

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ  
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА

УДК 001.891.573, 691.278, 519.876.5, 004.942

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ  
ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПУЧЕННОГО ВЕРМИКУЛИТА СОВМЕСТНО  
МЕТОДАМИ ЭКСПЕРИМЕНТА И МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2021 г. А. В. Скурихин<sup>1,\*</sup>, А. В. Костановский<sup>1,2</sup>, С. К. Белусь<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФГБОУ ВО “НИУ “МЭИ”, Москва, 111250, Россия

<sup>2</sup> ОИВТ РАН, Москва, 125412, Россия

<sup>3</sup> НИЦ “Курчатовский институт” – ИРЕА, Москва, 107076, Россия

\*e-mail: SkurikhinAV@mpei.ru

Поступила в редакцию 04.06.2021 г.

После доработки 05.06.2021 г.

Принята к публикации 08.06.2021 г.

Представлены результаты эксперимента по определению коэффициента ослабления вспученного вермикулита по методу ИК Фурье-спектроскопии в диапазоне длин волн от 1.33 мкм до 27 мкм. Для этого приготовлялись образцы: частицы вспученного вермикулита четырех фракций (менее 60 мкм, от 60 до 100 мкм, от 100 до 150 мкм и от 150 до 200 мкм) растворялись в прозрачной для ИК-диапазона соли KBr с массовыми долями приблизительно 0.1%, 0.2% и 0.3%. Методом статистического моделирования рассеяния падающего излучения частицей (угол и точка падения луча задаются случайно по равномерному распределению, а размер частиц – по нормальному распределению в пределах фракции), представляемой в виде одного из трех геометрических тел: цилиндра, шара и прямоугольного параллелепипеда, с помощью законов классической оптики определен спектральный коэффициент рассеяния и уточнен спектральный коэффициент поглощения относительно результатов предыдущего исследования авторов из экспериментальных значений коэффициента ослабления. Вычислены интегральные значения данных коэффициентов по Планку и коэффициенты поглощения по Росселанду. Также теоретически оценены коэффициенты ослабления с целью сравнения трех предлагаемых моделей частицы на лучшее соответствие с результатами совместно эксперимента и моделирования.

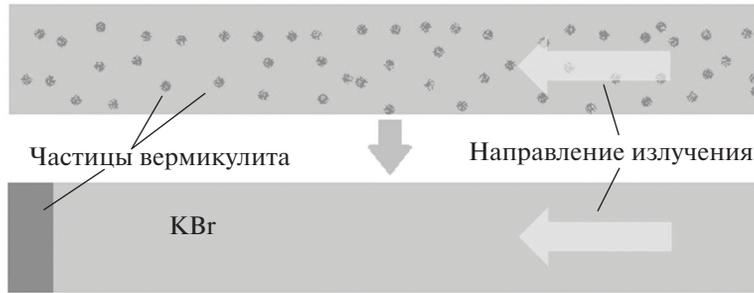
*Ключевые слова:* вспученный вермикулит, коэффициент рассеяния, коэффициент поглощения, коэффициент ослабления, моделирование, ИК Фурье-спектроскопия

DOI: 10.1134/S2304487X21030111

ВВЕДЕНИЕ

Разработка, производство, изучение и рациональное использование эффективных теплоизоляционных материалов (ТИМ) позволит обеспечить снижение материалоемкости и веса конструкций тепловых агрегатов и печей, уменьшение непроизводительных теплотерь в окружающую среду и общего расхода топлива в печах и электроэнергии, тем самым, повышая их КПД [1]. Одной из перспективных природных пористых добавок для получения ТИМ для наружной кладки ограждающих поверхностей теплоагрегатов и печей с температурой применения не более 1373 К является вспученный вермикулит (далее, для краткости, просто вермикулит) [2, 3]. В этой связи, представляет интерес дальнейшее изучение свойств вермикулита как компонента ТИМ, а именно его коэффициентов поглощения (КП) и рассеяния (КР). Настоящая работа является продолжением

работы [4], основной вывод которой состоит в том, что вермикулит – полупрозрачный материал [5], был измерен его спектральный коэффициент ослабления (КО), что, при допущении отсутствия рассеяния, является КП. В работе [4] предполагалось, что из-за низкой концентрации центров рассеяния в веществе практически нет, вещество приближенно считалось однородным, поэтому и коэффициент рассеяния  $\beta_\lambda$  пренебрежимо мал. В настоящей работе учтено рассеяние путем представления частицы в виде простых геометрических тел – шара, прямоугольного параллелепипеда (ППП) и цилиндра, моделирования прохождения излучения через нее, и, впоследствии, уточнены расчетным путем его спектральные КП и КР в диапазоне длин волн от 1.33 мкм до 27 мкм, из которых были рассчитаны их интегральные значения.



**Рис. 1.** Плоский слой КВг с равномерно растворенными в нем частицами вермикулита (образец) в разрезе (фрагмент сечения). Преобразование (стрелка) означает, что все частицы вермикулита плотно проецируются (“сжимаются”) до слоя толщиной  $x_{\text{eff}}$  так, чтобы они из хаотичного распределения компактно расположились в один слой, например, в конце образца. Таким образом, путем изменения концентрации вермикулита реализуется идея получения его тонких плоских слоев с разными толщинами.

## 1. КРАТКАЯ МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика приготовления образцов и проведения эксперимента приведена в [4]. Предложенный в [4] метод определения КО является модифицированным к аналогичному методу из [6] по экспериментальным данным прозрачности. Как при стандартной подготовке образца для измерений инфракрасной спектроскопии методом Фурье-преобразования (ИК Фурье-спектроскопии) на пропускание, для создания тонкого слоя вермикулита с эффективной толщиной  $x_{\text{eff}}$  применялся метод его растворения (рис. 1) в прозрачной для ИК-области соли – бромиде калия (КВг) с массовыми долями  $w$  растворенного в КВг вермикулита примерно 0.1%, 0.2% и 0.3% (табл. 1) четырех фракций: менее 60 мкм, от 60 до 100 мкм, от 100 до 150 мкм, от 150 до 200 мкм (всего 12 образцов). При этом, эффективная толщина слоя вермикулита:

$$x_{\text{eff}} = \frac{L}{\frac{V_{\text{КВг}}}{V_{\text{в}}} + 1} = \frac{L}{\frac{m_{\text{КВг}} \rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{КВг}} m_{\text{в}}} + 1}, \quad (1)$$

где  $L$  – толщина приготовленного образца,  $V_{\text{КВг}}$  – объем примененного КВг, рассчитываемое как отношение его массы  $m_{\text{КВг}}$  к его плотности  $\rho_{\text{КВг}}$ , аналогично  $V_{\text{в}}$  – объем растворенного в КВг вермикулита. Образцы представляли из себя “таблетки” диаметром  $d_{\text{обр}} = 13$  мм, толщиной около 0.7 мм, полученные методом прессования.

Полученные таким образом образцы и проведенные на них дополнительные измерения в ЦКП НИЦ “Курчатовский институт” – ИРЕА позволили более достоверно смоделировать эффект рассеяния излучения на частице вермикулита. Каждый образец измерялся два или три раза для исключения случайных ошибок при выборке проб. Наблюдение образцов в оптическом микро-

скопе Nikon с возможностью стократного увеличения показало отсутствие какой-либо пространственной структуры у частиц вермикулита, их внутренней организации обнаружить не удалось, а распределение носит случайный характер и равномерно по всему образцу.

В настоящей работе предполагалось, что частицы вермикулита образуют сплошную среду, т.е. не учитывалась их внутренняя пористая структура. Низкой концентрацией вермикулита объясняется существенное отличие  $x_{\text{eff}}$  от размера фракций.

## 2. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 2.1. Применение соотношений Крамерса–Кронига

По методике из [4] при комнатной температуре авторами получен массив спектрального коэффициента пропускания вермикулита для диапазона длин волн от 7500 до 370  $\text{см}^{-1}$  с шагом приблизительно 0.96  $\text{см}^{-1}$ , из которого рассчитывался КО, исходя из закона Бугера (в среде отсутствуют источники теплового излучения и рассеяния, а лучистый поток обусловлен только внешним падающим излучением):

$$I_{\text{пр}\lambda} = I_{\text{пад}\lambda} e^{-\alpha_{\lambda} x_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

отсюда спектральный КП:

$$\alpha_{\lambda} = -\frac{\ln\left(\frac{I_{\text{пр}\lambda}}{I_{\text{пад}\lambda}}\right)}{x_{\text{eff}}} = -\frac{\ln(T_{\lambda})}{x_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

где  $T_{\lambda}$  – коэффициент пропускания в ИК-диапазоне – отношение прошедшего потока лучистой энергии  $I_{\text{пр}\lambda}$  к падающему  $I_{\text{пад}\lambda}$ .

Спектральный показатель преломления (ПП)  $n_{\nu}$  может быть рассчитан из соотношений Кра-

Таблица 1. Информация об образце

№ п/п	Навеска КВг, мг	Навеска образца, мг	Массовая доля w, %	L, мм	V <sub>КВг</sub> , мл	V <sub>вер.</sub> , мм <sup>3</sup>	Объемная доля φ, %	x <sub>эфф</sub> , мкм
Фракция менее 60 мкм (насыпной вес 0.49 г/см <sup>3</sup> )								
1	250.239	0.283	0.1130	0.73	0.0910	0.578	0.6307	4.604
2	249.740	0.464	0.1854	0.72	0.0908	0.947	1.0320	7.430
3	249.223	0.812	0.3248	0.72	0.0906	1.657	1.7957	12.929
4	250.395	0.220	0.0878	0.72	0.0911	0.449	0.4907	3.533
5	250.336	0.547	0.2180	0.71	0.0910	1.116	1.2115	8.601
6	249.550	0.777	0.3104	0.70	0.0907	1.586	1.7174	12.022
Фракция от 60 до 100 мкм (насыпной вес 0.52 г/см <sup>3</sup> )								
1	250.000	0.255	0.1019	0.72	0.0909	0.490	0.5365	3.863
2	249.629	0.539	0.2155	0.71	0.0908	1.037	1.1290	8.016
3	249.294	0.809	0.3235	0.70	0.0907	1.556	1.6872	11.811
4	249.706	0.295	0.1180	0.70	0.0908	0.567	0.6209	4.346
5	249.510	0.517	0.2068	0.73	0.0907	0.994	1.0839	7.913
6	249.307	0.756	0.3023	0.72	0.0907	1.454	1.5784	11.364
7	250.328	0.360	0.1436	0.74	0.0910	0.692	0.7548	5.586
8	249.604	0.534	0.2135	0.70	0.0908	1.027	1.1187	7.831
9	249.206	0.843	0.3371	0.76	0.0906	1.621	1.7575	13.357
Фракция от 100 до 150 мкм (насыпной вес 0.53 г/см <sup>3</sup> )								
1	249.913	0.315	0.1259	0.74	0.0909	0.594	0.6498	4.808
2	249.607	0.473	0.1891	0.74	0.0908	0.892	0.9737	7.205
3	249.218	0.709	0.2837	0.72	0.0906	1.338	1.4547	10.474
4	249.929	0.293	0.1171	0.72	0.0909	0.553	0.6046	4.353
5	249.695	0.528	0.2110	0.71	0.0908	0.996	1.0853	7.705
6	249.306	0.830	0.3318	0.70	0.0907	1.566	1.6981	11.887
7	250.405	0.270	0.1077	0.78	0.0911	0.509	0.5564	4.340
8	249.625	0.493	0.1971	0.73	0.0908	0.930	1.0144	7.405
9	249.348	0.764	0.3055	0.76	0.0907	1.442	1.5649	11.893
Фракция от 150 до 200 мкм (насыпной вес 0.56 г/см <sup>3</sup> )								
1	250.882	0.320	0.1274	0.76	0.0912	0.571	0.6225	4.731
2	249.590	0.533	0.2131	0.72	0.0908	0.952	1.0378	7.472
3	249.213	0.849	0.3395	0.69	0.0906	1.516	1.6454	11.353
4	250.299	0.223	0.0890	0.73	0.0910	0.398	0.4356	3.180
5	249.441	0.502	0.2008	0.73	0.0907	0.896	0.9786	7.144
6	249.365	0.797	0.3186	0.73	0.0907	1.423	1.5453	11.280

мера–Кронига с учетом диэлектрических потерь [10]:

$$\begin{aligned}
 n(v_i) &= \sqrt{\epsilon_0} + \frac{2}{\pi} V.P. \int_0^{\infty} \frac{\chi_v v dv}{v^2 - v_i^2} \approx \\
 &\approx \sqrt{\epsilon_0} + \frac{2}{\pi} V.P. \int_{v_h}^{v_k} \frac{\chi_v v dv}{v^2 - v_i^2}
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

$$\begin{aligned}
 \chi(v_i) &= -\frac{2v_i}{\pi} V.P. \int_0^{\infty} \frac{n(v) - \sqrt{\epsilon_0}}{v^2 - v_i^2} dv \approx \\
 &\approx -\frac{2v_i}{\pi} V.P. \int_{v_h}^{v_k} \frac{n_v - \sqrt{\epsilon_0}}{v^2 - v_i^2} dv,
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

где V.P. означает, что интегралы берутся в смысле главного значения Коши,  $\epsilon_0$  – статическая ди-

**Таблица 2.** Параметры распределения частиц по размерам

Номер фракции	Диапазон размеров частиц, мкм	Математическое ожидание, мкм	Стандартное отклонение, мкм
1	От 0 до 60	30	10.90
2	От 60 до 100	80	7.27
3	От 100 до 150	125	9.09
4	От 150 до 200	175	9.09

электрическая проницаемость,  $\kappa_\nu$  – спектральный показатель поглощения,  $\nu$  и  $\nu_i$  – частоты излучения. В настоящей работе применялась величина разности  $\Delta n_\omega$  ( $\Delta n_\lambda$ ) между спектральными и статическими значениями [10]:

$$\Delta n_\omega = \frac{c}{2\pi a} \int_0^\infty \frac{d\alpha_\omega}{d\omega} \ln \left| \frac{\omega + a}{\omega - a} \right| d\omega \approx \approx \frac{c}{2\pi a} \int_{\omega_n}^{\omega_k} \frac{d\alpha_\omega}{d\omega} \ln \left| \frac{\omega + a}{\omega - a} \right| d\omega, \quad (6)$$

где  $\alpha_\omega$  – спектральный КП,  $\omega = 2\pi\nu$  и  $a$  – циклические частоты излучения. В силу значительного размера отрезка  $[\nu_n; \nu_k]$  (в длинах волн – от 1.33 до 27 мкм) диапазон интегрирования  $[0; \infty]$  заменялся на него, а вне данного отрезка спектральный КП считался равным нулю, при этом, погрешность расчета не превышает 5%.

## 2.2. Описание моделей и методика расчета

В настоящей работе рассмотрено три модели представления частицы вермикулита, на которой происходит рассеяние: в виде шара, цилиндра или ППП. Поскольку линейные размеры частиц больше длины волны излучения ( $a > \lambda$ ), то применимы законы классической оптики: формулы Френеля и закон Снеллиуса. Ввиду того, что концентрация частиц мала ( $\varphi < 2\%$ ) и расстояние между ними  $l$  существенно больше их размеров  $a$  ( $l/a > 3.7$ ), то было принято, что рассеяние лучей происходит независимо (нет эффектов близости). Поверхности всех фигур считались гладкими (шероховатости не учитывались).

Точка падения луча и углы ориентации (для цилиндра и ППП) задаются произвольно с помощью генератора случайных чисел (плотность вероятности постоянна). Размеры частиц  $x$  также задаются случайным образом в диапазоне размеров заданной фракции с одномерной Гауссовой функцией распределения [8]:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-Mx)^2}{2\sigma^2}}, \quad (7)$$

где математическое ожидание  $Mx = (a_{min} + a_{max})/2$ ,  $a_{max}$  – максимальный,  $a_{min}$  – минимальный разме-

ры частиц фракции (табл. 2), а среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  выбрано таким, что в данный отрезок не попадает согласно расчетам всего 0.6% частиц (рис. 2), и для данной доли частиц размеры взяты равными граничным значениям диапазона.

Для приведенной плотности вероятности нормировка для всех фракций:

$$P = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-Mx)^2}{2\sigma^2}} dx = = \frac{1}{2} (\operatorname{erf}(z_2) - \operatorname{erf}(z_1)) \approx 0.994, \quad (8)$$

где  $\operatorname{erf}(z)$  – функция ошибок,

$$z_1 = \frac{a_{min} - Mx}{\sqrt{2}\sigma}, \quad z_2 = \frac{a_{max} - Mx}{\sqrt{2}\sigma}.$$

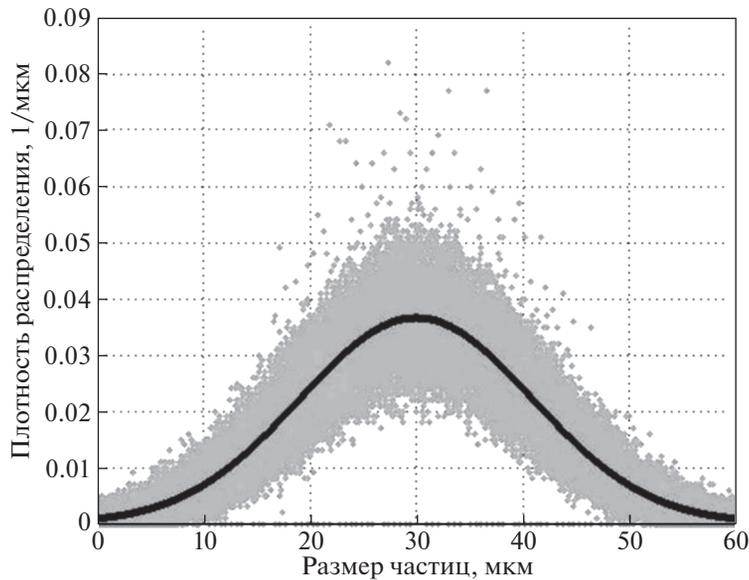
Средние значения размеров частиц и их квадратов соответственно:

$$\langle x \rangle = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{x}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-Mx)^2}{2\sigma^2}} dx = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} (e^{-z_1^2} - e^{-z_2^2}) + + \frac{Mx}{2} (\operatorname{erf}(z_2) - \operatorname{erf}(z_1)), \quad (9)$$

$$\langle x^2 \rangle = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{x^2}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-Mx)^2}{2\sigma^2}} dx = = \sigma^2 \left( \frac{z_1}{\sqrt{\pi}} e^{-z_1^2} - \frac{z_2}{\sqrt{\pi}} e^{-z_2^2} + \operatorname{erf}(z_2) - \operatorname{erf}(z_1) \right) + + \frac{\sqrt{2}Mx\sigma}{\sqrt{\pi}} (e^{-z_1^2} - e^{-z_2^2}) + \frac{Mx^2}{2} (\operatorname{erf}(z_2) - \operatorname{erf}(z_1)). \quad (10)$$

Для модели шаров средний объем частицы:

$$\langle V \rangle = \frac{\pi}{6} \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{x^3}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-Mx)^2}{2\sigma^2}} dx = = \frac{\sqrt{2\pi}}{6} \sigma^3 ((z_1^2 + 1)e^{-z_1^2} - (z_2^2 + 1)e^{-z_2^2}) +$$



**Рис. 2.** Плотность распределения частиц по размерам для фракции менее 60 мкм. Точки – значения функции плотности распределения (число точек  $10^6$ ), рассчитанные генератором случайных чисел с нормальным распределением, сплошная линия – Гауссова кривая с параметрами из таблицы 2 (фракция 1).

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \sigma M x^2 (e^{-z_1^2} - e^{-z_2^2}) + \\
 & + \sqrt{\pi} M x \sigma^2 \left( \frac{z_1}{2} e^{-z_1^2} - \frac{z_2}{2} e^{-z_2^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{4} (\operatorname{erf}(z_2) - \operatorname{erf}(z_1)) \right) + \\
 & + \frac{\pi}{12} M x^3 (\operatorname{erf}(z_2) - \operatorname{erf}(z_1)) = \frac{\pi}{6} \langle x^3 \rangle
 \end{aligned} \tag{11}$$

В таблице 3 приведены вычисленные значения для каждой из фракций. Аналогично можно вычислить объемы частиц для модели ППП:  $\langle V \rangle = \langle x \rangle^3$  и цилиндров:  $\langle V \rangle = \pi \langle x^2 \rangle \langle x \rangle / 4$ .

В процессе моделирования производится преобразование из старых координат к новым (табл. 4), благодаря этому и определяются точки падения, рассчитываются точки выхода, углы входа и выхода, траектории движения луча внутри частицы (рис. 3). В случаях моделей цилиндра и ППП учитывается, что точка падения возможна как на основание, так и на боковую поверхность. Кроме того, учитывался эффект полного внутреннего отражения от боковой поверхности для модели ППП (для моделей цилиндра и шара вероятность

попадания после полного внутреннего отражения в узкий диапазон углов, сопоставимым с углом дифракции, считалась пренебрежимо малой).

Задача поиска коэффициента рассеяния решается статистическим методом: производится поиск коэффициента пропускания  $T_\lambda$  при данной длине волны как величины приближенной вероятности сохранения угла распространения луча при ограничении дифракции в параксиальном приближении ( $z \ll z_R$ ):

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta w}{z} &= 2 \frac{w_0}{z} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2} - 1 \right) \approx \frac{w_0 z}{z_R^2} = \frac{\lambda}{w_0} \frac{\lambda z}{2\pi^2 w_0^2} \sim \frac{\lambda}{w_0} \\
 \text{при } \frac{w_0}{z} &= \frac{\lambda}{2\pi^2 w_0} \sim \frac{\lambda}{w_0} = \frac{\lambda}{d_{\text{обр}}},
 \end{aligned} \tag{12}$$

что соответствует углу дифракции,  $w_0 = d_{\text{обр}} = 13$  мм – размер пятна ИК-луча (в поперечном направлении) в перетяжке пучка (совпадает с диаметром образца),  $\lambda$  – длина волны,  $z_R$  – длина Рэлея [9]. Луч распространяется вдоль оси Z.

**Таблица 3.** Средние значения величин частиц по модели шаров

Фракция	Средний размер $\langle x \rangle$ , мкм	Среднее значение квадрата размера частицы $\langle x^2 \rangle$ , мкм <sup>2</sup>	Среднее значение объема частицы $\langle V \rangle$ , мкм <sup>3</sup>
Менее 60 мкм	29.8	1125	19344
От 60 до 100 мкм	79.5	6464	272761
От 100 до 150 мкм	124.3	15692	1031889
От 150 до 200 мкм	174.0	30603	2810926

Таблица 4. Поворот координат для разных моделей

№ п/п	Название модели	Преобразование координат
1	Шар <sup>А</sup>	$x' = x \cos(\varphi) + y \sin(\varphi), y' = -x \sin(\varphi) + y \cos(\varphi), z' = z$ $x'' = x' \sin(\theta) + z' \cos(\theta), z'' = -x' \cos(\theta) + z' \sin(\theta), y'' = y'$ $\xi = -z'', \eta = x'', \zeta = -y''$ $\xi' = \xi \cos(\Omega) - \zeta \sin(\Omega), \eta' = \eta, \zeta' = \xi \sin(\Omega) + \zeta \cos(\Omega)$
2	Цилиндр <sup>Б</sup>	$x' = x \sin(\theta) - z \cos(\theta), z' = x \cos(\theta) + z \sin(\theta), y' = y$ $\xi = x', \eta = y' \cos(\varphi) + z' \sin(\varphi), \zeta = -y' \sin(\varphi) + z' \cos(\varphi)$
3	Прямоугольный параллелепипед <sup>В</sup>	$x' = x \cos(\varphi_z) + y \sin(\varphi_z), y' = -x \sin(\varphi_z) + y \cos(\varphi_z), z' = z$ $x'' = x' \sin(\theta) - z' \cos(\theta), z'' = x' \cos(\theta) + z' \sin(\theta), y'' = y'$ $\eta = y'' \cos(\varphi) - z'' \sin(\varphi), \zeta = y'' \sin(\varphi) + z'' \cos(\varphi), \xi = x''$

Примечания: А)  $\theta$  – угол между осями  $Z$  и  $Z'$  (зенитный угол),  $\varphi$  – угол между осью  $X$  и проекцией оси  $X'$  на ось  $XU$  (азимутальный угол),  $\Omega$  – угол между падающим и рассеянным лучами в плоскости сечения, образованной траекторией движения луча внутри шара и перпендикуляром к его поверхности.

Б)  $\theta$  – угол между осью  $Z$  и горизонтальной осью,  $\varphi$  – угол поворота оси  $Y$  так, чтобы ось цилиндра была перпендикулярна или совпадала с направлением распространения луча, которое совпадает с горизонтальной осью луча при падении на основание и перпендикулярна ему при падении на боковую поверхность цилиндра.

В) Угол  $\varphi_z$  – угол поворота плоскости основания  $XU$  вокруг оси  $Z$ , так чтобы боковая поверхность была параллельна вертикальной плоскости, нормаль которой совпадает с направлением распространения луча, углы  $\theta, \varphi$  – аналогичны пункту Б.

Не теряя общности, рассмотрим только одну частицу для случая модели шаров, по которой происходит серия “выстрелов” лучей. Тогда искомого значение  $T_\lambda$  за образцом (таблетка КВг с растворенным вермикулитом) будет равно вероятности прохождения луча за одной частицей вермикулита. Это значение  $T_\lambda$  ищется “подстройкой” под заданное значение разности  $\Delta n_\lambda$  из формулы (6):

$$T_\lambda = \frac{N_{\text{благ}}}{N_{\text{выс}}} p(1 - \rho) + (1 - p), \quad (13)$$

где  $N_{\text{благ}}$  – число благоприятных исходов попадания луча в узкий диапазон угла дифракции,  $N_{\text{выс}}$  – общее число “выстрелов”, которое при принятом рассмотрении равно общему числу частиц вермикулита  $N_q$ , определяемому из:

$$V_{\text{верм}} = \varphi V_o = \frac{\pi}{6} \sum_{k=1}^{N_q} d_k^3, \quad (14)$$

где  $\varphi$  – объемная доля частиц вермикулита в образце (табл. 1),  $d_k$  – размер (диаметр) частиц,  $V_o$  – объем образца,  $V_{\text{верм}}$  – объем вермикулита в образце. Излучение считается приблизительно равномерным по интенсивности по всему сечению образца, поэтому вероятность попадания на частицу находится как отношение проекций видимой (лицевой) поверхности частицы на вертикальную плоскость, перпендикулярную направлению излучения:

$$p = \frac{\pi \sum_{k=1}^{N_q} d_k^2}{\pi d_{\text{обр}}^2}. \quad (15)$$

Среднее значение коэффициента отражения:

$$\rho_\lambda = \frac{\sum_{k=1}^{N_q} \rho_{k\lambda}(n_{1\lambda}, \Delta n_\lambda, \psi_\lambda)}{N_q} = \frac{\sum_{k=1}^{N_q} \rho_{k\lambda}}{N_q}, \quad (16)$$

где  $\psi_\lambda$  – угол падения,  $n_{1\lambda}$  – ПП внешней для частицы среды (КВг),  $\Delta n_\lambda$  – разность показателей преломления вермикулита и КВг, не превышающая значений по формуле (6), коэффициент отражения:

$$\rho_{k\lambda} = \frac{1}{2} (|r_{\text{пар}\lambda}|^2 + |r_{\text{пер}\lambda}|^2), \quad (17)$$

где амплитудные коэффициенты отражения параллельно и перпендикулярно плоскости падения определяются по формулам Френеля:

$$r_{\text{пар}\lambda} = \frac{n_{2\lambda} \cos(\psi_\lambda) - n_{1\lambda} \cos(\psi'_\lambda)}{n_{2\lambda} \cos(\psi_\lambda) + n_{1\lambda} \cos(\psi'_\lambda)}, \quad (18)$$

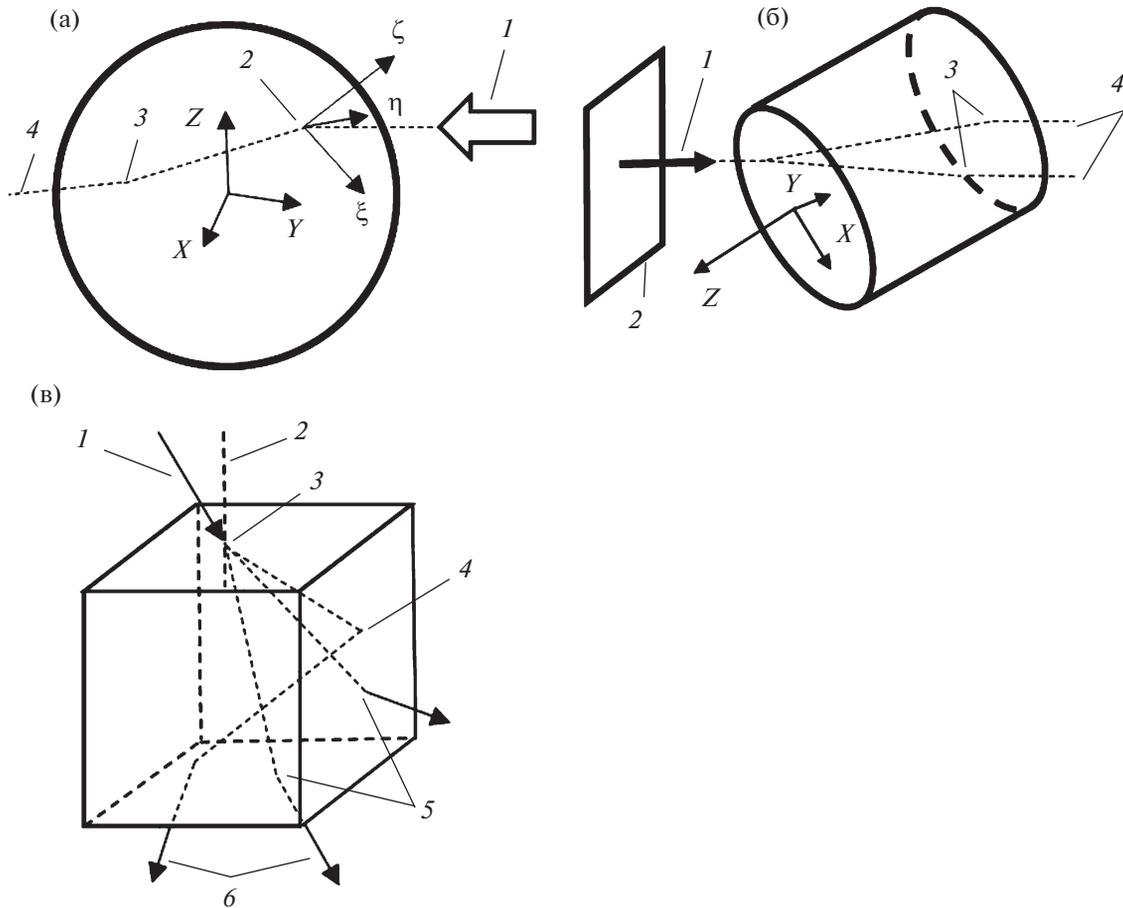
$$r_{\text{пер}\lambda} = \frac{n_{1\lambda} \cos(\psi_\lambda) - n_{2\lambda} \cos(\psi'_\lambda)}{n_{1\lambda} \cos(\psi_\lambda) + n_{2\lambda} \cos(\psi'_\lambda)}. \quad (19)$$

Угол преломления  $\psi'_\lambda$  рассчитывается из закона Снеллиуса:

$$n_{1\lambda} \cos(\psi_\lambda) = n_{2\lambda} \cos(\psi'_\lambda) = (n_{1\lambda} + \Delta n_\lambda) \cos(\psi'_\lambda), \quad (20)$$

где показатель преломления вермикулита:  $n_{2\lambda} = n_{1\lambda} + \Delta n_\lambda$ . Спектральные значения ПП  $n_{1\lambda}$  (для КВг) взяты из [11].

В силу значительного числа частиц ( $N_q \sim 10^4$ ), усреднения по реализациям (сериям) “выстрелов” не проводилось. Пробная проверка данного предположения на нескольких длинах волн пока-



**Рис. 3а** – Модель шара: 1 – падающий луч, 2 – точка входа, 3 – точка выхода, 4 – рассеянный шаром луч. Ось Z направлена вертикально вверх. **Рис. 3б** – Модель цилиндра: 1 – падающий луч, 2 – вертикальная плоскость, перпендикулярная падающему лучу, 3 – возможные точки выхода луча, 4 – рассеянный цилиндром луч. **Рис. 3в** – Модель ППП: 1 – падающий луч, 2 – перпендикуляр к плоскости падения, 3 – точка входа луча внутрь ППП (при условии, что внешняя среда оптически более плотная), 4 – точка, где происходит полное внутреннее отражение луча внутрь ППП (при условии, что внешняя среда оптически более плотная), 5 – точки выхода луча из ППП через основание и через боковую поверхность, 6 – рассеянные ППП лучи за счет процессов преломления и отражения. Направления осей XYZ аналогичны рисунку 3б: ось Z перпендикулярна основанию, XY – плоскость основания.

зала незначительную погрешность (~1%) в конечном результате, что указывает на его допустимость, что, вместе с тем, сэкономило время расчетного моделирования.

Аналогично можно построить модель для ППП и цилиндров, отличие лишь в формулах объема и вероятности попадания луча на частицу. Например, для модели ППП:

$$V_{\text{верм}} = \varphi V_o = \sum_{k=1}^{N_q} a_k b_k h_k, \quad (21)$$

где  $a_k, b_k, h_k$  – длина, ширина основания и высота ППП соответственно. Для модели цилиндров:

$$V_{\text{верм}} = \varphi V_o = \frac{\pi}{4} \sum_{k=1}^{N_q} h_k d_k^2, \quad (22)$$

где  $d_k$  – диаметр,  $h_k$  – высота цилиндра.

Вероятность попадания луча на частицу в модели ППП:

$$p = \frac{4 \sum_{k=1}^{N_q} (a'_k b'_k + a'_k h'_k + b'_k h'_k)}{\pi d_{\text{обр}}^2}, \quad (23)$$

где  $a'_k, b'_k, h'_k$  – проекции на вертикальную плоскость ребер  $a_k, b_k, h_k$  соответственно.

В модели цилиндров:

$$p = \frac{4 \sum_{k=1}^{N_q} d_k (\pi d'_k + h'_k)}{\pi d_{\text{обр}}^2}, \quad (24)$$

где  $d'_k, h'_k$  – проекции диаметра  $d_k$  и высоты  $h_k$  цилиндра на вертикальную плоскость.

**Таблица 5.** Рассчитанные КП и КР по модели ППП

Фракция 1			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.1	8.0	12.5
КП по Планку, $m^{(-1)}$	33691	33212	37391
КР по Планку, $m^{(-1)}$	28209	24030	22468
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	12769	10477	10811
Фракция 2			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.6	7.9	12.2
КП по Планку, $m^{(-1)}$	22772	24099	25633
КР по Планку, $m^{(-1)}$	19985	19284	18137
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	10015	10531	9893
Фракция 3			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.5	7.4	11.4
КП по Планку, $m^{(-1)}$	11632	13803	13405
КР по Планку, $m^{(-1)}$	12406	12299	11334
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	6368	7427	6909
Фракция 4			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.0	7.3	11.3
КП по Планку, $m^{(-1)}$	13456	9617	10491
КР по Планку, $m^{(-1)}$	12657	8895	9219
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	7576	5266	5785

После того, как найдена вероятность прохождения  $T_\lambda$  луча за частицей подстройкой  $\Delta n_\lambda$  из формулы (20) или, по-другому, коэффициент пропускания через образец луча при заданной длине волны  $\lambda$  при чистом рассеянии (в настоящей работе точность расчета  $T_\lambda$  принята равной не более 0.01), коэффициент рассеяния  $\beta_\lambda$ :

$$\beta_\lambda = -\frac{\ln(T_\lambda)}{x_{\text{eff}}}, \quad (25)$$

где  $x_{\text{eff}}$  – эффективная толщина слоя вермикулита (табл. 1). Тогда КП  $\alpha_\lambda$  находится как разность коэффициента ослабления (или, по-другому, затухания)  $\delta_\lambda$  и найденным коэффициентом рассеяния  $\beta_\lambda$ :  $\alpha_\lambda = \delta_\lambda - \beta_\lambda$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Определенные методом моделирования на основе экспериментальных данных спектральные КП И КО в диапазоне от 1.33 до 27 мкм в настоящей статье не приводятся ввиду громоздкости

**Таблица 6.** Рассчитанные КП и КР по модели шаров

Фракция 3			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.5	7.4	11.4
КП по Планку, $m^{(-1)}$	10270	11025	9793
КР по Планку, $m^{(-1)}$	13790	15047	14918
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	2492	1755	1235
Фракция 4			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.0	7.3	11.3
КП по Планку, $m^{(-1)}$	10564	7185	7619
КР по Планку, $m^{(-1)}$	15549	11316	12092
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	2447	1504	1146

данных. Результаты рассчитанных по ним КП и КР по Планку, а также КП по Росселанду по различным моделям приведены в табл. 5–7.

Средние значения величин по Планку (например, средний КП  $\langle\alpha_p\rangle$  в среде с ПП  $n_\lambda$ ) определяются по следующей формуле [10]:

$$\langle\alpha_p\rangle = \frac{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \alpha_\lambda e_{\lambda,mb} d\lambda_m}{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} e_{\lambda,mb} d\lambda_m}. \quad (26)$$

Средний КП по Росселанду  $\langle\alpha_R\rangle$  в среде с ПП  $n_\lambda$  [12]:

$$\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \frac{1}{\alpha_\lambda} \frac{\partial e_{\lambda,mb}}{\partial e_b} d\lambda_m = \frac{1}{\ddot{\alpha}_R(T)} \int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \frac{\partial e_{\lambda,mb}}{\partial e_b} d\lambda_m \quad (27)$$

$$\langle\alpha_R\rangle(T) = \frac{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \frac{\partial e_{\lambda,mb}}{\partial e_b} d\lambda_m}{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \frac{1}{\alpha_\lambda} \frac{\partial e_{\lambda,mb}}{\partial e_b} d\lambda_m} =$$

$$\frac{\pi \int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \frac{C_1' C_2'}{\langle n^2 \rangle \lambda_m^6 \sigma T^5} \frac{1}{\left( \frac{C_2'}{e^{\lambda_m T}} - 1 \right)^2} d\lambda_m}{\pi \int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \frac{1}{\alpha_\lambda} \frac{C_1' C_2'}{\langle n^2 \rangle \lambda_m^6 \sigma T^5} \frac{1}{\left( \frac{C_2'}{e^{\lambda_m T}} - 1 \right)^2} d\lambda_m}, \quad (28)$$

где  $e_b = \langle n^2 \rangle \sigma T^4$  – плотность потока излучения абсолютно черного тела (АЧТ),  $\langle n^2 \rangle$  – среднее значение по Планку ПП среды в квадрате,  $e_{\lambda m}$  – функция Планка,  $\lambda_m$  – длина волны в среде,  $T$  – абсолютная температура,  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана,  $C_1' = hc_0^2/n_\lambda^2$ ,  $C_2' = hc_0/(kn_\lambda)$ ,  $n_\lambda$  – ПП вермикулита по формуле (6),  $h$  – постоянная Планка,  $c_0$  – скорость света в вакууме,  $k$  – постоянная Больцмана.

Как видно из данных таблиц 5–7 отношение двух КП по Планку и по Росселанду варьируется от 1.1 (фракция 4) до 3.5 (фракция 2) для модели ППП, от 4.1 до 7.9 (фракция 3) для модели шаров. Кроме того, по модели ППП КП по Планку для фракции 1 в 3.6 раза больше, чем для фракции 4, а по Росселанду (для тех же фракций) – в 1.9 раза. Стоит отметить, что время вычисления возрастает от большей фракции к меньшей, с ростом концентрации и в ряду моделей ППП – шары – цилиндры, поэтому данные по остальным фракциям для моделей шаров и цилиндров не представлены, однако приведенных данных достаточно для установления закономерностей рассчитанных КП и КР от параметров. Для трех представленных моделей КО как сумма КП и КР практически одинаков, поэтому целесообразнее использовать модель ППП.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ

В [10] приводится формула для оценки фактора ослабления для больших частиц:

$$K = 2 \left( 1 + \frac{b(m)}{\rho} \right) \rightarrow 2 \quad \text{при} \quad \rho \rightarrow \infty, \quad (29)$$

где  $m$  – комплексный ПП, безразмерный параметр  $\rho$ :

$$\rho = \frac{\pi x}{\lambda}, \quad (30)$$

где  $x$  – размер частицы,  $\lambda$  – длина волны. В общем случае, функция  $K$  характеризуется осциллирующим характером с четко выраженным главным максимумом в области значений  $\rho$  от 1 до 2.5. Конкретный вид этих функций определяется комплексным ПП  $m(\lambda)$ .

Угловое распределение рассеянного излучения при росте  $\rho$  изменяется так, что при  $\rho > 5$  доля рассеяния вперед резко увеличивается, а уже при  $\rho > 35$  рассеяние вперед становится особенно большим, обратным рассеянием в данном случае можно вовсе пренебречь. По мере увеличения параметра  $\rho$  дифракционно рассеянное излучение все в большей мере концентрируется в узком пучке, направленном вперед по ходу распространения падающего излучения, и его интенсивность

Таблица 7. Рассчитанные КП и КР по модели цилиндров

Фракция 4			
Номер концентрации	1	2	3
Средняя эффективная толщина образца, мкм	4.0	7.3	11.3
КП по Планку, $m^{(-1)}$	11 197	6622	8267
КР по Планку, $m^{(-1)}$	18 377	11 799	11 548
КП по Росселанду, $m^{(-1)}$	2672	1507	1182

возрастает. Телесный угол раскрытия пучка изменяется при этом обратно пропорционально параметру  $\rho$ . В пределе при  $\rho \rightarrow \infty$  поток излучения, рассеянного частицей в узком пучке вперед, становится равным потоку излучения, рассеянному частицей во всех направлениях по законам геометрической оптики. Такое распределение рассеянного излучения является характерным для частиц больших размеров, независимо от комплексного ПП  $m$  [10].

Для частиц, распределенных по нормальному закону, КО:

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\pi}{4} N_0 \int_{a_{min}}^{a_{max}} K(m, \rho) x^2 p(x) dx = \\ &= \frac{\pi}{4} N_0 \int_{a_{min}}^{a_{max}} 2 \left( 1 + \frac{b(m)}{\rho} \right) \frac{x^2}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-Mx)^2}{2\sigma^2}} dx = \quad (31) \\ &= \frac{\pi}{2} N_0 \langle x^2 \rangle + \frac{N_0 b \lambda}{2} \langle x \rangle, \end{aligned}$$

где  $N_0$  – концентрация (число частиц в единице объема),  $\lambda$  – длина волны (взята равной средней, т.е. 14.2 мкм для данного диапазона). Вычисленные значения КО для принятого для их оценки  $b \approx 1.9$  приведены в табл. 8–9.

5. О СУЩЕСТВУЮЩИХ МЕТОДАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Коэффициент ослабления может быть измерен стандартным спектрометром по конфокальной схеме. Составляющие же его величины, т.е. КП и КР, на практике измеряются независимо. Например, КП может быть определен методом фотоакустики [7]. Измерение углового распределения рассеянного излучения возможно с помощью спектрометра, способного регистрировать сигнал по всем направлениям. В настоящей работе предпринята попытка на основе известных физических законов в макроприближении решить задачу поиска коэффициента рассеяния путем моделирования без выполнения эксперимента.

**Таблица 8.** Расчет КО для различных концентраций вермикулита по модели шаров

№ п/п	Концентрация $N_0$ , см <sup>-3</sup>	КО, м <sup>-1</sup>	Характерное расстояние между частицами $l_0$ , мм	$x_{\text{eff}}$ , мкм	Характерное число частиц в образце $N_q$
Фракция менее 60 мкм					
1	275 501	597	0.154	4.1	26 533
2	562 294	1219	0.121	8.0	53 331
3	889 334	1927	0.104	12.5	83 820
Фракция от 60 до 100 мкм					
1	22 346	251	0.356	4.6	2139
2	39 488	443	0.294	7.9	3737
3	58 694	659	0.257	12.2	5659
Фракция от 100 до 150 мкм					
1	5 413	142	0.571	4.5	535
2	9 451	249	0.473	7.4	911
3	14 583	384	0.410	11.4	1404
Фракция от 150 до 200 мкм					
1	1 739	88	0.836	4.0	172
2	3 417	172	0.664	7.3	329
3	5 557	280	0.565	11.3	523

Примечания:

1. Характерное число частиц вермикулита в образце:

$$N_q = \frac{V_b}{\langle V_q \rangle}, \quad (32)$$

где  $\langle V_q \rangle$  – средний объем одной частицы (табл. 3),  $V_b$  – объем всех частиц вермикулита (табл. 1).

2. Характерное расстояние между частицами вермикулита в образце:

$$l_0 = N_0^{-\frac{1}{3}}. \quad (33)$$

3. В таблице приведены усредненные величины по близким значениям массовых долей вермикулита.

Применение стандартных уравнений теории Лоренца–Ми для частиц, размер  $x$  которых намного больше длины падающей волны  $\lambda$ :  $\rho \gg 1$ , нерационально: соотношения для расчета коэффициентов рассеяния требуют частого вычисления сложных комплексных функций и большого числа членов рядов ( $n_{\text{max}} \sim \rho$ ).

Метод  $T$ -матриц Вотермана [7] (реализован в виде открытых программ в виде модулей на языке Фортран) позволяют рассчитать рассеяние лучей произвольных ориентаций однородными несферическими частицами, обладающих симметрией вращения, а также скоплений из двух и более сфер. Коэффициенты рассеянного поля излучения линейно связаны с падающим через матрицу перехода (или  $T$ -матрицу), которая после ее расчета позволяет работать с произвольными углами падения. Линейность уравнений Максвелла позволяет определить рассеянное поле скоплений частиц путем суперпозиции от каждой из частиц в отдельности. Метод  $T$ -матриц позволяет вычис-

лить не только КР и КО поля излучения, но и индикатрису рассеяния.

Обобщенный метод мультисфер по теории Ми, также реализованный в виде открытых компьютерных программ, применяется для расчета рассеяния скоплениями мелких частиц, например, частиц сажи разных размеров в топках и печах. Другой метод для тех же целей – это дискретное дипольное приближение, при которых частицы разбиваются на малые фрагменты и рассматриваются как дипольные осцилляторы. Рассеянное поле каждым диполем находится итерационным методом, далее суперпозицией полей всех диполей находится полное поле [7].

## 6. ВЫВОДЫ

В ходе выполнения настоящей работы:

1. Проведен эксперимент по определению спектрального КО вермикулита в диапазоне длин волн от 1.33 мкм до 27 мкм методом ИК Фурье-спектроскопии путем его растворения в КВг для

**Таблица 9.** Расчет КО для различных концентраций вермикулита по моделям ППП и цилиндров

№ п/п	КО (ППП), м <sup>-1</sup>	N <sub>ч</sub> (ППП)	КО, м <sup>-1</sup> (цилиндры)	N <sub>ч</sub> (цилиндры)	Объемная доля вермикулита, %
Фракция менее 60 мкм					
1	435	19353	438	19477	0.56
2	889	38898	894	39147	1.12
3	1406	61136	1415	61527	1.76
Фракция от 60 до 100 мкм					
1	136	1160	169	1445	0.64
2	240	2027	299	2524	1.11
3	357	3069	445	3823	1.67
Фракция от 100 до 150 мкм					
1	77	288	96	361	0.60
2	134	490	168	614	1.02
3	206	755	259	946	1.57
Фракция от 150 до 200 мкм					
1	47	92	59	116	0.53
2	92	176	116	221	1.01
3	150	279	188	351	1.60

Примечания таблиц 8 и 9 идентичны.

четырёх фракций: менее 60 мкм, от 60 до 100 мкм, от 100 до 150 мкм и от 150 до 200 мкм и трех концентраций: около 0.1%, 0.2% и 0.3%.

2. Определены спектральные КП и КР вермикулита совместно методами моделирования рассеяния излучения на частице, представляемой в виде шара, ППП и цилиндра, и экспериментальных данных по КО.

3. Вычислены интегральные значения КР и КП по Планку, а также интегральный КП по Росселанду из набора их спектральных значений.

4. Проведена теоретическая оценка КО для трех моделей частиц.

5. Наиболее близкий к теоретическим значениям результат продемонстрировала модель шаров, а лучшей по скорости вычисления методом статического моделирования оказалась модель ППП.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методика статистического моделирования, представленная в настоящей работе, позволяет рассчитывать КП и для других твердых материалов на основе результатов предварительно выполненного эксперимента по определению КО методом ИК Фурье-спектроскопии на возможно большом диапазоне длин волн.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Огнеупорное производство. Справочник, т. 1. Под общ. ред. инж. Д.И. Гавриша, изд-во "Металлургия", 1965.
2. Дубенецкий К.Н., Пожнин А.П. Вермикулит. "Стройиздат", Ленинградское отделение, 1971. 176 с.
3. Кальянов Н.Н., Мерзляк А.Н. Вермикулит и перлит — пористые заполнители для теплоизоляционных изделий и бетонов. Под ред. В.А. Китайцева. Гос. изд-во лит. по стр-ву, арх-ре и строит. мат., М., 1961. 150 с.
4. Скурихин А.В., Костановский А.В. Определение коэффициента поглощения термовермикулита. Приборы, 2019. № 5 (227).
5. Сергеев О.А., Мень А.А. Теплофизические свойства полупрозрачных материалов. М., Издательство стандартов, 1977. 288 с.
6. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. Монография. Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры изд-ва "Наука", М., 1977.
7. Michael F. Modest Radiative heat transfer, 3<sup>rd</sup> edition, 2013. 882 p.
8. Нижегородов А.И. Технологии и оборудование для переработки вермикулита: оптимальное фракционирование, электрический обжиг, дообогащение: монография. Иркутск. Изд-во ИргТУ, 2011. 172 с.

9. Звелто О. Принципы лазеров / пер. под науч. ред. Т.А. Шмаонова. 4-е изд. (Учебные пособия для вузов. Специальная литература). СПб.: Издательство “Лань”, 2008. 720 с.
10. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением: Справочник. М. Энергоатомиздат, 1991. 432 с.
11. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. Справочное издание, под ред. А.А. Аскоченского. М.: “Наука”, 1965. 335 с.
12. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением, пер. с англ. под ред. д-ра техн. наук Хрусталева Б.А. Изд-во “Мир”, М., 1975.

Vestnik Natsional'nogo issledovatel'skogo yadernogo universiteta “MIFI”, 2021, vol. 10, no. 3, pp. 195–207

## Determination of Exfoliated Vermiculite Scattering and Absorption Coefficients Jointly by Modeling and Experimental Methods

A. V. Skurikhin<sup>a,#</sup>, A. V. Kostanovsky<sup>a,b</sup>, and S. K. Belus<sup>c</sup>

<sup>a</sup> National Research University “Moscow Power Engineering Institute,” Moscow, 111250 Russia

<sup>b</sup> Joint Institute for High Temperatures Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

<sup>c</sup> Institute of Chemical Reagents and High Purity Chemical Substances, National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, 107076 Russia

<sup>#</sup>e-mail: SkurikhinAV@mpei.ru

Received June 4, 2021; revised June 5, 2021; accepted June 8, 2021

**Abstract**—Experimental results for the extinction coefficient of exfoliated vermiculite determined by the FT-IR technique in the wavelength range from 1.33 to 27  $\mu\text{m}$  are reported. The samples for the experiments have been prepared by dissolving particles of exfoliated vermiculite in IR transparent salt KBr of four different fractions (less than 60  $\mu\text{m}$ , from 60 to 100  $\mu\text{m}$ , from 100 to 150  $\mu\text{m}$  and from 150 to 200  $\mu\text{m}$ ) and three mass concentrations (approximately 0.1, 0.2, and 0.3%). The spectral scattering coefficient has been determined by the statistical modeling method of incident radiation scattering by particle (angle and point of incidence are set randomly by a uniform distribution and a particle linear size is set randomly by a normal distribution in fraction limits), which can be presented as one of three geometrical bodies: cylinder, sphere and rectangular parallelepiped, and using classical optics formulas. The spectral absorption coefficient obtained in our previous study has been refined from the experimental extinction coefficient. The Planck integral values of these coefficients and the Rosseland absorption coefficient have been calculated. Extinction coefficients have been theoretically evaluated to compare three proposed particle models on the best accordance with the results of jointly experiment and modeling.

**Keywords:** exfoliated vermiculite, scattering coefficient, absorption coefficient, extinction coefficient, modeling, FT-IR spectroscopy

DOI: 10.1134/S2304487X21030111

### REFERENCES

1. *Ogneupornoye proizvodstvo* [Refractory Manufacturing]. Reference book, vol. 1, edited by engineer D.I. Gavriushin, Metallurgiya Publ., 1965.
2. Dubenetskiy K.N., Pozhnin A.P. *Vermikulit* [Vermiculite]. Stroyizdat Publ. (Leningrad branch), 1971, 176 p.
3. Kalyanov N.N., Merzlyak A.N. *Vermikulit i perlit – poristyye zapolniteli dlya teploizolyatsionnykh izdeliy i betonov* [Vermiculite and perlite are porous aggregates for thermal insulation products and concretes]. – edited by V.A. Kitaytsev. Moscow, State building, architecture and construction materials Publ., 1961, 150 p.
4. Skurikhin A.V., Kostanovskiy A.V. Opredeleniye koefitsienta pogloscheniya termovermikulita [Determination of absorption coefficient of thermovermiculite]. *Pribory*, 2019, no. 5 (227), pp. 38–41 (in Russian).
5. Sergeev O.A., Men' A.A. *Teplofizicheskiye svoystva poluprozrachnykh materialov* [Thermophysical properties of semitransparent materials]. Moscow, Standards' Publ., 1977, 288 p.
6. Ukhanov Yu.I. *Opticheskiye svoystva poluprovodnikov* [Optical properties of semiconductors]. Moscow, Nauka Publ. (main editorial office of physical and mathematical literature), 1977, 366 p.

7. Michael F. Modest Radiative heat transfer, 3<sup>rd</sup> edition, 2013, 882 p.
8. Nizhegorodov A.I. *Tekhnologii i oborudovaniye dlya pererabotki vermikulita: optimal'noye fraktsionirovaniye, elektricheskiy obzhig, doobogascheniye: monografiya* [Technologies and equipment for vermiculite processing: optimal fractionation, electric firing, and enrichment: monograph]. Irkutsk, IrSTU Publ., 2011, 172 p.
9. Zvelto O. *Printsipy lazerov* [Principles of lasers]. translated and scientifically edited by T.A. Shmaonov, 4<sup>th</sup> edition. (Textbooks for universities. Special literature). SPb., Lan' Publ., 2008, 720 p.
10. Blokh A.G., Zhuravlyov Yu.A., Ryzhkov L.N. *Teploobmen izlucheniye: spravochnik* [Heat exchange by radiation: Reference book]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991. 432 p.
11. Voronkova E.M., Grechushnikov B.N., Distler G.I., Petrov I.P. *Opticheskiye materialy dlya infrakrasnoy tekhniki: spravochnoye izdaniye* [Optical materials for IR technics: Reference edition], edited by Askohenskiy A.A. Moscow, Nauka Publ., 1965, 335 p.
12. Siegel R., Howell J.R. *Teploobmen izlucheniye* [Thermal radiation heat transfer], translated from English and edited by doctor of technical sciences Khrustalyov B.A. Moscow, Mir Publ., 1975, 934 p.