

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. M. Kostylev, Перенос тепла в вакуумированных рых-
ловолокнистых материалах,
TVT, 1966, Volume 4, Issue 3, 351–354

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt8308>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have
read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.175

May 24, 2025, 18:19:47



УДК 536.21 : 541.182

ПЕРЕНОС ТЕПЛА В ВАКУУМИРОВАННЫХ РЫХЛОВЛОКНИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ

В. М. Костылев

Приводятся результаты экспериментальных исследований теплофизических свойств вакуумированных рыхловолокнистых масс. Рассматриваются особенности процессов переноса тепла в этих средах.

Рыхловолокнистая, или порошковая, дисперсная среда при вакуумировании приобретает весьма высокие теплоизоляционные свойства. Теплоизоляторы этого типа могут быть применены в широком температурном диапазоне — от гелиевых температур до $2000 \div 2500^\circ\text{C}$ (графитовые волокна, волокна из окиси циркония и др.).

Эффективная теплопроводность дисперсных систем в условиях вакуума обусловлена только лучистым теплообменом между твердыми частицами и кондуктивными тепловыми потоками по контактирующим частицам. Эти два вида теплового переноса взаимосвязаны и, строго говоря, температурное поле в подобных материалах определяется как теплопроводностью, так и лучистым переносом тепла. Однако теплопроводность начинает играть заметную роль либо в случае весьма низких температур, либо при высоких плотностях дисперсных сред. Характерны в этом отношении приведенные ниже результаты экспериментальных исследований термического сопротивления слоя рыхловолокнистого материала при различной плотности.

Измерения выполнялись на приборе, основанном на известном принципе плиты (рис. 1). Тепловой поток, проходивший через исследуемый образец, определялся путем измерения мощности нагревателя, расположенного во внутренней полости центрального диска. Последний помещался в цилиндрическую проточку внутри массивного блока, образующего охранное кольцо и предотвращающего потери тепла по нижнему торцу. Диск с центральным нагревателем изолировался от массивного блока экранно-вакуумной изоляцией или (в другом варианте) слоем рыхловолокнистой массы. Регулировкой режима работы вспомогательных нагревателей обеспечивалось равенство температур центрального диска и блока с точностью $0,5 \div 1^\circ\text{C}$.

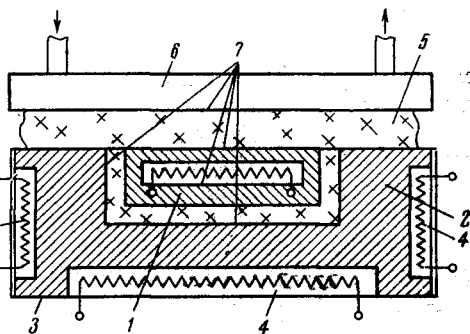


Рис. 1. Схема прибора для измерения теплопроводности

1 — центральный диск с нагревателем; 2 — медный блок; 3 — теплоизоляционный слой; 4 — вспомогательные нагреватели; 5 — испытуемый образец; 6 — диск, охлаждаемый водой; 7 — точки замера температур

Испытуемый образец прижимался сверху диском, охлаждаемым проточной водой. Вся установка размещалась в контейнере, в котором создавался вакуум порядка $10^{-2} \div 10^{-3}$ н/м². Для измерения температур и мощности центрального нагревателя использовались потенциометры ППТН-1 с гальванометрами М 195/1 в качестве нульприборов.

Центральный диск со всех сторон имел изоляцию практически одинаковой эффективности и так как перепад температур на испытуемом образце был в 100—300 раз больше возможной разности температур центрального диска и массивного блока, паразитные потери тепла не превышали $1 \div 2\%$. Это было экспериментально подтверждено измерением скорости разогрева центрального диска при включении только вспомогательных нагревателей. В ходе исследований, результаты которых приведены в таблице, определялся тепловой поток через испытуемый образец различной толщины при весе материала 6,9 г. Навеска исследуемого материала оставалась неизменной, а толщина и плотность образца изменялись за счет поджатия его холодным диском.

№ образца	Средняя температура $t_{ср}$, °С	Температурный перепад Δt , °С	Толщина слоя σ , мм	Объемный вес γ , кг/м ³	Тепловой поток W , ат	$\frac{W}{\Delta t}$, ат/°С · 10 ³
1	181	335	12,5	56	0,95	2,84
1	187	333	6,5	108	1,01	3,04
1	183	332	4,5	156	1,022	3,07
2	185	334	12,5	56	0,96	2,88
2	182	329	6,5	108	1,01	3,07
2	181	340	4,5	156	1,05	3,09
3	157	232	14,3	49	0,822	2,91
3	182	325	7	100	0,962	2,96

В результате увеличения плотности образца обязательно должно иметь место возрастание кондуктивной составляющей эффективной теплопроводности рыхловолокнистого слоя. Из таблицы видно, что уменьшение толщины слоя рыхловолокнистого материала примерно в три раза весьма мало изменяло тепловые потоки (на $7 \div 8\%$), проходившие через образец. Это указывает на малую роль кондуктивной составляющей даже в этой области невысоких температур и относительно больших плотностей рыхловолокнистой массы. Следует отметить, что плотность набивки в 140—160 кг/м³ для тонковолокнистых материалов (средний диаметр волокон $1 \div 2$ мк) достигается с трудом.

Кроме описанных выше исследований, были проведены также измерения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности рыхловолокнистых масс в интервале температур $300 \div 700^\circ$ С. Использовалась методика, рекомендованная в работе [1], и модификация этого метода, когда испытуемый образец материала имел расположенный на центральной оси металлический сердечник. Образец подвергался монотонному нагреву в условиях постоянной разности температур его наружной поверхности и сердечника, размещаемого внутри образца. Измеряемой величиной в данном случае был коэффициент теплопроводности рыхловолокнистой массы, рассчитываемый по формуле

$$\lambda = \frac{1}{2\Delta t} \frac{dt}{d\tau} R_1^2 C_s \gamma_s \ln \frac{R_2}{R_1}, \quad (1)$$

где Δt — разность температур на наружной и внутренней поверхности цилиндрического образца; t — температура сердечника; R_1 и R_2 — радиусы наружной и внутренней поверхности образца; C_s , γ_s — теплоемкость и удельный вес металла сердечника; τ — время.

Результаты измерений относились к средней температуре исследуемого образца

$$t_{\text{cp}} = t + \frac{1}{2} \Delta t. \quad (2)$$

Для замера температур использовались хромель-алюмелевые термопары и описанная выше измерительная аппаратура.

Параллельное определение коэффициентов теплопроводности и температуропроводности материалов из высококремнеземного волокна позволяло контролировать результаты измерений путем сравнения вычисляемых величин удельной теплоемкости кремнезема с литературными данными-

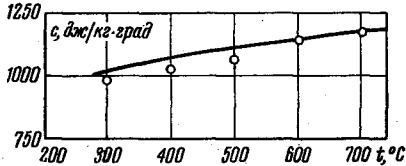


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость удельной теплоемкости кремнезема c от температуры t
сплошная линия — по данным [2]; светлые точки — расчет по экспериментально определенным величинам a и λ

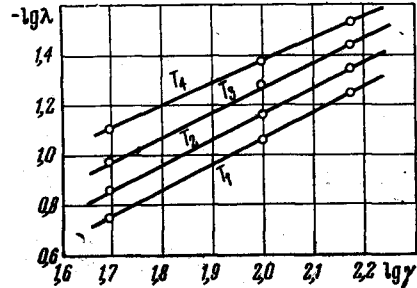


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость $\lg \lambda$ от $\lg \gamma$ для высококремнеземного волокна (средний диаметр 1—2 мк):
 λ — теплопроводность, $\text{вт/м} \cdot \text{град}$; γ — объемный вес, кг/м^3 ; T — температура, $T_1 < T_2 < T_3 < T_4$

ми [2]. Имело место совпадение указанных величин теплоемкости с точностью $5 \div 6\%$ (рис. 2).

Сопоставление результатов исследования свойств вакуумированных рыхловолокнистых масс различных объемных весов (рис. 3) показало, что в исследованном диапазоне температур была справедлива следующая зависимость, связывающая коэффициент теплопроводности материала λ с его объемным весом γ :

$$(\lambda\gamma)_{t=\text{const}} = \text{const}. \quad (3)$$

Таким образом, и результаты этих исследований подтвердили, что термическое сопротивление вакуумированного рыхловолокнистого слоя зависит только от массы материала, содержащегося в нем, и не меняется при деформации слоя. Это свидетельствует также о том, что кондуктивный перенос тепла пренебрежимо мал. Напомним, что при лучистом теплообмене в среде, имеющей постоянные оптические характеристики, коэффициент теплопроводности изменяется пропорционально кубу абсолютной температуры, а тепловые потоки с повышением температуры возрастают пропорционально четвертой степени ее.

В области высоких температур в рассматриваемых средах при стационарных тепловых потоках практически исключается возможность превращения теплового излучения в другой вид энергии. Процессы поглощения тепловой радиации и переизлучения ее в подобных теплоизоляторах почти полностью сбалансированы, и общая интенсивность лучистого теплового потока, распространяющегося в среде, остается постоянной. В данном случае взаимодействия электромагнитного поля и вещества материа-

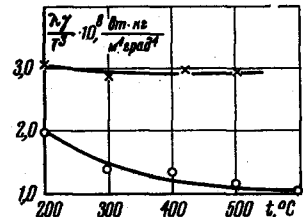


Рис. 4. Зависимость величины $\lambda\gamma/T^3$ от температуры t для различных рыхловолокнистых материалов

1 — средний диаметр волокон 14 мк; 2 — средний диаметр волокон 1—2 мк

ла-теплоизолятора имеет единственным результатом непрерывный сдвиг спектрального состава распространяющейся лучистой энергии в сторону длинных волн.

Характерно, что для дисперсных сред с достаточно крупными частицами приближенно выполняется зависимость

$$\lambda\gamma / T^3 = \text{const.} \quad (4)$$

В то же время для материалов аналогичного химического состава, но с более мелкими частицами, размеры которых соизмеримы с длиной волны активной части теплового спектра, имеем (рис. 4)

$$\lambda\gamma / T^3 = f(T). \quad (5)$$

Из соотношений (4), (5) следует, что оптические характеристики дисперсной среды из одного и того же материала, но различной степени дисперсности, в одном случае существенно зависят от температуры, в другом остаются постоянными. Зависимость (5) объясняется, по-видимому, наличием дифракционных эффектов в слое тонкодисперсных сред.

Рассмотренное выше справедливо для рыхловолокнистых дисперсных систем из стекла, каолина и кремнезема. Представляют значительный практический интерес аналогичные исследования дисперсных систем другого химического состава, в частности графита. В заключение заметим, что при определении теплофизических свойств сред с преимущественным переносом тепла путем лучистого теплообмена целесообразно вести исследования на образцах достаточно больших размеров, чтобы было правомочным градиентное представление теплового потока, проходящего через исследуемый образец.

Москва

Поступила в редакцию
9 VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Краев. Теплоэнергетика, № 4, 1956.
2. Н. Б. Варгафтик. Теплофизические свойства веществ. Госэнергоиздат, 1956.