

КОМБИНИРОВАННЫЙ ТЕПЛОБМЕН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СЕЛЕКТИВНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПЛАСТИНЕ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОГО РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА

Н. А. Рубцов, В. А. Сеницын, А. М. Тимофеев

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

Представлены результаты численного исследования нестационарного радиационно-конвективного теплообмена в пограничном слое на термически тонкой проницаемой пластине при наличии интенсивного радиационного нагрева извне. Сопряженная постановка задачи учитывает тепловое взаимодействие между пластиной и внешним газовым потоком. Рассматривается турбулентное течение излучающе-поглощающей среды с селективным характером поглощения. Проведен анализ результатов расчета с целью выяснения влияния определяющих параметров: относительной температуры источника внешнего излучения, числа Старка, параметра вдува. Обнаружена возможность инверсии конвективного потока на пластине в условиях высокого уровня внешнего излучения.

В настоящей статье приведены результаты исследования взаимодействия высокотемпературного газового потока с твердой пористой поверхностью, через которую осуществляется вдув охладителя. Обтекаемая пластина нагревается газовым потоком, а также внешним по отношению к пограничному слою источником теплового излучения. Такие условия реализуются в различных энергетических установках, в химической промышленности, металлургии и т. д.

В основу данной модельной задачи положен подход, развиваемый в работах [1–4], где рассматривался нестационарный радиационно-конвективный теплообмен в пограничном слое на термически тонкой пластине в сопряженной постановке задачи. При этом оптические свойства движущейся среды предполагались не зависящими от частоты излучения (серое приближение). В настоящей работе сделана попытка учета селективного характера поглощения излучения в газе, что делает постановку задачи более близкой к реальным ситуациям.

Рассматривается сопряженная задача радиационно-конвективного теплообмена при турбулентном обтекании термически тонкой проницаемой пластины потоком излучающе-поглощающей среды. Предполагается, что оптические свойства среды зависят от температуры и частоты излучения. Теплоемкость среды предполагается постоянной, вязкость и теплопроводность меняются с температурой линейно, а плотность — обратно пропорционально температуре. Физические свойства вдуваемой среды идентичны свойствам внешнего потока. Перенос излучения вдоль пластины не учитывается. Скорость вдува v_w принимается постоянной по длине пластины. Предполагается, что время прогрева пограничного слоя много меньше времени прогрева пластины, это позволяет рассматривать теплообмен в пограничном слое в квазистационарном приближении. Пластина разогревается от начальной температуры T_{w0} , причем на участке пластины при $0 < x < x_0$ она 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 . Излучающая поверхность источника параллельна пластине.

Тепловое состояние пластины описывается нестационарным уравнением теплопроводности, а теплообмен в пограничном слое — известной системой уравнений, включающей в себя уравнения неразрывности, движения и энергии. Эти уравнения в размерном виде с соответствующими граничными условиями приведены в [4].

При использовании преобразования Дородницына динамическая часть задачи решается независимо от тепловой и с учетом принятых допущений сводится к решению дифференциального уравнения

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

с граничными условиями $\eta = 0: f = -f_w, f' = 0; \eta \rightarrow \infty: f' \rightarrow 1$, где f — безразмерная функция тока; $\eta = (\rho_\infty u_\infty / \mu_\infty x)^{1/2} \int_0^y \rho / \rho_\infty dy$, $\xi = x/L$ — поперечная и продольная безразмерные координаты; x и y — соответствующие размерные координаты; $f_w = V_w (\text{Re } \xi)^{1/2}$;

$V_w = \rho_w v_w / \rho_\infty u_\infty$ — параметр вдува; $\text{Re} = \rho_\infty u_\infty L / \mu_\infty$ — число Рейнольдса; $\bar{\mu}_T = \mu_T / \mu$ (μ_T — коэффициент турбулентной вязкости); штрих означает дифференцирование по координате η ; L — длина расчетного участка пластины; индексы w и ∞ относятся соответственно к условиям на пластине и во внешнем течении.

Математическая постановка тепловой части задачи в выбранных безразмерных координатах имеет вид:

— теплоперенос в пограничном слое

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\left(\frac{1}{\text{Pr}} + \frac{\bar{\mu}_T}{\text{Pr}_T} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) + \frac{f}{2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \xi f' \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\text{Sk}}{\text{Re Pr}} \xi \Psi = 0, \quad \xi_0 < \xi < \xi_1, \quad 0 < \eta < \infty; \quad (2)$$

$$\xi = \xi_0: \quad \theta = \theta_0, \quad \eta = 0: \quad \theta = \theta_w, \quad \eta \rightarrow \infty: \quad \theta \rightarrow 1;$$

— теплоперенос в обтекаемой пластине

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \text{Fo}} = \frac{\partial^2 \theta_w}{\partial \xi^2} - \varkappa \text{Sk } Q_w, \quad \xi_0 < \xi < \xi_1, \quad \text{Fo} > 0; \quad (3)$$

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

Здесь $\theta = T/T_\infty$ — безразмерная температура; $\theta_0(\eta)$ — автомодельное решение уравнения энергии (2) без учета излучения; $\varkappa = \lambda_\infty L / \lambda_c H$ — параметр сопряженности; H — толщина пластины; $\text{Fo} = a_c t / L^2$, $\text{Pr} = \mu_\infty / \rho_\infty a_\infty$, $\text{Sk} = 4\sigma T_\infty^3 L / \lambda_\infty$ — соответственно числа Фурье, Прандтля, Старка; Pr_T — турбулентное число Прандтля; a — коэффициент температуропроводности; $\xi_0 = x_0/L$, $\xi_1 = x_1/L$, x_0, x_1 — границы расчетного участка пластины; индекс s относится к материалу пластины.

Выражение для безразмерной дивергенции лучистого потока в уравнении (2) имеет вид

$$\Psi = \int_{\Delta} \frac{\tau_v L (E_{0v} - E_{*v})}{4\sigma T_\infty^4} dv, \quad (4)$$

где $E_{0v}(T) = 2\pi h v^3 / (c^2 (\exp(hv/kT) - 1))$ — плотность потока равновесного излучения;

$E_{*v} = 2\pi \int_{-1}^1 I_v(\tau_v, \gamma) \gamma d\gamma$ — объемная плотность потока падающего излучения; I_v — интенсивность излучения; γ — косинус угла между осью ординат и направлением распространения излучения; $\tau_{vL} = \alpha_v L$ — характерная оптическая толщина, α_v — коэффициент

поглощения среды; индекс ν относится к спектральным величинам. Интегрирование по частоте в уравнении (4) производится в диапазоне спектра Δ , в котором среда непрозрачная. Оптическая глубина в сечении с координатой ξ пограничного слоя выражается как

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

и является функцией частоты и температуры.

Радиационный теплообмен в рассматриваемой системе, которая представляет собой плоский слой излучающе-поглощающей среды, заключенной между поверхностями источника и пластины, описывается уравнением переноса излучения. Для его решения в настоящей работе использовался метод средних потоков [5], в рамках которого расчет радиационного поля сводится к решению системы уравнений

$$\frac{d}{d\tau_\nu} (\Phi_\nu^+ - \Phi_\nu^-) + (m_\nu^+ \Phi_\nu^+ - m_\nu^- \Phi_\nu^-) = \Phi_{0\nu}(T), \quad \frac{d}{d\tau_\nu} (m_\nu^+ \delta_\nu^+ \Phi_\nu^+ - m_\nu^- \delta_\nu^- \Phi_\nu^-) + \Phi_\nu^+ - \Phi_\nu^- = 0$$

с граничными условиями

$$\tau_\nu = 0: \quad \Phi_\nu^+(0) = \varepsilon_w \Phi_{0\nu}(T_w) + (1 - \varepsilon_w) \Phi_\nu^-(0), \quad \tau_\nu = \tau_{\nu\infty}: \quad \Phi_\nu^-(\tau_{\nu\infty}) = \Phi_{0\nu}(T_s).$$

Здесь $\Phi_\nu^\pm = 2\pi \int_{0(-1)}^{1(0)} I_\nu(\tau_\nu, \gamma) \gamma d\gamma / 4\sigma T_\infty^4$ — безразмерная плотность полусферического потока излучения; $\Phi_{0\nu}(T) = E_{0\nu}(T) / 4\sigma T_\infty^4$ — безразмерная плотность потока равновесного излучения;

$$m_\nu^\pm = \int_{0(-1)}^{1(0)} I_\nu(\tau_\nu, \gamma) d\gamma / \int_{0(-1)}^{1(0)} I_\nu(\tau_\nu, \gamma) \gamma d\gamma, \quad \delta_\nu^\pm = \int_{0(-1)}^{1(0)} I_\nu(\tau_\nu, \gamma) \gamma^2 d\gamma / \int_{0(-1)}^{1(0)} I_\nu(\tau_\nu, \gamma) d\gamma$$

— коэффициенты переноса [5]; T_s — температура источника; $\tau_{\nu\infty} = \left(\frac{\xi}{\text{Re}}\right)^{1/2} \int_0^{\eta_\infty} \frac{\tau_\nu L}{\theta} d\eta$ — оптическая толщина пограничного слоя; ε_w — степень черноты пластины.

Безразмерная плотность суммарного теплового потока на пластине Q_w в уравнении (3) определяется выражением

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

где $\Phi_w = E_w / 4\sigma T_\infty^4$; E_w — интегральное по спектру значение плотности потока результирующего излучения на пластине.

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

Уравнение (1) интегрировалось итерационно-разностным методом. Решение тепловой части задачи проводилось 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].

В качестве исследуемой среды в работе использовалась смесь углекислого газа и водяного пара. Учет селективного поглощения излучения в газе проводился по методу узкой полосы, который основан на статистической модели Гуди [8]. В этой модели предполагается, что линии поглощения распределены в спектре частот случайным образом, а интенсивность линий — по некоторому закону. Чаще всего используется экспоненциальное

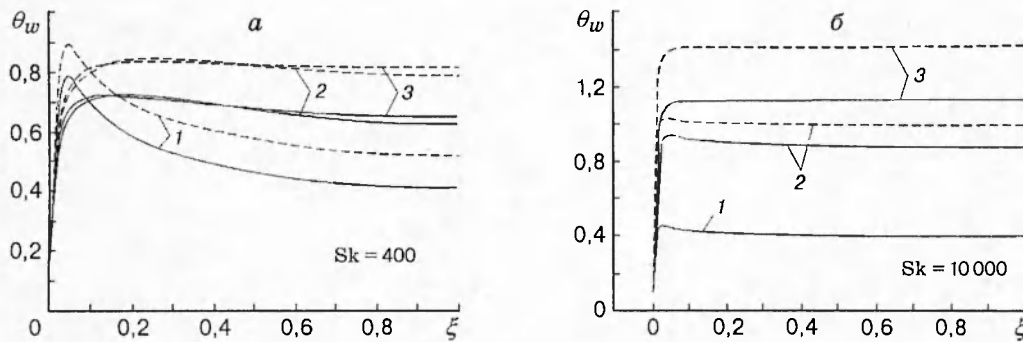


Рис. 1. Динамика нагрева пластины в зависимости от температуры источника при низком (а) и высоком (б) уровнях внешнего излучения:

1 — на 2-м шаге по времени, 2 — на 4-м шаге, 3 — стационарное состояние; а: сплошные линии $\theta_s = 1,2$, штриховые — $\theta_s = 1,5$, $\Delta Fo = 4 \cdot 10^{-4}$; б: сплошные линии $\theta_s = 1,2$, $\Delta Fo = 5 \cdot 10^{-5}$; штриховые — $\theta_s = 1,5$, $\Delta Fo = 2,5 \cdot 10^{-5}$

распределение. В рамках этого метода спектральный коэффициент поглощения при невысоких давлениях может быть представлен в виде

$$\alpha_v = P(k_{vCO_2} c_{CO_2} + k_{vH_2O} c_{H_2O}),$$

где P — полное давление газа; c — молярные концентрации компонентов смеси; k_v — средняя интенсивность линии в полосе поглощения.

Будучи параметром полосы, k_v зависит от температуры. В настоящей работе были использованы данные по этому параметру из работ [9–11] в диапазоне температур $300 \div 1500$ К. В расчете переноса излучения для H_2O учитывались вращательная полоса и полосы $7250, 5331, 3755$ cm^{-1} ; для CO_2 — полосы 667 и 3715 cm^{-1} . С целью учета эффектов уширения в работе [11] рекомендованы дополнительные параметры. При вычислении интегральных потоков излучения интегрирование по спектральной переменной ν проводилось с шагом 25 cm^{-1} , что соответствует максимальному разрешению в спектре k_v .

Представленные ниже результаты получены при двух значениях температуры внешнего источника $\theta_s = T_s/T_\infty = 1,2$ и $1,5$. Такой диапазон изменения обусловлен ограничением сверху по температуре данных по оптическим свойствам газа.

Расчеты проводились при следующих значениях определяющих параметров: $\theta_{w0} = 0,1$, $Pr = 0,7$, $Pr_T = 0,9$, $Re = 10^6$, $V_w = -0,001$. Степень черноты поверхности принималась равной $0,9$. Предполагалось, что $c_{CO_2} = c_{H_2O} = 0,5$. Полное давление газа $P = 1$ атм.

На рис. 1 показано влияние температуры источника на динамику нагрева пластины при различных долях (уровнях) излучения в суммарном потоке, характеризуемых числом Старка $Sk = 4\sigma T_\infty^3 L/\lambda_\infty$. Следует отметить большую немонотонность в распределении θ_w в начальные моменты времени (рис. 1, а), что объясняется влиянием конвекции. Более высокий уровень излучения приводит к выравниванию температуры пластины (рис. 1, б). В случае более горячего источника (при $\theta_s = 1,5$) температурные кривые расположены выше соответствующих кривых при $\theta_s = 1,2$, что вызвано влиянием потока излучения от источника.

При высоком уровне радиационного переноса (рис. 1, б) прогрев пластины происходит равномерно практически по всей длине, немонотонность в поведении кривых почти отсутствует.

Рис. 2, 3 иллюстрируют динамику температурного поля в пограничном слое в зависимости от температуры источника. Анализ поведения температурных кривых при малом

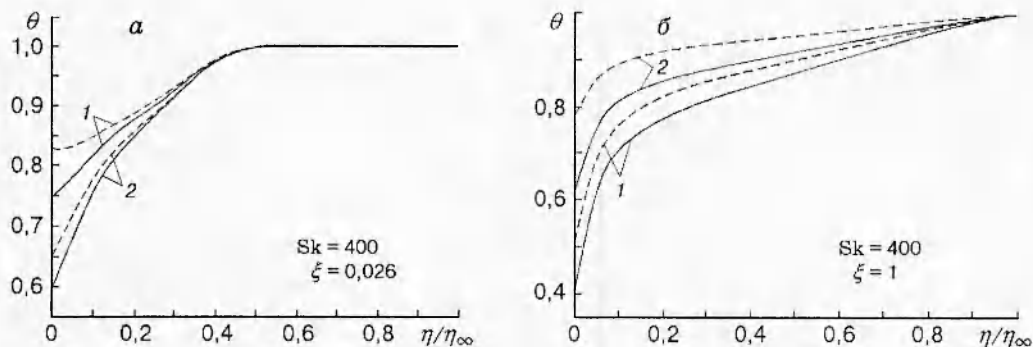


Рис. 2. Динамика температурного поля в газе вблизи (а) и вдали (б) от передней кромки пластины в зависимости от температуры источника при низком уровне излучения:

сплошные линии $\theta_s = 1,2$, штриховые — $\theta_s = 1,5$; $\Delta Fo = 4 \cdot 10^{-4}$; 1 — на 2-м шаге по времени, 2 — стационарное состояние

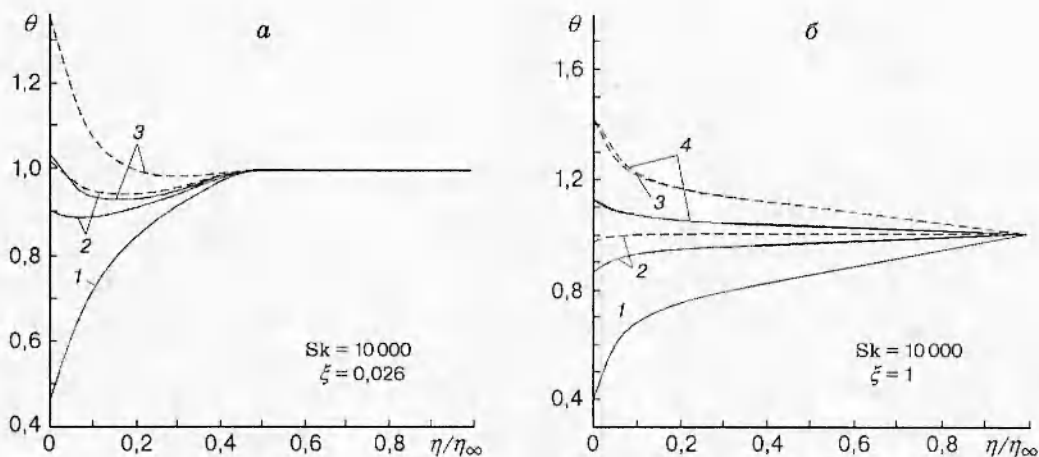


Рис. 3. Динамика температурного поля в газе в зависимости от температуры источника при высоком уровне излучения:

а — вблизи передней кромки пластины (1 — на 2-м шаге по времени, 2 — на 3-м шаге, 3 — стационарное состояние); б — вдали от передней кромки пластины (линия 1 — на 2-м шаге по времени, 2 — на 4-м шаге, 3 — на 8-м шаге, 4 — стационарное состояние); сплошные линии $\theta_s = 1,2$, $\Delta Fo = 5 \cdot 10^{-5}$, штриховые — $\theta_s = 1,5$, $\Delta Fo = 2,5 \cdot 10^{-5}$

уровне радиационного переноса (рис. 2) показывает, что газ в пограничном слое имеет температуру ниже температуры набегающего потока T_∞ . Повышение температуры источника T_s (штриховые кривые) приводит лишь к незначительному прогреву газа.

При высоком уровне радиационного переноса (рис. 3) в поведении температурных кривых появляется интересная особенность. Видно, что в начальный период нагрева в случае относительно холодного источника (сплошные кривые 1, 2 на рис. 3, б) профиль температуры имеет обычный вид, характерный для условий, когда температура пластины меньше температуры газа в набегающем потоке. При этом пластина нагревается конвекцией и излучением.

Увеличение температуры источника (штриховые кривые на рис. 3) приводит к росту падающего на пластину излучения, в результате температура пластины может стать вы-

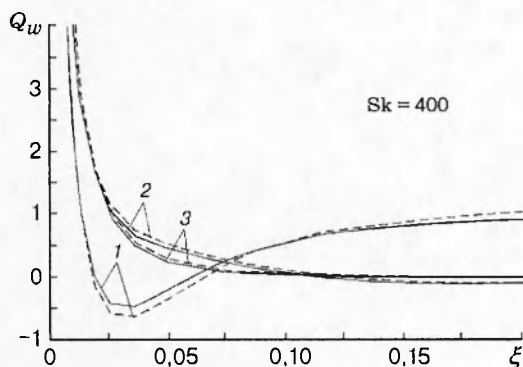


Рис. 4

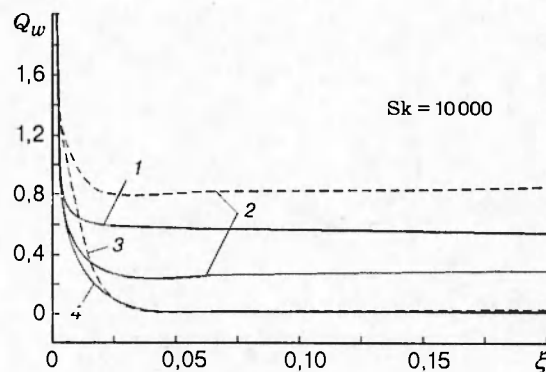


Рис. 5

Рис. 4. Динамика распределения суммарного потока Q_w при низком уровне излучения: сплошные линии $\theta_s = 1,2$, штриховые — $\theta_s = 1,5$, $\Delta Fo = 4 \cdot 10^{-4}$; 1 — на 2-м шаге по времени, 2 — на 4-м шаге, 3 — стационарное состояние

Рис. 5. Динамика распределения суммарного потока Q_w вдоль пластины при высоком уровне излучения: сплошные линии $\theta_s = 1,2$, $\Delta Fo = 10^{-5}$, штриховые — $\theta_s = 1,5$, $\Delta Fo = 2,5 \cdot 10^{-5}$; 1 — на 2-м шаге по времени, 2 — на 4-м шаге, 3 — на 8-м шаге, 4 — стационарное состояние

ше температуры набегающего потока, т. е. $\theta_w = T_w/T_\infty > 1$. В такой ситуации изменяется направление конвективного потока и пластина разогревает газ.

Рис. 4, 5 иллюстрируют динамику распределения вдоль пластины суммарного теплового потока Q_w и уровня радиационного переноса в пограничном слое в зависимости от температуры источника. Так как в данной постановке задачи нижняя поверхность пластины теплоизолирована, то это означает равенство нулю поперечной составляющей суммарного потока. Однако уменьшение Q_w от бесконечно больших значений при $\xi \rightarrow 0$ обусловлено перетеканием тепла вдоль пластины из-за наличия в ней продольного градиента температуры. По мере удаления от передней кромки пластина становится более изотермичной, в результате чего уменьшается и продольная составляющая суммарного потока. Видно, что повышение температуры источника (ср. сплошные и штриховые кривые) в стационарных условиях приводит к увеличению суммарного потока из-за роста его радиационной составляющей. При высоком уровне радиационного переноса (рис. 5) распределение Q_w становится более однородным, что связано с однородностью распределения по ξ источника излучения.

Характер распределения вдоль пластины радиационного потока Φ_w (рис. 6) определяется в основном взаимодействием падающего на пограничный слой излучения от источника и собственного излучения пластины. Вклад среды в радиационный перенос из-за высокой прозрачности газа невелик. Увеличение Sk приводит к заметному повышению температуры пластины (ср. рис. 1, а и б). Тем самым результирующий перенос излучения снижается.

Кривые распределения вдоль пластины результирующего радиационного потока отражают его сильную зависимость от T_s , что объясняется резким изменением с температурой потока собственного излучения источника.

Немонотонный характер поведения кривых распределения Φ_w в разные моменты времени на рис. 6, а, б связан с немонотонным поведением температуры пластины (см. рис. 1, а).

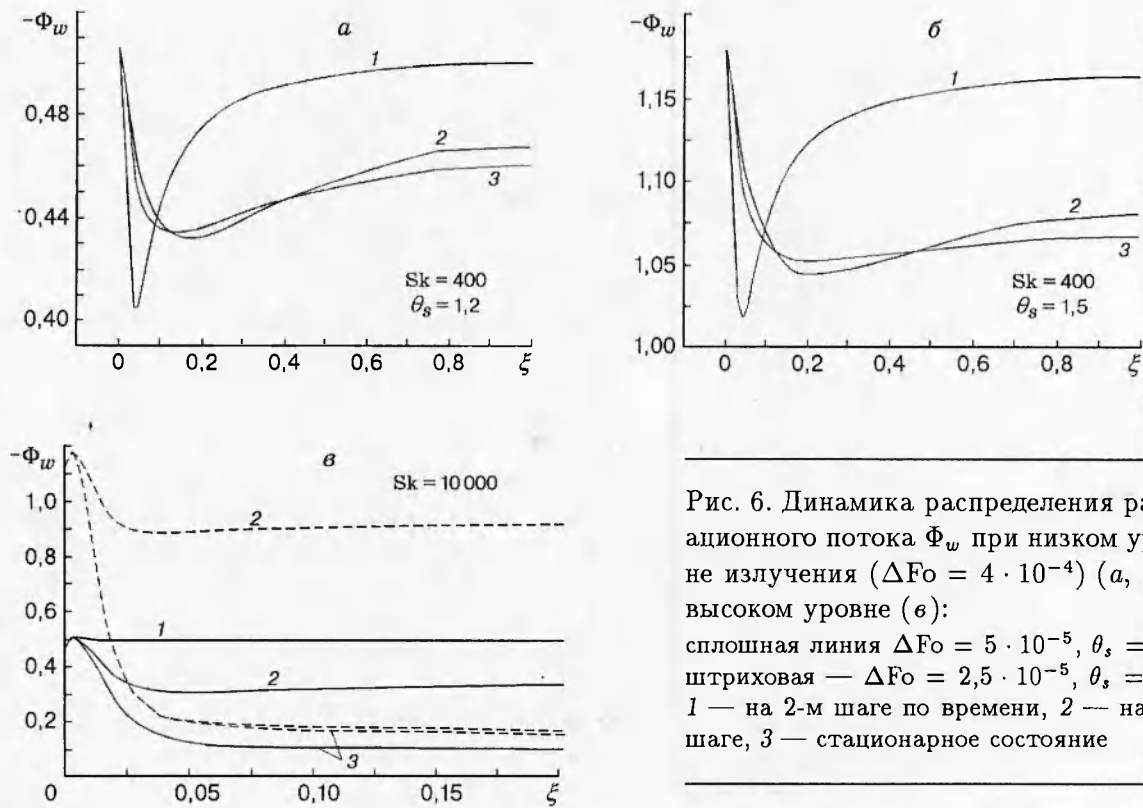


Рис. 6. Динамика распределения радиационного потока Φ_w при низком уровне излучения ($\Delta Fo = 4 \cdot 10^{-4}$) (а, б) и высоком уровне (в):

сплошная линия $\Delta Fo = 5 \cdot 10^{-5}$, $\theta_s = 1,2$; штриховая — $\Delta Fo = 2,5 \cdot 10^{-5}$, $\theta_s = 1,5$; 1 — на 2-м шаге по времени, 2 — на 4-м шаге, 3 — стационарное состояние

В случае, когда уровень радиационного переноса высок (рис. 6, в), такого явления не наблюдается.

На рис. 7 приведена зависимость стационарного распределения температуры от параметра вдува V_w . Видно, что общая тенденция снижения температурного уровня при вдуве сохраняется при различных значениях числа Старка. Аналогичная особенность отмечается и при более низких значениях T_s . При больших значениях Sk вдув оказывается малоэффективным в связи с малыми оптическими толщинами пограничного слоя.

Проведенный анализ результатов расчета свидетельствует о значительном влиянии излучения от источника на теплообмен в пограничном слое, которое может приводить к инверсии конвективного потока в процессе радиационного нагрева пластины.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-16-852).

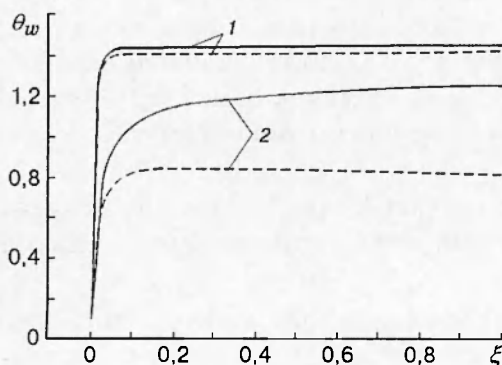


Рис. 7. Влияние вдува на распределение температуры пластины в стационарных условиях:

сплошные линии $V_w = 0$, штриховые — $V_w = 0,001$; 1 — $Sk = 10000$, 2 — $Sk = 400$; $\theta_s = 1,5$

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. Eng. Thermophysics. 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 в турбулентном пограничном слое на проницаемой пластине // Тепло- и массообмен. ММФ-92. Минск: АНК «ИТМО им. А. В. Лыкова АНБ», 1992. Т. 2. С. 25-31.
4. 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.
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., 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 // Numerical Heat Transfer. Pt A. 1990. V. 17, N 2. P. 127-143.
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. Spectr. Rad. 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. Spectr. Rad. 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. Spectr. Rad. Transfer. 1983. V. 30, N 4. P. 371-379.

Поступила в редакцию 8/X 1996 г.
