

Дефектно-деформационный механизм размерного эффекта при лазерно-индуцированном образовании микроструктур рельефа поверхности латуни в жидкости

В.И.Емельянов

Показано, что модель дефектно-деформационной неустойчивости описывает недавно обнаруженную линейную зависимость периода упорядоченных микроструктур рельефа поверхности, образующихся на латуни в жидкости при многоимпульсной лазерной абляции, от радиуса лазерного пятна на поверхности мишени.

Ключевые слова: лазерное воздействие, латунь, образование поверхностных микроструктур, размерный эффект.

1. В работе [1] впервые зарегистрирован интересный размерный эффект: период L_{exp} упорядоченных микроструктур рельефа поверхности, образующихся на поверхности латуни (сплава меди и цинка) в жидкости при многоимпульсной абляции сканирующим лазерным излучением (рис.1,а), линейно растет с увеличением радиуса лазерного пятна r_0 на поверхности мишени (рис.2): $L_{\text{exp}} = (\partial L / \partial r)_{\text{exp}} r_0 = 0.9 r_0$.

2. В настоящей работе предлагается дефектно-деформационный (ДД) механизм размерного эффекта в латуни, который качественно и количественно описывает экспериментальные данные [1]. При многоимпульсном лазерном облучении в приповерхностном слое латуни толщиной h создаются большие концентрации n_v подвижных при высоких температурах вакансий, которые первоначально распределены однородно вдоль поверхности. Будем рассматривать этот слой как поверхностную «пленку» с упругими свойствами, отличными от свойств «подложки» – остальной части кристалла. Как показано нами ранее (см. обзор [2]), в пленке с подвижными дефектами при превышении их критической концентрации ($n_v > n_{v\text{cr}}$) развивается ДД неустойчивость, в результате чего с инкрементом λ_q нарастает решетка модуляции рельефа:

$$\zeta(\mathbf{r}) = \zeta_q \cos[\mathbf{q}\mathbf{r} + \phi(\mathbf{q})] \exp(\lambda_q t),$$

где $\zeta(\mathbf{r})$ – локальное смещение поверхности вдоль оси z (ось z направлена от поверхности в глубь среды); \mathbf{q} – вектор решетки, лежащий в плоскости поверхности; $\mathbf{r} = \{x, y\}$; ζ_q – действительная амплитуда; $\phi(\mathbf{q})$ – случайная фаза. Вакансии собираются во впадинах рельефа, образуя поверхностную ДД решетку. Период $L = 2\pi/q_m$ доминирующих (с максимальным инкрементом λ_{q_m}) ДД решеток пропорционален толщине пленки h и при достаточно большой концентрации дефектов равен $\sim 2h$ [2]. При этом пленка находится в состоянии, соответствующем предельной изгибной моде (рис.1,б). Кроме доминирующих ДД решеток с волновыми векторами \mathbf{q}_m , случайно распределенными по различным направлениям,

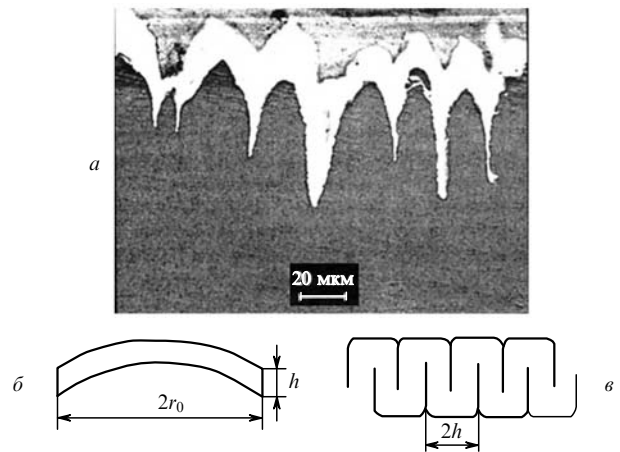


Рис.1. Полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа изображение поперечного сечения образца латуни с двумерной поверхностной структурой рельефа, образованной воздействием серии наносекундных импульсов лазера на парах меди при плотности энергии 16 Дж/см² [1] (для большей наглядности, цвета на фотографии обращены по сравнению с фотографией в [1]) (а), пленка в состоянии, соответствующем первой изгибной моде из спектра изгибных мод [2] (б) и пленка в состоянии, соответствующем предельной изгибной моде (в).

нарастает континуум ДД решеток с волновыми векторами, также случайно распределенными по различным направлениям, модули которых лежат вблизи q_m в полосе усиления, в которой $\lambda_q > 0$. Суперпозиция выделенного

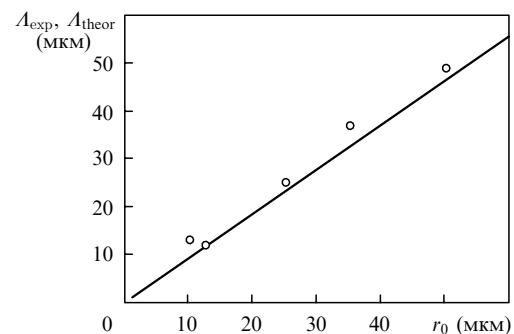


Рис.2. Экспериментальная зависимость периода L_{exp} поверхностной структуры на латуни от радиуса лазерного пятна r_0 (точки) [1] и теоретическая линейная зависимость ДД модели $L_{\text{theor}}(r_0)$ (прямая линия), рассчитанная по формуле (1).

В.И.Емельянов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: emel@em.msk.ru

Поступило в редакцию 25 марта 2008 г., после доработки – 5 мая 2008 г.

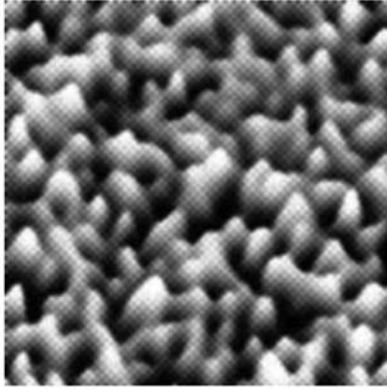


Рис.3. Затравочный рельеф поверхности, полученный суммированием всех ДД решеток рельефа с волновыми векторами, равномерно распределенными в угле 2π (подробнее см. в работе [3]).

таким образом в полосе усиления континуума ДД решеток дает картину затравочной хаотической модуляции рельефа поверхности (шероховатости) (рис.3), характерный масштаб которой вдоль поверхности равен $2h$. Лазерная абляция этой затравочной ДД структуры создает результирующую модуляцию рельефа поверхности, периодичность и симметрия которой определяются затравочной ДД структурой.

3. Определим теперь толщину дефектного слоя h в специфических условиях экспериментов работы [1]. Пусть на поверхность латуни действует последовательность N импульсов излучения с плотностью энергии в каждом импульсе $F_0 > F_m$ (F_m – пороговая плотность энергии плавления) и радиусом пучка r_0 . При действии каждого из этих импульсов создается поверхностный слой расплава толщиной h_m . Предполагается, что $h \gg h_m$, так что основная часть слоя остается в твердой фазе. Неоднородный вдоль поверхности лазерный нагрев среды приводит к образованию на границе раздела расплав – твердое тело латерально деформированной области с характерным размером $2r_0$ вдоль поверхности. Из теории упругости следует, что эта деформация проникает в глубь упругой твердой среды на такое же расстояние $2r_0$. Деформация в этой области $\xi = \alpha_T \Delta T$, где α_T – коэффициент теплового расширения, а ΔT – изменение температуры в результате лазерного нагрева. Вдоль оси z градиент деформации $\partial \xi / \partial z \simeq -\xi / (2r_0) < 0$. Скорость вакансии, движущейся в дрейфовом потоке из тонкого слоя поверхностного расплава в глубь среды, есть $v = \theta_v (\partial \xi / \partial z) [D_v / (k_B T)]$, где θ_v – деформационный потенциал ($\theta_v < 0$); D_v – коэффициент диффузии вакансий; $T = T_0 + \Delta T$; T_0 – начальная температура латуни. Ниже будет показано, что в рассматриваемом случае лазерного воздействия на латунь в жидкости может реализовываться эффективный механизм латерального поверхностного теплопереноса, благодаря которому выполняется условие $r_0^2 / \chi_{\parallel} < h^2 / \chi_{\perp}$, где χ_{\parallel} и χ_{\perp} – соответственно эффективные коэффициенты латеральной и нормальной теплопроводности в приповерхностном слое. Поэтому время дрейфа вакансий в глубь среды (происходящего в течение времени существования температурно-индуцированной деформации) можно оценить как $\tau_{\text{drift}} = r_0^2 / \chi_{\parallel}$. За это время вакансии проникают с поверхности в объем на глубину $v \tau_{\text{drift}} = \theta_v (\partial \xi / \partial z) [D_v / (k_B T)] (r_0^2 / \chi_{\parallel})$. После окончания действия на латунь N импульсов излучения удвоенная толщина обогащенного вакансиями слоя

(пленки) задает характерный размер L зерна в затравочной ДД структуре при условии $\Delta T \gg T_0$:

$$L = 2h = 2Nv\tau_{\text{drift}} = (\partial A / \partial r)_{\text{theor}} r_0,$$

$$(\partial A / \partial r)_{\text{theor}} = N[\theta_v \alpha_T D_v / (\chi_{\parallel} k_B)]. \quad (1)$$

Масштаб шероховатости L линейно растет с увеличением радиуса лазерного пятна r_0 (размерный эффект) и ростом числа импульсов N (этот рост насыщается при $h \sim 2r_0$).

4. Оценка по формуле (1) при $\theta_v = 50$ эВ, $D_v = 10^{-5}$ см²/с (коэффициент диффузии Zn в Cu при температуре плавления латуни), $\chi_{\parallel} = 1 - 2$ см²/с (оценку χ_{\parallel} см. ниже), $N = 10^4$ и $\alpha_T = 2 \times 10^{-5}$ К⁻¹ дает $(\partial A / \partial r)_{\text{theor}} \sim 0.6 - 1.2$, что соответствует экспериментальному значению. Условие $r_0^2 / \chi_{\parallel} < h^2 / \chi_{\perp}$ применимости формулы (1) для описания результатов эксперимента работы [1] может быть выполнено благодаря включению поверхностного механизма тепловода из центра пятна на его периферию за счет испарения и конвекции под давлением паров жидкости с одновременным уменьшением χ_{\perp} в приповерхностном слое из-за генерации вакансий. Действительно, выход с поверхности латуни более подвижного и летучего компонента (цинка) при лазерном нагреве приводит одновременно и к генерации вакансий в приповерхностном слое, и к выносу тепла в жидкости (пар). Поверхностная деформационная структура, а следовательно, связанная с ней объемная деформация и деформационно-индуцированный дрейф вакансий в глубь среды будут существовать в течение времени выравнивания гауссова распределения температуры в лазерном пятне на поверхности $\tau_T = r_0 / V$. Здесь $V = [H^2 / (12\eta)] (\partial p / \partial x) \sim [H^2 / (12\eta)] (p / r_0)$ – латеральная скорость насыщенного вязкого пара (жидкости) в испаренном слое толщиной H , граничащем с поверхностью латуни; η – вязкость жидкости; $p = p(r)$ – давление в жидкости [4]. Используя для давления оценку $p(r) = nk_B T(r)$, где n – концентрация молекул в паре, получаем $\tau_T = r_0^2 / \chi_p$, где эффективная латеральная теплопроводность $\chi_{\parallel} = H^2 nk_B T / (12\eta)$. При $H = 10^{-4}$ см, $n = 10^{20}$ см⁻³, $T = 10^3$ К, $\eta = 10^{-2}$ г·с⁻¹·см⁻¹ имеем $\chi_{\parallel} \sim 1$ см²/с. При этом $\tau_T = \tau_{\text{drift}} \sim 10^{-5}$ с. Изображение поперечного сечения образца (рис.1,а) показывает, что рельеф поверхности в соответствии с представлениями пленочной ДД модели (см. п.2) действительно можно считать образованным периодически изогнутой поверхностной дефектной пленкой (периодически изогнутые светлые области), находящейся в состоянии, близком к предельной изгибной моде (ср. рис.1,а и в). Отметим, что ДД интерпретация позволяет объяснить также и тот факт, что на воздухе (в отсутствие слоя жидкости) рельеф на поверхности латуни не образуется [1]. Слой жидкости препятствует выходу цинка из образца и тем самым росту концентрации вакансий, так что состояние предельной изгибной моды не достигается [2] (рис.1,а). На воздухе же, благодаря более интенсивному выходу цинка, концентрация вакансий становится столь большой, что достигается состояние предельной изгибной моды (рис.1,в), и при дальнейшем росте концентрации дефектов поверхностный рельеф сглаживается.

1. Казакевич П.В., Симакин А.В., Шафеев Г.А. *Квантовая электроника*, **35** (9), 831 (2005).
2. Емельянов В.И. *Квантовая электроника*, **28** (1), 2 (1999).
3. Емельянов В.И., Каримов К.М. *Письма в ЖТФ*, **31** (6), 84 (2005).
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика* (М.: Наука, 1988).