

Микроструктуры на пространственно ограниченных подложках при многоимпульсном лазерном воздействии

С.И.Долгаев, Н.А.Кириченко, А.В.Симакин, Г.А.Шафеев

Исследовано образование микроструктур на металлических подложках с характерными размерами в десятки микрометров, т.е. с размерами, сопоставимыми с периодом структур, реализуемых на протяженных подложках. Эксперименты проводились с никелевыми и нихромовыми мишенями, составленными из проволочек или фольги. Многоимпульсное облучение мишеней проводилось на воздухе с помощью лазера на парах меди (длина волны 510 нм, длительность импульса 20 нс, частота следования импульсов 7.5 кГц). Под действием облучения на подложках развивались как микроконусы, так и кольцеобразные микроструктуры. Экспериментально показано влияние геометрии мишени на морфологию и упорядочение формирующихся на ней микроструктур. Особенности структур на ограниченных мишенях связываются с влиянием граничных условий на их развитие. Построена математическая модель начальной стадии формирования неоднородного профиля поверхности пространственно ограниченных подложек при лазерном воздействии.

Ключевые слова: микроструктуры, взаимодействие излучения с веществом, металлические наноструктуры.

1. Введение

Формирование микроконусов под действием многоимпульсного лазерного облучения исследовано в работах [1–5]. Развитие микроконусов наблюдалось на широком классе материалов при лазерном облучении подложек как в вакууме, так и в газах. Характерный период микроконусов на большинстве материалов при наносекундных длительностях лазерных импульсов составлял около 20 мкм, на стали при микросекундных длительностях период был равен 70 мкм [6]. В [5] периодичность структур на начальных стадиях ассоциировалась с капиллярными волнами на поверхности расплава, возникающего при лазерном воздействии. Экспериментально установлено влияние длительности импульса на период микроконусов [7]. В [8] рассмотрена термокапиллярная модель самосогласованного роста периодического микрорельефа и показана роль течения расплава на стадии формирования структур после окончания лазерного импульса. В [9, 10] были продемонстрированы локализация и упорядочение кремниевых микроконусов в области интерференционных минимумов при френелевской дифракции лазерного пучка на непрозрачном экране. Локализация микроструктур в [9, 10] связывалась с неоднородностью нагрева подложки в интерференционном световом поле. Возможность практического применения микроконусов как эмиттеров электронов, а также в качестве модели чёрного тела была показана в серии работ [11–14].

Обычно в экспериментах подложками для лазерного роста структур служили протяжённые мишени с разме-

рами, значительно превышающими характерный период микроконусов. Зависимость периода структур от диаметра лазерного пучка не прослеживалась. По крайней мере как для широкого пучка эксимерного лазера, так и для сфокусированного пучка лазера на парах меди наблюдались характерные периоды микроструктур, составлявшие 15–20 мкм. Экспериментального изучения структур на пространственно ограниченных подложках, таких как проволочки или фольга, имеющих размеры, сопоставимые с типичными периодами микроконусов, не проводилось. Температурные поля при импульсном лазерном нагреве данных мишеней могут определяться геометрией подложки и обладать её симметрией. Близость края подложки к месту локализации структур позволяет ожидать влияния граничных условий на гидродинамику течения расплава, что может сказываться как на морфологии, так и на упорядочении микроструктур в пределах мишени.

2. Техника эксперимента

В экспериментах использовалось излучение лазера на парах меди (длина волны 510 нм, длительность импульса 20 нс, частота следования импульсов 7.5 кГц). Лазерный пучок фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром около 100 мкм, при этом плотность энергии в фокусе достигала 5 Дж/см². Эксперименты проводились с никелевыми, нихромовыми и медными наборными мишенями, составленными из проволочек или фольги, а также с протяжёнными подложками из тех же материалов. Мишени формировались из проволочек диаметром 50–100 мкм, которые стягивались в круглые пучки, а из фольги толщиной 50 мкм формировались прямоугольные стопки. Торцы мишеней, со стороны которых проводилось лазерное облучение, полировались. Облучение образцов осуществлялось на воздухе многократным сканированием пучка по заданной траектории так, что каж-

С.И.Долгаев, Н.А.Кириченко, А.В.Симакин, Г.А.Шафеев. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kir@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 4 сентября 2006 г., после доработки – 24 января 2007 г.

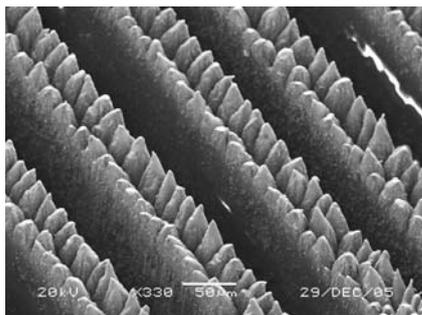


Рис.1. Микроконусы на никелевой фольге, полученные при воздействии 2×10^3 лазерных импульсов с плотностью энергии 5 Дж/см². Масштабная метка 50 мкм.

дая точка поверхности мишени подвергалась многоимпульсному лазерному воздействию. Число импульсов, необходимых для развития микроконусов достигало нескольких тысяч. Морфология поверхности после лазерного воздействия изучалась при помощи оптической и электронной микроскопии.

3. Результаты эксперимента

Матрицы микроструктур, формирующиеся на протяжённых и пространственно ограниченных подложках, морфологически отличаются друг от друга. Лазерное облучение протяжённых подложек из никеля приводит к развитию на их поверхности микроконусов с периодом 20 мкм. Вершины конусов возвышаются над поверхностью подложки, в то время как основания находятся ниже её уровня, что типично для микроконусов, наблюдающихся на большинстве материалов [4, 5]. Упорядочения структур вдоль какого-либо направления не отмечалось. При лазерном облучении торцов никелевой фольги формируются два ряда микроконусов, ориентированных вдоль границ каждой пластинки (рис.1). В центре некоторых пластинок образуется третий ряд конусов. Период микроструктур вдоль границ пластинок близок к периоду никелевых микроконусов на протяжённой мишени и составляет около 20 мкм. Расстояние между вершинами конусов в перпендикулярном направлении было равно 34 мкм. Отношение высоты к диаметру основания для изучаемых структур достигало 3, что соответствует углу падения излучения на поверхность структуры 72° .

На протяжённой нихромовой подложке под действием многоимпульсного лазерного облучения формируются микроконусы с периодом около 25 мкм (рис.2,а). Поверхность структур покрыта плёнкой окисла, на кото-

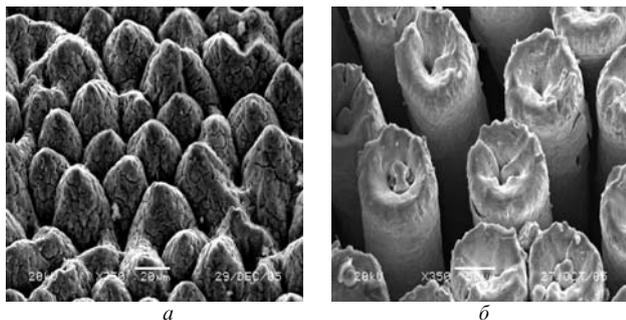


Рис.2. Микрорельефы на полубесконечной нихромовой пластинке (а) и на нихромовых проволочках (б). Условия наблюдения те же, что и для рис.1. Масштабные метки 20 (а) и 50 мкм (б).

рой различаются микроскопические трещины. На нихромовых мишенях при тех же условиях лазерного облучения наблюдается формирование кольцевого микрорельефа на периферии проволочек (рис.2,б). Глубина рельефа на подложке диаметром 100 мкм достигала 30 мкм, что соответствовало углу падения излучения на стенки структуры 30° . На изображениях проволочек, полученных с помощью электронной микроскопии, хорошо различимы ямки, локализованные в минимумах рельефа, образование которых связано с переносом материала из пониженных участков рельефа к повышенным. Число ямок в пределах площадки варьировалось от одной до нескольких (три или четыре). Ямки имели круглую форму, некоторые из них обладали треугольной огранкой. Между ямками наблюдались повышения рельефа, ориентированные в радиальном направлении. На некоторых проволочках отмечалось симметричное расположение ямок относительно оси подложки.

4. Моделирование начальной стадии формирования рельефа

Отличия морфологии структур, формирующихся на ограниченных никелевых и нихромовых подложках, от морфологии протяжённых подложек можно объяснить существенным влиянием граничных условий. Из эксперимента видно, что в случае ограниченности подложки в одном из направлений (рис.1) период структур может изменяться. Также следствием ограниченности подложки может считаться изменение морфологии структур при переходе от протяжённой мишени (рис.2,а) к ограниченной (рис.2,б). В этом случае рельеф не является периодическим: на торцах нихромовых проволочек образуется вогнутая «чаша». В некоторых случаях в центре мишени фиксируется возвышение. Формирование таких микроструктур можно удовлетворительно описать, если принять, что структуры возникают в результате появления тонкой плёнки расплава, которая начинает течь под действием капиллярных и термокапиллярных сил. Соответственно в математической модели процесса необходимо совместно решать уравнения теплопроводности и гидродинамики течения расплава.

В описанных выше экспериментах использовалось импульсно-периодическое лазерное излучение. Оценки показывают, что промежуток времени между импульсами столь велик, что после окончания какого-то импульса мишень успевает практически полностью остыть к моменту начала следующего импульса. Это значит, что результат действия серии импульсов, предшествующих рассматриваемому импульсу, учитывается только по созданному ими профилю поверхности мишени. В связи со сказанным рассмотрим математическую модель, описывающую действие отдельного импульса на пространственно ограниченную мишень. В данной статье мы ограничимся случаем нагрева торца фольги (соответствующим микрорельефу, показанному на рис.1). Кроме того, будем рассматривать только начальную стадию процесса, пока кривизна возникающих структур невелика. Последнее допущение существенно упрощает вид основных уравнений модели.

4.1. Задача нагрева

Первая часть модели состоит в описании нагрева мишени и формировании плёнки расплава. Пусть интенсив-

ность излучения, поглощаемого мишенью, описывается выражением

$$I(t) = I_0 \frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

где τ – длительность импульса. На начальной стадии (в течение первых нескольких импульсов) относительная деформация поверхности мишени остаётся небольшой. Считая в низшем приближении поверхность плоской, можно оценить характерную толщину слоя расплава, а также выяснить роль испарения. Согласно оценкам, толщина слоя расплава оказывается равной ~ 1 мкм. Поскольку глубина проникновения лазерного излучения в металлы составляет $\sim 10^{-2}$ мкм, то можно считать, что излучение поглощается главным образом на поверхности металла.

Если обозначить через z координату, отсчитываемую от поверхности мишени вглубь, то распределение температурного поля в веществе будет описываться уравнением теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad 0 < z < \infty. \quad (2)$$

На фронте плавления $z = s(t)$, где s – толщина слоя расплава, должны выполняться граничные условия

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=s(t)-0} = -k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=s(t)+0} + \rho L_m \frac{ds}{dt}, \quad (3)$$

$$T|_{z=s(t)-0} = T|_{z=s(t)+0} = T_m.$$

Здесь первое равенство учитывает фазовый переход твёрдый металл – расплав, а второе – непрерывность температурного поля и положение фронта плавления. В уравнениях (2) и (3) величины c , ρ , k , T_m и L_m – соответственно теплоёмкость, плотность, коэффициент теплопроводности, температура плавления и удельная теплота плавления вещества.

При используемых в работе интенсивностях излучения существенную роль играет испарение. Положение фронта испарения даётся формулой $z = H(t)$, где H – толщина испарённого слоя. Тогда граничное условие на внешней поверхности можно записать в виде

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H} = I - \rho L_v u. \quad (4)$$

Скорость испарения u зависит от температуры поверхности T_s и определяется известной формулой

$$u(T_s) = u_0(T) \exp\left(\frac{T_v}{T_b} - \frac{T_v}{T_s}\right), \quad (5)$$

$$u_0(T) = \frac{p_0}{\rho T_s} \left(\frac{m T_b}{2\pi k_B}\right)^{1/2}.$$

Здесь p_0 – атмосферное давление; T_b – температура кипения при атмосферном давлении; m – масса испаряемой частицы (в нашем случае – масса атома металла); k_B – постоянная Больцмана; величина T_v связана с теплотой испарения L_v соотношением $T_v = mL_v/(\rho k_B)$.

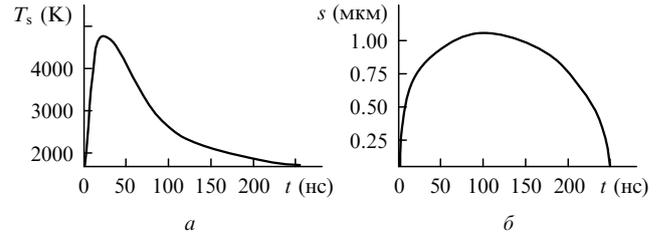


Рис.3. Временные зависимости температуры поверхности мишени T_s (а) и толщины слоя расплава s (б) при действии импульса излучения, определяемого соотношениями (1) и (6).

Сформулированная задача решалась численно, а также с привлечением приближённых методов. Приведём некоторые существенные для дальнейшего результаты решения. Характеристики излучения в (1) были выбраны следующими:

$$\tau = 2 \times 10^{-8} \text{ с}, \quad I_0 = 1.18 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2. \quad (6)$$

В расчётах использовались значения параметров, характерные для никеля:

$$m = 9.63 \times 10^{-23} \text{ г}, \quad \rho L_v = 5.68 \times 10^4 \text{ Дж/см}^3,$$

$$T_b = 3073 \text{ К}, \quad T_m = 1728 \text{ К}, \quad \rho L_m = 2.66 \times 10^3 \text{ Дж/см}^3,$$

$$c = 5.49 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}, \quad \rho = 8.91 \text{ г/см}^3,$$

$$k = 0.66 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}. \quad (7)$$

Для упрощения расчетов мы предполагали, что теплофизические характеристики твёрдой и жидкой фаз металла одинаковы. Модельные расчёты показывают, что отказ от этого допущения в рассматриваемых условиях приводит к пренебрежимо малым поправкам.

На рис.3,а показана зависимость температуры поверхности мишени от времени $T_s = T(0, t)$, а на рис.3,б – временная зависимость толщины слоя расплава $s(t)$. Оказалось, что в рассматриваемых условиях толщина испаренного слоя

$$H = \int_0^\infty u(T_s(t)) dt \approx 0.02 \text{ мкм}.$$

Представляет интерес также зависимость толщины слоя расплава s от интенсивности излучения (в течение одного импульса). На рис.4,а сплошной кривой представлена зависимость от I_0 максимальной толщины расплава s_{\max} , достигаемой при воздействии одного импульса с временным профилем интенсивности (1). Там же для

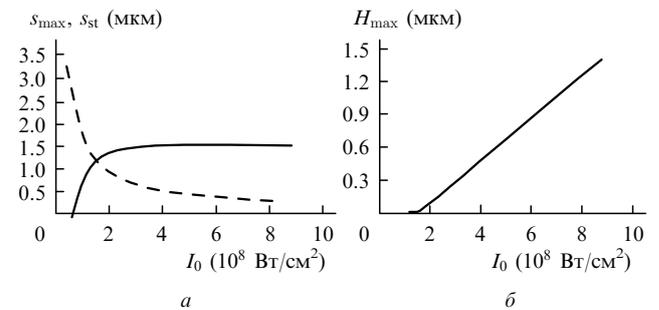


Рис.4. Зависимости от интенсивности излучения I_0 максимальной толщины расплава s_{\max} при импульсном воздействии (сплошная кривая) и стационарной толщины расплава s_{st} при непрерывном облучении (штриховая кривая) (а), а также максимальной толщины испаренного слоя вещества H_{\max} (б).

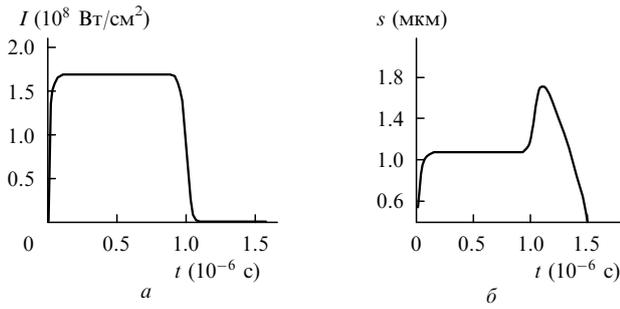


Рис.5. «Столообразный» временной профиль интенсивности излучения (а) и соответствующая временная зависимость толщины слоя расплава (б).

сравнения штриховой кривой показана зависимость от I_0 стационарной толщины плёнки расплава s_{st} , возникающей под действием непрерывного излучения с той же интенсивностью I_0 .

Поведение кривой $s_{st}(I_0)$ соответствует качественной оценке, приведённой еще в классической книге [15]: $s_{st} \sim s_{max} \sim G/I$, где $G \sim kT_{ev}$, T_{ev} – характерная температура испарения, а I – интенсивность излучения. Такая оценка отражает тот факт, что с ростом интенсивности излучения резко возрастает скорость испарения (быстрее, чем скорость движения фронта плавления). Это и ограничивает толщину расплава. В случае же импульсного воздействия плавление происходит и тогда, когда интенсивность излучения сильно уменьшается: скорость испарения оказывается уже малой, но температура поверхности достаточно высока, чтобы фронт плавления двинулся вглубь вещества.

Чтобы ярче подчеркнуть конкуренцию испарения и плавления, мы рассмотрели модельную задачу нагрева мишени излучением со «столообразным» временным профилем интенсивности, показанным на рис.5,а. Соответствующая временная зависимость толщины расплава приведена на рис.5,б. Обращает на себя внимание резкое возрастание толщины расплава на стадии окончания импульса.

На рис.4,б показана зависимость максимальной толщины слоя вещества, испаренного за один импульс, от интенсивности излучения I_0 (при неизменной длительности импульса τ в (1)).

Из рис.4,а видно, что при импульсном воздействии толщина расплава относительно мало меняется в широком диапазоне интенсивностей. По-видимому, это является одним из существенных факторов, приводящих к определенной универсальности характеристик (амплитуды и периода) возникающих структур при использовании различных лазеров и мишеней.

4.2. Течение расплава

Рассмотрим теперь динамику течения расплава на поверхности. Ограничимся случаем нагрева торца тонкой металлической пластины, полагая, что координата x отсчитывается вдоль поверхности мишени шириной L ($L/2 < x < L/2$), а координата z – по нормали к поверхности. Под действием излучения на поверхности мишени образуется плёнка расплава толщиной ~ 1 мкм. Считая расплав несжимаемой жидкостью, запишем уравнение, определяющее толщину h плёнки:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = u_0(x, t) - \frac{\partial(vh)}{\partial x}, \tag{8}$$

где $v = v(x, t)$ – средняя по сечению расплава скорость течения его вдоль поверхности; $u_0(x, t)$ – скорость изменения толщины плёнки за счет процессов плавления-застывания. Для скорости v из уравнения Навье – Стокса в приближении тонкой плёнки вязкой жидкости можно получить выражение

$$\eta v = -\frac{1}{3} h^2 \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} h \frac{\partial \alpha}{\partial x}. \tag{9}$$

Здесь η – вязкость расплава, а давление в жидкости

$$p = p_v - \alpha \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \tag{10}$$

складывается из внешнего давления (давления пара) p_v и капиллярного давления, обусловленного поверхностным натяжением с коэффициентом $\alpha = \alpha(T_s)$, зависящим от температуры поверхности T_s . Второе слагаемое в правой части (9) учитывает термокапиллярные силы, возникающие вследствие неоднородности температурного поля вдоль поверхности жидкости. В широком диапазоне температур с достаточной точностью можно считать $\alpha(T) = \alpha_0 + \alpha_1(T - T_{in})$, где α_0 и α_1 – постоянные величины, а T_{in} – температура, при которой $\alpha(T_{in}) = \alpha_0$. Соответственно в формуле (9) $\partial \alpha / \partial x = \alpha_1 (\partial T_s / \partial x)$. Конечность толщины мишени учитывается граничными условиями на её краях: при $x = \pm L/2$ полагаем $v = 0$ и $h = 0$.

Для построения самосогласованной задачи нагрева мишени и течения расплава нужно учесть изменение температуры вдоль поверхности. За время действия излучения тепло переносится на расстояния $\sim (a\tau)^{1/2} \sim 1$ мкм (где a – коэффициент температуропроводности), что существенно меньше характерного масштаба неоднородности расплава вдоль поверхности. При этих условиях температурное поле на поверхности практически воспроизводит профиль источника, действующего на границе. Вследствие деформации нормаль к поверхности образует угол $\varphi(x)$ с осью z , причем $\cos \varphi = [1 + (\partial h / \partial x)^2]^{-1/2}$. Известно, что в случае неполяризованного излучения угловая зависимость поглощательной способности металлов A описывается формулой

$$A(\varphi) = \frac{1}{2} A_0 (\cos \varphi + \cos^{-1} \varphi),$$

где A_0 – поглощательная способность при нормальном падении. Таким образом, при малых деформациях поверхности локальная поглощаемая веществом интенсивность излучения

$$I_{abs}(\varphi) = A(\varphi) I_0 \cos \varphi = \frac{1}{2} A_0 I_0 (1 + \cos^2 \varphi) \approx A_0 I_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right]. \tag{11}$$

Представим температурное поле в веществе в виде суммы

$$T(x, z, t) = T_0(z, t) + \Delta T(x, z, t), \tag{12}$$

где первое слагаемое отвечает случаю плоской поверхности, а второе, учитывающее модуляцию рельефа, можно представить как

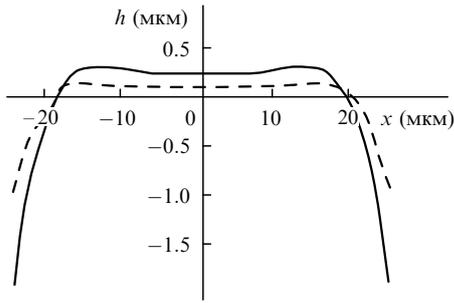


Рис.6. Профили поверхности мишени, возникающие после действия первого (штриховая кривая) и второго (сплошная кривая) импульсов излучения.

$$\Delta T(x, z, t) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 F(z, t). \tag{13}$$

Функция $F(z, t)$ удовлетворяет краевой задаче

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial F}{\partial z} \right) &= 0, \quad 0 < z < \infty, \\ -k \frac{\partial F}{\partial z} \Big|_{z=0} &= AI - \rho L_v \frac{du}{dT} \Big|_{T=T_0} F. \end{aligned} \tag{14}$$

Уравнения (8)–(14) совместно с учетом исследованной выше зависимости $T_0(z, t)$ являются исходными для дальнейшего анализа. Результат действия серии импульсов может быть найден путем наложения деформаций, получаемых при действии отдельных импульсов. При этом начальные условия для $n + 1$ -го импульса (начальный профиль поверхности) определяются результатом действия n -го импульса.

На основе сформулированной модели были выполнены численные расчеты. Ширина мишени принималась равной 50 мкм. На рис.6 изображены профили поверхности, возникающие в результате действия первого импульса излучения и после второго импульса.

Если начальная поверхность мишени плоская, то уже после первого импульса формируется «чаша» – профиль с выраженным провалом вблизи центра. Этот эффект обусловлен большим капиллярным давлением, возникающим вблизи краёв мишени на начальной стадии развития структуры. Расплавы перемещаются от краёв к центру мишени и из внутренних областей к периферии. Расчёты показывают, что скорость течения расплава в пределах мишени достигает 200 см/с. На рис.7 приведено распределение скоростей течения по поверхности мишени в момент времени $t \approx 1.02 \times 10^{-7}$ с, когда толщина расплава максимальна.

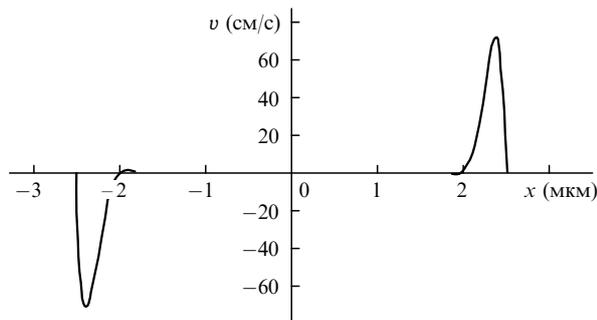


Рис.7. Распределение скоростей течения расплава v по поверхности мишени в момент времени $t \approx 1.02 \times 10^{-7}$ с, когда толщина расплава максимальна.

мент, когда толщина расплава максимальна. Скорость $v > 0$ отвечает течению в положительном направлении оси x , а $v < 0$ – в отрицательном направлении. Вблизи краёв мишени скорость течения расплава оказывается значительной, тогда как вблизи центра расплав почти неподвижен. В результате по периметру мишени формируется «валик наката», который при остывании мишени «замерзает», фиксируя изменения рельефа. По этой же причине возникает и небольшой локальный максимум на поверхности вблизи центра мишени. Следует отметить, что изменение профиля поверхности от импульса к импульсу относительно невелико – около 0.1 мкм. Однако, поскольку один и тот же участок поверхности подвергается действию сотен импульсов, результирующая деформация поверхности может достигать нескольких десятков микрометров.

Как следует из расчётов, капиллярные и термокапиллярные силы дают сравнимый вклад в массоперенос. Однако по мере увеличения крутизны поверхности растут градиенты температуры вдоль поверхности мишени (в частности, за счёт изменения доли поглощаемого излучения). В результате возрастает относительная роль термокапиллярного механизма деформации. Расчёты показали, что при воздействии первых импульсов давление паров не приводит к сколько-нибудь значительной дополнительной деформации поверхности, т. к. градиенты давления и характерное время воздействия оказываются небольшими, хотя абсолютные значения давления могут быть значительными (в условиях, рассматриваемых в статье, – до 70 атм).

В рамках сформулированной модели сложно количественно обсуждать поздние стадии эволюции поверхности. Однако можно указать на качественно новые механизмы, вступающие в игру. В частности, когда возникает большая крутизна профиля, начинается переотражение излучения от неоднородностей поверхности с последующим попаданием его на другие участки поверхности.

На торцах проволочек в результате облучения наблюдается развитие углублений в центральной части подложки, на дне которых локализованы ямки (рис.2). В связи с этим можно отметить, что плоская поверхность подложки неустойчива при её многоимпульсном лазерном плавлении и испарении: малое смещение поверхности вглубь за счёт переноса расплава из центра к краям мишени под действием одного импульса усиливается при воздействии следующего импульса. Положительную обратную связь для развития неустойчивости обеспечивает угловая зависимость поглощаемой интенсивности излучения и, следовательно, усиление нагрева дна при увеличении глубины рельефа от импульса к импульсу. При этом каустика локализуется в центре подложки, обеспечивая преимущественный нагрев и уменьшение поверхностного натяжения расплава и его испарения в этом месте. Под действием градиента поверхностного натяжения расплавы перетекают в радиальном направлении от центра к периферии подложки, увеличивая глубину рельефа. Концентрация отражённых пучков во впадинах рельефа может приводить к нагреву и плавлению материала, при котором становится интенсивным его испарение. В этих местах возможна локальная реализация кинжального механизма плавления материала, при котором существенным становится прогиб поверхности и удаление жидкого расплава за счёт давления паров отдачи [15, 16]. Возникающие при этом в мишени углу-

бления характеризуются большим отношением глубины к диаметру (более 1), что характерно для кинжального механизма плавления [16]. Можно предположить, что регулярность расположения ямок объясняется симметрией термокапиллярных потоков в пределах круглой подложки.

5. Выводы

Экспериментально исследовано образование микроструктур под действием многоимпульсного лазерного излучения на подложках с поперечными размерами порядка десятков микрометров. Морфология структур на пространственно ограниченных подложках существенно отличается от таковой на протяжённых подложках. Геометрия мишени оказывает влияние на упорядочение развивающегося микрорельефа. Формирование структур на ограниченных подложках связывается с влиянием граничных условий на динамику течения расплава. Построена модель развития микроструктур на пространственно ограниченных подложках, учитывающая нагрев, плавление и испарение материала, а также его течение под действием капиллярных и термокапиллярных сил. Из результатов моделирования следует, что перемещение материала по поверхности пространственно ограниченной подложки от центра к периферии обусловлено термокапиллярными силами, а обратный поток расплава – от периферии к центру – обусловлен действием градиента лапласовского давления. В результате такой конкуренции образуется рельеф с провалом в центре и максимумами на периферии мишени.

1. Sánchez F., Morenza J.L., Aguiar R., Delgado J.C., Varel M. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 620 (1996).
2. Her T.H., Finlay R.F., Wu C., Deliwala S., Mazur E. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1673 (1998).
3. Pedraza A.J., Fowlkes J.D., Lowndes D.H. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2322 (1999).
4. Воронов В.В., Долгаев С.И., Лавришев С.В., Лялин А.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А. *Квантовая электроника*, **30** (8), 710 (2000).
5. Dolgaev S.I., Lavrishev S.V., Lyalin A.A., Simakin A.V., Voronov V.V., Shafeev G.A. *Appl. Phys. A*, **73**, 177 (2001).
6. Dolgaev S.I., Fernandez-Pradas J.M., Morenza J.L., Serra P., Shafeev G.A. *Appl. Phys. A*, **83**, 417 (2006).
7. Skantzakis M., Zorba V., Papazoglou D.G., Zergioti I., Fotakis C. *Appl. Surf. Sci.* **252**, 4462 (2006).
8. Долгаев С.И., Кириченко Н.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А. *Квантовая электроника*, **34** (8), 771 (2004).
9. Riedel D., Hernandez-Pozos J.L., Palmer R.E., Kolasinski K.W. *Appl. Phys. A*, **78**, 381 (2004).
10. Shen M.Y., Crouch C.H., Carey J.E., Younkin R., Mazur E., Sheehy M., Friend C.M. *Appl. Phys. Lett.*, **82** (11), 1715 (2003).
11. Karabutov A.V., Frolov V.D., Loubnin E.N., Simakin A.V., Shafeev G.A. *Appl. Phys. A*, **76**, 413 (2003).
12. Karabutov A.V., Frolov V.D., Simakin A.V., Shafeev G.A. *J. Vac. Sci. Techn. B*, **21**, 449 (2003).
13. Zorba V., Alexandrou I., Zergioti I., Manousaki A., Ducati C., Neumeister A., Fotakis C., Amaratunga G.A.J. *Thin Solid Films*, **453-454**, 492 (2004).
14. Starikov D., Boney C., Pillai R., Bensaoula A., Shafeev G.A., Simakin A.V. *Infr. Phys. Techn.*, **45**, 159 (2004).
15. Ready J.F. *Effects of High-Power Laser Radiation* (New York – London: Acad. Press, 1971).
16. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. *УФН*, **130**, 2 (1980); Трибельский М.И. *Квантовая электроника*, **5** (4), 804 (1978).