

# ТЕПЛООБМЕН В ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ СЛОЯХ, ОБТЕКАЕМЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ГАЗОДИСПЕРСНЫМ ПОТОКОМ

А.Л.Бурка, А.А. Емельянов, В.А. Сеницын

В настоящей работе сделана попытка создания адекватной модели теплообмена в реальном объекте, работающем в условиях высоких температур.

В первой части исследования представлено решение задачи о радиационно-конвективном теплообмене при обтекании пластины высокотемпературным газодисперсным потоком.

В основу этой работы положен подход, развиваемый в работах [1-3], где рассматривался радиационно-конвективный теплообмен на термически тонкой пластине в сопряженной постановке задачи. При постановке задачи учитывается процесс рассеяния излучения на твердых частицах.

Предполагается, что частицы в потоке не влияют на теплофизические свойства среды, но определяют ее оптические свойства. Оптические свойства среды зависят от температуры и длины волны излучения. Теплоемкость считается постоянной, вязкость и теплопроводность зависят от температуры линейно, а плотность — обратно пропорционально. Перенос излучения вдоль пластины не учитывается. Предполагается, что время прогрева пограничного слоя много меньше времени прогрева пластины, это позволяет рассматривать теплообмен в пограничном слое в квазистационарном приближении. Пластина нагревается от начальной температуры  $T_{w0}$ , причем на участке пластины  $0 < x < x_0$  температура поддерживается постоянной в течение всего процесса нагрева. Нижняя поверхность и задняя кромка пластины теплоизолированы. Вне пограничного слоя расположен источник излучения, представляющий собой абсолютно черную поверхность с температурой  $T_s$ , испускающую излучение в ограниченном диапазоне спектра  $\Delta$ , в котором среда является непрозрачной. Излучающая поверхность источника параллельна пластине.

Тепловое состояние пластины описывается нестационарным уравнением теплопроводности, а теплообмен в пограничном слое — известной системой уравнений, включающей уравнения неразрывности, движения и энергии.

При использовании преобразования Дороницына динамическая часть задачи решается независимо от тепловой и с учетом принятых допущений сводится к решению дифференциального уравнения для безразмерной функции тока  $f$  с соответствующими граничными условиями, [3].

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

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

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

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

$$\eta = 0 : \theta = \theta_w, \quad \eta \rightarrow \infty : \theta \rightarrow 1;$$

и в обтекаемой пластине

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta_w}{\partial \xi^2} - \kappa Sk Q_w, \quad \xi_0 < \xi < \xi_1, \quad Fo > 0, \quad (2)$$

$$Fo = 0 : \theta_w = \theta_{w0};$$

$$\xi = \xi_0 : \theta_w = \theta_{w0}, \quad \xi = \xi_1 : \frac{\partial \theta_w}{\partial \xi} = 0.$$

$$\text{Здесь} \quad \eta = \left( \frac{\rho_\infty u_\infty}{\mu_\infty x} \right)^{1/2} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy, \quad \xi = \frac{x}{L}$$

поперечная и продольная безразмерные координаты;  $x$  и  $y$  — соответствующие размерные координаты;  $u$  — продольная компонента скорости;  $\rho$ ,  $\mu$  — плотность и вязкость соответственно; штрих означает дифференцирование по координате  $\eta$ ;  $L$  — длина расчетного участка пластины; индекс  $\infty$  относится к условиям во внешнем течении.

$\bar{\mu}_T = \mu_T / \mu$ ;  $\mu_T$  — коэффициент турбулентной вязкости;  $\theta = T / T_\infty$  — безразмерная температура;  $\theta_0(\eta)$  — автомодельное решение уравнения энергии (1) без учета излучения;  $\kappa = \lambda_\infty L / \lambda_c H$  — параметр сопряженности;  $H$  — толщина пластины;  $\text{Re} = \rho_\infty u_\infty L / \mu_\infty$ ;

$Fo = a_c t / L^2, Pr = \mu_\infty / \rho_\infty a_\infty, Sk = 4\sigma T_\infty^3 L / \lambda_\infty$  — числа Рейнольдса, Фурье, Прандтля, Старка соответственно;  $Pr_T$  — турбулентное число Прандтля;  $\lambda_c, \lambda_\infty$  — теплопроводность материала пластины и среды во внешнем течении соответственно;  $a_c$  — коэффициент температуропроводности материала пластины;  $T_\infty$  — температура во внешнем течении;  $\xi_0 = x_0 / L, \xi_1 = x_1 / L$ ;  $x_0, x_1$  — границы расчетного участка пластины,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана, индекс  $w$  относится к условиям на пластине.

Выражения для безразмерных дивергенции плотности лучистого потока  $\Psi$  и плотности суммарного теплового потока на пластине  $Q_w$  приведены в [3].

Радиационный теплообмен в рассматриваемой системе, представляющей собой плоский слой излучающе-поглощающей и рассеивающей среды, заключенной между поверхностями источника и пластины, описывается уравнением переноса излучения. Для его решения в настоящей работе используется метод средних потоков [4].

Для расчета поля скоростей в турбулентном пограничном слое применялась двухслойная модель Себеси-Смита [6].

Уравнение (1) интегрировалось итерационно-разностным методом. Тепловая часть задачи решалась путем последовательного уточнения температуры пластины на основе совместного решения уравнений энергии и переноса излучения с граничным условием на поверхности раздела, зависящим от искомой температуры. Подробно метод решения изложен в [7].

Исследуемая среда являлась газодисперсной и представляла собой смесь углекислого газа, водяного пара и частиц твердой фазы. В качестве твердой фазы использовались частицы угля и золы. Учет селективного поглощения излучения в газовой фазе проводился по методу узкой полосы, основанному на статистической модели Гуди [8].

Параметры, характеризующие оптические свойства частиц были заимствованы из работы [9].

Расчет теплообмена проводился при  $T_\infty = 1000 \text{ K}, T_s = 1500 \text{ K},$

$$\theta_{n0} = 0,3, Pr = 0,7, Pr_T = 0,9, Re = 10^6,$$

$$Sk = 5 \cdot 10^5, \kappa = 1.$$

Степень черноты пластины  $\varepsilon_w = 0,9$ , шаг по безразмерному времени (число Фурье)  $\Delta Fo = 5 \cdot 10^{-6}$ .

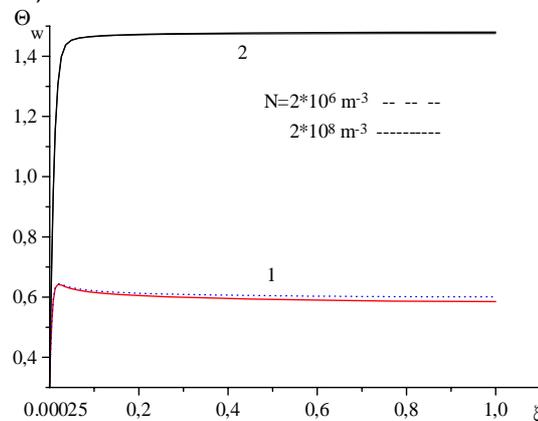


Рис. 1. Динамика распределения температуры пластины в зависимости от концентрации частиц: 1-10 шагов по времени, 2-стационарные условия

Из рис. 1 видно, что частицы играют заметную роль лишь на начальном этапе нагрева излучением.

На основе численного решения проведено исследование влияния концентрации частиц радиационно-кондуктивного критерия Старка, степени черноты пластины на распределение температуры в пограничном слое, а также распределение тепловых потоков вдоль поверхности пластины.

С целью учета геометрии и оптических свойств обтекаемого тела проведено расчетно-экспериментальное исследование влияния оптических свойств границ при нестационарном радиационно-кондуктивном нагреве полупрозрачного слоя (силикатного стекла).

Внутри слоя материала учитывалось переизлучение, на его поверхности — собственное излучение и конвективные потоки тепла. Перенос тепла теплопроводностью и излучением в слое материала описывается системой уравнений энергии и переноса излучения с соответствующими граничными условиями [10].

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}, \quad 0 < x < L, \quad t > 0 \quad (3)$$

$$\Lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_e(t)(T - T_e(t)) + \int_{\Omega_1} \varepsilon_{1\nu} E_{1\nu}(T) d\nu, \quad x = 0 \quad (4)$$

$$\Lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_B(T_B - T) - \int_{\Omega_2} \varepsilon_{2\nu} E_{2\nu}(T) d\nu, \quad x = L, \quad (5)$$

$$T(x, 0) = T_0(x), \quad (6)$$

ТЕПЛООБМЕН В ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ СЛОЯХ,  
ОБТЕКАЕМЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ГАЗОДИСПЕРСНЫМ ПОТОКОМ

$$\mu \frac{dI_v^+}{dx} + \chi_v I_v^+ = \chi_v I_{pv}(T), \quad 0 < x < L$$

$$\mu \frac{dI_v^-}{dx} - \chi_v I_v^- = -\chi_v I_{pv}(T),$$

$$I_v^+(0, \mu) = \varepsilon_{1v} I_{pv}(T) + r_{1v} I_v^-(0, \mu),$$

$$I_v^-(L, \mu) = \varepsilon_{2v} I_{pv}(T) + r_{2v} I_v^+(L, \mu), \quad 0 \leq \mu \leq 1$$

$$\text{Здесь } I_{pv}(T) = \frac{2\pi n^2 h \nu^3}{c_0 [\exp(h\nu/kT) - 1]} -$$

функция Планка;  $\chi_v$  – объемный коэффициент поглощения материала для частоты  $\nu$ ;  $n$  – показатель преломления;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $\rho$  – плотность среды;  $\Lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $L$  – толщина слоя материала;  $I^\pm$  – спектральная интенсивность излучения;  $E_{iv}$ ,  $\varepsilon_{iv}$ ,  $r_{iv}$ ,  $\Omega_i$  – плотности собственного излучения, степени черноты, коэффициенты отражения, спектральные области непрозрачности граничных поверхностей соответственно,  $i=1,2$ ;  $\alpha_e(t)$  – коэффициент конвективной теплоотдачи на внешней поверхности слоя;  $\alpha_B$  – коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности;  $T_e(t)$  – температура окружающей среды;  $T_B$  – температура внутри слоя. С использованием функции Грина краевая задача (3)–(6) свелась к решению нелинейного интегрального уравнения относительно искомой температуры в слое материала.

В результате решения этой системы уравнений получаем распределение температуры по толщине материала в каждый момент времени.

Численные расчеты, в которых учитывался селективный характер излучения, проводились для органического стекла марки СО-120 при следующих теплофизических и оптических характеристиках: коэффициент теплопроводности – 0,183 Вт/(м·К), теплоемкость – 1,73 Дж/(кг·К), плотность – 1,1·10<sup>3</sup> кг/м<sup>3</sup>, показатель преломления – 1,5. Спектральный коэффициент объемного поглощения рассчитывался по экспериментально измеренному спектру пропускания органического стекла [11].

На рис.2 представлены результаты расчета температур границ органического стекла со следующими их характеристиками:

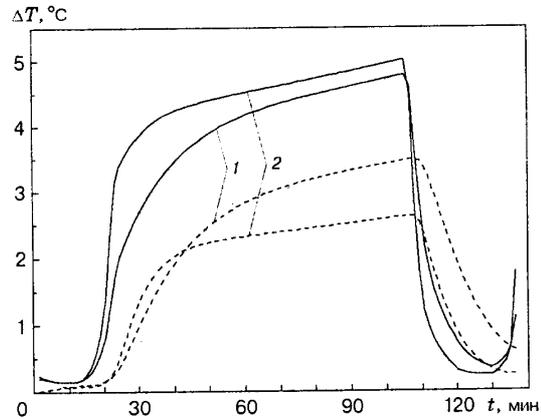


Рис. 2. Зависимость разности температур (с учетом и без учета внутреннего переизлучения в слое оргстекла) от времени на внешней (сплошные линии) и внутренней (штриховые линии) поверхностях слоя: 1 –  $L = 0,01$  м, 2 –  $L = 0,03$  м

1. Внешняя граница черная (степень черноты равна единице). Внутренняя – отражающая (степень черноты равна нулю).

2. Обе границы отражающие (степень черноты равна нулю).

Из рисунка видно, что температурный перепад заметно зависит от оптических свойств границ. Отражение излучения на границе приводит к снижению температурного перепада. С ростом толщины слоя влияние отражения на границах усиливается.

С целью более детального изучения влияния оптических свойств границ были проведены экспериментальные исследования.

Для моделирования теплообмена в реальных условиях нагреватель обеспечивал тепловые потоки к поверхности стекла ~3кВт/м<sup>2</sup>. В качестве образцов использовали силикатные стекла толщиной 4; 8 мм без покрытия и с селективным покрытием типа Off-line из системы слоев серебро-двуокись олова. Это покрытие в видимой области спектра обладает хорошей прозрачностью с коэффициентом отражения порядка ~ 0,05, в ИК-области спектра ~ 0,98 [12].

На рис.3 представлены экспериментальные результаты влияния оптических свойств границ на температурный переход по толщине материала.

Из рисунка видно, что теплоотражающие границы снижают температурный градиент: для стекол без покрытия градиент температур достигает 3 град/мм, а при наличии покрытий он снижается до 2,3 град/мм.

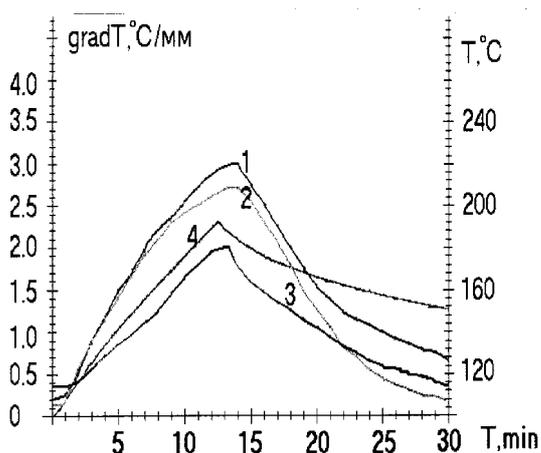


Рис.3. Влияние оптических свойств границ на средний температурный градиент по толщине (левая шкала, кривые 1, 2, 3) в стеклах: 1 – оконное стекло без покрытия; 2 – теплоизолирующее покрытие, расположенное с противоположной стороны от нагревателя; 3 – стекло с двухсторонним теплоизолирующим покрытием; 4 – нагреватель (правая шкала)

Полученные результаты расчета теплообмена в пограничном слое позволяют более корректно учесть условия обтекания реальных объектов.

Оптические свойства границ влияют на температурный перепад в полупрозрачном материале. При этом рост отражения на границах приводит к снижению перепада.

Исследованные покрытия типа Off-line из системы слоев серебро-двуокись олова могут быть использованы в остеклении летательных аппаратов для снижения термических напряжений при сохранении прозрачности стекла в видимой области спектра.

#### 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 с.

2. 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 .

3. Рубцов Н.А., Сеницын В.А. Численное моделирование нестационарного радиационно-конвективного теплообмена в пограничном слое селективно-излучающей и рассеивающей среды на плоской пластине// Приклад. мех-ка и тех. физика. 2001.Т.42.-N 1.-С 125-130.

4. 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.

5. Рубцов Н.А. Теплообмен излучением в сплошных средах. Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1984.-277 с.

6. Cebeci T., Smith A.M. Analyses of turbulent boundary layers .N.Y.: Acad. Press, 1974.

7. Rubtsov N.A., Timofeev A.M. Unsteady conjugate problems of radiative-convective heat transfer in laminar boundary layer on a thin plate // J.Numerical Heat Transfer. 1990. V.17, N 2 . -P. 127 - 143.

8. Гуди Р. Атмосферная радиация. М.: Мир, 1969.

9. 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.

10. А.Л. Бурка, П.М. Лиханский. Нестационарный радиационно-кондуктивный нагрев органического стекла // ПМТФ, 2001.Т.42, №3.

11. Бурка А.Л., Рубцов Н.А., Ступин В.П. Теоретические и экспериментальные исследования режимов нагрева органического стекла // Материалы VI Всесоюзной Конференции по тепломассообмену. «Тепломассообмен-VI», 1980. Т.2. - С.132-137.

12. Стеклостроитель, Tampere: Enterpress Oy, 1997.