

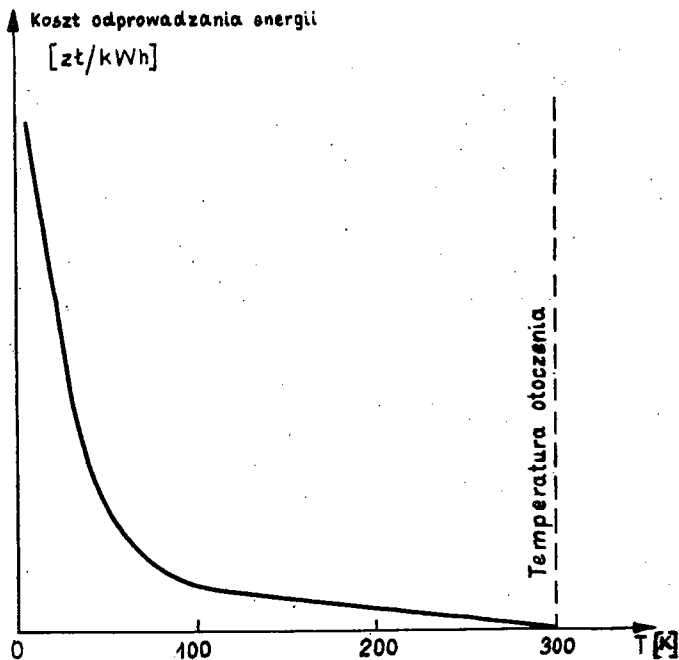
mgr inż. Tadeusz Fodemski

Instytut Techniki Ciepłej

KONSTRUKCJA I WŁASNOŚCI CIEPLNE SUPERIZOLACJI

1. Wstęp

Podstawowym zagadnieniem w technice kriogenicznej przy produkcji, magazynowaniu i użytkowaniu cieczy kriogenicznych jest ich izolacja przed dopływem ciepła. Koszt odprowadzenia energii, a więc ochłodzenie jakiegoś układu wzrasta bardzo gwałtownie ze zmniejszaniem się temperatury tego układu. Przedstawia to rys.1. Skroplone gazy o niskich temperaturach,



Rys.1. Koszt odprowadzenia energii w zależności od temperatury układu

w szczególności zaś hel (4,2 K) i wodór (20,4 K), są bardzo kosztowne. Należy więc zadbać o to, by odparowanie ich spowodowane dopływem ciepła było możliwie najmniejsze. Uzyskać to można stosując izolacje o dużej skuteczności, wielokrotnie przewyższające swymi własnościami stosowane powszechnie np. styropian, korek. Stąd też wynika ważność prac mających na celu skonstruowanie najlepszej izolacji. Można wyodrębnić dwa rodzaje izolacji, które są z powodzeniem stosowane w kriogenicie:

- proszkowo-próżniowe i włóknisto-próżniowe,
- wieloekranowe zwane superizolacjami.

Chociaż konstrukcje obydwu typów mają na celu zmniejszenie do minimum przenikania ciepła do urządzeń kriogenicznych przez stawianie możliwie największego oporu cieplnego każdemu rodzajowi wymiany ciepła, tzn. przewodzeniu przez ciało stałe i gaz, konwekcji i promieniowaniu, o wiele lepszy efekt izolujący uzyskuje się stosując superizolację.

2. Konstrukcja superizolacji

Superizolacja utworzona jest z wielu równoległych do siebie ekranów umieszczonych w szczelnym płaszczu otaczającym zbiornik na skroplony gaz (lub też inne urządzenie kriogeniczne). Ekranu oddzielone są od siebie materiałem o małym współczynniku przewodzenia ciepła. Ponadto w szczelnym płaszczu panuje próżnia. Stosuje się warstwę superizolacji o grubości kilku centymetrów. Taka konstrukcja pozwala znacznie obniżyć dopływ ciepła dzięki:

- znacznemu zmniejszeniu przenikania ciepła między zewnętrznymi powierzchniami superizolacji drogą przewodzenia i promieniowania,
- wyeliminowaniu konwekcji.

Stwierdzono [1], że zmniejszenie ciśnienia gazu poniżej 10^{-4} tora w przestrzeni między ekranami powoduje całkowitą eliminację konwekcji i pomijalnie małe przewodzenie przez gaz.

Wymiana ciepła przez promieniowanie przy dużej różnicy temperatur (temperatura otoczenia z jednej i temperatura skroplonego gazu z drugiej strony) jest intensywna. Zmniejszanie

jej uzyskuje się przez zastosowanie dużej liczby (około 15 ÷ 40 na 1 cm) ekranów o wysokiej zdolności odbijania - stąd też i inna nazwa superizolacji a mianowicie izolacja wielowarstwowa. Aby ekrany dobrze spełniały swoją rolę nie mogą się ze sobą stykać, mimo niewielkiej między nimi odległości. Jak wykazano [2], [11], [12] ciśnienie gazu między ekranami może dochodzić wtedy do 10^{-3} tora, mimo ciśnienia na zewnątrz ekranów $2 \cdot 10^{-5} \div 10^{-6}$ tora. W tych warunkach ciepło przenikające superizolację wskutek przewodzenia przez gaz osiąga 30 ÷ ÷ 50%, a czasem 70 ÷ 85% całkowitego ciepła przenikającego superizolację, co znacznie pogarsza jej skuteczność. Obniżenie ciśnienia między ekranami można osiągać dwiema drogami: wyborem takich materiałów, które charakteryzują się małym wydzielaniem gazów i nie porowatych lub stosowaniem rozwiązań konstrukcyjnych stwarzających dogodne warunki dla usuwania cząsteczek gazu. Dobór odpowiedniego materiału pozwala nieco obniżyć ciśnienie gazu, ale nie poniżej 10^{-4} tora. Druga droga to stosowanie ekranów falistych lub karbowanych, względnie z otworami. Pozwala to osiągać wymagane ciśnienie gazu między ekranami.

W przypadku ekranów falistych lub karbowanych zmniejsza się znacznie liczba ekranów przypadająca na jednostkę grubości (N/h), co zwiększa intensywność promieniowania i w końcowym efekcie nie polepsza się skuteczność izolacyjna. Inne rozwiązanie, lepsze, to stosowanie ekranów z otworami. Takie ekrany ułatwiają ucieczkę cząstek gazu z przestrzeni między nimi pogarszając jednocześnie ich skuteczność na promieniowanie. Wymiar charakterystyczny otworu (d), oraz współczynnik τ określający część powierzchni ekranu zajętej przez otwory - to wielkości które określają wzrost ciepła przenikającego superizolację wskutek polepszenia się warunków dla promieniowania.

Przy konstrukcji warstwy superizolacji istnieje możliwość wyboru jednego rozwiązania spośród kilku wariantów.

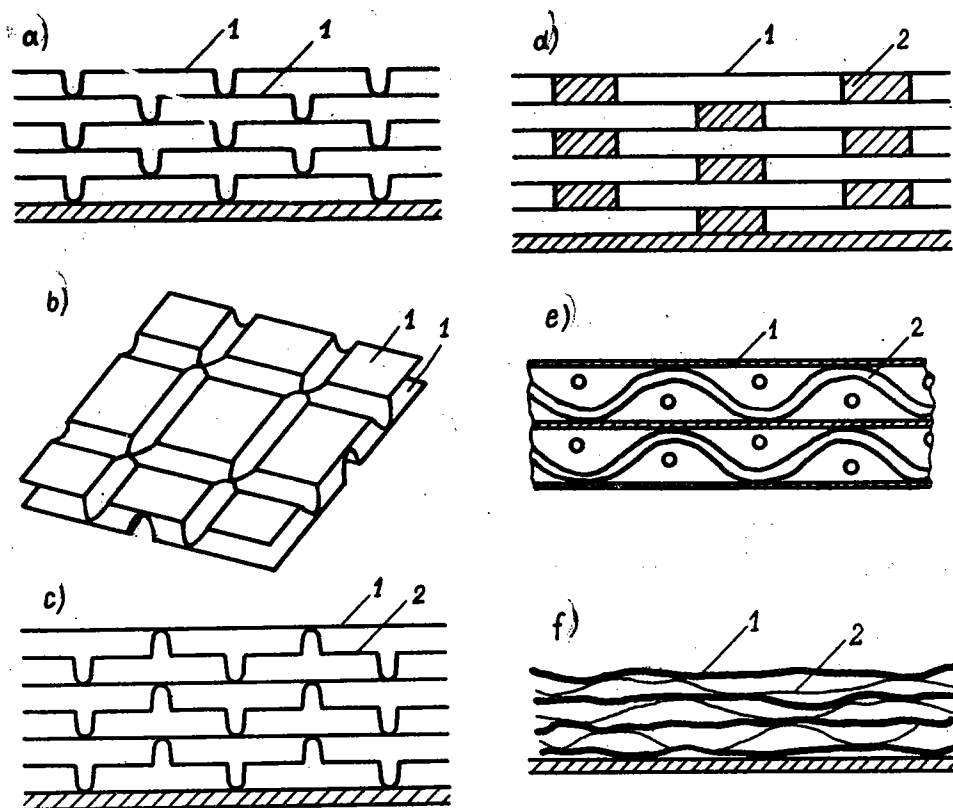
Dotyczy to:

- a) materiału z którego wykonane są ekrany,
- b) materiału z którego wykonane są tzw. dystansowniki (przekładki) oddzielające sąsiednie ekrany,

c) rodzaju i ciśnienia gazu pozostającego w przestrzeni między ekranami.

Ekran w superizolacjach wykonane są z cienkich folii organicznych [1], [3] o grubości około $6\mu\text{m}$, pokrytych - po obu stronach lub po jednej - warstwą aluminium, złota, srebra lub cyny o grubości około $0,25\mu\text{m}$. Może być też stosowana na ekran folia aluminiowa,

Różne możliwości [4] zapewnienia odstępu między sąsiednimi ekranami przedstawiono na rys.2. W rozwiązaniu "d" może



Rys.2. Sposoby oddzielania ekranów w warstwie superizolacji: 1 - ekran, 2 - dystansownik (przekładka)

być użyta np. siatka. Jako materiału na dystansowniki używa się włókna szklanego, tkaniny azbestowej i kwarcowej lub estrafołu.

Rodzaj gazu pozostającego w przestrzeni między ekranami ma najmniejszy wpływ - ze względu na małe ciśnienie - na efektywną przewodność superizolacji.

Należy zapewnić bardzo dobrą szczelność płaszcza, wewnątrz którego znajduje się superizolacja. Umieszcza się tam też pochłaniacze gazu.

Wykonanie superizolacji jest dość pracochłonne i kosztowne.

Do najlepszych superizolacji używanych do zbiorników na skroplone gazy należą, superizolacja typu Linde i superizolacja typu NRC-2. Własności ich ujęto w tablicy.

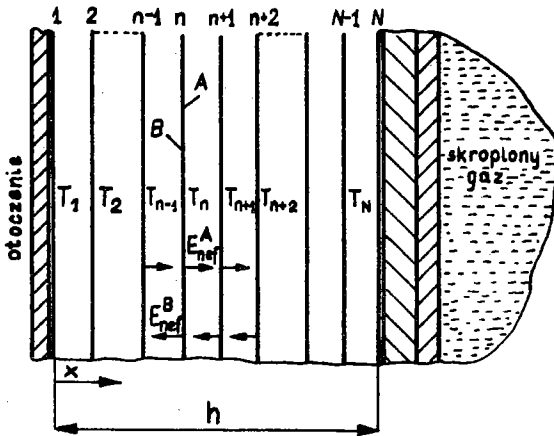
Typ	Gęstość kg/m ³	Liczba ekranów	Efektywna przewodność μW/cm K
LINDE SJ-62	90	50 ÷ 100	0,5 ÷ 0,35
LINDE SJ-91	120	75 ÷ 150	0,2
NRC - 2		15 na 1 cm	0,8
Folia alumi- niowa 14 μm włókno szkla- ne 10 μm	80 ÷ 90	45 ÷ 50	1,0 ÷ 0,7

3. Analiza wymiany ciepła przez superizolację

Ciepło przenikające przez warstwę superizolacji można rozważyć [4] jako sumę strumieni cieplnych powstających wskutek:

- promieniowania. Należy uwzględnić tutaj istnienie w ekranach otworów, niezbędnych do osiągnięcia wymaganego ciśnienia gazu między ekranami. Zabezpieczają one również ekrany przed zniszczeniem, względnie niepożądanym odkształceniem podczas spadku i wzrostu ciśnienia;
- przewodzenia przez ciało stałe. Ekrany chroniące przed promieniowaniem stykają się (rys.2a,b) lub oddzielone są dystansownikami (rys.2c,d,e,f). Przez miejsca styku ekranów bądź dystansowników z ekranami przewodzone jest ciepło;
- przewodzenie przez gaz znajdujący się między ekranami.

3.1. Przepływ ciepła przez promieniowanie



Rys.3. Przekrój przez warstwę superizolacji o N ekranach

ekranu n -tego do $(n + 1)$ -ego będzie [4]:

$$q_{rn} = E_{nef}^A - E_{(n+1)ef}^B \quad (1)$$

Dla ciał nieprzepuszczalnych dla promieniowania, w stanie ustalonym α, ε, r związane są zależnościami:

$$r_A = 1 - \alpha_A, \quad r_B = 1 - \alpha_B, \quad \varepsilon_A = \alpha_A, \quad \varepsilon_B = \alpha_B,$$

zatem

$$E_{nef}^A = E_n^A + (1 - \alpha_A) E_{(n+1)ef}^B \quad (2)$$

i

$$E_{(n+1)ef}^B = E_{(n+1)}^B + (1 - \alpha_B) E_{nef}^A, \quad (2')$$

gdzie:

$$E_n^A = \sigma_0 \varepsilon_A T_n^4,$$

$$E_{(n+1)}^B = \sigma_0 \varepsilon_B T_{n+1}^4.$$

Rys.3 przedstawia superizolację o N ekranach. Odległości między nimi w porównaniu z ich wymiarami są małe, tak że całkowite promieniowanie będące sumą energii wypromieniowanej przez ekran i odbitej ze strony np. A ekranu n -tego trafia na stronę B ekranu $(n + 1)$ -ego. Ciepło przekazane przez promieniowanie z ekranu

Z równań (2) i (2)' wynika:

$$E_{\text{nef}}^A = \sigma_0 \frac{\varepsilon_A T_n^4 + \varepsilon_B (1-\alpha_A) T_{n+1}^4}{1 - (1-\alpha_A)(1-\alpha_B)}, \quad (3)$$

i

$$E_{(n+1)\text{ef}}^B = \frac{\varepsilon_B T_{n+1}^4 + \varepsilon_A (1-\alpha_B) T_n^4}{1 - (1-\alpha_B)(1-\alpha_A)}. \quad (4)$$

Energia transportowana z ekranu n-tego do (n + 1)-go jest

$$q_{rn} = \sigma_0 \frac{T_n^4 - T_{n+1}^4}{\frac{1}{\varepsilon_A} + \frac{1}{\varepsilon_B} - 1}.$$

Pozorny współczynnik przewodności związany z promieniowaniem będzie

$$\lambda_{rn} = \frac{q_{rn} \cdot h}{(T_n - T_{n+1})(N-1)} = \frac{\sigma_0 (T_n^2 + T_{n+1}^2)(T_n + T_{n+1})}{\frac{1}{\varepsilon_A} + \frac{1}{\varepsilon_B} - 1} \frac{h}{N-1}. \quad (5)$$

W stanie ustalonym q_{rn} jest identyczne dla dowolnych dwu po sobie następujących ekranów. Z przedostatniego równania wynika

$$T_{n+1}^4 = T_n^4 - \frac{q_{rn}}{\sigma_0} \left(\frac{1}{\varepsilon_A} + \frac{1}{\varepsilon_B} - 1 \right) \quad (6)$$

oraz

$$T_{n+m}^4 = T_n^4 - m \frac{q_{rn}}{\sigma_0} \left(\frac{1}{\varepsilon_A} + \frac{1}{\varepsilon_B} - 1 \right). \quad (7)$$

Wstawiając w (7) $n = 1$ oraz $n + m = N$ - wtedy $T_1 = T_c$ i $T_N = T_z$, skąd wyniknie zależność na ciepło przekazywane przez promieniowanie przez N ekranów

$$q_r = \frac{\sigma_0}{N-1} \frac{T_c^4 - T_z^4}{\frac{1}{\varepsilon_A} + \frac{1}{\varepsilon_B} - 1}. \quad (8)$$

Jak wspomniano, istnienie otworów w ekranach zwiększa ciepło przekazywane przez promieniowanie. Wymiary otworów d i współczynnik τ mają decydujący wpływ na wzrost przepływu ciepła przez promieniowanie.

Wyróżnia się trzy następujące zakresy wymiarów otworów w ekranach:

- otwory duże, d rzędu centymetrów,
- otwory małe, d rzędu milimetrów,
- otwory o średnicy rzędu mikronów,

Rys.4. Superizolacja o ekranach z dużymi otworami

które praktycznie nie przepuszczają promieniowania.

Rys.4 przedstawia warstwę superizolacji z ekranami o dużych otworach. Promieniowanie w miejscach gdzie są otwory przenika przez liczbę ekranów o połowę mniejszą, można więc napisać

$$q_{rc} = (1-\tau) q_r + \tau 2q_r,$$

czyli

$$q_{rc} = (1+\tau) q_r. \quad (9)$$

Duże otwory w ekranach zwiększają więc ciepło przekazywane przez promieniowanie o wielkość $\beta = \tau$.

Dla otworów o średnicy mniejszej niż poprzednio, zajmujących część τ powierzchni ekranu, przy niepokrywaniu się powierzchni otworów na dwu sąsiednich ekranach, można całkowite promieniowanie strony A n -tego ekranu i strony B $(n+1)$ -ego ekranu określić:

$$E_{nef}^A = (1-\tau)E_n^A + (1-\tau)(1-\alpha_A)E_{(n+1)ef}^B + \tau E_{(n-1)ef}^A, \quad (10)$$

$$E_{(n+1)ef}^B = (1-\tau)E_{n+1}^B + (1-\tau)(1-\alpha_B)E_{nef}^A + \tau E_{(n+2)ef}^B. \quad (11)$$

Wartości $E_{(n-1)ef}^A$ i $E_{(n+2)ef}^B$ można wyrazić, korzystając z równań (3) i (6) przez:

$$E_{nef}^A = \sigma_0 T_n^4 + q_r \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_A}\right),$$

$$E_{(n-1)ef}^A = \sigma_0 T_{n-1}^4 + q_r \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_A}\right).$$

Odejmując stronami otrzymuje się:

$$E_{(n-1)ef}^A = E_{nef}^A + \sigma_0 (T_{n-1}^4 - T_n^4) = E_{nef}^A + \frac{\sigma_0}{N-1} (T_1^4 - T_N^4), \quad (12)$$

analogicznie

$$E_{(n+2)ef}^B = E_{(n+1)ef}^B - \frac{\sigma_0}{N-1} (T_1^A - T_N^A). \quad (13)$$

Z równań (10), (11), (12), (13) można wyznaczyć q_{rc} identyczne z q_{rcn} dla stanu ustalonego:

$$q_{rc} = q_{rcn} = E_{nef}^A - E_{(n+1)ef}^B,$$

$$q_{rc} = 1 + \frac{\tau}{1-\tau} \left(\frac{\varepsilon_A + \varepsilon_B}{\varepsilon_A \varepsilon_B} \right) q_r \quad (14)$$

Małe otwory w ekranach zwiększają ciepło przekazywane promieniowaniem o wielkość

$$\beta = \frac{\tau}{1-\tau} \frac{\varepsilon_A + \varepsilon_B}{\varepsilon_A \varepsilon_B}. \quad (15)$$

Porównując (9) i (14) dla $\tau \ll 1$ wynika, że większe otwory mniej zwiększają q_{rc} niż małe otwory, dla tego samego τ . Mimo to, stosowanie mniejszych otworów w ekranach jest bardziej celowe, gdyż zapewniają one lepszą przepuszczalność dla cząsteczek gazu znajdujących się między ekranami.

Ze wzoru (15) można obliczyć powierzchnię otworów przy q_{rc} większym od q_r , np. o 1%. Dla $\varepsilon_A = \varepsilon_B = 0,1$ otrzymuje się $\tau \cong 0,05\%$.

Ostatnio przeprowadzono badania [2] z ekranami o bardzo małych otworach. Ekranry takie nie zwiększają ciepła przekazywanego przez promieniowanie, jak w poprzednich przypadkach.

Ekran z bardzo małymi otwórkami odbija padające nań promieniowanie całkowicie. Otwory te mogą zajmować znaczny procent powierzchni ekranu, co ułatwia ucieczkę gazu z przestrzeni między ekranami. Skuteczność tych ekranów określa się wielkością

$$\nu = \frac{E_2}{E_1},$$

gdzie:

- E_1 - natężenie promieniowania padającego na ekran,
- E_2 - natężenie promieniowania przechodzącego przez otwórki.

Wartość ν zależy od długości fali promieniowania.

Z rys.5 widać, że współczynnik ν zależy od wymiaru charakterystycznego d i długości fali λ .

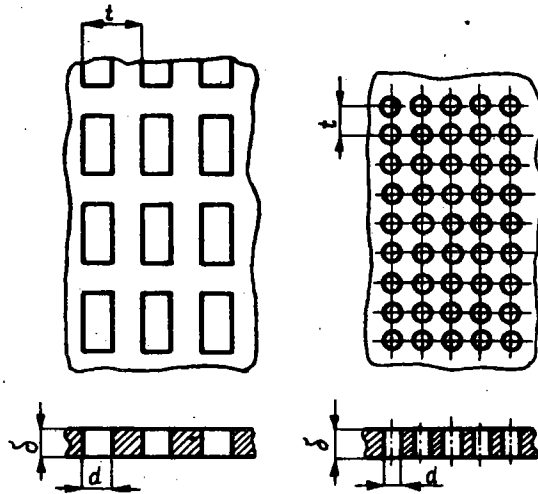
Dla $\lambda > 2d$ (czyli $\frac{d}{\lambda} < 0,5$) i $\frac{\sigma}{t} > 2$ oraz $\tau \approx 0,81 \nu$ praktycznie wynosi 0. Wielkości σ , t , d charakteryzujące otwory w ekranach przedstawia rys.6.

Rys.5. Zależność współczynnika przepuszczalności promieniowania od stosunku $\frac{d}{\lambda}$ (średnicy otworu d i długości fali promieniowania λ): 1) $\frac{\sigma}{t} = 1$, $\tau = 25\%$,
2) $\frac{\sigma}{t} = 2$, $\tau = 80\%$

Na rys.7 przedstawiono zależność ν od stosunku $\frac{\sigma}{t}$. Zwiększając odpowiednio grubość ekranu σ można uzyskać wartości ν bardzo bliskie zeru. Konkretne wymiary otworów narzuca długość fali promieniowania, czyli temperatura. Zgodnie z prawem Wiena

$$\lambda_{\max} T = \text{const},$$

dla superizolacji pracującej w temperaturze poniżej 300 K prawie cała energia promienista przekazywana jest falą o długości $\lambda > 5 \mu\text{m}$. Wymiary otworów w ekranach znajdujących się po stronie ciepłej nie powinny być więc większe niż $2 \div 2,5 \mu\text{m}$. W zimnych warstwach superizolacji wymiary te można zwiększać

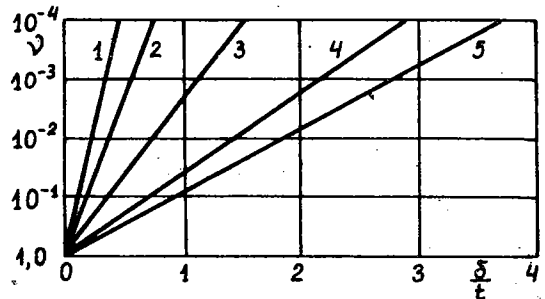


Rys.6. Wymiary charakterystyczne otworów w ekranach

proporcjonalnie do malejącej temperatury. Dla zbiornika z ciekłym helem $T_Z = 5 \text{ K}$ wymiary otworów mogą wzrosnąć do

$$d \approx 2 \frac{300}{5} \mu\text{m} \approx 120 \mu\text{m}.$$

Mając określone wymiary otworów można dla założonych wielkości τ i $\frac{t}{l}$ z rys.7 określić grubość ekranu δ . Praktycznie w większości przypadków, zakładając współczynnik $\nu < 0,1\%$, grubość δ nie przekracza $2t$, gdyż ze względów technologicznych stosuje się zwykle ekrany, gdzie $\tau = 0,1$. W pełni przydatnym materiałem na ekrany okazuje się folia aluminiowa o grubości $6 \div 20 \mu\text{m}$.



Rys.7. Zależność współczynnika przepuszczalności promieniowania ν od stosunku $\frac{\delta}{t}$ (grubości ekranów δ i podziałki otworów t): 1) $\frac{t}{l} = 0,5$, $\tau = 10\%$, 2) $\frac{t}{l} = 0,5$, $\tau = 25\%$, 3) $\frac{t}{l} = 0,5$, $\tau = 50\%$, 4) $\frac{t}{l} = 0,5$, $\tau = 80\%$, 5) $\frac{t}{l} = 0,9$, $\tau = 25\%$

3.2. Przepływ ciepła przez przewodzenie ciała stałego

Jak widać z rys.2 ekrany oddzielone są w różny sposób od siebie, zawsze jednak część ciepła wymieniana jest między są-

siednimi ekranami wskutek przewodzenia przez ciało stałe. Należy dążyć do tego, by liczba miejsc kontaktu sąsiednich ekranów była minimalna. Strumień ciepła przepływający wskutek przewodzenia przez ciało stałe napotyka na duży opór w miejscach kontaktu ekranów (z przekładkami lub między sobą). W przypadku dystansowników z włókna szklanego przyjęć należy założenie (potwierdzone eksperymentami [12]) proporcjonalnego zwiększania się liczby punktów kontaktu przekładek z ekranami, ze wzrostem siły nacisku. Naciski p są rzędu $5 \div 350 \text{ N/m}^2$ (uwzględniany jest w tym już ciężar ekranów i przekładek) [12]. Strumień ciepła między dwoma ekranami q_{csn} wskutek przewodzenia przez ciało stałe jest więc równy:

$$q_{csn} = \frac{\lambda_{csn} (T_n - T_{n-1})}{\frac{h}{N-1}}, \quad (16)$$

wg [12] zależność λ_{csn} od nacisku p jest postaci

$$\lambda_{csn} = 350 p \quad (17)$$

i mało zmienia się ze współrzędną x .

3.3. Przewodzenie ciepła przez gaz

Strumień ciepła przepływający między dwoma sąsiednimi ekranami wskutek przewodzenia przez gaz można określić [12]

$$q_{gn} = \frac{\lambda_{gn} (T_n - T_{n+1})}{\frac{h}{N-1}}. \quad (18)$$

Z drugiej strony z kinetycznej teorii gazu ten sam strumień ciepła można określić

$$q_{gn} = \frac{\lambda'_{gn} (T_n - T_{n+1})}{2 \pi C} P_n, \quad (19)$$

gdzie:

λ'_{gn} - przewodność gazu w temperaturze $\frac{T_n + T_{n+1}}{2}$,

$$\frac{C}{P} = L, \quad \kappa = \frac{2-\gamma}{\gamma} \frac{2\mu}{\frac{C_p}{C_v} + 1}, \quad \mu = \frac{9 \frac{C_p}{C_v} - 5}{4}.$$

Porównując (18) i (19) otrzymuje się:

$$\lambda'_{gn} = \frac{\lambda'_{gn} h}{2 \kappa C (N-1)} P_n. \quad (20)$$

Zakładając $T_n =$
 $= \text{const}$ oraz $T_{n+1} \cong$
 $\cong T_n$ można przyjąć,
 że wielkość

$$\frac{\lambda'_{gn}}{2 \kappa C} = A = \text{const}, \quad (21)$$

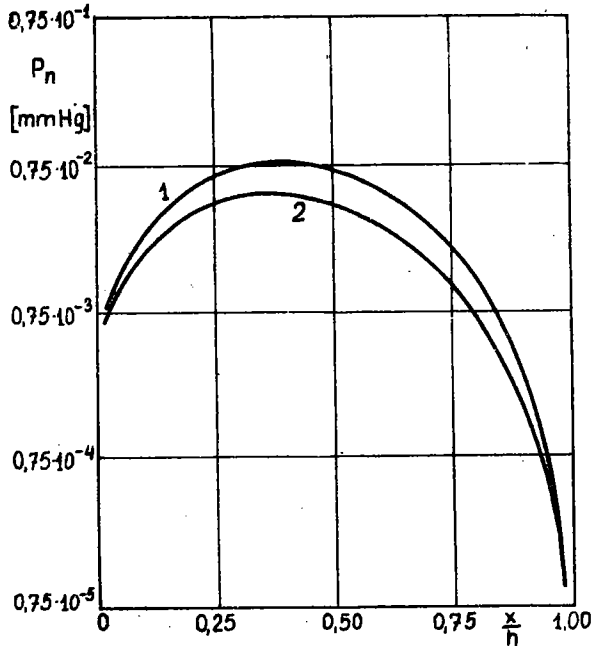
wtedy oczywiście $\lambda'_{gn} =$
 $= A P_n$.

Z rys.8 [12] wi-
 dać, że ciśnienie mię-
 dzy ekranami super-
 izolacji, tzn. w po-
 szczególnych warstwach
 nie jest stałe, mimo
 że na zewnątrz eka-
 nów utrzymywane jest
 ciśnienie rzędu 10^{-6}

tora. Jest więc $P_n =$
 $= P_n(x) = P_n(n)$.Więks-
 ze ciśnienie gazu
 między ekranami powo-
 duje oczywiście wzrost
 strumienia q_{gn} , a tym
 samym i q .

Całkowity strumień ciepła między dwoma ekranami dla stanu
 ustalonego spełnia równość

$$q_n = q$$



Rys.8. Rozkład ciśnienia gazu P_n między eka-
 nami superizolacji: 1) $T_1 = 300$ K, $T_N = 77$ K,
 $h = 40$ mm, 2) $T_1 = 300$ K, $T_N = 20$ K, $h = 40$
 mm. Ciśnienie na zewnątrz ekranów poniżej
 10^{-6} mm Hg

i można go wyrazić, korzystając z równań (5), (16) i (21), następująco

$$q = \frac{\lambda_{rn} + \lambda_{csn} + \lambda_{gn}}{\frac{h}{N-1}} (T_n - T_{n+1}). \quad (22)$$

Pisząc (22) w postaci

$$T_n - T_{n+1} = \frac{q h}{N-1} \frac{1}{\lambda_{rn} + \lambda_{csn} + \lambda_{gn}}$$

i sumując stronami dla wszystkich warstw (od $n = 1$ do $n = N - 1$) oraz oznaczając

$$\lambda_n = \lambda_{rn} + \lambda_{csn} + \lambda_{gn}$$

otrzymuje się:

$$T_c - T_N = \frac{q h}{N-1} \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{\lambda_n},$$

czyli

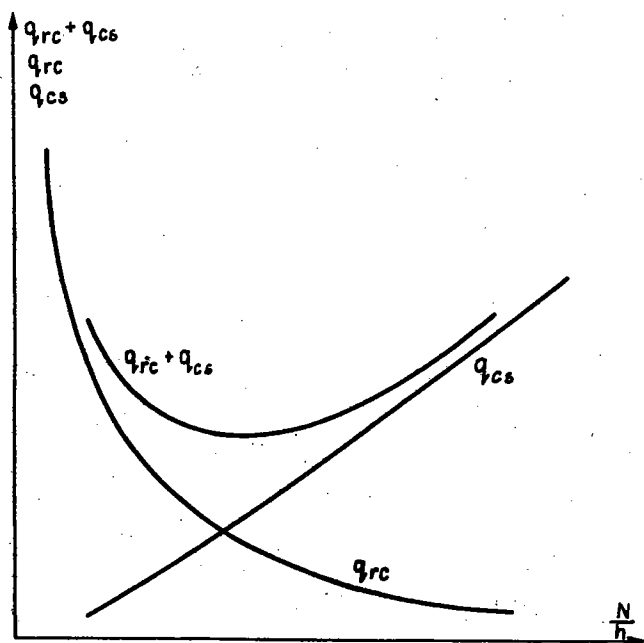
$$q = \frac{N-1}{h} \frac{1}{\sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{\lambda_n}} (T_c - T_z) = \frac{\lambda}{h} (T_c - T_z).$$

Efektywna przewodność superizolacji będzie wtedy określana następującym wzorem:

$$\lambda = \frac{N-1}{\sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{\lambda_n}} = \frac{N-1}{\sum_{n=1}^{N-1} \left[\frac{\sigma_o (1+\beta) (T_n^2 + T_{n+1}^2) (T_n + T_{n+1})}{\frac{1}{\varepsilon_A} + \frac{1}{\varepsilon_B} - 1} + 350 p+A P_n(n) \right]}.$$

4. Wpływ warunków pracy na efektywną przewodność oraz własności superizolacji

Promieniowanie ma decydujący wpływ na wielkość λ . Ciepło przekazywane tą drogą (q_{rc}) zmniejsza się ze wzrostem stosunku N/h . Jednocześnie jednak ze wzrostem N/h ciepło przewodzone przez ciało stałe (q_{cs}) wzrasta. Istnieje więc pewna optymalna wielkość N/h , przy której strumień ($q_{rc} + q_{cs}$) osiąga minimalną wartość (rys.9). Z tych samych powodów współczynnik

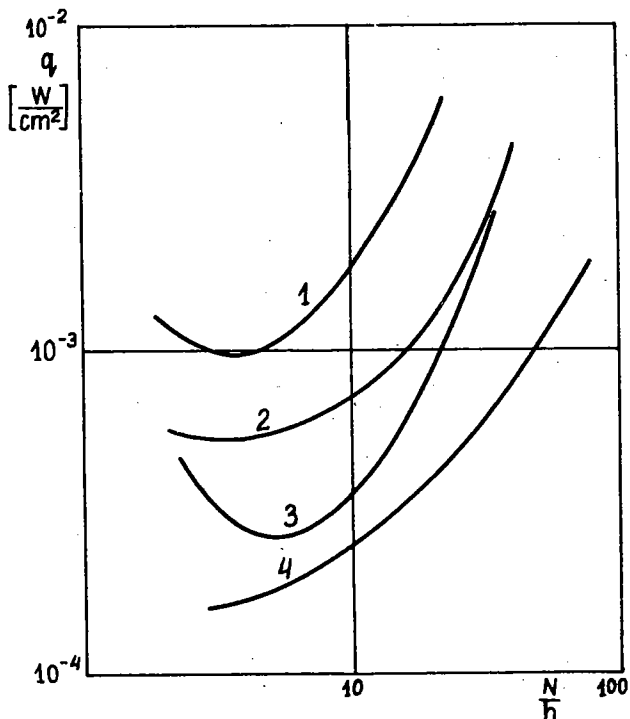


Rys.9. Zależność strumieni ciepła q_{rc} , q_{cs} , ($q_{rc} + q_{cs}$) od gęstości ułożenia ekranów $\frac{N}{h}$

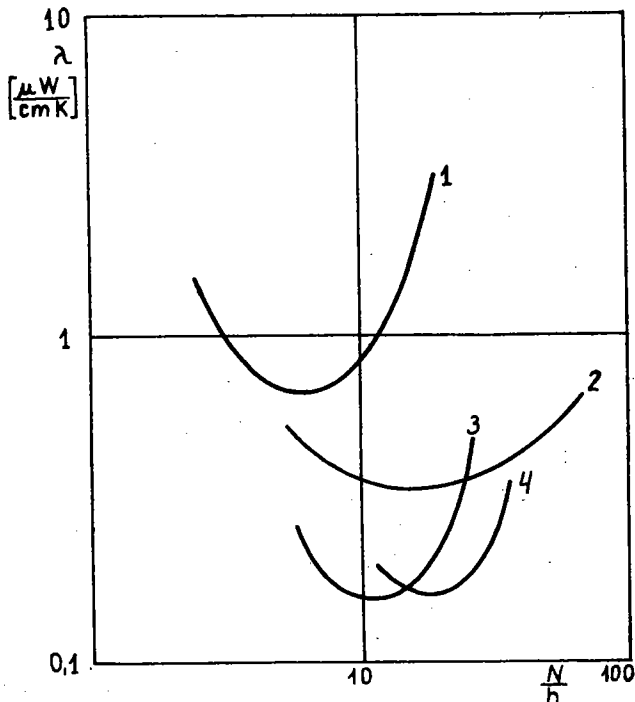
λ przyjmuje wartość minimalną przy pewnej wartości N/h . Potwierdzają to doświadczenia [2] na różnych próbkach superizolacji, których wyniki przedstawione są na rys.10 i rys.11.

Rozkład temperatur ekranów w superizolacji wynikający z równania Stefana-Boltzmann'a, tzn.

$$T_n = \left[T_c^4 - \frac{n}{N} (T_c^4 - T_z^4) \right]^{1/4}$$



Rys.10. Zależność całkowitego strumienia ciepła q od gęstości ułożenia ekranów $\frac{N}{h}$: 1 - izolacja z pomarszczonej folii aluminiowej, 2 - izolacja z folii aluminiowej; $\xi = 5\%$, $d = 5$ mm, 3 - izolacja z folii aluminiowej oddzielonej dystansownikiem, całość ściskana; 4 - izolacja jak w punkcie 3, bez ściskania $T_1 = 310$ K, $T_N = 77$ K; ciśnienie gazu na zewnątrz ekranów dla wszystkich izolacji poniżej 10^{-6} mm Hg

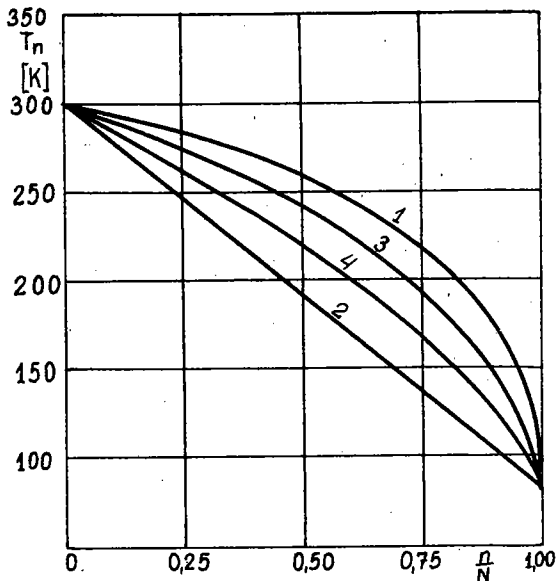


Rys.11. Zależność współczynnika λ od gęstości ułożenia ekranów $\frac{N}{h}$: 1 - izolacja jak w punkcie 3 z rys.10, 2 - izolacja jak w punkcie 4 z rys.10, 3 - folia aluminiowa, przekładki z sukna, 4 - folia aluminiowa, przekładki z włókna szklanego

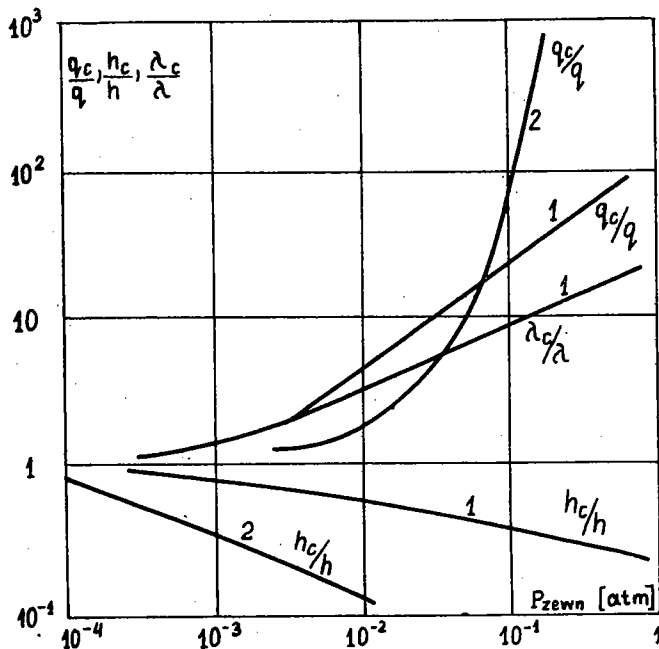
przedstawia krzywa 1 na rys.12. W rzeczywistości, wskutek przewodzenia przez ciało stałe i gaz rozkład temperatur ekranów (krzywa 3 [10]), zbliża się do prostej 2

$$T_N = T_C - \frac{n}{N} (T_C - T_Z)$$

wynikającej z równania przewodzenia ciepła. Ze zwiększaniem wartości N/h , czyli ze wzrostem gęstości superizolacji udział promieniowania w ciepłe przepływającym przez izolację wielowar-



Rys.12. Rozkład temperatur ekranów



Rys.13. Zmiana współczynnika λ_c , grubości h_c i strumienia ciepła q_c w zależności od ciśnienia na zewnątrz superizolacji: 1 - superizolacja typu Linde, 2 - superizolacja typu NRC-2

stwową zmniejsza się, a przewodzenie przez ciało stałe i gaz wzrasta. Obrazuje to rozkład temperatur przedstawiony krzywą 4 na rys.12.

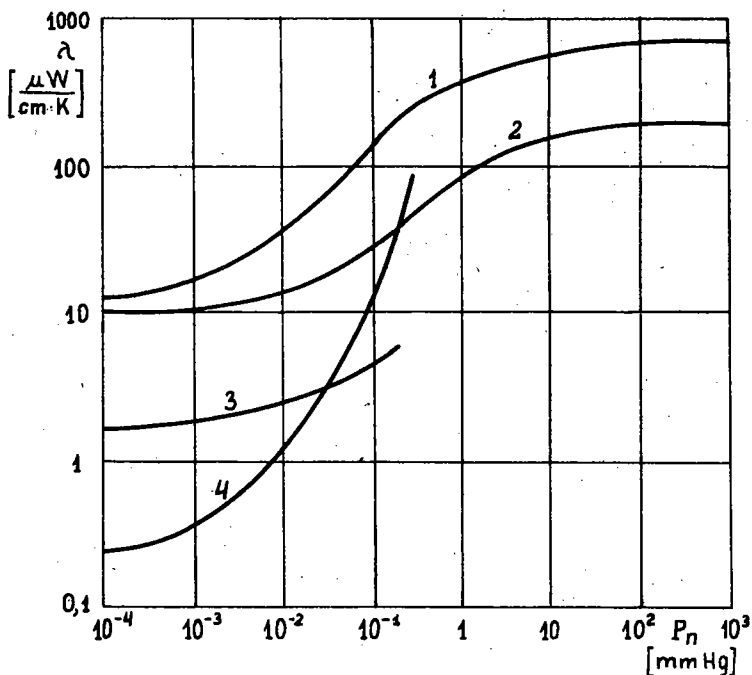
Podobny wpływ na współczynnik λ ma siła ścisniająca prostopadła do powierzchni ekranów. Jest ona wywołana:

- różnicą ciśnień: zewnątrz i wewnątrz płaszczu, w którym jest superizolacja,

- ciężarem spoczywającego na warstwie superizolacji zbiornika.

Siła ściskająca powoduje zmniejszenie grubości superizolacji, a więc lepsze przewodzenie ciepła przez ciało stałe (lepszy kontakt cieplny i więcej punktów styku sąsiednich ekranów). Wpływ ciśnienia zewnętrznego na efektywną przewodność dla dwu typów superizolacji przedstawia rys.13.

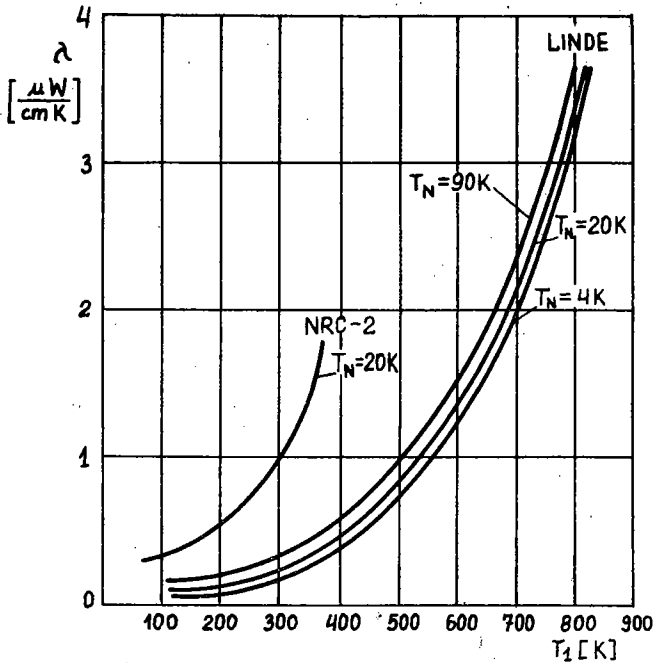
Jak już wspomniano właściwą przewodność superizolacji osiąga się zmniejszając do około 10^{-4} tora ciśnienie gazu wypełniającego przestrzeń między ekranami. Na rys.14 przedsta-



Rys.14. Zmiana współczynnika λ w zależności od ciśnienia gazu wewnątrz izolacji: 1 - izolacja z włókna szklanego, $\rho = 0,064 \text{ g/cm}^3$, $T_1 = 303 \text{ K}$, $T_N = 77 \text{ K}$, 2 - izolacja proszkowa (perlit); $\rho = 0,1 \text{ g/cm}^3$, $T_1 = 304 \text{ K}$, $T_N = 77 \text{ K}$, 3 - izolacja proszkowa (santocel); $\rho = 0,18 \text{ g/cm}^3$, $T_1 = 294 \text{ K}$, $T_N = 77 \text{ K}$, 4 - superizolacja typu Linde SJ - 62, $\rho = 0,09 \text{ g/cm}^3$, $T_1 = 294 \text{ K}$, $T_N = 77 \text{ K}$

wiono zmianę efektywnej przewodności różnych typów izolacji w zależności od ciśnienia gazu. Widać bardzo dużą wrażliwość superizolacji na ciśnienie, wzrost ciśnienia z 10^{-4} tora do 1 atm powiększa współczynnik λ około 1000 razy.

Współczynnik λ zależy bardzo wyraźnie [4], [5], [10] od temperatur zewnętrznych powierzchni superizolacji (tj. temperatury otoczenia i temperatury cieczy kriogenicznej) (rys.15).

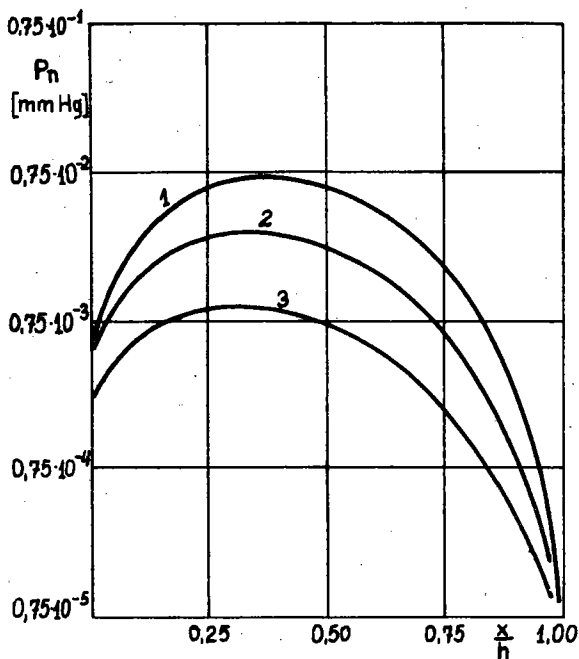


Rys.15. Zależność współczynnika λ od temperatur zewnętrznych superizolacji T_1 i T_N

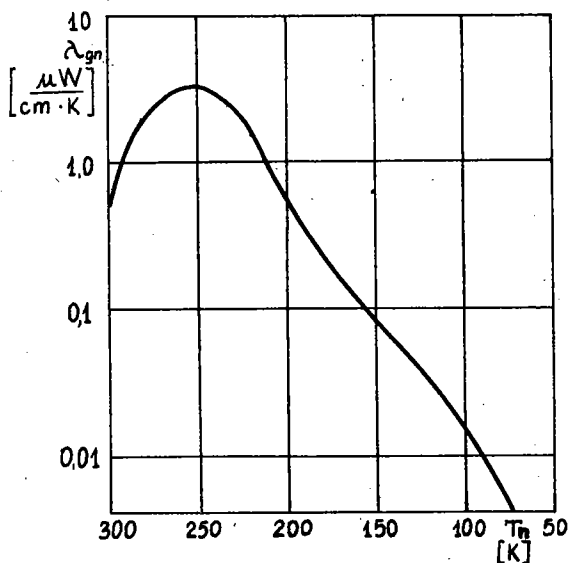
Przy analizie wyników doświadczeń stwierdzono, że współczynnik λ w zakresie temperatur $300 \div 77\text{ K}$ i w zakresie $300 \div 20\text{ K}$ można powiązać zależnością

$$\lambda \Big|_{20}^{300} = (0,65 \div 0,75) \lambda \Big|_{77}^{300} .$$

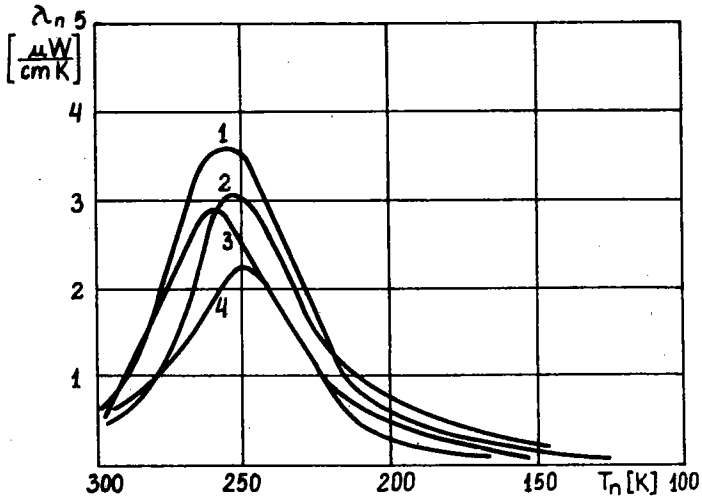
Należy podkreślić, że we wszystkich eksperymentach absolutna wartość strumienia q przez określoną superizolację była mniejsza w zakresie temperatur $300 \div 20\text{ K}$ niż w zakresie $300 \div 77\text{ K}$. To samo obserwowano i przy innych rodzajach izolacji kriogenicznych, tj. proszkowo-próżniowych i włóknisto-próżniowych. Ten "paradoks cieplny" tłumaczy się następująco: w warstwach środkowych superizolacji obserwuje się wyższe ciśnienie gazu niż w zewnętrznych. Powoduje to zwiększenie λ_g .



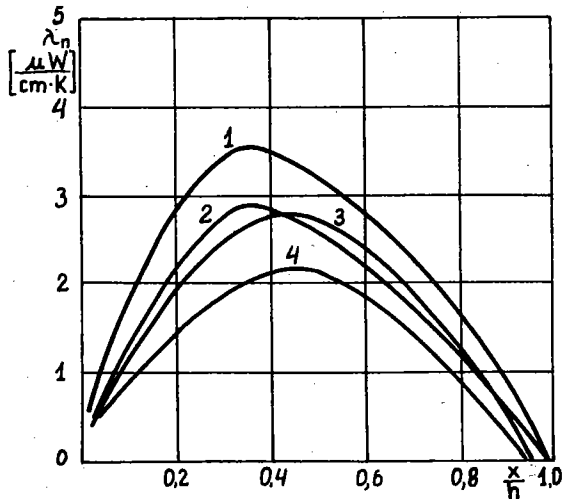
Rys.16. Rozkład ciśnienia gazu między ekranami P_n : 1 - $h = 40$ mm; 2 - $h = 21,5$ mm; 3 - $h = 10$ mm, $T_1 = 300$ K, $T_N = 77$ K. Ciśnienie na zewnątrz ekranów poniżej 10^{-6} mm Hg



Rys.17. Zmiana przewodności gazu (między ekranami) λ_{gn} w zależności od temperatury warstwy T_n , $h = 21,5$ mm. Ciś. na zewnątrz ekranów poniżej 10^{-6} mm Hg



Rys.18. Zmiana przewodności poszczególnych warstw λ_n w zależności od temperatury T_n , rodzaju cieczy kriogenicznej (T_N) i grubości h : 1) $h = 40$ mm, $T_1 = 300$ K, $T_N = 77$ K, 2) $h = 40$ mm, $T_1 = 300$ K, $T_N = 20$ K, 3) $h = 21,5$ mm, $T_1 = 300$ K, $T_N = 77$ K, 4) $h = 21,5$ mm, $T_1 = 300$ K, $T_N = 20$ K



Rys.19. Zmiana przewodności poszczególnych warstw λ_n w zależności od głębokości warstwy. Oznaczenia jak na rys.18

Efekt ten:

- maleje przy obniżaniu temperatury T_N (tzn. zmiany LN_2 np. na LH_2) (rys.8); zmniejszenie λ_{gn} jest na tyle duże, że sumaryczny strumień q zmniejsza się;
- wzrasta przy zwiększeniu grubości warstwy superizolacji (h) (rys.16); stąd wniosek, że nie zawsze zwiększenie h powoduje takie same zmniejszenie przepływającego strumienia q .

Zmianę współczynnika λ_{gn} w zależności od temperatury T_n (a więc i w zależności od x) przedstawia rys.17.

Zmianę współczynnika λ_n w zależności od: temperatury ekranów (T_n) oraz głębokości warstwy ($\frac{x}{h}$) przedstawiają rys.18 i rys.19. Widoczny jest omawiany wyżej wpływ grubości superizolacji i temperatury T_N na jej przewodność. Średni udział poszczególnych przewodności λ_r , λ_g , λ_{cs} w całkowitym współczynniku λ dla superizolacji przedstawiono w tabelicy:

h [mm]	λ [%]	λ_r [%]	λ_{cs} [%]	λ_g [%]
21,5	100	14	3	83
10	100	22	4	74

5. Zakończenie

Superizolacje wyróżnia się najniższym osiągniętym dotychczas współczynnikiem przewodzenia ciepła ze wszystkich znanych izolacji: poniżej $1 \mu W/cm K$. Odznacza się też małym ciężarem właściwym. Jest bardzo dobrą ochroną przed dopływem ciepła zarówno dla małych jak i dużych zbiorników, np. cysterne kolejowe i samochodowe na skroplone gazy, w tym hel i wodór.

Stosunek pojemności do powierzchni bocznej zbiornika rośnie proporcjonalnie do zwiększania wymiaru charakterystycznego.

Wynika stąd, że im większa pojemność zbiornika, tym mniejsze będą straty - skutek dopływu ciepła przez powierzchnię boczną zbiornika i odparowania skroplonego gazu, przypadające na jednostkę objętości magazynowanej cieczy. Przy przechowy-

waniu cieczy kriogenicznych o niskich wartościach ciepła parowania i drogich, np. wodór i hel, przez dłuższy czas i w niewielkich ilościach należy w szczególności stosować superizolację. Ubytek skroplonego gazu wskutek parowania w zbiorniku o pojemności 150 l na ciekły hel z superizolacją o grubości 2,5 cm wynosi 0,3% objętości na dobę. Przy cieczach kriogenicznych o stosunkowo wysokim ciepłe parowania, tanich np.: azot, tlen; przechowywanych krótko i w dużych ilościach np.: w zbiorniku stacjonarnym o pojemności 50 m³ na ciekły tlen; można stosować inną izolację np. proszkowo-próżniową o odpowiedniej grubości. Straty na parowanie wynoszą wtedy około 0,2% objętości na dobę. Ujemnymi cechami izolacji wielowarstwowych jest konieczność stosowania wysokiej próżni i dużej precyzji wykonania. Oznacza to duży koszt, konieczność wykonania jej w zakładach wyspecjalizowanych oraz trudności przy wykonywaniu ewentualnych napraw. Warto wspomnieć o zastosowaniu superizolacji do urządzeń wysyłanych w przestrzeń kosmiczną. Stosuje się ją głównie do izolacji zbiorników z ciekłym wodorem i tlenem. Płaszcz superizolacji ma połączenie z otoczeniem, co daje automatycznie wymaganą próżnię podczas przebywania w przestrzeni kosmicznej. Otwory w ekranach umożliwiają osiągnięcie dobrej próżni między ekranami oraz zabezpieczają je przed zniszczeniem względnie niekorzystnym odkształceniem podczas spadku ciśnienia spowodowanego np. wzniesieniem się rakiety. Należy podkreślić, że tego typu zastosowanie superizolacji przyczyniło się bardzo do jej rozwoju i udoskonalenia.

WYKAZ OZNACZEŃ

- A - stała
 C - stała
 d - wymiar charakterystyczny otworu, średnica; cm, mm, μ m
 E_n^A - natężenie promieniowania n-tego ekranu strony A; $\frac{W}{m^2}$
 E_n^B - natężenie promieniowania n-tego ekranu strony B; $\frac{W}{m^2}$
 E_{nef}^A - całkowite natężenie promieniowania, jasność n-tego ekranu strony A, $\frac{W}{m^2}$

- h - grubość warstwy superizolacji bez nacisku; cm, mm
 h_c - grubość warstwy superizolacji z naciskiem; cm, mm
 l - długość fali promieniowania; μm
 L - długość swobodnej drogi molekuly gazu; μm
 n - numer kolejny ekranu,
 N - liczba ekranów w warstwie superizolacji,
 p - nacisk między ekranami; $\frac{N}{m^2}$
 P_n - ciśnienie gazu między n -tym i $(n + 1)$ -ym ekranem; mmHg
 q - całkowity strumień ciepła przez superizolację bez nacisku; $\frac{W}{m^2}$
 q_c - całkowity strumień ciepła przez superizolacją z naciskiem; $\frac{W}{m^2}$
 q_n - całkowity strumień ciepła między n -tym i $(n + 1)$ -ym ekranem; $\frac{W}{m^2}$
 q_r - strumień ciepła przekazywany przez promieniowanie przez N ekranów bez otworów; $\frac{W}{m^2}$
 q_{rn} - strumień ciepła przekazywany przez promieniowanie z n -tego do $(n + 1)$ -ego ekranu bez otworów; $\frac{W}{m^2}$
 q_{rc} - strumień ciepła przekazywany przez promieniowanie przez N ekranów z otworami; $\frac{W}{m^2}$
 q_{rcn} - strumień ciepła przekazywany przez promieniowanie między n -tym i $(n + 1)$ -ym ekranem z otworami; $\frac{W}{m^2}$
 q_{cs} - strumień ciepła przez superizolację wskutek przewodzenia przez ciało stałe; $\frac{W}{m^2}$
 q_{csn} - strumień ciepła między n -tym i $(n + 1)$ -ym ekranem wskutek przewodzenia przez ciało stałe; $\frac{W}{m^2}$
 q_g - strumień ciepła przez superizolację wskutek przewodzenia przez gaz; $\frac{W}{m^2}$
 q_{gn} - strumień ciepła między n -tym i $(n + 1)$ -ym ekranem wskutek przewodzenia przez gaz; $\frac{W}{m^2}$
 r - zdolność odbijania promieniowania
 t - podziałka otworów w ekranach; cm, mm, μm
 $T_1 = T_c$ - temperatura pierwszego ekranu (otoczenia); K
 $T_N = T_Z$ - temperatura N -tego ekranu (cieczy kriogenicznej); K
 T_n - temperatura n -tego ekranu
 x - odległość od pierwszego ekranu (rys.3); cm, mm
 α - zdolność pochłaniania promieniowania

- β - współczynnik określający wzrost promieniowania dla ekranów z otworami
- γ - współczynnik akomodacji
- δ - grubość ekranu; μm
- ρ - gęstość właściwa; g/cm^3
- ε - zdolność emisji
- λ - efektywna przewodność superizolacji bez nacisku, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_c - efektywna przewodność superizolacji z naciskiem, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_r - przewodność pozorna superizolacji wynikająca z promieniowania, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_g - przewodność gazu przez superizolację, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_{cs} - przewodność ciała przez superizolację, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_{rn} - przewodność pozorna między n-tym i (n + 1)-ym ekranem wynikająca z promieniowania, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_{gn} - przewodność gazu między n-tym i (n + 1)-ym ekranem, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- λ_{csn} - przewodność ciała stałego między n-tym i (n + 1)-ym ekranem, $\frac{\mu\text{W}}{\text{cm K}}$
- ν - współczynnik przepuszczalności promieniowania przez otwory w ekranach,
- τ - współczynnik określający część powierzchni ekranu zajęta przez otwory,
- σ_0 - stała promieniowania Boltzmana, $5,8 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$

BIBLIOGRAFIA

- [1] Black I., Doherty P., Glaser P., Mellner M.: Effectiveness of evacuated multiple-layer insulants; Progress in Refrigeration Science and Technology. Munich. 1963.
- [2] Berklin B.I. i inni: Niskotemperaturna temperatura izolacja s ispolzowanijem jawlenija difrakcji. Inż.-fiz. żur., t.20, nr 6, 1971.
- [3] Nieświatowski S.: Izolacja aparatów i zbiorników do niskich temperatur. WNT. Warszawa 1964.
- [4] Muller E., Suppa E.: Aufbau, Eigenschaften und Anwendung von Superisolierungen. Kältetechnik, nr 2, 1970.
- [5] Clark A.J.: Cryogenic heat transfer. London 1969.
- [6] Scott B.R.: Technika niskich temperatur. WNT. Warszawa 1963.

- [7] S t a n i s z e w s k i B.: Wymiana ciepła. Podstawy teoretyczne. PWN. Warszawa 1963.
- [8] W h i t e G.K.: Technika doświadczalna w fizyce niskich temperatur. PWN. Warszawa 1965.
- [9] M e r c e r S.: Superinsulation in cryogenic engineering. Thermal Insulation. Elsevier Publishing Co. Ltd. London 1968.
- [10] M i c h a l c z e n k o R.S. i inni: Eksperymentalnoje iznaczenie ciepłoprowodności słoisto-wakuumnoj izolacji. Inż.-fiz. żur., t.12, nr 4, 1967.
- [11] M i c h a l c z e n k o R.S. i inni: Tiejłopierenos ostatocznymi gazami w słoisto-wakuumnoj izolacji. Inż.-fiz. żur., t.14, nr 1, 1968.
- [12] M i c h a l c z e n k o R.S. i inni: K woprosu o wlijanii toższczyzny słoisto-wakuumnoj izolacji na jejo efektiwnuju tiejłoprowodnost. Inż.-fiz. żur., t.16, nr 3, 1969.

СТРУКТУРА И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТО-ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

Представлено механизм протекания тепла через слоисто-вакуумную изоляцию и влияние различных элементов на величину теплового потока. Указано теоретическую формулу для вычисления коэффициента эффективной теплопроводности слоисто-вакуумной изоляции.

STRUCTURE AND THERMAL PROPERTIES OF SUPERINSULATION STRATA

S u m m a r y

The mechanism of heat flow through superinsulation strata as well as the influence of various factors upon the value of heat flux have been presented in this paper. A theoretical formula has been given herein for the calculation of the coefficient of the effective superinsulation heat conduction.

Rękópis dostarczono w październiku 1972 r.