

01;05;10

## Механические напряжения в облучаемой мишени с возмущенной поверхностью

© А.Е. Майер, А.П. Яловец

Южно-Уральский государственный университет,  
454080 Челябинск, Россия  
e-mail: mayer@csu.ru, yal@csu.ru

(Поступило в Редакцию 3 июня 2005 г.)

Проведено комплексное (численное и аналитическое) исследование механических напряжений, генерируемых в твердотельной мишени с возмущенной поверхностью в результате воздействия мощных потоков ускоренных заряженных частиц. Возмущенная поверхность мишени рассматривается с целью анализа роли микрошероховатости поверхности реальных мишеней на структуру поля напряжений. Установлено, что поле напряжений содержит три основных компонента: ударную волну, локализованные в зоне энерговыделения запертые напряжения и возмущенные напряжения. Появление последней компоненты обусловлено возмущением поверхности. Возмущенные напряжения локализованы в приповерхностном слое глубиной порядка длины волны возмущения, в них сконцентрирована существенная доля (до 30%) энергии поля напряжений. Проведенные исследования позволяют заключить, что возмущение поверхности и сопутствующие напряжения необходимо учитывать при анализе процессов структурных превращений материалов при облучении.

PACS: 45.20.da, 61.80.-x

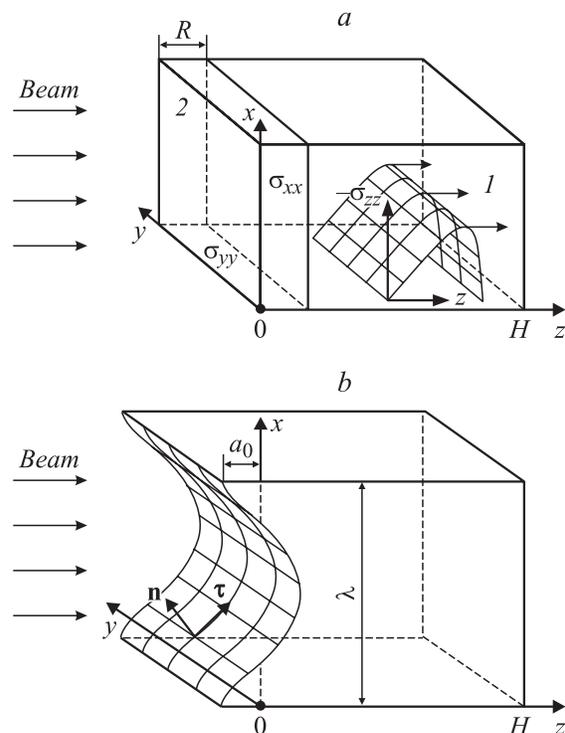
### Введение

При воздействии на мишень интенсивных потоков ионов и электронов с плотностью мощности более  $10^6 \text{ W/cm}^2$  в ней генерируются мощные поля механических напряжений, с наличием которых в настоящее время связываются наблюдаемые структурные превращения в облучаемом материале [1]. В случае идеально плоской облучаемой поверхности и широкого однородного пучка имеет место одноосная деформация мишени. Именно этот случай обычно подвергается теоретическому исследованию, данное упрощение позволяет проводить одномерные расчеты напряжений [2,3].

При одноосной деформации (рис. 1) напряжения можно разделить на две важные части: 1) волну напряжений, которую согласно [4] будем называть ударной волной  $\sigma_{ik}^{SW}$  (рис. 1, a); 2) локализованные (запертые) напряжения  $\sigma_{ik}^L$  (рис. 1, b). Ударная волна генерируется как за счет теплового расширения вещества мишени в зоне энерговыделения, так и за счет импульса отдачи испаренной части вещества. Запертые напряжения генерируются лишь за счет теплового расширения. Ударная волна распространяется далее вглубь мишени, ее динамика связана с разрежением продольных (в направлении облучения, по оси  $z$ ) напряжений. Напротив, запертые напряжения ( $\sigma_{xx}^L$  и  $\sigma_{yy}^L$ ) остаются в зоне энерговыделения вплоть до остывания или плавления вещества. Эти поперечные напряжения не могут быть сняты, поскольку движение вещества мишени в этих направлениях запрещено вследствие неоднородности мишени и облучения.

Реальная поверхность мишени всегда содержит шероховатости (рис. 1). Наличие возмущений облучаемой поверхности нарушает одноосную деформацию. В данном случае генерируются дополнительные (возмущен-

ные) напряжения. Эти напряжения повторяют рельеф поверхности и локализованы в приповерхностном слое глубиной порядка длины волны возмущения.



**Рис. 1.** Геометрия задачи. Плоская поверхность: a) ударная волна и b) запертые напряжения. Возмущенная поверхность  $Z(x) = a_0 \cos(kx)$ .

В работе приводятся результаты численного и аналитического исследования возмущенных напряжений. Аналитическое исследование проведено в линейном приближении (малая амплитуда возмущения, линейная связь напряжений и деформаций). Численное исследование проводилось при помощи программного кода BETAIN [5], моделирующего воздействие интенсивных потоков энергии на вещество. Рассмотрен случай периодического рельефа поверхности мишени (двумерная декартова система координат) и одиночного микровозмущения поверхности (двумерная цилиндрическая система координат).

Образование структурных дефектов кристаллической решетки при облучении связывается, в первую очередь, с пластическими деформациями вещества мишени под действием механических напряжений [1]. Известно [6], что пороговое значение напряжений, вызывающих пластическое течение (предел текучести), существенно возрастает с увеличением скорости процесса (скорости деформаций). Генерация напряжений под действием облучения — быстрый процесс (скорость деформации  $\sim 10^5 - 10^6 \text{ s}^{-1}$ ), ему соответствует высокое значение предела текучести. Поэтому на времени действия пучка деформации носят преимущественно упругий характер, накапливается упругая энергия поля напряжений. Далее, с течением времени, происходит падение предела текучести до его стандартного значения. Напряжения, ранее вызывавшие упругие деформации, теперь вызывают пластическое течение. Запасенная на начальном этапе упругая энергия переходит в энергию пластических деформаций, следовательно, расходуется на образование дефектов кристаллической решетки.

В настоящей работе мы рассматриваем начальный этап накопления энергии в виде упругих деформаций, считая предел текучести постоянным и соответствующим высоким скоростям деформации [6]. Здесь мы оставляем за рамками рассмотрения последующую релаксацию упругой энергии поля напряжений в энергию пластических деформаций.

Установлено, что в напряжениях, связанных с шероховатостью поверхности сконцентрирована значительная часть полной упругой энергии всех напряжений в мишени. Возмущенные напряжения локализованы в приповерхностном слое глубиной порядка длины волны возмущения. Поскольку именно в приповерхностной области наблюдаются наибольшие структурные изменения при облучении [1], то, опираясь на сказанное выше о механизме последующей релаксации упругих напряжений, можно сделать вывод о существенном вкладе возмущенных напряжений в модификацию.

## Запертые напряжения

Для анализа величины запертых напряжений рассмотрим следующую задачу. Пусть упругопластическое тело с идеально плоскими границами при  $z = 0$  и  $z = H$  зажато по направлениям  $x$  и  $y$  (компоненты

вектора смещения  $u_x = u_y = 0$ ) и в нем задано постоянное по времени поле температур  $T(z)$ . При этом границы  $z = 0$  и  $z = H$  свободны и наступила полная разрядка напряжений по оси  $z$  (т.е.  $\sigma_{zz}^L = 0$ ). В теле устанавливается стационарное поле напряжений  $\sigma_{xx}^L(z)$  и  $\sigma_{yy}^L(z)$ . Данная постановка описывает поле напряжений в приповерхностном слое облучаемой мишени после того, как ударная волна ушла вглубь мишени, и до тех пор, пока влияние теплопроводности остается несущественным. Из закона Гука с учетом теплового расширения и условия Мизеса получаем

$$\sigma_{xx}^L(z) = \sigma_{yy}^L(z) = -\min \left\{ \frac{E\alpha(T(z) - T_0)}{3(1 - \sigma)}; Y_0 \right\};$$

$$\sigma_{zz}^L(z) = 0, \quad (1)$$

где  $T_0$  — начальная температура мишени,  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $\sigma$  — коэффициент Пуассона,  $E$  — модуль Юнга,  $Y_0$  — предел текучести вещества мишени. Численные исследования показывают, что запертые напряжения достаточно быстро достигают предела текучести. Поэтому в большинстве случаев реализуется равенство  $\sigma_{xx}^L(z) = \sigma_{yy}^L(z) = Y_0$  во всем прогревом (глубиной порядка пробега частиц  $R$ ) слое мишени. Полученная структура поля запертых напряжений (1) будет использована нами далее в качестве нулевого приближения при рассмотрении возмущенных напряжений.

В общем случае энергия упругих деформаций может быть получена из выражения для элементарной работы при деформировании тела  $\delta A = \sigma_{ik} \delta u_{ik}$  (в единице объема). Полагая, что напряжения  $\sigma_{ik}$  и деформации  $u_{ik}$  связаны друг с другом законом Гука, получим для упругой энергии, запасенной в объеме мишени, следующее выражение

$$US = \int_S dS \int_0^H dz \left\{ \frac{p^2}{2K} + \frac{1}{4\mu} [(s_{xx})^2 + (s_{yy})^2 + (s_{zz})^2 + 2(s_{xx})^2] \right\}, \quad (2)$$

где  $K = E/[3(1 - 2\sigma)]$  и  $\mu = E/[2(1 + \sigma)]$  — модули всестороннего сжатия и сдвига,  $S$  — площадь поверхности мишени;  $p$  — шаровая часть тензора напряжений,  $s_{ik}$  — девиаторы напряжений:  $\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + s_{ik}$ .

Из (1) и (2) получаем для энергии поля запертых напряжений на единицу площади

$$U^L = \frac{Y_0^2}{E} (1 - \sigma) R_t, \quad (3)$$

где  $R_t$  — толщина прогревой, но не испарившейся (находящейся в твердом состоянии) области мишени ( $R_t \leq R$ ). Оценка (3) находится в удовлетворительном согласии с результатами численных расчетов.

## Возмущенные напряжения

Построим аналитическое описание возмущенных напряжений (рис. 1) для случая малого возмущения поверхности мишени  $z = Z(x, t = 0) = -a_0 \cos kx$  ( $ka_0 \ll 1$ ). Будем считать, что начальный профиль поверхности остается неизменным во времени. Как сказано ранее, возмущенные напряжения связаны, в основном, с перераспределением запертых напряжений, которые быстро достигают стационарного значения, равного пределу текучести. Поэтому и возмущенные напряжения будем считать стационарными (что хорошо подтверждается численными экспериментами). Представляя напряжения и деформации в виде суммы величин нулевого приближения (запертые напряжения) и первого порядка малости по  $ka_0$  (возмущенные напряжения в линейном приближении), выделяем уравнения равновесия для величин первого порядка

$$\begin{aligned} c_l^2 \frac{\partial^2 u_x^1}{\partial x^2} + c_t^2 \frac{\partial^2 u_x^1}{\partial z^2} + (c_l^2 - c_t^2) \frac{\partial^2 u_x^1}{\partial x \partial z} &= 0, \\ c_l^2 \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial z^2} + c_t^2 \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial x^2} + (c_l^2 - c_t^2) \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial x \partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $c_l$  и  $c_t$  — продольная и поперечная скорость звука.

Из граничного условия  $n_k \sigma_{ik}|_{z=a_0 \cos kx} = 0$  получаем для возмущенных напряжений (величин первого порядка малости)

$$\sigma_{xz}^1|_{z=0} = \sigma_{xx}^L|_{z=0}(ka_0) \sin kx, \quad \sigma_{zz}^1|_{z=0} = 0. \quad (5)$$

Решение уравнений равновесия (4) совместно с граничными условиями (5) и условием затухания деформаций при  $z \rightarrow \infty$  дает следующую структуру деформаций:

$$\begin{aligned} u_x^1 &= (ka_0) \frac{\sigma_{xx}^L|_{z=0}}{Ek} (1 + \sigma) [-2(1 - \sigma) + kz] e^{-kz} \sin kx, \\ u_z^1 &= (ka_0) \frac{\sigma_{xx}^L|_{z=0}}{Ek} (1 + \sigma) [(1 - 2\sigma) + kz] e^{-kz} \cos kx; \end{aligned} \quad (6)$$

и возмущенных напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}^1 &= (ka_0) \sigma_{xx}^L|_{z=0} (-kz) e^{-kz} \cos kx, \\ \sigma_{xx}^1 &= (ka_0) \sigma_{xx}^L|_{z=0} (-2 + kz) e^{-kz} \cos kx, \\ \sigma_{yy}^1 &= (ka_0) \sigma_{xx}^L|_{z=0} (-2\sigma) e^{-kz} \cos kx, \\ \sigma_{xz}^1 &= (ka_0) \sigma_{xx}^L|_{z=0} (1 - kz) e^{-kz} \sin kx. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\sigma_{xx}^L|_{z=0}$  — величина запертых напряжений на поверхности мишени определяется формулой (1) и быстро достигает значения  $\sigma_{xx}^L|_{z=0} = Y_0$ . Заметим, что под выступами облучаемой поверхности возмущенные напряжения носят растягивающий характер, под впадинами — сжимающий.

Выделив из решения (7) шаровую часть и девиаторы и подсчитав интеграл (2), получаем следующее выраже-

ние для упругой энергии возмущенных напряжений на единицу площади:

$$U^1 = \frac{1}{2} ka_0^2 \frac{(\sigma_{xx}^L|_{z=0})^2}{E} (1 - \sigma^2). \quad (8)$$

Для описания малого осесимметричного возмущения поверхности мишени используем цилиндрическую систему координат. Элементарным является возмущение вида  $z = Z(r, t = 0) = -a_0 J_0(kr)$  ( $ka_0 \ll 1$ ), где  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка. Считая справедливыми все сделанные ранее предположения, запишем уравнения равновесия

$$\begin{aligned} c_l^2 \left( \frac{\partial^2 u_r^1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r^1}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r^1}{\partial z^2} - \frac{u_r^1}{r^2} \right) - (c_l^2 - c_t^2) \left( \frac{\partial^2 u_r^1}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial z \partial r} \right) &= 0, \\ c_l^2 \left( \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z^1}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial z^2} \right) + (c_l^2 - c_t^2) \left( \frac{\partial^2 u_r^1}{\partial z \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r^1}{\partial z} + \frac{\partial^2 u_z^1}{\partial z^2} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Из равенства нулю нормальных и касательных напряжений на облучаемой свободной поверхности мишени следуют граничные условия, аналогичные (5)

$$\sigma_{rz}^1|_{z=0} = \sigma_{rr}^L|_{z=0}(ka_0) J_0(kr), \quad \sigma_{zz}^1|_{z=0} = 0. \quad (10)$$

Решая уравнения (9) с граничным условием (10) и условием затухания деформаций при  $z \rightarrow \infty$ , получаем деформации под элементарным возмущением поверхности

$$\begin{aligned} u_r^1 &= (ka_0) \frac{\sigma_{rr}^L|_{z=0}}{Ek} (1 + \sigma) [-2(1 - \sigma) + kz] e^{-kz} J_1(kr), \\ u_z^1 &= (ka_0) \frac{\sigma_{rr}^L|_{z=0}}{Ek} (1 + \sigma) [(1 - 2\sigma) + kz] e^{-kz} J_0(kr); \end{aligned} \quad (11)$$

и поле возмущений напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}^1 &= (ka_0) \sigma_{rr}^L|_{z=0} \{ (-kz) J_0(kr) \} e^{-kz}, \\ \sigma_{rr}^1 &= (ka_0) \sigma_{rr}^L|_{z=0} \left\{ (-2 + kz) J_0(kr) + (2(1 - \sigma) - kz) \frac{J_1(kr)}{kr} \right\} e^{-kz}, \\ \sigma_{\phi\phi}^1 &= (ka_0) \sigma_{rr}^L|_{z=0} \left\{ -(2(1 - \sigma) - kz) \frac{J_1(kr)}{kr} - 2\sigma J_0(kr) \right\} e^{-kz}, \end{aligned}$$

$$\sigma_{rz}^1 = (ka_0) \sigma_{rr}^L|_{z=0} (1 - kz) e^{-kz} J_1(kr). \quad (12)$$

В выражениях (11), (12)  $\sigma_{rr}^L|_{z=0}$ , как и  $\sigma_{xx}^L|_{z=0}$  для декартовой геометрии, определяется формулой (1) и при большинстве режимов облучения равно  $Y_0$ .

Определим упругую энергию возмущенных напряжений, связанных с единичным осесимметричным возмущением поверхности мишени. Учитывая, что единичные возмущения поверхности локализованы и их можно представить в виде разложения по функциям Бесселя лишь внутри некоторого круга, будем определять упругую энергию возмущенных напряжений в круге радиуса  $b$ . Это позволит далее естественным образом проводить сравнение полученных аналитических результатов с численным моделированием. Условно обозначим данную величину как  $2\pi b^2 U^1$ . Используя асимптотические значения интегралов  $\int_0^{kb} J_0^2(w)w dw \rightarrow \int_0^{kb} J_1^2(w)w dw \rightarrow 0.318kb$  при  $kb \rightarrow \infty$ , получаем для больших  $b$  ( $kb \gg 1$ )

$$2\pi b^2 U^1 \approx [2\pi(1 + \sigma)0.318] \frac{a_0^2}{k} \frac{(\sigma_{xx}^L|_{z=0})^2}{E} (kb). \quad (13)$$

Сделаем теперь существенное замечание по поводу области применимости полученных аналитических результатов. Записывая уравнения равновесия (4) и (11), мы пренебрегли возмущением поля температур за счет возмущения поверхности, считая что оно, как и в случае плоской облучаемой поверхности, является функцией только  $z$ . Это приближение применимо при облучении высокоэнергетическими электронами (с энергией  $> 100$  keV), когда пробег частиц много больше амплитуды возмущения поверхности ( $R \gg a_0$ ). В случае облучения низкоэнергетическими электронами ( $\sim 10$ – $60$  keV), или ионным пучком  $R \sim a_0$ , возмущение формы поверхности приведет к соответствующему возмущению поля температур в мишени. На временах действия пучков ( $\sim 100$  ns) роль теплопроводности мала. Температура вещества определяется, в основном, локальным энерговыделением, а значит, толщиной слоя вещества между данной точкой среды и поверхностью. В итоге поле температур под возмущенной поверхностью  $Z(x)$  в первом приближении  $T(z, x) = T^0(z + Z(x))$ , где  $T^0(z)$  — распределение температур по глубине в случае плоской поверхности. Возмущение поля температур изменит структуру полученного решения, причем это изменение будет определяться конкретным видом  $T^0(z)$ .

Ситуацию существенно упрощает то обстоятельство, что возмущение поля температур эффективно приводит к наличию второй возмущенной границы на глубине пробега частиц  $z = R$  (граница зоны энерговыделения). Наличие этой второй границы приводит к „отсечению“ возмущенных напряжений — т.е. к их быстрому уменьшению по глубине. Таким образом, полученные ранее результаты справедливы для коротковолновых возмущений  $kR > 1$  и нуждаются в корректировке для длинноволновых.

Проведем корректировку выражений для упругой энергии (8) и (13), используя следующие соображения. Из структуры полученного аналитического решения следует, что эффективная глубина залегания возмущенных

напряжений равна  $\sim 1/k$ . Для длинноволновых возмущений  $kR < 1$  влияние границы зоны энерговыделения приводит к более быстрому затуханию напряжений при  $z > R$ , следовательно, для них эффективная глубина залегания есть  $\sim R$ . Поэтому для длинноволновых возмущений в выражениях (8) и (13) следует  $1/k$  заменить на  $R$ . В результате получаем для периодического возмущения

$$U^1 \approx \frac{(1 - \sigma^2)}{2} \frac{(\sigma_{xx}^L|_{z=0})^2}{E} a_0^2 k^2 \min \left\{ \frac{1}{k}, R \right\}, \quad (14)$$

для осесимметричного возмущения

$$2\pi b^2 U^1 \approx [2\pi(1 + \sigma)0.318] \frac{(\sigma_{xx}^L|_{z=0})^2}{E} a_0^2 (kb) \min \left\{ \frac{1}{k}, R \right\}. \quad (15)$$

Выражения (14) и (15) в первом приближении описывают как случай длинноволновых, так и коротковолновых возмущений. Далее из сравнения с численными расчетами будет видно, что (14) и (15) находятся с ними в хорошем согласии для малых возмущений  $ka_0 < 0.3$  (в линейной области).

## Численный эксперимент. Анализ результатов

Численные исследования проводились при помощи программного кода BETAIN [5]. Данный код решает уравнения механики сплошной среды в упругопластической модели течения вещества полуаналитическим методом [7]. Используются широкодиапазонные уравнения состояния [8]. Система уравнений включает кинетическое уравнение для частиц пучка, которое решается методом [9]. Воздействие частиц на вещество мишени учитывается с помощью функции энерговыделения, прибавляемой в правую часть уравнения для внутренней энергии. В качестве материала мишени рассматривались железо и алюминий. Использовались постоянные значения пределов текучести  $Y_0^{\text{Fe}} = 8.5$  и  $Y_0^{\text{Al}} = 0.56$  kbar, что соответствуют скоростям деформации  $\sim 10^4$  s $^{-1}$  [6] на два порядка ниже, чем имеющие место при облучении  $\sim 10^6$  s $^{-1}$ , используя их, мы получаем оценку снизу величины запертых и возмущенных напряжений.

Расчетная область выбиралась в виде прямоугольника  $b \times H$  с глубиной  $H = 500 \mu\text{m}$  по оси  $z$ . В случае периодического возмущения (декартова система координат) протяженность расчетной области вдоль поверхности бралась равной длине волны возмущения  $b = \lambda$ . В случае осесимметричного возмущения (цилиндрическая система координат) радиус расчетной области фиксировался  $b = 100 \mu\text{m}$ , данный радиус позволил нам рассмотреть возмущения из диапазона  $k \sim 0.1$ – $0.5 \mu\text{m}^{-1}$ . На переднюю облучаемую поверхность мишени (расчетной области) наносилось возмущение. Для декартовой системы координат рассматривалось гармоническое возмущение  $Z = -a_0 \cos kx$ , где  $k = 2\pi/b$ . Для цилиндрической си-

стемы координат возмущение выбиралось в виде функции Бесселя  $Z = -a_0 J_0(k_n r)$ , где  $k_n$  такое, что  $k_n b$  —  $n$ -й нуль функции Бесселя ( $J_0(k_n b) = 0$ ).

Подчеркнем, что наша расчетная область моделировала малый сегмент облучаемой мишени, соответствующий одному возмущению или одному периоду возмущения. Облучаемая и тыльная поверхности расчетной области считались свободными — свободные границы мишени. На боковые поверхности  $x = 0$  и  $x = b$  (или  $r = b$  и ось симметрии  $r = 0$ ) накладывалось условие непроницаемости.

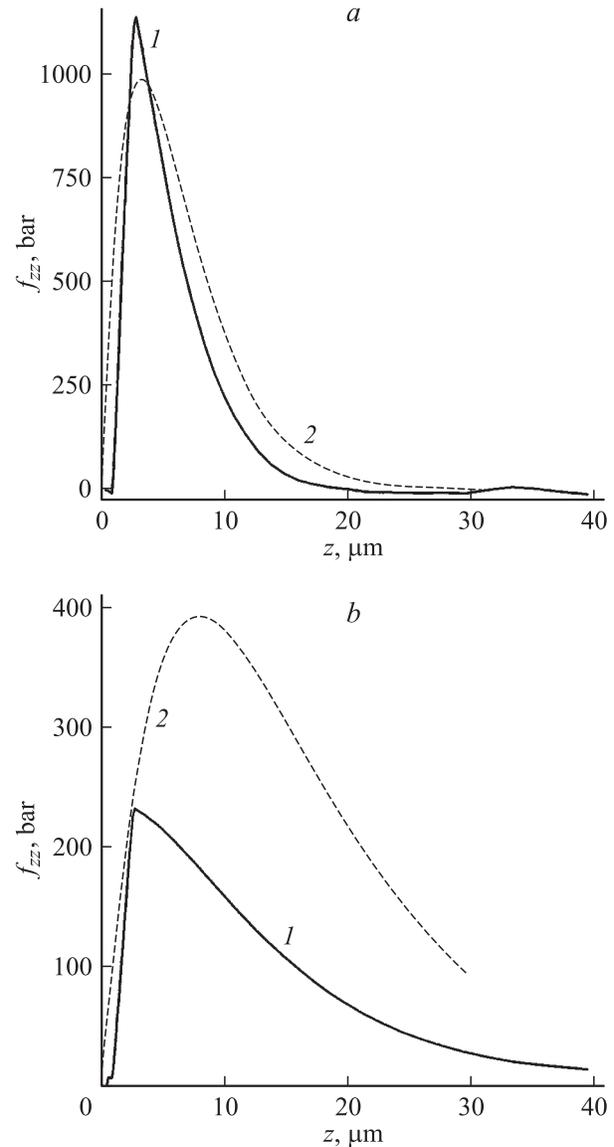
Расчетная область разбивалась на две подобласти. Первая подобласть глубиной  $h = 5 \mu\text{m}$  описывала область энерговыделения частиц пучка, она покрывалась расчетной сеткой  $40 \times 40$  ячеек для декартовой и  $80 \times 40$  — для цилиндрической системы координат. Вторая подобласть представляла собой остальную часть мишени, на нее наносилась сетка  $40 \times 120$  и  $80 \times 120$  ячеек для декартовой и цилиндрической системы координат соответственно.

При анализе результатов выделялись среднее поле напряжений (зависит только от  $z$ ) и возмущенные напряжения. Среднее поле напряжений получается усреднением напряжений по сечению расчетной области плоскостью  $z = \text{const}$ . Усредненные напряжения разделялись на запертые — в первой подобласти (в зоне энерговыделения) и на ударную волну — напряжения во второй подобласти (в основной части мишени, не подвергаемой непосредственному воздействию пучка). Возмущенные напряжения определяются как разность полных и усредненных напряжений.

Проведенное численное моделирование показывает, что для периодического возмущения возмущенные напряжения  $\sigma_{zz}^1 \sim \sigma_{xx}^1 \sim \cos kx$  и  $\sigma_{xz}^1 \sim \sin kx$ , как и следует из линейной теории (7); и для осесимметричного возмущения зависимость от  $r$  соответствует линейной теории (12). Поэтому для дальнейшего анализа возмущенных напряжений мы использовали распределение по глубине интенсивности их основной фурье-гармоники (по  $kx$ ) и бessel-гармоники (по  $k_n r$ ) для периодического и осесимметричного возмущения соответственно. Эти одномерные функции, соответствующие  $\sigma_{ik}^1(x, z, t)$ , будем обозначать как  $f_{ik}(z, t)$  (индексы  $ik = zz, xx, xz$  для периодического и  $ik = zz, rz$  для осесимметричного возмущений), также определялась упругая энергия возмущенных напряжений. Проводилось сравнение результатов численного эксперимента с результатами построенной здесь линейной теории.

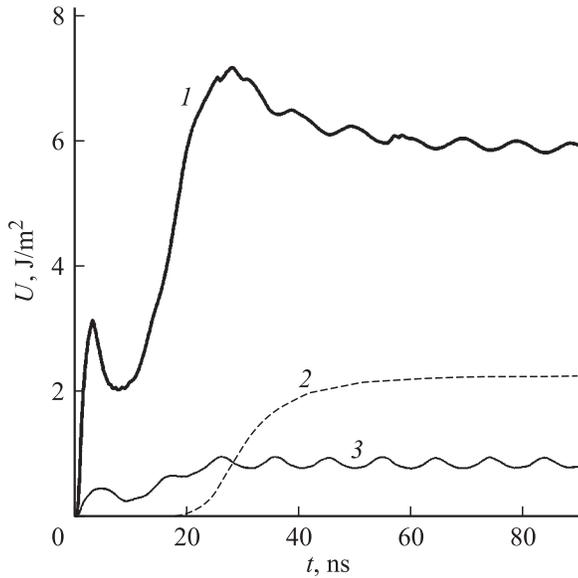
Как показали расчеты, с выходом запертых напряжений на стационарное значение, равное пределу текучести, возмущенные напряжения также выходят на стационарное значение, испытывая вокруг него малые колебания. Выход на стационарное значение происходит до прекращения действия пучка.

На рис. 2 представлено распределение по глубине установившихся возмущенных напряжений  $f_{zz}(z)$  для коротковолнового (а) и длинноволнового (б) периодических возмущений поверхности (пробег частиц



**Рис. 2.** Распределение возмущенных напряжений по глубине. Численное моделирование (кривая 1) в сравнении с линейной теорией (кривая 2). Коротковолновое  $\lambda = 20 \mu\text{m}$  (а) и длинноволновое  $\lambda = 50 \mu\text{m}$  (б) возмущение поверхности;  $a_0 = 1 \mu\text{m}$ ;  $t = 90 \text{ ns}$ . Условия: мишень — Fe; пучок —  $\text{Cu}^{++}$  (70%) +  $\text{P}^+$  (30%);  $\tau = 30 \text{ ns}$ ;  $\Delta\phi = 0.5 \text{ MV}$ ;  $j_b = 100 \text{ A/cm}^2$ ;  $W = 2.3 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$ .

$R = 2.8 \mu\text{m}$ ). Видно, что для коротковолнового возмущения ( $kR \sim 0.9$ ) линейная теория дает достаточно точное описание как максимального значения напряжений, так и распределения по глубине. Для длинноволнового возмущения ( $kR \sim 0.35$ ) наблюдаются существенные различия: линейная теория (7) предсказывает максимум напряжений на глубине  $1/k$ , численное моделирование обнаруживает максимум возмущенных напряжений на глубине пробега частиц  $R$ . Как упоминалось ранее, наличие границы зоны энерговыделения приводит к „отсечению“ напряжений при  $z > R$  — вместо роста напряжений до точки  $z = 1/k$ , даваемого линейной



**Рис. 3.** Зависимости от времени упругой энергии поля напряжений (кривая 1 — запертые напряжения; 2 — ударная волна; 3 — возмущенные напряжения,  $\lambda = 20 \mu\text{m}$ ;  $a_0 = 1 \mu\text{m}$ ). Условия те же, что и для рис. 2.

теорией (7), начинается их уменьшение с глубиной. Максимальное значение напряжений растет с уменьшением длины волны периодического возмущения от  $f_{zz}^{\text{max}} = 200 \text{ bar}$  при  $\lambda = 50 \mu\text{m}$  до  $f_{zz}^{\text{max}} = 3000 \text{ bar}$  при  $\lambda = 10 \mu\text{m}$ .

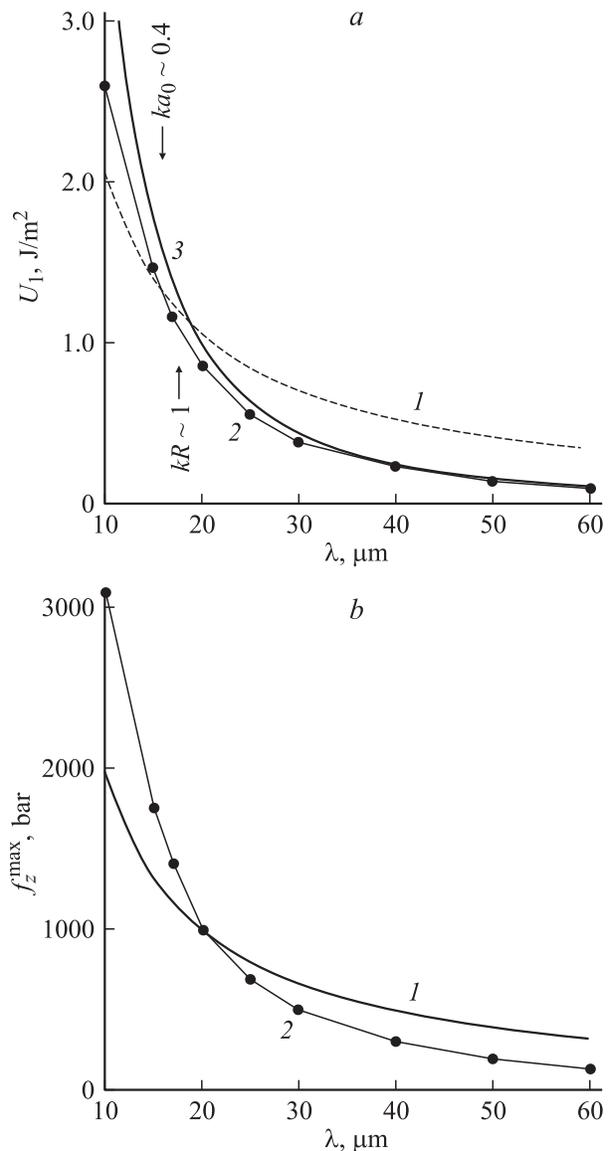
На рис. 3 представлены временные зависимости упругой энергии различных компонент поля напряжений в облучаемой мишени. Видно, что до 2/3 полной упругой энергии приходится на запертые напряжения. Существенно меньше энергия ударной волны и сопоставима с ней энергия возмущенных напряжений. При определенных условиях (большая амплитуда, меньшая длина волны возмущения) энергия возмущенных напряжений может превышать энергию ударной волны. После выхода ударной волны из зоны энерговыделения ( $t > 50 \text{ ns}$ ) ее энергия и энергия запертых напряжений стермятся к постоянным значениям. В среднем стационарное значение упругой энергии устанавливается и для возмущенных напряжений еще до прекращения действия пучка. Колебания вокруг среднего значения энергии возмущенных и запертых напряжений происходит в противофазе и с частотой поверхностных волн Рэлея [10].

Заметим, что энергия поля механических напряжений составляет лишь малую часть ( $< 10\%$ ) от вложенной пучком энергии. Подавляющая часть вложенной энергии идет на увеличение тепловой энергии вещества мишени.

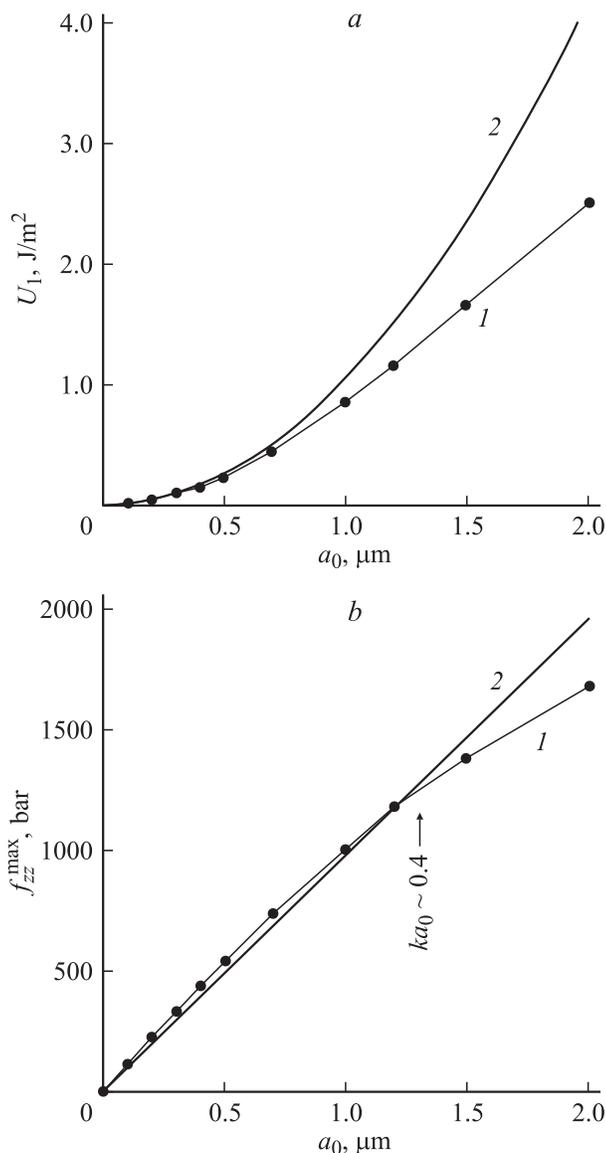
На рис. 4 приведены зависимости от длины волны упругой энергии (а) и максимального значения  $f_{zz}$  (б) для периодического возмущения. Аналитические кривые для упругой энергии рассчитывались по формулам (8) — линейная теория без учета ширины зоны энерговыделения (кривая 1) и (14) — скорректированная линейная теория (кривая 3). Расхождение численной (кривая 2)

и аналитической кривых для большинства длин волн  $kR < 1$  обусловлено рассмотренным выше эффектом конечной глубины зоны энерговыделения. Использование скорректированной формулы (14) для упругой энергии снимает это расхождение. Расхождение результатов при малых длинах волн  $ka_0 > 0.3$  обусловлено нелинейными эффектами.

На рис. 5 представлены результаты исследования зависимостей тех же величин от амплитуды возмущения при фиксированной длине волны. При  $a_0 k > 0.3$  также начинают проявляться нелинейные эффекты. Так, для упругой энергии квадратичная зависимость от амплитуды, справедливая для малых  $a_0$ , переходит в линейную при больших  $a_0$ .



**Рис. 4.** Зависимости от длины волны возмущения  $\lambda$  упругой энергии возмущенных напряжений (а) и максимального значения продольных возмущенных напряжений (б). Численное моделирование в сравнении с линейной теорией;  $a_0 = 1 \mu\text{m}$ ;  $t = 90 \text{ ns}$ .



**Рис. 5.** Зависимости от амплитуды возмущения  $a_0$  упругой энергии возмущенных напряжений (а) и максимального значения продольных возмущений напряжений (б). Численное моделирование (кривая 1) в сравнении с линейной теорией (кривая 2);  $\lambda = 20 \mu\text{m}$ ;  $t = 90 \text{ ns}$ .

В целом энергия возмущенных напряжений может составлять существенную часть (до 30%) от полной упругой энергии поля напряжений в мишени и может превышать энергию ударной волны, распространяющейся вглубь мишени.

В случае осесимметричного возмущения пиковые значения напряжений, находящиеся на оси симметрии, с высокой точностью соответствуют максимальным значениям для аналогичного периодического возмущения (с тем же  $a_0$  и  $k$ ), как это и следует из линейной теории (7), (12). Но напряжения быстро затухают с удалением от оси симметрии. Зависимость упругой энергии возмущенных напряжений от волнового числа и ам-

плитуды осесимметричного возмущения с хорошей точностью описывается скорректированной формулой (15). При увеличении волнового числа от  $k = 0.1$  до  $0.5 \mu\text{m}^{-1}$  значение энергии возмущенных напряжений линейно растет от  $0.4 \cdot 10^{-9}$  до  $2 \cdot 10^{-9} \text{ J}$  на одно возмущение (при амплитуде  $a_0 = 1 \mu\text{m}$ ).

## Заключение

При помощи численного моделирования исследованы поля напряжений в твердотельной мишени с возмущенной поверхностью (наличие микрошероховатости) при облучении интенсивными потоками быстрых заряженных частиц. Структура напряжений содержит три компоненты: ударную волну, запертые напряжения и возмущенные напряжения. В рамках линейной теории построено аналитическое решение для возмущенных напряжений. Проведено сравнение полученного решения с результатами численного моделирования, определены границы его применимости. Показано, что возмущенные напряжения наряду с запертыми напряжениями необходимо учитывать при анализе процессов структурных превращений материалов при облучении.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Челябинской области (проект РФФИ-Урал № 04-01-96074).

## Список литературы

- [1] Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. // УФН. 1999. Т. 169. № 11. С. 1243–1272.
- [2] Чистяков С.А., Халиков С.В., Яловец А.П. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 31–40.
- [3] Le Xiaoyun, Yan Sha, Zhao Weijiang, et al. // Surf. and Coat. Techn. 2000. Vol. 128–129. P. 381–386.
- [4] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [5] Яловец А.П., Майер А.Е. // Proc. of 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2002. P. 297–299.
- [6] Meyer L.W., Kunze H.D., Seifert K. Dynamic Properties of High-Strength Steels at Stretching in Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals / Ed. by M.A. Meyers and L.E. Murr. New York: Plenum Press, 1981. P. 61–67.
- [7] Яловец А.П. // ПМТФ. 1997. № 1. С. 151–166.
- [8] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 3. С. 90–94.
- [9] Вальчук В.В., Халиков С.В., Яловец А.П. // Мат. моделирование. 1992. Т. 4. № 10. с. 111–123.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.