

doc. dr Wiesław Gogół
mgr inż. Adam Próchniak

Instytut Techniki Ciepłej
Politechniki Warszawskiej

PRZEWODZENIE CIEPŁA W OŚRODKACH ZIARNISTYCH

W pracy przedstawiono podstawowe mechanizmy transportu ciepła w ośrodkach o budowie ziarnistej. Efektywna przewodność cieplna różnych modeli ośrodków ziarnistych przedstawiona została w postaci funkcji uwzględniającej wpływ różnorodnych czynników, jak np. rodzaj konfiguracji ziaren, ciśnienie gazu wypełniającego przestrzeń porów, przewodności cieplne składników ośrodka, średnica ziaren i chropowatość ich powierzchni, porowatość, wilgotność, działanie obciążeń zewnętrznych itd. Przegląd rozmaitych zależności do obliczania λ_{ef} , spotykanych w literaturze, został usystematyzowany według wpływu wywieranego przez poszczególne wielkości termodynamiczne, strukturalne i mechaniczne.

WAŻNIEJSZE OZNACZENIA

- | | | |
|----------------------------|---------------|---|
| a | | - współczynnik akomodacji |
| $C_0 = 5,87 \cdot 10^{-8}$ | $[W/m^2 K^4]$ | - stała promieniowania ciała doskonale czarnego |
| $D = 2r$ | $[m]$ | - średnica kulistego ziarna |
| E | $[N/m^2]$ | - moduł Younga dla materiału ziarna |
| f_1 | | - współczynnik tarcia wewnętrznego między ziarnami |
| h_r | $[m]$ | - wysokość występow mikrochropowatości powierzchni ziarna |

Kn		- liczba Knudsena
p	$[N/m^2]$	- ciśnienie płynu wypełniającego przestrzeń porów
p_n	$[N/m^2]$	- ciśnienie normalne
Pr		- liczba Prandtla
r_{sp}	$[m]$	- promień pola kontaktu między stykającymi się ziarnami
r_1	$[m]$	- promień menisku cieczy w postaci pendularnej
r_2	$[m]$	- odcięta środka wypukłej krzywizny menisku
r_3	$[m]$	- odcięta punktu styku ziarna kulistego z meniskiem pendularnym
r_4	$[m]$	- odcięta wierzchołka menisku pendularnego
T	$[K]$	- temperatura bezwzględna
W		- wilgotność ośrodka (masa cieczy/masa suchego ośrodka)
W_A		- maksymalna wilgotność ośrodka ziarnistego, przy której ciecz ograniczona jest meniskami pendularnymi
W_s		- wilgotność nasycenia objętości porów
$w = \frac{W}{1 + W}$		- zawartość wilgoci (masa cieczy/masa wilgotnego ośrodka)
Δ	$[N/m^2]$	- zewnętrzne obciążenie mechaniczne odniesione do jednostki powierzchni ośrodka
ε		- udział objętościowy porów w objętości całkowitej suchego ośrodka (porowatość)
ε_p		- emisyjność powierzchni pora
ε_s		- udział objętościowy ziaren w objętości całkowitej suchego ośrodka
$\alpha = c_p/c_v$		- wykładnik adiabaty

λ_n	[m]	- średnia długość drogi swobodnej cząsteczek gazu w warunkach normalnych
λ_{ef}	[W/mK]	- efektywna przewodność cieplna suchego ośrodka ziarnistego
λ_{ef}^W	[W/mK]	- efektywna przewodność cieplna wilgotnego ośrodka ziarnistego
λ_{ef}^o	[W/mK]	- efektywna przewodność cieplna ośrodka ziarnistego w próżni
λ_{ef}^{WA}	[W/mK]	- efektywna przewodność cieplna wilgotnego ośrodka ziarnistego przy wilgotności W_A
λ_{ef}^{WS}	[W/mK]	- efektywna przewodność cieplna wilgotnego ośrodka ziarnistego przy wilgotności W_S
λ_f	[W/mK]	- przewodność cieplna płynu wypełniającego przestrzeń porów (pozorna)
λ_{fn}	[W/mK]	- przewodność cieplna płynu w warunkach normalnych
λ'_f	[W/mK]	- suma molekularnej i radiacyjnej składowych przewodności cieplnych płynu w przestrzeni między występami mikrochropowatości
λ_{fr}	[W/mK]	- radiacyjna składowa przewodności cieplnej płynu w porze
λ'_{fr}	[W/mK]	- radiacyjna składowa przewodności cieplnej płynu w przestrzeni między występami mikrochropowatości
λ_k	[W/mK]	- przewodność kontaktowa
λ_k^G	[W/mK]	- przewodność kontaktowa przy obciążeniu własnym ciężarem ośrodka ziarnistego
λ_l	[W/mK]	- przewodność cieplna cieczy
λ_s	[W/mK]	- przewodność cieplna materiału ziarna

λ_{v-a}	$[W/mK]$	- efektywna przewodność cieplna mieszaniny parowo-powietrznej
μ		- współczynnik Poissona dla materiału ziarna
ρ_{ef}	$[kg/m^3]$	- efektywna gęstość ośrodka ziarnistego
ρ_f	$[kg/m^3]$	- gęstość płynu wypełniającego przestrzeń porów
ρ_s	$[kg/m^3]$	- gęstość materiału ziarna
σ	$[m]$	- średnica cząsteczek gazu (średnia)
φ		- udział objętościowy mieszaniny parowo-powietrznej w objętości wilgotnego ośrodka ziarnistego
$\psi = \varepsilon - \varphi$		- udział objętościowy cieczy w objętości wilgotnego ośrodka

1. WSTĘP

Szerokie rozpowszechnienie w przyrodzie materiałów ziarnistych (gleba, piasek), a także powszechność ich zastosowań we współczesnej technice budowlanej, suszarnictwie, technice niskich temperatur, technologii chemicznej i spożywczej, hutnictwie itd. powodują, że ośrodki ziarniste, jako jedna z postaci materiałów o złożonej strukturze, już od kilkudziesięciu lat są przedmiotem badań teoretycznych i eksperymentalnych. Znajomość efektywnej przewodności cieplnej, dyfuzyjności cieplnej, a także przepuszczalności, współczynnika dyfuzji i filtracji konieczna jest do badań procesów wymiany ciepła i masy w ośrodkach o niejednorodnej budowie, związanych m.in. z rozwojem najnowszych gałęzi techniki kosmicznej, obliczaniem chłodzenia i nagrzewania reaktorów chemicznych wypełnionych katalizatorami, obliczaniem konstrukcji reaktorów jądrowych.

Niejednorodność budowy ośrodków ziarnistych wymaga szczegółowego opisu cech poszczególnych składników oraz określania geometrycznych zależności opisujących rodzaj wzajemnej orientacji składników struktury ziarnistej.

Niejednorodność budowy ośrodków ziarnistych powoduje, że proces transportu ciepła w takich materiałach ma charakter złożony. Istnieje bowiem kilka różnych pod względem fizycznym mechanizmów przenoszenia ciepła wymagających osobnego potraktowania i ustalenia udziałów poszczególnych mechanizmów w zjawisku efektywnego przewodzenia ciepła przez ośrodek ziarnisty.

Celem niniejszej pracy jest ogólne przedstawienie zagadnień związanych z przewodzeniem ciepła w ośrodkach ziarnistych oraz usystematyzowanie wpływu szeregu czynników decydujących o wartości efektywnej przewodności cieplnej tych ośrodków.

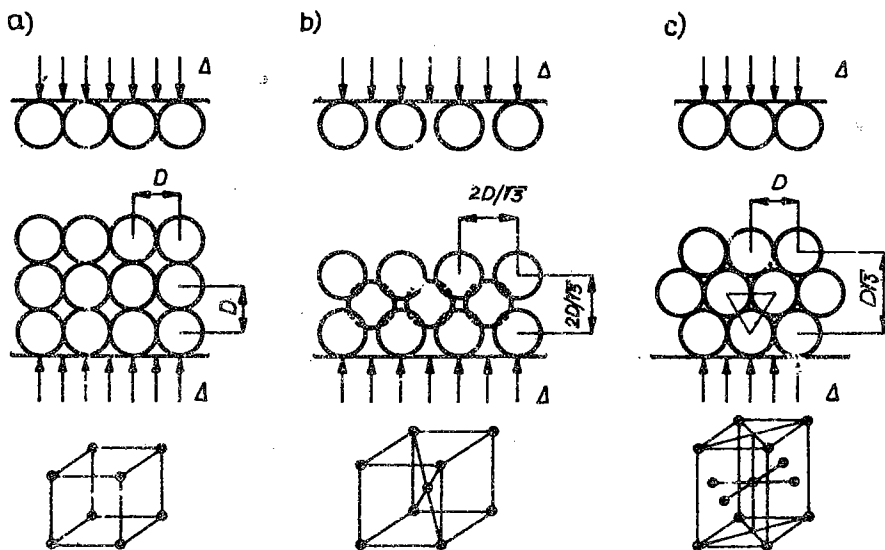
2. CHARAKTERYSTYKA STRUKTURY OŚRODKA ZIARNISTEGO

W pracy omawiane będą ośrodki ziarniste o budowie niezwiązanej, czyli takie układy materialne, w których poszczególne ziarna składnika stałego otoczone są składnikiem płynnym. Objętości zajmowane przez każdy ze składników ośrodka przyjmować się będzie na tyle duże, by objętości te mogły być charakteryzowane przez swoje indywidualne właściwości cieplne.

Z drugiej strony objętości każdego ze składników powinny być wystarczająco małe w stosunku do objętości rozpatrywanego układu, ażeby lokalne właściwości składników mogły być pomijalne. Przyjmuje się również równomierne wymieszanie składników w objętości układu, izotropowość układu jak i poszczególnych składników.

Kształt rzeczywistych ziaren (składnik nieciągły) tworzących wraz z nieruchomym płynnym składnikiem ciągłym ośrodek ziarnisty może być bardzo różnorodny, a przy tym niejednorodny (niejednorodny). Z konieczności w dalszych rozważaniach rzeczywista struktura takiego ośrodka zastąpiona zostanie przez

modelowy ośrodek ziarnisty utworzony przez jednorodne kuliste ziarna o jednakowej średnicy i o określonym profilu mikrochropowatości powierzchni.



Rys.1. Schematy regularnych konfiguracji ziaren kulistych [5]: a) konfiguracja kubiczna prosta $\varepsilon = 1 - \pi/6 \approx 0,476$; liczba koordynacyjna (ilość kontaktów z sąsiednimi ziarnami przypadająca na jedno ziarno) $N = 6$, b) konfiguracja kubiczna centryczna $\varepsilon \approx 0,5289$; $N = 8$, c) konfiguracja tetraedryczna $\varepsilon = 1 - \sqrt{2} \pi/6 \approx 0,2595$; $N = 12$

Regularne, tzn. uporządkowane układy zbudowane z identycznych kulek o średnicy D przedstawiono na rys.1 [5], [41]. Wielkość i kształt porów pomiędzy kulkami oraz układ kontaktujących się kulek określony jest przez rodzaj konfiguracji tych kulek. Kulki o identycznej średnicy pod działaniem zewnętrznego obciążenia ściskającego mogą tworzyć kilka podstawowych regularnych konfiguracji przestrzennych charakteryzujących się m.in. określoną porowatością, wymiarami komórki elementarnej, czyli elementarnej jednostki, którego wielokrotne powtarzanie tworzy ośrodek o danej konfiguracji, promieniem najwęższego kanału łączącego sąsiednie pory, promieniem pora w najszerszej jego części, układem pól kontaktów między poszczególnymi ziarnami itp.

Porowatość suchych ośrodków o budowie ziarnistej zdefiniowana jest jako udział objętościowy porów, czyli składnika ciągłego w objętości całkowitej suchego ośrodka

$$\varepsilon = \frac{\text{objętość porów}}{\text{objętość suchego ośrodka}} = \frac{\varrho_s - \varrho_{ef}}{\varrho_s - \varrho_f} \quad (1)$$

Porowatość rzeczywistych ośrodków ziarnistych, to znaczy o chaotycznym układzie kulek, zawiera się w przedziale $0,4764 < \varepsilon < 0,2595$. Trwałość ośrodka ziarnistego możliwa jest tylko przy $\varepsilon \cong 0,2595$ i $\varepsilon \cong 0,4764$, a zatem ośrodki ziarniste w postaci układów niekontaktujących się elementów dowolnego kształtu zdyspergowanych w fazie płynnej są nietrwałe [18]. Różnice między strukturami rzeczywistymi a teoretycznymi należy tłumaczyć:

- a) istnieniem upakowań pośrednich (kombinowanych),
- b) odchyleniem kształtu rzeczywistych ziaren od postaci kulistej,
- c) istnieniem mikroporowatości na powierzchni ziaren,
- d) występowaniem w budowie rzeczywistych ośrodków ziarnistych znacznych nieciągłości w postaci jam, kawern itp.

Ze względu na wspomnianą różnorodność konfiguracji kulek istotnym staje się problem wyboru geometrycznego modelu ośrodka ziarnistego. Stopień uproszczenia takiego modelu powinien jednak uwzględniać jakościowe elementy rzeczywistej struktury ośrodka ziarnistego. Zgodność modelu geometrycznego uzupełnionego określonymi założeniami fizycznymi z układem rzeczywistym sprawdzana jest przez zgodność wyników doświadczalnych z wynikami obliczonymi na podstawie zależności wyprowadzonych dla modelu.

W rozległej literaturze przedmiotu opisano kilkadziesiąt różnych modeli geometrycznych ośrodka ziarnistego, z których najważniejsze to m.in. model izotropowego ciągłego ośrodka, w którym zdyspergowane są niekontaktujące się ze sobą kulki składnika nieciągłego (Maxwell [9]), model Maxwella rozszerzony na cząsteczki elipsoidalne (Fricke [59]), model ziaren o różnych kształtach (Eucken [59]), model ziaren w postaci identycznych sześciątów oddzielonych od siebie warstwą płynu

o jednakowej grubości (Russel [46]), statystyczny model, w którym przyjęto paraboliczny rozkład składnika nieciągłego w składniku ciągłym (Tsao, Cheng i Vachon [9]), wreszcie modele złożone z kulek o konkretnej porowatości $\varepsilon = 0,476$ (Krupiczka [35]), $\varepsilon = 0,2595$ (Dulniew i Sigałowa [16]), model o chaotycznym rozkładzie kulek w ośrodku ciągłym, gdzie każda kulka otoczona jest płynem, a obszar ten otoczony jest z kolei ośrodkiem o poszukiwanej przewodności cieplnej (Brailsford i Major [2]). Opisano ponadto takie modele, w których struktura ziaren została zastąpiona przez szkielet beleczek zbudowanych z materiału kulek o geometrii będącej funkcją porowatości (Łykow, Szaszkw, Wasiliew i Fraiman [40], Wasiliew [58], Dulniew [12]), modele w postaci płytek zorientowanych prostopadle i równoległe do kierunku przepływu ciepła o objętościach odpowiadającym odpowiednim udziałom objętościowym poszczególnych składników ośrodka, reprezentowanych przez płytki (Krischer [33], Masamune i Smith [42]). Odnotować należy wreszcie i takie modele ośrodka ziarnistego, w których przyjmowano przypadkową konfigurację kulek [1] i wprowadzano współczynnik korelacji między strumieniem cieplnym a konfiguracją ziaren w ośrodku (Tamarin [53]) lub porowatością a liczbą pojedynczych pól kontaktu między ziarnami (Jeremiejew [26], Kaganier [28]).

3. MECHANIZM TRANSPORTU CIEPŁA W OŚRODKACH ZIARNISTYCH

Przewodzenie ciepła w ośrodku ziarnistym ma charakter zjawiska złożonego z elementarnych procesów transportu ciepła odbywających się równocześnie, a mianowicie:

- 1) przekazywania ciepła przez przewodzenie w poszczególnych ziarnach ośrodka oraz przewodzenie od jednego ziarna do sąsiadującego z nim drugiego ziarna w miejscu ich bezpośredniego kontaktu materialnego;

2) przekazywania ciepła przez przewodzenie w płynie wypełniającym przestrzeń porów między ziarnami oraz w przestrzeni pomiędzy występami mikrochropowatości w strefie kontaktu między ziarnami;

3) przekazywania ciepła przez promieniowanie między powierzchniami ziaren oraz promieniowanie płynu wypełniającego pory;

4) przekazywania ciepła przez konwekcję płynu wypełniającego pory.

Określenie ogólnej i uniwersalnej zależności pozwalającej na wyznaczenie efektywnej przewodności cieplnej λ_{ef} w niejednorodnym ośrodku, jakim jest materiał ziarnisty, napotyka na duże trudności ze względu na różnorodność mechanizmów transportu ciepła, złożoność geometrycznej struktury ośrodka oraz znaczną ilość różnych wielkości fizycznych mających wpływ na λ_{ef} . Do najważniejszych z nich zaliczyć należy m.in. właściwości cieplne poszczególnych składników ośrodka, jego porowatość, konfigurację ziaren, temperaturę, ciśnienie gazu wypełniającego przestrzeń porów, zawartość wilgoci, istnienie ścisających obciążeń zewnętrznych, właściwości mechaniczne i powierzchniowe ziaren itp.

4. EFEKTYWNA PRZEWODNOŚĆ CIEPLNA OŚRODKA ZIARNISTEGO JAKO FUNKCJA INDYWIDUALNYCH PRZEWODNOŚCI CIEPLNYCH SKŁADNIKÓW ORAZ POROWATOŚCI

Większość zależności określających efektywną przewodność cieplną ośrodków ziarnistych ma postać zależności funkcyjnych od indywidualnych przewodności cieplnych składników ośrodka oraz od ich udziałów objętościowych dla założonego rodzaju konfiguracji składnika nieciągłego (ziarna) w ciągłej osnowie płynu. Zależności te są dokładnymi rozwiązaniami matematycznymi otrzymanymi dla przyjętych modeli geometrycznych, bądź też są przekształceniami rozwiązań równania Laplace'a dla przyję-

tego rozkładu składników i przyjętych założeń dotyczących określonego przepływu strumienia ciepła lub określonego rozkładu temperatur.

Najprostszy model rzeczywistego dwuskładnikowego ośrodka ziarnistego otrzymuje się przez zastąpienie chaotycznej konfiguracji ziaren uporządkowanym układem połączeń oporów cieplnych obu składników ośrodka. Dwie płaskie warstwy zbudowane z ciała stałego (materiał ziarna) i płynu mogą być zorientowane prostopadle lub równolegle względem przewodzonego przez nie strumienia ciepła. Równoległe połączenie oporów cieplnych tych warstw prowadzi do maksymalnej wartości efektywnej przewodności

$$\lambda_{ef}^{\max} = \varepsilon \lambda_f + \varepsilon_s \lambda_s, \quad (2)$$

a szeregowo połączenie daje minimalną wartość λ_{ef}

$$\lambda_{ef}^{\min} = \frac{\lambda_s \lambda_f}{\varepsilon \lambda_s + \varepsilon_s \lambda_f}. \quad (3)$$

Dla dowolnej konfiguracji obu składników obowiązuje zależność [6]

$$\left(\frac{\partial \lambda_{ef}}{\partial \lambda_s} \right)_{\lambda_s = \lambda_f} = 1 - \varepsilon. \quad (4)$$

Wartość λ_{ef} rzeczywistego ośrodka ziarnistego zawarta jest między wartościami określonymi równaniami (2) i (3), a zatem spełniając kryterium (4) można ją przedstawić w postaci

$$\lambda_{ef} = (\lambda_f)^\varepsilon (\lambda_s)^{\varepsilon_s}. \quad (5)$$

Spotykane w literaturze zależności określające λ_{ef} ośrodków o strukturze ziarnistej można podzielić na dwie kategorie:

1) otrzymane przy założeniu określonego rozkładu przewodzonego strumienia cieplnego (a) lub określonego rozkładu temperatury (b);

2) wyprowadzone bez pomocy tego rodzaju założeń.

W literaturze te drugie zależności określa się jako "ściśle" [24] ("dokładne" lub "rygorystyczne"), podczas gdy zależności kategorii pierwszej jako uproszczone lub przybliżone; tymczasem - jak wskazuje praktyka - określenia te powinny się raczej odnosić tylko do matematycznej strony rozwiązania, a niekoniecznie do określanej daną zależnością wartości λ_{ef} .

Wyprowadzenie tzw. "dokładnych" zależności zainicjował Maxwell tzw. metodą uogólnionej przewodności, opartą na analogii między różniczkowymi równaniami ustalonego strumienia ciepła, prądu elektrycznego, elektrycznej i magnetycznej indukcji itd. [10], [3], [59], [17], [21]. Wzór Maxwella obowiązujący tylko dla dużych wartości ε i wyprowadzony przy założeniu braku styku między chaotycznie rozmieszczonymi kulkami (czyli przy pominięciu oddziaływania między kulkami) ma postać

$$\lambda_{ef} = \lambda_f \left[\frac{2\varepsilon \lambda_f + (3 - 2\varepsilon)\lambda_s}{(3 - \varepsilon)\lambda_f + \varepsilon \lambda_s} \right]. \quad (6)$$

Liczne modyfikacje wzoru (6), w których uwzględniono oddziaływania między kulkami o konfiguracji kubicznej (Rayleigh), wprowadzono elipsoidalny kształt oddalonych od siebie ziaren (Burgers, Fricke), różnicowano kształty ziaren (Eucken) itd. prowadzą do zależności, których zastosowanie ogranicza się do ośrodków o małej wartości ε_s , czyli do ośrodków o budowie typu "komórkowego" i do emulsji oraz takich ośrodków, których przewodność cieplna jest mniejsza od przewodności składnika ciągłego. Niezgodność wspomnianych zależności z wynikami doświadczalnymi tłumaczyć należy - jak się wydaje - sztucznością przyjętego modelu w odniesieniu do rzeczywistej budowy ośrodka ziarnistego.

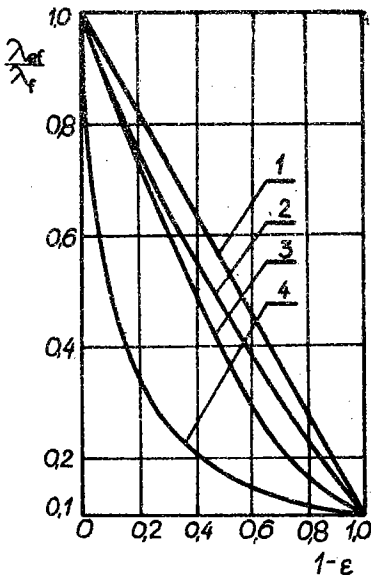
W odniesieniu do ośrodków o dużych wartościach ε_s może być stosowany wzór Bruggemanna [25], będący modyfikacją

wzorów Maxwella - Rayleigha, a zatem należący także do grupy wzorów dokładnych

$$1 - \varepsilon_s = \frac{\lambda_s - \lambda_{ef}}{\lambda_s - \lambda_f} \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{ef}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

Zależność podana przez Brailsforda i Majora [2], podobnie jak wzór Maxwella (6), pozwala na podstawie rozwiązania równania Laplace'a określić efektywną przewodność cieplną ośrodka złożonego z kulek składnika stałego rozproszonych chaotycznie w ciągłym ośrodku płynnym

$$\frac{\lambda_{ef}}{\lambda_f} = \frac{1 - 2\varepsilon_s \frac{1 - \lambda_s/\lambda_f}{2 + \lambda_s/\lambda_f}}{1 + \varepsilon_s \frac{1 - \lambda_s/\lambda_f}{2 + \lambda_s/\lambda_f}} \quad (8)$$



Dwuskładnikowy ośrodek o chaotycznym rozkładzie obu składników traktować można jako taki ośrodek, w którym można wyróżnić obszary zawierające poszczególne składniki w proporcjach odpowiadających ich udziałom objętościowym w całym ośrodku, otoczone równie chaotyczną mieszaniną obu tych składników o przewodności efektywnej równej poszukiwanej λ_{ef} dwuskładnikowej

Rys.2. Porównanie zależności do określania skrajnych (λ_{ef}^{max} , λ_{ef}^{min}) oraz pośrednich wartości efektywnej przewodności cieplnej: 1) równanie (2), 2) równanie (8), 3) równanie (9), 4) równanie (3)

mieszaniny. Model taki oznacza brak przestrzennej ciągłości każdego ze składników, a efektywna przewodność cieplna opisanego w taki sposób ośrodka określona jest wzorem [2]

$$\lambda_{ef} = (3\epsilon_S - 1) \lambda_S + (3\epsilon - 1) \lambda_F + \left\{ [(3\epsilon_S - 1) \lambda_S + (3\epsilon - 1) \lambda_F]^2 + 8\lambda_S \lambda_F \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Dla przykładowo przyjętego stosunku $\lambda_S/\lambda_F = 0,1$ zależności opisane wzorami (2), (3), (8) i (9) przedstawione zostały w funkcji $(1 - \epsilon)$ na rys.2 [2].

Na podstawie wzoru (8) i analogicznego do niego wzoru, w którym rolę ciągłego składnika spełniają ziarna, Brailsford i Major [2], [6] określili zależność λ_{ef} dla trójskładnikowego ośrodka, np. typu "ziarno - ciecz - mieszanina parowo-powietrzna", w którym jako ciągły składnik traktowane jest ziarno

$$\lambda_{ef}^w = \frac{\lambda_S(1-\epsilon) + \frac{3\lambda_S\lambda_{v-a}(\epsilon-\psi)}{2\lambda_S + \lambda_{v-a}} + \frac{3\lambda_S\lambda_1\psi}{2\lambda_S + \lambda_1}}{(1-\epsilon) + \frac{3\lambda_S(\epsilon-\psi)}{2\lambda_S + \lambda_{v-a}} + \frac{3\lambda_S\psi}{2\lambda_S + \lambda_1}} \quad (10)$$

Wprowadzenie założeń dotyczących:

a) prostoliniowości i wzajemnej równoległości linii strumienia ciepłego,

b) płaskości i prostopadłości izoterm do linii strumienia ciepłego

pozwała uprościć zagadnienie obliczania λ_{ef} ośrodka niejednorodnego i zamiast rozwiązywania równań różniczkowych o pochodnych cząstkowych rozwiązywać zwyczajne równania różniczkowe. Przy założeniu a) określone zostały zależności son Freya, Schumanna i Vossa, Wilhelma, Deisslera i Eiana [59], Gorrin-ga i Churchilla, Willhite'a, Kuniego i Smitha [12] oraz szereg innych. Dla przykładu zacytowane zostaną tylko najpopularniejsze w literaturze wzory, a mianowicie wzór

Deisslera i Eiana [59] wprowadzony dla kubicznej prostej konfiguracji ziaren

$$\lambda_{ef} = \lambda_f \left\{ \frac{\pi}{2 \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_s} - 1 \right)^2} \left[\left(\frac{\lambda_f}{\lambda_s} - 1 \right) - \ln \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \right] + 1 - \frac{\pi}{4} \right\}, \quad (11)$$

uzupełniony wykresem $\lambda_{ef}/\lambda_f = f(\lambda_s/\lambda_f)$ (parametrem rodziny krzywych przedstawionych na tym wykresie (rys.3) jest udział objętościowy porów ε) oraz Willhite'a, Kuniego i Smitha [59]

$$\lambda_{ef} = \lambda_f \left[1 + \varepsilon_s \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \right) + \varepsilon_s \frac{\Omega}{\omega} \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \right)^2 \right], \quad (12)$$

gdzie:

$$\omega = \frac{1}{2} \left[\frac{\left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \right)^2 \sin^2 \beta}{\ln \left\{ \frac{\lambda_s}{\lambda_f} - \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f} - 1 \right) \cos \beta \right\} - \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \right) (1 - \cos \beta)} \right],$$

$$\sin^2 \beta = \frac{\varepsilon_s}{13,23 \varepsilon_s - 5,36},$$

$\Omega = \frac{2}{3}$ i $\frac{1}{2}$ dla ziaren kulistych o odpowiednio małej i dużej przewodności cieplnej.

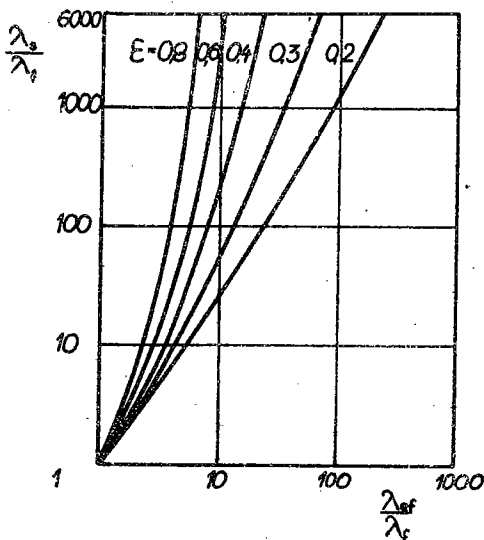
Poniżej omówiony zostanie szerszy model Masamune'a i Smitha [42], [37] stanowiący rozwinięcie koncepcji wymienionych poprzedników. Cenną zaletą półempirycznej zależności na λ_{ef} podaną przez Masamune'a i Smitha jest jej budowa pozwalająca w sposób jawny określić udział wyróżnionych przez autorów mechanizmów transportu ciepła. Każdy z trzech równoległych mechanizmów znajduje w tej zależności swój wpływ w postaci osobnego wyrazu sumy

$$\lambda_{ef} = \alpha \varepsilon \lambda_f + \frac{(1 - \alpha \varepsilon)(1 - \delta)}{\frac{\Phi}{\lambda_f^*} + \frac{1 - \delta}{\lambda_s}} + (1 - \alpha \varepsilon) \delta \lambda_s, \quad (13)$$

gdzie:

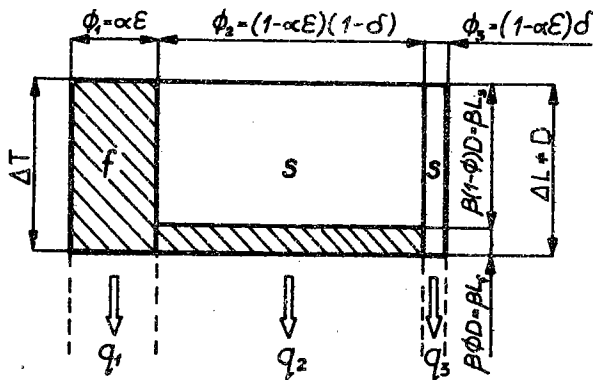
λ_f^* oznacza przewodność cieplną płynu w obszarze ograniczonym dwoma równoległymi płytkami odległymi o L_f ,
 Φ, α, δ określone zostały zależnościami (17), (18) i (19)

Po przyjęciu założenia o jednokierunkowym transporcie ciepła, co równoważne jest prostoliniowości strumienia cieplnego, określenie λ_{ef} ośrodka ziarnistego sprowadza się do wyznaczenia efektywnych długości odcinków transportu ciepła w ziarnach L_s i między stykającymi się ziarnami w porach wypełnionych płynem L_f oraz do wyznaczenia pola efektywnych powierzchni prostopadłych do kierunku przepływu ciepła, odpowiadających każdemu z trzech mechanizmów transportu ciepła (Φ_1, Φ_2, Φ_3). Efektywny odcinek przewodzenia ciepła w płynie został wyznaczony na podstawie rozważań geometrycznych dla płynu tworzącego pierścien pendularny przy założeniu iż cała powierzchnia kulistego ziarna znajduje się w bezpośrednim kontakcie z pierścieniem płynu. Objętość elementarnego pierścienia płynu ΔV_f podana została przez Rose'a w funkcji kąta θ_2 [41]



Rys. 3. Zależność Deisslera - Eiana do wyznaczania λ_{ef} ośrodka ziarnistego (wg Schotte'go [47])

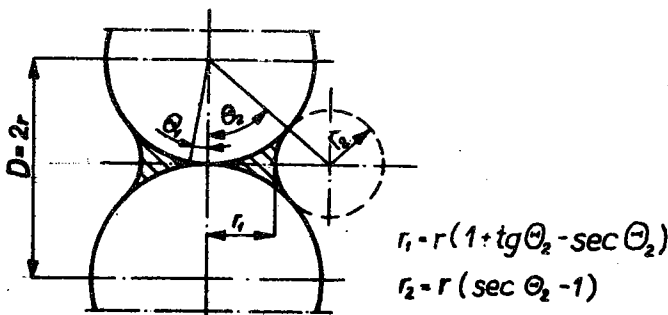
$$\Delta V_f = 2\pi r^3 (\sec \theta_2 - 1)^2 \left[1 - \left(\frac{\pi}{2} - \theta_2 \right) \operatorname{tg} \theta_2 \right], \quad (14)$$



Rys.4. Geometryczna interpretacja modelu Masamune'a i Smitha [42]. Mechanizm 1: transport strumienia ciepła q_1 w przestrzeni porów przez przewodzenie i promieniowanie. Mechanizm 2: transport strumienia ciepła q_2 przez szeregowo połączone odcinki przewodzenia ciepła w ziarnie i w płynie. Mechanizm 3: transport strumienia ciepła q_3 przez przewodzenie przez powierzchnię kontaktu między ziarnami. f - obszar zajmowany przez płyn, s - obszar zajmowany przez ziarno

orzy czym kąt Θ_2 może być określony na podstawie znajomości przeciętnej liczby pól kontaktowania się ziaren $n = N/2$ dla jednej półkuli związanej półempiryczną zależnością z porowatością ε :

$$n = 6,53 - 5,51 \frac{\varepsilon - 0,260}{0,476 - 0,260} \quad (15)$$



Rys.5. Schemat kontaktowania się gładkich kulek z uwzględnieniem pendularnego pierścienia płynu wokół powierzchni kontaktu [42]

$$\theta_2 = \arccos \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (16)$$

Ostatecznie

$$\bar{\Phi} = \frac{L_f}{D} = \frac{n \Delta V_f}{\pi r^2}, \quad (17)$$

a efektywny udział powierzchni odpowiadający mechanizmowi 1

$$\alpha = \frac{\Phi_1}{\bar{\Phi}} = 1 - 1,5 \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right) \bar{\Phi}. \quad (18)$$

Kontaktowa wymiana ciepła między ziarnami nie jest jednak funkcją wyłącznie wielkości geometrycznych, ale także takich właściwości powierzchni ziarna, jak mikrochropowatość, twardość, kąt kontaktu między dwoma ziarnami θ_1 . Masumune i Smith podają następujące przybliżone zależności do określania efektywnego udziału powierzchniowego odpowiadającego trzeciemu mechanizmowi transportu ciepła:

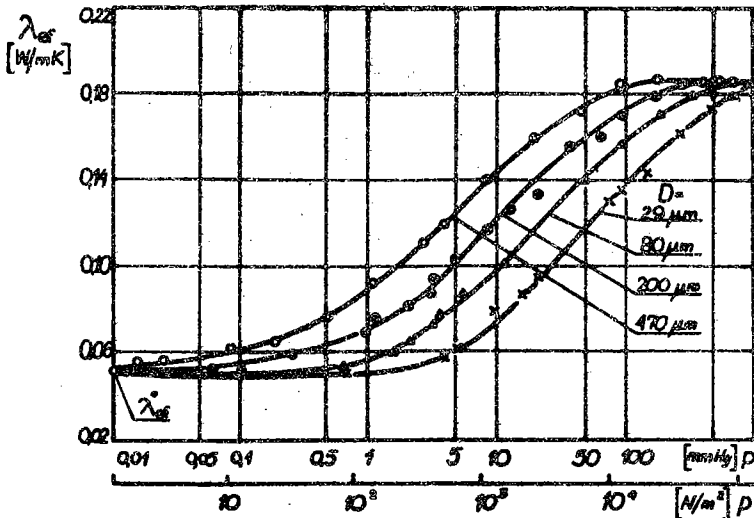
$$\delta = \frac{\Phi_3}{\Phi_2 + \Phi_3} = \frac{n \pi r^2 \sin^2 \theta_1}{\pi r^2} = n \sin^2 \theta_1, \quad (19)$$

$$\theta_1 = \arcsin \left[\frac{\lambda_{ef}^\circ \frac{1}{\lambda_s (1 - \alpha \varepsilon)}}{n} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (20)$$

Wartość λ_{ef}° występująca we wzorze (20) wyznaczona została przez autorów [42] w sposób doświadczalny dla określonego ośrodka ziarnistego.

Na podstawie założenia płaskości izoterm wyprowadzone zostały m.in. zależności Russe[lla [62], [46]

$$\lambda_{ef} = \lambda_f \frac{\frac{\lambda_s}{\lambda_f} \varepsilon_s^{\frac{2}{3}} + 1 - \varepsilon_s^{\frac{2}{3}}}{\frac{\lambda_s}{\lambda_f} (\varepsilon_s^{\frac{2}{3}} - \varepsilon_s) + 1 - \varepsilon_s^{\frac{2}{3}} + \varepsilon_s} \quad (21)$$



Rys.6. Wpływ ciśnienia gazu p na λ_{ef} dla kulek szklanych wg Masamune a i Smitha [42]

oraz Chenga i Vachona [7], [8], [9] mające dla $\lambda_s > \lambda_f$ postać

$$\frac{1}{\lambda_{ef}} = \frac{1}{\sqrt{C(\lambda_s - \lambda_f) [\lambda_f + B(\lambda_s - \lambda_{0f})]}} \cdot \ln \frac{\sqrt{\lambda_f + B(\lambda_s - \lambda_f)} + \frac{B}{2} \sqrt{C(\lambda_s - \lambda_f)}}{\sqrt{\lambda_f + B(\lambda_s - \lambda_f)} - \frac{B}{2} \sqrt{C(\lambda_s - \lambda_f)}} + \frac{1-B}{\lambda_{ef}}, \quad (22)$$

gdzie:

$$B = \sqrt{\frac{3\epsilon_s}{2}},$$

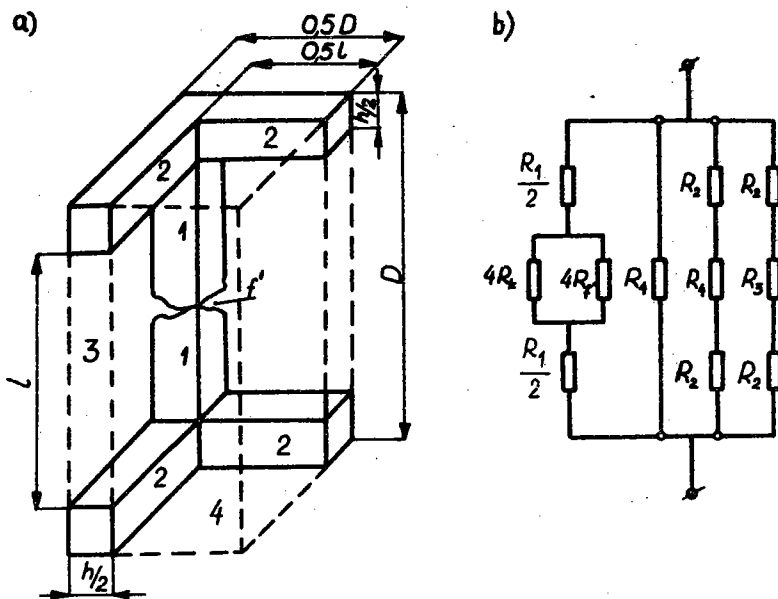
$$C = -4 \sqrt{\frac{2}{3\epsilon_s}}.$$

Zależność (22) dla $\lambda_s \gg \lambda_f$ przybiera znacznie prostszą postać

$$\frac{1}{\lambda_{ef}} = \frac{1-B}{\lambda_f}. \quad (23)$$

5. EFEKTYWNA PRZEWODNOŚĆ CIEPLNA OŚRODKA ZIARNISTEGO JAKO FUNKCJA STRUKTURALNEJ BUDOWY OŚRODKA, PARAMETRÓW TERMODYNAMICZNYCH OŚRODKA I MECHANICZNYCH WŁAŚCIWOŚCI ZIAREN. TERMICZNY OPÓR KONTAKTOWY

Na podstawie metody uogólnionej przewodności wyprowadzona została zależność podana przez Wasiliewa [58], [59]. Elementarna komórka wyodrębniona została z ośrodka ziarnistego o konfiguracji kubicznej. Składa się ona z dwóch stykających się ze sobą 1/8 kulek zastąpionych beleczkami, w których skupiona jest masa ziarna. Równoważny modelowi cieplnemu elektryczny układ połączeń oporów elektrycznych pozwala wy-



Rys.7. a. Elementarna komórka suchego ośrodka ziarnistego wg modelu Wasiliewa [40], [58], b. Schemat oporów cieplnych odpowiadających elementarnej komórce; 1,2 - beleczki pionowe i poziome, 3,4 - obszar płynu znajdujący się pod beleczkami poziomymi oraz obszar płynu w postaci słupa o wymiarach $0,5 l \times 0,5 l \times D$, f' - obszar płynu wypełniającego występy między mikrochropowatościami, R_1 - opory cieplne odpowiadające obszarom 1, 2, 3, 4, f' , R_K - termiczny opór kontaktowy

prowadzić zależność na λ_{ef} , wykorzystując związek między porowatością a charakterystycznymi parametrami geometrycznymi komórki h/D i h/l [12].

$$\frac{\lambda_{ef}}{\lambda_s} = \frac{1}{\frac{1}{\left(\frac{h}{D}\right)^2} + A} + \nu_f \left(1 - \frac{h}{D}\right)^2 + \frac{2}{1 + \frac{h}{l} + \frac{D}{\nu_f h}}, \quad (24)$$

gdzie:

$$D = l + h, \quad (25)$$

$$A = \frac{1}{\frac{\lambda_k}{\lambda_s} + \frac{\nu'_f}{4k_k k_m} \left(\frac{h}{D}\right)^2 \cdot 10^3}, \quad (26)$$

$$k_m = \frac{h_r}{D} \cdot 10^3, \quad (27)$$

$$k_k \approx 1,5 \quad (1 < k_k < 2),$$

$$\nu_f = \frac{\lambda_f}{\lambda_s}, \quad (28)$$

$$\nu'_f = \frac{\lambda'_f}{\lambda_s}, \quad (29)$$

$$\lambda_f = \frac{\lambda_{fn}}{1 + \frac{B}{p l}} + \lambda_{fr}, \quad (30)$$

$$\lambda'_f = \frac{\lambda_{fn}}{1 + \frac{B}{p k_n l}} + \lambda'_{fr}, \quad (31)$$

$$k_n = 0,5 \div 1,$$

$$\lambda'_{fr} = 2\epsilon_p^2 c_o T^3 k_n l, \quad [10], [39], \quad (32)$$

$$\lambda_{fr} = 2\varepsilon_p^2 c_o T^3 l, \quad [10], [39], \quad (33)$$

$$\lambda_k = \lambda_s \left(\frac{D}{2r_{sp}} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{D}{r_{sp}} \right)^{-1}, \quad (34)$$

$$B = \frac{4\kappa}{\kappa+1} Pr \frac{2-a}{a} \Lambda_n p_n. \quad (35)$$

Analiza wielkości A (26) wskazuje, że przy wyprowadzeniu zależności (24) uwzględniono istnienie zjawisk kontaktowych w strefie bezpośredniego zetknięcia się dwóch ziaren.

W strefie kontaktu ciepło może być przekazywane przez:

- przewodzenie w "mostkach cieplnych" utworzonych przez stykające się ze sobą występy mikrochropowatości powierzchni dwu ziaren,
- przewodzenie przez płyn wypełniający przestrzenie między występami mikrochropowatości kontaktujących się ziaren,
- promieniowanie między powierzchniami ziaren i promieniowanie płynu znajdującego się w mikrochropowatościach.

Zatem odpowiadające wymienionym mechanizmom przewodności cieplne zostały określone przy pomocy wzoru Riemanna-Webera (34) (przewodność kontaktowa) oraz wzorów (31) i (32) (molekularna i radiacyjna przewodność płynu zawartego między występami mikrochropowatości).

W przypadku ziarnistych ośrodków, których efektywna przewodność cieplna jest znacznie mniejsza od przewodności λ_s , zależność określona wzorem (24) znacznie się upraszcza, gdyż opory cieplne samych ziaren można pominąć, a uwzględnić tylko termiczne opory kontaktowe między ziarnami i opory płynu znajdującego się w porach

$$\lambda_{ef} = \lambda_f \left(1 - \frac{h}{D} \right)^2 + \lambda'_f \frac{D}{4k_k h_r} \left(\frac{h}{D} \right)^2 + \lambda_f \left(\frac{h}{D} \right) + \lambda_k. \quad (36)$$

Określenie przewodności kontaktowej (34) wymaga znajomości promienia pola kontaktu powstającego przy zetknięciu się kulek [22], [27], [29], [52]. Wielkość tego promienia jest funkcją obciążenia mechanicznego działającego na ośrodek ziar-

nisty, właściwości mechanicznych ziaren, profilu mikrochropowatości ich powierzchni oraz konfiguracji ziaren. Najprostszą postać zależności r_{sp} przedstawia wzór Hertza obowiązujący dla dwóch gładkich kulek [40]

$$r_{sp} = 0,725 \sqrt[3]{\eta r P}, \quad (37)$$

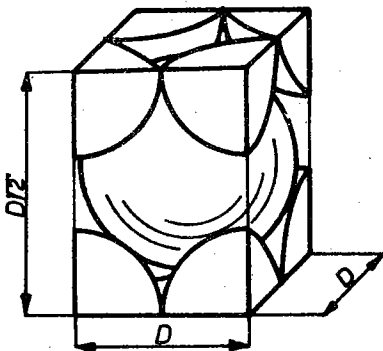
gdzie:

$$\eta = 2 \frac{1 - \mu^2}{E}, \quad (38)$$

P - siła nacisku między dwoma kulkami.

Uwzględnienie wpływu istnienia chropowatości na efektywną powierzchnię kontaktu, współczynnika tarcia między kulkami tworzącymi ośrodek ziarnisty f_1 , ciężaru właściwego ośrodka, rodzaju konfiguracji kulek (współczynnik $b = 4 \div 2\sqrt{3}$), wysokości warstwy ziarnistej s prowadzi do uproszczonej zależności [22] słusznej przy szerokości ośrodka większej od $10 s$

$$r_{sp} = 0,575r \sqrt[3]{\frac{s \rho_s b \gamma}{f_1}}. \quad (39)$$



Rys.8. Elementarna komórka suchego ośrodka ziarnistego wg modelu Dulniewa - Sigalowej [16]

Zależność służąca do wyznaczania efektywnej przewodności cieplnej ośrodka ziarnistego podana przez Dulniewa i Sigalową [15], [16] uwzględnia również istnienie mikrochropowatości na powierzchni ziaren. Elementarna komórka ośrodka ziarnistego o porowatości odpowiadającej upakowaniu tetraedrycznemu ($\varepsilon = 0,2595$) składa się z jednej centralnej kulki oraz ośmiu oktanów kulek, przy czym obszar zajmowany przez mikrochropowatości został zastąpiony przez gazową otoczkę o stałej grubości.

Na podstawie analizy poszczególnych mechanizmów transportu ciepła w elementarnej komórce i przy założeniu, że opór cieplny ziaren równy jest zeru ($\lambda_s \gg \lambda_f$), czyli skupieniu całego spadku temperatury w przestrzeni między kulkami, Dulniew i Sigalowa podali następującą ostateczną zależność obowiązującą dla porowatości w przedziale $0,25 \leq \varepsilon \leq 0,75$

$$\lambda_{ef} = \frac{\lambda_{fn}}{A} \left(X + Y + 2,23 \frac{1,41A - 1}{1 + \frac{B}{p \delta_3}} \right) + \frac{4,45}{A} \text{gr} \left[1 + 0,5 (1,41A - 1)^2 \right] + \lambda_k, \quad (40)$$

gdzie:

$$A = \sqrt[3]{\frac{0,74}{1,00 - \varepsilon}}, \quad (41)$$

$$X = \frac{4,45}{1 + \frac{B}{p \delta_1}} \left(A \ln \frac{A}{A-1} - 1 \right), \quad (42)$$

$$Y = f(\varepsilon) \frac{1}{1 + \frac{B}{p \delta_2}} \frac{9,9 \cdot 10^2}{k_m \beta^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{\Delta}{E} \right)^{\frac{4}{9}}, \quad (43)$$

$$\beta = 0,3 \div 0,6,$$

$$g = 9,2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T}{100} \right)^3, \quad [10], \quad (44)$$

$$f(\varepsilon) = \frac{0,26}{\varepsilon} - 0,35 \varepsilon + 0,09. \quad (45)$$

Linijowe wymiary wyodrębnionych przez Dulniewa i Sigalową obszarów pora określone są następująco:

$$\delta_1 = r \left(A - \frac{\pi}{4} \right),$$

$$\delta_2 = h_r,$$

$$\delta_3 = 2r(1,41A - 1).$$

W zależności (40) uwzględniony został wpływ ciśnienia gazu wypełniającego przestrzeń porów (składowe (42) i (43)), a także wpływ obciążenia ściskającego na efektywną powierzchnię pola kontaktu między ziarnami (składowa (43)).

Gdy wartość liczby Knudsena $Kn < 10^{-3}$, tzn. transport ciepła przez powierzchnie kontaktu jest pomijalnie mały, a strumień ciepła wymieniany jest na zasadzie przewodzenia przez pory i ziarna, można stosować wzór Tamarina dopuszczalny w zakresie umiarkowanych temperatur i ciśnień.

Tamarin [53] nie przyjmował założeń co do rodzaju konfiguracji kulek w ośrodku ziarnistym i tym samym nie wyodrębnił elementarnej komórki. Ze względu jednak na założone $\lambda_s \gg \lambda_f$ i skupianie się linii strumienia cieplnego w miejscach kontaktowania się ziaren, Tamarin zakładał brak w ośrodku ziarnistym takich linii strumienia, które przechodziłyby albo tylko przez przestrzeń porów, albo tylko przez szkielec utworzony z ziaren. Średni spadek temperatury wg tego założenia jest zatem sumą spadków temperatur w obszarach płynu i ziarna. Tamarin rozpatrując uśrednione po objętości elementu strumienie ciepłe w obszarze płynu i ziarna uzyskał następującą zależność [53]

$$\frac{\lambda_s}{\lambda_{ef}\varepsilon} + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\lambda_s}{\lambda_{ef}} + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_{ef}} - 1 \right) \psi, \quad (46)$$

gdzie ψ jest współczynnikiem korelacji między strumieniem cieplnym a rodzajem konfiguracji ziaren w ośrodku ziarnistym.

Porównanie wyników licznych prac eksperymentalnych, obejmujących szeroki zakres zmienności parametrów ośrodków ziarnistych, z równaniem (46) pozwoliło określić średnią wartość współczynnika ψ oraz określić jego wariancję $\sigma = 0,088$.

Kontaktowa przewodność cieplna zależy od fizycznych i mechanicznych właściwości ziaren tworzących ośrodek, a także od wielkości powierzchni kontaktu, określonej m.in. przez siłę nacisku zewnętrznego [19].

Kaganier [27], [28] oblicza kontaktową przewodność cieplną dwóch stykających się ziaren według równania dla kontaktu między ciałami półnieskończonymi i udowadnia, że taka zamiana przy promieniu pola kontaktu $\frac{D}{r_{sp}} > 10$ jest dopuszczalna. Promień pola kontaktu określił on według wzoru Hertza.

Przyjmując chaotyczny model ośrodka ziarnistego złożonego z kulek, Kaganier podał następującą zależność λ_k od jednostkowego obciążenia zewnętrznego Δ [27]

$$\lambda_k = \frac{3,37 (1 - \epsilon)^{\frac{4}{3}} (1 - \mu^2)^{\frac{1}{3}}}{E^{\frac{1}{3}}} \lambda_s \Delta^{\frac{1}{3}} + \lambda_k^G. \quad (47)$$

Dulniew i Sigałowa [15] otrzymali półempiryczne postaci zależności λ_k od obciążenia zewnętrznego, określone w przedziałach:

a) $\Delta = 0 \div 3 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2};$

$$\lambda_k = \frac{\lambda_s}{1,6 \cdot 10^5} \frac{1}{A} \Delta^{\frac{2}{3}} k_\alpha + \lambda_k^G, \quad (48)$$

b) $\Delta = 3 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2} \div 16 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2};$

$$\lambda_k = \frac{\lambda_s}{E^{\frac{4}{9}}} \frac{1}{A} \Delta^{\frac{4}{9}} k_\delta + \lambda_k^G, \quad (49)$$

gdzie: wartość λ_k^G określa się doświadczalnie,

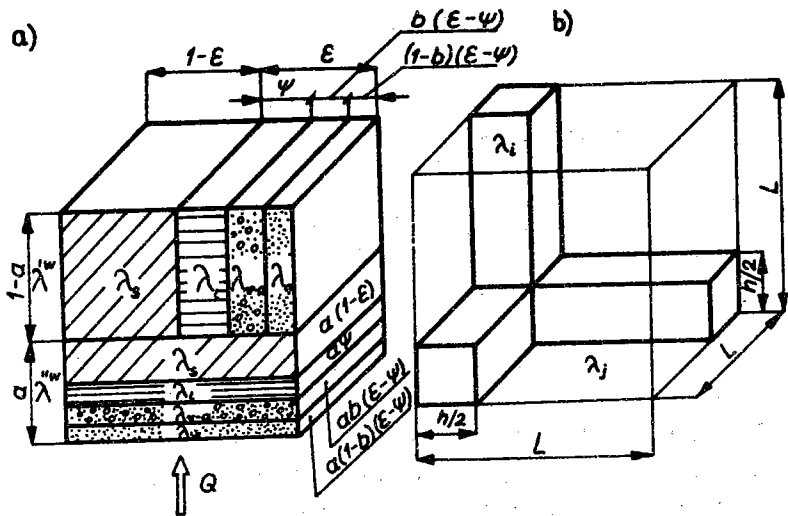
A ma znaczenie określone wzorem (41).

Występujące we wzorach (48) i (49) współczynniki k_α i k_δ są m.in. funkcją parametrów mechanicznych ziarna i wzajemnego ustawienia się mikrochropowatości dwóch ziaren w strefie kontaktu. Autorzy [15] podali ponadto ustalone eksperymentalnie graficzne przebiegi zależności k_α i k_δ od obciążenia wywieranego na warstwę ośrodka ziarnistego.

6. EFEKTYWNA PRZEWODNOŚĆ ZAWILŻONYCH OŚRODKÓW ZIARNISTYCH

Obecność cieczy jako trzeciego składnika ośrodka ziarnistego komplikuje budowę jego modelu. Oprócz wymienionych już w rozdziale 4 mechanizmów transportu ciepła w wilgotnym ośrodku ziarnistym występuje dodatkowo przewodzenie przez ciecz oraz mieszaninę parowo-powietrzną [34], [56], [57]. Opory przewodzenia ziaren, przestrzeni porów wypełnionych częściową cieczą, suchym powietrzem i mieszaniną parowo-powietrzną mogą być w rzeczywistym ośrodku ziarnistym zorientowane zarówno równoległe jak i szeregowo względem strumienia cieplnego. Wymienione elementy rzeczywistego ośrodka ziarnistego uwzględnione zostały w modelu równoległych płytek Krischera [33]. Wielkości a oraz b występujące w tym modelu określane są eksperymentalnie.

Parametr a charakteryzuje wymiar liniowy obszarów zorientowanych prostopadle lub równoległe do linii strumienia



Rys.9. Modele wilgotnego ośrodka ziarnistego: a) płytkowy model Krischera [33], b) elementarna komórka modelu ze wzajemnie przenikającymi się składnikami (Dulniew [20])

cieplnego, zaś parametr b uwzględnia fakt zwilżania przez ciecz tylko części powierzchni ziaren uczestniczącej w dyfuzyjnym transporcie ciepła w wyniku parowania i kondensacji cieczy. Przedstawione niżej zależności wyprowadzone zostały w odniesieniu do ustalonego zjawiska przewodzenia ciepła.

Efektywna przewodność wilgotnego ośrodka ziarnistego wyznaczona dla przedstawionego modelu metodą uogólnionej przewodności ma następującą postać

$$\lambda_{ef}^w = \frac{1}{\frac{1-a}{\lambda^{IW}} + \frac{a}{\lambda^{HW}}}, \quad (50)$$

gdzie efektywne przewodności cieplne obszaru złożonego z elementów połączonych równolegle i szeregowo wynoszą odpowiednio:

$$\lambda^{IW} = \lambda_s \varepsilon_s + \lambda_1 \psi + \lambda_{v-a} \Phi + \lambda_a X, \quad (51)$$

$$\lambda^{HW} = \frac{1}{\frac{\varepsilon_s}{\lambda_s} + \frac{\psi}{\lambda_1} + \frac{\Phi}{\lambda_{v-a}} + \frac{X}{\lambda_a}}, \quad (52)$$

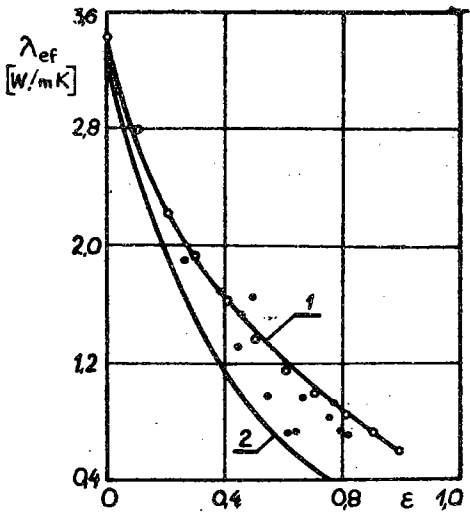
zaś udziały objętościowe ziaren, porów z suchymi ściankami i porów z wilgotnymi ściankami określone są odpowiednio jako:

$$\varepsilon_s = 1 - \varepsilon, \quad (53)$$

$$X = (1 - b)(\varepsilon - \psi), \quad (54)$$

$$\Phi = b(\varepsilon - \psi). \quad (55)$$

Dla wyznaczenia wartości parametru a Krischer [33] podaje odpowiednie równania, których rozwiązanie wymaga znajomości eksperymentalnie określanych efektywnych przewodności cieplnych suchego (λ_{ef}) i nasyconego cieczą (λ_{ef}^{WS}) ośrodka ziarnistego.



Rys.10. Zależność λ_{ef} dla ziarnistych materiałów nieorganicznych ($\lambda_s=3,2$ W/mK) [20] od ε : 1) nasycony wilgotny ośrodek - krzywa λ_{ef} obliczona wg równania Dulniewa (56), 2) suchy ośrodek - krzywa λ_{ef} obliczona wg równania (56), \bullet - eksperymentalne dane Krischera [33] i Cammerera [4] dla wilgotnych ośrodków nasyconych

gdzie zastępcza przewodność cieplna podukładu dwuskładnikowego wyraża się następującą zależnością

$$\lambda_{ij}^w = \lambda_i \left[c_j^2 + v_{ij} (1 - c_j)^2 + \frac{2v_{ij}c_j(1 - c_j)}{v_{ij}c_j + 1 - c_j} \right], \quad (56)$$

gdzie

$$v_{ij} = \frac{\lambda_j}{\lambda_i}. \quad (57)$$

Indeksy i oraz j odnoszą się odpowiednio do pierwszego i drugiego składnika podukładu wyodrębnionego na kolejnym etapie redukcji, którego zastępcza przewodność cieplna określona jest zależnością (56).

Model zaproponowany przez Dulniewa, Zariczniaka i Muratową [20] zdecydowanie lepiej oddaje budowę rzeczywistego wilgotnego ośrodka.

Obliczanie efektywnej przewodności cieplnej wieloskładnikowego układu, jakim jest wilgotny ośrodek ziarnisty, odbywa się na drodze kolejnego redukowania układu wieloskładnikowego do podukładu złożonego z dwóch składników, w następującym porządku podukładów [13]:

- ziarna - suche powietrze,
- (ziarna - suche powietrze) - woda,
- (woda - (ziarna - suche powietrze)) - mieszanina parowo-powietrzna.

Na każdym etapie reduk-

Dla udziałów $0 \leq m_j \leq 0,5$

$$c_j = 0,5 - \cos \left[\frac{1}{3} \arccos (1 - 2 m_j) \right], \quad (58)$$

a dla $0,5 < m_j < 1,0$

$$c_j = 0,5 + \cos \left[\frac{1}{3} \arccos (2 m_j - 1) \right], \quad (59)$$

gdzie udziały j -tego składnika odpowiednio na pierwszym, drugim i trzecim etapie redukcji układu wynoszą:

$$m_j = \frac{X}{1 - \psi - \Phi}$$

$$m_j = \frac{\psi}{1 - \Phi}, \quad (60)$$

$$m_j = \Phi.$$

Wpływ obecności cieczy na efektywną przewodność ośrodków ziarnistych można uwzględnić uogólniając wzory dla ośrodków dwuskładnikowych (np. Bogomołowa [10]) na ośrodki 3-składnikowe. Dla określonego rodzaju konfiguracji kulek, np. dla konfiguracji kubicznej przestrzennie centrycznej [45], geometryczne parametry ośrodka są następujące [36]:

- pole powierzchni prostopadłej do kierunku przepływu ciepła, przypadającej na jedną kulkę wraz z otaczającym porę $S = 5,336 r^2$;
- kąt między kierunkiem strumienia cieplnego a kierunkiem tworzoną przez linię kontaktowania się kulek $\alpha = 54,74^\circ$;
- liczba kontaktów między kulką górną a kulkami dolnymi $n = 4$.

Wprowadzając za Kułandiną [36] zależności między przewodnościami cieplnymi składników w postaci:

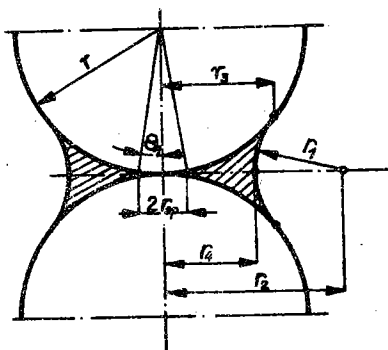
$$a_1 = 1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_S},$$

$$a_2 = 1 - \frac{\lambda_{v-a}}{\lambda_S}, \quad (61)$$

$$\begin{aligned}
 a_3 &= -\lambda_{v-a}(\lambda_s - \lambda_1), \\
 a_4 &= \lambda_s(\lambda_1 - \lambda_{v-a}), \\
 a_5 &= \lambda_s \lambda_{v-a}
 \end{aligned}
 \tag{61}$$

oraz geometryczne parametry pendularnego pierścienia wodnego r_1, r_2, r_3, r_4 będące funkcją udziału objętościowego cieczy ψ wzór Bogomołowa przyjmuje postać następującą [36]

$$\begin{aligned}
 \lambda_{ef}^w &= \frac{2\pi \cos \alpha}{S} r \sum_{i=1}^n \left(\lambda_1 \int_0^{r_4} \frac{x dx}{r-a_1 \sqrt{r^2-x}} + \lambda_s \lambda_1 \lambda_{v-a} \cdot \right. \\
 &\cdot \left. \int_{r_4}^{r_3} \frac{x dx}{a_3 \sqrt{r^2-x^2} + a_4 \sqrt{r_1^2-(x-r_2)^2} + a_5 r} + \lambda_{v-a} \int_{r_3}^x \frac{x dx}{r-a_2 \sqrt{r^2-x^2}} \right).
 \end{aligned}
 \tag{62}$$

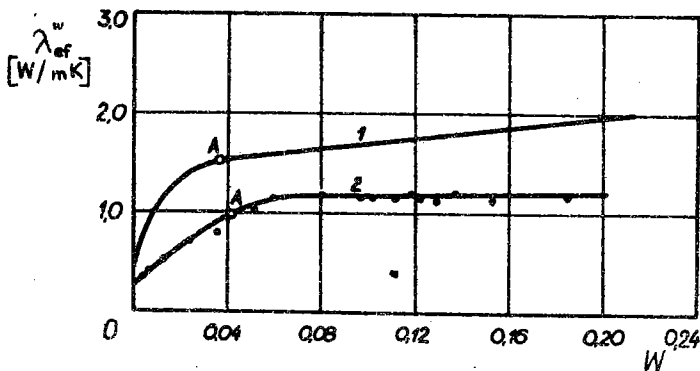


Rys.11. Geometryczne parametry pendularnego menisku cieczy wokół pola kontaktu między ziarnami

Jednakże według zależności (62) obliczać można efektywną przewodność ośrodków ziarnistych tylko w takim przedziale wilgotności, któremu odpowiadają jeszcze nie łączące się ze sobą meniski pierścieni wodnych. W przedziale wilgotności $W > W_A$, gdzie zawilżanie obszarów międzyziarnistych odbywa się przez połączenie menisków, określanie λ_{ef}^w przeprowadza się według zależności Karnauchowa [30]

$$\lambda_{ef}^w = \lambda_{ef}^{W_A} + \frac{\lambda_{ef}^{W_S} - \lambda_{ef}^{W_A}}{W_S - W_A} (W - W_A).
 \tag{63}$$

Badania Kazanskiego [36] wykazały, że istnienie punktu A, któremu odpowiada wartość wilgotności W_A , znajdującego się w miejscu, gdzie zależność $\lambda_{ef}^W = f(W)$ (rys.12) ulega istot-



Rys.12. Zależność λ_{ef}^W od wilgotności dla piasku kwarcowego ($\lambda_s = 8,03$ W/mK): 1) krzywa obliczona wg (62), 2) krzywa wyznaczona eksperymentalnie przez Kułandinę [36]

nej zmianie jakościowej (dotyczy to zarówno krzywej teoretycznej (62), jak i krzywej przedstawiającej dane doświadczalne), związane jest z maksymalną zawartością wody znajdującej się jeszcze w postaci nie stykających się pierścieni pendularnych. Przy wzroście wilgotności do wartości W_A zachodzi wyraźny wzrost λ_{ef}^W wilgotnego ośrodka ziarnistego, co przypisać należy faktowi, że $\lambda_1 \gg \lambda_2$, natomiast dalszy wzrost λ_{ef}^W nie jest już tak zdecydowany. Różnice między zależnością teoretyczną a przebiegiem $\lambda_{ef}^W = f(W)$ ustalonym doświadczalnie wyjaśnione zostały przez Babiewa [36].

Przy wyprowadzeniu zależności (62) uwzględniany był tylko konduktywny mechanizm transportu ciepła z pominięciem transportu ciepła przez wilgoć pod działaniem gradientu temperatury. Przy korzystaniu z danych literaturowych odnośnie przewodności cieplnej wilgotnych materiałów ziarnistych natrafia się na znaczny rozrzut wyników badań eksperymentalnych, sięgający nawet 300%. Rozrzut ten spowodowany jest nie tylko przypadkowością wyboru badanych materiałów ziarnistych i zakresu wilgotności, ale i nie zawsze ścisłym przebiegiem doświadczenia. W trakcie doświadczenia może nastąpić wzrost λ_{ef}^W spowodowany

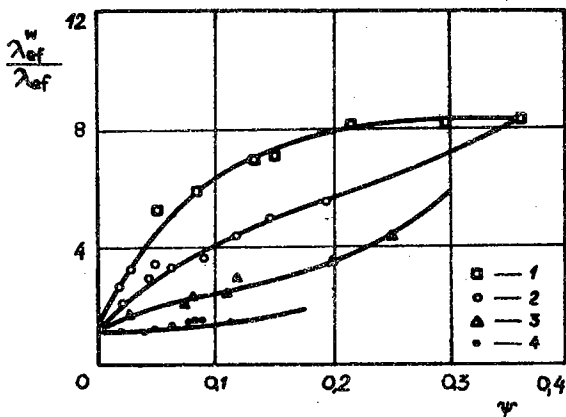
przemianami fazowymi cieczy lub spadek λ_{ef}^W wywołany powstaniem osuszonej warstwy ośrodka ziarnistego, znajdującej się przy granicy o podwyższonej temperaturze. Łączne działanie dwu mechanizmów transportu ciepła - konduktywnego (przez ziarna, ciecz, gaz i mieszaninę parowo-gazową) oraz dyfuzyjnego (przez cząsteczki pary w porach nie wypełnionych cieczą) pozwala na traktowanie λ_{ef}^W jako funkcji [1]

$$\lambda_{ef}^W = f(\lambda_{kond}^W, \lambda_d^W), \quad (64)$$

gdzie:

λ_{kond}^W jest tzw. "zamrożoną" przewodnością cieplną,

λ_d^W jest tzw. "masową" przewodnością cieplną, związanymi odpowiednio z przenoszeniem ciepła przy braku dyfuzji oraz przy jej istnieniu.



Rys. 13. Względny przyrost efektywnej przewodności cieplnej wilgotnego piasku ($D \approx 0,1 \div 0,2$ mm, $\epsilon \approx 0,36 \div 0,40$) w stosunku do efektywnej przewodności suchego piasku w zależności od wilgotności i formy występowania wody (Biegunkowa [1]): 1) płukany i odtłuszczony piasek (kąt zwilżania $\theta < 30^\circ$), 2) ziarna zwilżone olejem silikonowym ($\theta < 30^\circ$), 3) część ziaren powleczona filmem hydrofobnym ($\theta \geq 150^\circ$), 4) wszystkie ziarna powleczona filmem hydrofobnym ($\theta > 150^\circ$)

Tymczasem wymienione składowe efektywnej przewodności cieplnej wilgotnego ośrodka ziarnistego zależą dla danego ośrodka nie tylko od wilgotności, ale i od formy rozkładu cieczy w objętości ośrodka. Na wykresie przedstawionym w pracy Biegunkowej, Dulniewa, Zarieczniaka i Muratowej [1] parametrem rodziny krzywych $\lambda_{ef}^w/\lambda_{ef} = f(\psi)$ jest kąt zwilżenia powierzchni ziaren na granicy ziarna, cieczy i gazu. Kąt ten charakteryzuje stopień zwilżania powierzchni ziarna i daje wyobrażenie o formie rozmieszczenia cieczy w objętości ośrodka.

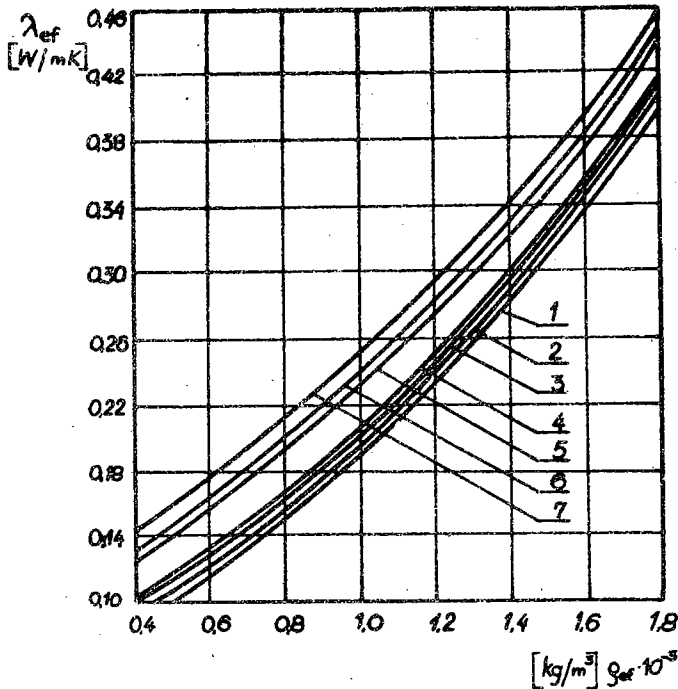
7. ZMIENNOŚĆ PRZEWODNOŚCI CIEPLNEJ PŁYNU λ_f I JEJ WPŁYW NA λ_{ef} OŚRODKA ZIARNISTEGO

Niektóre z przytoczonych zależności do określania λ_{ef} mają na ogół postać funkcji λ_{ef} ośrodka ziarnistego od indywidualnych przewodności cieplnych składników oraz porowatości ośrodka. Wpływ takich czynników, jak średnica ziaren, ciśnienie [31], efektywny ciężar właściwy ośrodka, temperatura itd. uwzględniany jest w tych przypadkach wtedy, kiedy wyraźnie wiąże się z wartościami λ_g i λ_f .

Zależność λ_{ef} od ciśnienia gazu wypełniającego przestrzeń porów zaznacza się wyraźniej przy obniżeniu ciśnienia do takich wartości, przy których efektywne wymiary przestrzeni gazowej są porównywalne ze średnią długością drogi swobodnej Λ cząsteczek gazu, to znaczy wg Deisslera i Eiana, gdy średnica ziaren jest tylko 1000 razy większa od średniej długości drogi swobodnej cząsteczek gazu. Deissler i Eian ustalili wielkość ciśnienia granicznego [23], [47]

$$p_{gr} = 2,4471 \cdot 10^{-22} \frac{T}{D \cdot 6^2}, \quad (65)$$

poniżej którego pozorną przewodność cieplną płynu (λ_f) różną od przewodności cieplnej w warunkach normalnych (λ_{fn}) oblicza się wg wzoru [23], [47]

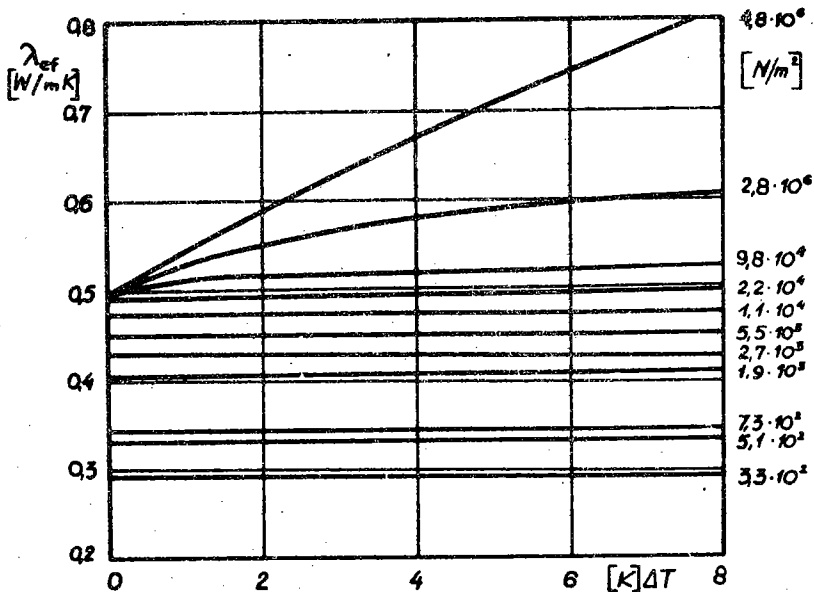


Rys.14. Zależność efektywnej przewodności cieplnej λ_{ef} ośrodków ziarnistych od efektywnego ciężaru właściwego ρ_{ef} [10]: 1) materiały drobnoziarniste, 2) $0 \div 1,2$ mm ($D = 0,14$ mm), 3) $0 \div 5$ mm ($D = 0,175$ mm), 4) $0 \div 20$ mm ($D = 0,25$ mm), 5) $0,6 \div 20$ mm ($D = 1,84$ mm), 6) $1,2 \div 20$ mm ($D = 3,15$ mm), 7) $2,5 \div 20$ mm

$$\lambda_x = \frac{\lambda_{fn}}{1 + 2,8066 \cdot 10^{-23} \left(\frac{x}{1+x} \right) \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right) \left(\frac{T}{p D \sigma^2 Pr} \right)} \quad (66)$$

Wyraźny wzrost λ_{ef} przy $p > 1$ mm Hg wynika z wpływu swobodno-molekularnej przewodności gazu, natomiast spłaszczenie krzywej przy $p \approx 760$ mm Hg oznacza, że $\lambda_f^* \approx \lambda_f$ i przewodzenie ciepła w gazie odbywa się wg mechanizmu zderzeniowego (rys.6).

Za pomocą podanej graficznie przez Schottego [47] pół-empirycznej zależności Deisslera i Eiana $\lambda_s/\lambda_f = f(\lambda_{ef}/\lambda_f, \varepsilon)$



Rys. 15. Wpływ ciśnienia powietrza wypełniającego pory i różnicy temperatur między przeciwległymi powierzchniami próbki złożonej z kulek stalowych ($D=3;18$ mm) [32]

(rys. 3) oraz określonej wg zależności (65) pozornej przewodności cieplnej λ_f można obliczyć λ_{ef} uwzględniając takie parametry jak temperatura, ciśnienie czy średnica kulek. Na podstawie zależności (66) i wykresu przedstawionego na rys. 3 Schotte przebadał kilkadziesiąt rodzajów ośrodków ziarnistych wypełnionych różnymi gazami o ciśnieniu $p = 50 \div \div 200 N/m^2$ porównując obliczone wartości λ_{ef} z danymi doświadczalnymi podanymi przez Deisslera, Kannuluika, Schumanna, Ribauda i innych. Odchylenia między porównywanymi przebiegami zależności teoretycznych i eksperymentalnych są podobne - zarówno przy wyższych ciśnieniach ($\lambda_f \cong \lambda_{fn}$) jak i przy niższych ciśnieniach - co tłumaczyć należy niedokładnością wyników doświadczalnych z jednej strony oraz uproszczeniami przyjętymi przez Deisslera i Eiana z drugiej strony (zależności określone na rys. 3 obowiązują w przedziale $0,2 < \varepsilon < 0,6$ dla $(\lambda_g/\lambda_f) < 6000$).

8. ZAKOŃCZENIE

Należy stwierdzić, że obecnie nie ma jeszcze uniwersalnej zależności, pozwalającej na określenie efektywnej przewodności cieplnej ośrodków ziarnistych, która uwzględniałaby jednocześnie wpływ wszystkich czynników charakteryzujących materiał ziarnisty. Spotykane w literaturze wzory mają ograniczony zakres stosowalności zawężający ich zastosowanie do niektórych tylko rodzajów ośrodków ziarnistych.

Postaci poszczególnych wzorów są nieporównywalne ze względu na odmiennosć przyjętych założeń, dużą różnorodność obieranych modeli geometrycznych i wyodrębnianie tylko niektórych mechanizmów transportu ciepła. Ponieważ zależności te nie przechodzą w siebie przy przyjęciu tych samych cech identyfikujących dany ośrodek ziarnisty, zatem porównywanie poszczególnych zależności i ich ocena sprowadza się do rozpatrywania pod kątem przydatności i wygody zastosowania, kompletności założeń i zgodności z wynikami doświadczalnymi. Niemniej jednak ta wielka różnorodność wzorów pozwalających na określenie wartości efektywnej przewodności cieplnej umożliwia praktycznie dobranie stosowanej zależności dla każdego szczególnego przypadku ośrodka ziarnistego. Obfitosć wyników eksperymentalnych i dostępnych zależności analitycznych dotyczy jednak tylko suchych ośrodków ziarnistych.

Niektóre ośrodki ziarniste były przedmiotem tylko wrywkowych i nieusystematyzowanych badań, a czasami bardzo trudno jest odnaleźć w literaturze jakiegokolwiek wyniki tych badań. Stosunkowo najmniej opracowań dotyczy ośrodków zawilżonych, choć z punktu widzenia praktycznego określenie λ_{ef}^w jest niezwykle interesujące, jako że niewielkim stosunkowo zmianom wilgotności odpowiadają znaczne zmiany efektywnej przewodności. Takim szczególnie ważnym zagadnieniem jest przewodzenie ciepła w wilgotnych ośrodkach ziarnistych poddanych zewnętrznemu obciążeniu mechanicznemu. Mimo że zagadnienie występowania termicznego oporu kontaktowego było przedmiotem licznych publikacji, to jednak łączna analiza termicznego oporu kontaktowego i obecności wilgoci wymaga jeszcze dalszych badań.

BIBLIOGRAFIA

- [1] B i e g u n k o w a A.F., D u l n i e w G.N., Z a r i c z n i a k J.P., M u r a t o w a B.Ł.: "Wlijanie uwłżenia na ciepłoprowodnoś' ziarnistych materiałow". Inżynieryno-Fizyczny Żurnał, t.31, nr 6, 1976.
- [2] B r a i l s f o r d A.D., M a j o r K.G.: "The Thermal Conductivity of Aggregates of Several Phases, Including Porous Materials". British Journal of Applied Physics, vol. 15, 1964.
- [3] B u j e w i c z J.A.: "Ob efektywnej ciepłoprowodności ziarnistych materiałow". Żurnał przykładnej mechaniki i technycznej fizyki, nr 4, 1973.
- [4] C a m m e r e r J.S.: "Waerme-und Kaelteschutz in der Industrie". Springer - Verlag. Berlin-Goettingen-Heidelberg 1962.
- [5] C h a n C.K., T i e n C.L.: "Conductance of Packed Spheres in Vacuum". Transactions of the ASME. Journal of Heat Transfer. August 1973.
- [6] C h a u d h a r y D.R., B h a n d a r i R.C.: "Heat Transfer through a Three - Phase Porous Medium". British Journal of Applied Physics (J. Phys. D.), ser. 2, vol. 1, 1968.
- [7] C h e n g S.C., L a w Y.S.: "Thermal Conductivity of Two-Phase and Three-Phase Heterogeneous Solid Mixtures". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, no. 2, 1972.
- [8] C h e n g S.C., V a c h o n R.I.: "A Technique for Predicting the Thermal Conductivity of Suspensions, Emulsions and Porous Materials". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 13, 1970.
- [9] C h e n g S.C., V a c h o n R.I.: "The Prediction of the Thermal Conductivity of Two and Three Phase Solid Heterogeneous Mixtures." International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 12, 1969.
- [10] C z u d n o w s k i j A.F.: "Ciepłofizyczny charakterystyki dyspersyjnych materiałow". GIFML. Moskwa 1962.
- [11] D u l n i e w G.N.: "O ciepłoprowodności statystycznych smesiej". Inżynieryno-Fizyczny Żurnał, t.9, nr 4, 1965.
- [12] D u l n i e w G.N.: "Pierienos ciepła cztery twierdyje dyspersyjne systiemy". Inżynieryno-Fizyczny Żurnał, t.9, nr 3, 1965.

- [13] Dulniew G.N., Jeremiejew M.A., Zariczniak J.P.: "Tiepłoprowodnost' swjazannyh sistiem". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.27, nr 1, 1974.
- [14] Dulniew G.N., Komkowa Ł.A.: "Analiz eksperimentalnych issledowanij tiepłoprowodnosti twiordych poristyh sistiem". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.9, nr 4, 1965.
- [15] Dulniew G.N., Sigalowa Z.W.: "Efiektiwnaja tiepłoprowodnost' ziernistyh materiałow". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.13, nr 5, 1967.
- [16] Dulniew G.N., Sigalowa Z.W.: "Tiepłoprowodnost' ziernistyh sistiem". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.7, nr 10, 1964.
- [17] Dulniew G.N., Zariczniak J.P.: "Tiepłoprowodnost' mnogokomponentnyh smieszey". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.12, nr 4, 1967.
- [18] Dulniew G.N., Zariczniak J.P., Muratowa B.Ł.: "Tiepłoprowodnost' ziernistyh i słabo spieczennyh materiałow". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.16, nr 6, 1969.
- [19] Dulniew G.N., Zariczniak J.P., Muratowa B.Ł., Sigalowa Z.W.: "Zawisimost' kontaktnoj tiepłoprowodnosti ziernistyh sistiem ot wniesznej nagruzki". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.11, 1966.
- [20] Dulniew G.N., Zariczniak J.P., Muratowa B.Ł.: "Tiepłoprowodnost' twiordych poristyh uwłazennyh materiałow". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.31, nr 2, 1976.
- [21] Dulniew G.N., Zariczniak J.P., Nowikow W.W.: "Koefficienty obobszczennoj prowadimosti gietierogiennyh sistiem z chaoticeskoj strukturoj". Inżenierno-Fiziceskij Żurnał, t.31, nr 1, 1976.
- [22] Dunskej W.D., Tamarin A.I.: "O tiepłoprowodnosti zasypki dispersnowo materiała w wakuumie". Tieplo- i massopierienos w dispersnyh sistiemach. Moskwa 1965.
- [23] Dyduszyński J.: "Podstawy projektowania reaktorów kontaktowych". WNT. Warszawa 1967.
- [24] Godbee H.W., Ziegler W.T.: "Thermal Conductivities of MgO, Al₂O₃, and ZrO₂ Powders to 850°C. II. Theoretical". Journal of Applied Physics, vol.37, no. 1, 1966.
- [25] Gotoh K.: "Thermal Conductivity of Two-Phase Heterogeneous Substances". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 14, 1971.
- [26] Jeremiejew M.A.: "O sriedniem czislie kasanij czastic w ziernistyh sistiemach". Processy pierienosa

energii i wieszczestwa pri niskich tiempieraturach w wakuumie. Minsk 1973.

- [17] K a g a n i e r M.G.: "Tiepkowaja izolacija w tiechnike niskich tiempieratur". Izd. Maszynostrojenie, 1966.
- [28] K a g a n i e r M.G., S i e m i e n o w a R.S.: "Issliedowanije rozlicznymi metodami tiempieraturoprovodnosti i tiepkoprovodnosti izolacionnych poroszkow pri atmosferom dawlienii i w wakuumie". Inženierno-Fiziczeskij Žurnak, t.13, nr 4, 1967.
- [29] K a g a n i e r M.G., Ž u k o w a R.I.: "Opriedielienie termiczeskowo soprotiwlienia w wakuumie kontaktow meždu metaliczeskimi powierchnostiami z razlicznoj stiepieniu szerochowatosti." Inženierno-Fiziczeskij Žurnak, t.11, nr 3, 1966.
- [30] K a r n a u c h o w A.P.: "Metody issliedowanija struktury wysokodispersnych i poristych tiek". ANSSSR, 1958.
- [31] K l i n g G.: "Das Waermeleitvermoegen eines Kugelhauferks in ruhendem Gas". Forschung 9 Bd, H.1, 1938.
- [32] K l i n g G.: "Der Einfluss des Gasdruckes auf das Waermeleitvermoegen von Isolierstoffen". Allgemeine Waermetechnik, H. 8/9, 3, 1952.
- [33] K r i s c h e r O.: "Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik". Springer-Verlag. Berlin - Coettingen - Heidelberg 1956.
- [34] K r i s c h e r O., R o h n a l t e r H.: "Waermeleitung und Dampfdiffusion in feuchten Gütern". Beilage zur "Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens", Ausgabe B, Band 11, VDI - Forschungsheft 402, 1940.
- [35] K r u p i c z k a R.: "Analysis of Thermal Conductivity in Granular Materials". International Chemical Engineering, vol. 7, no. 1, 1967.
- [36] K u ł a n d i n a A.N.: "Opriedielienie tiepkofiziczeskich koeficientow wkażnych kapiliarno-poristych tiek rozczotnym sposobom". Tiepkofizika i tiepkotiechnika. ANUSSR, Institut Tiechniczeskoj Tiepkofiziki, Kiew 1964.
- [37] K u n i i D., S m i t h J.M.: "Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks". Americal Institute of Chemical Engineering Journal, vol. 6, no. 1, 1960.
- [38] L a u b i t z M.J.: "Thermal Conductivity of Powders". Canadian Journal of Physics, vol. 37, 1959.
- [39] L o e b A.L.: "A Theory of Thermal Conductivity of Porous Materials". Journal of the Americal Ceramic Society, vol. 37, no. 2, 1954.
- [40] L u i k o w A.V., S h a s h k o v A.G., V a s i l i e v L.L., F r a i m a n Yu.E.: "Thermal Conductivity of Porous Systems". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 11, 1968.

- [41] E y k o w A.B.: "Jawlienija pierienosa w kapiliar-no-poristych tiełach". GITTL. Moskwa 1954.
- [42] M a s a m u n e Sh., S m i t h J.M.: "Thermal Conductivity of Beds of Spherical Particles". Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 2, no. 2, 1963.
- [43] N i k i t i n W.S., A n t o n i s z y n N.W.: "O pierienosie tiepka w zasypkie dispjersnowo materiała". Inženierno-Fiziczeskij Žurnał, t.16, nr 2, 1969.
- [44] P r a s o ł o w R.S.: "K woprosu tiepłoprowodnosti sriedy z submikroskopiczeskimi porami". Inženierno-Fiziczeskij Žurnał, t.3, nr 9, 1960.
- [45] R a d u s z k i e w i c z Ł.W.: "Issliedowanie kapiljarnoj kondiencsacii parow w wysokodispjersnych sistie-mach". Izwiestia ANSSSR. Otdielienie chimiczeskich nauk, nr 6, 1952.
- [46] K u s s e l H.W.: "Principles of Heat Flow in Porous Insulators". Journal of the Americal Ceramic Society, vol. 18, 1935.
- [47] S c h o t t e W.: "Thermal Conductivity of Packed Beds". Americal Institute of Chemical Engineering Journal, vol. 6, no. 1, 1960.
- [48] S h a s h k o v A.G., V a s i l i e v L.L., T a n a e v a S.A., D o m o r o d L.S.: "Thermo-physical Properties of Thermally Insulating Materials in the Cryogenic Temperature Region". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, no. 12, 1972.
- [49] S i g a ł o w a Z.W.: "Analiz eksperimentalných danych po tiepłoprowodnosti ziernistých sistiem". Issliedowanija po tiepłoprowodnosti. Institut Tiepko- i Massoobmiena AN BSSR. Minsk 1967.
- [50] S t i e p a n o w S.W.: "Ocena koeficienta tiepłoprowodnosti uporiadoczenných dwuchfaznych sistiem". Inženierno-Fiziczeskij Žurnał, t. 21, nr 1, 1971.
- [51] S t i e p a n o w S.W.: "O tiepłoprowodnosti dwuchfaznych sistiem". Inženierno-Fiziczeskij Žurnał, t.18, nr 2, 1970.
- [52] S z ł y k o w J.P., G a n i n E.A.: "Kontaktnyj tiepkoobmien". G.E.I. Moskwa - Leningrad 1963.
- [53] T a m a r i n A.I.: "Efiektiwnaja tiepłoprowodnost' zasypok dispjersnych materiałow". Inženierno-Fiziczeskij Žurnał, t.18, nr 5, 1970.
- [54] T a n a j e w a S.A.: "Issliedowanije effiektiwnoj tiepłoprowodnosti poristých materiałow". Processy pierienosa energii i wieszczstwa pri niskich tiempieraturach w wakuumie. Minsk 1973.
- [55] T a n a j e w a S.A.: "Tiepłoprowodnost' wkažnych poristých zasypok". Processy pierienosa energii i wieszczstwa pri niskich tiempieraturach w wakuumie. Minsk 1973.

- [56] de Vries D.A.: "Het warmtegeleidingsvermogen van grond". Mededelingen van de Landbouwhogeschool te Wageningen, 52 (1), 1952.
- [57] de Vries D.A.: "The Thermal Conductivity of Granular Materials". Annexe 1952 - 1 au Bulletin de l'Institut International du Froid, 1952.
- [58] Wasiliew E.E.: "Tiepłoprowodność suchich poristych systiem". Issliedowanija po tiepłoprowodnosti. Institut Tiepł- i Massoobmiena AN BSSR. Minsk 1967.
- [59] Wasiliew E.E., Tanaiewa S.A.: "Tiepfiziczeskije swojstwa poristych materiałow". AN BSSR. Institut Tiepł- i Massopierienosa. Minsk 1971.
- [60] Woodside W.: "Calculation of the Thermal Conductivity of Porous Media". Canadian Journal of Physics, vol. 36, 1958.
- [61] Woodside W., Mesmer J.H.: "Thermal Conductivity of Porous Media. I. Unconsolidated Sands". Journal of Applied Physics, vol. 32, nr 9, 1961.
- [62] Zanker A.: "Thermal Conductivity Calculation of Porous Media by Means of Nomographs". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 13, 1970.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В ЗЕРНИСТЫХ СРЕДАХ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

В работе описываются основные механизмы переноса тепла в зернистых средах. Эффективная теплопроводность в случае различных моделей зернистых сред представляется в виде функции, учитывающей различные факторы, такие, как например, форму зерен, давление газа, заполняющего пространство между зернами, теплопроводность составляющих систем, диаметр зерен и шероховатость их поверхности, пористость, увлажнение, механические внешние нагрузки и т.д. Результаты анализа различных зависимостей, на основании которых производятся вычисления $\lambda_{эфф}$, приведенных в доступной литературе, систематизируются с учетом влияния, оказываемого отдельными термодинамическими, структурными и механическими факторами.

THERMAL CONDUCTIVITY OF GRANULAR MATERIALS

S u m m a r y

Basic mechanisms of heat transfer in granular media have been presented in this paper. The effective thermal conductivity calculated for different models of the granular structure was formulated as a multivariable function, where the effect of various factors had been taken into account, e.g. type of grain space configuration, pressure of fluid filling the pores, thermal conductivities of individual components of the medium, grain diameter and its surface roughness, porosity, moisture contents, impact of the external mechanical load etc. In this review various formulas recorded in the available literature have been classified with the account to the effect of the particular thermodynamic, structural and mechanical interactions.