

Крупномасштабные структуры на поверхности металлов при лазерном воздействии большим числом импульсов

Н.А.Кириченко

Построена математическая модель формирования пространственно неоднородных структур с большой амплитудой (10 – 50 мкм) на поверхности металлов под действием импульсно-периодического излучения. Предполагается, что длительность отдельного импульса ~ 20 нс, частота следования импульсов ~ 10 кГц, интенсивность излучения в отдельном импульсе $10^7 - 10^8$ Вт/см², диаметр пучка излучения 50 – 100 мкм. В модели учитывается плавление металла и течение расплава по искривлённой поверхности. Рассчитанные на основе модели амплитуды структур согласуются с наблюдающимися в экспериментах.

Ключевые слова: лазерное импульсно-периодическое излучение, взаимодействие излучения с веществом, микроструктуры, плавление, течение расплава, математическая модель.

1. Введение

Как известно, под действием лазерного излучения на поверхности твердых тел во многих случаях возникают пространственно неоднородные структуры. И хотя характеристики таких структур (амплитуда, поперечные размеры, профиль) иногда близки, механизм их формирования существенно зависит от таких параметров излучения, как интенсивность и длительность импульса. Обзор некоторых типов структур, возникающих под действием непрерывного, импульсного и импульсно-периодического излучений, приведён, например, в [1–4]. Отдельно упомянем, что при интенсивностях $\sim 10^5 - 10^6$ Вт/см² в случае квазинепрерывного лазерного облучения может наблюдаться такой интересный эффект, как кинжальное проплавление (см. обзор [3]), обусловленный тем, что под действием давления паров расплав металла вытесняется из области нагрева. Следует отметить, что во многих случаях теоретический анализ структур проводился при упрощающих предположениях путем численного решения исходных уравнений либо при рассмотрении самой начальной стадии процесса формирования таких структур. Последний подход не всегда применим для нахождения параметров структур на поздних стадиях их развития. Кроме того, характеристики структур, возникающих при непрерывном и импульсном (импульсно-периодическом) воздействии излучения на мишень, могут различаться не только количественно, но и качественно.

В цикле работ [5–8] исследовалось формирование микроструктур (с масштабами порядка десятков микрометров) при лазерном облучении металлических мишеней большим числом импульсов. В экспериментах использовался, в частности, лазер на парах меди с длиной волны излучения 0.51 мкм.

Н.А.Кириченко. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: nak-49@mail.ru

Поступила в редакцию 18 апреля 2008 г., после доработки – 5 августа 2008 г.

В [9] высказано предположение, что при воздействии импульсно-периодического лазерного излучения с интенсивностью $\sim 10^7 - 10^8$ Вт/см² и длительностью отдельного импульса $\sim 10^{-8}$ с формирование структур связано в основном с течением расплава, обусловленным термокапиллярными силами. В [10] предложена простая математическая модель начальной стадии формирования пространственно неоднородных структур. Суть этой модели в том, что при неоднородном нагреве расплав благодаря термокапиллярным силам течет из более нагретых областей вещества в менее нагретые (т. е. туда, где поверхностное натяжение больше). В частности, было показано, что существенную роль играет течение расплава на той стадии, когда лазерный импульс уже завершился, а жидкая фаза продолжает существовать.

В [11, 12] начальная стадия формирования структур исследована более детально, с учетом основных факторов, участвующих в процессе. Развита в этих работах математическая модель основана на совместном решении уравнения теплопроводности (с учетом плавления и испарения) и уравнения Навье–Стокса, описывающего течение образующегося расплава. Было показано, что для интенсивности излучения $\sim 10^7 - 10^8$ Вт/см² толщина образующейся пленки расплава оказывается порядка микрометра. Расплав существует в течение времени, значительно (примерно на порядок) превышающего длительность импульса излучения. Максимальная скорость течения расплава достигает 200 см/с, так что за характерное время существования расплава $\sim 10^{-7}$ с его перемещение составляет 0.2 мкм. Это означает, что изменение профиля поверхности, обусловленное действием отдельного импульса излучения, относительно мало. Оказалось, что амплитуда остаточной модуляции поверхности по окончании импульса равна (в рассматриваемых условиях) ~ 0.1 мкм. Однако на практике, как правило, имеют дело с большим числом импульсов ($\sim 10^3 - 10^4$), действующих на каждую точку поверхности мишени. В итоге амплитуда модуляции профиля поверхности может быть значительной и составлять десятки микрометров. Поэтому для расчета результата воздействия большой серии им-

пульсов излучения необходимо таким образом модифицировать модель, чтобы она явно учитывала изменение профиля поверхности, по которой течёт расплав.

Цель данной работы – построение математической модели изменения профиля поверхности под действием импульсно-периодического лазерного излучения (в указанном выше диапазоне параметров). Получено нелинейное эволюционное уравнение, описывающее динамику поверхности в зависимости от числа импульсов излучения. Показано, что «термокапиллярный» механизм позволяет объяснить возникновение пространственно неоднородных структур с амплитудами порядка наблюдающихся в экспериментах.

2. Математическая модель

Согласно [9–12] основной механизм формирования структур при указанных параметрах излучения состоит в том, что под действием излучения металл плавится и начинает течь по поверхности. Благодаря термокапиллярным силам течение направлено преимущественно к тем точкам поверхности, которые имеют более низкую температуру и, следовательно, больший коэффициент поверхностного натяжения. На течение расплава оказывают также влияние капиллярные силы, стремящиеся уменьшить кривизну поверхности жидкости.

Для построения математической модели воздействия на поверхность большим числом импульсов необходимо сначала исследовать динамику плавления в течение отдельного импульса. Такая задача была подробно исследована в [11, 12], где была выведена система уравнений, описывающая плавление металла и течение расплава под действием отдельного импульса.

Оказалось, что в рассматриваемых условиях достаточно учесть теплопроводность только в квазиодномерном приближении (т. е. только в глубь металла). Дело в том, что перенос тепла и расплава вдоль поверхности в течение отдельного импульса незначителен (и осуществляется на расстоянии порядка или меньше долей микрометров). Радиус пучка излучения x_0 , используемого в экспериментах, равен ~ 50 мкм. Смещение же Δx расплава вдоль поверхности за время $\sim 10^{-7}$ с, как было сказано выше, составляет ~ 0.2 мкм. Тепло за это же время распространится на расстояние $l_T \sim (\alpha\tau)^{1/2} \sim 1$ мкм. Таким образом, $\Delta x \ll x_0$, $l_T \ll x_0$, что и оправдывает это приближение.

Рассматриваемая задача – многопараметрическая. Существенными являются параметры излучения (длительность импульса, пространственное распределение интенсивности) и характеристики используемого материала. Для численных расчетов в данной работе мы примем, что интенсивность в отдельном импульсе меняется по закону

$$I_\tau(t) = I_\tau^t \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

причем для определенности длительность импульса τ будем считать равной 20 нс (как и в экспериментах [11, 12]). Длина волны излучения предполагается малой по сравнению с характерными размерами возникающих структур, так что дифракционные явления не играют сколько-нибудь существенной роли. Это допущение оправданно, поскольку в экспериментах использовалось излучение с длиной волны $\lambda \approx 0.5$ мкм, тогда как размеры структур

составляли десятки микрометров. Будем также предполагать, что нагреваемое вещество имеет параметры, характерные для никеля:

$$\begin{aligned} m &= 9.63 \times 10^{-23} \text{ г}, \quad \rho L_m = 2.66 \times 10^3 \text{ Дж/см}^3, \\ T_m &= 1728 \text{ К}, \quad T_b = 3073 \text{ К}, \quad \rho = 8.91 \text{ г/см}^3, \\ \rho L_v &= 5.68 \times 10^4 \text{ Дж/см}^3, \quad c = 5.49 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}, \\ k &= 0.66 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}, \quad \eta = 2.0 \times 10^{-2} \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь m – масса атома; L_m и L_v – удельные теплота плавления и теплота испарения; T_m и T_b – температуры плавления и кипения; ρ – плотность; k – коэффициент теплопроводности; c – теплоемкость; η – вязкость расплава.

Пусть вначале поверхность металла плоская. Рассмотрим двумерную модель, в которой координата z отсчитывается от невозмущенной поверхности наружу от вещества, а координата x – вдоль поверхности. При этом интенсивность излучения зависит только от координаты x . Такая ситуация реализуется, например, если пучок излучения радиусом r_0 действует на ребро пластины толщиной $\delta \ll r_0$, а координата x отсчитывается вдоль ребра. Как показано в [11, 12], динамика изменения толщины слоя расплава $z = h(x, t)$ в течение одного из первых импульсов излучения описывается уравнением

$$\frac{\partial h}{\partial t} = u_0(x, t) - \frac{\partial(\bar{v}h)}{\partial x}, \quad \bar{v} = \frac{1}{h} \int_0^h v dz. \quad (3)$$

В данном случае форма поверхности хорошо описывается локальным значением h и определяется как процессами плавления-затвердевания, так и течением расплава. Уравнение (3) представляет собой уравнение непрерывности в приближении, в котором слой расплава тонкий и может медленно перемещаться вдоль поверхности. Величина $\bar{v} = \bar{v}(x, t)$ есть средняя (по толщине расплава) скорость течения расплава вдоль поверхности, $u_0(x, t)$ – скорость изменения его толщины за счёт плавления-затвердевания, причем $\int_0^\infty u_0(x, t) dt = 0$ (это условие означает, что в начале и в конце импульса толщина слоя расплава равна нулю).

Уравнение Навье–Стокса для медленного течения тонкого слоя вязкой жидкости по плоской поверхности твердого тела имеет вид [11, 12]

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \eta \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=h} = \frac{dx}{dx}, \quad v \Big|_{z=0} = 0, \quad (4)$$

где $p = p_0 - \alpha K$ – давление в расплаве, учитывающее внешнее давление p_0 (включающее давление паров) и капиллярное (лапласовское) давление $-\alpha K$, обусловленное кривизной поверхности K ; $\alpha(T)$ – поверхностное натяжение. Твёрдой поверхности отвечает координата $z = 0$. Решая эту задачу, находим

$$v(x, z) = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} z^2 + \frac{1}{\eta} \left(\frac{dx}{dx} - h \frac{\partial p}{\partial x} \right) z, \quad (5)$$

откуда следует, что

$$\bar{v} = \frac{1}{h} \int_0^h v dz = -\frac{1}{3\eta} h^2 \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2\eta} h \frac{\partial \alpha}{\partial x}. \quad (6)$$

Поскольку в рассматриваемом случае плоской подложки локальная толщина расплава совпадает с координатой соответствующей точки поверхности расплава $z = h(x)$, то кривизна K , которая предполагается малой, в двумерном случае дается выражением

$$K \approx \partial^2 h / \partial x^2. \tag{7}$$

Поверхностное натяжение расплава α зависит от температуры поверхности, причем с достаточной точностью можно принять, что

$$\alpha(T) \approx \alpha_0 + \alpha_1(T - T_0), \quad \alpha_1 = \frac{d\alpha}{dT} < 0, \tag{8}$$

а в качестве начальной температуры T_0 взять температуру плавления (для никеля $\alpha_0 = 1.6 \times 10^3$ эрг/см², $\alpha_1 = 0.383$ эрг·см⁻²·К⁻¹).

Как показывают численные расчеты, длительность импульса давления p_v испаряемого материала оказывается примерно на порядок меньше времени существования и течения расплава и не приводит к заметному дополнительному перераспределению расплава по поверхности мишени. Это обусловлено экспоненциальной зависимостью давления от температуры: $p_v \sim \exp(-T_v/T)$, где T_v – величина, определяемая теплотой испарения, а T – температура поверхности, причем $T \ll T_v$. Поэтому в модели можно не учитывать действие давления, производимого парами материала.

Выше отмечалось, что температуру, входящую в (8), с достаточной точностью можно вычислять на основе одномерной задачи нагрева металла излучением, учитывающей теплоперенос только в глубь металла.

Всё сказанное позволяет упростить искомое эволюционное уравнение, что и было сделано далее в расчетах.

С использованием выражения (1) и для конкретного значения параметра τ можно рассчитать зависимости температуры поверхности и толщины расплава от времени и параметра I (введенного в (1)): $T(t, I)$ и $h(t, I)$ (без учёта течения расплава вдоль поверхности). Такая задача для требуемого диапазона параметров излучения была решена в [11, 12]. Полученные зависимости для никеля ($\tau = 20$ нс) приведены на рис.1.

Решив уравнение (3) с учетом соотношений (6)–(8), можно найти форму поверхности, возникающую после застывания расплава (по расчетам при $I \sim 1.5 \times 10^8$ Вт/см²

расплав существует в течение времени $t \sim 20\tau = 400$ нс). Поскольку после каждого импульса изменение профиля поверхности мало ($\delta h \sim 0.1$ мкм), то результат действия нескольких первых импульсов можно найти, сложив результаты действия отдельных импульсов. При этом действие отдельного импульса можно рассчитывать в предположении о том, что исходная поверхность мишени плоская.

Переходя к изучению действия большого числа импульсов ($\sim 10^2$), нужно учесть, что изменение профиля поверхности оказывается уже значительным. При этом меняются, во-первых, характер течения (растут проходимые расстояния, меняются капиллярные и термокапиллярные силы), а во-вторых, поглощаемая веществом энергия излучения (вследствие локального изменения угла падения излучения на поверхность).

Введем координату X , отсчитываемую вдоль поверхности, и ортогональную ей локальную координату Z , отсчитываемую по нормали наружу от вещества. Будем, кроме того, использовать прежние координаты x, z , связанные с исходной (плоской) поверхностью вещества. Если профиль поверхности (в некоторый момент времени) есть $z = h(x)$, то

$$X = \int_0^x [1 + (dh/dx)^2]^{1/2} dx.$$

Переходя к криволинейным координатам X, Z , запишем уравнение Навье–Стокса с учетом кривизны поверхности (в приближении тонкого слоя расплава и медленного течения):

$$\frac{1}{1 - ZK} \frac{\partial}{\partial Z} \left[(1 - ZK) \frac{\partial v}{\partial Z} \right] - \frac{K^2}{(1 - ZK)^2} v = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial X}. \tag{9}$$

Здесь v – скорость течения расплава вдоль поверхности, а её кривизна

$$K = \frac{\partial^2 h / \partial x^2}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{3/2}} \tag{10}$$

уже не предполагается малой.

Обозначим через H толщину слоя расплава, отсчитываемую по нормали к поверхности. Тогда в (9) координата Z меняется в пределах от нуля до H . Согласно расчетам [11, 12] $H_{\max} \sim 1$ мкм. Поэтому, если радиус кривизны не слишком мал (превышает несколько микро-

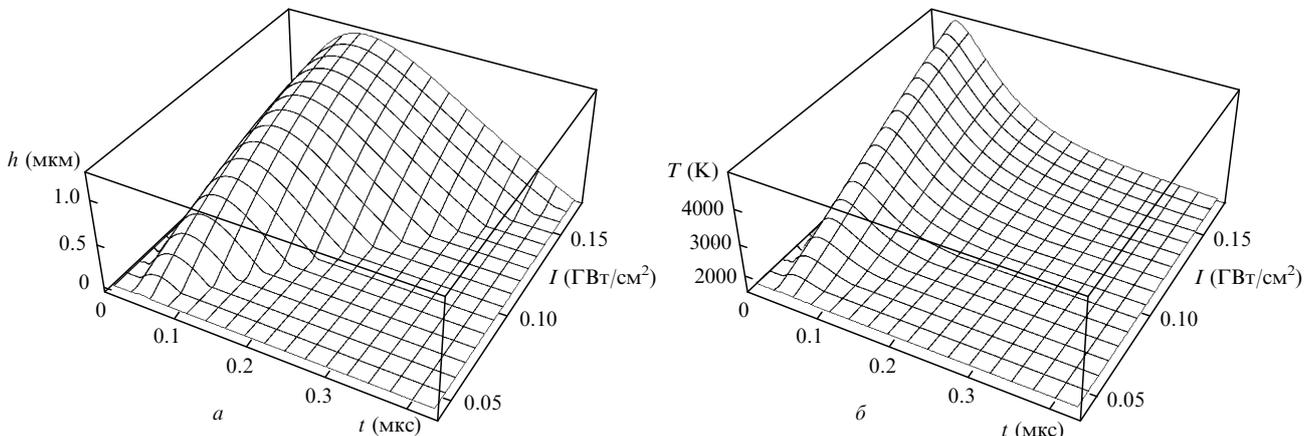


Рис.1. Зависимости толщины расплава (а) и температуры плоской поверхности вещества (б) от времени и интенсивности излучения с временной зависимостью (1) при $\tau = 20$ нс.

метров), поправкой, связанной с кривизной K в (9), можно пренебречь. В этих условиях из уравнения (9) следует, что

$$\bar{v} = \frac{1}{H} \int_0^H v dZ = -\frac{1}{3\eta} H^2 \frac{\partial p}{\partial X} + \frac{1}{2\eta} \frac{\partial \alpha}{\partial X}. \quad (11)$$

При выводе этого соотношения использовались граничные условия

$$\eta \frac{\partial v}{\partial Z} \Big|_{Z=H} = \frac{d\alpha}{dX}, \quad v|_{Z=0} = 0.$$

Уравнение непрерывности в координатах X, Z принимает вид

$$\frac{\partial H}{\partial t} = u_0 - \frac{\partial(\bar{v}H)}{\partial X}. \quad (12)$$

С учетом (11) оно позволяет рассчитать профиль тонкого слоя расплава, текущего по деформированной поверхности, в течение отдельного импульса излучения.

Для перехода к последовательности из большого числа импульсов получим сначала из (11), (12) уравнение, определяющее изменение профиля поверхности к концу очередного импульса. Поскольку по расчетам время существования расплава в рассматриваемых условиях порядка 10^2 нс, то при частоте следования импульсов $\sim 10^4$ Гц (т.е. с интервалом $\sim 10^5$ нс) расплав успевает полностью застыть к моменту воздействия очередного импульса. Поэтому каждый импульс с полным циклом плавления-затвердевания расплава можно рассматривать отдельно от остальных, учитывая только деформацию поверхности, остающуюся после предыдущего импульса.

Для n -го импульса проинтегрируем уравнение (12) по времени существования расплава. Учтем соотношение $\int_0^\infty u_0(x, t) dt = 0$. Это дает для изменения толщины расплава выражение

$$\Delta H_n = -\frac{\partial}{\partial X} \left(\int_0^\infty \bar{v} H_n dt \right), \quad (13)$$

где $H_n(x, t)$ – толщина расплава во время действия n -го импульса. С учетом изменения наклона поверхности по отношению к исходной плоскости $z = 0$ изменение формы поверхности по окончании n -го импульса

$$h_{n+1} - h_n = \Delta H [1 + (\partial h_n / \partial x)^2]^{1/2}. \quad (14)$$

Поскольку $dX = [1 + (\partial h_n / \partial x)^2]^{1/2} dx$, то мы приходим к уравнению

$$h_{n+1} - h_n = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^\infty \bar{v} H_n dt \right). \quad (15)$$

Имея в виду равенство (11), получаем рекуррентное соотношение

$$h_{n+1} - h_n = -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{3\eta} \frac{B_1(I_n)}{[1 + (\partial h_n / \partial x)^2]^{1/2}} \times \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\alpha}{[1 + (\partial h_n / \partial x)^2]^{3/2}} \frac{\partial^2 h_n}{\partial x^2} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha_1}{2\eta} \frac{B_2(I_n)}{[1 + (\partial h_n / \partial x)^2]^{1/2}} \frac{\partial I_n}{\partial x} \right\}, \quad (16)$$

где

$$B_1(I) = \int H^3(t, I) dt, \quad B_2(I) = \int H^2(t, I) \frac{\partial T(t, I)}{\partial I} dt \quad (17)$$

– интегральные моменты. Эти моменты можно рассчитать, задаваясь временной зависимостью интенсивности излучения (1), выбирая конкретное значение параметра τ и используя данные, приведенные на рис.1. Интегрирование выполняется по времени, в течение которого существует расплав, причем это время зависит от локальной интенсивности, т.е. от точки на поверхности вещества.

Первое слагаемое в фигурных скобках в (16) описывает поток расплава, обусловленный капиллярными силами, а второе – термокапиллярными. В соответствии со сказанным выше, в (16) мы пренебрегли влиянием внешнего давления на течение, приняв, что давление в расплаве равно капиллярному давлению: $p = -\alpha K$. Величина I_n в (14) есть коэффициент I из (1) для рассматриваемого (n -го) импульса. Этот коэффициент зависит от координаты x . В частности, если используется излучение с гауссовым распределением интенсивности по сечению, то

$$I = I(x) = I_m \exp(-x^2/x_0^2). \quad (18)$$

Данный подход позволяет рассматривать действие излучения, интенсивность которого может меняться от импульса к импульсу, лишь бы для каждого импульса временной ход интенсивности с достаточной точностью соответствовал формуле (1) при одном и том же значении τ .

Наконец, учитывая, что изменение поверхности от импульса к импульсу мало, и рассматривая в этом приближении номер импульса n как непрерывную переменную, получаем из (16) искомое эволюционное уравнение для формы поверхности:

$$\frac{\partial h}{\partial n} = -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{3\eta} \frac{B_1(I)}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}} \times \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\alpha}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{3/2}} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right) + \frac{\alpha_1}{2\eta} \frac{B_2(I)}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}} \frac{\partial I}{\partial x} \right\}. \quad (19)$$

Остановимся теперь на виде функций $B_1(I)$ и $B_2(I)$. Прежде всего учтём, что существенной является поглощаемая веществом энергия излучения, которая зависит от угла θ , образуемого пучком излучения с нормалью к поверхности. В простейшем случае, если пренебречь угловой зависимостью поглощательной способности вещества (что оправданно в относительно широком диапазоне углов в случае неполяризованного излучения), остается «геометрический» фактор, связанный с увеличением размеров пятна излучения на поверхности при увеличении угла падения. Поэтому функции B_1 и B_2 фактически зависят от величины

$$I_{\text{abs}} = I \cos \theta = \frac{I}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}}, \quad (20)$$

где I – коэффициент в (1), определяющий интенсивность излучения, поглощаемого при нормальном падении. Здесь и далее мы полагаем, что поглощательная способность при нормальном падении $A(0)$ учтена в величине I . Если же явно учитывать угловую зависимость поглощательной способности, то в случае неполяризованного излучения при не слишком больших углах падения для поглощательной способности удовлетворительно работает приближение [4]

$$A(\theta) = \frac{A(0)}{2} \left(\cos \theta + \frac{1}{\cos \theta} \right),$$

так что

$$I_{\text{abs}} = I \frac{A(\theta)}{A(0)} \cos \theta = \frac{1}{2} I \left[1 + \frac{1}{1 + (\partial h / \partial x)^2} \right]. \quad (21)$$

При не слишком больших углах падения соотношения (20) и (21) дают близкие результаты.

Далее, поскольку расплав может появляться, только если температура поверхности во время действия импульса превышает температуру плавления T_m , то существует порог по интенсивности, ниже которого плавление отсутствует, т. е.

$$H = 0 \text{ при } I_{\text{abs}} \leq I_{\text{th}}.$$

Оценки показывают, что при $I_{\text{abs}} \rightarrow I_{\text{th}}$ (и, конечно, при $I_{\text{abs}} > I_{\text{th}}$)

$$B_1(I) \sim (I_{\text{abs}} - I_{\text{th}})^4, \quad B_2(I) \sim (I_{\text{abs}} - I_{\text{th}})^3, \quad (22)$$

где величина I_{abs} связана с I соотношением (20) (или (21)).

Величину I_{th} можно оценить из тех соображений, что при такой поглощаемой энергии (при нормальном падении излучения) максимальная температура поверхности достигает T_m . Расчеты показывают, что при длительности импульса 20 нс для вещества с параметрами никеля $I_{\text{th}} = 4.92 \times 10^7$ Вт/см². Если далее нормировать интенсивность на I_{th} , а все линейные размеры брать в микрометрах, то уравнение (19) можно привести к виду

$$\frac{\partial h}{\partial n} = - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{b_1(q)}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}} \right. \\ \left. \times \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{3/2}} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right) - \frac{b_2(q)}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}} \frac{\partial q}{\partial x} \right\}. \quad (23)$$

При этом для функций b_1 и b_2 получаются следующие аппроксимации:

$$b_1(q) = 11.06967(q - 1)^4 - 4.14200(q - 1)^5 \\ - 0.06344(q - 1)^6 + 0.12525(q - 1)^7, \\ b_2(q) = 8.03590(q - 1)^3 - 2.08703(q - 1)^4 \\ - 1.46955(q - 1)^5 + 0.45846(q - 1)^6 \text{ при } q > 1,$$

$$b_1(q) = 0, \quad b_2(q) = 0 \text{ при } q \leq 1.$$

Здесь

$$q(x) = \frac{I_{\text{abs}}(x)}{I_{\text{th}}} = \frac{I(x)/I_{\text{th}}}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}}. \quad (25)$$

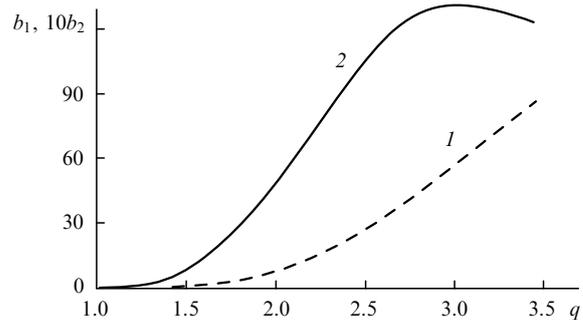


Рис.2. Зависимости $b_1(q)$ (1) и $b_2(q)$ (2).

Функции $b_1(q)$ и $b_2(q)$ хорошо аппроксимируются выражениями (24) в диапазоне интенсивностей $1 \leq q \leq 3.45$, или $I_{\text{th}} \leq I_{\text{abs}} \leq I_{\text{max}}$, $I_{\text{max}} = 1.7 \times 10^8$ Вт/см². Зависимости $b_1(q)$ и $b_2(q)$ приведены на рис.2.

3. Результаты численного моделирования

Уравнение (23) с зависимостями (24), (25) представляет собой нелинейное неоднородное дифференциальное уравнение в частных производных с максимальным порядком, равным четырем. Однако вследствие условия

$$B_1(I) = B_2(I) = 0 \text{ при } I_{\text{abs}} < I_{\text{th}}, \text{ или}$$

$$b_1(q) = b_2(q) = 0 \text{ при } q < 1,$$

оно вырождается в тривиальное уравнение $\partial h / \partial t = 0$ в тех областях, где плавление отсутствует. Такое вырождение может наблюдаться и там, где интенсивность излучения вначале достаточно велика, чтобы вызвать плавление. Дело в том, что в процессе плавления деформация поверхности растет, и в конце концов оказывается, что $q \leq 1$, или

$$\frac{I}{[1 + (\partial h / \partial x)^2]^{1/2}} \leq I_{\text{th}}.$$

Как следствие, появляются «замерзшие» области в зоне интенсивного нагрева. Понижение порядка уравнения в некоторых точках и областях существенно усложняет численное исследование уравнения (23). Тем не менее трудности могут быть частично преодолены путем использования подходящих численных схем и повышения точности вычислений.

На рис.3 показана форма поверхности, возникающая в результате действия $n = 10, 50$ и 100 импульсов излучения с гауссовым профилем интенсивности (18) и параметрами

$$x_0 = 45 \text{ мкм}, \quad I_m = 1.7 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2. \quad (26)$$

Начальная поверхность предполагалась плоской. На рис.4 приведена временная зависимость максимального и минимального отклонений рельефа от начального (нулевого) уровня.

Возникающий профиль поверхности обладает высокой степенью устойчивости. Если, например, исходная поверхность была деформирована, то в процессе облучения она все равно примет форму, аналогичную приведённой на рис.3. Для примера на рис.5 показана динамика изменения профиля поверхности (при тех же условиях облучения, что и на рис.3,4) в случае начальной деформации поверхности вида

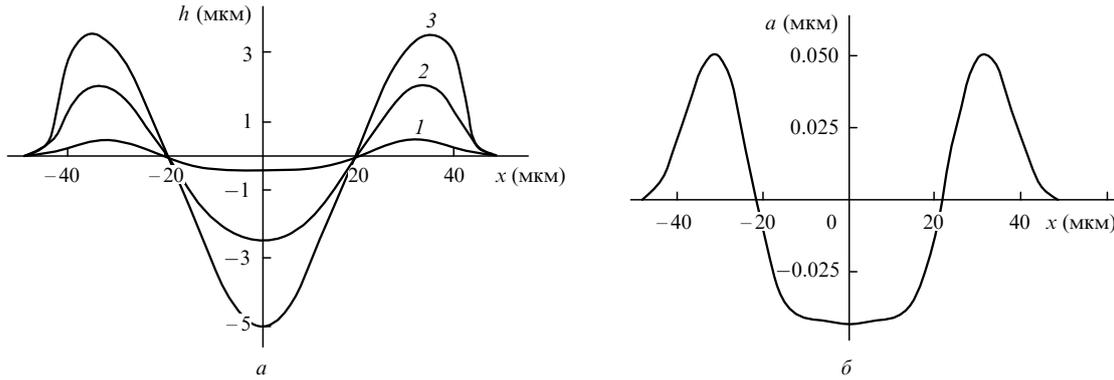


Рис.3. Форма поверхности, возникающая в результате действия $n = 10$ (1), 50 (2) и 100 (3) импульсов излучения с гауссовым профилем интенсивности (а), и деформация a поверхности (в расчете на один импульс) для первых импульсов (б).

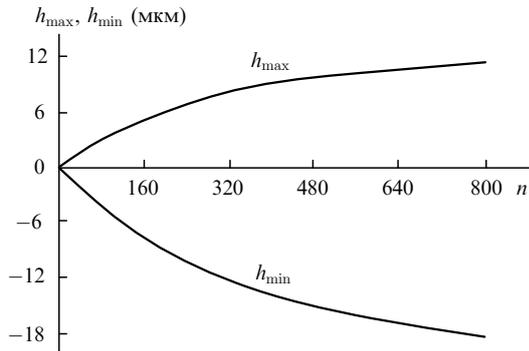


Рис.4. Динамика максимумов (h_{max}) и минимумов (h_{min}) профиля поверхности в зависимости от числа импульсов излучения. Параметры излучения те же, что и на рис.3.

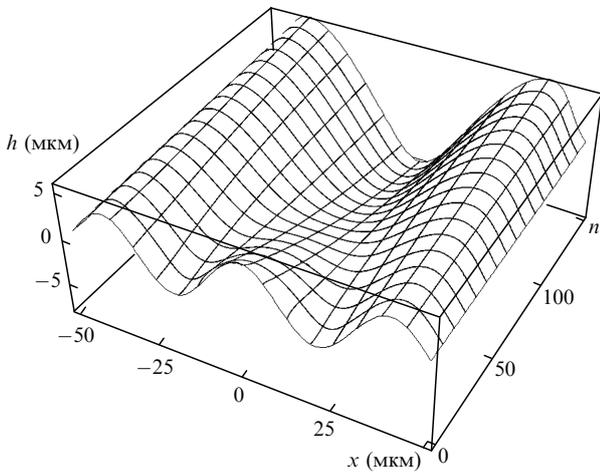


Рис.5. Динамика первоначально деформированной поверхности при лазерном воздействии большим числом импульсов.

$$h_0(x) \equiv h(x, 0) = 5 \cos\left(\frac{5x}{2x_0}\right),$$

где h_0 берётся в микрометрах.

Следует подчеркнуть, что расчетная амплитуда неоднородности соответствует той, которая наблюдалась в экспериментах [5–9].

4. Некоторые приближенные решения

Из структуры уравнений (23)–(25) следует, что существуют три характерные стадии процесса.

На первой стадии крутизна поверхности незначительна: $|\partial h/\partial x| \ll 1$. Мала также кривизна поверхности (10). Поэтому можно положить $[1 + (\partial h/\partial x)^2]^{1/2} \approx 1$, а также пренебречь капиллярными силами (первым слагаемым в фигурных скобках в (23)). В результате уравнение (23) упрощается:

$$\frac{\partial h}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial x} \left[b_2(q) \frac{\partial q}{\partial x} \right] \equiv a(x), \text{ или}$$

$$\frac{\partial h}{\partial n} = -\frac{\alpha_1}{2\eta} \frac{\partial}{\partial x} \left[B_2(I) \frac{\partial I}{\partial x} \right] \equiv a(x). \tag{27}$$

Решение этого уравнения тривиально:

$$h(x, n) = a(x)n. \tag{28}$$

Этот начальный линейный рост амплитуды с ростом числа импульсов хорошо виден на рис.4. Соотношение (28) позволяет найти форму поверхности для произвольного распределения интенсивности по сечению. Для примера на рис.6 показано «столообразное» распределение интенсивности излучения

$$q(x) = q_0 \frac{1 + \exp(-x_0^2/w^2)}{1 + \exp[(x^2 - x_0^2)/w^2]} \tag{29}$$

(с параметрами $w = 0.5x_0$, $x_0 = 45$ мкм, $q_0 = 3.45$) и соответствующая ему функция $a(x)$. Видно, что в профиле поверхности на этой стадии могут проявляться довольно тонкие детали распределения интенсивности (учитываемые её второй производной по координате). Численный расчёт показывает, однако, что в случае профиля (29) при дальнейшем воздействии форма поверхности приближается к показанной на рис.3.а (на это требуется ~ 300 импульсов).

Выражения (27), (28) легко обобщаются и на двумерное распределение интенсивности по сечению. Для этого достаточно переписать уравнение (27) в виде

$$\frac{\partial h}{\partial n} = -\frac{\alpha_1}{2\eta} \nabla_2 [B_2(I) \nabla_2 I] \equiv a(x, y). \tag{30}$$

Здесь ∇_2 – двумерный градиент в координатах x, y вдоль поверхности вещества. Соответственно оказывается, что $h(x, y, n) = a(x, y)n$.

На второй стадии «включаются» капиллярные силы, однако крутизна поверхности остается еще малой: $|\partial h/\partial x| \ll 1$. Уравнение (23) при этом не содержит нели-

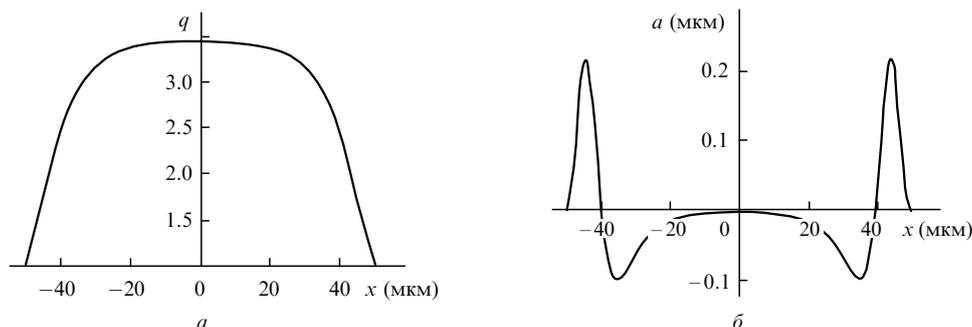


Рис.6. «Столообразное» пространственное распределение интенсивности излучения (29) (а) и соответствующая деформация a профиля поверхности (в расчете на один импульс) (б).

нейных слагаемых (производных четвертого порядка по координате x) и является неоднородным:

$$\frac{\partial h}{\partial n} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\alpha}{3\eta} B_1(I) \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} + \frac{\alpha_1}{2\eta} B_2(I) \frac{\partial I}{\partial x} \right]. \quad (31)$$

На этой стадии начинается торможение роста неоднородности поверхности, обусловленное капиллярными силами, стремящимися уменьшить кривизну. Кроме того, вместо лунки с пологим дном (как на рис.3,б) формируется острое отверстие (см. рис.3,а), подобное тому, которое возникает в случае кинжального режима проплавления, но с совершенно иным механизмом образования неоднородности.

На третьей стадии амплитуда неоднородности поверхности столь велика, что существенную роль начинает играть уменьшение поглощения излучения, обусловленное ростом угла падения. Уравнение (23) оказывается при этом существенно нелинейным и содержит особые области переменных. Аналитическое и численное исследование этой стадии сильно затруднены. Количественно переход к этой стадии начинается при $|\partial h / \partial x| \sim 1$. Используя для оценки соотношение (28), заключаем, что необходимое число импульсов $n \sim (a'_{\max})^{-1}$. Для гауссова пучка (18) $a'_{\max} \sim 2 \times 10^{-3}$ (что можно оценить на основании рис.3). Поэтому переход к третьей стадии происходит при $n \sim 500$. Численные расчеты подтверждают приведенную оценку. Следует, однако, подчеркнуть, что, строго говоря, переход к нелинейной стадии происходит в разных точках мишени в различные моменты времени. Быстрее всего это реализуется на периферии пучка излучения, где условия нагрева близки к пороговым. Затем пороговые условия достигаются на расстоянии $\sim x_0/2$ от центра пучка и так далее.

Интересным следствием сказанного является обратная задача: возможность формирования требуемого рельефа поверхности $h(x)$. Для этого достаточно сформировать такое распределение интенсивности излучения $I(x)$, чтобы определить необходимую функцию $a(x)$. Выбирая число импульсов излучения, можно, согласно (27), (28), получить заданные рельефы $h(x)$.

5. Заключение

Построенная в работе математическая модель позволяет объяснить характерную форму и масштабы (ам-

плитуду, крутизну) неоднородных структур, возникающих при воздействии на металлические мишени большим числом импульсов лазерного излучения с интенсивностями $\sim 10^7 - 10^8$ Вт/см² и диаметром пучка $\sim 50 - 100$ мкм. Из анализа модели следует, что термокапиллярные силы играют определяющую роль в формировании структуры рельефа на протяжении нескольких сотен первых импульсов. Однако на поздних стадиях форма рельефа определяется также капиллярными силами и изменением поглощения излучения при увеличении крутизны поверхности. Масштабы структур, рассчитанные на основе модели, соответствуют наблюдающимся в экспериментах. Получено эволюционное уравнение, непосредственно (минуя промежуточные расчеты полей температуры и скорости течения расплава) определяющее форму поверхности в результате воздействия серии импульсов излучения.

Модель допускает различные обобщения, позволяющие учесть такие дополнительные факторы, как, например, произвольное двумерное распределение интенсивности излучения и сканирование пучка излучения по поверхности вещества.

В заключение автор выражает благодарность Г.А.Шафееву, А.В.Симакину и С.М.Першину за полезные обсуждения результатов работы.

1. Anisimov S.I., Khokhlov V.A. *Instabilities in Laser-Matter Interaction* (Boca Raton, London, Tokyo: CRC Press, Inc., 1995).
2. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. *УФН*, **130**, 2 (1980).
3. Bäuerle D. *Laser Processing and Chemistry* (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2000).
4. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. *Лазерная термодимия* (М.: ЦентрКом, 1995).
5. Sánchez F., Morenza J.L., Aguiar R., Delgado J.C., Varela M. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 620 (1996).
6. Her T.H., Finlay R.F., Wu C., Deliwala S., Mazur E. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1673 (1998).
7. Pedraza A.J., Fowlkes J.D., Lowndes D.H. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2322 (1999).
8. Воронов В.В., Долгаев С.И., Лаврищев С.В., Лялин А.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А. *Квантовая электроника*, **30** (8), 710 (2000).
9. Dolgaev D.I., Lavrishev S.V., Lyalin A.A., Simakin A.V., Voronov V.V., Shafeev G.A. *Appl. Phys. A*, **73**, 177 (2001).
10. Долгаев С.И., Кириченко Н.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А. *Квантовая электроника*, **34**, 771 (2004).
11. Долгаев С.И., Кириченко Н.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А. *Квантовая электроника*, **37**, 645 (2007).
12. Dolgaev S.I., Kirichenko N.A., Simakin A.V., Shafeev G.A. *Appl. Surf. Sci.*, **253**, 7987 (2007).