

Исследование термоупругих эффектов в металлах в рамках модифицированной модели термического пика

И. В. Амирханов, И. В. Пузынин,
Т. П. Пузынина, И. Сархадов

*Лаборатория информационных технологий
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, д.6, Дубна, Московская область, Россия, 141980*

На основе модифицированной путём добавления уравнений движения модели термического пика численно исследованы термоупругие волны, возникающие в образце никеля под воздействием тяжёлого урана высокой энергии 700 МэВ. Показано, что возникающие при этом максимальные напряжения термоупругих волн на два порядка превышают предел прочности материала на оси трека.

Определены временные зависимости температур электронного газа, кристаллической решётки и термоупругих напряжений для разных расстояний от оси трека. Описана также динамика изменения максимальной области, внутри которой термоупругие напряжения превышают предел прочности материала. По мере удаления от оси трека по радиусу амплитуды термоупругих волн уменьшаются обратно пропорционально радиусу.

Ключевые слова: термоупругость, численное моделирование, деформация, напряжение, модель термического пика.

1. Введение

При прохождении тяжёлой заряженной частицы через вещество вблизи траектории возникают локальные перегревы, приводящие к генерации термоупругих напряжений [1], которые могут превышать прочность материала. Изменение температуры материала происходит не только за счёт подвода тепла от внешних источников, но также и за счёт самого процесса деформации. При деформации возникают упругие и тепловые волны. Эти явления обычно исследуются в рамках теории термоупругости [2]. В модели термического пика тепловые эффекты описываются системой двух связанных уравнений для температур электронного газа и кристаллической решётки T_e, T_i :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(\lambda_e \nabla T_e) - g(T_e - T_i) + A_e(\vec{r}, t), \quad (1)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \nabla(\lambda_i \nabla T_i) + g(T_e - T_i) + A_i(\vec{r}, t), \quad (2)$$

где $C_\gamma, \lambda_\gamma, A_\gamma; \gamma = e, i$ — соответственно теплоёмкости, теплопроводности и функции источников для электронного газа и кристаллической решётки, g — константа взаимодействия электронной подсистемы с решёткой.

2. Постановка задачи

В работе [3] численно исследована модель эволюции термоупругих волн, возникающих под воздействием импульсного пучка ионов. В настоящей работе приведём исходные уравнения термоупругости в рамках модели термического пика.

Статья поступила в редакцию 18 декабря 2012 г.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ, № 12-01-00396-а, 11-01-00278-а.

Функция свободной энергии деформированного тела имеет вид [2]:

$$F = F_0(T) - K\alpha(T - T_0)u_{ll} + \mu \left(u_{ik} - \frac{1}{3}\delta_{ik}u_{ll} \right)^2 + \frac{K}{2}u_{ll}^2, \quad u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\sigma)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1 + \sigma)}, \quad -1 < \sigma < \frac{1}{2},$$

где σ — число Пуассона, K , μ — называются соответственно модулями всестороннего сжатия и сдвига, E — модуль Юнга, u_i — i -я компонента вектора перемещения \vec{u} , $\alpha = 3\alpha_t$ — коэффициент объёмного теплового расширения (α_t — коэффициент линейного теплового расширения), δ_{ik} — символ Кронекера, F_0 , T_0 — соответственно свободная энергия и начальная температура тела в недеформированном состоянии. По заданной свободной энергии определяются тензор напряжений и энтропия

$$\sigma_{ik} = \frac{\partial F}{\partial u_{ik}} = -K\alpha(T - T_0)\delta_{ik} + 2\mu \left(u_{ik} - \frac{1}{3}\delta_{ik}u_{ll} \right) + Ku_{ll}\delta_{ik},$$

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T} = S_0(T) + K\alpha u_{ll},$$

где $S_0(T)$ — энтропия тела в недеформированном состоянии. По σ_{ik} и S составляются уравнения движения и теплопроводности:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = -K\alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} + \left(K + \frac{\mu}{3} \right) \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_l} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2},$$

$$T \frac{\partial S}{\partial t} = T \left(\frac{\partial S_0}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + K\alpha \frac{\partial u_{ll}}{\partial t} \right) = \nabla(\lambda \nabla T) + Q, \quad \frac{\partial S_0}{\partial T} = \frac{C_v}{T}.$$

Здесь C_v — теплоёмкость тела при постоянном объёме, Q — функция источника. Повторяя эту процедуру для второго уравнения системы (1)–(2) и учитывая, что $Q = A(\vec{r}, t) + g(T_e - T_i)$, приходим к следующей системе уравнений:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(\lambda_e \nabla T_e) - g(T_e - T_i) + A_e(\vec{r}, t),$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} + KT_i\alpha \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{u} = \nabla(\lambda_i \nabla T_i) + g(T_e - T_i) + A_i(\vec{r}, t),$$

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = -K\alpha \nabla T_i + \left(K + \frac{\mu}{3} \right) \nabla \operatorname{div} \vec{u} + \mu \nabla^2 \vec{u}.$$

При решении этой системы уравнений необходимо наложить на функции T_e , T_i , \vec{u} начальные и граничные условия (исходя из физической постановки задачи).

Исходную систему можно решать, вводя скалярный и векторный потенциалы Φ и $\vec{\Psi}$, посредством $\vec{u} = \operatorname{grad} \Phi + \operatorname{rot} \vec{\Psi}$. При этом исходная система принимает вид

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(\lambda_e \nabla T_e) - g(T_e - T_i) + A_e(\vec{r}, t),$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} + KT_i\alpha \frac{\partial}{\partial t} \Delta \Phi = \nabla(\lambda_i \nabla T_i) + g(T_e - T_i) + A_i(\vec{r}, t),$$

$$\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -K\alpha(T_i - T_0) + \left(K + \frac{4\mu}{3} \right) \Delta \Phi,$$

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = \mu \Delta \vec{\Psi}.$$

Последние уравнения являются волновыми уравнениями продольных и поперечных волн в твёрдом теле. Как видно, в первом волновом уравнении присутствует источник продольных волн, который определяется тепловым расширением тела, а во втором уравнении источника нет. Поскольку в дальнейшем мы рассматриваем случай, когда тело в начальном состоянии находится в недеформированном состоянии, и второе уравнение для этого случая имеет тривиальное нулевое решение, последнее волновое уравнение исключим из рассмотрения. Кроме этого, теплофизические параметры электронного газа и ионной кристаллической решётки полагаем константами, равными их значениям при комнатной температуре. Тогда исходная система в цилиндрической системе координат с учётом аксиальной симметрии, пренебрежением теплового потока по оси z и с добавлением начальных и граничных условий принимает вид:

$$\begin{aligned} C_e(T_0) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \lambda_e(T_0) \Delta T_e - g(T_0)(T_e - T_i) + A_e(\vec{r}, t), \\ C_i(T_0) \frac{\partial T_i}{\partial t} + K T_i \alpha \frac{\partial}{\partial t} \Delta \Phi &= \lambda_i(T_0) \Delta T_i + g(T_0)(T_e - T_i) + A_i(\vec{r}, t), \\ \rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} &= -K \alpha (T_i - T_0) + \left(K + \frac{4\mu}{3} \right) \Delta \Phi; \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}, \\ A_e(r, t) &= B \exp(-r/r_0) \exp \left[-\frac{(t - 5t_0)^2}{2\sigma_t^2} \right] S_e(0), \quad S_e(0) = \left(-\frac{\partial E_e}{\partial z} \right)_{z=0}, \\ A_i(r, t) &= 0, \quad r_0 = 10^{-9} \text{ м}, \quad \sigma_t = t_0 = 10^{-15} \text{ с}, \\ \Phi(r, 0) &= 0, \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{t=0} = 0, \quad T_{e,i}(r, 0) = T_0, \\ \left(\frac{\partial T_{e,i}}{\partial r} \right)_{r=0} &= 0, \quad T_{e,i}(r_{\max}, t) = T_0, \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{r=0} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{r=r_{\max}} = 0, \\ \sigma_{rr} &= -K \alpha (T - T_0) + \left(K - \frac{2\mu}{3} \right) \Delta \Phi + 2\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2}, \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= -K \alpha (T - T_0) + \left(K - \frac{2\mu}{3} \right) \Delta \Phi + \frac{2\mu}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \end{aligned}$$

Константа B определяется из условия нормировки:

$$\int_0^\infty 2\pi r dr \int_0^\infty A(r, t) dt = S_e(0); \quad B = \frac{1}{2\pi \sqrt{2\pi r_0^2 t_0}}.$$

Здесь σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$ — ненулевые компоненты тензора термоупругих напряжений, возникающие под действием падающего тяжёлого заряженного иона на материал, $S_e(0)$ — ионизационные потери энергии иона на единицу длины при входе в металл.

Вводя безразмерные величины

$$\bar{t} = \frac{t}{\Delta t}, \quad \bar{r} = \frac{r}{\Delta r}, \quad \bar{\Phi} = \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad T = \frac{T_e}{T_0}, \quad \bar{T} = \frac{T_i}{T_0}, \quad \bar{\sigma}_{rr} = \frac{\sigma_{rr}}{\sigma_0}, \quad \bar{\sigma}_{\varphi\varphi} = \frac{\sigma_{\varphi\varphi}}{\sigma_0},$$

исходную систему запишем в безразмерной форме ($\Delta r = 100r_0$, $\Delta t = 100t_0$).

При этом черту безразмерных величин, кроме безразмерной температуры кристаллической решётки, опускаем. Тогда исходная система принимает следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_e \Delta T - g_e(T - \bar{T}) + A(r, t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \beta \bar{T} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \Phi = k_i \Delta \bar{T} + g_i(T - \bar{T}), \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = v^2 \Delta \Phi - D(\bar{T} - 1); \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}, \quad (5)$$

$$A(r, t) = A_0 \exp(-100r) \exp[-5000(t - 0,05)^2], \quad (6)$$

$$\Phi(r, 0) = 0, \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{t=0} = 0, \quad T(r, 0) = \bar{T}(r, 0) = 1, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right)_{r=0} = 0, \quad T(r_{\max}, t) = \bar{T}(r_{\max}, t) = 1, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{r=0} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{r=r_{\max}} = 0,$$

$$\sigma_{rr} = -C(\bar{T} - 1) + P \Delta \Phi + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2}, \quad (9)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = -C(\bar{T} - 1) + P \Delta \Phi + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (10)$$

Здесь константа $\Phi_0 = \sigma_0 \Delta r^2 / 2\mu$. При этом константы k_γ , g_γ ($\gamma = e, i$), β , C , D , A_0 , v^2 , P определяются формулами

$$k_\gamma = \frac{\lambda_\gamma(T_0) \Delta t}{C_\gamma \Delta r^2}, \quad g_\gamma = \frac{g(T_0) \Delta t}{C_\gamma}, \quad \gamma = e, i; \quad \beta = \frac{K \alpha \sigma_0}{2\mu C_i}, \quad C = \frac{K \alpha T_0}{\sigma_0},$$

$$D = \frac{2\mu C \Delta t^2}{\rho \Delta r^2}, \quad A_0 = \frac{B \Delta t S_e(0)}{C_e(T_0) T_0}, \quad v^2 = \frac{(3K + 4\mu) \Delta t^2}{3\rho \Delta r^2}, \quad P = \frac{K}{2\mu} - \frac{1}{3}.$$

Параметры модели C_e , C_i , g , λ_e , λ_i , $S_e(0)$, ρ , E , α взяты при комнатной температуре $T_0 = 300$ К для никеля и имеют следующие значения ($\sigma = 0,3$; $\sigma_0 = 2,2 \cdot 10^6$):

$$C_e = 2,733 \cdot 10^{-2} \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{К}), \quad C_i = 3,91 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{К}), \quad g = 4,05 \cdot 10^{12} \text{ Вт}/(\text{см}^3 \cdot \text{К}),$$

$$\lambda_e = 4,1 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К}), \quad \lambda_i = 0,91 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К}), \quad S_e(0) = 1,157 \cdot 10^{-7} \text{ Дж}/\text{см},$$

$$\rho = 8,9 \text{ г}/\text{см}^3, \quad E = 20,2 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad \alpha = 54 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}.$$

При приведённых величинах безразмерные параметры k_γ , g_γ , ($\gamma = e, i$), β , C , D , A_0 , v^2 , P , r_{\max} принимают значения:

$$k_e \simeq 0,15; \quad k_i \simeq 2,33 \cdot 10^{-4}; \quad g_e \simeq 14,82; \quad g_i \simeq 0,1036; \quad \beta \simeq 3,291 \cdot 10^{-5}; \quad C \simeq 1239,54;$$

$$D \simeq 2,164 \cdot 10^{-2}; \quad A_0 \simeq 8,97 \cdot 10^6; \quad v^2 \simeq 30,55 \cdot 10^{-6}; \quad P = 0,75; \quad r_{\max} = 2.$$

Численно решая систему (3)–(6) с начальными и граничными условиями (7)–(8), находим температуры $T(r, t)$, $\bar{T}(r, t)$ и функцию $\Phi(r, t)$, а затем по формулам (9), (10) компоненты напряжения σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$. Поскольку при $\sigma = 0$ (число Пуассона) $P = 0$ из последней формулы видно, что для этого случая с учётом граничного

условия, компонента напряжения $\sigma_{\varphi\varphi}$ в точке $r = 0$ изменяется прямо пропорционально температуре. В работе [4] нами вычислена временная зависимость температуры в разных точках без учёта влияния упругих деформаций на температуру. Если считаем данное влияние слабым, то используя искомую зависимость температуры в точке $r = 0$, можем оценить порядок термоупругих напряжений в оси трека. Поскольку $C \simeq 1000$, $\bar{T}_{\max}(0, t) \simeq 30$, $\sigma_{\varphi\varphi} \simeq 30000 \times \sigma_0 \simeq 6 \cdot 10^{10}$, т.е. на оси трека термоупругое напряжение на два порядка превышает предел прочности материала $\sigma_{\text{пр}} \simeq 10^8$ и материал разрушается под действием термоупругого напряжения.

В настоящей работе проводим численное исследование временной динамики образования упругих деформаций и их взаимное влияние с температурой кристаллической решётки.

3. Метод численного решения

Введём равномерную сетку по переменным r, t в уравнениях (3)–(10), то есть положим: $\{r_k = kh_r (k = 0, 1, \dots, m), t_j = jh_t (j = 0, 1, \dots, n)\}$; h_r и h_t — соответственно шаги по переменным r и t , $A_k^j = A(r_k, t^j)$. Для решения системы уравнений (3)–(10) будем использовать следующую явную конечно-разностную схему порядка аппроксимации $O(h_t + h_r^2)$ [5–7]:

$$\frac{\Phi_k^{j+1} - 2\Phi_k^j + \Phi_k^{j-1}}{h_t^2} = v^2 \Lambda_k \Phi^j - D(\bar{T}_k^j - 1); \quad k = 0, 1, \dots, m; \quad (11)$$

$$\frac{T_k^{j+1} - T_k^j}{h_t} = k_e \Lambda_k T^j - g_e(T_k^j - \bar{T}_k^j) + A_k^j; \quad (12)$$

$$\frac{\bar{T}_k^{j+1} - \bar{T}_k^j}{h_t} + \bar{T}_k^j \frac{\beta}{2h_t} \Lambda_k (\Phi^{j+1} - \Phi^{j-1}) = k_i \Lambda_k \bar{T}_j + g_i(T_k^j - \bar{T}_k^j); \quad (13)$$

$$\Lambda_k U = \frac{U_{k+1} - 2U_k + U_{k-1}}{h_r^2} + \frac{1}{r_k} \frac{U_{k+1} - U_{k-1}}{2h_r};$$

$$\Phi_k^{-1} = \Phi_k^0 = 0, \quad \bar{T}_k^0 = T_k^0 = 1; \quad k = 0, 1, \dots, m; \quad (14)$$

$$\frac{4\Phi_1^j - \Phi_2^j - 3\Phi_0^j}{2h_r} = 0, \quad \frac{4T_1^j - T_2^j - 3T_0^j}{2h_r} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{4\bar{T}_1^j - \bar{T}_2^j - 3\bar{T}_0^j}{2h_r} = 0; \quad j = 0, 1, \dots, n;$$

$$\frac{4\Phi_{m-1}^j - \Phi_{m-2}^j - 3\Phi_m^j}{2h_r} = 0, \quad \frac{4T_{m-1}^j - T_{m-2}^j - 3T_m^j}{2h_r} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{4\bar{T}_{m-1}^j - \bar{T}_{m-2}^j - 3\bar{T}_m^j}{2h_r} = 0.$$

При решении дискретной системы уравнений (11)–(13) с начальными условиями (14) и граничными условиями (15)–(16) сначала решим первое уравнение относительно Φ_k^{j+1} , а потом решим остальные уравнения относительно T_k^{j+1} и \bar{T}_k^{j+1} .

При вычислении по данной схеме шаг по времени h_t выбирается из условия устойчивости схемы [5–7]

$$k_{e,i} h_t / h_r^2 \leq 1/2. \quad (17)$$

4. Обсуждение численных результатов

На рис. 1 представлены динамика расширения области до времени $t = 40$ ($t = 10^{-12}$ с), внутри которой термоупругие напряжения превышает предел прочности материала, а также профили температуры кристаллической решётки и термоупругих напряжений за время $t = 40$.

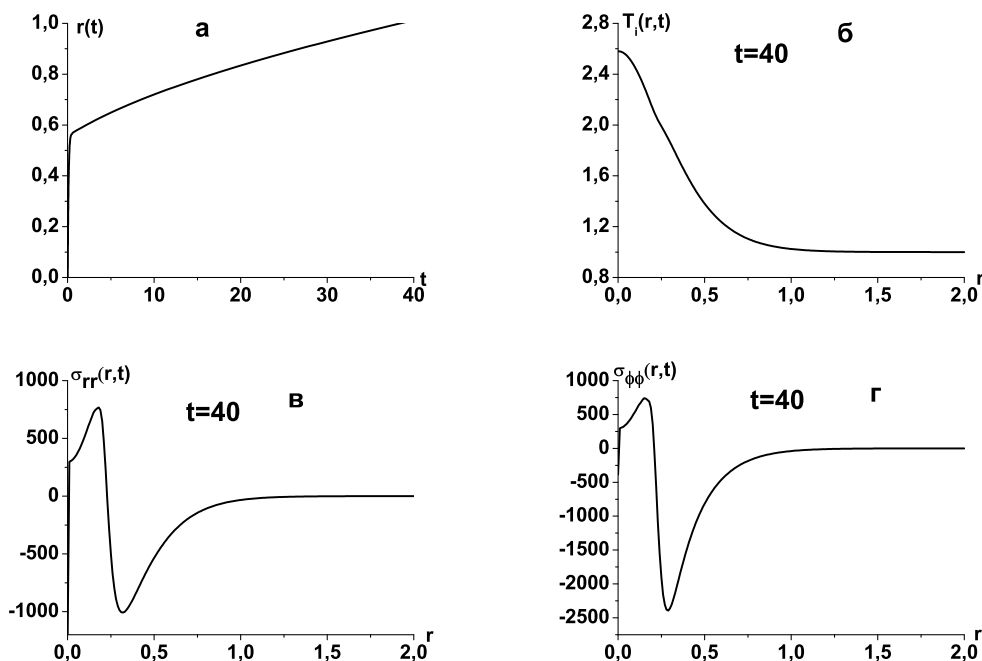


Рис. 1. Временная зависимость радиуса максимальной области: а — внутри которой напряжения термоупругих волн превышают предел прочности материала; б — профиль температуры кристаллической решётки; в, г — профиль термоупругих напряжений в момент времени $t = 40$

На рис. 2 приведены временные зависимости температуры кристаллической решётки и термоупругих напряжений для разных расстояний от оси трека.

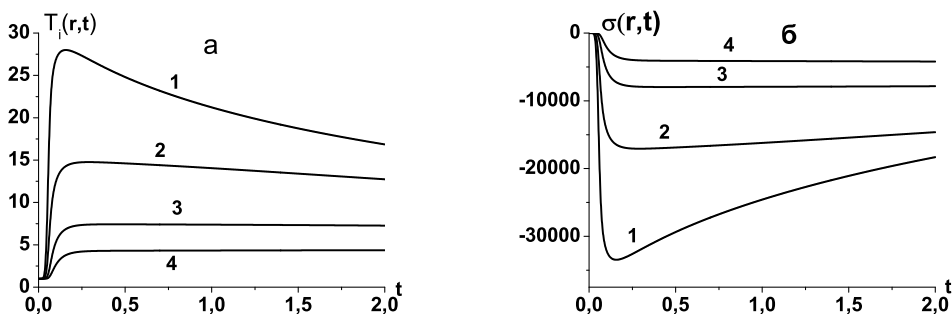


Рис. 2. Временная зависимость на разных расстояниях от оси трека ($1 - r = 0$; $2 - r = 0,05$; $3 - r = 0,1$; $4 - r = 0,15$) для образца никеля облучаемого ионом урана: а — температуры кристаллической решётки; б — термоупругих напряжений $\sigma_{rr}(r,t)$

Температура кристаллической решётки превышает температуру плавления и испарения материала, т.е. вокруг трека иона может происходить плавление и испарение вещества. Кроме того, образующиеся термоупругие напряжения вокруг трека иона намного превосходят предел прочности материала, т.е. ион высокой энергии разрушает материал образца.

Максимальная область плавления, вычисленная в работе [4], намного меньше, чем области разрушения материала, вычисленные в настоящей работе, т.е. вклад термоупругих напряжений в разрушение материала больше вклада фазовых превращений.

5. Заключение

На основе модифицированной модели термического пика численно исследованы термоупругие волны, возникающие в образце никеля под воздействием тяжёлого урана высокой энергии 700 МэВ. Показано, что возникающие при этом максимальные напряжения термоупругих волн на два порядка превышают предел прочности материала на оси трека.

Определены временные зависимости температур электронного газа, кристаллической решётки и термоупругих напряжений для разных расстояний от оси трека. Описана также динамика изменения максимальной области, внутри которой термоупругие напряжения превышают предел прочности материала. По мере удаления от оси трека по радиусу амплитуды термоупругих волн уменьшаются обратно пропорционально радиусу.

Следует подчеркнуть, что при численном исследовании термоупругих эффектов с помощью упрощающих предположений задача приводилась к одномерной по пространству. Это позволяло получить качественные и количественные выводы.

Однако для более точной оценки термоупругих эффектов искомую систему лучше решать в двумерной по пространству цилиндрической системе координат с учетом аксиальной симметрии. При этом источники в каждом из уравнений должны быть написаны с учетом потери энергии иона в обеих подсистемах. Кроме этого, ион, двигаясь внутри мишени, потеряет свою энергию не мгновенно, а в течение времени своего движения до самой остановки. Учёт этих эффектов будет предметом нашего дальнейшего исследования.

Литература

1. *Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* Возбуждение акустических колебаний пучками заряженных частиц малой плотности // ЖЭТФ. — 1973. — Т. 65. — С. 2364–2368. [*Kalinichenko A. I., Lazurik V. T.* Vozbuzhdenie akusticheskikh kolebaniy puchkami zaryazhennikh chastic maloy plotnosti // ZhEhTF. — 1973. — Т. 65. — С. 2364–2368.]
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. — 1970. — С. 248. [*Landau L. D., Lifshic E. M.* Teoriya uprugosti. — 1970. — С. 248.]
3. Численное моделирование влияния вязкости на распространение термоупругих волн в образце металла, облучаемого импульсными пучками ионов / И. В. Амирханов, Е. В. Земляная, И. В. Пузынин и др. // Поверхность. — 2004. — № 10. — С. 92–99. [Chislennoe modelirovanie vliyaniya vyazkosti na rasprostranenie termouprugikh voln v obrazce metalla, obluchaemogo impulsnyhmi puchkami ionov / I. V. Amirkhanov, E. V. Zemlyanaya, I. V. Puzihnin и др. // Poverkhnostj. — 2004. — No 10. — S. 92–99.]
4. Численное исследование температурных эффектов в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий в рамках уравнений теплопроводности для электронов и решетки / И. В. Амирханов, А. Ю. Дидык, Е. В. Земляная и др. // Письма в ЭЧАЯ. — 2006. — Т. 3, № 1(130). — С. 63–75. [Chislennoe issledovanie temperaturnikh ehffektov v materialakh pri obluchenii

ikh tyazhelimi ionami vihsokikh ehnergiyj v ramkakh uravneniyj teploprovodnosti dlya ehlektronov i reshetki / I. V. Amirkhanov, A. Yu. Didihk, E. V. Zemlyanaya i dr. // Pisjma v EhChAYa. — 2006. — Т. 3, № 1(130). — S. 63–75.]

5. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983. — 616 с. [SamarSKIY A. A. Teoriya raznostnikh skhem. — M.: Nauka, 1983. — 616 s.]

UDC 519.624.3

Investigation of Thermoelastic Effects in Metals in the Frame of the Modified Thermal Spike Model

I. V. Amirkhanov, I. V. Puzynin, T. P. Puzynina, I. Sarhadov

Laboratory of Information Technologies

Joint Institute for Nuclear Research

6, Joliot-Curie str., Dubna, Moscow region, Russia, 141980

A numerical investigation of a thermoelastic waves arising in a nickel sample under the action of the uranium heavy ion high energy 700 MeV is made on the basis of a thermal spike model which is modified by adding to it wave equations. It is shown that the arising maximal strength of the thermoelastic waves exceeds hundred times ultimate strength of a samples material on the axis of a track.

The time dependence of the electron gas and ion lattice temperatures, of the thermoelastic waves strength are determined at a different distance from center of track. The time dynamic change is also determined of the maximal region within which thermoelastic strength exceeds ultimate strength of a samples material. By moving away from the center of a track along the radius, the amplitude of the thermoelastic waves will decrease inversely proportional to the radius.

Key words and phrases: thermoelasticity, thermoelastic waves, numerical simulation, deformation, stress, thermal spike model.