

01;05;10;11

## О механизме кратерообразования на поверхности твердых тел при воздействии интенсивных пучков заряженных частиц

© Н.Б. Волков, А.Е. Майер, А.П. Яловец

Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия  
e-mail: nbv@ami.uran.ru

(Поступило в Редакцию 17 июля 2001 г.)

Предлагается физический механизм образования кратеров на поверхности облучаемых интенсивными потоками заряженных частиц твердотельных мишеней. Согласно этому механизму, кратеры образуются в результате поверхностных гравитационных волн и неустойчивости Рихтмайера–Мешкова свободной поверхности плазменного факела [1–4]. Даваемые теорией размеры и форма кратеров хорошо согласуются с экспериментальными. Показано, что формирующиеся в мишени напряжения максимальны под кратером, что объясняет наблюдаемую в экспериментах локализацию структурных изменений.

### Введение

Облучение различных материалов интенсивными пучками заряженных частиц применяется в технологических целях для улучшения свойств поверхностного слоя. Нарбатываемые при этом дефекты кристаллической решетки и образующиеся пленки повышают прочностные свойства, износостойкость, эрозионную устойчивость. К отрицательным последствиям такой обработки материалов относится формирование на их поверхности кратеров и других образований, огрубляющих поверхность. Кратеры образуются в результате комплекса сложных физических процессов. Их исследования важны не только для управления технологическим процессом при лучевой обработке конструкционных материалов, но и представляют, по нашему мнению, общефизический интерес. Поэтому основными целями предлагаемой работы являются: построение физической и математической модели кратерообразования, а также проведение вычислительного эксперимента с целью установления закономерностей формирования профилей кратеров на поверхности и полей напряжений в облучаемой мишени.

### Физическая модель кратерообразования

Прежде чем перейти к обсуждению предлагаемой нами физической модели кратерообразования, рассмотрим основные экспериментальные характеристики этого явления, используя для этого работы [5,6]. В этих работах для облучения образцов использовался ускоритель с параметрами: энергия ионов  $T_b = 250$  keV, длительность импульса  $\tau_i = 50$  ns, плотность тока  $j_b = 50\text{--}200$  А · см<sup>-2</sup>. Пучок содержал 70% ионов углерода и 30% протонов. Количество импульсов облучения  $N = 1\text{--}10$ . Облучаемые образцы представляли собой тонкие пластины (толщиной 0.3 mm) из различных материалов. Облучаемая поверхность предварительно подвергалась электрополировке.

Как следует из [5], кратеры наблюдались на всех образцах вне зависимости от плотности тока, причем кратеры формировались и в случаях, когда температура поверхности не превышала температуры плавления. Размеры кратеров изменялись в широком диапазоне. Однако для всех кратеров характерны центральная симметрия и наличие кольцевой структуры. Центральная симметрия может быть искажена, например, из-за соседства с другим кратером. Кольцевая структура кратеров либо может быть явно выражена, либо периферийные кольца могут отсутствовать. Это создает видимое разнообразие форм кратеров. В центре кратера могут быть как углубление, так и выступ.

Отдельные кратеры расположены на поверхности образца хаотично. Однако можно выделить области с преимущественно маленькими кратерами ( $d = 0.1\text{--}2.0$  μm) с плотностью  $n \approx 5 \cdot 10^{10}$  м<sup>-2</sup>, области с маленькими и средними кратерами ( $d \approx 3\text{--}10$  μm) с плотностью  $n \approx 10^9$  м<sup>-2</sup> и области крупных кратеров ( $d > 10$  μm) с плотностью  $n \leq 10^7\text{--}10^8$  м<sup>-2</sup>. Крупные кратеры наблюдаются, как правило, вблизи центра пучка, где плотность энергии облучения максимальна. На краях облученной области преобладают мелкие кратеры. Анализ распределения кратеров по размерам для никеля показывает, что при малой плотности тока наблюдаются фактически лишь мелкие кратеры; при большой плотности тока доля крупных кратеров возрастает. Аналогичные закономерности наблюдались и для молибдена [5]. Расположение кратеров не связано с границами зерен и сдвиговыми следами, т. е. со структурой вещества под поверхностью. При увеличении числа импульсов с одного до десяти характерные размеры кратеров увеличиваются от единиц до десятков микрометров, их плотность падает с  $n = 1.5 \cdot 10^8$  до  $4 \cdot 10^7$  м<sup>-2</sup>. Глубина кратеров при этом не превышала 1.5–2 μm.

На фотографиях поверхности мишени, полученных в [5,6], наблюдаются четкие кратеры с высокой контрастностью и множество „запльвших“, существенно менее контрастных кратеров. В [5,6] предполагается, что „чет-

кие“ кратеры образовались под действием последнего импульса, а „заплывшие“ — под действием предыдущих, а затем частично загладились за счет плавления поверхности, испарения и конденсации плазменного облака.

Из экспериментов следует также, что вблизи кратеров происходит более интенсивное формирование защитных пленок и структурных дефектов. Поверхность внутри крупных кратеров и в их окрестности покрывается пленкой толщиной до 100 нм. Вдали от кратеров пленка либо совсем не образуется, либо не превышает в толщину 10–20 нм. При малых плотностях тока ( $j = 5 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ ) плотность дислокаций в приповерхностном слое велика вблизи кратеров ( $10^{14} \text{ m}^{-2}$ ) и мала вдали от них. При  $j = 2 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$  наблюдается однородное распределение дислокаций с плотностью  $2-5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$  и на этом фоне еще большая плотность структурных дефектов вблизи кратеров.

Принимая во внимание результаты экспериментов [5,6], мы предлагаем следующий механизм образования кратеров. При воздействии на твердое тело интенсивных потоков заряженных частиц с плотностью мощности  $> 10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  происходит интенсивный разогрев вещества и образуется плазменный факел с  $T \sim 1-5 \cdot 10^3 \text{ K}$  и сильно неоднородной концентрацией. Эксперименты и расчеты показывают (см., например, [7]), что скорость фронта плазмы за время действия пучка  $\sim 100 \text{ ns}$  достигает значений скорости  $\sim 10^3 \text{ m}^{-1}$ . Оценка значений ускорений фронта плазмы дает величину  $\sim 10^{10} \text{ ms}^{-1}$ . При таких значениях ускорений среды возникают условия для возбуждения гравитационных волн на облучаемой поверхности [1]. Причем зародышами (излучателями) гравитационных волн являются локальные микровыступы или микровпадины на поверхности, высота (глубина) которых может быть очень малой (десятыне–сотые доли микрона).

Как будет показано ниже, распространяющиеся от локализованного возмущения гравитационные волны обладают кольцевой структурой, размер и число колец волны определяется размером и формой начального возмущения, а также величиной и длительностью ускорения поверхности. Профиль гравитационной волны на момент окончания импульса ускорения образует протократер, амплитуда которого меньше, чем амплитуда начального возмущения. Однако в таком протократере может быть заключена существенная кинетическая энергия.

После выключения тока пучка плазма разлетается без подкачки энергии, ускорение плазмы очень быстро уменьшается и даже может изменить направление. Запасенная в протократере кинетическая энергия без стабилизирующего действия ускорения приводит к развитию неустойчивости типа Рихтмайера–Мешкова [3,4] (см. также нашу работу [8]). Наступает вторая стадия образования кратера, на которой протократер углубляется и развивается в собственно кратер глубиной порядка микрона. При этом образующийся кратер обладает тем же радиусом и кольцевой структурой, что и протократер.

При распространении гравитационных волн и развитии неустойчивости возмущается не только поверхность среды, но и приграничные слои вещества. Поэтому процессы на поверхности плазмы сопровождаются деформацией границы жидкой фазы и плазмы. Дальнейшая кристаллизация жидкой фазы замораживает деформации и дает наблюдаемый рельеф облученной поверхности с кратерами. Глубина каждого кратера определяется запасенной в протократере кинетической энергией (фазой гравитационной волны в период резкого падения ускорения) и временем развития неустойчивости до кристаллизации жидкой фазы.

## Математическая модель кратерообразования

В общем случае в облучаемой мишени можно выделить три области с различным состоянием вещества (рис. 1): плазменная, которая определяет унос вещества с поверхности мишени; жидкая, которая при охлаждении кристаллизуется на поверхности мишени, и твердое тело. Заметим, что при малых интенсивностях облучения плазменная область может отсутствовать. Образование гравитационных волн на свободной поверхности приводит к деформации среды в прилегающем к поверхности объеме. Однако мы не будем учитывать возмущение границы жидкость–твердое тело, полагая, что гравитационные волны и развитие неустойчивости происходят в слое конечной глубины. При описании течений, связанных с деформацией свободной поверхности, плазменное и жидкое состояния вещества будем рассматривать как единую плазмopodobную среду [9,10].

Для решения задачи выберем осесимметричную цилиндрическую геометрию (рис. 1). Здесь направление оси  $Oz$  совпадает с направлением нормали к невозмущенной свободной поверхности. В первом приближении среду считаем несжимаемой. Рассмотрим слой несжимаемой жидкости ограниченный плоской границей  $z = -H$ , движущейся с переменным ускорением, т.е. находящейся во внешнем потенциальном поле  $G(r, z, t) = -g(t)z$ . Если силы инерции направ-

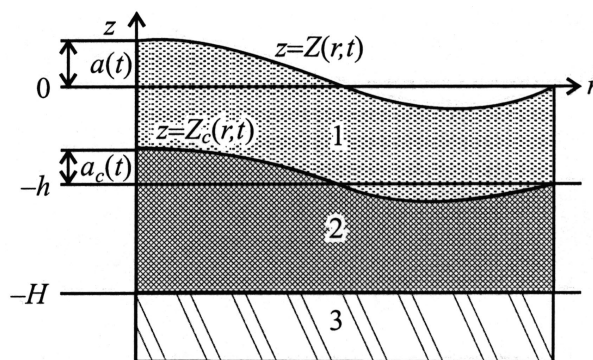


Рис. 1. Геометрия решаемой задачи: 1 — плазма, 2 — жидкая фаза, 3 — упругая среда.

лены внутрь среды ( $g < 0$ ), то на свободной поверхности образуются гравитационные волны [1], в противном случае развивается неустойчивость Рэлея–Тейлора [2,3].

Сформулируем систему уравнений, описывающую динамику свободной поверхности  $z = Z(r, t)$ , границы плазмы и жидкости  $z = Z_c(r, t)$ , а также давление на границе жидкость–твердое тело ( $z = -H$ ). Считая течение жидкости потенциальным, запишем условие несжимаемости

$$\Delta\varphi(r, z, t) = 0, \quad (1)$$

где  $\varphi(r, z, t)$  — потенциал скорости; уравнение Бернулли и кинематическое условие для свободной поверхности

$$\frac{\partial\varphi(r, Z, t)}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right)_{Z(r,t)}^2 + \left( \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right)_{Z(r,t)}^2 \right] - g(t)Z(r, t) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial Z(r, t)}{\partial t} = \left( \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right)_{Z(r,t)} - \left( \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right)_{Z(r,t)} \frac{\partial Z(r, t)}{\partial r}; \quad (3)$$

условие непроницаемости на нижней границе

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z}(r, -H, t) = 0. \quad (4)$$

Решение нелинейной системы (1)–(4) в общем виде представляет сложную задачу, но, как показано в [8], можно из данной системы уравнений получить замкнутую систему уравнений для открытой поверхности, исключив из рассмотрения течения в объеме. Однако при описании формирования кратера необходимо знание полей деформаций и давления в объеме среды.

Исследования показали, что во многих практических случаях применима линейная теория. Считая смещения и скорости жидкости малыми, в уравнениях (2), (3) пренебрегаем членами второго порядка по  $Z(r, t)$  и  $\nabla\varphi$ . Получившаяся линеаризованная система уравнений решается методом разделения переменных.

Элементарным решением уравнения Лапласа (1) в слое в цилиндрических координатах, удовлетворяющем условию (4) является

$$\varphi(r, z, t) = C(t)(e^{kz} + e^{-kz-2kH})J_0(kr), \quad (5)$$

где  $J_0(kr)$  — функции Бесселя нулевого порядка.

Это решение соответствует элементарному профилю границы  $Z(r, t) = a(t)J_0(kr)$ . Формула Тейлора для амплитуды такого возмущения [1–3]

$$\frac{d^2 a(t)}{dt^2} = g(t)k \tanh(kH)a(t). \quad (6)$$

При  $g(t) = -g_0$ , где  $g_0$  — положительная постоянная, амплитуда возмущения испытывает гармонические колебания с частотой  $\omega = \sqrt{g_0 k \tanh(kH)}$ , система находится

в режиме гравитационных волн. Силы инерции играют в этом случае стабилизирующую роль — они стремятся вернуть границу в равновесное положение (плоскость). Возмущения в бегущей гравитационной волне распространяются с групповой скоростью [1]

$$V_g = \frac{\partial\omega(k)}{\partial k} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g_0}{k \tanh(kH)}} \left( \tanh(kH) + \frac{kH}{\cosh^2(kH)} \right). \quad (7)$$

Если в момент времени  $t = t_0$  ускорение системы станем равным нулю и силы инерции исчезнут, амплитуда возмущения начнет расти с постоянной скоростью  $(da/dt)(t = t_0)$ , как в случае неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [3,4], а возмущения по поверхности не распространяются. В реальной ситуации зависимость  $g(t)$  имеет сложный характер и невозможно строго разделить режимы распространения гравитационных волн и развития неустойчивости. Поэтому в этих случаях решение системы возможно лишь численно.

Интегрируя по времени поле скоростей  $\nabla\varphi$ , находим смещения жидкости в объеме.  $Z$ -компонента смещения жидкости на глубине  $z = -h$  определяет профиль кратера, который мы обозначим как  $Z_c(r, t)$  (рис. 1). Если при  $t = 0$  граница между плазмой и жидкостью идеально плоская, то

$$Z_c(r, t) = (a(t) - a(0)) \frac{e^{-kh} - e^{kh-2kH}}{1 - e^{-2kH}} J_0(kr). \quad (8)$$

Найдем поле давлений в среде, определяемое процессами на свободной поверхности. Линеаризованное уравнение движения в слое

$$\frac{\partial\nabla\varphi(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{\nabla P(r, z, t)}{\rho} + g(t). \quad (9)$$

Представим  $P(r, z, t) = P_0(z, t) + P_1(r, z, t)$ , где  $P_0(z, t) = \rho g(t)z$ ,  $P_1(r, z, t)$  определяется деформацией открытой поверхности. Выбирая константу интегрирования так, чтобы  $P_0(Z(r, t), t) + P_1(r, Z(r, t), t) = 0$ , с учетом (3) получаем

$$P_1(r, z, t) = -\rho g(t)a(t) \frac{e^{kz} + e^{-kz-2kH}}{1 + e^{-2kH}} J_0(kr). \quad (10)$$

В линейной области легко перейти к описанию эволюции возмущения произвольной формы. В круге радиуса  $R$  произвольную границу  $Z(r, t)$  разлагаем в ряд по функциям Бесселя

$$Z(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) J_0(k_n r), \quad (11)$$

где  $k_n = \mu_n/R$ ,  $\mu_n$  —  $n$ -й нуль функции Бесселя.

При этом каждое элементарное возмущение  $a_n J_0(k_n r)$  будет развиваться независимо. Суммируя элементарные возмущения, из (8) получаем

$$Z_c(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n(t) - a_n(0)) \frac{e^{-k_n h} - e^{k_n h - 2k_n H}}{1 - e^{-2k_n H}} J_0(k_n r). \quad (12)$$

Аналогично из (10) получаем давление на твердую стенку

$$P_1(r, -H, t) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0 J_0(k_n r),$$

$$P_n^0 = -\rho g(t) a_n(t) \frac{2e^{-k_n H}}{1 + e^{-2k_n H}}. \quad (13)$$

Определим область применимости линейной теории. В слое конечной глубины должны одновременно выполняться два критерия малости:  $a(t)/H \ll 1$  и  $a(t)k \ll 1$ . Нелинейные эффекты существенны, когда любое из этих выражений приближается к единице. Из экспериментов [6] следует, что глубина кратеров не превышает  $1.5 - 2 \mu\text{m}$ . Толщина проплавленного поверхностного слоя  $H$  определяется пробегом частиц в веществе мишени и ее теплопроводностью, для используемого в [6] пучка  $H \geq 3 \mu\text{m}$ . Величина  $H$  может быть найдена из температурных полей в веществе, получаемых численно при решении уравнений механики сплошной среды. Таким образом, критерий  $a(t)/H < 1$  выполняется для подавляющего большинства кратеров. Второй критерий  $a(t)k < 1$  накладывает ограничение на диапазон волновых чисел  $k < 10^6 \text{ m}^{-1}$ . Таким образом, нелинейные эффекты существенны лишь для особенно глубоких кратеров и кратеров с мелкой структурой.

В нелинейной области  $a(t)/H \sim 1$  или  $a(t)k \sim 1$  решение уравнения (1) можно представить в виде

$$\varphi(r, z, t) = C(t)(e^{z/L(r,z,t)} + e^{-(z+2H)/L(r,z,t)})J_0(kr), \quad (14)$$

где  $L$  можно рассматривать как некоторую эффективную глубину возмущения; подстановка (14) в (1) позволяет записать уравнение для  $L$ , из сравнения (14) и (5) следует, что в линейной области  $L = 1/k$ .

Для приближенного расчета эффективной глубины возмущения  $L(r, t)$ , а также эволюции профиля поверхности плазмы здесь применялась нелинейная теория [8]. Для оценки формы кратера и поля давления в нелинейной области применялись выражения (8) в (10), в которых величина  $k$  в показателях экспонент была заменена на рассчитанную по нелинейной теории величину  $1/L(r, t)$ .

Для описания в нелинейной области эволюции возмущения произвольной формы в формулах (12), (13) следует также заменить  $k_n$  в показателях экспонент на  $1/L_n$ , где  $L_n$  — эффективная глубина возмущения для  $n$  компоненты.

Обобщение [8] на случай описания эволюции произвольного возмущения дает значение  $L_n = L(r, t)k_1/k_n$ . В линейной области  $L = 1/k_1$  и соответственно  $L_n = 1/k_n$ .

## Ускорение поверхности мишени, облучаемой интенсивными потоками заряженных частиц

Для описания взаимодействия интенсивного пучка заряженных частиц с веществом необходимо решать систему уравнений, содержащую кинетическое уравнение для быстрых частиц, уравнения механики сплошной среды и широкодиапазонное уравнение состояния.

Для нахождения недиагональных членов тензора напряжения в мишени нами использовалась упругопластическая модель [11]. В нетвердотельных областях вещества модуль сдвига полагался равным нулю. Диагональные члены тензора напряжения вычислялись с помощью широкодиапазонного уравнения состояния, предложенного в [12]. Решение уравнений механики сплошной среды осуществлялось методом [13], который обеспечивает устойчивое решение в самом широком интервале изменения термодинамических параметров среды, включая и состояния равновесия жидкость–пар, где применение схем с искусственной вязкостью обычно вызывает трудности. Метод основан на применении аналитического решения для малого элемента объема и малого временного интервала к описанию поведения всего рассматриваемого объема.

При воздействии пучков с плотностями мощности  $< 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  вкладом лучистой теплопроводности по сравнению с вкладом электронной теплопроводности можно пренебречь [14]. Электронная теплопроводность в широкой области изменения параметров вещества вычислялась с помощью плазменной модели металла, предложенной в [9,10]. Нагрев среды пучком учитывался путем добавления к правой части уравнения для внутренней энергии функции энерговыделения.

Для нахождения функции энерговыделения, которая равна мощности дозы на единицу массы вещества, решалась задача переноса заряженных частиц в веществе полуаналитическим методом, описанным в [15]. При расчете переноса электронов учитывались флуктуации в потерях энергии, многократное рассеяние частиц, образование вторичных электронов. Перенос ионов рассчитывался без учета многократного рассеяния в приближении непрерывного замедления. Удельные потери энергии для ионов вычислялись по [16].

Величина ускорения облучаемой поверхности вычислялась по формуле

$$g(t) = -\frac{1}{\int_{z_a}^{z_s} \varrho(z, t) dz} \frac{d}{dt} \int_{z_s}^{z_f} \varrho(z, t) v_z(z, t) dz. \quad (15)$$

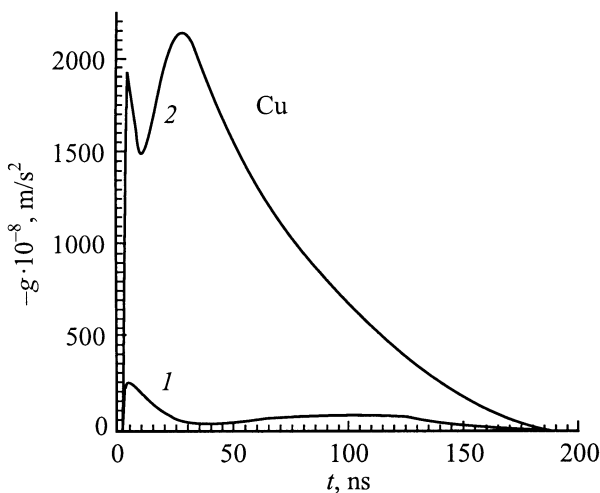
В уравнении (15)  $z_f$  — координата поверхности плазменного факела;  $z_s$  — координата границы плазма–твердое тело;  $z_a$  — координата поверхности внутри твердого тела, до которой к моменту времени  $t$  достигло возмущение. Результаты, приведенные ниже, соответствуют облучению плоской мишени в положительном

направлении оси  $Oz$ ; соответственно плазма мишени разлетается в отрицательном направлении  $z$ .

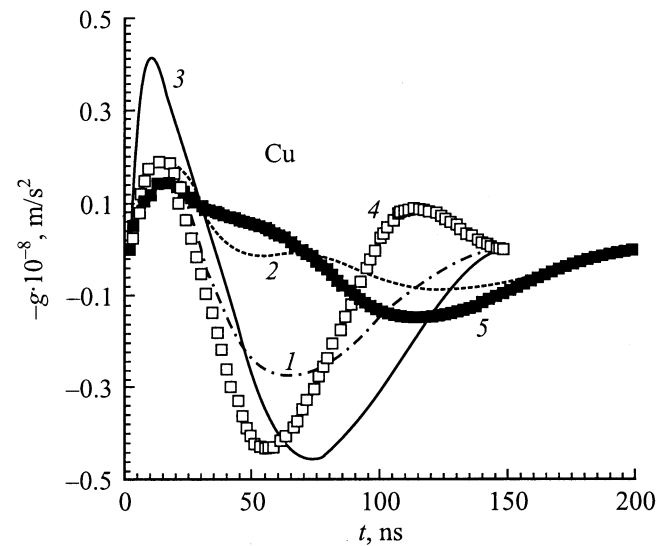
Свойства плазмы, получаемой в результате воздействия интенсивных пучков заряженных частиц на мишень, определяются в первую очередь функцией энерговыделения  $D(z)$  [17]. Проведенный нами вычислительный эксперимент показал, что ширина зоны энерговыделения определяется пробегом частиц в материале мишени. При электронном облучении область энерговыделения более чем на два порядка превышает область энерговыделения при облучении протонами той же энергии. Поскольку пробег ионов углерода в веществе существенно меньше пробега протонов, то наличие в пучке ионов углерода приводит к увеличению мощности энерговыделения в поверхностных слоях облучаемого вещества. Увеличение энергии частиц приводит главным образом к увеличению облучаемого объема среды, но при этом мало меняется мощность энерговыделения.

Прежде всего рассмотрим динамику ускорения поверхности, облучаемой мощным электронным пучком с параметрами, соответствующими условиям эксперимента [18]. На рис. 2 показана эволюция ускорения облучаемой поверхности во времени. Видно, что поверхность начинает заметно двигаться через несколько наносекунд после начала облучения. Некоторый спад ускорения в первые 10–15 ns обусловлен затратами вводимой энергии на плавление и испарение вещества. Дальнейшее ускорение поверхности обусловлено увеличением давления в объеме образовавшейся плазмы вследствие нагрева ее пучком.

Более сложная динамика поверхности мишени наблюдается при ее облучении мощным ионным пучком (рис. 3). При малой интенсивности облучения ( $\sim 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ ) и длительности облучения 50 ns ускорение поверхности мишени после окончания облучения



**Рис. 2.** Динамика ускорения поверхности мишени при электронном облучении.  $j_b = 10$  (1),  $100 \text{ kA/cm}^2$  (2);  $T_e = 0.3 \text{ MeV}$ ,  $\tau = 100 \text{ ns}$ .

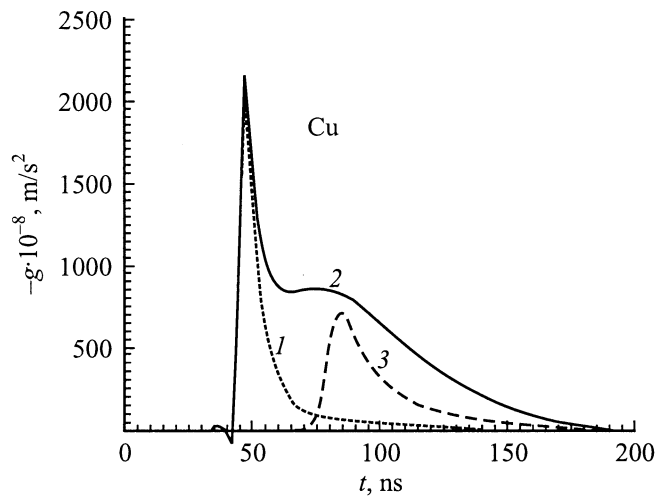


**Рис. 3.** То же, что на рис. 2 при облучении ионным пучком с малым энерговыделением. Приведено относительное содержание углерода (C) и протонов (P).  $T_b = 0.5 \text{ MeV}$ ;  $j_b = 100$  (1, 2, 4, 5);  $200 \text{ A/cm}^2$  (3);  $\tau = 50$  (1, 3, 4);  $100 \text{ ns}$  (2, 5); 1–3 — (P); 4–5 —  $(0.7C + 0.3P)$ .

меняется ее интенсивным торможением (кривые 1, 3, 4), что обусловлено затратами энергии на испарение среды при ее расширении (облученный объем находится в состоянии жидкость–пар). Увеличение длительности импульса облучения существенно уменьшает величину отрицательного ускорения. Следует отметить, что при облучении мишени низкоэнергетическим электронным пучком микросекундной длительности форма импульса ускорения аналогична приведенной на рис. 3 кривой 1, но с меньшей амплитудой и соответственно большей длительности. Так, при облучении медной мишени электронами с энергией 40 keV, плотностью тока  $5 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$  и длительностью  $10^{-6} \text{ s}$  максимальное значение ускорения достигает  $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-2}$ , длительность ускоряющей фазы составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$  и примерно столько же тормозящей.

Анализ распределений плотности и температуры разлетающейся плазмы при малых интенсивностях облучения мишени показывает, что ее плотность остается большой ( $\sim 0.7\rho_0$ , где  $\rho_0$  — начальная плотность среды), а температура за время  $\sim 100 \text{ ns}$  после облучения уменьшается до температуры кристаллизации. Такое быстрое уменьшение температуры среды обусловлено главным образом высоким значением электронной теплопроводности: в течение рассмотренного промежутка времени прогревается слой толщиной  $\sim 18 \mu\text{m}$ .

Увеличение интенсивности облучения или же увеличение энерговыклада за счет изменения качественного состава пучка приводит к интенсивному разлету облучаемой части среды. Значения ускорений поверхности существенно возрастают (рис. 4), тормозящая фаза отсутствует. При этом плотность разлетающейся плазмы



**Рис. 4.** То же, что на рис. 2, 3 при облучении ионным пучком с большим энерговкладом.  $T_b = 0.5 \text{ MeV}$ ;  $j_b = 200 \text{ A/cm}^2$  (3);  $\tau = 50$  (1); 100 ns (2, 3); 1, 2 —  $(0.7C + 0.3P)$ ; 3 —  $(P)$ .

уменьшается на несколько порядков в сравнении с исходной. Температура среды также быстро уменьшается с течением времени, что обусловлено в данном случае и теплопроводностью, и превращением внутренней энергии в кинетическую.

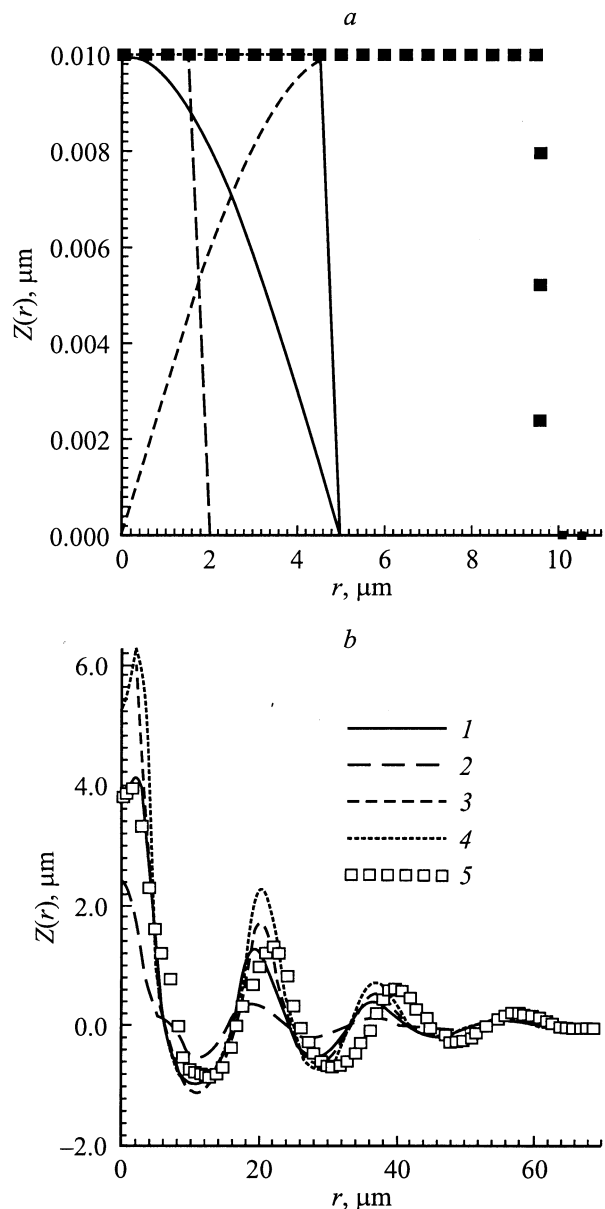
### Закономерности формирования кратера: вычислительный эксперимент

Для выяснения общих закономерностей формирования кратера были проведены расчеты для модельного импульса ускорения:  $g(t) = -g_0$  при  $t \leq \tau_g$ ,  $g(t) = 0$  при  $\tau_g < t \leq \tau_g + \tau_c$ . Здесь  $\tau_g$  — время действия импульса ускорения, которое можно найти по данным, приведенным на рис. 2–4,  $\tau_c$  — интервал времени от момента окончания импульса ускорения до кристаллизации жидкой фазы, который можно оценить по динамике температурного поля.

При моделировании воздействия  $N$  импульсов цикл ускорения повторялся  $N$  раз. В качестве начального возмущения поверхности плазмы  $Z(r, t = 0)$  для следующего цикла принимался результирующий профиль жидкой границы  $Z_c(r, t = \tau_g + \tau_c)$  из предыдущего, что учитывает сглаживание кратера за счет сноса испарившегося вещества. Расчеты проводились в слабонелинейном приближении, т.е. профиль плазменной границы определялся по нелинейной теории [8], профиль жидкой границы пересчитывался по формуле (12). На рис. 5, *a* показаны различные начальные возмущения поверхности, а на рис. 5, *b* — развившиеся из них кратеры после  $N = 6$  импульсов; 1 — сглаженный микровыступ; 3 — кольца; 2, 4 и 5 — ступенька разного радиуса. Режим облучения:  $g = 3 \cdot 10^{10} \text{ ms}^{-2}$ ,  $\tau_g = 50 \text{ ns}$ ,  $\tau_c = 100 \text{ ns}$ ,  $h = 2 \mu\text{m}$  и  $H = 4 \mu\text{m}$ . В момент максимума импульса ускорения ( $\sim 60 \text{ ns}$ ) плазма еще

не успела далеко разлететься и выбранные значения для  $h$  и  $H$  имеют именно такой порядок величины. Видно, что рассматриваемый механизм обеспечивает развитие малого локализованного возмущения в кратер, параметры и структура которого соответствуют реально наблюдаемым.

Особо следует отметить слабую зависимость структуры кратера от формы и размера начального возмущения. Различные по размерам и форме начальные возмущения трансформировались в практически идентичные кольцевые структуры, задаваемые узким спектром в разложении по функциям Бесселя. Для разных начальных возмущений характерное значение  $k$  находится в пределах  $k = 3.3 - 3.8 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ . Поскольку  $kH > 1$ , выражение (7)



**Рис. 5.** Начальные возмущения и развившиеся из них кратеры под действием модельного ускорения.

для групповой скорости волны упрощаются. Тогда для радиуса кратера справедлива оценка

$$R \approx R_0 + 0.5\sqrt{g_0/k}\tau_g N, \quad (16)$$

где  $R_0$  — радиус начального возмущения.

В (16) учитывается, что распространение возмущений по радиусу происходит только в режиме гравитационной волны.

Если в формуле (16) второе слагаемое существенно больше первого, радиус кратера определяется режимом облучения, т.е. длительностью и величиной импульса ускорения. В противном случае размеры кратера определяются размерами начального возмущения. В рассматриваемом примере увеличение радиуса возмущенной области за счет распространения гравитационных волн  $\sim 40\text{--}45\ \mu\text{m}$ , поэтому радиус кратера слабо зависит от начального возмущения. Таким образом, кольцевая структура и радиус кратера в рассмотренном случае определяются режимом облучения и соответствующими условиями на плазменной границе.

На рис. 5 приведены результаты расчетов формы кратеров для случаев, когда начальные возмущения — выступы. Образующиеся в этом случае кратеры также имеют в центре выступ. Если же начальным возмущением будет углубление, то и кратер образуется с углублением в центре, но с аналогичной кольцевой структурой.

Отметим, что предложенный механизм образования кратеров содержит также механизм фильтрации спектра начального возмущения. Действительно, анализ формул (7) и (12) показывает, что вклад в формирование кратера коротковолновых возмущений оказывается меньшим, чем длинноволновых, за счет меньшей скорости их распространения и более быстрого затухания с глубиной. Но длинноволновые возмущения, согласно формуле Тейлора [3], имеют большее время развития неустойчивости. Таким образом, для конкретного воздействия пучка на мишень имеется некоторая полоса спектра волновых чисел, которая и определяет формирование профиля кратера. Количественно данный факт можно описать через функцию роста кратера  $F_g(k)$ , равную отношению его результирующей амплитуды (т.е. амплитуды кратера — застывшей жидкой границы) после действия одного импульса к начальной амплитуде для элементарного возмущения с данным  $k$ . Для указанного модельного режима ускорения функция роста кратера находится аналитически интегрированием формулы Тейлора (6) с учетом соотношения (8)

$$F_g(k) = \frac{e^{-kh} - e^{-2kH+kh}}{1 - e^{-2kH}} \times \left[ \cos(\xi_g) + \tau_k \sqrt{g_0 k \tanh(kH)} \sin(\xi_g) - 1 \right], \quad (17)$$

$$\xi_g = \sqrt{g_0 k \tanh(kH)} \tau_g,$$

$\xi_g$  — фаза гравитационной волны в момент завершения импульса ускорения.

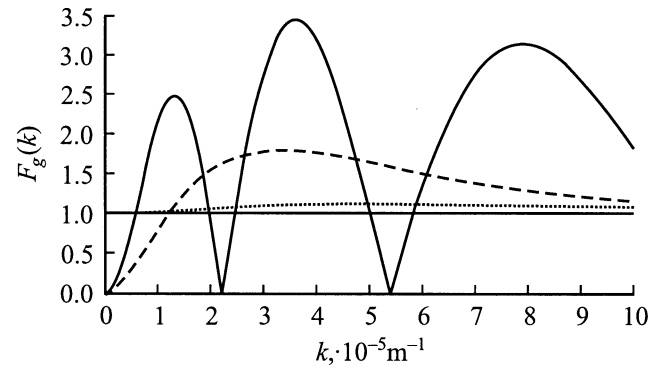


Рис. 6. Функции роста кратеров.

Функция роста кратера однозначно определяется условиями облучения. Для рассматриваемой модельной задачи модуль функции роста в диапазоне  $k \leq 10^6\ \text{m}^{-1}$  представлен на рис. 6 (кривые 1–3). Под действием облучения растут те гармоники из спектра начального возмущения, для которых  $|F_g(k)| > 1$ . Наиболее быстро растут гармоники с максимальным  $|F_g(k)|$ , в нашем случае это  $k \approx 3.5 \cdot 10^5\ \text{m}^{-1}$ . Фильтрующее действие одного импульса невелико, так как имеются близкие по высоте локальные максимумы вблизи  $k \approx 1.5 \cdot 10^5\ \text{m}^{-1}$  и  $k \approx 8 \cdot 10^5\ \text{m}^{-1}$ , но зависимость  $(F_g(k))^N$  с  $N > 1$  имеет явно выраженный максимум в сравнительно узкой области волновых чисел. Так, уже при  $N = 6$  последовательных импульсов функция роста имеет резкий максимум в области  $k \approx 3\text{--}4 \cdot 10^5\ \text{m}^{-1}$ , что приводит к слабой зависимости кольцевой структуры кратера от формы начального возмущения (рис. 6, кривая 2, 3).

Рассмотрим теперь рост кратера под действием реального импульса ускорения. Зависимость  $g(t)$  имеет сложный характер, поэтому функция роста получается численным интегрированием формулы Тейлора (6) для профиля плазменной границы совместно с уравнением для жидкой границы

$$\frac{da_c(t)}{dt} = \frac{da(t)}{dt} \frac{e^{-kh} - e^{kh-2kH}}{1 - e^{-2kH}}, \quad (18)$$

$$a_c(0) = 0.$$

Здесь  $a_c$  — амплитуда возмущения границы жидкой фазы и плазмы. Это уравнение следует из (8). Вследствие разлета плазмы глубины  $H$  и  $h$  постоянно меняются. В рамках используемой модели несжимаемой жидкости для системы плазма–расплав последовательно учесть изменение этих величин невозможно. Однако формально подставив вместо констант функции времени  $H(t)$  и  $h(t)$  в уравнения (6) и (18), мы получаем более точную модель процесса. Такая модель учитывает сжимаемость среды в целом, в ходе основного процесса, вызывающего развитие гравитационных волн и неустойчивость.

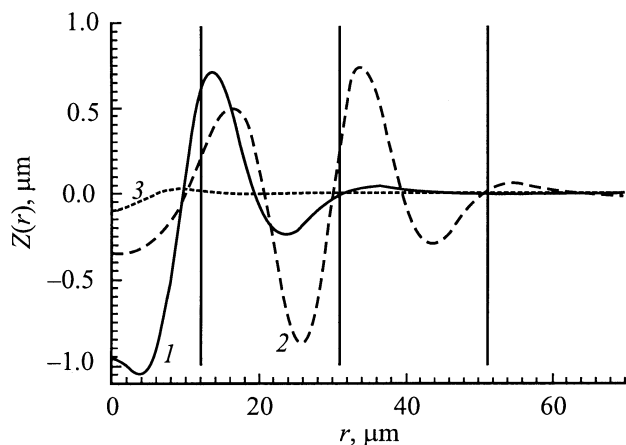


Рис. 7. Профили кратера при реальном режиме ускорения.

Как показано ранее, зависимость ускорения облучаемой среды от энерговклада имеет сильно нелинейный характер. Здесь рассмотрены два режима облучения с сильно отличающимися функциями  $g(t)$  (рис. 3, 4). На рис. 7 приведены модули функции роста для двух реальных режимов ускорения: кривая 2 — ионный пучок с большим энерговкладом (функция  $g(t)$  приведена на рис. 4, кривая 1), кривая 3 — ионный пучок с малым энерговкладом (функция  $g(t)$  приведена на рис. 3, кривая 3). Полное время от начала действия пучка до кристаллизации  $\tau_g + \tau_c = 150$  ns. При вычислении этих функций роста кратера учтена зависимость от времени:  $h(t)$  получена из одномерных расчетов (координата передней поверхности мишени) и  $H(t) = h(t) + h_{fl}$ . Здесь  $h_{fl}$  — постоянная толщина жидкого слоя.

Из графиков видно, что в обоих случаях есть условия для роста кратеров. В случае слабого пучка отсутствует сглаживание кратера за счет уноса плазмы. Это частично компенсирует малую величину ускорения. Но функции роста кратера невелики: развиться в кратер могут только достаточно большие начальные возмущения глубиной  $\sim 0.1\text{--}0.3\ \mu\text{m}$ . Поэтому при воздействии слабых пучков наблюдается меньшее количество кратеров, чем при воздействии сильных, когда возмущение глубиной всего  $\sim 0.01\ \mu\text{m}$  может породить кратер.

В случае пучка с большим энерговкладом пиковое ускорение на порядок превышает  $g_0$  в рассмотренном ранее модельном случае. Однако резкий, но не мгновенный спад ускорения и учет зависимости глубин от времени приводят к существенно меньшей величине функции роста кратера.

Для сильного пучка модуль функции роста кратера имеет максимум при  $k \approx 3.3 \cdot 10^3\ \text{m}^{-1}$ . Но он не столь резок, как при модельном ускорении. Это приводит к большей чувствительности в отношении начального возмущения. Функция роста кратера для слабого пучка имеет вид практически плоского плато при  $k \geq 3 \cdot 10^5\ \text{m}^{-1}$ .

Здесь форма и радиус кратера полностью определяются начальным возмущением. Такой режим облучения углубляет зародыш кратера, не придавая ему какой-либо правильной структуры.

В линейной области при известной функции роста конечный профиль кратера после воздействия  $N$  импульсов облучения может быть получен по формуле

$$Z(r, t = N(\tau_i + \tau_c)) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(0)(F_g(k_n))^N J_0(k_n r), \quad (19)$$

где  $a_n(0)$  — спектр начального возмущения.

Таким образом, были получены представленные на рис. 7 профили кратеров, сформировавшихся под действием пучка с большим энерговкладом после  $N = 10$  импульсов. Начальные возмущения имели вид ям глубиной  $0.01\ \mu\text{m}$  и радиусом  $R_0 = 10$  (кривая 1),  $30$  (кривая 2) и  $1\ \mu\text{m}$  (кривая 3).

Все кратеры имеют сходные параметры кольцевой структуры  $k = 3\text{--}3.5 \cdot 10^5\ \text{m}^{-1}$  (значения, близкие к максимуму модуля функции роста). Вертикальными линиями обозначено положение колец кратера, приведенного в работе [5]. В [5] использовался тот же режим облучения, что и рассматриваемый нами, но мишени изготавливались из сплавов молибдена. Тем не менее наблюдается хорошее соответствие наших расчетов экспериментальным данным.

Таким образом, при режимах облучения [5] радиус кратера сильно зависит от радиуса начального возмущения. Прирост радиуса кратера за счет распространения гравитационных волн составляет всего порядка  $10\text{--}30\ \mu\text{m}$ . Большие кратеры  $R \geq 10\ \mu\text{m}$  с развитой кольцевой структурой способны породить только достаточно обширные начальные возмущения, поэтому их доля в экспериментах, где поверхность предварительно подвергалась электрополировке, невелика. Локализованные же возмущения с  $R_0 \leq 1\ \mu\text{m}$  являются зародышами большого числа малых кратеров  $R \leq 10\ \mu\text{m}$ .

## Поля напряжений в твердом теле, обусловленные кратерообразованием

В соответствии с формулой (13) при развитии гравитационных волн на поверхности плазмы система плазма–расплав оказывает давление на поверхность твердой фазы. Это давление тем больше, чем больше текущее ускорение и амплитуда кратера. Под действием давления приповерхностные слои твердого металла деформируются, в них устанавливается поле напряжений, рассмотрению которого посвящен данный раздел работы.

Будем считать деформации упругими и квазистатическими. Поскольку характерный размер  $\sim k^{-1} \sim 3\ \mu\text{m}$  и скорость звука  $\sim 3.3 \cdot 10^3\ \text{ms}^{-1}$ , времена релаксации имеют порядок  $\sim 10^{-9}$  s. Используем здесь ту же геометрию, что и в задаче о кратере (рис. 1), но начало



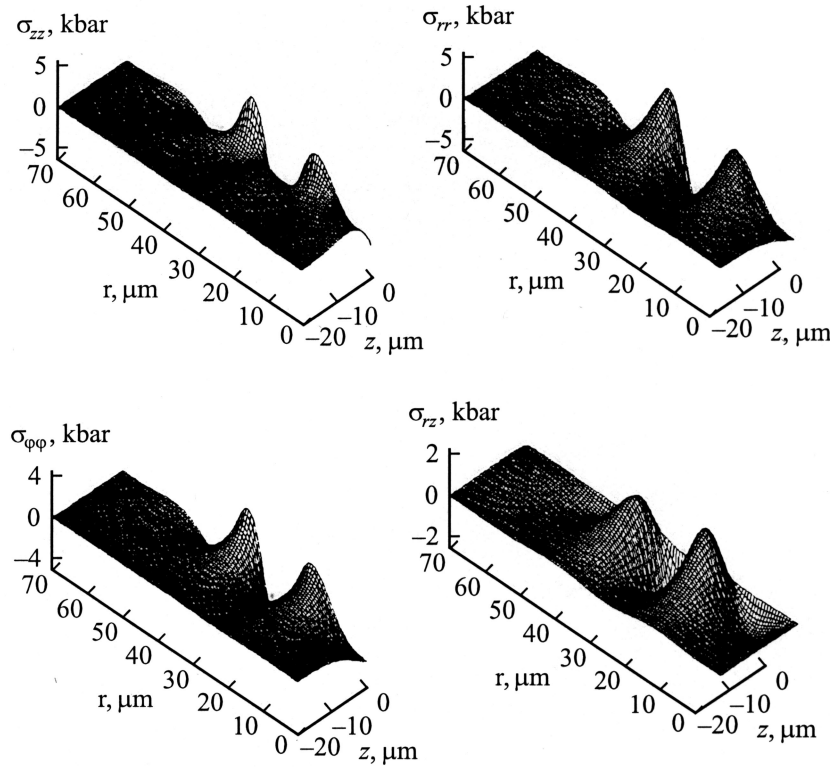


Рис. 8. Поля напряжений под кратером в твердотельной части мишени.

координат  $OZ$  сдвинем на величину  $H$  так, чтобы  $z = 0$  соответствовало поверхности твердой фазы. Уравнения равновесия для упругой среды в цилиндрической геометрии имеют вид

$$c_l^2 \left( \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} \right) - (c_l^2 - c_t^2) \left( \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} \right) = 0,$$

$$c_t^2 \left( \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) + (c_l^2 - c_t^2) \left( \frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) = 0, \quad (20)$$

где  $c_l$  и  $c_t$  — продольная и поперечная скорости звука;  $u_r(r, z)$  и  $u_z(r, z)$  — компоненты вектора смещения.

Граничные условия на напряжения

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(r, z=0) &= - \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0 J_0(k_n r), \\ \sigma_{rz}(r, z=0) &= 0, \quad \sigma_{zz}(r, z=-\infty) = 0, \\ \sigma_{rz}(r, z=-\infty) &= 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Решая систему (20), (21), получаем поле смещений

$$\begin{aligned} u_r(r, z) &= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n^0}{2k_n \rho c_l^2} e^{k_n z} ((1-2\sigma) + k_n z) J_1(k_n r), \\ u_z(r, z) &= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n^0}{2k_n \rho c_l^2} e^{k_n z} ((2-2\sigma) - k_n z) J_0(k_n r), \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\sigma$  — коэффициент Пуассона,  $J_1(k_n r)$  — функция Бесселя первого порядка.

Соответствующее поле напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(r, z) &= - \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0 e^{k_n z} (1 - k_n z) J_0(k_n r), \\ \sigma_{rr}(r, z) &= - \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0 \left[ e^{k_n z} (1 + k_n z) J_0(k_n r) - e^{k_n z} ((1-2\sigma) + k_n z) \frac{J_1(k_n r)}{k_n r} \right], \\ \sigma_{\phi\phi}(r, z) &= - \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0 \left[ e^{k_n z} 2\sigma J_0(k_n r) + e^{k_n z} ((1-2\sigma) + k_n z) \frac{J_1(k_n r)}{k_n r} \right], \\ \sigma_{rz}(r, z) &= - \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0 k_n z \cdot e^{k_n z} J_1(k_n r). \end{aligned} \quad (23)$$

Учтя зависимость спектра от времени  $P_n^0(t)$ , возможно проследивать динамику напряжений в квазистационарном приближении. На рис. 8 показаны поля напряжения при пиковом значении ускорения во время десятого импульса облучения пучком с большим энерговкладом (соответствует кривой 2 на рис. 6). Видно, что напряжения локализованы по глубине — в тонком приповерхностном слое порядка  $10 \mu\text{m}$ , и по радиусу — под кратером. Напряжения по амплитуде на порядок превышают предел текучести (для меди  $\Sigma_T = 6.85 \cdot 10^7 \text{ Pa}$ ). Однако это их максимальное значение за весь период облучения.

Большие напряжения в металле под кратером объясняют экспериментально наблюдаемую повышенную концентрацию структурных дефектов вблизи кратеров.

Из (13) видно, что при выключении ускорения давление на поверхность, а следовательно, квазистационарные деформации исчезают. Но запасенная в них энергия переходит в стоячие цилиндрические волны Рэлея. Они также локализованы вблизи поверхности. В конечном итоге вся энергия осаждается в приповерхностном слое и тратится на образование структурных дефектов.

## Заключение

Таким образом, нами исследован комплекс физических процессов, ответственных за образование кратеров на поверхности твердого тела, облучаемого интенсивными пучками заряженных частиц. Сформулированы физическая и математическая модели кратерообразования. Показано, что причиной формирования кратеров при облучении твердого тела являются поверхностные гравитационные волны и неустойчивость свободной поверхности плазменного факела. Полученные с помощью вычислительного эксперимента размеры и форма кратеров хорошо согласуются с экспериментальными. Установлено, что в процессе формирования кратера под его поверхностью возбуждаются поля напряжений, ответственные за структурные изменения в мишени.

## Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
- [2] Chandrasekhar S. // Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: Clarendon, 1961.
- [3] Richtmyer R.D. // Comm. on Pure and Appl. Math. 1960. Vol. 72. P. 297.
- [4] Meshkov E.E. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. Т. 5. С. 151.
- [5] Korotaev A.D., Ovchinnikov S.V., Pochivalov Yu.I. et al. // Surface and Coatings Technology. 1998. Vol. 105. P. 84.
- [6] Korotaev A.D., Tyumentsev A.N., Tretyak M.V. et al. // Structure, Phase Transformations and Diffusion. 2000. Vol. 89. P. 54.
- [7] Чистяков С.А., Халиков С.В., Яловец А.П. // ЖТФ. 1993. Т. 63. С. 31.
- [8] Волков Н.Б., Майер А.Е., Яловец А.П. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. С. 47.
- [9] Volkov N.B., Nemirovsky A.Z. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. Vol. 24. P. 693.
- [10] Волков Н.Б. // Нелинейная динамика токонесущих плазмopodobных сред. Докт. дис. Екатеринбург: Институт электрофизики УрО РАН, 1999.
- [11] Уилкинс М.Л. // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. М.: Мир, 1967. С. 212.
- [12] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 3. С. 90.
- [13] Яловец А.П. // ПМТФ. 1997. № 1. С. 151.
- [14] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Обухов В.В., Тимощук Ю.Ф. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 2209.
- [15] Вальчук В.В., Халиков С.В., Яловец А.П. // Математическое моделирование. 1992. Т. 4. № 10. С. 111.
- [16] Zeigler F. // Stopping Cross Section for Energetic Ions in All Elements. New York: Pergamon, 1977.
- [17] Volkov N.B., Yalovets A.P. // Proc. of 1<sup>st</sup> Congress on Radiation Physics, High Current Electronics and Modification of Materials. Vol. 3 / Ed. G. Mesyats, S. Bugaev, A. Ryabchikov. P. 90. Tomsk: TPU, HCEI, 2000.
- [18] Аккерман А.Ф., Бушман А.В., Демидов Б.А. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 852.