

Исследование оптических и кооперативных параметров волокнистой кварцевой теплозащиты по экспериментальным данным о ее спектрах отражения

© В.В. Черепанов¹, Р.А. Миронов²

¹ Национальный исследовательский университет МАИ,
125993 Москва, Россия

² АО „ОНПП „Технология“ им. А.Г. Ромашина“,
249031 Обнинск, Россия

e-mail: vvcherpanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

В окончательной редакции 15.11.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2022 г.

Представлены результаты исследования ряда ключевых оптических характеристик некоторых материалов высокопористой теплозащиты на основе волокон аморфного SiO₂ в ближнем и среднем ИК диапазонах. В оптической части статистической имитационной модели таких материалов, основанной на строгой теории Ми, ее применение требует введения кооперативных поправок в результаты взаимодействия с электромагнитным излучением отдельных фрагментов. Эти поправки вводятся в модель в виде дополнительного множителя (C_s) эффективностей Ми рассеяния и поглощения, который обычно использовался как параметр настройки модели при интерпретации экспериментальных результатов теплофизических исследований. На примере материалов ТЗМ-23М (Россия), выполненного из относительно толстого ($\sim 9 \mu\text{m}$) кремнеземного волокна PS-23 (Беларусь), впервые получены данные, позволяющие исследовать параметр C_s как спектральную величину. Основу исследования образуют результаты экспериментального определения спектральной полусферической отражательной способности слоев материала двух и более оптических толщин в диапазоне длин волн 0.83–16.65 μm . По этим данным и асимптотическим формулам Зега оценивались значения коэффициентов поглощения и рассеяния. Спектральный параметр C_s определяется по значению коэффициента рассеяния в процессе решения обратной оптической задачи. Полученные данные сравниваются с результатами, рассчитанными на основе классических аппроксимаций оптических постоянных. Результаты работы могут быть полезными специалистам в области радиационного теплообмена и взаимодействия электромагнитного излучения со сложными, частично прозрачными средами, имеющими высокие значения спектрального альбедо рассеяния.

Ключевые слова: кремнеземная волокнистая теплозащита, отражательная способность, эксперимент, спектр поглощения и рассеяния, оптическая модель, теория Ми, кооперативные поправки.

DOI: 10.21883/OS.2022.07.52733.2930-21

Введение

Термически стойкие волокнистые материалы традиционно применяются для тепловой защиты внутренних узлов и элементов конструкций в аэрокосмической отрасли. Их состав, пористость, анизотропия, гибкость и другие механические свойства могут варьировать в достаточно широких пределах. В силу специфики отраслевых приложений наибольший интерес вызывают материалы, имеющие высокую пористость до 90%. Их термическая стойкость меняется в диапазоне 1.2–1.8 · 10³ °C, что и определяет значимую для теплопереноса область спектра, поскольку излучение в этих материалах по своему составу весьма близко к равновесному. Максимум излучения приходится на температуры, близкие к предельным, на длины волн порядка 1–3 μm , средние диаметры волокон обычно также лежат в окрестности этого диапазона. В нашей стране традиционно широко применяются материалы ТЗМК [1] из кварцевого стек-

ловолокна, производимые ОНПП „Технология“, г. Обнинск — ТЗМК-10 (99.8% SiO₂), ТЗМК-10М (99% SiO₂). При этом степень очистки аморфного кварца в них существенно влияет как на спектральный коэффициент поглощения, так и на себестоимость материала. В настоящее время также рассматривается возможность применения сравнительно недорогих материалов ТЗМ-23М из кремнеземных волокон (98% SiO₂) заметно большей толщины ($\sim 9 \mu\text{m}$), чем в ТЗМК ($\sim 1.7 \mu\text{m}$), которые могут быть полезны в ряде приложений. Хорошей перспективой широкого применения обладают и новейшие отечественные композиты ВТИ на основе муллито-корундового волокна ВВД-82, разработанные в ВИАМ (Москва), обладающие гибкостью, повышенной термической стойкостью, наличием градиентных свойств [2,3].

Высокая открытая пористость и специфика образующих фрагменты веществ у подобных материалов приводит к их частичной прозрачности для электромагнитного

излучения. Поэтому теплоперенос в этих системах при относительно высокой температуре осуществляется преимущественно излучением. Однако такие материалы, как правило, анизотропны, обладают высоким спектральным альбедо рассеяния, в результате чего они запутывают излучение на хаотично ориентированных элементах каркаса, не позволяя ему при этом значительно прогреть фрагменты основы материала за счет слабого поглощения. Первое ограничивает эффективную глубину проникновения излучения в материал и радиационный тепловой поток, второе приводит к ограничению теплопроводности по каркасу. Теплозащитные свойства материалов являются непосредственным следствием указанных ограничений.

Значительная роль физических процессов, происходящих в волокнистых материалах на микроскопических масштабах, их анизотропия, пространственная неоднородность и нерегулярность существенно затрудняет расчет физических характеристик, описание процессов радиационного переноса и теплообмена в них на основе эвристических континуальных приближений. Однако такие материалы локально регулярны, что позволяет вводить представительные элементы (ПЭ) материала и описывать как их оптические, так и иные физические свойства [4,5]. Усредненные свойства систем ПЭ интерпретируются при таком подходе как свойства материала в целом [6,7].

Хотя ПЭ волокнистых материалов обычно формируются из цилиндрических элементов, задача взаимодействия ПЭ с излучением не может быть точно решена в рамках строгой электромагнитной теории. Поэтому в основу описания можно заложить решения теории Ми для отдельных длинных цилиндров [8], из которых затем формируются решения для ПЭ-материала. Конечно, использование теории взаимодействия с электромагнитным полем одиночных тел может вносить существенную погрешность в результаты моделирования, поэтому применение теории Ми требует корректировки. Как показано в [9], такую корректировку можно и удобно осуществить, вводя дополнительный множитель C_s в эффективности Ми рассеяния и поглощения излучения фрагментами материала. Также оказалось, что в ряде случаев эта величина допускает интерпретацию кооперативного параметра многослойности при совместном взаимодействии волокон материала с электромагнитными волнами. Значение $C_s < 1$ может говорить о взаимном экранировании волокон, уменьшающем их эффективные сечения, а при $C_s > 1$ отдельное волокно слабо искажает падающую волну, так что в процесс взаимодействия волны с материалом включаются и волокна последующих в направлении ее распространения слоев. Как свободный параметр оптической части имитационной модели величина C_s позволяет настроить ее на имеющиеся экспериментальные данные и не только провести интерпретацию эксперимента, но и рассчитать целый ряд дополнительных характеристик материала, которые экс-

периментально определить без специального, зачастую дорогостоящего оборудования практически невозможно.

К сожалению, информация о спектральных свойствах высокопористой теплоизоляции до недавнего времени оставалась в значительной степени фрагментарной. Так, в [10] оптические параметры определялись расчетно-экспериментальным способом в диффузионном приближении. Измерения проводились на цилиндрических образцах при помощи зондирующего лазерного излучения только трех длин волн (0.63, 1.15 и 3.39 μm). В [11] также в диффузионном приближении на образцах различных толщин измерялись коэффициенты пропускания в весьма ограниченном диапазоне длин волн 0.4–0.75 μm . Поэтому в практике моделирования настройка C_s обычно осуществлялась по результатам теплофизического эксперимента, так что эта величина определялась как функция термодинамических параметров. Это обстоятельство не позволяло рассматривать и исследовать параметр C_s как спектральную характеристику материала, которой она, вне всякого сомнения, является [9,12].

Настоящая работа ставит своей целью устранение указанного пробела. Основу исследования образуют результаты экспериментального определения спектральной полусферической отражательной способности слоев волокнистого материала двух и более оптических толщин для значительного количества (до 7520) длин волн из диапазона 0.83–16.65 μm . На основе этих данных из известных аналитических решений обратной оптической задачи [13–15] определяются значения коэффициентов поглощения и рассеяния спектрального кинетического уравнения переноса излучения. Заметим, что в отличие от ТЗМК для материалов ТЗМ задача нахождения этих оптических характеристик представляла и самостоятельный интерес, поскольку подобное исследование ранее для них никогда не проводилось. В силу относительной слабости поглощения спектральный параметр C_s определяется численно по значению коэффициента рассеяния в процессе решения уже другой обратной оптической задачи. Полученные данные сравниваются с результатами, рассчитанными на основе классических аппроксимаций оптических постоянных.

1. Экспериментальные данные и методика расчета

Для изучения спектральных оптических свойств волокнистой теплоизоляции были подготовлены образцы материалов в форме дисков диаметром 30 mm и толщиной 1–20 mm. Измерения проводились на фурье-спектрометре Nicolet is50 с интегрирующей сферой IntegratIR (PIKE) с апертурой 30 mm и диаметром пятна ~ 3 mm при нормальном падении излучения на образец. Измерения проводились относительно золотого эталона отражения. Поскольку рассматриваемые волокнистые материалы весьма гигроскопичны, перед измерением

их образцы просушивались при температуре 120°C в течение трех часов.

Так как при измерении на интегрирующей сфере образцы имеют простую геометрию и размер падающего пучка излучения много меньше диаметра образца, образцы могут полагаться бесконечными в латеральном направлении. Поэтому при обработке экспериментальных данных использовалась плоскопараллельная модель образца толщиной h , который считался также оптически однородным и погруженным в непоглощающую среду с единичным показателем преломления.

Согласно [13], в оптически толстом рассеивающем и поглощающем слое устанавливается асимптотический режим, который характеризуется разделением угловых и пространственных переменных, азимутальной независимостью поля и экспоненциальным затуханием интенсивности с глубиной. Это обстоятельство существенно упрощает решение обратных задач идентификации оптических свойств материалов. Достаточно точные значения коэффициентов поглощения и рассеяния элементарного объема материала можно получить, измерив при направленном освещении или полусферические коэффициенты полного отражения и пропускания слоя материала (далее — коэффициенты отражения и пропускания), или значения коэффициента отражения образцов двух или более различных толщин. Связь этих величин, известная как асимптотические формулы, сводится к простым аналитическим соотношениям, имеющим следующий вид [14,15]:

$$R(\tau, \mu_0) = \frac{\text{sh}(X)}{\text{sh}(X+Y)}, \quad T(\tau, \mu_0) = \frac{\text{sh}(Y)}{\text{sh}(X+Y)},$$

$$R_\infty = e^{-Y}, \quad X = \Gamma\tau - 4q\Gamma\varphi(\mu_0),$$

$$Y = 4q\Gamma\varphi(\mu_0),$$

$$\Gamma = 1 - \Lambda\sqrt{3-x_1}[\Lambda(1-\Lambda)]^{(1+\Lambda^4)^{-1}}, \quad (1)$$

$$\Lambda = \beta/\varepsilon, \quad \tau = \varepsilon h = (\alpha + \beta)h,$$

$$q = (3-x)^{-1}, \quad \varphi(\mu_0) = 3(1+2\mu_0)/7.$$

Здесь R , T — коэффициенты отражения и пропускания слоем оптической толщины τ , Λ — спектральное альbedo рассеяния, величина φ позволяет учитывать условия освещения (μ_0 — косинус угла падения на слой), x_1 — первый коэффициент в разложении индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра, индекс ∞ указывает на величины, относящиеся к полубесконечному слою. Таким образом, функции отражения и пропускания слоев достаточно большой оптической толщины выражаются через характеристики отражения полубесконечного слоя. Соотношения (1) записаны с учетом того, что для рассматриваемых высокопористых материалов отражением от границ образец–воздух при падении на них излучения из объема материала можно пренебречь.

В [16] показано, что область выполнения этих соотношений с точностью до членов порядка $O(\Gamma^2)$, где $\Gamma < 1$, ограничивается условиями

$$Y \leq 1, \quad \tau \geq 4q. \quad (2)$$

Однако, согласно исследованию [17] этого вопроса, в случае кварцевой керамики и вне границ (2) погрешность асимптотических формул при расчете коэффициента рассеяния не превышает нескольких процентов, в том числе и за пределами области прозрачности.

Этого вполне достаточно для задач, поставленных в настоящей работе. Для их решения сначала значения X и Y определяются из первых соотношений (1) либо по значениям $R(\tau_{1,2}, \mu_0)$ для образцов двух конечных оптических толщин, либо по значениям $R(\tau, \mu_0)$ и $R_\infty(\mu_0)$. Затем из остальных уравнений определяются ослабление ε и альbedo рассеяния Λ , по которым и вычисляются значения α и β .

Поскольку для рассматриваемых материалов и области спектра коэффициент поглощения, как правило, на 2–3 порядка меньше коэффициента рассеяния, для идентификации параметра C_s использовались спектральные значения β . При этом для каждого из рассматриваемых значений длины волны осуществляется многократное имитационное статистическое моделирование спектральных свойств материала, в ходе которого осуществляется поиск значения C_s , обеспечивающего требуемую величину β . Техника статистического моделирования волокнистых материалов детально описана в [5,7,9], алгоритм поиска C_s в ходе решения обратной задачи не является принципиальным для настоящей работы, поэтому здесь он не приводится.

В заключение отметим, что имеющийся в нашем распоряжении программный инструмент оригинален и позволяет проводить расчет одной спектральной точки на статистике до 10^4 ПЭ (обычно установление искомого спектральных характеристик системы ПЭ с высокой точностью осуществляется на меньшей статистике) за время порядка 1–1.5 min на компьютере с процессором Intel Core I7 и тактовой частотой 3.3 GHz. И, хотя поиск одного значения C_s обычно требовал не более 10 шагов со статистическим моделированием, общее время идентификации оставалось неприемлемо большим, поскольку данные эксперимента содержали более 7000 спектральных точек со значениями коэффициента отражения для длин волн из диапазона 0.83–16.7 μm . Чтобы несколько сократить объем вычислений, в процесс идентификации C_s включались только точки спектральных экстремумов α и β . Этот прием позволил как учесть основные особенности спектров поглощения и рассеяния, так и сократить общий объем вычислительной работы примерно в 7 раз.

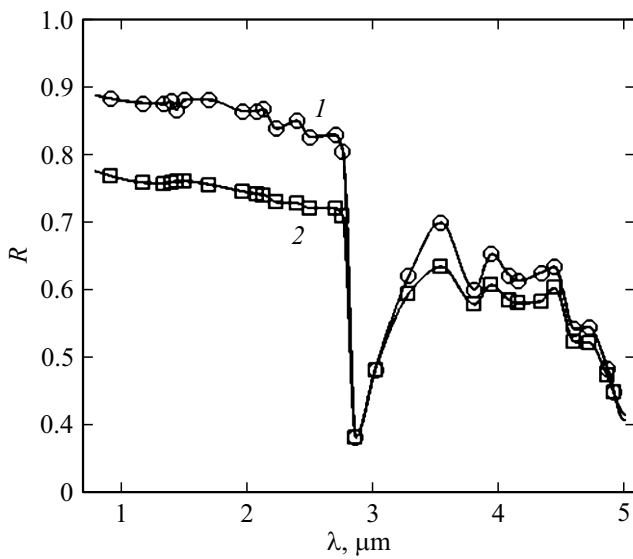


Рис. 1. Спектральные коэффициенты полного отражения R для двух образцов ТЗМК-10М с толщинами 1.07 (1) и 12.51 mm (2).

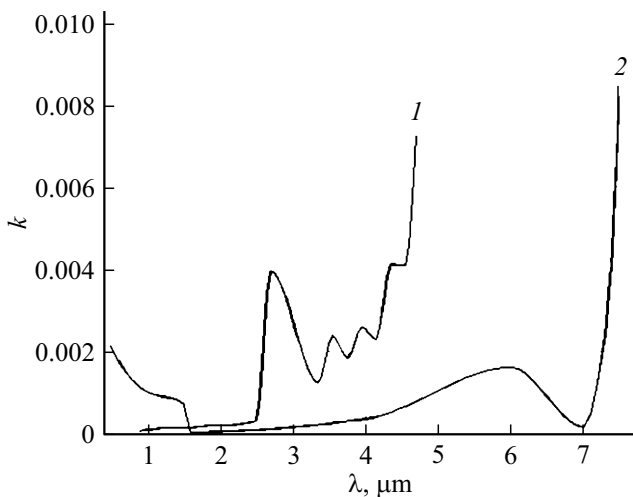


Рис. 2. Показатели поглощения материала ТЗМК-14М (кварцевого волокна ТКВ, РФ) и аморфного кварца высокой чистоты [18-20].

2. Полученные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены спектры коэффициентов отражения для двух образцов различной толщины (1.07 и 12.51 mm) материала ТЗМК-10М с плотностью 139 kg/m^3 в области высокой прозрачности высокочистого аморфного кварца. Практически во всем рассматриваемом диапазоне длин волн образец большей геометрической толщины имеет большее отражение, чем тонкий. В области относительно коротких волн наблюдается интенсивное отражение и своеобразное „плато“ коэффициента отражения. В зоне поглощения

гидроксильных групп (2.5–3 μm) из-за интенсивного поглощения образцы практически не отличаются по величине коэффициента отражения. Прозрачность этого материала в ближнем ИК диапазоне оказалась хуже, чем у материала ТЗМК-10, использовавшегося в свое время в элементах теплозащиты планера „Буран“. Интенсивный рост показателя поглощения k стекловолокна марки ТКВ (РФ), из которого изготовлен материал ТЗМК-10М, начинается уже при 4 μm, в то время как аморфный SiO_2 высокой чистоты демонстрирует рост показателя поглощения лишь при $\sim 7 \mu\text{m}$ [18–20] (рис. 2).

Результаты, представленные на этом рисунке, получены в ходе настройки показателя поглощения материала на спектральные значения коэффициента поглощения α , рассчитанные по данным рис. 1 из соотношений (1). Пропускание слоем толщины 12.51 mm в представленной на рис. 2 области спектра практически отсутствовало, поэтому при обработке экспериментальных результатов данные этого слоя интерпретировались как R_∞ .

На рис. 3 для области частот, отвечающих диапазону длин волн 0.83–16.65 μm, представлены аналогичные результаты измерения R для материалов ТЗМ-23М с плотностью 142 и 392 kg/m^3 . В опытах использованы образцы толщиной $\sim 20 \text{ mm}$. Здесь мы также видим аналогичное поведение спектра отражения образцов в области поглощения гидроксильных групп и наличие такого же плато отражения, как и в материалах ТЗМК.

Может показаться, что наличие плато в спектрах отражения материалов ТЗМК и ТЗМ плохо согласуется с поведением R в классической модели оптических постоянных [8], которая в одноосцилляторном варианте сводится к соотношениям

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = n^2 - k^2 + 2nk = \varepsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega},$$

$$R = \frac{1 - \delta}{1 + \delta},$$

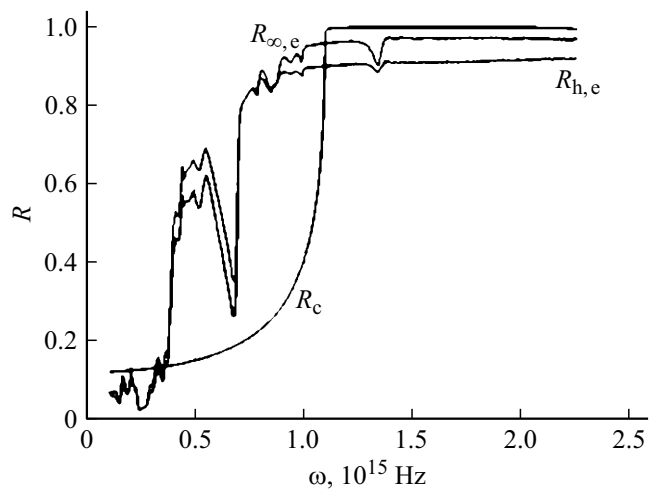


Рис. 3. Спектр коэффициента отражения R образцов ТЗМ и вариант одноосцилляторной классической модели оптических постоянных [8] с подобранными параметрами.

$$\delta = \sqrt{2} \frac{\sqrt{\varepsilon_0 + 2\rho + p/f}}{1 + 2\rho}, \quad 2\rho = \sqrt{\left(\varepsilon_0 + \frac{p}{f}\right)^2 + \frac{q^2}{f^2}},$$

$$p = \omega_p^2 (\omega_0^2 - \omega^2), \quad q = \gamma \omega \omega_p^2,$$

$$f = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2. \quad (3)$$

Согласно этой модели, в высокочастотной области коэффициент отражения должен убывать как $O(\omega^{-4})$. Отсюда вытекает, что наличие высокочастотного плато на рис. 1 и 3 следует интерпретировать как следствие разрушения начальной структуры материалов в приповерхностном слое в ходе предварительной подготовки образцов. Однако классическая модель (3) также допускает наличие у R плато конечной ширины в области коротких волн, как показывает вариант кривой R_c на рис. 3, соответствующий параметрам $\varepsilon_0 = 1$ и $\omega_p = 2 \cdot 10^{15}$, $\omega_0 = 1.1 \cdot 10^{15}$, $\gamma = 10^{12}$ (Hz) классической модели. Напомним, что в (3) ω_0 , ω_p — собственная и плазменная частоты, параметр γ отвечает за эффекты диссипации. Плато просто перекрывает часть видимого на рисунке диапазона частот, а при дальнейшем увеличении частоты значение R_c начинает убывать с необходимой скоростью. Отметим, что подобное поведение спектров отражения наблюдалось также и у кварцевой керамики существенно более низкой пористости (до 10%), предварительная подготовка поверхности образцов которой не могла приводить к столь радикальному разрушению структуры и изменению свойств [17].

Тем не менее в исследовании наряду с экспериментальными зависимостями рассматривались и аппроксимации коэффициента отражения функциями вида

$$R(\omega) = \frac{a}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}, \quad (4)$$

которые при умеренных γ имеют единственную точку максимума и „правильное“ поведение на границах спектра — при высоких частотах $R(\omega) \sim O(\omega^{-4})$, при низких частотах $R'(0) = 0$. Функции (4) не имеют участков в виде плато, но с их помощью легко построить аппроксимации, отражающие наличие выраженных максимумов в экспериментальных спектрах R . Помимо величин a , ω_0 и γ , функция (4) может быть также задана значением $R(0) = R_0$, соответствующим низкочастотной границе, и параметрами точки максимума R_m и ω_m , которые более удобны для подбора варианта аппроксимации при моделировании. Эти группы параметров связаны очень простыми соотношениями

$$a = R_0 \omega_0^4, \quad \gamma = \omega_0 \sqrt{2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_0}{R_m}}\right)},$$

$$\omega_0 = \omega_m \left(1 - \frac{R_0}{R_m}\right)^{-1/4}.$$

В таблице приведены параметры трех функций вида (4), сумма которых образует упрощенную модель коэффициента отражения полубесконечного слоя,

Параметры функций (4), образующих аппроксимацию $R_{\infty,m}$ на рис. 4

№	R_0	R_m	$\omega_m \cdot 10^{-14}$, rad/s
1	0.0213	0.60228	5.4961
2	0.00213	0.20076	4.9465
3	0.0184	0.449979	4.3969

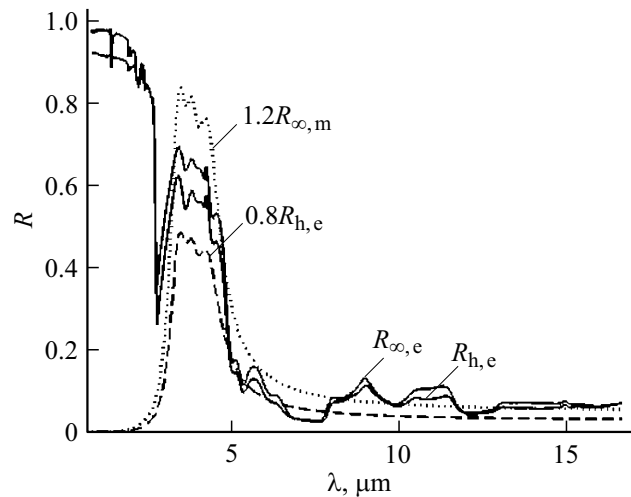


Рис. 4. Спектральные коэффициенты отражения R_h и R_{∞} , полученные экспериментально (e) и суммированием трех зависимостей (4) со специально подобранными параметрами (m), см. таблицу.

$R_{\infty,m}$, учитывающую особенности поведения измеренного спектра R в области длин волн 2.5–5 μm , а также имеющую умеренные отклонения от экспериментальных кривых при относительно длинных волнах. Аппроксимации показаны пунктиром на рис. 4 и отмечены индексом „m“ в отличие от экспериментальных кривых, имеющих индекс „e“, $R_{h,m} = 0.87R_{\infty,m}$.

На рис. 5 показаны рассчитанные для материала ТЗМ-23М с плотностью 142 kg/m^3 спектры коэффициентов поглощения $\alpha(\text{m}^{-1})$ и рассеяния $\beta(\text{m}^{-1})$, рассчитанные по экспериментальным (a) и модельным (b) значениям коэффициента отражения R из асимптотических соотношений Зеге (1), а также соответствующие спектры параметра C_s , определенные по значениям β из решения соответствующей обратной задачи. На этих рисунках также приведена кусочно-постоянная критериальная функция Stit , меньшее значение которой отвечает области (2) выполнения асимптотических формул (1) с высокой точностью.

Модель спектра отражения, основанная на представлении о материале слоя, как о плотной системе осцилляторов, приводит к более сильному поглощению, поэтому условия (2) для нее выполняются хуже. Поведение коэффициента рассеяния для модели в основном подобно поведению коэффициента отражения, что говорит о том, что причиной наиболее сильного отражения в

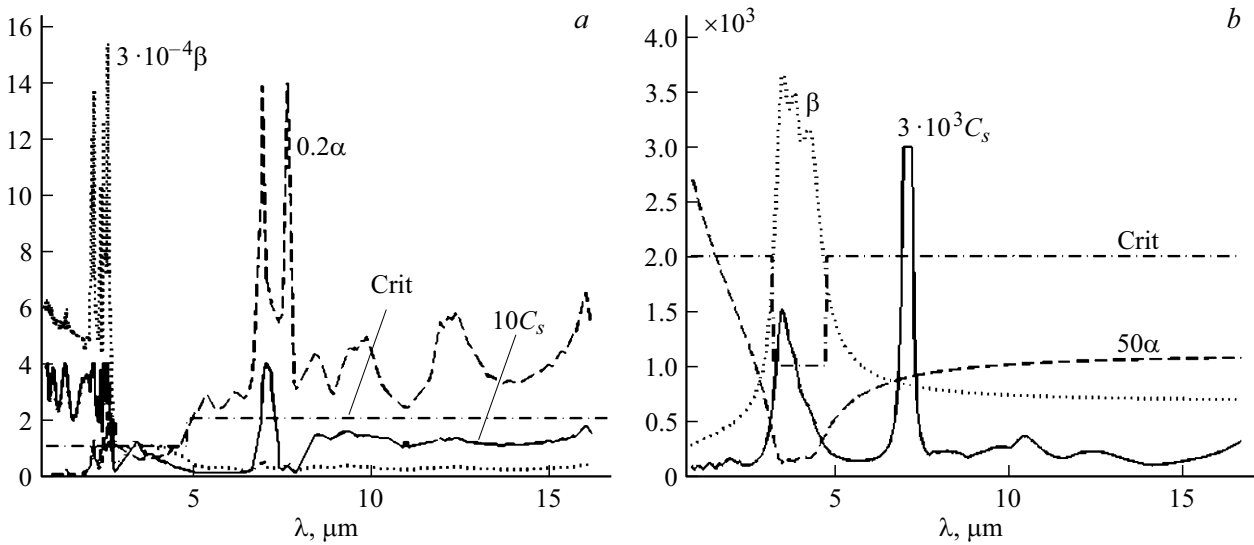


Рис. 5. Спектры коэффициентов поглощения $\alpha(m^{-1})$ и рассеяния $\beta(m^{-1})$, рассчитанные по экспериментальным (а) и модельным (b) значениям коэффициента отражения R , и соответствующие спектры параметра C_s . Меньшее значение кусочно-постоянной функции $Crit$ показывает область выполнения условий (2). Материал ТЗМ-23М с плотностью 142 kg/m^3 .

данном случае является именно рассеяние. Эффекты поглощения в зоне сильного рассеяния существенно ослаблены в случае модели.

В ближнем ИК диапазоне коэффициент рассеяния реального материала, как видно из рис. 5, а, сначала в основном следует за коэффициентом отражения, демонстрируя относительно высокие значения, пока не начинается интенсивный рост показателя и коэффициента поглощения гидроксильных групп. Это сразу увеличивает [8] эффекты отражения на элементах каркаса и приводит к практически резонансному всплеску коэффициента рассеяния. Как будет показано далее, реальные высокопористые материалы отличает нерегулярно-резонансное поведение спектров рассеяния, поглощения и экстинкции. Соответствия минимумов α максимумам β и наоборот в их спектрах поглощения и рассеяния нет в отличие от модельных спектров на рис. 5, b. Ранее уже отмечалось, что подобные обстоятельства являются одной из причин ограничения возможности применения различных континуальных моделей при детальном описании оптических свойств существующих высокопористых материалов.

Весьма интересным является также спектральное поведение C_s , особенно в области слабого поглощения в коротковолновой части спектра $\lambda < 2.3\ \mu\text{m}$, показанное на рис. 6.

Как правило, при настройке модели на данные теплофизических экспериментов для C_s получаются монотонные зависимости от температуры, а значит, и от виновской длины волны [21]. Такие же, в своей основе монотонные, зависимости C_s предлагались ранее при интерпретации [9] результатов спектрального эксперимента [10] с материалом ТЗМК-10, в котором локальное нарушение монотонности спектра C_s связывалось

с особенностями характерного для этого материала распределения волокон по диаметрам.

На рис. 6, b мы видим ряд регулярно расположенных широких максимумов и минимумов C_s , которые в равной мере присутствуют как на „экспериментальной“ (e), так и модельной (m) кривой. На модельной зависимости пульсации имеют существенно меньшую амплитуду, поскольку как величина коэффициента рассеяния β , так и соответствующие значения C_s в коротковолновой области существенно уменьшены за счет устранения в примененной модели R коротковолновой области сильного отражения. На обеих кривых в пульсациях прослеживается определенное соответствие максимумов и минимумов. Косвенно отсутствие связи подобного поведения C_s с вычислительными эффектами подтверждается тем, что расчетные точки на „экспериментальной“ и модельной кривых отличались. Длины волн в экспериментальных спектрах R , для которых рассчитывались также спектры α и β , не являлись равноудаленными, а для построения модельной зависимости использовалось вдвое меньшее число равноотстоящих точек.

Заметим, что колебания коэффициентов пропускания и отражения однородным слоем конечной толщины хорошо известны [8]. Поведение, более подобное показанному на рис. 6, b, в котором регулярные относительно крупномасштабные пульсации (интерференционная структура) сопровождаются наличием тонкой структуры в виде наложенных на них нерегулярных мелкомасштабных пульсаций малой амплитуды (ряби), наблюдалось в области слабого поглощения в спектрах экстинкции систем некоторых частиц с размерами порядка микрона. Эти эффекты также достаточно подробно исследовались в [8] и объясняются особенностями свойств коэффициентов рядов рассеяния частиц в теории Ми. Однако

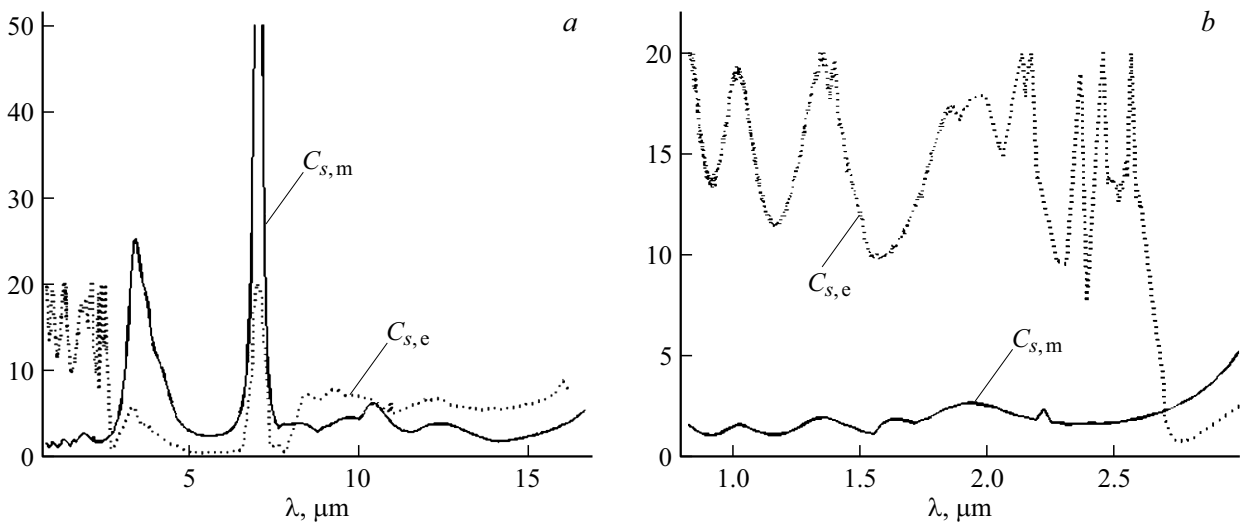


Рис. 6. Экспериментальный (e) и модельный (m) спектр C_s (a) и начальный участок спектра с крупномасштабными флуктуациями (b).

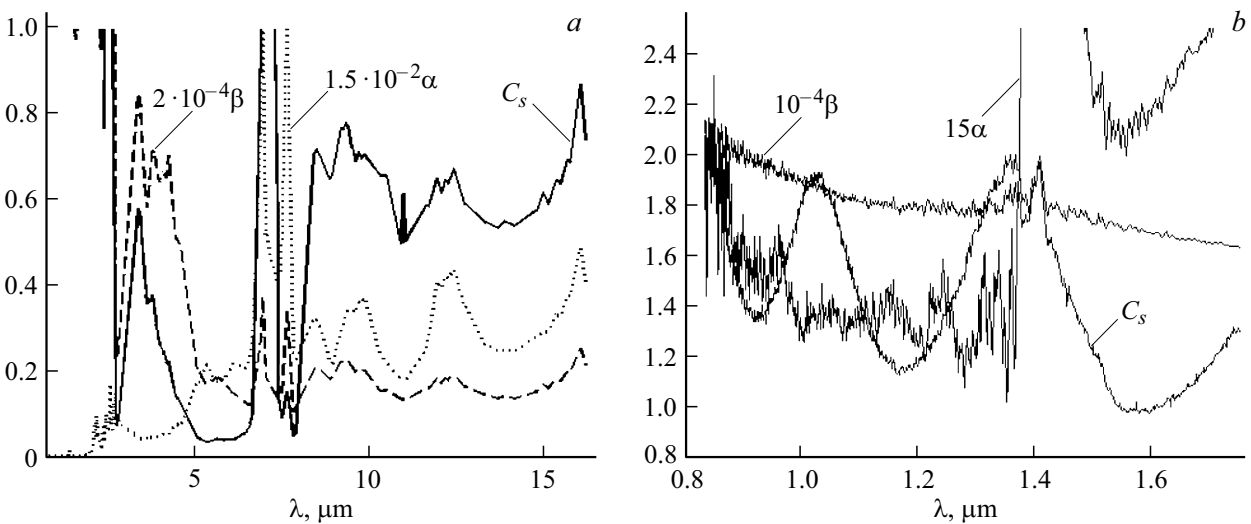


Рис. 7. Сопоставление спектра C_s со спектрами коэффициентов поглощения $\alpha(m^{-1})$ и рассеяния $\beta(m^{-1})$ на всем рассматриваемом диапазоне длин волн (a) и на его начальном участке (b).

в нашем случае необычным является то, что спектры отражения, рассеяния и экстинкции рассматриваемой системы волокон подобного поведения не демонстрируют в отличие от C_s . Поэтому наличие интерференционной структуры C_s нельзя непосредственно связать с указанными выше причинами. Единственным общим моментом с явлениями, описанными в [8], является то, что они наблюдаются в зоне слабого поглощения систем частиц с размерами порядка длины волны.

Как модельная зависимость $C_s(\lambda)$, так и аналогичная кривая, полученная на основе экспериментальных данных, имеют максимумы в окрестности длин волн 3.5 и 7.1 μm . Это особенно хорошо видно по рис. 6, a, на котором спектры „экспериментального“ и модельного параметра C_s приведены в одном масштабе. Однако мак-

симумы C_s на модельной кривой выражены значительно сильнее, так что пик в окрестности $\lambda \sim 7.1 \mu\text{m}$ пришлось основательно „срезать“ по высоте, чтобы его можно было вписать в информативный рисунок.

На рис. 7 в несколько другом масштабе по сравнению с рис. 5, a отражены спектры величин α , β и C_s . На рис. 7, b хорошо виден упомянутый ранее резонансный характер спектров поглощения и рассеяния. Также отметим, что точки максимумов в окрестности 3.5 и 7 μm присутствуют одновременно, как это видно по рис. 7, a (в спектрах α , β и C_s), хотя и имеют различные относительные высоты. В частности, пик вблизи $\lambda \sim 7.1 \mu\text{m}$, как и его ближайший „сосед“ на длине волны $\sim 7.6 \mu\text{m}$, наиболее ярко выражены в спектре поглощения и имеют там резонансный харак-

тер. В спектрах β и C_s они выражены значительно слабее, что подчеркивает преобладающее влияние на C_s именно величины β . В этом, собственно, нет ничего удивительного, поскольку кооперативный параметр определялся именно по коэффициенту рассеяния. Однако в области коротких волн и плато отражения на рис. 7, *b* крупномасштабных флуктуаций коэффициента рассеяния мы не видим в отличие от C_s . Поведение β носит практически исключительно характер флуктуаций типа „ряби“, в его спектре не прослеживаются каких-либо крупномасштабных структур. Подобные структуры прослеживаются в поведении коэффициента поглощения на рис. 7, *b*, где они несколько „закамуфлированы“ явлениями резонанса. Но они не соответствуют поведению спектра C_s и не могут использоваться для объяснения его крупномасштабных особенностей. Отметим также, что указанные выше точки максимумов нельзя связать непосредственно и с какими-либо геометрическими характеристиками волокон материала ТЗМ-23М (их диаметры $d \in [8.4, 9.7] \mu\text{m}$, средний диаметр $\langle d \rangle = 9.05 \mu\text{m}$, характеристическое отношение длины волокна к диаметру $\langle l/d \rangle \sim 10$). Кроме того, все величины на рис. 7, *a* имеют однотипное поведение при длинах волн, близких к диаметрам волокон материала или превышающих их. Однако, сопоставив рис. 7, *a* и рис. 4, трудно в этой области спектра назвать поведение какой-либо из величин α , β , C_s и коэффициента отражения R подобными.

Столь сложное, многомасштабное поведение параметров волокнистой теплоизоляции затрудняет как описание ее оптических свойств, так и интерпретацию величины C_s как спектральной характеристики. Этот параметр, безусловно, требует дальнейшего изучения, поскольку в имитационном моделировании (в силу очевидной ограниченности аналитических методов при строгом подходе к описанию электромагнитных процессов на микроуровне гетерогенных систем) использование параметров, подобных C_s , практически не имеет альтернативы.

Заключение

Получены новые данные о спектральных параметрах производимых в нашей стране высокопористых теплозащитных материалов, волокна которых в основе имеют аморфный SiO_2 различной степени очистки. Впервые в ближнем и среднем ИК диапазонах получены и исследованы спектры отражения, рассеяния и поглощения этих материалов, а также такой характеристики подобных материалов, которая может нести информацию о малоизученных кооперативных процессах, возникающих при взаимодействии их фрагментов с электромагнитным излучением. Обнаружен ряд интересных особенностей поведения спектральных характеристик подобных систем и проанализированы связи, которые не могли быть исследованы вне спектрального эксперимента. В работе применялись как известные, зарекомендовавшие себя

экспериментальные методы, так и оригинальные эффективные инструменты теоретического исследования, анализа и прогнозирования свойств материалов.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках гранта 20-08-00465.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.Г. Ромашин, М.Ю. Русин, Ф.Я. Бородай. Новые огнеупоры, (10), 13 (2004).
- [2] Б.В. Щетанов, Ю.А. Ивахненко, В.Г. Бабашов. Российский химический журнал, **LIV**(1), 12(2010).
- [3] Л.В. Геращенко, Ю.А. Балинова, Е.В. Тинякова. Стекло и керамика, (4), 32 (2012).
- [4] W.W. Sampson. *Modeling stochastic fibrous materials with mathematica* (Springer Nature, London, 2009). DOI:10.1007/978-1-84800-991-2
- [5] V.V. Cherepanov, O.M. Alifanov. *Comp. Appl. Math.*, **36**(1), 281(2017). DOI: 10.1007/s40314-015-0229-0
- [6] J.-F. Sacadura. *Heat Trans. Eng.*, **32**(9), 754(2011). DOI:10.1080/01457632.2011.525140
- [7] V.V. Cherepanov, O.M. Alifanov. *J. Heat Trans.*, **139**(3), 032701(2017). DOI:10.1115/1.4034814
- [8] C.F. Bohren, D.R. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles* (Wiley, Ney York, 1983). [К. Борен, Д. Хафмен. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (Мир, Москва, 1986)].
- [9] О.М. Алифанов, В.В. Черепанов. *Методы исследования и прогнозирования свойств высокопористых теплозащитных материалов* (МАИ, Москва, 2014).
- [10] А.В. Кондрагено, С.С. Моисеев, В.А. Петров, С.В. Степанов. *Теплофизика высоких температур*, **29**(1), 134(1991).
- [11] А.В. Зуев, П.В. Просунцов. *Инженерно-физический журнал*, **87**(6), 1319(2014). [A.V. Zuev, P.V. Prosuntsov. *J. Eng. Phys. Thermophys.*, **87**(6), 1374(2014). DOI:10.1007/s10891-014-1140-z].
- [12] В.В. Черепанов. *Тепловые процессы в технике*, **9**(7), 448(2017).
- [13] S. Chandrasekhar. *Radiative transfer* (Oxford, London, 1950). DOI: 10.1002/qj.49707633016 [С. Чандрасекар. *Перенос лучистой энергии* (Издательство иностранной литературы, Москва, 1953)].
- [14] Э.П. Зега, А.П. Иванов, И.Л. Кацев. *Перенос изображения в рассеивающей среде* (Наука и техника, Минск, 1985).
- [15] А.П. Иванов, В.А. Лойко, В.П. Дик. *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах* (Наука и техника, Минск, 1988).
- [16] Зега Э.П., О.В. Бушмакова, И.Л. Кацев, Н.В. Коновалов. *Журн. прикл. спектроск.*, **30**(5), 900(1979).
- [17] Р.А. Миронов, М.О. Забежайлов, М.Ю. Русин, В.В. Черепанов, С.П. Бородай. *Теплофизика высоких температур*, **54**(5), 724(2016). DOI: 10.7868/S0040364416040153

- [R.A. Mironov, M.O. Zabezhailov, M.Yu. Rusin, V.V. Cherepanov, S.P. Borodai. High Temp., **54**(5), 682(2016). DOI: 10.1134/S0018151X16040143].
- [18] R. Kitamura, L. Pilon, M. Jonasz. Appl. Optics, (33), 8118(2007). DOI:10.1364/AO.46.008118
- [19] J. Kischkat, S. Peters, B. Gruska, M. Semtsiv, M. Chashnikova, M. Klinkmuller, O. Fedosenko, S. Mochulik, A. Aleksandrova, G. Monastyrnyi, Y. Florez, W.T. Masslenik. Appl. Optics, (51), 6789(2012). DOI:10.1364/AO.51.006789
- [20] L.V. Rodriguez de Marcos, J.I. Larruquert, J.A. Mendez, J.A. Aznarez. Opt. Mat. Exp., (6), 3622(2016). DOI:10.1364/OME.6.003622
- [21] В.В. Черепанов. Теплофизика высоких температур, **59**(3), 352(2021). DOI: 10.31857/S0040364421030017 [V.V. Cherepanov. High Temp., **59**(3), 198(2021). DOI: 10.1134/S0018151X21030019].