

УДК 536.3

РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КВАРЦЕВОЙ ВОЛОКНИСТОЙ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИИ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

© 1994 г. Л. А. Домбровский

НИИ тепловых процессов, г. Москва

Поступила в редакцию 20.10.93 г.

С использованием строгой теории рассеяния излучения проведены расчеты коэффициента поглощения, транспортного коэффициента рассеяния и коэффициента диффузии излучения для высокопористого материала из кварцевых волокон, которые моделируются произвольно ориентированными цилиндрическими частицами. Получены новые результаты по резонансному поглощению в области полупрозрачности, а также по интенсивному "рассеянию на поглощении" при показателе преломления $n \approx 1$ в области непрозрачности. Представлено сравнение с опубликованными экспериментальными данными в области полупрозрачности, подтверждающее адекватность принятой теоретической модели при плотности материала до 144 кг/м^3 . Расчетное исследование позволило сформулировать практические рекомендации, значительно упрощающие вычисления. Свойства полидисперсного материала из хаотически ориентированных волокон могут быть определены на основе расчетных характеристик освещаемых по нормали волокон определенного среднего радиуса.

При разработке новых высокопористых волокнистых материалов для тепловой изоляции необходимо располагать эффективными методами определения их спектральных радиационных характеристик, которые существенным образом влияют на перенос тепла в материале. Проведение больших серий экспериментальных исследований в широком спектральном диапазоне, когда, например, коэффициент поглощения материала в разных частях спектра отличается на несколько порядков, крайне затруднительно. Поэтому особое значение приобретает адекватное расчетно-теоретическое описание радиационных характеристик материалов [1, 2].

Классический метод расчета радиационных характеристик дисперсных систем, широко применяемый для разреженных сред, содержащих хаотически расположенные сферические частицы, основан на предположении о независимом рассеянии излучения частицами. В этом случае свойства индивидуальных частиц могут быть определены по формулам теории Ми [3], а радиационные характеристики элементарного объема среды, входящие в виде коэффициентов в уравнение переноса излучения, оказываются аддитивными и не связаны со взаимным расположением частиц.

Аналогичный подход используется и при построении теоретических моделей оптических характеристик высокопористых волокнистых материалов [4 - 11]. Интерференционные эффекты, проявляющиеся при близком расположении волокон в регулярных структурах, не учитываются. Для анализа справедливости такого допущения следу-

ет рассматривать существенно более сложную задачу о рассеянии излучения на совокупности волокон, которая в настоящее время решается только для простейших конфигураций [12, 13].

В настоящее время имеется математический аппарат, позволяющий рассчитывать радиационные характеристики совокупности невзаимодействующих волокон, включая осреднение по ориентациям [8, 9] и даже учет оптической неоднородности волокон [10]. Вместе с тем опубликованные расчетные данные не позволяют судить об изменении основных параметров в зависимости от ориентации волокон, а качество математического моделирования свойств реальных изоляционных материалов нуждается в анализе с использованием экспериментальных данных, что и является основной целью предлагаемой работы.

При расчетах оптических свойств волокон используется решение для бесконечных цилиндров при наклонном освещении [14]. Краевые эффекты, связанные с конечной длиной волокон, невелики при длине волокна $l > 10a$ (a – радиус) [3], т.е. в большинстве практически важных случаев. Имеется довольно ограниченное число публикаций по расчетам оптических свойств цилиндрических частиц при наклонном освещении. Здесь следует назвать работу [15], в которой не только приведены все необходимые соотношения, но и представлен графический и табличный материал, удобный для тестирования алгоритмов. Аналогичные расчеты были выполнены в работе [16] для стеклянных нитей и в [17] для цилиндрических частиц льда. Такие расчеты весьма громоздки и поэтому систематическое исследование харак-

теристик поглощения и рассеяния излучения волокнами при произвольном освещении стало возможным только с появлением современной вычислительной техники.

Свойства цилиндрических частиц более сложны, чем свойства сферических частиц, поскольку появляется зависимость факторов эффективности поглощения и рассеяния от ориентации частицы к направлению падающего излучения. Кроме того, в отличие от сферических частиц существенное значение имеет ориентация относительно плоскости поляризации падающего поляризованного излучения [3].

Для факторов эффективности рассеяния Q_s , ослабления Q_t и фактора асимметрии рассеяния $\bar{\mu}$ имеются следующие соотношения [11, 15]:

$$\begin{aligned} Q_t^E &= \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left\{ b_0^E + 2 \sum_{k=1}^{\infty} b_k^E \right\}, \\ Q_t^H &= \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left\{ a_0^H + 2 \sum_{k=1}^{\infty} a_k^H \right\}, \\ Q_s^E &= \frac{2}{x} \left[|b_0^E|^2 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (|b_k^E|^2 + |a_k^E|^2) \right], \\ Q_s^H &= \frac{2}{x} \left[|a_0^H|^2 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (|a_k^H|^2 + |b_k^H|^2) \right], \\ \bar{\mu}^E &= Q_s^E \sin^2 \alpha + \frac{4 \cos^2 \alpha}{x} \sum_{k=0}^{\infty} (a_k^E a_{k+1}^{E*} + b_k^E b_{k+1}^{E*}), \\ \bar{\mu}^H &= Q_s^H \sin^2 \alpha + \frac{4 \cos^2 \alpha}{x} \sum_{k=0}^{\infty} (a_k^H a_{k+1}^{H*} + b_k^H b_{k+1}^{H*}). \end{aligned} \quad (1)$$

В формулах (1) индексы "E" и "H" обозначают тип поляризации падающей волны; $x = 2\pi a/\lambda$ – параметр дифракции; α – угол между направлением освещения и нормалью к оси цилиндра. В данной работе рассматриваются только следующие характеристики, относящиеся к неполяризованному излучению:

$$\begin{aligned} Q_a &= (Q_t^E + Q_t^H)/2 - (Q_s^E + Q_s^H)/2, \\ Q_s^{tr} &= (Q_s^E \bar{\mu}^E + Q_s^H \bar{\mu}^H)/2, \quad Q_{tr} = Q_a + Q_s^{tr}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь Q_a – фактор эффективности поглощения; Q_s^{tr} , Q_{tr} – транспортные факторы эффективности рассеяния и ослабления. Выбор этих характеристик связан с применением транспортного приближения при решении уравнения переноса излучения [18].

Коэффициенты Ми a_k и b_k в формулах (1) определяются по соотношениям

$$\begin{aligned} a_k^E &= ik \sin \alpha s R_k [B_k(\mu_m) - A_k(\mu_m)] / \Delta_k, \\ b_k^E &= R_k \{ [A_k(\mu_m) B_k(\epsilon) - k^2 s^2 \sin^2 \alpha] / \Delta_k \}, \\ a_k^H &= R_k \{ [A_k(\epsilon) B_k(\mu_m) - k^2 s^2 \sin^2 \alpha] / \Delta_k \}, \\ b_k^H &= -a_k^E, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_k &= A_k(\epsilon) A_k(\mu_m) - k^2 s^2 \sin^2 \alpha, \\ s &= 1/u^2 - 1/v^2, \quad R_k = J_k(v) / H_k^{(2)}(v), \\ A_k(\xi) &= H_k^{(2)}(v) / [v H_k^{(2)}(v)] - \xi J_k'(u) / [u J_k(u)], \\ B_k(\xi) &= J_k'(v) / [v J_k(v)] - \xi J_k'(u) / [u J_k(u)], \\ u &= x \sqrt{\epsilon - \sin^2 \alpha}, \quad v = x \cos \alpha, \end{aligned} \quad (4)$$

диэлектрическая проницаемость $\epsilon = m^2$, $m = n - ik$ – комплексный показатель преломления, магнитная проницаемость $\mu_m = 1$. В формулах (3) J_k – функция Бесселя, $H_k^{(2)}$ – функция Ханкеля второго рода, звездочкой обозначены комплексно-сопряженные величины.

Основной объем вычислений при определении характеристик поглощения и рассеяния света индивидуальными волокнами составляют расчеты коэффициентов Ми с использованием рекуррентных соотношений для функций Бесселя и Ханкеля. К сожалению, устойчивость вычислений специальных функций для цилиндров при $|m|x \gg 1$ хуже, чем для сферических частиц. Поэтому в данной работе, в отличие от [15], используется алгоритм с обратной рекурсией, аналогичный опубликованному в монографии [3] для частного случая освещения по нормали. Для проверки программы при $m = 1.6$ и $x < 5$ использовались данные [15], а при больших параметрах дифракции (до 1000) проводилось сравнение с графиками из работы [19] для металлических волокон с $m = 2.37 - 4.17i$ и $0.25 - 3.14i$.

Для расчета спектральных характеристик волокон по формулам (1) - (4) необходимо задать оптические постоянные материала: показатель преломления n и показатель поглощения k .

Показатель преломления плавленого кварца в спектральном диапазоне $0.21 \leq \lambda \leq 3.71$ мкм при комнатной температуре измерен с высокой точностью [20, 21] и достаточно хорошо описывается следующим дисперсионным соотношением [20]:

$$\begin{aligned} n_0 &= \left(1 + \lambda^2 \left[\frac{0.6962}{\lambda^2 - 0.004679} + \frac{0.4079}{\lambda^2 - 0.01351} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{0.8975}{\lambda^2 - 97.93} \right] \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где λ измеряется в микронах. В формуле (5) даны округленные значения коэффициентов, приведенных в [20]. По данным [22] можно судить и о температурной зависимости показателя преломления

$$n = n_0(\lambda)[1 + (T - 293)8 \times 10^{-6}], \quad (6)$$

где температура T – в кельвинах. Приближенная формула (6) соответствует табличным данным [22] до 1673 К. Показатель преломления кварца слабо зависит от температуры и поэтому далее для простоты вычислений принято $n = n_0$.

Наиболее полные данные по спектральному коэффициенту поглощения различных кварцевых стекол $k_\lambda = 4\pi\kappa/\lambda$ в интервале длин волн 0.2 - 5 мкм от комнатной температуры до температуры размягчения содержатся в обзоре [22]. Экспериментальные данные для различных стекол сильно отличаются между собой, даже по характеру спектральных зависимостей $k_\lambda(\lambda)$. Максимальные значения коэффициента поглощения на длинах волн $\lambda = 2.72$ и 4.8 мкм достигают 15 см^{-1} . Соответствующие показатели поглощения $\kappa \approx 3.2 \times 10^{-4}$ и 5.7×10^{-4} . Как отмечается в [23], наличие примесей и технологических добавок, даже в малых количествах, внесших при изготовлении кварцевых волокон, может сильно повлиять на коэффициент поглощения исходного материала в области полупрозрачности. Поэтому расчет спектрального коэффициента поглощения излучения для кварцевой волокнистой теплоизоляции, в отличие от расчета характеристик рассеяния, не может быть выполнен с приемлемой погрешностью из-за неопределенности исходных данных.

Оптические постоянные кварца в области непрозрачности при температурах до 500°C приведены в [24]. Для удобства расчетов графические данные [24] при $7.6 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$ можно приближенно представить в следующем виде:

$$\kappa = \frac{\lambda}{4\pi} 10^{\gamma-6},$$

$$\left. \begin{aligned} \text{для } \lambda < 8 \text{ мкм: } \gamma &= (\lambda^2 + 20) / 14, \\ 8 < \lambda < 9 \text{ мкм: } \gamma &= 6 + 0.6(\lambda - 8) \\ &= (65/49)(\lambda - 8.3)^2 + 0.35; \\ 9 < \lambda < 9.5 \text{ мкм: } n &= 4(\lambda - 9) + 1, \\ 9.5 < \lambda < 10 \text{ мкм: } n &= 3 - 0.8(\lambda - 9.5) \\ &= 6.6 - 1.6(\lambda - 9); \\ \lambda > 10 \text{ мкм: } n &= 2.6 - (\lambda - 10) / 2, \\ &\gamma = 5 - 6(\lambda - 10) / 25. \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} n = \\ \gamma = \end{array} \quad (7)$$

В формулах (7) длина волны измеряется в микронах. В области $\lambda < 7.6$ мкм для показателя преломления будем пользоваться формулой (5), а показатель поглощения вычислять по (7), полагая $\kappa = 10^{-4}$, когда формально получаются меньшие значения. Формулы (7) не учитывают темпера-

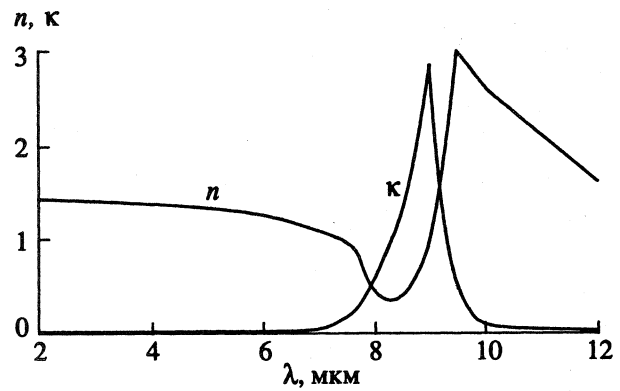


Рис. 1. Оптические постоянные кварца в инфракрасной области.

турных зависимостей n и κ [24], которые для расчетов данной работы несущественны. Принятая аппроксимация оптических постоянных иллюстрируется рис. 1, на котором видны главные особенности: максимумы показателя поглощения при $\lambda = 9$ мкм и показателя преломления при $\lambda = 9.5$ мкм, а также точки, в которых показатель преломления равен единице ($\lambda = 7.6$ и 9 мкм). Заметим, что в [24] имеются данные по оптическим постоянным и в более длинноволновой области, существенной для теплового излучения при низких температурах.

Рассмотрим сначала особенности поглощения и рассеяния излучения кварцевыми волокнами в области полупрозрачности, когда для качественного анализа можно принять $n = 1.4$, $\kappa \leq 0.01$. Параметрические расчеты в области $x < 30$ показывают, что при освещении по нормали свойства цилиндрических частиц слабо отличаются от аналогичных представленных в [25] характеристик сферических частиц того же радиуса. При подобных зависимостях $Q_a(x, \kappa)$ и $Q_s^{ir}(x, \kappa)$ основное отличие состоит в том, что максимальные значения Q_s^{ir} оказываются примерно в полтора раза меньше.

Объем статьи не позволяет достаточно полно проиллюстрировать поведение величин Q_a и Q_s^{ir} при изменении ориентации частиц. Данные, представленные на рис. 2, показывают основные особенности рассеяния и поглощения при больших углах α : во-первых, $Q_s^{ir} \ll Q_s$ из-за высокой асимметрии рассеяния, во-вторых, даже при $\kappa = 0.01$ имеет место резонансное поглощение с почти периодическим спектром. Последний эффект значительно усиливается при снижении показателя поглощения до $\kappa = 10^{-4}$.

Результаты расчетов оптических характеристик кварцевых волокон в широком спектральном диапазоне, включающем область непрозрачности, показаны на рис. 3. Для простоты вычислений предполагалось, что волокна освещаются по нор-

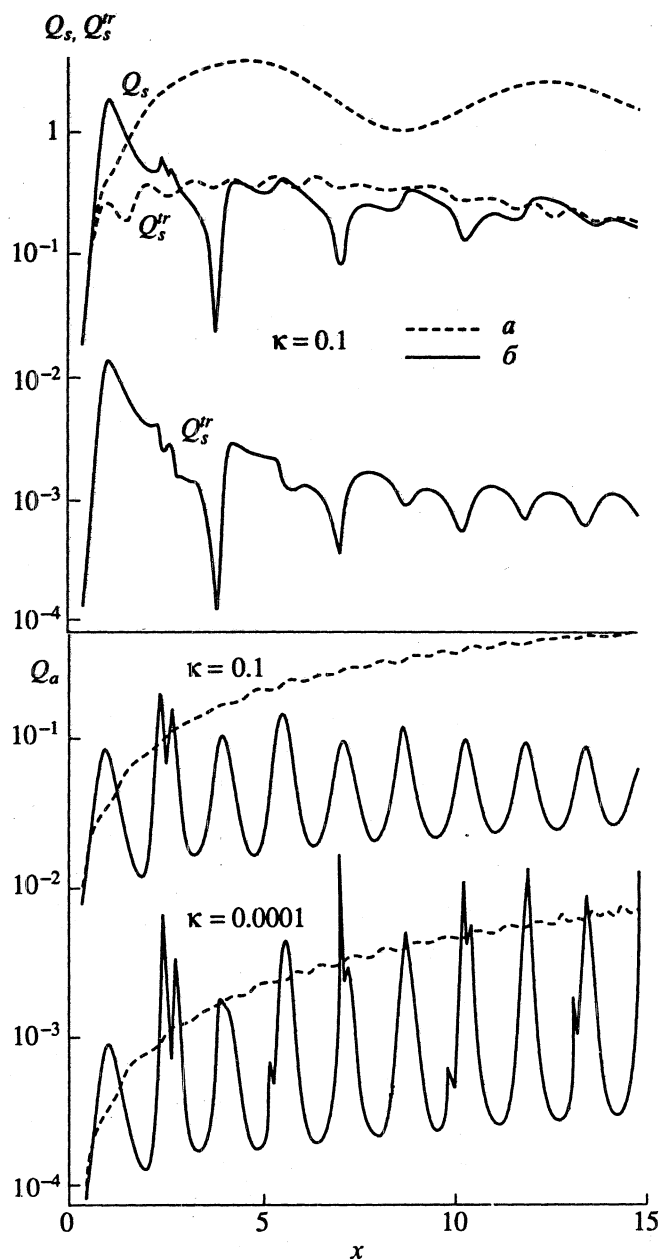


Рис. 2. Рассеяние и поглощение излучения цилиндрическими частицами с $n = 1.4$ при освещении по нормали к оси (а) и под углом $\alpha = 85^\circ$ (б).

мали к оси. Свойства кварцевых волокон (независимо от их радиуса) имеют общие особенности и принципиально отличаются в различных областях спектра: малое поглощение при значительном рассеянии при $\lambda < 5$ мкм, резкое возрастание поглощения и снижение рассеяния при увеличении длины волны до 7.6 мкм, максимум рассеяния в районе $\lambda = 9$ мкм – “рассеяние на поглощении” и второй максимум поглощения при $\lambda = 9.3$ мкм, когда $\kappa \approx 1$. Вместе с тем рассеяние излучения на сравнительно тонких волокнах ($a = 2$ мкм) имеет особенность в виде значительного максимума при $\lambda \approx 10$ мкм. Нетрудно показать, что этот эффект связан с попаданием главного максимума

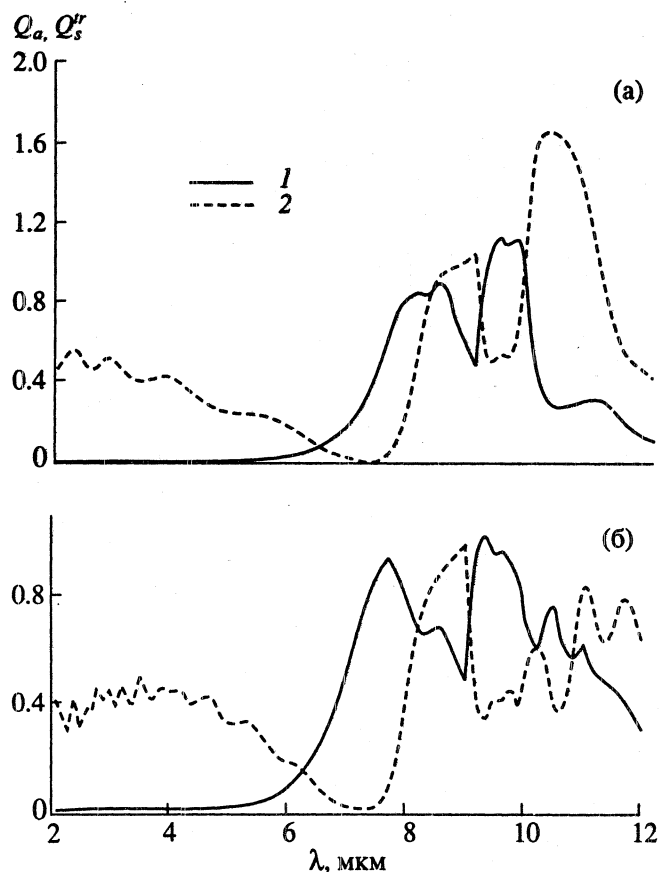


Рис. 3. Спектральные характеристики кварцевых волокон радиусом 2 мкм (а) и 5 мкм (б) при освещении по нормали: 1 – Q_a , 2 – Q_s^r .

функции $Q_s^r(x)$ [25] в зону высокого показателя преломления при малом показателе поглощения материала. В районе $\lambda = 2$ мкм также наблюдается максимум рассеяния излучения, но в этой спектральной области $n \approx 1.4$ и поэтому максимальное значение Q_s^r не столь велико.

Обращаясь к угловым зависимостям поглощения и рассеяния излучения отдельными волокнами, следует отметить, что приведенные выше резонансные эффекты проявляются только в области полупрозрачности, а в области непрозрачности кривые $Q_a(\alpha)$ и $Q_s^r(\alpha)$ имеют достаточно простой вид (см. рис. 4).

В теплоизоляционных материалах волокна обычно хаотически ориентированы в пространстве или в параллельных плоскостях. Эти варианты подробно рассмотрены в [8, 9], где показано, что в качестве средних характеристик следует использовать следующие величины:

$$\{\bar{Q}_a, \bar{Q}_{ir}\} = \int_0^{\pi/2} \{Q_a, Q_{ir}\} \cos \alpha \, d\alpha, \quad (8)$$

$$\{\bar{Q}_a(\theta), \bar{Q}_{ir}(\theta)\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \{Q_a(\alpha), Q_{ir}(\alpha)\} d\psi, \quad (9)$$

$$\alpha = |\arcsin(\sin\theta \cos\psi)|.$$

Формула (8) относится к изотропной, а (9) – к трансверсально изотропной дисперсной системе. В последнем случае величины \bar{Q}_a , \bar{Q}_{ir} зависят от угла освещения θ .

Коэффициент поглощения Σ_a и транспортный коэффициент ослабления Σ_{ir} для полидисперсного материала из волокон одинаковой длины с распределением по радиусам $F(a)$ определяются по формуле

$$\{\Sigma_a, \Sigma_{ir}\} = \frac{2}{\pi a_{20}} \frac{\rho_p}{\rho_s} \int_0^\infty \{\bar{Q}_a, \bar{Q}_{ir}\} a F(a) da, \quad (10)$$

где ρ_p – плотность волокнистого материала; ρ_s – плотность материала волокон; $a_{ij} = \int_0^\infty a^i F(a) da / \int_0^\infty a^j F(a) da$.

Рассмотрим зависимость коэффициента поглощения и транспортного коэффициента ослабления от ориентации волокон. При хаотической ориентации волокон в пространстве оптические свойства материала изотропны, при хаотической ориентации в параллельных плоскостях появляется зависимость величин \bar{Q}_a и \bar{Q}_{ir} и соответствующих коэффициентов Σ_a , Σ_{ir} , входящих в уравнение переноса, от направления распространения излучения. Этот случай рассмотрим более подробно.

Уравнение переноса излучения в транспортном приближении для плоского слоя поглощающей и рассеивающей среды имеет следующий вид:

$$\mu \frac{\partial \phi_\lambda}{\partial z} + \Sigma_{ir}(\mu) \phi_\lambda = \frac{\Sigma_{ir}'(\mu)}{2} \int_{-1}^1 \phi_\lambda(z, \mu') d\mu' + \Sigma_a(\mu) B_\lambda(T(z)). \quad (11)$$

Используя обычную процедуру перехода к диффузионному приближению (P_1 – приближению метода сферических гармоник) [26], получаем уравнение для спектральной плотности энергии излучения $\phi_0(z)$

$$(D\phi_0)' + \bar{\Sigma}_a \phi_0 = \bar{\Sigma}_a 4\pi B_\lambda(T), \quad (12)$$

где $D = 1/(3\bar{\Sigma}_{ir})$ – коэффициент диффузии излучения. При этом спектральный поток излучения $q_\lambda = -D\phi_0'$. Уравнение (12) отличается от обычного уравнения для изотропной среды только коэф-

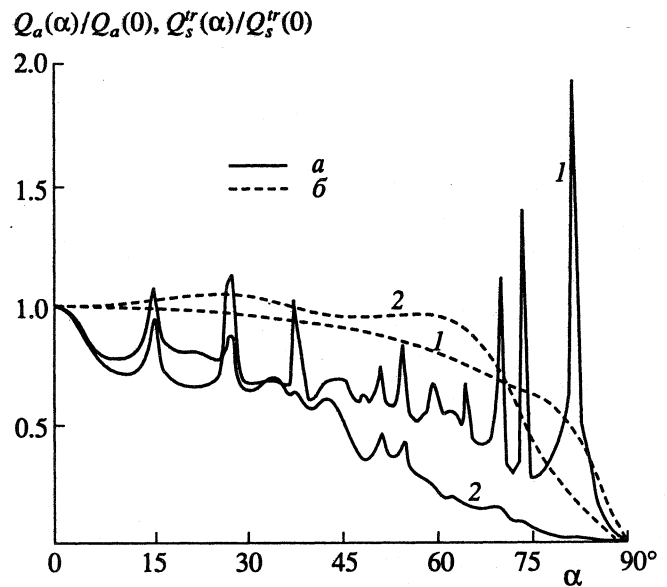


Рис. 4. Угловые зависимости характеристик поглощения и рассеяния для кварцевых волокон радиусом $a = 5$ мкм: $a - \lambda = 2$, $b - 7$ мкм; 1 – $Q_a(\alpha)/Q_a(0)$, 2 – $Q_{ir}'(\alpha)/Q_{ir}'(0)$.

фициентами: вместо Σ_a и Σ_{ir} фигурируют величины

$$\bar{\Sigma}_a = \int_0^1 \Sigma_a(\mu) d\mu, \quad \bar{\Sigma}_{ir} = 2 \int_0^1 \Sigma_{ir}(\mu) \mu d\mu. \quad (13)$$

При этом соответствующий транспортный коэффициент рассеяния может быть определен как $\bar{\Sigma}_{ir}' = \bar{\Sigma}_{ir} - \bar{\Sigma}_a$.

Таким образом, расчет радиационных характеристик материала при хаотической ориентации волокон в параллельных плоскостях включает следующие этапы: определение свойств индивидуальных волокон $Q_a(\alpha)$, $Q_{ir}(\alpha)$ при различных углах падения излучения α , вычисление средних факторов $\bar{Q}_a(\theta)$, $\bar{Q}_{ir}(\theta)$ по формуле (9) и соответствующих спектральных коэффициентов $\Sigma_a(\theta)$, $\Sigma_{ir}(\theta)$ по (10) и, наконец, расчет по формулам (13) средних значений $\bar{\Sigma}_a$, $\bar{\Sigma}_{ir}$ входящих в уравнения диффузионного приближения. Разумеется, последовательность интегрирования по (10) и (13) для сокращения объема вычислений может быть изменена. При этом удобно ввести обозначения

$$\hat{Q}_a = \int_0^{\pi/2} \bar{Q}_a(\theta) \sin\theta d\theta, \quad \hat{Q}_{ir} = \int_0^{\pi/2} \bar{Q}_{ir}(\theta) \sin(2\theta) d\theta, \quad (14)$$

$$\hat{Q}_s^{ir} = \hat{Q}_{ir} - \hat{Q}_a.$$

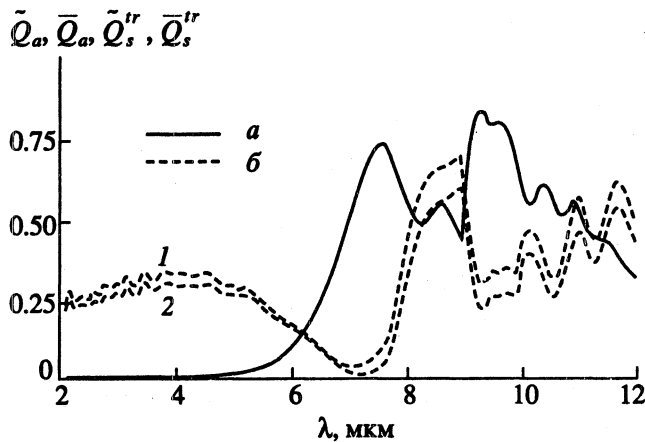


Рис. 5. Влияние ориентации кварцевых волокон радиусом $a = 5$ мкм на радиационные характеристики волокнистого материала: $a - \bar{Q}_a, \bar{Q}_a^r, б - \bar{Q}_s, \bar{Q}_s^r$; 1 - хаотическая ориентация в параллельных плоскостях, 2 - хаотическая ориентация в пространстве.

Заметим, что определение \bar{Q}_s^r как разности между $\bar{Q}_{rr}(\theta)$ и $\bar{Q}_a(\theta)$ было бы некорректным.

Пример расчета радиационных характеристик кварцевой волокнистой изоляции в монодисперсном приближении с учетом различной ориентации волокон представлен на рис. 5. Видно, что величины \bar{Q}_s для слоистого материала незначительно отличаются от \bar{Q}_s^r для материала с хаотической пространственной ориентацией волокон, а кривые $\bar{Q}_a(\lambda)$ и $\bar{Q}_a^r(\lambda)$ практически совпадают. Расчет для изотропного материала намного проще и это обстоятельство может быть использовано для сокращения времени вычислений. Интересно, что спектральные кривые на рис. 4 практически подобны аналогичным зависимостям для освещения по нормали (см. рис. 3б). Этот результат может быть объяснен незначительным отличием угловых зависимостей Q_a и Q_s^r для различных участков спектра. Наиболее простая и естественная аппроксимация имеет вид

$$Q_a(\alpha)/Q_a(0) = Q_s^r(\alpha)/Q_s^r(0) = \cos \alpha. \quad (15)$$

При этом по формуле (8) получается

$$\{\bar{Q}_a, \bar{Q}_s^r\} = \frac{\pi}{4} \{Q_a(0), Q_s^r(0)\}. \quad (16)$$

Нетрудно видеть, что использование коэффициента $\pi/4$ в (16) позволяет удовлетворительно описывать результаты расчетов, представленные на рис. 5.

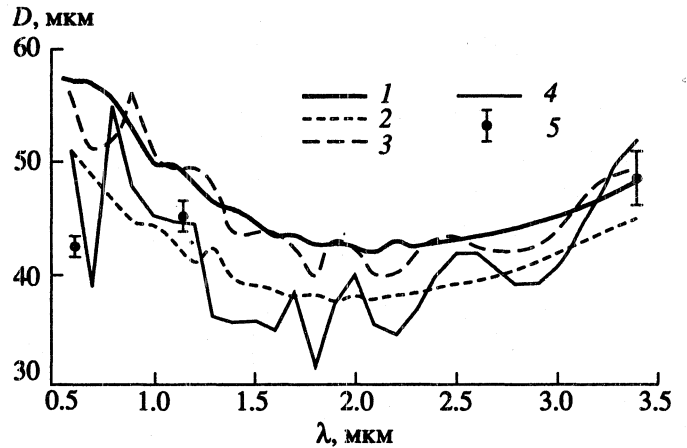


Рис. 6. Спектральный коэффициент диффузии излучения для волокнистой кварцевой теплоизоляции. Сравнение расчетов с экспериментальными данными [23], которые обозначены точками с доверительным интервалом - 5; 1, 2 - полные расчеты (2 - с уменьшенными на 10% радиусами волокон), 3, 4 - расчеты в монодисперсном приближении (4 - с использованием данных при освещении по нормали и соотношения (16)).

Таким образом, получен удобный способ оценки свойств волокнистого материала по относительно просто определяемым характеристикам волокон при освещении по нормали. Разумеется, это утверждение не относится к поглощению в области полупрозрачности, когда имеет место резонансное поглощение излучения при наклонном освещении волокон (см. рис. 4). К счастью, резонансное поглощение происходит на фоне относительно большого рассеяния и для многих задач оказывается несущественным.

В [23] экспериментально определены коэффициент поглощения Σ_a и коэффициент диффузии излучения D высокопористой изотропной кварцевой волокнистой теплоизоляции плотностью 144 кг/м^3 на длинах волн 0.63, 1.15 и 3.39 мкм. Поскольку в [23] приведено также распределение волокон по диаметрам, имеется возможность провести расчеты оптических свойств материала и сопоставить их с экспериментальными данными. Не приводя распределения по размерам, отметим, что при максимальном радиусе волокон $a_{\text{max}} = 2.5$ мкм оно характеризуется следующими средними значениями: $a_{21} = 1.67$ мкм, $a_{32} = 1.88$ мкм, $a_{43} = 2.00$ мкм.

Результаты расчетов коэффициента диффузии излучения при $\kappa = 10^{-4}$ показаны на рис. 6, где нанесены также экспериментальные данные [23]. Расчеты коэффициента поглощения дают $\Sigma_a \approx 150 \text{ м}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм и $\sim 25 \text{ м}^{-1}$ для $\lambda = 3.39$ мкм при соответствующих экспериментальных значениях $\Sigma_a \approx 0.54 \text{ м}^{-1}$ и 4.8 м^{-1} , что соответствует показателю поглощения $\kappa < 2 \times 10^{-5}$ даже в длинноволновой области. Влияние поглощения на рассеяние излучения при $\kappa \leq 10^{-4}$ несущественно и поэтому представленное сравнение

расчетных и экспериментальных значений коэффициента диффузии излучения является корректным. Видно, что расчеты хорошо согласуются с экспериментом в инфракрасной области и несколько хуже – в видимой области спектра, где отличие составляет 20 - 30%.

Для верхней оценки погрешности, связанной с неточным знанием дисперсного состава волокон, были выполнены расчеты, в которых все волокна считались на 10% тоньше. Как видно по рис. 6, уменьшение радиуса волокон при фиксированной плотности материала приводит к примерно равномерному снижению коэффициента диффузии излучения по всему спектру. Вероятной причиной отличия расчетных и экспериментальных данных в видимой области спектра является рассеяние излучения на изгибах и спайках волокон, а также рассеяние на краях волокон. Отмечавшееся выше более интенсивное рассеяние сферическими частицами того же радиуса [25] может служить косвенным подтверждением этой гипотезы. Оценка роли оптической неоднородности волокон (наличие оболочки из V_2O_5 с большим показателем преломления [23]) показала, что влияние этого фактора незначительно. Следует подчеркнуть, что кооперативные эффекты, которые можно было ожидать прежде всего в длинноволновой части спектра, при рассматриваемой плотности волокнистого материала не наблюдаются.

В области непрозрачности можно говорить только о качественном согласии расчетных значений альбеда среды с экспериментальными данными [27, 28], поскольку без знания распределения волокон по размерам невозможно сравнение абсолютных величин радиационных характеристик.

По аналогии с полидисперсными системами сферических частиц [29] рассмотрим возможность перехода к монодисперсному приближению. Расчеты показывают, что в качестве эквивалентного среднего радиуса волокон a_* в видимой части спектра больше подходит a_{21} , в ближней инфракрасной области – a_{32} . Это объясняется очень широким диапазоном изменения параметра дифракции. Для рассматриваемого материала можно предложить эмпирическую спектральную зависимость

$$a_* = a_{21} + 0.6(a_{32} - a_{21})(\lambda - 0.5), \quad (17)$$

где λ – в микронах, при этом, как видно по рис. 6, погрешность монодисперсного приближения не превышает отличия между результатами точных расчетов и экспериментальными данными.

Несмотря на отличие расчетных и экспериментальных данных можно утверждать, что погрешность расчетов коэффициента диффузии излучения для кварцевого волокнистого материала при плотности до 144 кг/м³ невелика. Полученный результат позволяет рассчитывать на успешное

применение разработанного математического аппарата при теоретическом моделировании оптических свойств высокопористых волокнистых материалов в задачах радиационного и сложного теплообмена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алифанов О.М., Герасимов Б.П., Елизарова Т.Г. и др. // ИФЖ. 1985. Т. 49. № 5. С. 781.
2. Arduini M., DePonte F. // High Temp. – High Press. 1987. V. 19. № 3. P. 237.
3. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
4. Tong T.W., Tien C.L. // J. Thermal Insulation. 1980. V. 4. № 7. P. 27.
5. Houston R.L., Korpela S.A. // Proc. 7th Intern. Heat Transfer Conf. 1982. V. 2. P. 499.
6. Тонг, Тьен // Теплопередача. 1983. Т. 105. № 1. С. 73.
7. Wang K.Y., Tien C.L. // JQSRT. 1983. V. 30. № 3. P. 213.
8. Lee S.C. // JQSRT. 1986. V. 36. № 3. P. 253.
9. Lee S.C. // J. Thermophys. and Heat Transfer. 1988. V. 2. № 4. P. 303.
10. Ван К.И., Кумар С., Цянь С.Л. // Аэрокосмическая техника. 1988. № 9. С. 46.
11. Колпаков А.В., Домбровский Л.А., Юкина Э.П. // Тр. XV конф. молодых ученых. М.: МФТИ, 1990. Ч. 2. С. 4 (деп. ВИНТИ № 6175–B90).
12. Tsuei T.-G., Barber P.W. // Appl. Opt. 1988. V. 27. № 16. P. 3375.
13. White S.M., Kumar S. // AIAA Paper. 1989. № 1717.
14. Wait J.R. // Can. J. Phys. 1955. V. 33. № 5. P. 189.
15. Lind A.C., Greenberg J.M. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. № 8. P. 3195.
16. Cooke D.D., Kerker M. // JOSA. 1969. V. 59. № 1. P. 43.
17. Kuo-Nan Liou. // Appl. Opt. 1972. V. 11. № 3. P. 667.
18. Домбровский Л.А., Колпаков А.В., Суржиков С.Т. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1171.
19. Swathi P.S., Tong T.W. // JQSRT. 1988. V. 40. № 4. P. 525.
20. Malitson I.H. // JOSA. 1965. V. 55. № 10. P. 1205.
21. Brixner B. // JOSA. 1967. V. 57. № 5. P. 674.
22. Петров В.А. // Обзоры по теплофиз. свойствам веществ. 1979. № 3 (17). С. 30.
23. Кондратенко А.В., Мусеев С.С., Петров В.А., Степанов С.В. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 134.
24. Banner D., Klarsfeld S., Langlais C. // High Temp. – High Press. 1989. V. 21. № 3. P. 347.
25. Домбровский Л.А. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1242.
26. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М.: Мир, 1972. 384 с.
27. Йе Х.Й., Ру Дж.А. // Аэрокосмическая техника. 1988. № 11. С. 79.
28. Тонг, Янг, Тьен // Теплопередача. 1983. Т. 105. № 1. С. 80.
29. Домбровский Л.А. // ТВТ. 1976. Т. 14. № 4. С. 829.