

МЕТОДЫ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СУХИХ СЫПУЧИХ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

А. С. ЛЯЛИКОВ

(Представлено проф. докт. техн. наук Г. И. Фуксом)

Изучение проблемы теплообмена в дисперсных материалах значительно продвинулось с появлением работ [1, 2]. Несмотря на это, вопрос о теоретическом расчете коэффициента теплопроводности сухих сыпучих зернистых материалов разработан недостаточно. Существующие методы расчета имеют ряд существенных недостатков. На основе анализа этих методов делаются попытки создать более надежные способы расчета. Такая задача решалась, в частности, в нашем исследовании [3]. В обзоре [4] намечалось „... указать, какие из этих расчетов дефекты и почему, а какие могут быть и при каких условиях положены в основу расчетов“, но автору не удалось разрешить поставленную задачу, так как вопрос о сходимости с экспериментом формул В. З. Богомолова [5] рассмотрен более основательно [1,5], а причины дефектности других методов расчета не показаны.

Задачей настоящей работы является критический анализ существующих методов расчета теплопроводности сухих сыпучих зернистых материалов.

Исследования в области теплопроводности зернистых материалов можно представить в виде трех основных групп, каждая из которых основывается на определенном представлении о механизме теплопроводности и структуре материала.

Одни исследователи—Смолуховский [6], Хенгст [12] (расчетная формула Хенгста приведена в [13])—исходят из глубокого изучения физики явлений на поверхности раздела твердой и газообразной фазы, что очень важно для случая зернистых материалов ввиду весьма развитых поверхностей в последних. Полученные этими исследователями расчетные соотношения для определения теплопроводности учитывают температурный скачок на поверхности твердого тела, вопрос о котором теоретически обоснован Смолуховским [7, 8, 9] и экспериментально исследован Смолуховским, Герке [10], Лазаревым [11] и другими.

Расчетное соотношение Смолуховского для порошкообразных материалов согласуется с опытом [6], несмотря на то, что оно не учитывает термическое сопротивление зерен, а пористость учитывается весьма условно—постоянным численным коэффициентом. Это со-

гласование, на наш взгляд, закономерно потому, что относительное влияние сопротивления самих зерен и пор на теплопроводность в порошках слабое, а главную роль здесь играют термические сопротивления на границе раздела твердой и газообразной фаз.

С возрастанием размера зерен следует ожидать уменьшения роли термического сопротивления по поверхностям раздела и решающего влияния термического сопротивления засыпки, обусловленного пористостью и свойствами вещества зерна.

Хенгст [12] усовершенствовал метод Смолуховского, учтя теплопроводность самих зерен, а также отклонение реальной структуры от кубической укладки с помощью постоянного численного коэффициента B .

Клинггом [13] отмечено, что для крупнозернистых материалов расчеты по формуле Хенгста лучше согласуются с опытом, чем расчеты по формулам Смолуховского.

Для суждения о согласовании расчетов по формулам этих авторов с экспериментальными данными нами произведены расчеты, представленные графами 8 и 9 табл. 1. При расчетах принято: коэффициент теплопроводности в монолите для кварцита $\lambda_m = 5,2 \text{ ккал/м час}^\circ$ [14], стали $\lambda_m = 33$ [13], свинца $\lambda_m = 30$ [16]; длина среднего свободного пути молекулы воздуха при атмосферном давлении $L = 0,95 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ [11], коэффициент скачка температуры $\delta = C \cdot L = 1,65 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, где $C = 1,73$ — опытный коэффициент, средний по данным Смолуховского, Герке и Лазарева; коэффициент теплопроводности воздуха $\lambda_2 = 0,022 \text{ ккал/м час}^\circ$.

Сравнение вычисленных по формуле Смолуховского коэффициентов λ с опытными значениями показывает, что: 1) отношение расчетных величин λ к опытным для четырех первых образцов составляет 0,59—0,73, у остальных же оно значительно меньше, особенно у зернистых материалов, зерна которых выполнены из вещества, хорошо проводящего тепло; 2) во всех случаях расчетные значения λ меньше полученных из опыта.

Эти результаты, по нашему мнению, объясняются тем, что: 1) метод исходит из кубической укладки, недостаточно полно отражающей действительный характер сложения зерен; 2) расчетная формула не позволяет учесть пористость реальных материалов; 3) не учитывается термическое сопротивление самих зерен.

Как известно, эти факторы существенно влияют на теплопроводность материала, поэтому в таком виде расчеты нельзя считать достаточно надежными. Хотя автор показал совпадение его расчетов с экспериментом, в частности для порошков при глубоких разрежениях газа, но нужно иметь в виду, что роль температурного скачка при измельчении зерна и разряжении газа возрастает, а роль сопротивлений самих зерен уменьшается, поэтому последняя могла остаться незамеченной, так же, как и роль пористости.

Сопоставление расчетных значений λ , вычисленных по формуле Хенгста, с опытными данными (графа 9, табл. 1) позволяет заключить о лучшем их согласовании между собой, что нужно расценивать в основном как результат введения поправочного коэффициента B , устраняющего систематическую ошибку расчета. Определенную роль сыграл учет теплопроводности материала зерен. Однако и здесь в не-

которых случаях отношения $\frac{\lambda_{\text{расч.}}}{\lambda_{\text{оп.}}}$ составляют 0,78 и 1,33—1,39.

Этот метод не учитывает влияния пористости на теплопроводность материала и поэтому, как видно из таблицы, с изменением пористости

Таблица 1

№№ пп.	Зернистый материал	Объем- ный вес, кг м ³	Порп- стость, %	Диаметр зерна, мм	$\lambda, \frac{ккал}{м. час^\circ}$ из опы- та	Эксперимен- татор и источ- ник	$\lambda, \frac{ккал}{м. час^\circ}$, вычисленные по формулам:				Богомо- лова (8) и (9)	(15) и (9)
							Смолу- ховского	Хенгста	Кришера, (1) и (2)	10		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
1	Дробленый кварцит ¹⁾	1490	42,0	11,0	0,240	О. Кришер, заимствовано из [21]	0,156	0,258	0,052—3,02	0,202	0,148	
2	— " —	1310	50,0	2,5	0,184	"	0,134	0,256	0,044—2,61	0,138	0,107	
3	— " —	1290	50,8	1,42	0,192	"	0,125	0,255	0,043—2,56	0,132	0,103	
4	— " —	1280	51,1	0,72	0,194	"	0,115	0,253	0,043—2,54	0,131	0,102	
5	— " —	1540	31,2	0,2	0,266	"	0,096	0,240	0,07 —3,07	0,390	0,252	
6	Стальная дробь	4750	36,5 ²⁾	1,26	0,358 ³⁾	Шуманн и Фосс [17]	0,124	0,342	0,06 —20,9	0,283	0,190	
7	— " —	4700	39,6 ²⁾	5,18	0,450	Клинг [13]	0,138	0,352	0,05 —19,9	0,238	0,173	
8	— " —	4700 ⁴⁾	40,0 ⁴⁾	3,2	0,322 ⁵⁾	Муллокандов [22]	0,138	0,352	0,055—19,8	0,231	0,166	
9	— " —	4700 ⁴⁾	40,0 ⁴⁾	5,5	0,320 ⁵⁾	"	0,146	0,356	0,055—19,8	0,231	0,166	
10	— " —	4700 ⁴⁾	40,0 ⁴⁾	7,0	0,330 ⁵⁾	"	0,149	0,358	0,055—19,8	0,231	0,166	
11	Свинцовая дробь	6770	40,0	1,26	0,371 ⁵⁾	Шуманн и Фосс [17]	0,124	0,338	0,055—18,1	0,231	0,166	

1) Удельный вес твердой массы $\gamma = 2620 \text{ кг/м}^3$, теплопроводность $\lambda_m = 5,2 \text{ ккал/м. час}^\circ$.

2) Удельный вес стали принят 7800, свинца 11800 кг/м^3 .

3) Результат получен при давлении воздуха в приборе $p = 650 \text{ мм Hg}$.

4) Величина принята на основании наших опытов и $\left[\frac{1}{c \cdot 388} \right]$, [27].

5) Коэффициенты λ вычислены нами по температуропроводности, принимая теплоемкость $c = 0,11 \text{ ккал/кг град}$.

существенно изменяется расхождение расчетных значений λ с опытными. Наличие в расчетной формуле численного опытного коэффициента B снижает ее теоретическую ценность.

Другая группа исследователей—Кришер [14], Бернштейн [15]—исходит из искусственного представления о слое, как о наборе пластин материала (или пластинок) и газовой среды. Рассматриваются два предельных случая наибольшего и наименьшего изолирующего эффекта. Считается, что теплопроводность зернистого материала лежит в интервале, образованном предельными значениями λ , которые у Кришера вычисляются по формулам:

$$\lambda_{\min} = \lambda_2 \frac{100}{\frac{\lambda_2}{\lambda_M} (100 - m) + m}, \quad (1)$$

$$\lambda_{\max} = \lambda_M \frac{100 - m}{100} + \lambda_2 \frac{m}{100}, \quad (2)$$

где m — пористость в процентах.

Такой подход ввиду исключительности предельных случаев, положенных в его основу, а также игнорирования характера контактов и структуры, дает слишком широкий интервал возможных значений коэффициента теплопроводности зернистой засыпки (графа 10 таблицы 1) и поэтому не может служить в качестве схемы расчета. Теплопроводность стали, свинца, кварцита и воздуха, как и раньше, принята соответственно равной 33, 30, 5,2 и 0,022 ккал/м час°.

Попытка сузить интервал значений λ , вытекающий из метода Кришера, принадлежит Бернштейну и заключается в том, что предложена расчетная схема в виде укладки мелких пластинок. При этом расчетные формулы для минимального изолирующего эффекта имеют вид:

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_2} = \frac{4m}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_M}} + \frac{\lambda_M}{\lambda_2} (1 - 2m) \text{ — для } m \leq 0,5 \quad (3)$$

$$\text{и } \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_2} = \frac{4(1 - m)}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_M}} + 2(m - 1) \text{ — для } m > 0,5. \quad (4)$$

Здесь m — пористость в долях от единицы.

Максимальный изолирующий эффект по-прежнему оценивается по формуле (1).

С помощью эксперимента сам автор установил, что предлагаемые им формулы дают слишком широкий интервал значений λ . Поэтому он пришел к выводу о необходимости учесть воздушные прослойки между пластинками, являющиеся результатом шероховатости поверхности их. Замеры показали возможность наличия зазоров между пластинками в 0,05 мм. Учет последних позволил произвести расчет, данные которого лучше согласуются с экспериментом, но автором из этого не сделано каких-либо обобщений и не дано вида расчетной формулы, учитывающей наличие воздушных прослоек.

По нашему мнению, попытки усовершенствовать метод Кришера не могли привести к серьезному успеху в связи с тем, что его схема не учитывает характер сложения зерен, способа контактирования

их, а сам метод не исходит из того, что в зернистом материале, по сравнению со сплошным телом, имеются такие особенности, как развитая поверхность раздела и многочисленные контакты зерен, которые могут повлиять на величину теплопроводности зернистых материалов.

Третья группа исследователей — Богомолов [5], Шуманн и Фосс [17] — основывается на том, что между зернами нет соприкосновения, а имеется воздушный зазор. Определяющим фактором расчета является пористость.

Подход Шуманна и Фосса к расчету теплопроводности зернистых материалов своеобразен. Если предположить, что коэффициент теплопроводности зернистого материала не зависит от размера зерна и способа укладки, то естественно ожидать зависимость его от коэффициента теплопроводности материала и газа, а также от доли последнего во всем объеме (т. е. пористости m):

$$\lambda = f(\lambda_M, \lambda_2, m). \quad (5)$$

Вид функции должен удовлетворять ряду условий, которые вытекают из возможности разнообразных вариаций зернистого материала по коэффициентам λ_M , λ_2 и величине m . Эти условия следующие.

$$\text{Если } m = 0, \text{ то } \lambda = \lambda_M, \quad (a)$$

$$\text{" } m = 1, \quad \text{" } \lambda = \lambda_2, \quad (b)$$

$$\text{" } \lambda_2 = 0, \quad \text{" } \lambda = 0, \quad (c)$$

$$\text{" } \lambda_2 = \lambda_M, \quad \text{" } \lambda = \lambda_2, \quad (d)$$

$$\text{" } \lambda_2 = \infty, \quad \text{" } \lambda = \infty, \quad (e)$$

$$\text{" } \lambda_M = \infty, \quad \text{" } \lambda = \infty, \quad (f)$$

$$\text{" } \lambda_M = 0, \quad \text{" } \lambda = \lambda_2 \cdot m^3. \quad (g)$$

Условия (a), (b), (d), (e) считаются очевидными.

Условие (c) справедливо при точечном контакте; (f) — только для случая, когда контакт по площадке; условие (g) принимается в виде гипотезы, требующей подтверждения экспериментом.

В результате рассмотрения передачи тепла в ячейке зернистого материала Шуманном и Фоссом получены уравнения для вычисления коэффициента теплопроводности зернистого материала по его пористости m , λ_M и λ_2 , которые не удовлетворяют условиям (a) и (g). Принимается дополнительное условие вида.

$$\lambda = \lambda_2 \cdot m^3 + (1 - m^3) \lambda', \quad (6)$$

с помощью которого устраняется это затруднение. Здесь λ' — теплопроводность, определенная по полученному ими уравнению, не удовлетворяющему условиям (a) и (g).

В результате теплопроводность зернистого материала определяется связью трех уравнений.

Экспериментальная проверка, проведенная Шуманном и Фоссом, дала результаты, из которых следует:

Материалы	Пористость	$\frac{\lambda_{\text{расч.}}}{\lambda_{\text{опытн.}}}$
Стальные шары	0,365	0,759
Свинцовые шары	0,400	0,650
"	0,310	0,661
Глина	0,437	0,618
Кварц	0,438	0,612
"	0,416	0,620
"	0,276	0,534
"	0,241	0,547

Видно, что ошибки расчета носят систематический характер в сторону меньших значений λ и достигают значительной величины.

Основным недостатком этого метода, на наш взгляд, является формалистический подход, заключающийся в том, что влияние пористости учитывается не с помощью какого-либо уравнения, отражающего объективные физические характеристики структуры материала, а с помощью уравнения, являющегося формальным условием того, что решение будет удовлетворять условиям (a) и (g). В связи с этим при уменьшении пористости расчетные величины λ уменьшаются так, что (как это видно для кварца) расхождение расчетных данных с экспериментом увеличивается. Это же обстоятельство, видимо, является причиной систематических ошибок расчета в сторону меньших значений.

Много внимания расчетам теплопроводности двухкомпонентных дисперсных систем уделил В. З. Богомолов [5]. В качестве расчетной схемы зернистого материала он использует тетраэдрическую укладку шаровых зерен ($m = 25,95$). Считается, что градиент температуры существует только в одном направлении. Принято, что в местах, соответствующих контактам, зерна разделены воздушной прослойкой, половина толщины которой обозначается через a . Расчет производится для двух случаев: с учетом и без учета термического сопротивления зерен. Расчетные выражения имеют вид:

$$\lambda = \lambda_2 \cdot 3\pi \left[\ln \frac{0,184(r + a)}{a} - \frac{r}{r + a} \cdot 0,09 \right]; \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{3\pi\lambda_2}{\kappa} \left[\frac{1}{\kappa} \ln \frac{1 - 0,82 \frac{r}{b} \cdot \kappa}{1 - \kappa \cdot \frac{r}{b}} - 0,09 \frac{r}{b} \right], \quad (8)$$

$$\text{где} \quad \kappa = 1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_m},$$

$$b = r + a.$$

Использование уравнений (7) и (8) для практических расчетов возможно при наличии достоверных значений a — половины толщины

воздушной прослойки. В. З. Богомолов считал возможным из чисто геометрических соображений связать величину a со значением пористости m уравнением

$$\frac{a}{r} = \frac{m - 26}{3(100 - m)}. \quad (9)$$

Здесь m — в процентах.

Проследим ход расчетов, приведших к формулам (7) и (8).

Составив уравнение Фурье для тепла, передаваемого между двумя зернами

$$Q_0 = \lambda_2 \frac{\sqrt{3}(r+a)}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^x \frac{xdx}{y},$$

и произведя замену $y = (r+a) - \sqrt{r^2 - x^2}$, автор решение интеграла

$$\int \frac{xdx}{y} = \int \frac{xdx}{(r+a) - \sqrt{r^2 - x^2}} \quad (9)$$

дает в виде

$$\int_0^x \frac{xdx}{(r+a) - \sqrt{r^2 - x^2}} = \left[\sqrt{r^2 - x^2} + 2(r+a) \ln(r+a - \sqrt{r^2 - x^2}) \right]_0^x \quad (10)$$

Отсюда

$$Q_0 = \lambda_2 \sqrt{3}(r+a)\pi [\sqrt{r^2 - x^2} + 2(r+a) \ln(r+a - \sqrt{r^2 - x^2})]_0^x.$$

Считая, что в качестве верхнего предела нужно принять радиус площади круга теплового потока от шара к шару, автор нашел возможным за радиус этого круга использовать расстояние точки касания до центра треугольника abc , т. е. величину oa (рис. 1):

$$oa = \frac{\sqrt{3} \cdot r}{3}.$$

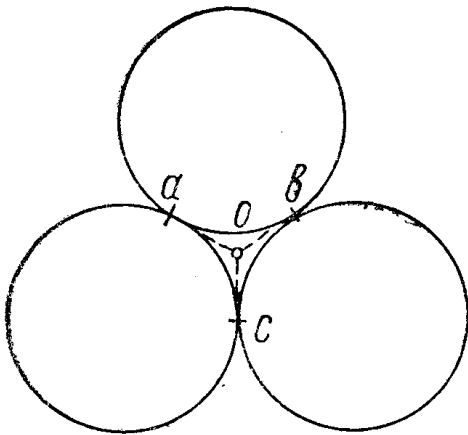


Рис. 1.

Учитывая, что через каждый шар проходит три тепловых потока (соответственно числу точек контакта), находится количество передаваемого тепла. Отнеся последнее к площади, которая приходится на каждый шар вместе с пустотами $S = 2\sqrt{3}(r+a)^2$, автор получил расчетное соотношение (7).

Необходимо отметить следующие обстоятельства.

1) Решение интеграла (9) не соответствует выражению (10). Оно найдено нами в виде

$$\int_0^x \frac{xdx}{(r+a) - \sqrt{r^2 - x^2}} = \left[\sqrt{r^2 - x^2} + (r+a) \ln(r+a - \sqrt{r^2 - x^2}) \right]. \quad (11)$$

2) В качестве верхнего предела принят $x = \frac{\sqrt{3} \cdot r}{3} \cong 0,578 \cdot r$.

С такой подстановкой предела трудно согласиться, если отсутствуют обоснования.

Аналогично для случая расчета теплопроводности с учетом термического сопротивления материала зерен

$$Q_0 = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot b \cdot \lambda_2 \int_0^x \frac{x dx}{b - \kappa \sqrt{r^2 - x^2}} \quad (12)$$

решение интеграла $\int_0^x \frac{x dx}{b - \kappa \sqrt{r^2 - x^2}}$ найдено автором в виде

$$\int_0^x \frac{x dx}{b - \kappa \sqrt{r^2 - x^2}} = \frac{1}{\kappa} \left[2 \frac{b}{\kappa} \ln \left(\frac{b}{\kappa} - \sqrt{r^2 - x^2} \right) + \sqrt{r^2 - x^2} \right]_0^x \quad (13)$$

Те же операции, что и в предыдущем случае, и использование верхнего предела $x = \frac{\sqrt{3} \cdot r}{3}$ привели автора к расчетной формуле (8).

Названные в предыдущем случае два обстоятельства должны быть отмечены и здесь.

1) Решение интеграла, данное уравнением (13), получено нами в ином виде

$$\int_0^x \frac{x dx}{b - \kappa \sqrt{r^2 - x^2}} = \frac{1}{\kappa} \left[\frac{b}{\kappa} \ln \left(\frac{b}{\kappa} - \sqrt{r^2 - x^2} \right) + \sqrt{r^2 - x^2} \right] \quad (14)$$

2) Допустимость использования в качестве верхнего предела значения $x = \frac{\sqrt{3} \cdot r}{3}$ без обоснований сомнительна.

Автор получил хорошее согласование расчетов по предложенным им формулам на 19 образцах разнообразных почв (отклонение до 15%). Результаты расчетов по формулам (8) и (9) для зернистых материалов, внесенных в таблицу 1, приведены в графе 11 этой таблицы. Видно, что отклонения не столь существенны, если учесть, что расчет производится чисто теоретическим путем, без каких-либо опытных коэффициентов. Но обращает внимание систематический характер ошибок расчета в сторону меньших значений λ и изменение величины ошибок с пористостью. Последнее особенно проявляется на примере кварца, для которого охвачен диапазон пористости от $m = 51,5$ до $m = 31,2\%$. В этом интервале пористости отношения $\frac{\lambda_{расч}}{\lambda_{он}}$ для рассматриваемых пяти образцов составляют:

$m = 51,5$	$\frac{\lambda_{расч}}{\lambda_{он}} = 0,675$
$m = 50,8$	“ “ 0,687
$m = 50,0$	“ ” 0,750
$m = 42,0$	“ ” 0,841
$m = 31,2$	“ ” 1,466

На рис. 2 нанесена расчетная кривая ($\lambda = f(m)$) для кварца и нанесены опытные точки, которые определили ход функции $\lambda = f(m)$ по опытными данным. Рассмотрение хода расчетной и экспериментальной кривых, их пересечение и резкое расхождение в области значений m , близких к пористости тетраэдрической укладки $m = 25,95$, позволяет заключить, что уравнение (9), которому отводится существенная роль в рассматриваемом методе, далеко еще не совершенно.

Если, используя тетраэдрическую укладку и принятый автором механизм теплопроводности в зернистом материале, соблюдать строгость в использовании математического аппарата, то мы приходим к следующему выражению для коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = \frac{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \lambda_2}{\kappa} \left[\frac{1}{\kappa} \ln \frac{1}{1 - \frac{r}{b} \cdot \kappa} - \frac{r}{b} \right]. \quad (15)$$

Последнее получается из (12) при использовании решения (14) и пределов $x = r$ и $x = 0$, заменяя также градиент температуры

$$\Delta t = \frac{\sqrt{3}(r+a)}{2} \text{ более точным выражением } \Delta t = \frac{\sqrt{24}(r+a)}{3 \cdot 2}.$$

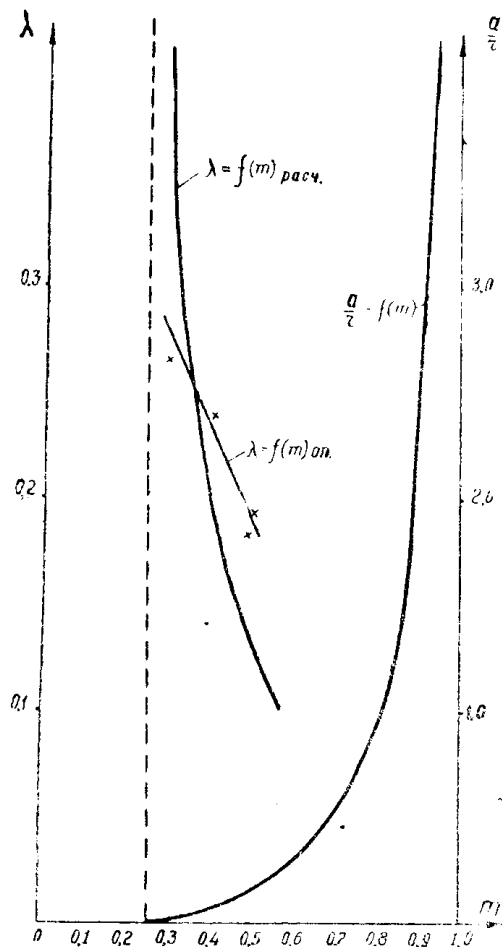


Рис. 2.

В графе 12 табл. 1 помещены значения λ , вычисленные по (15) с использованием (9) для определения относительного зазора между

зернами. Очевидно, что принятый механизм и соответствующие ему связи (15) и (9) неудовлетворительно согласуются с опытом.

Кроме этих трех основных направлений в теории расчета теплопроводности сухих зернистых материалов, следует коротко остановиться на ряде других предложений.

А. А. Некрасов [18], учитывая деформации зерен от давления в слое шаров, имеющих кубическую укладку и соприкосновение по площадкам, рассматривает тепловой поток по шаровой частице на основании закона Фурье (рис. 3):

$$dQ = -\lambda_M \cdot S \cdot \frac{dT}{dL} \cdot d\tau \quad (16)$$

или

$$dQ = - \frac{dT}{\frac{1}{\lambda_M} \cdot \frac{dL}{S}} \cdot d\tau. \quad (17)$$

По аналогии с законом Ома принимается, что величина

$$\frac{1}{\lambda_M} \cdot \frac{dL}{S} = dR_0' \quad (18)$$

есть термическое сопротивление элементарного слоя dL , имеющего площадь S ; T — температура, τ — время.

Интеграл выражения (18) с учетом деформации шара найден автором в виде

$$R_0' = \frac{1}{\pi \cdot \lambda_M \cdot b} \cdot \ln \frac{2a+b}{2a-b}, \quad (19)$$

где обозначено:

$$a = r - r_0,$$

$$b = \sqrt{r_2^2 - r_0^2}.$$

Проверка показала, что здесь допущена ошибка, так как интегрирование (18) дает:

$$R_0' = \frac{1}{\pi \cdot \lambda_M \cdot r} \cdot \ln \left(\frac{2d}{\delta} - 1 \right), \quad (20)$$

где $\delta = 2r_0$ — линейная деформация шара,

$d = 2r$ — диаметр шара.

Поэтому дальнейшее решение автора и полученный им результат

$$\lambda = \frac{2\pi \lambda_M \sqrt{2r + \kappa \Sigma^{2/3}}}{2\sqrt{2r - \kappa \Sigma^{2/3}}} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2\kappa \Sigma^{2/3} - 4r - \sqrt{4r^2 - \kappa^2 \Sigma^{2/3}}}{2\kappa \Sigma^{2/3} - 4r + \sqrt{4r^2 - \kappa^2 \Sigma^{2/3}}}} \quad (21)$$

нельзя считать правильными.

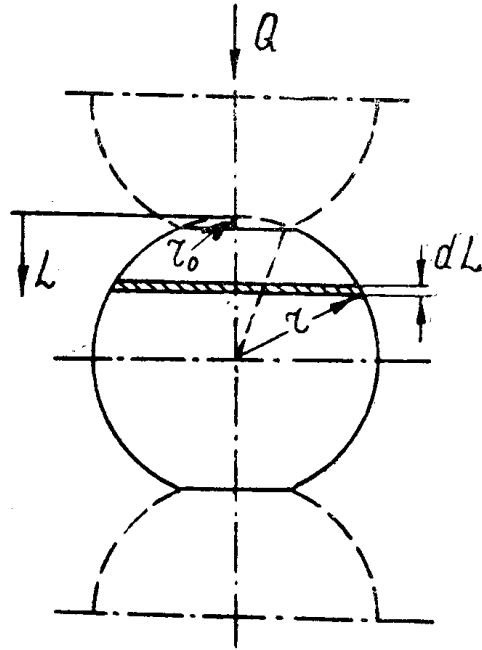


Рис. 3.

Вид уравнения (21) позволяет усомниться в его пригодности для практических расчетов еще и по следующим соображениям:

1. В нем не учитывается теплопроводность среды, заполняющей ячейки, образуемые зернами. Как известно [17, 13, 19, 15, 5 и др.], именно последняя является одним из определяющих факторов теплопроводности зернистого материала.

2. Величина λ_m в уравнение входит в качестве множителя. Это позволяет считать, что λ зернистых материалов, зерна которых состоят из веществ, близких по коэффициенту Пуассона σ и модулю сжатия E , а размеры зерен равны, будут пропорциональны коэффициентам теплопроводности веществ, из которых состоят зерна. Последнее противоречит опыту [17, 13, 19, 5 и др.].

В работе Некрасова налицо ошибочность исходной предпосылки. В основе рассмотренного расчета лежит допущение, что между соседними зернами передача тепла осуществляется только через контакт, а воздушные промежутки считаются не теплопроводными. В действительности роль контактов незначительна, и основная доля тепла передается вне контакта [3].

Исследование Смита [20] не дает эффективного метода расчета ввиду эмпирического способа определения структурного фактора, введенного в расчет в качестве краеугольного камня. Но оно выдвигает более общие представления о передаче тепла в сухом зернистом материале, исходя из которых можно объяснить и увязать влияние на теплопроводность всех основных факторов: пористости, теплопроводности материала зерен и газа, размера и формы зерен.

Нельзя не отметить, как крупный шаг вперед в расчете теплопроводности строительных материалов, работу Б. Н. Кауфмана [2]. Являясь обобщением большого количества экспериментальных данных, она позволяет надежно рассчитывать λ большинства широко распространенных строительных материалов. К сожалению, вопросам чисто теоретического расчета в ней не уделено должного внимания.

Расчетные формулы обобщенной проводимости гетерогенных систем В. И. Оделевского [23], как указывает Чудновский, еще не распространены на теплопроводность. Это же вытекает из работы А. А. Бабанова [4].

Варианты расчета теплопроводности, предложенные Г. И. Покровским и В. Г. Булычевым [24], Ф. Д. Старостиным [25], Русселем [26], А. У. Франчуком [27], относятся либо к влажным зернистым материалам, либо к пористым несипучим материалам. Мы пришли к выводу [3], что они не могут быть применены для расчетов теплопроводности сухих сыпучих зернистых материалов.

В результате приведенного анализа имеющихся методов расчета теплопроводности зернистых материалов можно сделать следующие выводы.

1. Методы расчета [6, 12], основанные на учете температурного скачка на границах раздела твердое тело—газ, имеют ряд недостатков: [12] не учитывают пористость, характер сложения зерен, а [6], кроме того, не учитывают термического сопротивления зерен. В результате для крупнозернистых материалов расчет либо недостаточно согласуется с опытом [6], либо имеющиеся систематические расхождения расчета с опытом устраняются с помощью постоянного численного коэффициента [12].

2. Методы, основанные на вычислении предельных значений λ зернистого материала [14, 15], дают слишком широкий диапазон λ и не могут быть использованы для расчетов теплопроводности зернистых материалов.

3. В одном из методов [17], основывающихся на том, что между зернами нет соприкосновения, а имеется воздушный зазор, пористость материала с тепловым процессом связана формально, поэтому расчетные значения λ существенно и систематически отклоняются от опытных.

Вторая теория [5] исходит из тетраэдрической укладки и дает более обоснованную связь размера воздушного зазора от пористости, однако и эта теория не лишена недостатков. Если учесть, что расчетные соотношения получены, по-видимому, эмпирическим путем, то ценность ее значительно снижается.

4. Эмпирический характер структурного фактора, введенного в метод расчета [20], не позволяет в настоящее время считать этот метод эффективным и выдвигает задачу отыскания путей теоретического определения структурного фактора.

5. Совершенно недостаточно изучены вопросы перехода тепла через места соприкосновения и их роль в процессе, а также влияние формы зерен на теплопроводность зернистого материала.

6. Отмеченные недостатки имеющихся методов ставят вопрос о создании более совершенных методов расчета теплопроводности зернистых материалов. Такой метод должен отразить единство механизма кондукции как для порошкообразного, так и крупнозернистого материалов, а следовательно, и расчетного соотношения для определения теплопроводности их. Он должен учитывать все основные определяющие факторы как для мелкозернистых (порошковых) материалов, так и для крупнозернистых: возможные влияния термических сопротивлений на границах твердое тело—газ, размер зерен, пористость засыпки, характер сложения и контактирования зерен и свойства вещества зерен и газа, заполняющего пространство между зернами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах, ГИТТЛ, 1954.
2. Кауфман Б. Н. Теплопроводность строительных материалов. Гос. изд. лит. по строят. и архитект., М., 1955.
3. Ляликов А. С. К вопросу о теплопроводности зернистых материалов, диссертация, Томск, 1956.
4. Бабанов А. А. Методы расчета коэффициента теплопроводности капиллярно-пористых материалов, ЖТФ, т. XXVII, в. 3, 1957.
5. Богомолов В. З. Теплопередача в дисперсном теле, Сб. работ по агрофизике, вып. 3, ОГИЗ—Сельхозгиз, М., 1941.
6. Smoluchowski M. Conductibilit  calorifique des corps pulv ris s. Bulletin international de L'Academie des Sciences de Cracovie, № 5, 1910.
7. Smoluchowski M.  ber den Temperatursprung bei Wärmeleitung in Gasen. Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften, Bd. CVII, s. 304, Wien, 1898.
8. Smoluchowski M.  ber Wärmeleitung in verdünnten Gasen. Annalen der Physik und Chemie, Bd. 64, 1898.
9. Smoluchowski M. Weitere Studien über den Temperatursprung bei Wärmeleitung in Gasen. Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften, Bd. 108, Abth. 11—a, s. 5, Wien, 1899.
10. Gehrcke E.  ber den Wärmeleitung Verdünnter Gase. Ann. Phys., 4 Folge, Bd. 2, Leipzig, 1900.
11. Лазарев П. О скачке температуры при теплопроводности на границе твердого тела и газа. Журнал русского физико-химического общества, т. физ., XLIII, вып. 3, 1911.
12. Hengst G. Die Wärmeleitfähigkeit pulwerformiger W rmeisolistoffe bei hohen Gasdruck, Diss., München, 1934.
13. Kling G. Das Wärmeleitvermögen eines Kugelhafwerks in ruhenden Gas. F rschung auf Gebiete des Ing. W., Bd. 9, №1 1938.
14. Krischer O. Einfluss der Feuchtigkeit, Koernung und Temperature auf Wärmeleitfähigkeit körnigen Körper. Beichefte zum Gesundheits—Inginienr, H. 33, R. 1, 1934.

15. Бернштейн Р. С. Теплопроводность слоя, Сб. Исследование процессов горения натурального топлива, Госэнергоиздат, М—Л, 1948.
 16. Михеев М. А. Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, М—Л, 1956.
 17. Schumann T. E. W. and Voss V. Heat Flow through granulated Material. Fuel in Science and Practice, Vol. XIII, №8, 1934.
 18. Некрасов А. А. К вопросу о зависимости коэффициента теплопроводности дисперсных систем от внешнего давления, ЖТФ, т. X, вып. 2, 1940.
 19. Bartens K. Wärmeleitsfähigkeit eines Gemisches von Metallkugeln und Öl, Forschung auf dem Gebiete des Ing. w, Bd. 7, H. 4, 1936.
 20. Smith W. O. The Thermal Conductivity of Dry Soil., Soil science, Vol. 53, №6 1942.
 21. Шубин Е. П. Новые данные о теплопроводности грунтов, Изв. ВТИ, №3, 1935.
 22. Муллокандов Г. Н. Контактная теплопроводность слоя сферических частиц, ЖТФ, т. XVII, вып. 10, 1947.
 23. Оделевский В. И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем, ЖТФ, вып. 6, 1951.
 24. Покровский Г. И., Булычев В. Г. О теплопроводности грунтов, ЖТФ, т. VIII, вып. 17, 1938.
 25. Старостин Ф. Д. Опыт расчета теплопроводности пористых тел, Отопление и вентиляция, №3, 1935.
 26. Russel H. W. Principles of heat flow in Porous inculators, The Journal of the American ceramis Society. Vol. 18, No. 1, 1935.
 27. Франчук А. У. Теплопроводность строительных материалов в зависимости от влажности, Стройиздат., 1941.
-