ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА
Том 101 1958 г.

К ВОПРОСУ О ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

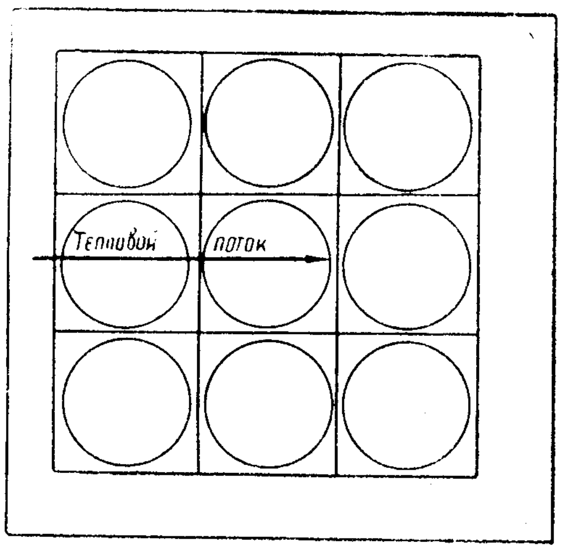
Г. М. СЕРЫХ

Представлено профессором-доктором ФУКС Г. И.

Одним из важных критериев пригодности строительных материалов являются теплофизические характеристики вообще и теплопроводность в частности.

Преобладающее большинство строительных и теплоизоляционных материалов имеет пористое строение. Форма пор чаще всего сферическая или близкая к ней. Наибольший размер поры может колебаться от долей миллиметра до нескольких сантиметров.

Вопросу изучения теплофизических характеристик пористых материалов посвящено значительное количество работ: Б. Н. Кауфмана [1], А. Ф. Чудновского [2], А. У. Франчука [3], Д. Л. Тимрога [4], Каммерера [5], Кингери [6], и ряд других. Другая часть работ: Максвелла [7], Руссель [8], Эйкена [9], Старостина [10], Иванцова [11], Давидсона [12], Лоубэ [13], Рибо [14] и др., посвящена аналитическому решению задачи распространения тепла в пористом теле.



Фиг. 1

Авторы последних работ исходят из представлений Максвелла о пористом теле, как о совокупности проводимостей и сопротивлений. Например, Руссель и Эйкен рассматривают пористое тело как особый вид структуры, в основе которого лежит кубическая укладка. Рассматриваемое тело разбивается на элементарные кубы, имеющие внутри поры сферической формы, заполненные воздухом (фиг. 1). В результате рассмотрения этой схемы и соответствующих математических расчетов Руссель дает зависимость:

$$\frac{\lambda_{эф}}{\lambda_0} = \frac{m^{2/3} + \frac{\lambda_0}{\lambda_в}\left(1 - m^{2/3}\right)}{m^{2/3} - m + \frac{\lambda_0}{\lambda_в}\left(1 - m^{2/3} + m\right)} \tag{1}$$

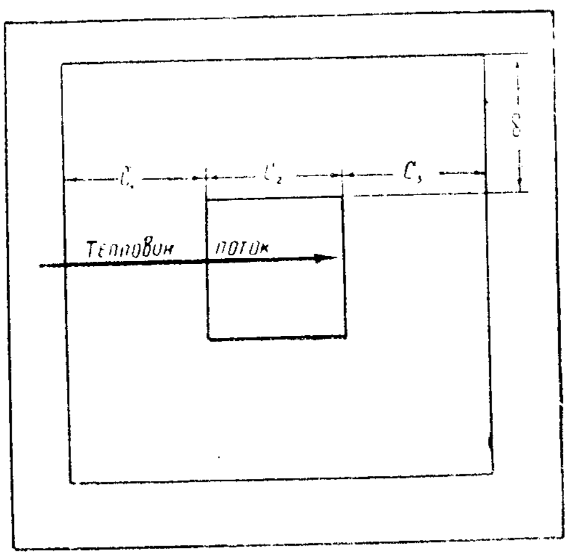
где m — пористость, $\lambda_в$ — теплопроводность воздуха, λ_0 — теплопроводность остова, $\lambda_{эф}$ — эффективная теплопроводность пористого материала.

Эйкен дает зависимость:

$$\frac{\lambda_{эф}}{\lambda_o} = \frac{1 + 2m \dfrac{1 - \dfrac{\lambda_o}{\lambda_в}}{2\dfrac{\lambda_o}{\lambda_в} + 1}}{1 - m \dfrac{1 - \dfrac{\lambda_o}{\lambda_в}}{2\dfrac{\lambda_o}{\lambda_в} + 1}} \qquad (2)$$

Ф. Д. Старостин заменяет массу пор в единице объема одной порой, помещенной внутри единицы объема (фиг. 2). Затем, подсчитывая проводимость участков c_1, c_2, c_3, он находит эффективный коэффициент теплопроводности по формуле:

$$\lambda_{эф} = \frac{\lambda_o^2 m^{2/3} + (\lambda_в - \lambda_o)\lambda_o}{\lambda_o + (m^{2/3} - m)(\lambda_в - \lambda_o)} \qquad (3)$$



Фиг. 2

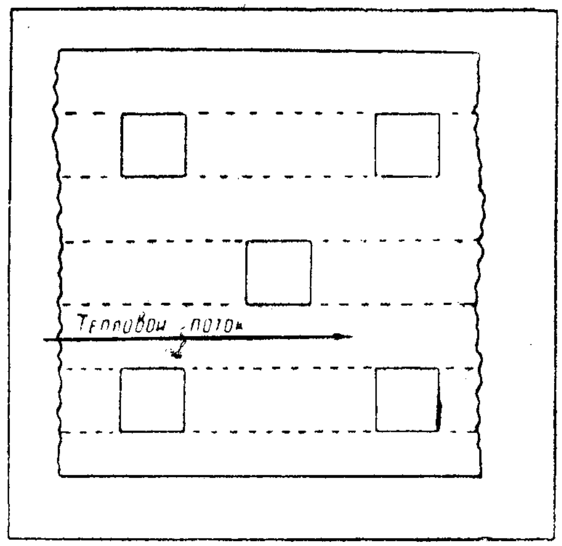
Это выражение можно привести к формуле Русселя, разделив числитель и знаменатель правой части на $\lambda_в$.

Недостатком этого типа схем является то, что в них не учитывается конвекция и лучистая теплопередача (Эйкен и Старостин). Недопустимым также является замена мелких пор одной большой (Старостин), так как это нарушает физическую картину распространения тепла в пористом теле.

Шагом вперед в этом процессе является теория Лоубэ, по которой пористое тело с равномерно распределенной пористостью разбивается на элементарные трубки по направлению параллельному направлению теплового потока (фиг. 3). Часть трубок включает в себя поры, часть проходит между порами. Трубки, включающие поры, содержат некоторое число чередующихся областей с различной проводимостью. Пренебрегая ролью конвекции и считая, что эффективная теплопроводность определяется только теплопроводностью и излучением, Лоубэ вычисляет эффективную теплопроводность трубки, а затем, переходя ко всему пористому материалу, получает выражение:

$$\frac{\lambda_{эф}}{\lambda_o} = (1 - m_{пл}) + \frac{m_{пл}}{\dfrac{1}{\lambda_o}(1 - \Sigma l_n) + \dfrac{\Sigma l_n \lambda_o}{4\gamma_г e \sigma_o d T_o^3}}, \qquad (4)$$

где: $m_{пл}$ — плоская пористость, Σl_n — часть длины трубки, занятая порами, λ_0 — коэффициент теплопроводности основного материала образца, $\gamma_г$ — геометрический фактор; для щелевых и цилиндрических пор с осями, параллельными тепловому потоку $\gamma_г = 1$, перпендикулярными тепловому потоку $\gamma_в = \frac{\pi}{4}$ для сферических пор $\gamma_г = 1$, d — наибольший размер щели в направлении теплового потока, e — поправка на серость радирующей поверхности, T_0 — средняя температура поры в градусах, σ_0 — постоянная для абсолютного черного тела.



Фиг. 3

Формула Лоубэ дает удовлетворительную сходимость с экспериментальными данными для тел с порами диаметром не более 3 *мм*. Объясняется это тем, что она не учитывает конвекции в порах и искривление теплового потока при огибании пор. Большие затруднения вызывает подсчет $\Sigma l_п$.

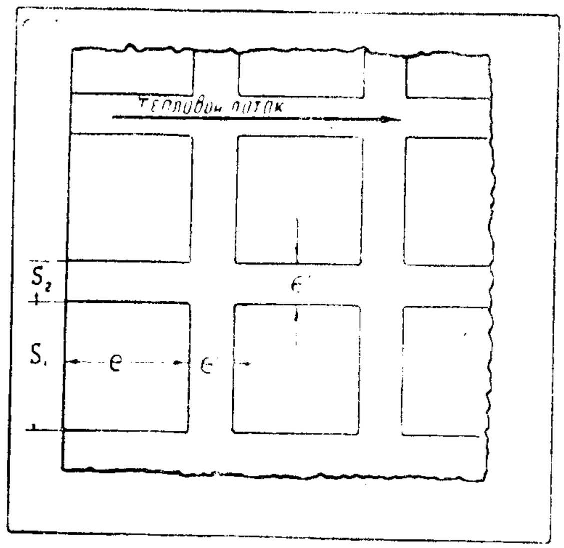
Следует указать также на интересную зависимость, полученную Рибо. Рибо рассматривает пористое тело, как некоторый материал с равномерно-включенными порами кубической формы. Выделив в таком материале куб, размером $(S_1 + S_2)^3$ (см. фиг. 4) и считая тепловой поток прямолинейным, Рибо пишет уравнение для участка с площадью поперечного сечения $(S_1 + S_2)^2$:

$$Q = \frac{S_1}{S_1 + S_2} \lambda_в \frac{T_1 - T_2}{e} + \frac{S_2}{S_1 + S_2} \frac{\lambda_o (T_1 - T_2)}{e_1 + e'}. \qquad (5)$$

Из него выводит зависимость:

$$\lambda_{эф} = \lambda_в m^{1/3} + \lambda_o (1 - m^{2/3}) \qquad (6)$$

Кроме недостатков, аналогичных предыдущим формулам, уравнение Рибо, как это видно из исходного выражения, не учитывает термического сопротивления участка площадью S_1, и длиной e'.

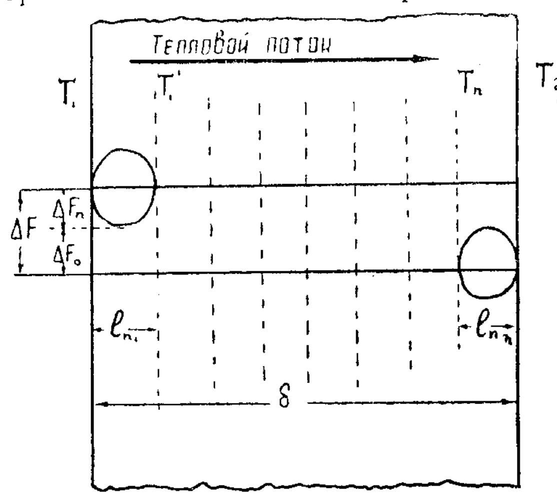


Фиг. 4

Как показывают проведенные исследования, распространение тепла в пористом теле представляет собой сложный процесс. Часть тепла передается через остов основного материала, часть — через поры. При небольшом перепаде температур и порах, размером менее 5 *мм* [15], [16], [17], основная часть тепла будет передаваться через материал остова. Тепловой поток в большей части будет огибать поры. В самих порах тепло будет передаваться за счет теплопроводности и радиации. По мере увеличения размеров пор доля передачи тепла в них увеличится за счет увеличения радиации и возникновения конвекции.

Если теплопроводность материала остова мала, то можно представить себе случай, когда эффективный коэффициент теплопроводности поры будет примерно равен коэффициенту теплопроводности основного материала. В этом случае температурное поле в целом можно считать одномерным. Рассмотрим этот простейший случай.

Постановка задачи. Имеем пористое тело в виде неограниченной пластины толщиной δ. Размер средней поры более 5 *мм* [15-:-18]. Температура левой стенки T_1, правой — T_2. Температурное поле одномерное. Линии тока тепла — параллельные прямые. (См. фиг. 5). Материал абсолютно сухой.



Фиг. 5

Вырежем в пористом поле трубку с площадью поперечного сечения ΔF. Вдоль трубки, через все сечения, перпендикулярные ее оси, будет передаваться количество тепла ΔQ_n. Часть тепла, проходящего через площадку ΔF_n, будет передаваться теплопроводностью, конвекцией и радиацией. Часть тепла, проходящая через площадку ΔF_0, будет передаваться только теплопроводностью. Поэтому:

$$\Delta Q_n = \left\{ \frac{\lambda'^{к}_{усл}}{l_{n_1}} + \frac{c\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_1'}{100}\right)^4\right]}{T_1 - T_1'} \right\} (T_1 - T_1')\Delta F_n' + \frac{\lambda_o}{l_n}(T_1 - T_1')$$

$$\ldots \quad (7)$$

$$\ldots$$

$$\Delta Q_n = \left\{ \frac{\lambda^{(n)к}_{усл}}{l_{nn}} + \frac{C\left[\left(\frac{T_n'}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]}{T_n' - T_2} \right\} (T_n' - T_2)\Delta F_n^n + \frac{\lambda_o}{l_{n_n}} \Delta F_o^n(T_n' - T_2).$$

Обозначив вторые члены фигурных скобок через $\frac{\lambda^{iл}_{усл}}{l_{ni}}$, можем записать:

$$\ldots$$

$$\Delta Q_n = \left(\frac{\lambda^{1к}_{усл}}{l_{n_1}} + \frac{\lambda^{1л}_{усл}}{l_{n_1}} \right)(T_1 - T_1')\Delta F_n' + \frac{\lambda_o}{l_{n_1}} \Delta F_o'(T_1 - T_1')$$

$$\ldots \quad (8)$$

$$\ldots$$

$$\Delta Q_n = \left(\frac{\lambda^{(n)к}_{усл}}{l_{nn}} + \frac{\lambda^{(n)л}_{усл}}{l_{nn}} \right)(T_n' - T_2)\Delta F_n^n + \frac{\lambda_o}{l_{n_n}} \Delta F_o^n(T_n' - T_2)$$

Здесь: $\lambda^{к}_{усл}$ — условный коэффициент теплопроводности, учитывающий передачу тепла в поре теплопроводностью и конвекцией; $\lambda^{л}_{усл}$ — условный коэффициент теплопроводности, учитывающий передачу тепла в поре лучеиспусканием; λ_0 — коэффициент теплопроводности остова; ΔF — часть площади поперечного сечения элементарной трубки, проходящей через пору; ΔF_0 — часть площади поперечного сечения элементарной трубки, проходящей через материал остова; l_n — длина отдельных участков трубки; T — абсолютные температуры.

Решив равенства (8) относительно разности температур, имеем:

$$T_1 - T_1' = \frac{\Delta Q_n l_{n_1}}{(\lambda^{1к}_{усл} + \lambda^{1л}_{усл})\Delta F^1_n + \lambda_o \Delta F_o'} \qquad (9)$$

. . . .

. . . .

$$T_n' - T_2 = \frac{\Delta Q_n l_{n_n}}{(\lambda^{(n)к}_{усл} + \lambda^{(n)л}_{усл})\Delta F^n_n + \lambda_o \Delta F^n_o}$$

Складывая почленно уравнения (9), получаем:

$$T_1 - T_2 = \Delta Q_n \left[\frac{\delta}{(\lambda^к_{усл.ср.} + \lambda^л_{усл.ср.})\Delta F^{ср}_n + \lambda_o \Delta F^{ср}_o} \right], \qquad (10)$$

где $\delta = \sum_{i=1}^{n} l_n$, $\Delta F^{ср}_n$ и $\Delta F^{ср}_o$ — средние значения площадей ΔF_n и ΔF_o, а $\lambda^к_{усл.ср.}$ и $\lambda^л_{усл.ср.}$ — средние значения $\lambda^к_{усл.}$ и $\lambda^л_{усл.}$.

Из (10) имеем:

$$\Delta Q_n = \frac{(T_1 - T_2)\left[(\lambda^к_{усл.ср.} + \lambda^л_{усл.ср.})\Delta F^{ср}_n + \lambda_o \Delta F^{ср}_o\right]}{\delta} \qquad (11)$$

Складывая элементарные потоки, проходящие через все площади ΔF, будем иметь:

$$Q_n = \frac{(T_1 - T_2)\left[(\lambda^к_{усл.ср.} + \lambda^л_{усл.ср.})F^{ср}_n + \lambda_o F^{ср}_o\right]}{\delta} \qquad (12)$$

Выражение для Q_n можно записать также в виде:

$$Q_n = \frac{\lambda_{эф}(T_1 - T_2)F}{\delta}. \qquad (13)$$

Если бы образец не имел пор, то передавалось бы тепло

$$Q_o = \frac{\lambda_o(T_1 - T_2)F}{\delta}. \qquad (14)$$

Из (12), (13) и (14) получаем:

$$\Lambda = \frac{\lambda_{эф}}{\lambda_o} = \frac{(\lambda^к_{усл.ср.} + \lambda^л_{усл.ср.})F^{ср}_n + \lambda_o F^{ср}_o}{\lambda_o F} \qquad (15)$$

или

$$\Lambda = \frac{(\lambda^к_{усл.ср.} + \lambda^л_{усл.ср.})m_{пл}}{\lambda_o} - (1 - m_{пл}) \qquad (16)$$

где $m_{пл}$ — плоская пористость, равная $\frac{F^{ср}_n}{F_o}$

Уравнение (16) можно переписать так:

$$\lambda_{эф} = (\lambda^к_{усл.ср.} + \lambda^л_{усл.ср.})m_{пл} - \lambda_o(1 - m_{пл}). \qquad (17)$$

Введем обозначение $\frac{\lambda^к_{усл.ср.}}{\lambda_в} = E_к$, где E_k — коэффициент конвекции.

Известно, что
$$E_к = f(Cr \cdot Pr), \qquad (18)$$

следовательно

$$\lambda^{к}_{усл.ср.} = f(Cr \cdot Pr)\lambda_{в} . \quad (19)$$

Как показали опыты Бояринцева, Краусольда и др. [15, 18], при малых значениях аргумента $(Cr \cdot Pr) < 1000$ $E_к = 1$, т. е. передача тепла в порах идет только теплопроводностью и радиацией. Вообще

$$E_к = K(Cr \cdot Pr)^{n}_{f} \quad (20)$$

Введем обозначения:

$$\frac{C\left[\left(\frac{T'_{icp}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T'_{(i-1)cp}}{100}\right)^4\right]}{(T_{icp} - T_{(i-1)cp})\lambda_o} = Ki, \quad (21)$$

где K_i — критерий Кирпичева.

Разность $(T_{icp} - T_{(i-1)cp})$ можно определить следующим приемом. Если взять среднее значение d_n, $\lambda^{к}_{усл.ср}$, $\lambda^{л}_{усл.ср}$ по длине элементарной трубки, то уравнение (9) можно переписать так:

$$T_i - T_{(i-1)} = \Delta Q_n \frac{d_{n.ср.}}{(\lambda^{к}_{усл.ср} + \lambda^{л}_{усл.ср})\Delta F^{ср}_{n} + \lambda_o \Delta F^{ср}_{o}} . \quad (22)$$

По (11):

$$\Delta Q_n = \frac{T_1 - T_2}{\delta}\left[(\lambda^{к}_{усл.ср} + \lambda^{л}_{усл.ср})\Delta F^{ср}_{n} + \lambda_o \Delta F^{ср}_{o}\right] \quad (23)$$

Из (22) и (23) получается:

$$T'_i - T'_{(i-1)} = \frac{T_1 - T_2}{\delta} d_{ср}, \quad (24)$$

где T'_i и $T'_{(i-1)}$ — температуры на границах поры по направлению теплового потока.

В уравнение (16) входит плоская пористость, как отношение $\frac{F^{ср}_{n}}{F}$. Зависимость между плоской пористостью $m_{пл}$ и объемной пористостью m может быть найдена из следующих рассуждений. Для сферических пор при кубической укладке:

$$m = \frac{V_{пор}}{V_{обр}} = \frac{\pi d^3 n^3}{6l^3} . \quad (25)$$

Для круглых плоских пор при укладке по квадратной сетке:

$$m_{пл} = \frac{F_n}{F} = \frac{\pi d^2 n^2}{12 l^2}, \quad (26)$$

где: $V_{пор}$ — объем всех пор, $V_{обр}$ — объем всего пористого образца, d — диаметр поры, n — число пор в ряду, l — размер образца, F_n — площадь всех пор, F — площадь всего образца.

Очевидно, площадь одной плоской поры следует брать не по диаметральному сечению, а как среднеинтегральную площадь сечения сферы:

$$f_n = \frac{1}{d}\int_{o}^{d} \frac{\pi d^2}{4} dd \quad (27)$$

$$f_n = \frac{\pi d^2}{12} \quad (28)$$

Из (25):

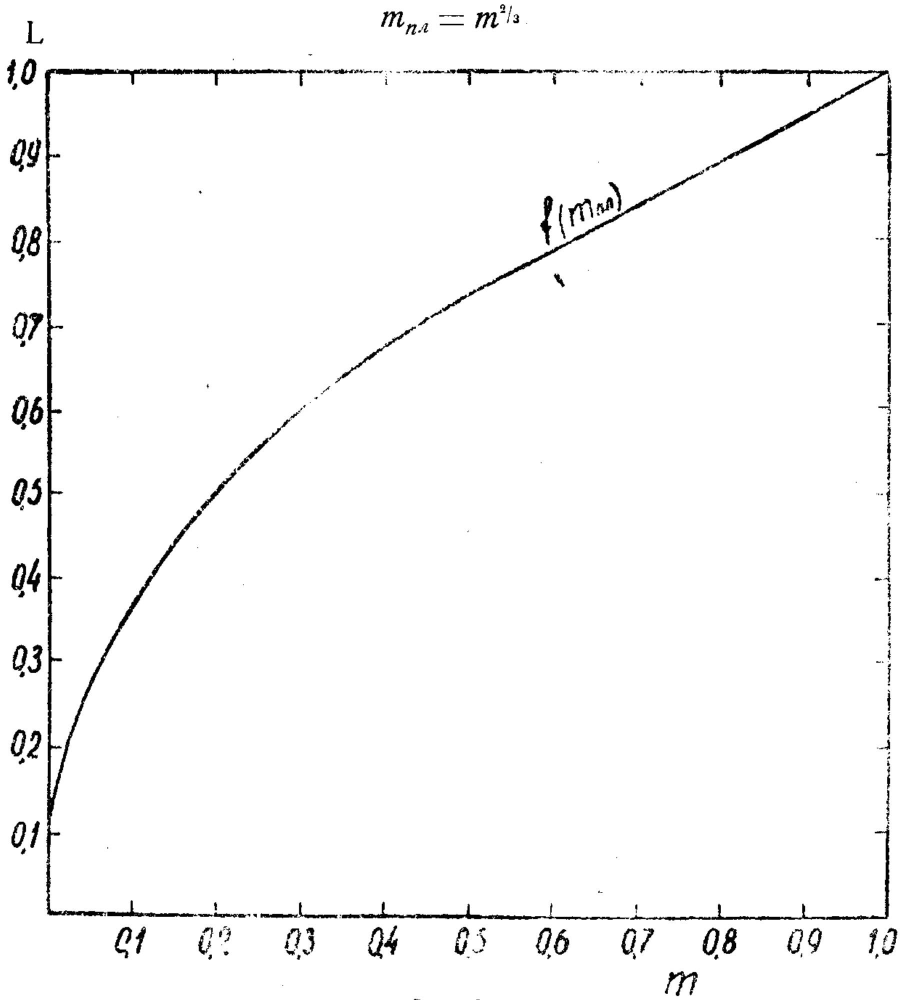
$$d \cdot n = l \sqrt[3]{\frac{6m}{\pi}} \tag{29}$$

Из (25), (26) и (28) получим:

$$m_{пл} = 0{,}4m^{2/3}. \tag{30}$$

Делая аналогичные вычисления для объемных пор кубической, а плоских квадратной, формы получим

$$m_{пл} = m^{2/3} \tag{31}$$



Фиг. 6

Для пор цилиндрической формы с осями, направленными вдоль теплового потока:

$$m_{пл} = 0{,}92m^{2/3} \tag{32}$$

В общем виде:

$$m_{пл} = Lm^{2/3} \tag{33}$$

Как показали эксперименты, проведенные на плоской и объемной электрических моделях, коэффициент формы L зависит от пористости и изменяется от 0 до 1 (см. фиг. 6).

Учитывая выражения (19), (20), (21) и (23), соотношение (16) можем переписать в виде:

$$\Lambda = \left[\frac{\lambda_в}{\lambda_о} K(Cr \cdot Pr)_f^n + Ki\right] \cdot Lm^{2/3} + (1 - Lm^{2/3}) \tag{34}$$

или в размерном виде:

$$\lambda_{эф} = (\lambda^{к}_{усл.ср} + \lambda^{л}_{усл.ср})Lm^{2/3} + \lambda_o(1 - Lm^{2/3}). \tag{35}$$

Качественную сторону поставленной задачи можно исследовать на основе теории подобия. Если принять, что процесс распространения тепла в пористом теле стационарный, то он может быть описан следующими уравнениями.

Уравнение теплопроводности твердого тела:

$$a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = 0. \tag{36}$$

Уравнение теплопроводности газа в порах:

$$\omega_x \frac{\partial T}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial T}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial T}{\partial z} = a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right). \tag{37}$$

Уравнение теплообмена в порах:

$$\alpha_к \Delta T + C_o E_n\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_1'}{100}\right)\right] = \lambda_{эф}\frac{\partial T}{\partial x}. \tag{38}$$

Уравнение движения в порах:

$$\rho\left(\omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z}\right) = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z}\right) \tag{39}$$

Аналогично записываются уравнения для осей y и z.

Здесь: α_k — коэффициент теплоотдачи, $E_n \cdot C_0 = C$ — коэффициент лучеиспускания, a — коэффициент температуропроводности, ρ — плотность. p — давление, μ — коэффициент вязкости.

Введя масштабные преобразования:

$$\begin{aligned}
&x = x_* X, \quad \omega_x = \omega_* W_x, \quad T = T_*\Theta, \quad \lambda_{эф} = \lambda_*\Lambda, \quad p = p_* P,\\
&y = y_* Y, \quad \omega_y = \omega_* W_y, \quad \rho = \rho_* \mathrm{P}, \quad \alpha_к = \alpha_{к*}\mathrm{A}_к, \quad \mu = \mu_* \mathrm{M},\\
&z = z_* Z, \quad \omega_z = \omega_* W_z, \quad a = a_* A, \quad g = g_* G, \quad c = c_* C,
\end{aligned} \tag{40}$$

и подставив их в уравнения (36)—(39) получим, что:

$$\frac{\omega_* T_*}{x_*} = \frac{a_* T_*}{x_*^2}, \tag{41}$$

$$\alpha_* T_* = C_* T_*^4 = \lambda_* \frac{T_*}{x_*}, \tag{42}$$

$$\frac{\rho_* \omega_*^2}{x_*} = \rho_* g_* = \frac{p_*}{x_*} = \frac{\mu_* \omega_*}{x_*^2}, \tag{43}$$

Полагая

$$a_* = a_o \quad \lambda_* = \lambda_o \quad T_* = T_{cp} \quad x_* = d_o \tag{44}$$

и учитывая выражение (29), получим:

$$W_x = Pe \cdot m \quad X = \frac{x}{d_o} \quad Y = \frac{y}{d_o} \quad Z = \frac{z}{d_o}, \tag{45}$$

где d_0 — расстояние между центрами двух пор при кубической укладке.

Критерий Пекле представим в виде:

$$m \cdot Pe = Re \cdot Pr \cdot m. \tag{46}$$

Из (42) первый и второй члены дают:

$$\alpha_к = B_i \cdot m; \quad \Lambda = \frac{\lambda_{эф}}{\lambda_o} \quad \Theta = \frac{T}{T_{cp}}. \tag{47}$$

Второй и третий члены дают при условии (44):

$$C = \frac{g_{cp} \cdot d \sqrt[3]{\frac{\pi}{6m}}}{\lambda_o T_{cp}}, \tag{48}$$

где d диаметр поры,

или $$C = Ki \cdot m.$$

Из (43)

$$G = Fr \tag{49}$$

Применяя критерий Галилея и умножая его на симилекс $\frac{\rho - \rho_0}{\rho}$, получим критерий Архимеда

$$Ca = Fr \cdot Re^2, \tag{50}$$

$$Ar = Ca \cdot \frac{\rho - \rho_o}{\rho}, \tag{51}$$

где ρ и ρ_0 плотности воздуха в двух точках поры. Так как разность плотностей жидкостей определяется разностью температуры ΔT, то

$$\frac{\rho - \rho_o}{\rho} = \beta \cdot \Delta T_{ср}, \tag{52}$$

где β — коэффициент объемного расширения.

Подставив (52) в (51), получим критерий Грасгофа.

Учитывая (45 ÷ 52), получаем критериальную зависимость вида:

$$\lambda = f\ (Re;\ Pr;\ Cr;\ X;\ Y;\ Z;\ \Theta;\ Bi;\ Ki;\ M) \tag{53}$$

Соотношение (53) находится в соответствии с π-теоремой, согласно которой число критериев комплексов равно

$$n - k = 13 - 10 = 3.$$

Число критериев симплексов

$$N - n = 21 - 13 = 8.$$

Здесь N — общее число величин, входящих в выражения (36), (37), (38), (39).

n — общее число масштабов с неодинаковыми размерностями,

k — число масштабов с независимыми размерностями.

1. Так как движение воздуха в порах не вынужденное, то Re выпадает [18].

2. Так как $\lambda_{эф}$ не зависит от координат, а является параметром всей массы материала, то X; Y и Z выпадают.

3. Так как считаем, что интервал температур небольшой и коэффициент теплопроводности, следовательно, от T не зависит, то Θ выпадает.

4. Так как $Bi = f\ (\alpha_к)$, а $\alpha_к = f\ (Cr \cdot Pr)$, следовательно и $Bi = f\ (Cr \cdot Pr)$, то есть Bi так же выпадает.

5. Так как поры заполняет воздух, а для воздуха Pr имеет вполне определенные значения, то критерий Pr так же выпадает и тогда выражение (53) примет вид:

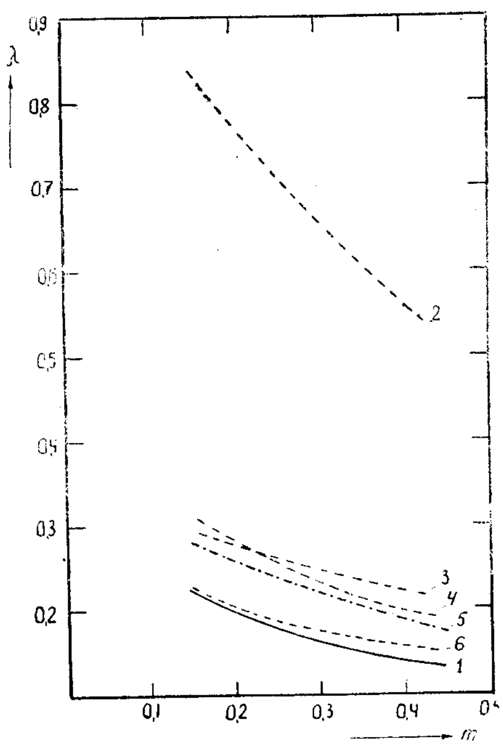
$$\Lambda = f(Cr;\ Ki;\ m) \tag{54}$$

Полученная таким образом критериальная зависимость имеет тот же вид, что и зависимость (34).

Как зависимость (34), так и зависимости, данные другими авторами, дают некоторые отклонения от данных эксперимента. Смотри (фиг. 7).

1 — экспериментальная кривая Кауфмана, 2 — кривая, подсчитанная по формуле Русселя, 3 — кривая, подсчитанная по уравнению (34), 4 — кривая, подсчитанная по формуле Эйкена, 5 — кривая, подсчитанная по формуле Рибо.

Как показали расчеты, член $(\lambda_{усл.ср} + \lambda^{л}_{усл.ср})L \cdot m^{2/3}$ уравнения (34) мал по сравнению с членом λ_0 $(1 - Lm^{2/3})$. Эквидистантное отклонение кривой 3 от кривой 1, обусловлено величиной λ_0 $(1 - Lm^{2/3})$, то есть, долей тепла, проходящего через остов пористого материала. Для выяснения величины этого отклонения были проведены эксперименты на электрической модели [19], [20].



Фиг. 7

Отыскав на электрической модели поверхности или линии равного потенциала, мы смогли найти температурное поле образца и выяснить характер движения теплового потока. Учитывая связь (33) между объемной и плоской пористостями, мы провели первую серию опытов на плоской электрической модели [21], [22].

Опытная установка, изображенная на (фиг. 8), представляла из себя следующее:

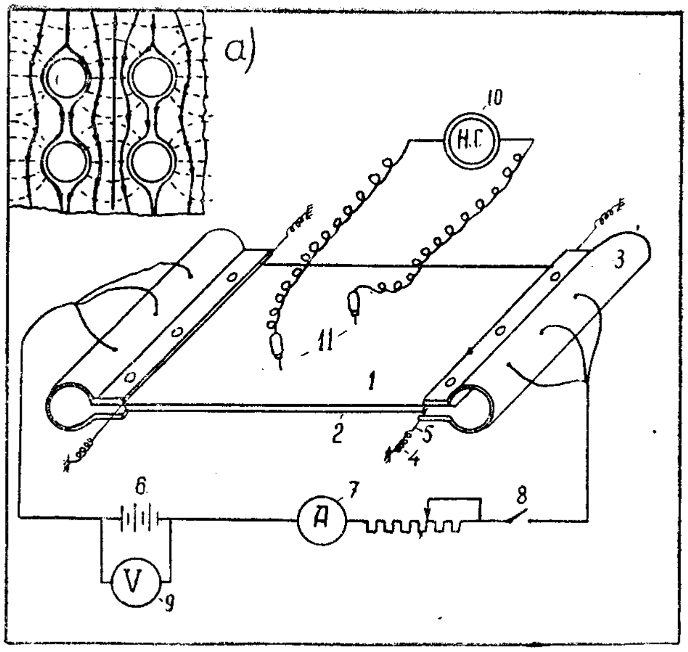
Лист алюминиевой фольги 1, толщиной $\delta = 0{,}0015$ *мм* наклеивался парафином на проваренный в парафине лист ватмана 2 размером 300×420 *мм*, вставлялся между двумя массивными шинами 3 и притягивался вместе с шинами болтами к специальной доске. Для получения надежного контакта между фольгой и шинами прокладывалась растянутая двумя пружинками 4 тонкая медная проволочка 5. Электрическая схема состояла из батареи 6, амперметра 7, однополюсного рубильника 8 и вольтметра 9. Каждый лист фольги прежде всего проверялся на однородность при помощи нульгальванометра 10 с постоянной $C = 1{,}8 \cdot 10^{-9}$ и двух щупов 11. Затем на листе фольги нарезались отверстия различной формы, укладки и снова снимались эквипотенциальные линии.

Вид этих линий для круглых пор при квадратной укладке приведен на фиг. 8 а. Как видно из нее, тепловой поток, огибая поры, проходит путь больший, чем длина образца, площадь же поперечного сечения, через которое проходит основная масса теплового потока, значительно меньше площади образца.

Из выражения (17) при условии, что теплопроводностью поры можно пренебречь, имеем:

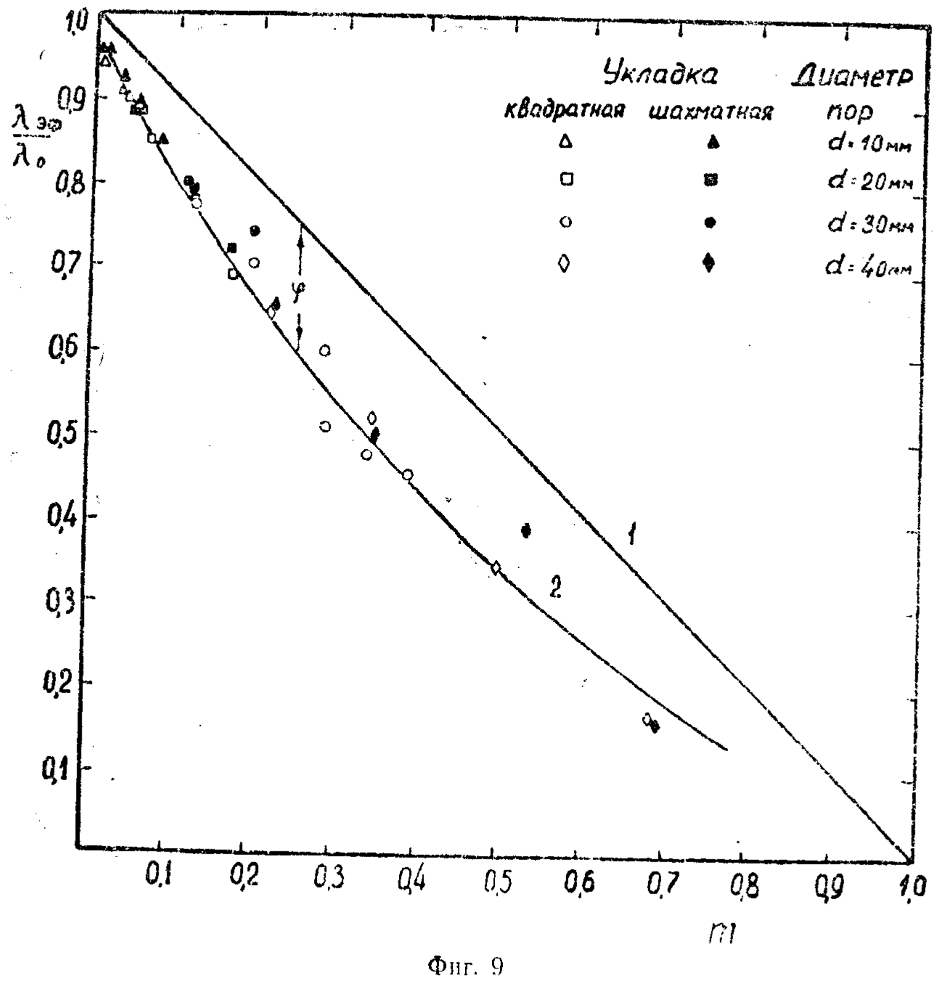
$$\frac{\lambda_{эф}}{\lambda_0} = (1 - m_{пл}). \tag{55}$$

Выражение в правой части уравнения (55) представляет собой долю остова пористого тела, теоретически участвующую в передаче тепла.



а)
10
Н.Г.
3
11
1
2
5
4
6
7
А
8
V
9

Фиг. 8



Укладка
квадратная
шахматная
Диаметр пор
d=10мм
d=20мм
d=30мм
d=40мм
$\frac{\lambda_{эф}}{\lambda_0}$
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
m
1
2
φ

Фиг. 9

Однако, как показали эксперименты, не вся доля остова работает с одинаковой тепловой нагрузкой. Поэтому член, стоящий в правой части выражения (55), будет меньше, чем $(1 - m_{пл})$. Для нахождения его величины мы замеряли сопротивление образца целого и с порами на мостовой схеме. Пользуясь электротепловой аналогией, находили отношение $\frac{\lambda_{эф}}{\lambda_0}$ и наносили его на график (фиг. 9), где: 1 — прямая $(1 - m_{пл})$, 2 — экспериментальная кривая, найденная на плоской модели.

Можно также использовать кривую, полученную на объемной модели, или найти ее по выражению (33). Очевидно, разница ординат φ будет той поправкой, которая учитывает отклонение потока от прямолинейности и его неравномерное распределение по сечению.

С учетом этого выражения (34) и (35) примут вид:

$$\Lambda = \left[\frac{\lambda_в}{\lambda_o} Ki(Cr \cdot Pr)^n_f + Ki\right] Lm^{2/3} + (1 - Lm^{2/3} - \varphi) \tag{56}$$

$$\lambda_{эф} = (\lambda^к_{усл.ср} + \lambda^л_{усл.ср}) Lm^{2/3} + \lambda_o(1 - Lm^{2/3} - \varphi) \tag{57}$$

Кривая, рассчитанная по выражению (57), приведена на фиг. 7 под № 6. Как видно из фиг. 7, эта кривая дает близкое совпадение с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Кауфман — Теплопроводность строительных материалов, Москва, ГИЛСА, 1955.
2. А. Ф. Чудновский — Теплообмен в дисперсных средах, Москва ГИТСЛ, 1954.
3. А. У. Франчук — Теплопроводность строительных материалов в зависимости от влажности, Стройиздат, 1941.
4. Д. Л. Тимрот — Определение теплопроводности строительных и изоляционных материалов, Энергоиздат, 1932.
5. Kammerer
   1) Mitt. Forsch. fur Wärmeschutz, № 4, 1925.
   2) Wärme u. Kälteschutz in der Industrie, № 3, 1928.
   3) Cesundheits — Ing., № 19 u. 35, 1936.
   4) Wärme, № 45, 1936.
   5) Wärme u. Kältetechnik, № 9, 1936.
6. I. Francl and W. D. Kingery,— Journ. of the Am, Ceram. Soc., Part II, February, 1954.
7. I. C. Maxwell, A. Treatise — on Elektricity and Magnetism, vol. 1, Oxford, 1904.
8. H. W. Russel — Principles of Heat Flow in Porous Insulators, J. Am. Ceram. Soc., 18 [1], 1—5, 1935.
9. A. Eucken — Wärmeleitfähigkeit keramischir feuerfester Stoffe; Berechnung aus der Wärmeleitfähigkelt dtr Bestandteile (Trermal Conductivity of Ceramic Refractory Materials; Caleulation from Thermal Conductivity of Constituents), Forsch. Gebiete Ingenieurw B. 3, Forschungsheft, N 353, 16 p. p. 1932.
10. Д. Ф. Старостин — Отопление и вентиляция, № 3, 1935.
11. Г. П. Иванцов — Теплотехника слитка и печей, Металлургиздат, 1952.
12. А. М. Давидсон — Северокавказский горно-металлургический институт, выпуск II, 1931—1951. Юбилейный сборник научных трудов, г. Орджоникидзе, 1954.
13. A. L. Loeb — Journal of the Am. Ceram., Soc., Part. II. Feb., 1954.
14. M. Ribaud — Conductibilite thermique des materiaux poreux et pulverulents etude theorique. Challur et industrie, 18, 36—43, 1937.
15. Д. И. Бояринцев — Журнал технической физики, т. XX, 9, 1950.
16. А. Г. Остроумов — Свободная конвекция в условиях внутренней задачи, ГТИ, 1952.
17. Е. В. Кудрявцев — Известия АН СССР, ОТН, № 1, 1949.
18. М. А. Михеев — Основы теплопередачи, ГЭИ, 1949.
19. Л. И. Гутенмахер,— Электрические модели, АН СССР, 1949.
20. Б. С. Петухов — Опытное изучение процессов теплопередачи, Госэнергоиздат, 1952.
21. В. С. Лукошков — Электролитический метод изучения электрических полей, Известия электропромышленности слабого тока, № 10, 1939.
22. Н. И. Дружинин — Метод электродинамических аналогий и его применение при исследовании фильтрации, ГЭИ, 1956.