Riusciremo a far sparire la « conduttività » dal mondo dell'isolamento termico?

Simbologia

- E costante di estinzione dovuta all'accoppiamento radiazione-conduzione, $1/m$;
- F rapporto tra costante di estinzione dovuta all'assorbimento e costante di estinzione totale (assorbimento più diffusione);
- L spessore, m ;
- l_c libero cammino medio, m ;
- l_r dimensione caratteristica delle celle, m ;
- R resistenza termica specifica, m^2K/W ;

- R , valore extrapolato a spessore nullo della resistenza termica specifica di accoppiamento radiazione-conduzione, m^2K/W ;
- R' , resistenza termica specifica di accoppiamento radiazione-conduzione, m^2K/W ;
- R , resistenza termica specifica dovuta alla conduzione, m^2K/W ;
- R , resistenza termica specifica dovuta alla radiazione, m^2K/W ;
- T_m , temperatura media, K;
- S , costante di estinzione totale, $1/m$;
- ϵ , emissività;
- λ , conduttività termica, $W/m K$;
- λ_{cp} , conduttività termica di un gas (per grandi masse), $W/m K$;
- λ_p , conduttività termica caratteristica di un gas, $W/m K$;
- λ_{∞} , grandezza, dimensionalmente equivalente ad una conduttività termica, applicabile a lastre di isolanti di grande spessore, $W/m K$;
- ρ , massa volumica di un materiale isolante, kg/m^3 ;
- σ , costante di Stefan, W/m^2K^4 .

Bibliografia

- [1] Bertasi M., Bigolaro G., De Ponte F. - *Fibrous insulating materials as standard reference materials at low temperatures* - in Thermal Transmission Measurements of Insulation, ASTM STP 660, pag. 30-49, ASTM, Philadelphia, 1978.
- [2] Caps R., Trunzer A., Büttner D., Fricke J., Reiss H. - *Spectral transmission and reflection properties of high temperature insulation materials* - International Journal of Heat and Mass Transfer 27, pag. 1865-1872, 1984.
- [3] Caps R., Fricke J., Reiss H. - *Radiative heat transfer in anisotropically scattering fiber insulation* - High Temperature-High Pressure 17, pag. 303-309, 1985.
- [4] Chawla T.C., Chan S.H. - *Solution of radiation-conduction problems with collocation method using B-splines as approximating functions* - International Journal of Heat and Mass Transfer 22, pag. 1657-1667, 1979.
- [5] Fine H.A., Jury S.H., Yarbrough D.W., McElroy D.L. - *The optically thin boundary approximation to conductive and radiative heat transfer* - Journal of Thermal Insulation 6, pag. 216-231, 1983.

- [6] Houston R.L., Korpela S.A. - *Heat transfer through fiberglass insulation* - in Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference, volume 2 (Munich), pag. 499-504, 1982.
- [7] Larkin B.K., Churchill S.W. - *Heat transfer by radiation through porous insulations* - A.I.Ch.E Journal 5, pag. 467-474, 1959.
- [8] Linford R.M.F., Schmitt R.J., Huges T.A. - *Radiative contribution to the thermal conductivity of fibrous insulations* - in Heat Transmission Measurements in Thermal Insulations, ASTM STP 544, pag. 68-84, ASTM, Philadelphia, 1974.
- [9] McKay N.L., Timusk T., Farnworth B. - *Determination of optical properties of fibrous thermal insulation* - Journal of Applied Physics 55, pag. 4064-4071, 1984.
- [10] Ozisik M.N. - *Radiative transfer* - Wiley-Interscience, New York, 1973.
- [11] Rennex B.G. - *Thermal parameters as a function of thickness for combined radiation and conduction heat transfer* - Journal of Thermal Insulation 3, pag. 37-61, 1979.
- [12] Sacadura J.F., Al Bed A. - *Transferts couplés par conduction et rayonnement avec dispersion dans les milieux semi-transparents. Application aux matériaux fibreux* - Revue Générale de Thermique n. 264, pag. 835-841, 1983.
- [13] Shirliffe C.J. - *Effect of thickness on the thermal properties of thick specimens of low-density thermal insulation* - in Thermal Insulation Performance, ASTM STP 718, pag. 36-50, ASTM, Philadelphia, 1980.
- [14] Sparrow E.M., Chess R.D. - *Radiation heat transfer* - Brooks/Cole Corporation, Belmont, 1966.
- [15] Timmermans G., Van Paemel O., Myncke H. - *Radiant heat transfer in porous media* - in Proceedings of the XV International Congress of Refrigeration, volume 2, pag. 625-631; Venezia, 1979.
- [16] Tong T.W., Tien C.L. - *Analytical models for thermal radiation in fibrous insulations* - Journal of Thermal Insulation 4, pag. 27-44, 1980.
- [17] Tong T.W., Tien C.L. - *Radiative heat transfer in fibrous insulations. Part I: analytical study* - Transactions of the ASME 105, pag. 70-75, 1983.
- [18] Tong T.W., Yang Q.S., Tien C.L. - *Radiative heat transfer in fibrous insulations. Part II: experimental study* - Transactions of the ASME 105, pag. 76-81, 1983.
- [19] Arduini C., De Ponte F. - *Combined radiation and conduction heat transfer in insulating materials* - in Proceedings X ETPC Conference, (1986, in corso di pubblicazione).

BIAS 1987 - 27-31 OTTOBRE
PADIGLIONE SUD FIERA DI MILANO
 nuova area espositiva di MILANO-LACCHIARELLA



21° Convegno Mostra Internazionale dell'Automazione Strumentazione e Microelettronica

21st International Automation Instrumentation and Microelectronics Conference and Exhibition

EIOM - V.LE PREMUDA, 2 - 20129 MILANO
 TEL. (02) 5400196/135/471 - TLX 352110 BIAS I

