

УДК 536.33

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ ПЛАСТИНЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ГАЗОДИСПЕРСНЫМ ПОТОКОМ

Н. А. Рубцов, В. А. Сеницын

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: aleks@itp.nsk.ru

Проведено численное моделирование нестационарного радиационно-конвективного теплообмена при турбулентном обтекании полупрозрачной пластины смесью газов и твердых частиц. Показано, что при интенсивном радиационном нагреве пластины внешним источником, излучающим в ограниченном спектральном диапазоне, на ее поверхности происходит процесс абляции. Рассчитаны температурные поля и распределения тепловых потоков в пограничном слое и пластине. Приведены результаты расчета, позволяющие определить влияние абляции и отражательных свойств поверхности пластины на тепловое состояние среды в системе пограничный слой — пластина в условиях ее нагрева высокотемпературным источником излучения.

Ключевые слова: излучение, турбулентность, пограничный слой, абляция, рассеяние.

В работах [1–3] изучен процесс радиационно-конвективного теплообмена на пористой пластине, через которую производился вдув газа. При этом вдуваемый поток не зависел от температуры пластины и задавался априори. В [4] процесс массоподвода через поверхность в пограничный слой исследовался во взаимосвязи с теплообменом, при этом использовалась модель аблирующей пластины. Расчет теплообмена при обтекании полупрозрачной пластины в отсутствие частиц в пограничном слое и абляции на поверхности проведен в работе [5].

В настоящей работе рассматривается сопряженная задача радиационно-конвективного теплообмена при турбулентном обтекании полупрозрачной аблирующей пластины потоком излучающе-поглощающей и рассеивающей газодисперсной среды. Для простоты будем считать, что пары материала пластины не оказывают влияния на оптические и теплофизические свойства среды, а наличие частиц в потоке не влияет на ее теплофизические свойства, однако определяет оптические свойства. Размер частиц в процессе теплообмена не меняется. Оптические свойства среды зависят от температуры и длины волны излучения. Теплоемкость считается постоянной; вязкость и теплопроводность зависят от температуры линейно, плотность — обратно пропорционально. В пластине учитывается перенос тепла излучением и теплопроводностью в направлении, перпендикулярном ее поверхности. Оптические свойства материала пластины зависят от длины волны, коэффициент теплопроводности — от температуры. Предполагается, что время прогрева пограничного слоя много меньше времени прогрева пластины, поэтому в пограничном слое теплообмен можно рассматривать в квазистационарном приближении. Начальное значение температуры пластины равно T_{w0} , причем на участке $0 < x < x_0$ это значение поддерживается постоянным в течение всего процесса нагрева. Нижняя поверхность пластины является теплоизолированной. Источник излучения, представляющий собой абсолютно черное тело с температурой T_s , расположен вне пограничного

слоя и излучает в ограниченном диапазоне спектра Δ . Среда пограничного слоя является излучающей, поглощающей и рассеивающей, а среда пластины — излучающей и поглощающей. Поверхность источника параллельна поверхности пластины.

С учетом принятых допущений поле скорости в пограничном слое описывается дифференциальным уравнением

$$((1 + \bar{\mu}_t)f'')' + \frac{1}{2}ff'' = \xi \left(f' \frac{\partial f'}{\partial \xi} - f'' \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\eta = 0: \quad f = 0, \quad f' = -f_w, \quad \eta \rightarrow \infty: \quad f' \rightarrow 1,$$

где f — безразмерная функция тока; $f_w = V_w(\text{Re } \xi)^{1/2}$; $V_w = \rho_w v_w / (\rho_\infty u_\infty)$ — безразмерный поток массы на поверхности пластины; индексы w , “ ∞ ” соответствуют условиям на

пластине и во внешнем течении; $\eta = \left(\frac{\rho_\infty u_\infty}{\mu_\infty x} \right)^{1/2} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy$, $\xi = x/L$ — поперечная и про-

дольная безразмерные координаты; x, y — соответствующие им размерные координаты; u, v — продольная и поперечная компоненты скорости соответственно; ρ — плотность; μ — вязкость; L — длина расчетного участка пластины; $\text{Re} = \rho_\infty u_\infty L / \mu_\infty$ — число Рейнольдса; штрих означает дифференцирование по координате η .

Тепловая часть задачи состоит из уравнений и краевых условий, описывающих теплоперенос в пограничном слое:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\left(\frac{1}{\text{Pr}} + \frac{\bar{\mu}_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) + \frac{f}{2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \xi f' \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\text{Sk}}{\text{Re Pr}} \xi \Psi = 0, \\ \xi_0 < \xi < \xi_1, \quad 0 < \eta < \infty, \\ \xi = \xi_0: \quad \theta = \theta_0, \\ \eta = 0: \quad \theta = \theta_w, \quad \eta \rightarrow \infty: \quad \theta \rightarrow 1 \end{aligned} \quad (2)$$

и в обтекаемой пластине:

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \text{Fo}} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\Lambda \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} \right) + \text{Sk}_w \frac{\partial \Phi_w}{\partial \zeta}, \quad 0 < \zeta < 1, \quad \text{Fo} > 0; \quad (3)$$

$$\text{Fo} = 0, \quad 0 \leq \zeta \leq 1: \quad \theta_w = \theta_{w0};$$

$$\zeta = 0, \quad \text{Fo} > 0: \quad \Lambda \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} = \text{Sk}_w (Q - \Phi_w); \quad (4)$$

$$\zeta = 1, \quad \text{Fo} > 0: \quad \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} = 0.$$

(Заметим, что выражение (4) является условием сопряжения теплового потока на границе раздела пограничный слой — пластина.) В (1)–(4) $\bar{\mu}_t = \mu_t / \mu$; μ_t — турбулентная вязкость; $\theta = T / T_\infty$; $\theta_w = T_w / T_\infty$; T, T_w — температура в пограничном слое и пластине соответственно; $\theta_0(\eta)$ — автомодельное решение уравнения энергии (2) без учета излучения; $\Phi_w = E_w / (4\sigma T_\infty^4)$; E_w — интегральное по спектру значение плотности потока результирующего излучения в пластине; $\zeta = y / H$; H — толщина пластины; $\text{Fo} = a_c t / H^2$ — число Фурье; $\text{Pr} = \mu_\infty / (\rho_\infty a_\infty)$ — число Прандтля; $\text{Sk} = 4\sigma T_\infty^3 L / \lambda_\infty$, $\text{Sk}_w = 4\sigma T_\infty^3 H / \lambda_\infty$ — числа Старка в пограничном слое и пластине соответственно; Pr_t — турбулентное число Прандтля; $\Lambda = \lambda_c / \lambda_\infty$; $\lambda_c, \lambda_\infty$ — коэффициент теплопроводности материала пластины и среды во внешнем течении соответственно; a_c, a_∞ — коэффициент температуропроводности материала пластины и среды во внешнем течении; $\xi_0 = x_0 / L$; $\xi_1 = x_1 / L$; x_0, x_1 — границы расчетного участка пластины; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Безразмерная плотность суммарного теплового потока на поверхности пластины Q в уравнении (4) определяется выражением

$$Q = -\frac{1}{\text{Sk}} \left(\frac{\text{Re}}{\xi} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) \Big|_{\eta=0} + \Phi - \frac{\text{Re Pr}}{\text{Sk}} V_w Q_L,$$

где $\Phi = E/(4\sigma T_\infty^4)$; E — интегральное по спектру значение плотности потока результирующего излучения в пограничном слое; $Q_L = q_L/(\rho_\infty c_p T_\infty)$; q_L — теплота испарения материала пластины. Выражение для безразмерной дивергенции плотности лучистого потока в уравнении (2) имеет вид

$$\Psi = \int_{\Delta} \frac{\tau_{\lambda L} (E_{0\lambda} - E_{*\lambda})}{4\sigma T_\infty^4} d\lambda,$$

где $E_{0\lambda}(T)$ — плотность потока равновесного излучения; $E_{*\lambda} = 2\pi \int_{-1}^1 I_\lambda(\tau_\lambda, \chi) \chi d\chi$ — объемная плотность потока падающего излучения; I_λ — интенсивность излучения; χ — косинус угла между осью ординат и направлением распространения излучения; λ — длина волны; $\tau_{\lambda L} = k_\lambda L$ — характерная оптическая толщина; k_λ — коэффициент ослабления среды; индекс λ соответствует спектральным величинам. Оптическая толщина в сечении ξ пограничного слоя является функцией длины волны и температуры и представляется в виде

$$\tau_\lambda = \left(\frac{\xi}{\text{Re}} \right)^{1/2} \int_0^\eta \frac{\tau_{\lambda L}}{\theta} d\eta.$$

Рассматриваемая радиационная система представляет собой два плоских слоя. Первый слой находится между поверхностями внешнего источника излучения и пластины и содержит излучающе-поглощающую и рассеивающую среду пограничного слоя; второй слой представляет собой полупрозрачную излучающе-поглощающую пластину. Граница раздела между слоями полагается прозрачной диффузно и зеркально отражающей. Для решения уравнения переноса излучения использовался метод средних потоков [6]. На границе раздела пограничный слой — пластина учитывались эффекты преломления и полного внутреннего отражения на внутренней границе пластины [5]. Поле скорости в турбулентном пограничном слое рассчитывалось с использованием двухслойной модели Себеси — Смита [7]. Из совместного решения уравнений (1)–(3) и уравнения переноса излучения определялись поле скорости в пограничном слое и поля температуры в пограничном слое и пластине. Расчет проводился с использованием итерационно-разностного метода.

Исследуемая газодисперсная среда представляла собой смесь углекислого газа, водяного пара и частиц твердой фазы, в качестве которой использовались частицы угля. В определенной мере такая смесь позволяет моделировать атмосферу топок паровых котлов.

Пренебрегая рассеянием в газовой фазе, коэффициент ослабления рассматриваемой модельной среды можно представить в виде

$$k_\lambda = k_{\lambda p} + \varkappa_{\lambda g},$$

где $k_{\lambda p}$ — коэффициент ослабления облака частиц; $\varkappa_{\lambda g}$ — коэффициент поглощения газа.

Для учета селективного поглощения излучения в газовой фазе применялся метод узкой полосы, основанный на статистической модели Гуди [8], в которой предполагается, что линии поглощения в спектре частот распределены случайным образом, а интенсивность линий — по некоторому закону. При этом, как правило, используется экспоненциальное

распределение. В рамках метода узкой полосы спектральный коэффициент поглощения при невысоких давлениях можно представить в виде

$$\kappa_{\lambda g} = P(\gamma_{\lambda \text{CO}_2} C_{\text{CO}_2} + \gamma_{\lambda \text{H}_2\text{O}} C_{\text{H}_2\text{O}}),$$

где P — полное давление газа; C — молярные концентрации компонентов смеси; γ_{λ} — средняя интенсивность линии в полосе поглощения, зависящая от температуры.

В настоящей работе используются значения параметра γ_{λ} , полученные в работах [9–11] для диапазона температур $300 \div 1500$ К. В расчетах переноса излучения для водяных паров учитывались вращательная полоса и полосы с волновыми числами 7250, 5331, 3755 см^{-1} ; для углекислого газа — полосы с волновыми числами 667, 3715 см^{-1} .

Оптические свойства частиц описаны в работе [12], в которой облако частиц рассматривалось в качестве полидисперсной смеси с гамма-распределением по размерам и получены приближенные формулы для расчета коэффициентов ослабления и рассеяния в зависимости от параметра дифракции:

$$x = \pi \bar{d} / \lambda.$$

Здесь \bar{d} — средний диаметр частиц. Выражения для коэффициентов ослабления и рассеяния угольных частиц соответственно принимают вид

$$k_{\lambda p} = 2\pi N \left(\frac{\bar{d}}{2}\right)^2 \frac{\alpha + 2}{\alpha + 1}, \quad \beta_{\lambda p} = \pi N \left(\frac{\bar{d}}{2}\right)^2 \frac{\alpha + 1}{\alpha + 2} \left(2 - \frac{f_1 + f_2}{2}\right),$$

где N — концентрация частиц (число частиц в единице объема); α — эмпирический коэффициент, характеризующий распределение частиц по размерам;

$$f_i = 8[q_i - \ln(1 + q_i + q_i^2/2)]/q_i^2, \quad i = 1, 2, \quad q_1 = (nn')^{-1/2}, \quad q_2 = 2/q_1,$$

n, n' — реальная и мнимая части комплексного показателя преломления $m = n - in'$ соответственно.

В качестве материала пластины использовалось кварцевое стекло марки К-8 ($\lambda_c = 1,42$ Вт/мК, коэффициент преломления равен 1,5). Данные по полосам поглощения этого материала описаны в работе [5].

В настоящей работе использовалась модель абляции, предложенная в [4], в которой принимается, что при абляции определяющим деструкционным процессом является испарение. Испарение предполагается существенно неравновесным, при этом давление насыщенных паров в потоке значительно ниже давления насыщения при любом значении температуры поверхности. Такая ситуация характерна для высокоскоростных течений. Многочисленные экспериментальные исследования испарения различных материалов показывают, что зависимость потока массы пара от температуры пластины приближенно можно представить в форме закона Ленгмюра — Кнудсена для испарения в существенно неравновесных условиях [13]:

$$V_w = \frac{a_1}{\sqrt{\theta_w}} \exp\left(-\frac{a_2}{\theta_w}\right).$$

Здесь a_1, a_2 — коэффициенты, не зависящие от температуры пластины:

$$a_1 = \frac{a P_{\text{sat}}(T_{\infty})}{\rho_{\infty} u_{\infty}} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{\infty}}} \exp\left(\frac{q_L M}{R T_{\infty}}\right), \quad a_2 = \frac{q_L M}{R T_{\infty}},$$

a — коэффициент аккомодации; P_{sat} — давление насыщенных паров; M — молекулярная масса паров; R — газовая постоянная. Значения a_1, a_2 для различных материалов меняются в широких диапазонах.

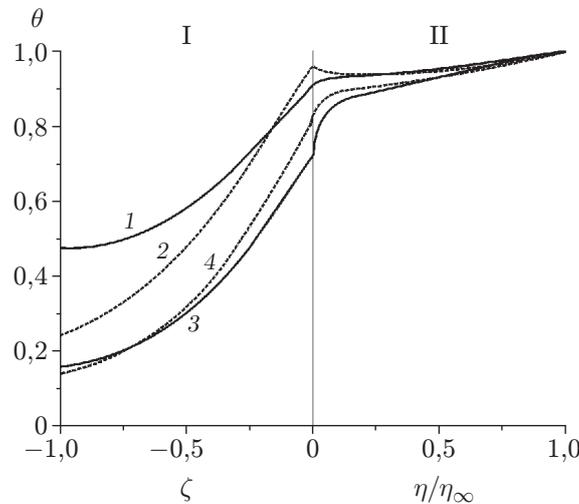


Рис. 1. Распределение температуры в пограничном слое и пластине ($R_b = 0,0005$) при наличии абляции (1, 3) и в ее отсутствие (2, 4) при различном количестве шагов интегрирования по времени: 1, 2 — 100 шагов, 3, 4 — 20 шагов; I — пластина, II — пограничный слой

Представленные результаты получены при температуре внешнего течения $T_\infty = 1000$ К, температуре внешнего источника излучения $T_s = 1500$ К, $a_1 = 10^{-3}$, $a_2 = 10^{-2}$, $Q_L = 0,4$. Расчеты проводились при следующих значениях определяющих параметров: $\theta_{w0} = 0,2$, $Pr = 0,7$, $Pr_t = 0,9$, $Re = 10^6$, $Sk = 10^4$, $Sk_w = 15$, шаг по безразмерному времени $\Delta Fo = 0,01$. Концентрация углекислого газа принималась равной $C_{CO_2} = 0$, концентрация водяных паров $C_{H_2O} = 1$. Полное давление газа составляло 10^5 Па, в качестве твердых частиц в потоке рассматривались частицы угля со средним диаметром 10^{-4} м. При этом для частиц угля принималось $\alpha = 4$, $m = 2,02 - 0,8i$; значение коэффициента преломления газовой смеси полагалось равным 1.

В случае если поверхность пластины является идеальной, при указанных выше значениях коэффициентов преломления из формулы Уолша — Данкла [14] следует, что на границе раздела пограничный слой — пластина со стороны пограничного слоя коэффициент отражения $R_2 = 0,092$. Используя соотношение баланса энергии излучения на границе раздела [15], получаем значение коэффициента отражения границы раздела со стороны пластины $R_1 = 0,6$. Значения коэффициента отражения нижней поверхности пластины следующие: $R_b = 0,0005; 0,0100$.

Рассмотрим результаты расчетов распределений температуры в последнем сечении системы пограничный слой — пластина.

На рис. 1 показано распределение температуры, рассчитанное с учетом и без учета абляции. Видно, что учет абляции приводит к понижению температуры поверхности пластины. Это обусловлено уменьшением теплового потока из пограничного слоя в пластину вследствие затрат тепла на фазовый переход. Видно, что абляция приводит также к уменьшению температурного градиента в пластине.

На рис. 2 показано влияние концентрации частиц N в потоке на распределение температуры. Видно, что при увеличении концентрации температура в пластине уменьшается. Это обусловлено ослаблением потока излучения в пограничном слое за счет поглощения и рассеяния излучения на частицах. В пограничном слое температурное поле является более устойчивым к изменению этого параметра.

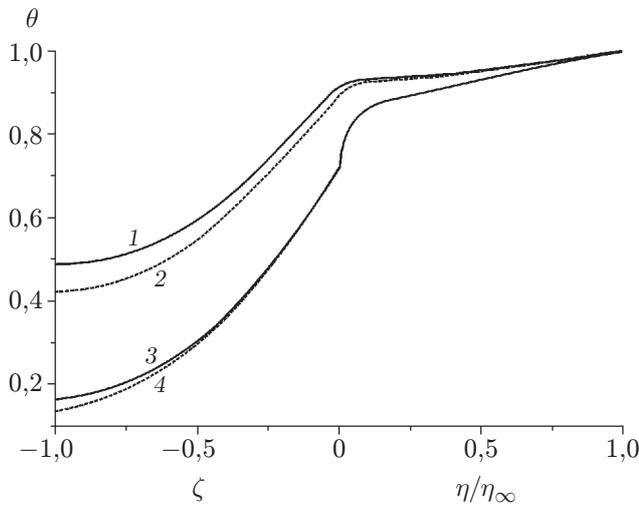


Рис. 2

Рис. 2. Распределение температуры в системе пограничный слой — пластина ($R_b = 0,0005$) в зависимости от концентрации частиц в пограничном слое при различном количестве шагов интегрирования по времени:

1, 2 — 100 шагов (1 — $N = 0$, 2 — $N = 8 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$); 3, 4 — 20 шагов (3 — $N = 0$, 4 — $N = 8 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$)

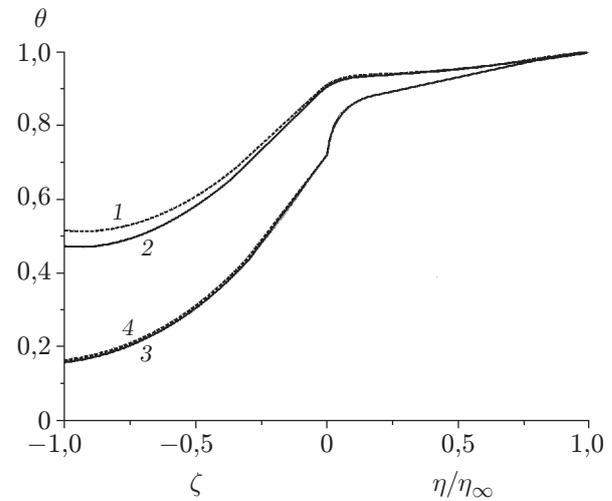


Рис. 3

Рис. 3. Распределение температуры в системе пограничный слой — пластина в зависимости от коэффициента отражения нижней поверхности пластины при различном количестве шагов интегрирования по времени:

1, 2 — 100 шагов (1 — $R_b = 0,0005$, 2 — $R_b = 0,01$); 3, 4 — 20 шагов (3 — $R_b = 0,0005$, 4 — $R_b = 0,01$)

Влияние отражения излучения на формирование температурного поля в системе пограничный слой — пластина показано на рис. 3. Видно, что увеличение коэффициента отражения нижней поверхности пластины приводит к большему прогреву пластины. Это объясняется увеличением количества отражений излучения внутри пластины.

Проведенный анализ показывает, что предложенная модель позволяет исследовать основные закономерности процессов теплообмена в пограничном слое при обтекании плоской аблирующей полупрозрачной пластины потоком высокотемпературной газодисперсной среды с внешним источником излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rubtsov N. A., Sinitsyn V. A., Timofeev A. M. Conjugate problems of unsteady radiation-convection heat exchange in scattering media on a permeable plate // Russ. J. Engng Thermophys. 1991. V. 1, N 3. P. 211–223.
2. Рубцов Н. А., Сеницын В. А., Тимофеев А. М. Нестационарная сопряженная задача радиационно-конвективного теплообмена на проницаемой пластине // Сиб. физ.-техн. журн. 1991. Вып. 1. С. 57–61.
3. Рубцов Н. А., Сеницын В. А., Тимофеев А. М. Сопряженная задача радиационно-конвективного теплообмена для сжимаемой среды // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. Вып. 5. С. 25–31.

4. **Рубцов Н. А., Сеницын В. А.** Исследование нестационарного радиационно-конвективного теплообмена при обтекании аблирующей пластины потоком излучающе-поглощающей и рассеивающей среды // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 3. С. 129–135.
5. **Рубцов Н. А., Сеницын В. А., Тимофеев А. М.** Сопряженная задача радиационно-конвективного теплообмена на тонкой полупрозрачной пластине // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36, № 4. С. 631–638.
6. **Рубцов Н. А., Тимофеев А. М., Пономарев Н. Н.** О поведении коэффициентов переноса в прямых дифференциальных методах теории радиационного теплообмена в рассеивающих средах // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Т. 18, вып. 5. С. 3–8.
7. **Cebeci T.** Analyses of turbulent boundary layers / T. Cebeci, A. M. Smith. N. Y.: Acad. Press, 1974.
8. **Гуди Р.** Атмосферная радиация. М.: Мир, 1969.
9. **Soufiani A., Hartmann J. M., Tain J. A.** Validity of band model calculations for CO₂ and H₂O applied to radiative properties and conductive-radiative transfer // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1985. V. 33, N 3. P. 243–257.
10. **Hartmann J. M., Levi di Leon R., Tain J. A.** Line by line and narrow band statistical model calculations for H₂O // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1984. V. 32, N 2. P. 119–127.
11. **Tain J. A.** Line by line calculation of low resolution radiative properties of CO₂–CO transparent non-isothermal gases mixtures up to 3000 K // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1983. V. 30, N 4. P. 371–379.
12. **Changsik Kim, Noam Lior.** Easily computable good approximations for spectral radiative properties of particle-gas components and mixture in pulverized coal combustors // Fuel. 1995. V. 74, N 12. P. 1891–1902.
13. **Полежаев Ю. В.** Тепловая защита / Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юревич. М.: Энергия, 1976.
14. **Оцисик М. Н.** Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976.
15. **Сергеев О. А.** Теплофизические свойства полупрозрачных материалов / О. А. Сергеев, А. А. Мень. М.: Изд-во стандартов, 1977.

*Поступила в редакцию 26/IX 2007 г.,
в окончательном варианте — 3/III 2008 г.*
