

Ю. В. Житников, Ю. И. Зецер

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД ПРИ ОБЪЕМНЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Один из возможных механизмов воздействия на материалы связан с созданием объемных источников выделения тепловой энергии в этих материалах, обусловленных либо поглощением энергии электромагнитных волн, либо пропусканием электрического тока. В обоих случаях воздействие определится распределенными объемными источниками тепловыделения. В результате воздействия в материалах может возникать область фазового перехода, развитие которой и будет определять изменение физических свойств материала и его разрушение. На практике это воздействие солнечной радиации на лед и мерзлые грунты [1—4], электромагнитных волн на различные материалы [5, 6].

Особенностью фазового перехода при распределенных объемных источниках является наличие изотермической переходной области конечных размеров [7], определяемой тем, что температура в ней достигла температуры фазового перехода, а поглощенная энергия еще меньше энергии фазового превращения. В общем случае граница этой области может быть границей разрыва распределения внутренней энергии [7, 8]. Математический анализ данной проблемы проделан в [7], где установлены существование и единственность решения обобщенной задачи Стефана, а также краевые условия на ее границе в различных случаях. Примеры решения задач о фазовом переходе с изотермической зоной приведены в [4, 5], а в [1, 2] — натурные данные.

В настоящей работе в одномерном приближении в рамках обобщенной задачи Стефана численно исследуется развитие области фазового превращения (плавления) материала под действием распределенных тепловых источников. Эволюция изотермической области зависит от теплового режима, теплофизических свойств материала и характера распределения внутренних источников тепла. Установлено, что в процессе воздействия возможен переход от обобщенной задачи Стефана к классической и наоборот. Это соответствует случаю, когда в процессе взаимодействия возникшая изотермическая зона (обобщенная задача Стефана) локализуется (классическая задача Стефана), а затем снова может расширяться в область конечных размеров. Сформулированы условия такого перехода, а также условия, определяющие смену режима развития границы изотермической области как слабого, так и сильного разрыва потока тепловой энергии.

Основа численного решения одномерной задачи Стефана — разностный метод решения одномерного уравнения теплопроводности по неявной схеме и метод прогонки [9], а также предложенный регулярный алгоритм изменения расположения узлов сетки при движении границы области фазового перехода. При этом узлы сетки двигаются только вблизи границы, а остальные узлы неподвижны. Численный алгоритм позволяет определить как перемещение самой границы, так и изменение температуры в каждый момент времени в соответствующих областях. Другие численные алгоритмы рассмотрены в [8, 10].

1. Постановка задачи. В системе координат OYX рассматривается пластина толщиной H (ось x нормальна поверхности пластины и направлена в глубь материала) под действием распределенных объемных источников с плотностью $q_v(x, t)$, $0 \leq t \leq T$, T — время воздействия. Обозначим область $0 \leq x \leq H$ через $\Omega_0 = \{0, H\}$. Возникновение области фазового перехода зависит от температуры фазового превращения T_F и теп-

ловой энергии фазового превращения Q_F на единицу массы вещества (для плавления от удельной теплоты плавления). Будем предполагать, что тепловые характеристики материала до и после фазового превращения известны и для простоты однородны по пространству и времени, а начальная температура $T(x, 0) = 0$. В общем случае в пластине могут возникать области с температурой $T(x, t) > T_F$ (область после фазового превращения Ω_F), $T(x, t) < T_F$ (область до фазового превращения Ω) и $T = T_F$ (изотермическая область, в которой происходит фазовое превращение, Ω_T). Заметим, что область Ω_T может быть локализованная, как в классической задаче Стефана [8] (т. е. меры нуль), либо протяженная, как в обобщенной задаче Стефана [7] (меры больше нуля). Записывая уравнение одномерной теплопроводности в каждой из характерных областей, имеем

$$(1.1) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = R_1 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_1(x, t), \quad T < T_F, \quad x \in \Omega,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = R_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_2(x, t), \quad T > T_F, \quad x \in \Omega_F;$$

$$(1.2) \quad T = T_F, \quad x \in \Omega_T,$$

где $R_2 = \lambda_F/a_F$; $a_F = \rho_F c_F$; $R_1 = \lambda/a$; $a = \rho c$; $Q_1 = q_v/a$; $Q_2 = q_v/a_F$; λ_F , ρ_F , c_F — теплопроводность, плотность и теплоемкость в материале после фазового перехода, а λ , ρ , c — эти же величины до фазового перехода. Область Ω_T включает в себя и границу между Ω и Ω_F , если такая есть, и поэтому (1.2) может рассматриваться как граничное условие для (1.1) в этом случае.

Помимо (1.2) необходимо написать дополнительное условие, определяющее эволюцию границы фазового перехода. Ниже проведем такой анализ эволюции области Ω_T в зависимости от теплового режима. На внешних поверхностях пластины возможно задание обычных краевых условий по потоку или температуре.

2. Анализ возможных режимов эволюции границ области фазового превращения. Исследованию классической и обобщенной задач Стефана посвящены соответственно работы [7, 8]. Как известно [8], на границе фазового перехода $x_F(t)$ в задаче Стефана должно выполняться условие

$$(2.1) \quad \frac{dx_F}{dt} = \frac{q^- - q^+}{Q_F \rho}.$$

Здесь $q^+ = - \lim_{x \rightarrow x_F+0} \lambda \frac{\partial T}{\partial x}(x, t)$; $q^- = - \lim_{x \rightarrow x_F-0} \lambda_F \frac{\partial T}{\partial x}(x, t)$; Q_F — энергия фазового превращения; ρ — плотность материала. Предполагается, что $T \geq T_F$, $x \leq x_F$; $T \leq T_F$, $x \geq x_F$. На границе области фазового превращения поток энергии q терпит разрыв первого рода.

Характерная особенность обобщенной задачи Стефана — наличие протяженной изотермической зоны (например, с границей $\{x_F^{(1)}(t), x_F^{(2)}(t); x_F^{(1)} \leq x \leq x_F^{(2)}, T = T_F\}$). Необходимым условием образования протяженной изотермической зоны является наличие объемных источников, приведенных в [7], где установлены различные граничные условия на границе этой зоны (помимо условия $T = T_F$), а также рассмотрен вопрос о существовании и единственности решения. Так, при расширении этой зоны ($\dot{x}_F^{(1)} \leq 0, \dot{x}_F^{(2)} \geq 0$) должно выполняться условие

$$(2.2) \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0,$$

которое соответствует отсутствию потока тепловой энергии из изотермической области при ее расширении. Введем величину $Q_s(x, t) (x \in [x_F^{(1)}, x_F^{(2)}])$ поглощенной тепловой энергии на единицу объема в процессе фазового превращения $Q_s \leq Q_F \rho$. При достижении в какой-либо точке области Ω_T поглощенной энергии Q_s значения ρQ_F в этой точке процесс фа-

зового превращения прекращается. Энергия, необходимая для фазового превращения в изотермической зоне, равна $\rho Q_F - Q_s$.

Рассмотрим случай, когда на границе изотермической области поток тепловой энергии отличен от нуля. Пусть сначала изотермическая область граничит с областью до фазового перехода, т. е. $x \geq x_F^{(2)}$, $T \leq T_F$. Тогда поток $q^+ > 0$. Рассмотрим уравнение теплового баланса для достаточно малой области $\delta x_F^{(2)} < 0$, прилегающей к границе. Величина энергии, вышедшей из этой области, $q^+ \delta t$, а тепловая энергия, полученная областью, $q_v \delta t \delta x_F^{(2)}$ и является величиной второго порядка (при $\delta x_F^{(2)} \rightarrow 0$) по сравнению с $q^+ \delta t$. Следовательно, тепловая энергия станет убывать и единственным процессом, который здесь возможен, будет кристаллизация. Тогда в главном приближении для процесса кристаллизации $q^+ \delta t = -(\rho Q_F + Q_s(x, t)) \delta x_F^{(2)}$ имеем в пределе при $\delta t \rightarrow 0$, $\delta x_F^{(2)} \rightarrow 0$

$$(2.3) \quad \frac{dx_F^{(2)}}{dt} = -\frac{q^+}{\rho Q_F + Q_s(x_F^{(2)}, t)}, \quad \dot{x}_F^{(2)} \leq 0.$$

Аналогично для $x_F^{(1)}$ в этом режиме ($\dot{x}_F^{(1)} \geq 0$)

$$(2.4) \quad \frac{dx_F^{(1)}}{dt} = \frac{q^-}{\rho Q_F + Q_s(x_F^{(1)}, t)}, \quad \dot{x}_F^{(1)} \geq 0.$$

В случае, если изотермическая область (например, $x \geq x_F^{(1)}$, $T = T_F$) граничит с областью вещества после фазового перехода ($T(x, t) \geq T_F$, $x \leq x_F^{(1)}$), при наличии потока в эту область q^- имеем [7]

$$(2.5) \quad \frac{dx_F^{(1)}}{dt} = \frac{q^-}{\rho Q_F - Q_s(x_F^{(1)}, t)}.$$

Уравнения (2.1)–(2.5) описывают эволюцию зоны фазового превращения либо изотермической зоны. Однако помимо этих условий необходимо указать дополнительные, определяющие тот тепловой режим, в котором происходит развитие области фазового превращения по одному из законов (2.1)–(2.5).

Рассмотрим задачу Стефана. Пусть $x \leq x_F$, $T(x, t) \geq T_F$; $x \geq x_F$, $T \leq T_F$; $x_F > 0$, а на границе $x = x_F$ выполняется (2.1). Сформулируем необходимые и достаточные условия возникновения изотермической области в момент времени $t = t_0$. Образование этой области при $t \geq t_0$ означает, что возникает изотермическая область с границей $x_F^{(1)}(t)$, $x_F^{(2)}(t)$, $x_F^{(2)}(t) > x_F^{(1)}(t)$, $\dot{x}_F^{(2)}(t) > \dot{x}_F^{(1)}(t)$, $t > t_0$ при $t = t_0$, $x_F^{(1)} = x_F^{(2)} = x_F(t_0)$.

Необходимым условием в момент $t = t_0$ образования изотермической зоны является условие $q^+(x_F, t_0) = 0$. Действительно, если бы изотермическая область могла образовываться при $t = t_0 + \delta t$ ($\delta t \rightarrow 0$) и $q^+ > 0$, то на ее границе было бы условие $q^+(x_F^{(2)}, t_0 + \delta t) > 0$ ($\delta t \rightarrow 0$) и по доказанному выше начался процесс кристаллизации, а $\dot{x}_F^{(2)} < 0$, что невозможно, так как по условию $\dot{x}_F^{(2)} > 0$. Следовательно, если изотермическая область образуется при $t = t_0$, тепловой поток отсутствует $q^+ = 0$.

Достаточным условием образования изотермической зоны является возрастание температуры $T \geq T_F$ при $x \geq x_F(t_0 + \delta t)$ и $\delta t \geq 0$ ($\delta t \rightarrow 0$), т. е. в окрестности границы x_F , при необходимом условии $q^+ = 0$. Действительно, если это так, то при $t = t_0 + \delta t$ перед границей области фазового превращения x_F образуется зона, где $T > T_F$, что невозможно в рамках классической задачи Стефана и означает, что в этих точках должен начаться фазовый переход, т. е. образование изотермической зоны и переход к обобщенной задаче Стефана.

Рассмотрим вопрос о возможной смене режима эволюции изотермической области от расширения ее ($\dot{x}_F^{(2)} > 0$) (2.2) к сужению ($\dot{x}_F^{(2)} < 0$)

(2.3). Пусть при $t = t_0$ граница изотермической зоны $x_F^{(2)}$, на которой решение удовлетворяет условию (2.2). Для того чтобы изотермическая область продолжала расширяться при $t > t_0$, т. е. $\delta x_F^{(2)} > 0$, необходимо, чтобы при $t = t_0 + \delta t$, краевом условии (1.2) и фиксированной границе $x_F^{(2)}$ поток $q^+(x_F^{(2)}, t_0 + \delta t) < 0$ (т. е. при $x \gtrsim x_F^{(2)}(t_0)$ температура возросла: $T(x, t_0 + \delta t) \gtrsim T_F$). Действительно, если это не так, то $q^+ > 0$ и, значит, от границы $x_F^{(2)}$ возникает процесс кристаллизации и происходит смена режима развития изотермической области. Установленные утверждения на каждом шаге по времени должны проверяться, что позволяет следить за возможной сменой режима развития области фазового превращения.

Ниже на численных примерах показана возможная смена режима развития области фазового перехода от условия Стефана (когда область фазового перехода локализована) к обобщенной задаче Стефана (возникновению протяженной изотермической области фазового превращения) и наоборот. Для нахождения распределения температуры при наличии характерных областей, развитие которых определится одним из условий (2.1)–(2.5), необходимо указать регулярную процедуру нахождения решения уравнения (1.1) в этих областях.

3. Численный алгоритм определения движения границ фазового перехода и построения решения уравнения теплопроводности. Согласно анализу, проведенному выше, пластина толщиной H в случае начала процесса фазового превращения разбивается на характерные области, на границе которых выполняется условие (1.2). Рассмотрим алгоритм численного построения решения в этом случае. Поскольку граница, на которой выполняется условие (1.2), перемещается, то при разбиении такой области узлами последние тоже будут перемещаться. В [10] для нахождения решения в характерных областях вводились две системы координат: подвижная и неподвижная; подвижная выбиралась во всей области отыскания решения.

Ниже предлагается способ, по которому подвижная система координат берется только в окрестности движения неизвестной границы, а остальные узлы сетки неподвижны. Таким способом будет представляться дискретизация области, граница которой движется по условию (2.1), (2.3)–(2.5).

Пусть x_F — граница фазового превращения, движение которой определяется одним из условий (2.1), (2.3)–(2.5). Возьмем сначала условие Стефана, когда решение уравнения теплопроводности надо разыскивать при $x > x_F (T < T_F)$ и $x < x_F (T > T_F)$. Пусть $x_j (j = 1, \dots, N)$ — узлы сетки разбиения пластины, а $\Delta_j = x_{j+1} - x_j (j = 1, \dots, N - 1)$ — шаг сетки. Предположим, что в момент $t = t_0$ $x_F = x_j$. Тогда поступаем следующим образом. Сносим точку x_{j+1} в x_j и в области $x_F \leq x \leq H$ получаем новое разбиение узлами $\xi_{j+1}, x_{j+2}, \dots, x_N$. Здесь ξ_{j+1} — новый узел, шаг сетки $\Delta'_{j+1}, \Delta_{j+2}, \dots, \Delta_{N-1}$, $\Delta'_{j+1} = x_{j+2} - x_F$ (на первом шаге $x_F = x_j$). Область же $0 \leq x \leq x_F$ разобьется узлами $x_1, \dots, x_{j-1}, \xi_j$ ($\xi_j = x_j$), на первом шаге $t = t_0$, а шаг сетки $\Delta_1, \dots, \Delta'_{j-1}$, где $\Delta'_{j-1} = x_F - x_{j-1}$ (при $t = t_0$ $x_F = x_j$). Граница $\xi_j = \xi_{j+1}$ для этих областей будет перемещаться по условию (2.1), в котором потоки и температуры вычисляются на предыдущем шаге

$$(3.1) \quad \delta \xi_j = \delta \xi_{j+1} = -(q^- - q^+) \delta t / \rho Q_F = \delta x_F$$

(δt — шаг по времени). Температура в точке ξ_{j+1} на предыдущем шаге по времени рассчитывается по линейной аппроксимации

$$T_{j+1}(t) = T_F + (T_{j+2} - T_F) \delta \xi_{j+1} / \Delta'_{j+1} = T_j(t).$$

Таким образом, узлы $\xi_j = \xi_{j+1}$ непрерывно двигаются со временем. Как только узел ξ_j достигнет x_{j+1} (т. е. $\xi_{j+1} = x_{j+1}$), возвращаемся к старым узлам: x_j, x_{j+1} . Температура в x_{j+1} $T_{j+1} = T_F$, а в x_j аппроксими-

руем по линейному закону $T_j = T_F - (T_F - T_{j-1})(x_{j+1} - x_j)/\Delta_{j-1}$. После этого сносим x_{j+2} в x_{j+1} и повторяем всю процедуру. В результате получаем алгоритм изменения сетки при движении узлов. На каждый момент времени уравнения теплопроводности (1.1) решались численно по неявной схеме методом прогонки [9] по узлам, выбираемым, как описано выше.

В случае, если область фазового превращения ($T > T_F$) граничит с изотермической (например, возьмем границу $x_F = x_F^{(1)}$), то движение границы находится по одному из условий (2.4), (2.5). Тогда в каждой области выбор сетки производится по алгоритму, описанному выше, а перемещение узлов определяется соответственно $\delta \xi_j = \delta_{\xi_j}^* = \delta t q^- / (\rho Q_F \pm \pm Q_s) > 0$ (\pm зависит от характера процесса фазового превращения). Аналогичное условие выписывается для границы $x_F^{(2)}(t)$. При локализации изотермической зоны ее движение описывается соотношением (3.1).

Рассмотрим случай расширения изотермической зоны по условию (1.2), (2.2), выбирая статическую сетку x_1, \dots, x_N во всей полосе.

Пусть $x_j = x_F$ — граница изотермической области ($T = T_F$, $x < x_F$). Тогда уравнение теплопроводности (1.1) решается численно по сетке с узлами x_j, \dots, x_N при граничном условии (2.2). Перемещение этой области в следующий узел определялось из условия достижения температуры на границе x_j , заданной $T_j = T_F - \varepsilon$ (ε — точность достижения T_F).

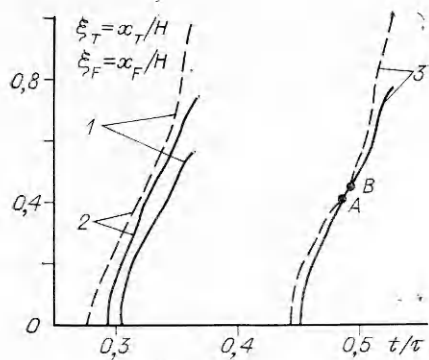
Таким образом, предложен численный алгоритм нахождения распределения температуры при различных характерных областях. Ниже рассмотрены различные примеры возникновения и развития областей фазового перехода с учетом изотермической зоны, ее локализации и возможного повторного возникновения. Заметим, что предложенный алгоритм эволюции каждой из трех областей (Ω , Ω_T , Ω_F) может быть использован для любого количества и сочетания указанных областей, а внутри их решение будет находиться по неявной схеме методом прогонки. Доказанные выше утверждения и предложенный алгоритм расчета сохраняют свою силу и для неоднородных теплофизических параметров.

4. Численные примеры. Рассматривались полоса толщиной H и распределение объемных источников $q_v = A e^{-\alpha \xi}$, $\xi = x/H$, A , α — параметры. Поверхности полосы теплоизолированы, а начальная температура $T(0, x) = 0$ (если $T(0, x) = T_0 = \text{const}$, то нижеприведенные вычисления соответствуют $\Delta T = T - T_0$). Перед началом счета удобно произвести обезразмеривание физических величин: время $t' = t/\tau$, координата $\xi = x/H$, где $\tau = aH^2/\lambda$. Тогда в (1.1) имеем $\bar{R}_1 = 1$, $Q_1 = q_v H^2/\lambda$, $Q_2 = q_v H^2 a/\lambda a_F \equiv Q_1 a/a_F$, $R_2 = \lambda_F a/a_F \lambda$, $A' = AH^2/\lambda$ (вместо t взять t' , а вместо x в (1.1) ξ). Введем также величины $Q'_F = \rho Q_F/a$, $Q'_s = Q_s/a$ и потоки $q^+ = -\partial T/\partial \xi (T < T_F)$, $q^- = -\lambda_F \lambda^{-1} \partial T/\partial \xi$ при $T > T_F$ (Q'_F , Q'_s , q^+ , q^- в градусах). Тогда условия (2.1), (2.3)–(2.5) запишутся в безразмерном виде ($\xi = x_F/H$ или $\xi = x_F^{(1)}/H$)

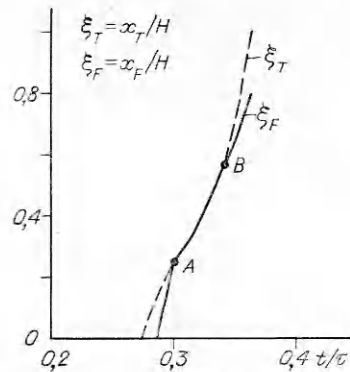
$$(4.1) \quad \frac{d\xi}{dt'} = \frac{q^- - q^+}{Q'_F \pm Q'_s} \left(q^+ = 0 \text{ при } \xi = \frac{x_F^{(1)}}{H} \right).$$

Численная реализация уравнений (1.1), записанных в безразмерном виде в переменных (ξ, t') при условии (4.1), проводилась по методике, изложенной выше. В результате вычислялось движение границ характерных областей как функция времени t' .

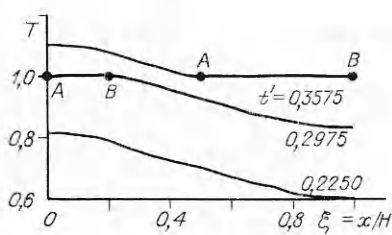
На рис. 1 представлен ряд кривых развития границ характерных областей в зависимости от параметров R_2 , Q'_F , T_F , A' . Изотермическая область образовывалась от границы $\xi = 0$ и обозначена штриховой линией ($\xi_T = x_F^{(2)}(t)/H$), а область фазового перехода ($\xi_F = x_F^{(1)}(t)/H$) — сплошной линией. Вычисления проведены для параметров $T_F = 1$, $a = a_F$, $R_2 = 1$, $A' = 5$, $\alpha = 1$ и $Q'_F = 0,1; 0,05$ (кривые 1, 2). При этом



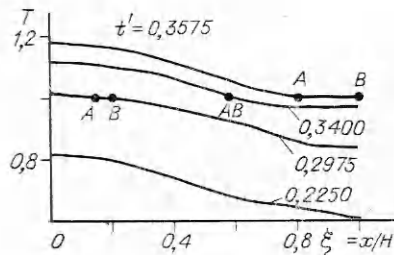
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

движение границы изотермической зоны не изменялось, так как граница зоны фазового перехода не «догоняла» границу изотермической зоны. Движение же фазовой границы «ускорялось», что связано с уменьшением энергии фазового превращения.

На рис. 2 показано развитие области фазового перехода для тех же параметров, что и выше, и $Q'_F = 0,03$. Граница области фазового превращения «догоняет» границу изотермической области (точка А, рис. 2), и происходит ее локализация, т. е. переход от обобщенной задачи Стефана к классической. При этом скорость движения границы фазового превращения замедляется, так как $Q'_s(\xi, t') = 0$. В дальнейшем граница фазового перехода распространяется по условию (2.1) (участок АВ, рис. 2). Замедление движения границы области фазового превращения приводит к прогреву материала в области до фазового превращения от объемных источников в ней и возможности образования изотермической зоны (точка В, рис. 2) в соответствии с критерием, сформулированным выше; в дальнейшем она распространяется до границы полосы. Таким образом, уменьшение энергии поглощения «ускоряет» границу изотермической зоны и области материала после фазового превращения и приводит к развитию изотермической зоны как бы в «колебательном» режиме: от конечной по размеру к локализованной и наоборот.

К аналогичному эффекту приводит и повышение температуры фазового перехода. На рис. 1 представлена (линии 3) зависимость движения границы от времени для $A' = 5$, $\alpha = 1$, $Q'_F = 0,05$ и $T_F = 1,5$. Видно, что увеличение температуры фазового перехода способствует замедлению движения изотермической области и возможности ее локализации.

На рис. 3, 4 показано распределение температуры в пластине по толщине для различных моментов времени t' . Распределение температуры на рис. 3 соответствует кривой 1 рис. 1 и ее тепловым параметрам, а на рис. 4 — кривой рис. 2 и ее тепловым параметрам (участок АВ на этих рисунках обозначает изотермическую зону). На рис. 4 показаны образование изотермической зоны, ее локализация, а затем расширение (участок АВ).

Таким образом, по предложенной методике проведены расчеты эволюции движения границ характерных областей как функции времени. Показана возможность смены режима фазового превращения от локализованной изотермической области к конечной и наоборот, что необходимо учитывать в реальных задачах, так как это может существенно повлиять на свойство материала перед областью фазового превращения, а также позволяет создавать протяженные изотермические области и тем самым влиять на свойства материала при более низких энергозатратах, чем для фазового перехода. Последнее определяет перспективность использования источников объемного энерговыделения (в частности, СВЧ-излучения) для разрушения или разупрочнения целого ряда материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chan S. H., Cho D. H., Kocamustaogullary G. Melting and solidification with internal radiate transfer a generalized phase change model // Intern. J. of Heat and Mass Transfer.— 1983.— V. 26, N 4.
2. Darsey N. E. Properties of ordinary water substance in all its phase water-vapor, water and all the ices.— N. Y.: Reinhold, 1940.
3. Волков В. Е., Чижев В. Е. Расчет подповерхностного таяния ледяного слоя // Материалы гляциологических исследований.— М., 1989.— № 67.
4. Некрасов Л. Б. Основы электромеханического разрушения мерзлых грунтов.— Новосибирск: Наука, 1979.
5. Бурка А. Л., Рубцов Н. А., Саввина Н. А. Применение обобщенной задачи Стефана к исследованию радиационно-кондуктивного теплообмена // ПМТФ.— 1988.— № 1.
6. Горшков А. Г., Дергачев А. Л. Воздействие мощного термосилового импульса на упругопластический стержень // Пробл. прочности.— 1989.— № 9.
7. Мейрманов А. М. Задача Стефана.— Новосибирск: Наука, 1986.
8. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана.— Рига: Звайгзне, 1967.
9. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.
10. Медведский Р. И., Сигунов Ю. А. Метод численного решения одномерных многофронтных задач Стефана // ИФЖ.— 1990.— Т. 58, № 4.

г. Москва

Поступила 22/VIII 1991 г.

УДК 533.6.011:535.211

Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА НА ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ

В [1] представлены результаты численного моделирования газодинамической картины разлета продуктов эрозии при воздействии лазерного импульсного излучения миллисекундной длительности на поверхность металлических и диэлектрических мишеней. Описаны метод численного моделирования на основе полной системы уравнений Навье — Стокса и экспериментальный комплекс, проведено сопоставление расчетных данных с экспериментальными при разных нерасчетностях. Показано, что пульсации давления на облучаемых лазером мишенях имеют газодинамическую природу.

В настоящей работе исследуется зависимость поведения пульсаций давления на мишенях от газодинамических параметров эрозионного факела.

В [1] в качестве характерных газодинамических параметров при приведении системы уравнений к безразмерному виду используются параметры на срезе сопла: безразмерное время $t' = tu_c/r_c$ (r_c — радиус пятна облучения (звукового сопла), u_c — стартовая скорость продуктов эрозии из пятна облучения (на срезе звукового сопла)). Кроме того, течение определяют: $n = p_c/p_\infty$ — нерасчетность (отношение давлений на срезе сопла и в затопленном пространстве), T_c/T_∞ — отношение температур

© Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов, 1992