

УДК 536.33

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ ПЛЕНКИ РАСПЛАВА

Н. А. Рубцов, В. А. Сеницын

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

E-mail: beam@itp.nsc.ru

Получено численное решение сопряженной задачи о нестационарном радиационно-конвективном теплообмене при турбулентном обтекании горизонтальной испаряющейся полупрозрачной пленки расплава смесью газов с твердыми частицами. Движущаяся пленка подвергалась интенсивному радиационному нагреву внешним источником, излучение которого взаимодействует с газодисперсной средой и пленкой в ограниченном спектральном диапазоне. Рассчитаны поля температуры и скорости в пограничном слое и пленке. Приведены результаты расчета, позволяющие определить влияние излучения на теплообмен и динамику пленки в системе пограничный слой — пленка.

Ключевые слова: излучение, турбулентность, пограничный слой, пленка, рассеяние, испарение.

В работе [1] проведен расчет теплообмена при обтекании полупрозрачной пластины в отсутствие частиц в пограничном слое и абляции на поверхности. Численное исследование теплообмена за счет излучения и конвекции в неподвижной пленке расплава на плоской поверхности выполнено в [2]. В настоящей работе получено численное решение сопряженной задачи о нестационарном радиационно-конвективном теплообмене в пограничном слое и движущейся испаряющейся пленке расплава на поверхности твердого тела, которое обтекается высокотемпературным потоком газодисперсной среды.

Поскольку расплав имеет большую вязкость, можно считать, что скорость его движения существенно меньше скорости набегающего потока. Поэтому влиянием движения расплава на течение в пограничном слое можно пренебречь [3]. По той же причине толщину пленки полагаем практически неизменной. Предполагается, что пары материала пленки оказывают слабое влияние на оптические и теплофизические свойства среды, так как при рассматриваемых температурах давление насыщенных паров двуокиси кремния (испаряющийся материал) значительно меньше давления насыщенных водяных паров (поглощающий компонент (газ) в пограничном слое) [3]. Принимается также, что наличие частиц в потоке не влияет на теплофизические свойства среды, но определяет ее оптические свойства. В процессе теплообмена размер частиц не меняется. Оптические свойства среды в пограничном слое зависят от температуры, длины волны излучения и концентрации компонентов — газа и частиц. Вязкость и теплопроводность зависят от температуры линейно, а плотность — обратно пропорционально. Учитывается перенос тепла в пленке за счет излучения и теплопроводности в направлении, перпендикулярном ее поверхности, а также перенос тепла за счет конвекции вдоль поверхности пленки. Оптические свойства материала пленки зависят от длины волны, а вязкость и теплопроводность — от темпе-

ратуры. Предполагается, что время прогрева пограничного слоя много меньше времени прогрева пленки, поэтому в пограничном слое теплообмен можно рассматривать в квазистационарном приближении. Начальное значение температуры пленки равно T_{w0} , причем на участке $0 < x < x_0$ это значение поддерживается постоянным в течение всего процесса нагрева. Нижняя поверхность пленки является теплоизолированной. Источник излучения, представляющий собой абсолютно черное тело, с температурой T_s расположен вне пограничного слоя. Поверхность источника параллельна поверхности пленки. Излучение от источника взаимодействует с системой пограничный слой — пленка в ограниченном диапазоне длин волн. Пограничный слой излучает, поглощает и рассеивает излучение, а пленка излучает и поглощает.

С учетом принятых допущений поле скорости в пограничном слое описывается дифференциальным уравнением [2]

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

с граничными условиями на поверхности пленки

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

и вдали от поверхности

$$\eta \rightarrow \infty: \quad f' \rightarrow 1.$$

Здесь f — безразмерная функция тока, связанная с размерной функцией тока ψ соотношением $\psi(x, y) = \rho_\infty u_\infty \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} f' dy$; $f_w = V_w(\text{Re } \xi)^{1/2}$; $V_w = \rho_w v_w / (\rho_\infty u_\infty)$ — безразмерный поток массы на поверхности пленки, определяемый ниже; индексы “ ∞ ”, w соответствуют условиям во внешнем течении и в расплаве; $\eta = \left(\frac{\rho_\infty u_\infty}{\mu_\infty x} \right)^{1/2} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy$, $\xi = x/L$ — поперечная и продольная безразмерные координаты; x, y — соответствующие им размерные координаты; u, v — продольная и поперечная компоненты скорости соответственно; ρ — плотность; μ — вязкость; $\bar{\mu}_t = \mu_t / \mu_\infty$; μ_t — турбулентная вязкость; L — длина расчетного участка пленки; штрих означает дифференцирование по координате η .

Течение в расплаве полагается безградиентным, слоистым и ламинарным. Поле скорости описывается уравнением движения [3]

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\bar{\mu}_w(\theta_w) \frac{\partial U}{\partial \zeta} \right] = 0 \quad (2)$$

с краевыми условиями

$$\zeta = 0, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1: \quad \bar{\mu}_w \frac{\partial U}{\partial \zeta} = 1; \quad (3)$$

$$\zeta = -1, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1: \quad U = 0.$$

Здесь $\bar{\mu}_w = \mu_w / \mu_{w\infty}$; $\zeta = y/H$; H — толщина пленки; $\theta_w = T_w / T_\infty$; T_w — температура пленки; $U = u_w / u_{w\infty}$; u_w — скорость течения внутри пленки; масштаб скорости течения пленки $u_{w\infty} = \tau_w H / \mu_{w\infty}$ имеет смысл скорости движения верхней поверхности изотермической пленки с температурой T_∞ ; τ_w — касательное напряжение на верхней поверхности пленки (задается на основе решения динамической задачи в пограничном слое); $\mu_{w\infty}$ — вязкость расплава при температуре T_∞ . Граничное условие (3) представляет собой безразмерную форму записи условия непрерывности касательного напряжения на верхней поверхности пленки.

Тепловая часть задачи состоит из уравнений энергии и краевых условий, описывающих теплоперенос в пограничном слое [2]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\left(\frac{1}{\text{Pr}} + \frac{\bar{\mu}_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) + \frac{f}{2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \xi f' \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\text{Sk}}{\text{Re Pr}} \xi \Psi = 0; \quad (4)$$

$$\xi_0 < \xi < \xi_1, \quad 0 < \eta < \infty,$$

$$\xi = \xi_0: \quad \theta = \theta_0;$$

$$\eta = 0: \quad \theta = \theta_w, \quad \eta \rightarrow \infty: \quad \theta \rightarrow 1 \quad (5)$$

и в пленке расплава:

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \text{Fo}} + \text{Re}_w \text{Pr}_w \Delta U \frac{\partial \theta_w}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\Lambda \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} \right) + \text{Sk}_w \frac{\partial \Phi_w}{\partial \zeta}; \quad (6)$$

$$0 > \zeta > -1, \quad \xi_0 < \xi < \xi_1, \quad \text{Fo} > 0;$$

$$\zeta = 0, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1, \quad \text{Fo} > 0: \quad \Lambda \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} = \text{Sk}_w (Q - \Phi_w); \quad (7)$$

$$\zeta = -1, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1, \quad \text{Fo} > 0: \quad \Lambda \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} = \text{Sk}_w \Phi_w,$$

$$\xi = \xi_0, \quad 0 \geq \zeta \geq -1, \quad \text{Fo} > 0: \quad \theta_w = \theta_{w0}.$$

Начальное условие имеет вид

$$\text{Fo} = 0, \quad 0 \geq \zeta \geq -1, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1: \quad \theta_w = \theta_{w0}.$$

В (4)–(7) $\theta = T/T_\infty$; T — температура в пограничном слое; $\theta_w = T_w/T_\infty$; T_w — температура пленки; $\theta_{w0} = T_{w0}/T_\infty$; T_{w0} — начальная температура пленки; $\theta_0(\eta)$ — автономное решение уравнения энергии (4) без учета излучения; $\Phi_w = E_w/(4\sigma T_\infty^4)$; E_w — интегральное по спектру значение плотности потока результирующего излучения в пленке; $\text{Re} = \rho_\infty u_\infty L/\mu_\infty$, $\text{Re}_w = \rho_w u_{w\infty} H/\mu_{w\infty}$ — числа Рейнольдса в пограничном слое и пленке соответственно; $\text{Fo} = a_w t/H^2$ — число Фурье; $\Delta = H/L$; $\text{Pr} = \mu_\infty/(\rho_\infty a_\infty)$, $\text{Pr}_w = \mu_{w\infty}/(\rho_w a_w)$ — числа Прандтля в пограничном слое и пленке соответственно; $\text{Sk} = 4\sigma T_\infty^3 L/\lambda_\infty$, $\text{Sk}_w = 4\sigma T_\infty^3 H/\lambda_{w\infty}$ — числа Старка в пограничном слое и пленке соответственно; t — время; Pr_t — турбулентное число Прандтля; $\Lambda = \lambda_w/\lambda_{w\infty}$; λ_w , $\lambda_{w\infty}$ — теплопроводность материала пленки при локальной температуре T_w и температуре внешнего течения T_∞ соответственно; a_w , a_∞ — температуропроводность материала пленки и среды во внешнем течении соответственно; $\xi_0 = x_0/L$; $\xi_1 = x_1/L$; x_0 , x_1 — границы расчетного участка пластины; σ — постоянная Стефана — Больцмана. Форма записи граничного условия (5) при $\eta \rightarrow \infty$ является асимптотической. Интегрирование уравнений проводится по конечной области, покрывающей тепловой пограничный слой, а граничное условие (5) на бесконечности сводится к требованию, чтобы на верхней границе расчетной области отклонение локальной температуры от температуры во внешнем течении не превышало погрешности разностной схемы [4].

Безразмерная плотность суммарного теплового потока на поверхности пленки Q в граничном условии (7) определяется выражением

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

где $Q_L = q_L/(\rho_\infty c_p T_\infty)$; q_L — теплота испарения материала пластины. Выражение для безразмерной дивергенции плотности лучистого потока в уравнении (4) имеет вид

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

где $E_{0\lambda}(T)$ — объемная 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:

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

Рассматриваемая радиационная система представляет собой два плоских слоя. Первый слой, находящийся между поверхностями внешнего источника излучения и пленки, является излучающе-поглощающей и рассеивающей средой в пограничном слое; второй слой представляет собой полупрозрачную излучающе-поглощающую пленку. Граница раздела между слоями полагается прозрачной диффузно и зеркально отражающей. Для решения уравнения переноса излучения, описывающего радиационное поле, использовался метод средних потоков [5]. На границе раздела пограничный слой — пленка учитывались эффекты преломления и полного внутреннего отражения на внутренней границе пленки [1]. Поле скорости в турбулентном пограничном слое рассчитывалось с использованием двухслойной модели Себеси — Смита [6]. В результате совместного решения уравнений (1)–(6) и уравнения переноса излучения определялись поля скорости и температуры. Расчет проводился с помощью итерационно-разностного метода.

Испарение предполагалось существенно неравновесным, поэтому для его учета использовался закон Ленгмюра — Кнудсена [3]

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

где V_w — массовая скорость испарения; a_1, a_2 — коэффициенты, не зависящие от температуры пленки:

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

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.

Зависимость вязкости от температуры записывалась в следующей безразмерной форме, характерной для расплавленного стекла [7]:

$$\bar{\mu}_w(\theta_w) = \exp[C_0(1/\theta_w - 1)] \quad (8)$$

($C_0 = 6000/T_{\infty}$).

Газодисперсная среда, в которой формируется пограничный слой, представляла собой смесь углекислого газа, водяного пара и частиц твердой фазы, в качестве которых использовались частицы угля. Пренебрегая рассеянием в газовой фазе, выражение для коэффициента ослабления рассматриваемой модельной среды можно представить в виде

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

где $k_{\lambda p}$ — коэффициент ослабления излучения 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], с помощью которой можно достаточно точно описать селективное поглощение в неизотермической газовой смеси [9]. В этой модели предполагается, что линии поглощения распределены в спектре частот случайным образом, а интенсивность линий — по экспоненциальному закону. В рамках метода узкой полосы выражение для спектрального коэффициента поглощения при невысоких давлениях можно представить в виде

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

где P — полное давление газа; C — молярные концентрации компонентов смеси; γ_{λ} — средняя интенсивность линии в полосе поглощения, зависящая от температуры [9–11].

Представленные ниже результаты расчета получены для частного случая, когда газ представляет собой водяной пар. В расчетах переноса излучения в водяном паре учитывались вращательная полоса и полосы с волновыми числами, равными 7250, 5331, 3755 см^{-1} .

Оптические свойства частиц описаны в работе [12], в которой получена приближенная формула для расчета коэффициентов ослабления и рассеяния в зависимости от параметра дифракции:

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

Здесь \bar{d} — средний диаметр частиц. Выражения для определения коэффициентов ослабления и рассеяния частиц угля соответственно имеют 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;

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

n, n' — реальная и мнимая части комплексного показателя преломления $m = n - in'$ соответственно. Спектральные значения коэффициента поглощения расплава стекла приведены в работе [7].

Расчеты проводились при следующих значениях определяющих параметров: $\text{Pr} = 0,7$, $\text{Pr}_w = 1$, $\text{Pr}_t = 0,9$, $\text{Re} = 10^6$, $\text{Re}_w = 0,5$, $\text{Sk} = 10^4$, $\Delta = 10^{-2}$, $\Delta \text{Fo} = 0,025$. Концентрация углекислого газа принималась равной $C_{\text{CO}_2} = 0$, концентрация водяных паров $C_{\text{H}_2\text{O}} = 1$. Давление газа составляло 10^5 Па, в качестве твердых частиц в потоке рассматривались частицы угля со средним диаметром $\bar{d} = 10^{-4}$ м и показателем преломления $m = 2,02 - 0,8i$. Представленные ниже результаты расчетов получены для последнего поперечного сечения системы пограничный слой — пленка.

В случае если поверхность пленки является идеальной, из формулы Уолша — Данкла [13] следует, что при значении коэффициента преломления $n/n_0 = 1,5$ ($n_0 = 1$ — показатель преломления газа в пограничном слое) на границе раздела пограничный слой — пленка со стороны пограничного слоя коэффициент отражения равен $R_2 = 0,092$. Используя соотношение баланса энергии излучения на границе раздела [14], получаем значение коэффициента отражения от границы раздела со стороны пленки $R_1 = 0,6$. Значения коэффициента отражения от нижней поверхности пленки равны $R_b = 0,06; 0,60$.

На рис. 1 показано влияние числа Старка Sk_w в испаряющейся пленке на распределение температуры. Число Старка определяет вклад излучения и теплопроводности в суммарный теплоперенос. Видно, что увеличение Sk_w приводит к повышению температу-

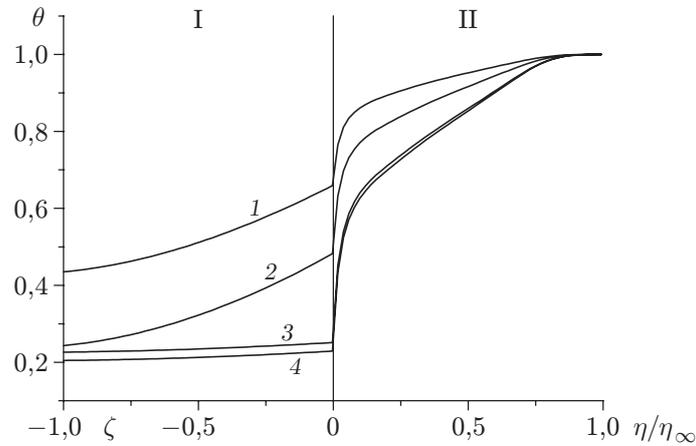


Рис. 1. Распределение температуры в системе пограничный слой — пленка с учетом испарения пленки при различных значениях Sk_w и различном числе шагов интегрирования по времени ($T_s = 1000$ К):

1, 2 — $Sk_w = 5$ (1 — 50 шагов, 2 — 20 шагов), 3, 4 — $Sk_w = 0,5$ (3 — 50 шагов, 4 — 20 шагов); I — пленка, II — пограничный слой

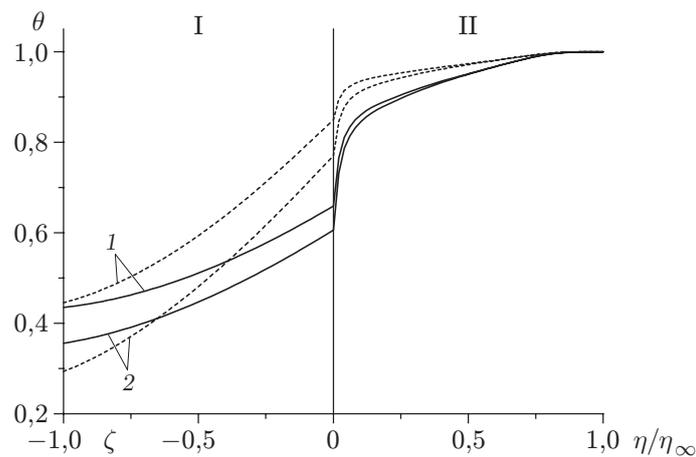


Рис. 2. Распределение температуры в системе пограничный слой — пленка при числе шагов по времени, равном 50, $Sk_w = 5$ и различных значениях R_b и T_s :

1 — $R_b = 0,06$, 2 — $R_b = 0,6$; сплошные линии — $T_s = 1000$ К, штриховые — $T_s = 1200$ К; I — пленка, II — пограничный слой

ры в пограничном слое и пленке и к возрастанию градиента температуры на внутренних границах пленки. Наиболее существенно увеличивается градиент температуры на границе раздела пограничный слой — пленка.

На рис. 2 показано влияние коэффициента отражения излучения от границ испаряющейся пленки на распределение температуры. Как и следовало ожидать, с увеличением коэффициента отражения от нижней поверхности пленки R_b температура этой поверхности уменьшается при фиксированном значении температуры источника излучения. Влияние коэффициента отражения излучения является наиболее существенным при большой величине потока падающего на пленку излучения от источника (при большом значении температуры источника T_s). Это обусловлено более существенным уменьшением температуры нижней поверхности в случае нагрева пленки источником с высокой температурой по сравнению со случаем ее нагрева низкотемпературным источником излучения.

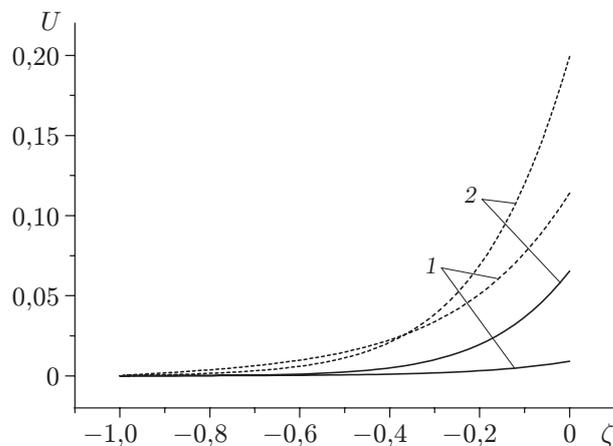


Рис. 3. Распределение скорости в пленке при числе шагов по времени, равном 50, $Sk_w = 5$ и различных значениях T_s :
 1 — $T_s = 1000$ К, 2 — $T_s = 1200$ К; сплошные линии — с учетом испарения, штриховые — без учета испарения

Влияние испарения на поле скорости показано на рис. 3. Видно, что испарение оказывает значительное влияние на поле скорости вследствие изменения вязкости расплава, зависящей от температуры, по экспоненциальному закону (см. (8)). Охлаждение расплава за счет испарения приводит к резкому увеличению его вязкости, что в свою очередь вызывает замедление течения пленки.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

Увеличение вклада излучения в суммарный тепловой поток в полупрозрачной пленке приводит к повышению температуры в ней и увеличению градиента температуры на внутренних границах пленки.

Отражение излучения от внутренних границ пленки играет значительную роль в формировании температурного поля в системе пограничный слой — полупрозрачная пленка.

Процессы испарения с поверхности расплава оказывают существенное влияние на поле скорости в пленке расплава.

Представленные результаты расчета сложного теплообмена в сопряженной постановке задачи свидетельствуют о том, что предложенная приближенная модель достаточно точно описывает теплообмен полупрозрачной движущейся пленки с учетом испарения на поверхности при нагреве ее внешним источником излучения и набегающим потоком.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Рубцов Н. А., Сеницын В. А. Нестационарный радиационно-конвективный теплообмен при обтекании полупрозрачной пластины высокотемпературным газодисперсным потоком // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 3. С. 140–146.
3. Полежаев Ю. В. Тепловая защита / Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юревич. М.: Энергия, 1976.
4. Замураев В. П. Ламинарный пограничный слой в излучающе-поглощающем газе около плоской пластинки // ПМТФ. 1964. № 3. С. 73–80.

5. **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.
6. **Cebeci T.** Analyses of turbulent boundary layers / T. Cebeci, A. M. Smith. N. Y.: Acad. Press, 1974.
7. **Рубцов Н. А., Шварцбург А. М.** Расчет влияния спектра излучения факела на теплопередачу в ванной стекловаренной печи // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1976. Вып. 1, № 3. С. 90–94.
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. **Оцисик М. Н.** Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976.
14. **Сергеев О. А.** Теплофизические свойства полупрозрачных материалов / О. А. Сергеев, А. А. Мень. М.: Изд-во стандартов, 1977.

*Поступила в редакцию 19/II 2010 г.,
в окончательном варианте — 15/III 2011 г.*
