Теплофизика и аэромеханика, *2014*, *том 21*, *№ 5*

УДК 536.3+536.42

Учет изотропного рассеяния излучения в однофазной задаче Стефана в среде с полупрозрачными границами*

С.Д. Слепцов

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

E-mail: sleptsov@itp.nsc.ru

Методами численного эксперимента решена однофазная задача Стефана для полупрозрачной серой кристаллической среды с учетом изотропного рассеяния в объеме. Показана зависимость альбедо рассеяния излучения от коэффициента отражения границ. Условия протекания фазового перехода, полученные в ходе решения задачи, в зависимости от оптических свойств границ позволяют создавать как эффективные материалы тепловой защиты, так и более совершенные методы плавления полупрозрачных материалов.

Ключевые слова: радиационно-кондуктивный теплообмен, задача Стефана, плавление, альбедо рассеяния, коэффициент отражения.

Введение

Однофазная задача Стефана для слоя полупрозрачной среды моделирует сложные процессы нестационарного радиационно-кондуктивного теплообмена в полупрозрачных футеровках стекловаренных печей и теплозащитных полупрозрачных для теплового излучения покрытиях технических устройств в процессе их оплавления (кристаллизации) и последующего уноса (подвода) при взаимодействии с окружающей средой (абляции, конденсации). При решении подобных прикладных задач помимо поверхностных оптических свойств необходимо учитывать и объёмные оптические свойства полупрозрачных тел, такие как рассеяние, селективность, объемный коэффициент поглощения излучения.

В модели серой среды рассеяние излучения обычно не учитывают, например, в работе [1] серая среда заключена между двумя абсолютно поглощающими границами. Авторы варьировали значения объемного коэффициента поглощения, рассматривали радиационно-кондуктивный теплообмен с прозрачными и абсолютно непрозрачными границами, определяли видимость прозрачных границ от угла обзора.

Учет объемных оптических свойств применяют в моделях двухслойной и трехслойной задач, где в одном фиксированном объеме среда находится в конденсированном и расплавленном состояниях. В работах [2, 3] рассматривались рассеивающие среды в приближении серого тела, в последней было установлено нарушение монотонности температурного распределения. В работе [4] немонотонность температуры объяснялась некорректностью применения классической постановки и устранялась применением обобщенной постановки задачи Стефана, учитывающей появление переходной зоны, находящейся в термодинамическом равновесии при температуре плавления. В такой постановке наличие рассеяния излучения имеет место всегда.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 12-08-00154-а).

В работах [5, 6] рассматривалось влияние изотропного рассеяния на плавление полупрозрачного образца с предельными граничными условиями — абсолютно черными, поглощающими и прозрачными границами. Показано, что в условиях черных границ изотропное рассеяние практически не влияет на ход фазового перехода [5]. В то же время сильно возрастает роль рассеяния при прозрачных границах. Наблюдается немонотонный рост температуры неподвижной границы, время фазового перехода увеличивается в два раза по сравнению со случаем черных границ [6].

В настоящей работе методами численного эксперимента учтены изотропное рассеяние излучения в серой среде с полупрозрачными границами и влияние коэффициента отражения границ на температурное распределение.

Постановка задачи и метод решения

Исследуется нагрев и последующее плавление бесконечного плоскопараллельного изотропно рассеивающего образца с альбедо однократного рассеяния ω из полупрозрачной среды с коэффициентом объемного поглощения излучения α и теплопроводностью λ. Границы плоского образца частично поглощают, отражают и пропускают излучение таким образом, что $A_i + R_i + D_i = 1$, $i = 1, 2$, где A_i, R_i, D_i — значения полусферических коэффициентов поглощения, отражения и пропускания соответственно. При этом предполагается справедливость закона Кирхгофа: $A_i = \varepsilon_i$, где ε_i — степень черноты границ.

Решение краевой задачи включает в себя два этапа. Первый этап сводится к рассмотрению нестационарного радиационно-кондуктивного теплообмена в процессе нагрева серого полупрозрачного образца с плоскопараллельными границами излучением и конвекцией. На втором этапе при достижении правой границей образца температуры плавления $T(L(t),t) = T_f$ рассматривается задача Стефана. Образующаяся при этом на границе жидкая фаза уносится конвективным образом. Положение границы раздела фаз $L(t)$ определяется из решения краевой задачи, которое сводится к определению полей температур и плотностей потоков в слое твердой фазы переменной толщины (от $x = 0$ до $x = L(t)$) (рис. 1). Таким образом, аблируемая поверхность, являясь фронтом фазового перехода, перемещается и, следовательно, температурное поле в слое оказывается функционалом времени и координаты, зависящей от времени, — $T = T(x(t),t)$, уравнение сохранения энергии принимает вид:

$$c\rho\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial t}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x} - E\right). \quad (1)$$

Здесь $E = E(x,t)$ — плотность потока результирующего излучения в сечении x в момент времени t.

Граничные условия уравнения энергии (1) в общем случае для произвольного момента времени $t \ge 0$ записывается следующим образом:

$$\begin{gathered} -\lambda\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x+\delta} + h_1\left(T - T_1\right)\Big|_{x-\delta} + \left|E_1\right| = 0,\ x = 0, \\ \lambda\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x-\delta} + h_2\left(T_2 - T\right)\Big|_{x+\delta} - \left|E_2\right| = \rho\gamma\frac{\partial L}{\partial t},\ x = L(t), \end{gathered} \quad (2)$$

здесь $E_1 = E_1(0,t)$, $E_2 = E_2(L(t),t)$ — плотности потоков результирующего излучения на границах $1\,(x = 0)$ и $2\,(x = L_0, L(t))$ в момент времени $t \ge 0$,

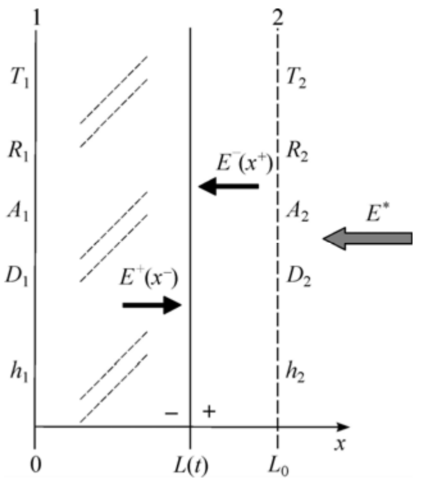

Рис. 1. Геометрическая схема задачи.

$\left|E_i\right| = E_i(x-\delta) - E_i(x+\delta)$ — перепад значений плотностей потоков результирующего излучения на границах сопряжения слой–среда, где индексы i = 1, 2 — соответствуют левой и правой средам (границам слоя-образца), $x \pm \delta$ — координата, бесконечно близко прилегающая к координате x, h_i — коэффициенты теплообмена с внешней средой, T_i — температура окружающей плоский слой среды, γ — скрытая теплота плавления, ρ — плотность среды. Радиационная составляющая $\left|E_i\right|$ граничных условий (2) учитывает процессы поглощения и собственного излучения границ образца, следовательно [7],

$$
\begin{aligned}
E_1 &= A_1\left[E^-\left(x+\delta\right) + \sigma_0 T_1^4\right] - \varepsilon_1\left(1+n^2\right)\sigma_0 T^4(x,t),\ x = 0,\\
E_2 &= A_2\left[E^+\left(x-\delta\right) + E^*\right] - \varepsilon_2\left(1+n^2\right)\sigma_0 T^4(x,t),\ x = L(t),
\end{aligned}
\tag{3}
$$

где n — показатель преломления среды.

Предполагается, что наличие фазового перехода на границе 2 не сказывается на оптических свойствах, поэтому ε_i, D_i и ω полагаем неизменными, а во втором уравнении системы (3) $T(x) \equiv T_f$, $x = L(t)$, $t > 0$. При рассмотрении первого этапа радиационно-кондуктивного нагрева образца во втором уравнении для граничных условий (2) $T_f \equiv T(x)$, $x = L_0$, а правая часть этого уравнения приравнивается к нулю. Система уравнений (1)–(3) дополняется начальным условием

$$T(x,0) = f(x),\ \ L(0) = L_0. \tag{4}$$

Радиационные граничные условия, записываемые относительно плотностей потоков эффективного излучения применительно к методу средних потоков, записываются следующим образом [7]:

$$
\begin{aligned}
E^+\left(x+\delta\right) &= D_1\sigma_0 T_1^4 + \left(1 + \frac{1-R_1}{n^2}\right)E^-(x+\delta),\ x = 0,\\
E^-\left(x-\delta\right) &= \varepsilon_2 n^2 \sigma_0 T^4(x,t) + D_2 E^* + \left[1 - \frac{1-R_2}{n^2} - A_2\left(\frac{1+n^2}{n^2}\right)\right]E^+(x-\delta),\ x = L(t).
\end{aligned}
\tag{5}
$$

Здесь принято во внимание, что условие баланса $A_i + R_i + D_i = 1$, записываемое для оптических свойств границ при внешнем (со стороны среды) облучении, выполняется и для условий внутреннего облучения границ, $A_i' + R_i' + D_i' = 1$. При этом в условиях квазиравновесного состояния излучающей системы можно полагать $A_i = A_i'$, а между D_i и D_i' использовать связь, вытекающую из условий оптической инвариантности потоков [7]:

$$\left(1 - R_2' - A_2'\right)n^2 = \left(1 - R_2 - A_2\right)n_0^2,\ n_0 = 1. \tag{6}$$

Преобразование краевой задачи (1)–(4) к безразмерному виду связано с привлечением лагранжевых преобразований $\xi = x/L(t)$ [1]. Такая переменная позволяет фиксировать координату фронта фазового перехода в границах $0 \le \xi \le 1$, при этом сам фронт становится плоскопараллельным (метод выпрямления фронтов). Система уравнений (1), (2) и (4), с учетом (3) преобразуется к следующей рассматриваемой краевой задаче:

$$\frac{\partial\theta(\xi,\eta)}{\partial\eta} = \xi\frac{\dot{s}}{s}\frac{\partial\theta(\xi,\eta)}{\partial\xi} + \frac{1}{s^2}\frac{\partial^2\theta(\xi,\eta)}{\partial\xi^2} - \frac{1}{sN}\frac{\partial\Phi(\xi,\eta)}{\partial\xi},\quad 0 \le \xi \le 1, \tag{7}$$

$$-\frac{\partial\theta(0,\eta)}{\partial\xi}+s\mathrm{Bi}_1\left(\theta(0,\eta)-\theta_1\right)+\frac{s}{N}\left[A_1\left(\Phi^-+\frac{\theta_1^4}{4}\right)-\varepsilon_1\left(1+n^2\right)\frac{\theta^4(0,\eta)}{4}\right]=0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial\theta(1,\eta)}{\partial\xi}+s\mathrm{Bi}_2\left(\theta_2-\theta(1,\eta)\right)-\frac{s}{N}\left[A_2\left(\Phi^+(1,\eta)+F^*\right)-\varepsilon_2\left(1+n^2\right)\frac{\theta^4(1,\eta)}{4}\right]=\frac{s\dot{s}}{\mathrm{St}}, \tag{9}$$

$$\theta(\xi,0)=f(\xi),\ \ s(0)=1,\ \ \theta(1,\eta)=1. \tag{10}$$

Здесь $\theta=T/T_f$, $\xi=x/L(t)$, $s(\eta)=L(t)/L_0$, $\eta=\lambda t/\left(\rho c_p L_0^2\right)$ — безразмерное время, $N=\lambda/\left(4\sigma_0 T_f^3 L_0\right)$ — радиационно-кондуктивный параметр, $\Phi^\pm(\xi,\eta)=E^\pm(x,t)/\left(4\sigma_0 T_f^4\right)$ — безразмерная плотность потока излучения, $F^*=E^*/\left(4\sigma_0 T_f^4\right)$ — безразмерная плотность потока излучения, падающего на пластину с правой стороны, $\mathrm{Bi}_i=h_i L_0/\lambda$ — число Био, $\dot{s}=ds/d\eta$ — скорость распространения фронта плавления, $\mathrm{St}=T_f c_p/\gamma$ — число Стефана, σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана.

Входящие в уравнения (7)–(9) безразмерные плотности потоков излучения $\Phi^\pm$ $(\Phi=\Phi^+-\Phi^-)$ определяются из решения уравнения переноса излучения в плоском слое излучающей и поглощающей среды с известным распределением температуры по слою.

Широкие возможности в смысле простоты решения и эффективности получения результатов представляет модифицированный метод средних потоков [8]. В рамках этого метода уравнение переноса излучения сводится к системе двух нелинейных дифференциальных уравнений для плоского слоя полупрозрачной среды. Дифференциальный аналог уравнения переноса для полусферических потоков $\Phi^\pm$ записывается в виде:

$$\begin{gathered}\frac{d}{d\tau}\Big(\Phi^+(\tau,\eta)-\Phi^-(\tau,\eta)\Big)+\big(1-\omega\big)\Big(m^+(\tau)\Phi^+(\tau,\eta)-m^-(\tau)\Phi^-(\tau,\eta)\Big)=\big(1-\omega\big)n^2\Phi_0,\\ \frac{d}{d\tau}\Big(m^+(\tau)l^+(\tau)\Phi^+(\tau,\eta)-m^-(\tau)l^-(\tau)\Phi^-(\tau,\eta)\Big)+\big(1-\omega\big)\Big(\Phi^+(\tau,\eta)-\Phi^-(\tau,\eta)\Big)=0.\end{gathered} \tag{11}$$

Граничные условия (5) для системы уравнений (11) учитывают диффузный характер процессов отражения, пропускания и частичного поглощения (излучения) поверхностными слоями границ и в безразмерном виде записываются следующим образом [7]:

$$\begin{gathered}\Phi^+(0,\eta)=A_1 n^2\frac{\theta^4(0,\eta)}{4}+D_1\frac{\theta_1^4}{4}+\left(1-\frac{1-R_1}{n^2}\right)\Phi^-(0,\eta),\\ \Phi^-(1,\eta)=A_2 n^2\frac{\theta^4(1,\eta)}{4}+D_2F^*+\left[1-\frac{1-R_2}{n^2}-A_2\left(\frac{1+n^2}{n^2}\right)\right]\Phi^+(1,\eta).\end{gathered} \tag{12}$$

Здесь $\Phi^\pm(\tau,\eta)=\dfrac{2\pi\int\limits_{0(-1)}^{1(0)}I(\tau,\mu)\mu d\mu}{4\sigma_0 T_r^4}$, $m^\pm(\tau)=\dfrac{\int\limits_{0(-1)}^{1(0)}I(\tau,\mu)d\mu}{\int\limits_{0(-1)}^{1(0)}I(\tau,\mu)\mu d\mu}$, $l^\pm(\tau)=\dfrac{\int\limits_{0(-1)}^{1(0)}I(\tau,\mu)\mu^2 d\mu}{\int\limits_{0(-1)}^{1(0)}I(\tau,\mu)\mu d\mu}$,

I — интенсивность излучения, μ — косинус угла между направлением распространения излучения и осью x, $\tau = \alpha \cdot L(t) / (1-\omega)$ — оптическая толщина слоя в момент времени t, ω–альбедо однократного изотропного рассеяния. Значения коэффициентов $m^{\pm}$, $l^{\pm}$ определяются из рекуррентного соотношения, полученного с помощью формального решения уравнения переноса излучения [8].

Решения краевой задачи сводится к определению температуры $\theta(\xi,\eta)$ и плотностей потоков результирующего излучения $\Phi(\xi,\eta)$ в области $G = \left\{0 \le \xi \le 1,\ 0 \le \eta \le \eta_1\right\}$, представляющий собой плоский слой твердой фазы. Положение фронта фазового перехода $s(\eta)$ меняется от 1 до 0. Краевая задача (7)–(10) решается конечно-разностным методом, нелинейная система неявных разностных уравнений — методом прогонки и итераций. При решении радиационной задачи используются итерации, на каждом шаге которых краевая задача (11)–(12) решается методом матричной факторизации. Быстрая сходимость такого метода решения позволяет получать результаты с высокой степенью точности.

Анализ результатов

Ниже представлены результаты численного моделирования процессов нагрева образца из слоя полупрозрачного материала с физическими параметрами: $S_0 = 0{,}1$ м, $T_1 = 300$ K, $T_2 = 900$ K, $T_f = 1000$ K, $E^* = 200$ кВт; теплофизические свойства материала близки к свойствам флюорита и составляют: $\rho = 2000$ кг/м^3, $\lambda = 5$ Вт/(м^{2}K), $a = 10^{-6}$ м^2/с; оптические параметры образца: показатель преломления $n = 1{,}5$, коэффициент объемного поглощения $\alpha = 10$ м$^{-1}$, коэффициенты отражения $R_{1,2} = 0{,}1$ и 0,5, степень черноты $\varepsilon_{1,2} = 0{,}1$. Значения альбедо однократного рассеяния ω варьируются от 0 до 0,5.

На этапе нагрева образца до температуры плавления (первый этап) коэффициент конвективной теплоотдачи на левой границе составлял $h_1 = 1$ Вт/(м^2·град), на правой — $h_2 = 10$ Вт/(м^2·град). Данное обстоятельство вызвано тем, что при больших значениях h_1 среда в целом охлаждается и правая граница не достигает температуры фазового перехода. На втором этапе при решении задачи Стефана полагаем $h_1 = 20$ Вт/(м^2·град) с тем, чтобы левая граница не достигла температуры фазового перехода. Значение h_2 остается прежним. Целью является определение влияния изотропного рассеяния на процесс плавления полупрозрачной среды.

На рис. 2 представлены температурное поле и поле результирующего радиационного потока излучения в случае нерассеивающей серой среды ($\omega = 0$) с коэффициентами отражения $R_{1,2} = 0{,}1$. Монотонное увеличение температуры на этапе нагрева образца при приближении температуры правой поверхности к температуре фазового перехода становится немонотонным, с малым перегревом около правой границы (кривая *2*, рис. 2*a*). Здесь и ниже кривые между линиями *1* и *2* относятся к первому этапу задачи — радиационно-кондуктивному теплообмену, и соответствуют положению, когда правая граница достигает значений безразмерной температуры при $\theta(\xi,\ \eta) = 0{,}4$, 0,6, 0,8, 0,9 и 1. Кривые между линиями *2* и *3* относятся ко второму этапу — этапу плавления, и соответствуют положению безразмерного фронта фазового перехода $s(t) = 1$, 0,7, 0,5 или 0,3 и финальному положению, до которого идет решение задачи. На втором этапе задачи перегрев образца только усиливается, а его максимум сдвигается к центру образца. Радиационные потоки, имеющие на первом этапе малый градиент по толщине, с началом фазового перехода характеризуются большими перепадами. Среда на данном этапе становится более излучающей (рис. 2*b*). Более детальное рассмотрение температурного поля в процессе фазового перехода представлено на рис. 2*c*. С началом второго этапа задачи перегрев

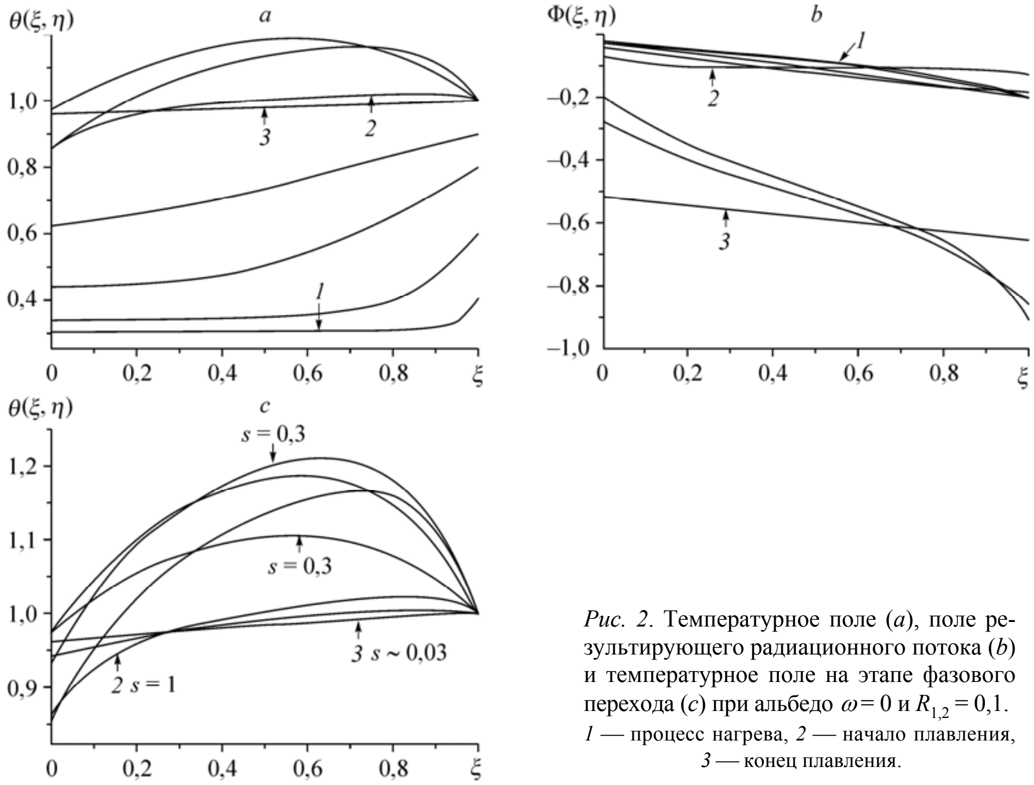

Рис. 2. Температурное поле (*a*), поле результирующего радиационного потока (*b*) и температурное поле на этапе фазового перехода (*c*) при альбедо $\omega = 0$ и $R_{1,2} = 0{,}1$.
1 — процесс нагрева, *2* — начало плавления, *3* — конец плавления.

резко увеличивается и достигает максимума при положении фронта $s \cong 0{,}7$. По мере плавления максимум сдвигается к центру и к концу процесса при $s \cong 0{,}03$ становится стационарным. Это связано не только с высокой пропускательной способностью правой границы ($D_2 = 0{,}8$), высокой прозрачностью материала, радиационно-кондуктивным параметром $N \cong 0{,}04$, но также с конвективным потоком на рассматриваемой границе. На втором этапе конвекция меняет направление, и правая граница становится теплопоглощающей.

Наличие слабого рассеяния $\omega = 0{,}1$ (рис. 3) и более сильного $\omega = 0{,}5$ (рис. 4) качественно не меняет картину. Она также не меняется при увеличении коэффициента отражения левой границы до значения $R_1 = 0{,}5$ при $\omega = 0{,}5$ (рис. 5). При увеличении

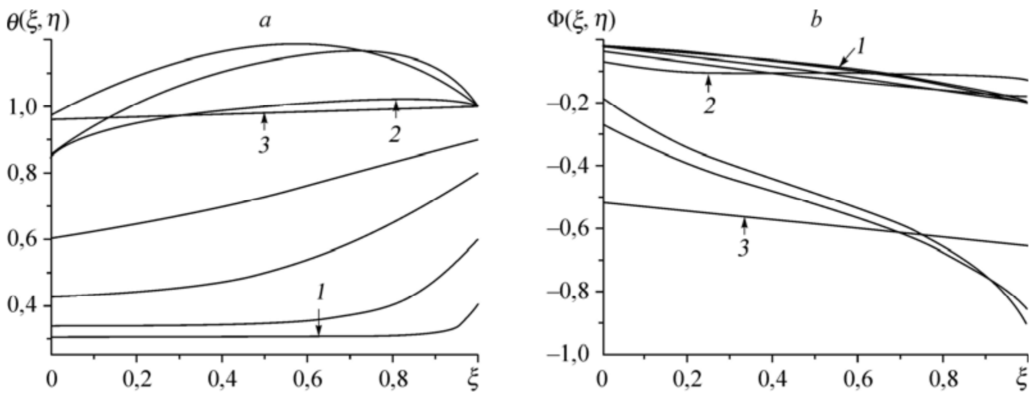

Рис. 3. Температурное поле (*a*), поле результирующего радиационного потока (*b*) при альбедо $\omega = 0{,}1$ и $R_{1,2} = 0{,}1$.
1 — начало процесса, *2* — начало плавления, *3* — конец плавления.

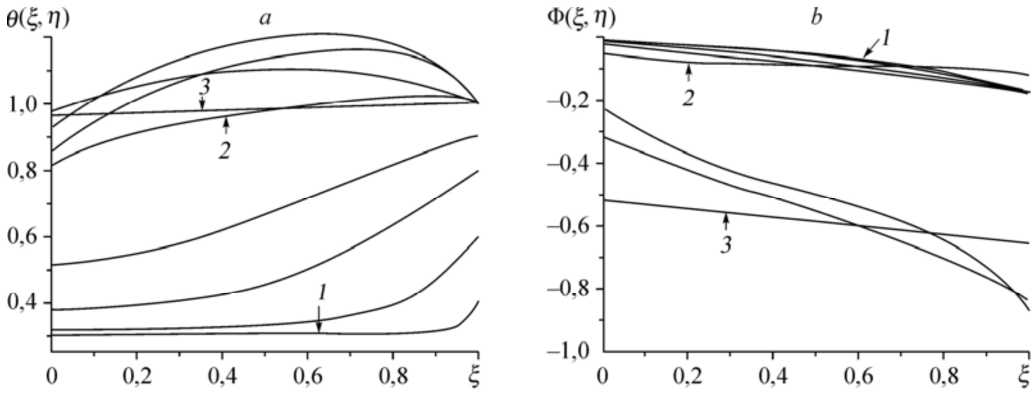

Рис. 4. Температурное поле (*a*), поле результирующего радиационного потока (*b*) при альбедо $\omega = 0{,}5$ и $R_{1,2} = 0{,}1$.
1 — начало процесса, *2* — начало плавления, *3* — конец плавления.

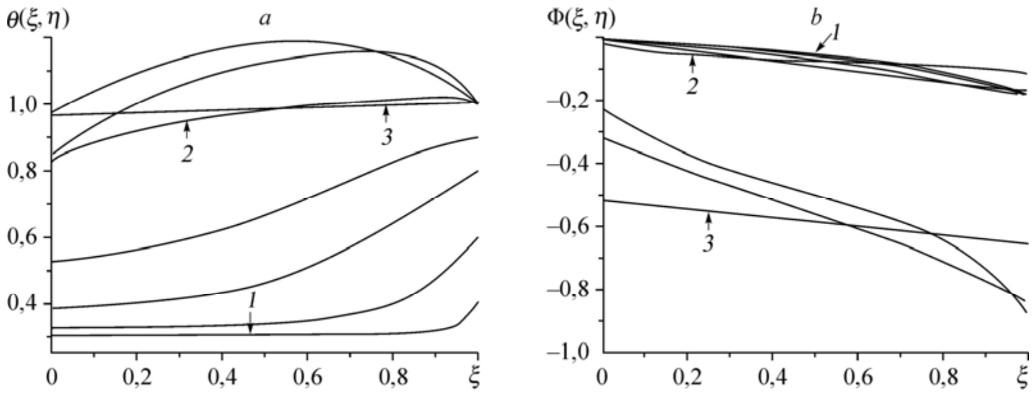

Рис. 5. Температурное поле (*a*), поле результирующего радиационного потока (*b*) при альбедо $\omega = 0{,}5$ и $R_1 = 0{,}5$, $R_2 = 0{,}1$.
1 — начало процесса, *2* — начало плавления, *3* — конец плавления.

отражательной способности правой границы до значения $R_2 = 0{,}5$, в случае, когда $R_1 = 0{,}1$ (рис. 6), среда не достигает температуры фазового перехода (рис. 6*a*) и температура левой границы становится стационарной (рис. 6*b*). Это обстоятельство связано с уменьшением доли пропускательной способности правой границы.

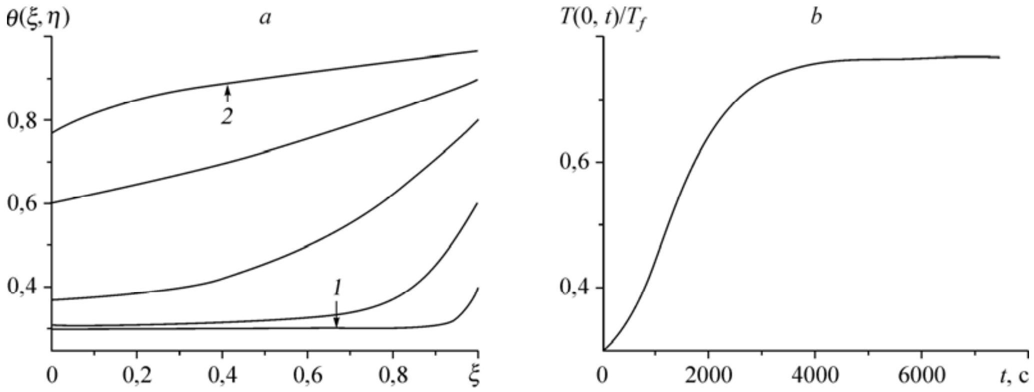

Рис. 6. Температурное поле (*a*), поле результирующего радиационного потока (*b*) при альбедо $\omega = 0{,}5$ и $R_1 = 0{,}1$, $R_2 = 0{,}5$.
1 — начало процесса, *2* — конец процесса.

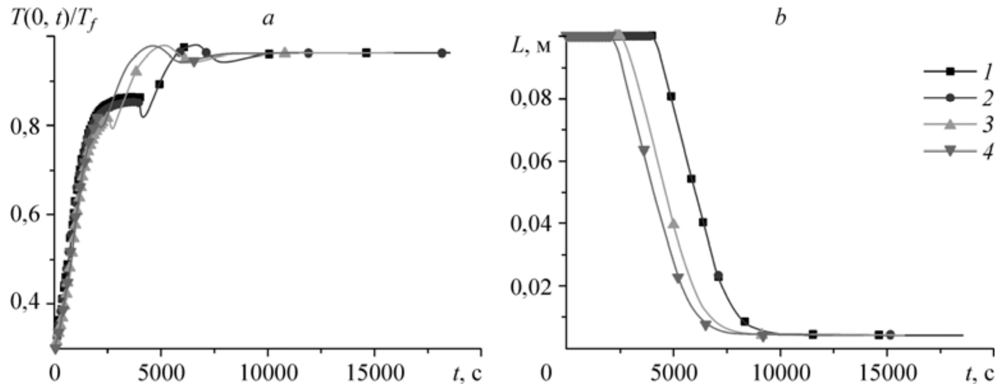

Рис. 7. Рост температуры левой границы (*a*) и динамика фронта раздела фаз (*b*) при разных значениях альбедо ω и коэффициенте отражения левой границы R_1. $\omega = 0$ (*1*), 0,1 (*2*), 0,5 (*3*), 0,5 (*4*); $R_1 = 0{,}1$ (*1*), 0,1 (*2*), 0,1 (*3*), 0,5 (*4*).

Рост температуры левой границы при разных значениях альбедо однократного рассеяния и коэффициенте отражения R_1 представлен на рис. 7*a*. Скачок температуры на графиках связан с уменьшением коэффициента теплоотдачи h_1 на втором этапе задачи. В случае нерассеивающей среды и среды со значением $\omega \leq 0{,}1$ рост температуры практически одинаков и с середины процесса стабилизируется. С увеличением ω процесс роста заметно сокращается. Увеличение отражательной способности левой границы R_1 приводит к еще более сильному сокращению времени, что связано с переизлучением потока на правую границу. Динамика фронта фазового перехода показывает, что с увеличением альбедо время нагрева (пологая линия при $L = 0{,}1$) заметно сокращается, а сам образец плавится не до конца, устремляясь в асимптотику при $s \cong 0{,}3$ (рис. 7*b*).

Выводы

Рассеяние приводит к перераспределению температуры в объеме полупрозрачной среды и за счет этого к сокращению времени нагрева, при этом распределение температуры по толщине заметно не меняется. Происходит своего рода масштабирование задачи в сторону «ужимания» времени. С помощью подбора конвективной теплоотдачи на границах появляется возможность управлять процессом фазового перехода.

Список литературы

1. **Le Dez V., Yousefian F., Vaillon R., Lemonnier D., Lallemand M.** Probleme de Stefan direct dans un milieu semi-transparent gris // J. Phys. III France. 1996. Vol. 6, No. 3. P. 373–390.
2. **Ozisik M.N., Ho C.-H.** Combined conduction and radiation in two layer planar medium with flux boundary condition // Numer. Heat Transfer. 1987. Vol. 11, No. 3. P. 321–340.
3. **Голова Е.П., Рубцов Н.А.** О задаче Стефана для полупрозрачного материала с учетом рассеяния. Новосибирск, 1987. 24 с. (Препринт / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики; № 153-87).
4. **Бурка А.Л., Рубцов Н.А., Саввинова Н.А.** Нестационарный радиационно-кондуктивный теплообмен в полупрозрачной среде с фазовым переходом // Журнал прикл. мех. и техн. физики. 1987. № 1. С. 96–99.
5. **Слепцов С.Д., Гришин М.А.** Однофазная задача Стефана в полупрозрачной среде с учетом изотропного рассеяния излучения // Мат. 50-й междун. науч. студ. конф. «Студент и научно-технический прогресс»: Физика неравновесных процессов. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2012. С. 39.
6. **Слепцов С.Д., Гришин М.А.** Влияние изотропного рассеяния на процесс плавления полупрозрачной среды // Тезисы докл. X междун. конф. молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики». Новосибирск: Изд-во ИТ СО РАН, 2012. С. 34.
7. **Рубцов Н.А.** К определению граничных условий радиационного теплообмена на плоской поверхности раздела двух сред // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 1. С. 87–102.
8. **Рубцов Н.А., Тимофеев А.М., Саввинова Н.А.** Комбинированный теплообмен в полупрозрачных средах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. 197 с.

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2013 г.