

05.1;07;11

Дефектно-деформационная модель образования поверхностных шероховатостей при лазерном облучении полупроводников и металлов

© В.И. Емельянов, К.М. Каримов

Московский государственный университет
E-mail: emel@em.msk.ru*Поступило в Редакцию 29 сентября 2004 г.*

Построена дефектно-деформационная (ДД) модель образования нерегулярных шероховатостей на поверхности полупроводников и металлов при лазерном облучении. Модель описывает образование шероховатостей различного масштаба (от микро- до нанометров) и соответствует экспериментальным данным по зависимостям масштаба шероховатостей от параметров лазерного излучения и обрабатываемых материалов. Указаны возможности направленного управления характеристиками генерируемых шероховатостей с помощью внешних воздействий.

1. Шероховатые поверхности полупроводников и металлов представляют большой интерес для лазерной физики. Это связано с эффектом сильного возрастания локального оптического поля и соответствующим усилением линейных и нелинейных оптических процессов вблизи шероховатой поверхности [1]. Одним из методов приготовления шероховатых поверхностей является многоимпульсное лазерное облучение [2-4]. Насколько нам известно, в настоящее время не существует теории образования шероховатостей, описывающей имеющиеся экспериментальные зависимости их характеристик от параметров лазерного излучения. Построение такой теории позволило бы направленным образом управлять масштабом и симметричными свойствами ансамблей шероховатостей, что представляет интерес для различных приложений.

В данной работе изложены результаты развитой нами общей дефектно-деформационной (ДД) модели образования нерегулярных шероховатостей, основанной на представлении о введении в процессе лазерного облучения материала больших концентраций точечных дефектов

и их самоорганизации с образованием локальных скоплений дефектов в экстремумах самосогласованного рельефа поверхности, которая соответствует экспериментальным данным. Показана возможность изменения симметрии ансамбля шероховатостей с помощью изменения угла падения лазерного излучения и внешнего механического напряжения.

2. Физический механизм образования шероховатостей по ДД механизму состоит в следующем. При многоимпульсном лазерном облучении с плотностью энергии в импульсе F_0 , превышающей энергию плавления F_m , в приповерхностном слое материала толщиной h создаются большие концентрации n_v подвижных при высоких температурах вакансий, которые первоначально распределены однородно вдоль поверхности. Будем рассматривать дефектно-обогащенный слой толщины h как поверхностную „пленку“ с упругими свойствами, отличными от „подложки“ — остальной части кристалла.

Как показано нами ранее (см. обзор [5], а также [6]) в пленке с подвижными дефектами, при превышении критической их концентрации ($n_v > n_{vc}$) развивается ДД неустойчивость, при которой с инкрементом λ_q нарастает решетка модуляции рельефа $\xi(\mathbf{r}) = \xi_q \cos(\mathbf{q}\mathbf{r} + \phi(\mathbf{q})) \exp(\lambda_q t)$, где $\xi(\mathbf{r})$ — локальное смещение поверхности вдоль оси z (ось z направлена с поверхности в глубь среды), \mathbf{q} — вектор решетки, лежащий в плоскости поверхности, $\mathbf{r} = \{x, y\}$, ξ_q — действительная амплитуда, $\phi(\mathbf{q})$ — случайная фаза. Вакансии собираются во впадинах рельефа, образуя поверхностную ДД-решетку. Период $d = 2\pi/q_m$ доминирующих (с максимальным инкрементом λ_{q_m}) ДД-решеток пропорционален толщине пленке h и при достаточно большой концентрации дефектов равен $d \approx 2h$ [5,6]. Кроме доминирующих ДД-решеток с волновыми векторами \mathbf{q}_m , случайно распределенными по направлениям, нарастает континуум ДД-решеток с волновыми векторами, также случайно распределенными по направлениям, модули которых лежат вблизи значения q_m в полосе усиления $\lambda_q > 0$. Суперпозиция выделенного таким образом в полосе усиления континуума ДД-решеток дает картину хаотической модуляции рельефа поверхности (шероховатости), характерный масштаб которой вдоль поверхности равен $2h$ (рис. 1).

3. Пусть на поверхность металла или полупроводника действует последовательность N импульсов с $F_0 > F_m$ и радиусом пучка r_0 . При действии каждого одиночного импульса в серии создается поверхностный слой расплава толщиной h_m (предполагается, что в многоимпульсном режиме результирующая толщина дефектно-обогащенного слоя

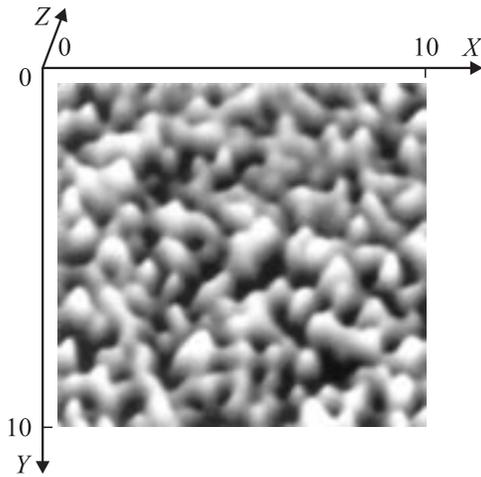


Рис. 1. Зависимость безразмерной высоты рельефа поверхности $Z(X, Y, T) = \xi(x, y, t)/\xi_0$, где ξ_0 — параметр ДД-модели, от безразмерных координат $X = x/q_m$, $Y = y/q_m$ и времени $T = t\lambda_{q_m}$ вычислена по формуле

$$Z(X, Y, T) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^2 dQ \cos(Q_x X + Q_y Y + \phi(Q, \varphi)) \cdot \exp(\Lambda(Q)T),$$

где $Q_x = Q \cos \varphi$, $Q_y = Q \sin \varphi$, $Q = q/q_m$ и безразмерный инкремент $\Lambda(Q) = \lambda_q/\lambda_{q_m} = 1 - (Q - 1)^2$, $\phi(Q, \varphi)$ — случайная в интервале $[0, 2\pi]$ фаза.

$h \gg h_m$). Кроме этого, лазерный нагрев среды приводит к образованию деформированной области с характерным размером $2r_0$ вдоль поверхности и вдоль z с деформацией в ней $\xi \simeq \alpha_T \Delta T$, где α_T — коэффициент теплового расширения, а ΔT — изменение температуры в результате лазерного нагрева и с градиентом деформации вдоль z : $\partial \xi / \partial z \sim -\xi / 2r_0 < 0$. Исходящий из расплава в глубь среды дрейфовый поток вакансий равен $j_v = n_v \theta_v (\partial \xi / \partial z) D_v / kT$, где $\theta_v < 0$ — деформационный потенциал, D_v — коэффициент диффузии, $T = T_0 + \Delta T$, T_0 — начальная температура. Дрейф вакансий в глубь среды продолжается в течение времени существования температурно-индуцированной деформации, которое можно оценить как $\tau_{drift} = r_0^2 / \chi$, где χ — коэффициент температуропроводности. За это время вакансии проникают с поверхности в объем на глубину $v\tau_{drift} = \theta_v (\partial \xi / \partial z) (D_v / kT) (r_0^2 / \chi)$.

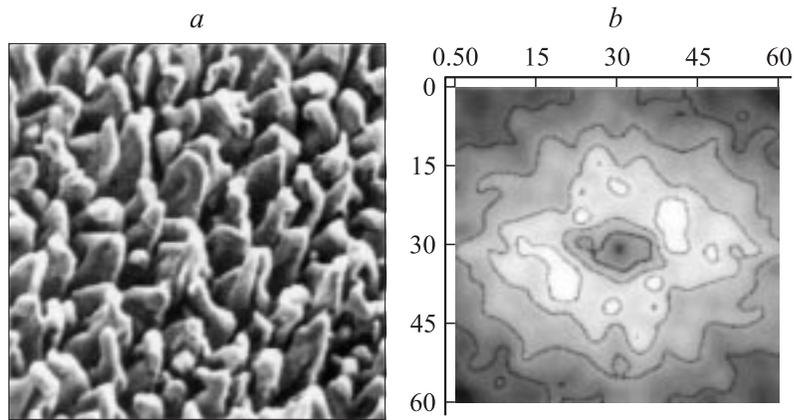


Рис. 2. SEM-изображение шероховатости поверхности титана, образованной облучением $N = 10^4$ лазерными импульсами с $F = 1 \text{ J/cm}^2$ в вакууме (а), и соответствующий фурье-спектр (б). Расстояние между выступами шероховатостей порядка $15 \mu\text{m}$.

После окончания действия N импульсов удвоенная толщина вакансионно-обогащенного слоя („пленки“) при условии $\Delta T \gg T_0$ составляет

$$2h = 2Nv\tau_{drift} = Nr_0(\theta_v\alpha_T D_v / \chi k_B). \quad (1)$$

Полученный масштаб шероховатости (1) линейно растет с ростом числа импульсов N (этот рост насыщается при $h \sim 2r_0$) и ростом радиуса лазерного пятна r_0 (размерный эффект) и экспоненциально сильно зависит от F_0 ($D_v = D_{v0} \cdot \exp[-E_m/k_B T]$).

4. В работе [3] наблюдалось образование шероховатости на поверхности кристаллов кремния, германия и титана при действии $N = 10^4$ импульсов неполяризованного излучения лазера на парах меди ($\lambda = 510.6 \text{ nm}$, длительность импульса $\tau = 20 \text{ ns}$, $r_0 = 20 \mu\text{m}$) с плотностью энергии $\sim 1 \text{ J/cm}^2$ и углом падения $60\text{--}90^\circ$. На рис. 2, а показана типичная картина шероховатости, полученная на поверхности титана; она аналогична теоретической (рис. 1). Фурье-спектр, соответствующий рис. 2, а, полученный нами, представлен на рис. 2, б. Спектр состоит из кольца конечной толщины, что соответствует хаотичной суперпозиционной структуре рис. 1. Три пары локальных максимумов на кольце демонстрируют тенденцию к образованию квазигексагональной структуры, что может быть объяснено нелинейными процессами

угловой самоорганизации ДД мод (сравни [7]). При $\theta_v \simeq 8 \cdot 10^{-18}$ J, $D_v \simeq 5 \cdot 10^{-8}$ cm²/s, $\alpha_T \approx 10^{-4}$ по формуле (1) получим оценку масштаба шероховатости $2h \approx 14 \mu\text{m}$, что близко к экспериментальному значению. Отметим, что в [2] число импульсов примерно на порядок меньше, чем в [3], и масштаб шероховатости ($5 \mu\text{m}$) меньше, чем в [3]. При удалении от центра гауссова лазерного пятна масштаб уменьшался в несколько раз. Это поведение качественно соответствует (1).

Симметрию ансамбля шероховатостей можно изменять с квазигексагональной на квазиодномерную путем приложения одноосного механического напряжения (аналогично тому, как это делается при травлении ансамбля пор [8]) или увеличивая угол падения лазерного пучка (при наклонном падении пучка, как видно из рис. 2, *b*, где одна пара локальных максимумов наиболее интенсивна, происходит выделение одного доминирующего направления образования ДД-решеток). В полупроводниках роль толщины „пленки“ может играть также толщина области пространственного заряда *h*. Тогда ДД-модель предсказывает образование поверхностной шероховатости, характеризуемой двумя масштабами: $2h$ и *h*. Этим в ДД-модели можно объяснить факт одновременного образования, помимо крупномасштабной ($2-3 \mu\text{m}$), также и мелкомасштабной ($\sim 100 \text{ nm}$) шероховатости при многоимпульсном лазерном облучении полупроводника кадмий-теллура [4].

Список литературы

- [1] Емельянов В.И., Коротеев Н.И. // УФН. 1981. В. 135. С. 345–363.
- [2] Her T.H., Finlay R.J., Wu C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 1673.
- [3] Dolgaev S.I., Lavrishev S.V., Lyanin A.A. et al. // Appl. Phys. A. 2001. V. 73. P. 177–181.
- [4] Байдуллаева А., Булак М.Б., Власенко А.И. и др. // ФТП. 2004. Т. 38. С. 26.
- [5] Емельянов В.И. // Квант. электрон. 1999. Т. 28. № 1. С. 2–18.
- [6] Emeľyanov V.I., Babak D.V. // Appl. Phys. A. 2002. V. 74. P. 797–805.
- [7] Емельянов В.И., Игумнов В.В., Старков В.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 10. С. 83–88.
- [8] Емельянов В.И., Еремин К.И., Старков В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 6. С. 19–25.