

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 61.46.Bc; 81.16.Mk; 52.27.-h

## Теория образования ансамбля нанокластеров на поверхности кристаллов CdTe при одноимпульсном лазерном воздействии

В.И.Емельянов, А.Байдуллаева, А.И.Власенко, П.Е.Мозоль

*Построена плазменно-деформационная теория образования ансамбля нанокластеров на поверхности полупроводника CdTe под действием одиночного наносекундного лазерного импульса, хорошо описывающая данные эксперимента.*

**Ключевые слова:** поверхность полупроводника, лазерное излучение, самоорганизация электрон-дырочной плазмы, образование ансамбля нанокластеров.

## 1. Введение

Формирование наноразмерных структур на поверхности кристаллов при лазерном облучении является актуальной проблемой в физике и технике полупроводников. В работе [1] обнаружен эффект образования ансамбля нанокластеров на поверхности полупроводника CdTe под действием одиночного наносекундного импульса рубинового лазера и установлена зависимость продольного размера нанокластеров от интенсивности излучения  $I$ , имеющая выраженный максимум (рис.1). В письме [2] был предложен плазменно-деформационный (ПД) механизм образования ансамбля нанокластеров на поверхности кристаллов CdTe при таком воздействии. В настоящей работе развита ПД теория лазерно-индуцированного образования ансамбля нанокластеров на поверхности CdTe, позволяющая последовательно описать этот эффект.

Для построения теории ключевую роль играет вопрос о плавлении CdTe (температура плавления 1365 К [3]) в условиях экспериментов [1]. В литературе приводятся различные данные по пороговой плотности энергии плавления CdTe под действием наносекундного импульса излучения рубинового лазера (длина волны 0.69 мкм, длина поглощения  $\alpha^{-1} = 10^{-5}$  см, длительность импульса  $\sim 10 - 20$  нс). Авторы работы [4], интерпретируя полученные экспериментальные данные (рост коэффициента отражения и пороговое падение интенсивности излучения второй гармоники с увеличением интенсивности воздействующего излучения), приводят пороговое значение 40 мДж/см<sup>2</sup>. В работе [5] рассмотрена задача об импульсном лазерном плавлении CdTe с учетом поверхностного испарения атомов и показано, что благодаря этому эффекту максимум температуры достигается на некотором расстоянии от поверхности (на глубине  $\sim 20$  нм). При этом формируются два фронта плавления: один

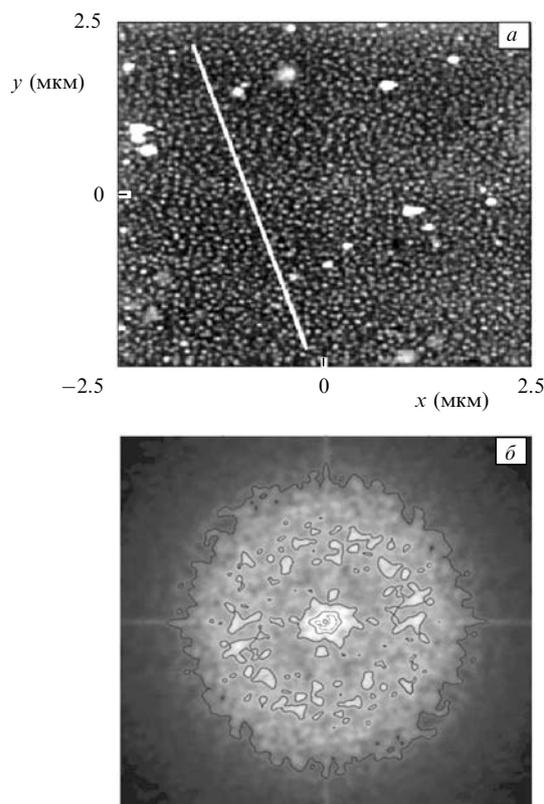


Рис.1. АСМ-изображение поверхности CdTe после облучения одиночным импульсом излучения лазера с  $I = 12$  МВт/см<sup>2</sup> (а) и соответствующий ему фурье-спектр (б).

– движущийся к поверхности, другой – в глубь среды. Порог плавления CdTe (длительность импульса 20 нс) по расчетам [5] составляет 60 мДж/см<sup>2</sup>. Поскольку скорость испарения Cd намного превышает скорость испарения Te, на поверхности кристалла должен образовываться слой, обогащенный Te. Этот слой частично экранирует прохождение в CdTe возбуждающего излучения, с чем можно связать пороговое падение эффективности генерации излучения второй гармоники при плотности энергии 40 мДж/см<sup>2</sup>, наблюдавшееся в [4]. Отметим, что при облучении CdTe излучением КгF-лазера (длительность импульса 15 нс) образование пленки Te на поверхности

**В.И.Емельянов.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: emel@em.msk.ru

**А.Байдуллаева, А.И.Власенко, П.Е.Мозоль.** Институт физики полупроводников имени В.Е.Лашкарева НАНУ, Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 45; e-mail: baidulla@yahoo.com

Поступила в редакцию 31 мая 2007 г.

кристалла наблюдалось при превышении плотностью энергии возбуждающего импульса именно этого значения [6].

Еще более высокие плотности энергии плавления поверхности CdTe предсказываются в работе [7], где проведены численные расчеты его нагрева под действием импульса излучения рубинового лазера длительностью 25 нс. Из этих расчетов следует, что при плотности энергии в импульсе  $0.36 \text{ Дж/см}^2$  (предельное значение, использованное в [1]) толщина расплавленного слоя  $l_{\text{liq}}$  составляет всего  $\sim 20 \text{ нм}$ . При этом в расчетах не учитываются потери на испарение Cd, что должно привести к еще большему уменьшению ожидаемого значения  $l_{\text{liq}}$ . Важно отметить, что и в расплавленном состоянии CdTe остается полупроводником.

Принимая во внимание проведенное выше обсуждение, мы предлагаем следующий механизм образования ансамбля нанокластеров на поверхности CdTe под действием одиночного лазерного импульса. Импульс излучения с плотностью энергии, близкой к порогу плавления, создает приповерхностную электрон-дырочную плазму. При превышении интенсивностью импульса критического значения  $I_c$  нарастающая со временем концентрация электрон-дырочной плазмы на поверхности кристалла еще до окончания импульса (и до начала плавления) превышает критическую концентрацию, необходимую для начала развития ПД неустойчивости (см. ниже). Вследствие быстрого развития последней еще до начала плавления (в твердой фазе) формируются поверхностные плазменные решетки. В местах скопления плазмы ширина запрещенной зоны в CdTe уменьшается и соответственно увеличивается коэффициент поглощения. После плавления эта ситуация сохраняется в течение действия импульса, поскольку CdTe в расплавленном состоянии остается полупроводником. Рекомбинационно-стимулированный вынос вещества из мест скопления плазмы формирует решетку рельефа поверхности в течение длительности импульса. После окончания импульса происходит быстрое застывание расплава, что приводит к необратимому образованию решетки рельефа.

Генерация электрон-дырочной плазмы и нагрев стимулируют переход Cd в междоузельные позиции, его диффузию к поверхности (см. Приложение) и испарение (рекомбинационно-стимулированные процессы). Благодаря этому при превышении плотностью энергии импульса  $W$  критического значения  $W_{\text{Te}}$  на поверхности CdTe начинает образовываться пленка Te, сильно поглощающая излучение, вследствие чего концентрация плазмы уменьшается. В настоящей работе показано, что учет этого фактора в теории ПД неустойчивости поверхностного нанорельефа позволяет количественно описать экспериментальную зависимость продольного размера нанокластера от интенсивности излучения  $I$ . При этом теория строится с использованием модели дефектно-деформационной неустойчивости поверхностного слоя (пленки с дефектами), в которой параметром, определяющим характерный масштаб модуляции рельефа, является толщина плазменно-обогащенного слоя  $h$  [8] (см. также обзор [9]). Роль точечных дефектов играют электрон-дырочные пары, а продольный размер нанокластера пропорционален толщине плазменно-обогащенного слоя, подверженного ПД неустойчивости. Хотя эта толщина пропорциональна длине оптического поглощения, она оказывается существенно меньше последней.

## 2. Экспериментальные данные

В работе [1] поверхность кристаллического полупроводника p-CdTe с ориентацией (111) облучалась при комнатной температуре одиночным импульсом излучения многомодового рубинового лазера с длительностью импульса  $\tau_p = 2 \times 10^{-8} \text{ с}$  и интенсивностью  $I = 4 - 18 \text{ МВт} \times \text{см}^{-2}$ . Было установлено, что при интенсивности  $I > I_1 = 4 \text{ МВт/см}^2$  формируется двумерная структура нанорельефа поверхности. Характерное изображение поверхности после облучения, полученное с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), и фурье-спектр этого изображения показаны на рис.1. Продольный размер нанокластеров (период структуры рельефа) сначала растет, а затем уменьшается с увеличением  $I$  (рис.2).

Покажем, что эти экспериментальные данные могут быть качественно и количественно описаны в рамках ПД модели.

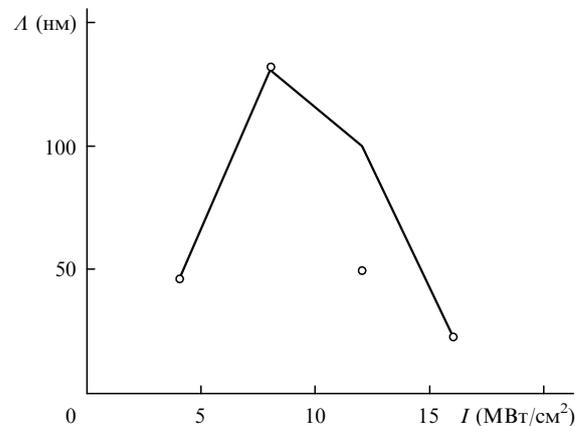


Рис.2. Зависимость продольного размера нанокластера  $L$  от интенсивности излучения  $I$ . Точки – экспериментальные данные [1], сплошная линия – расчет по формуле (29).

## 3. Образование плазменно-обогащенного слоя и пленки Te на поверхности CdTe при лазерном облучении

Пусть поверхность  $z = 0$  полупроводника облучается лазерным импульсом длительностью  $\tau_p$ , а ось  $z$  направлена в глубь кристалла. Поскольку радиус пучка лазерного излучения на поверхности кристалла много больше длины поглощения, возможно рассмотрение одномерной (по оси  $z$ ) задачи. Поглощение излучения в прямозонном полупроводнике CdTe создает в приповерхностном слое электрон-дырочную плазму, изменение концентрации  $n_e$  которой подчиняется одномерному уравнению диффузии

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{n_e}{\tau_e} = D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} + \frac{(1-R)\alpha I_0}{\hbar\omega} \exp(-\alpha z), \quad (1)$$

где  $\tau_e$  – время жизни носителей заряда;  $D_e$  – коэффициент диффузии;  $\alpha$  – коэффициент оптического поглощения;  $R$  – коэффициент отражения;  $\omega$  – частота излучения;  $I_0$  – интенсивность излучения на поверхности  $z = 0$  полупроводника. Отметим, что при лазерном межзонном возбуждении полупроводника концентрации дырок и электронов равны. Предполагая, что  $\tau_p > \tau_e$ , будем рассмат-

ривать далее стационарный случай ( $\partial n_e / \partial t = 0$ ). При условии, что для длины  $l_e$  диффузии носителей выполняется соотношение  $l_e = (D_e \tau_e)^{1/2} \ll \alpha^{-1}$ , пренебрежем диффузией носителей из слоя толщиной  $\alpha^{-1}$  в глубь среды (это предположение оправдывается численными оценками в разд.5). Тогда распределение концентрации плазмы по глубине задается выражением

$$n_e(z) = N_e \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

имеющим максимум

$$N_e = \tau_e \frac{(1-R)\alpha I_0}{\hbar \omega} \equiv B I_0 \quad (3)$$

на поверхности (плоскость  $z = 0$ ). В этой плоскости концентрация  $n_e$  распределена первоначально однородно.

Учтем теперь в нашей модели, что в интересующей нас области интенсивностей  $I > I_1 = 4$  МВт/см<sup>2</sup> на поверхности появляется пленка Те толщиной  $h_{Te}$  ( $\sim 10^{-7}$  см). Это обусловлено преимущественным удалением из приповерхностных слоев кристалла более летучих и подвижных атомов Cd [1, 6]. Мы предполагаем, что в процессе диффузии к поверхности элементарный скачок атома Cd через потенциальный барьер происходит за счет энергии, высвобождаемой при рекомбинации электрон-дырочной пары (оже-рекомбинации с участием атома Cd). В Приложении показано, что в рамках этого предположения толщина  $h_{Te}$  определяется длиной рекомбинационно-стимулированной диффузии атомов Cd из плазменно-обогащенного приповерхностного слоя за время  $\tau_p$ , при этом

$$h_{Te} = A N_e, \quad (4)$$

где  $A = (\Gamma \gamma_k \tau_k a^2 \tau_p)^{1/2}$  (см. вывод формулы (П6) в Приложении);  $\Gamma$  – константа скорости захвата электрона локализованной дыркой;  $\gamma_k$  – константа скорости локализации свободной дырки вблизи междоузлия;  $\tau_k$  – время жизни локализованной дырки;  $a$  – постоянная решетки. При этом концентрацию плазмы  $N_e$  на поверхности CdTe можно считать заданной формулой (3), где под  $I_0$  надо понимать интенсивность прошедшего сквозь пленку Те излучения на поверхности CdTe:  $I_0 = I \exp(-\beta h_{Te})$ . Здесь  $\beta$  – коэффициент поглощения в пленке Те;  $I$  – интенсивность падающего лазерного излучения. Подставив это выражение в формулу (3), получим уравнение

$$N_e = B I \exp(-\beta A N_e), \quad (5)$$

определяющее  $N_e$  как функцию  $I$ .

Определим толщину  $h$  приповерхностного плазменно-обогащенного слоя, подверженного ПД неустойчивости, из условия  $n_e(h) = N_{ec}$ , где  $N_{ec}$  – критическая концентрация, при которой возникает поверхностная ПД неустойчивость (см. ниже). Тогда с помощью выражения (2), где  $N_e$  задано формулой (5), получим

$$h = \alpha^{-1} \left( \ln \frac{B I}{N_{ec}} - \beta A N_e \right).$$

Используя далее решение  $N_e \approx \beta I$  уравнения (5) в нулевом по параметру  $\beta h_{Te}$  ( $\beta h_{Te} < 1$ ) приближении, найдем окончательное выражение для  $h$  в виде

$$h = \alpha^{-1} \left( \ln \frac{B I}{N_{ec}} - \beta A B I \right). \quad (6)$$

Поскольку возбужденные электрон-дырочные пары имеют деформационный потенциал  $\theta_e$ , то в плазменно-обогащенном слое постоянная решетки меняется. Поэтому этот слой можно рассматривать как приповерхностную пленку толщиной  $h$  с упругими свойствами, отличными от свойств подложки – расположенной ниже части кристалла. Толщиной пленки Те при этом можно пренебречь ( $h_{Te} \ll h$ ).

#### 4. Неустойчивость однородного вдоль поверхности распределения плазмы и образование квазипериодических плазменно-деформационных решеток

Рассмотрим одномерную вдоль поверхности задачу, когда можно считать, что  $n_e = n_e(x, z, t)$ . Для расчета симметрии, периода и времени образования ПД структуры достаточно ограничиться анализом лишь начального (линейного) этапа развития ПД неустойчивости. Поэтому представим концентрацию плазмы в виде  $n_e = n_{e0}(z, t) + n_{e1}(x, z, t)$ , где  $n_{e0}(z, t)$  и  $n_{e1}(x, z, t)$  – пространственно-однородная и неоднородная по  $x$  составляющие  $n_e$  соответственно. Учитывая на малых временах развития поверхности ПД неустойчивости перераспределение плазмы лишь вдоль поверхности, запишем для пространственно-однородной по  $x$  составляющей  $n_e$  соотношение

$$n_{e0}(x, z, t) \equiv N_{e0}(x, t) \exp(-\alpha z), \quad (7)$$

где  $N_{e0}(x, t)$  – концентрация плазмы на поверхности.

Уравнение продольной диффузии для  $n_e = n_{e0}(x, z, t)$  имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} - \frac{n_e}{\tau_e} - \frac{D_e n_e \theta_e}{k_B T} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div} \mathbf{u}, \quad (8)$$

где  $T$  – температура;  $k_B$  – постоянная Больцмана. Последний член в (8) описывает деформационно-индуцированный дрейф плазмы вдоль поверхности. При изгибной деформации пленки

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = v \left( \frac{h}{2} - z \right) \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}, \quad (9)$$

где  $\zeta = \zeta(x)$  – смещение вдоль оси  $z$  точек плоскости с исходной координатой  $z = h/2$ ;  $v = (1 - 2\sigma)(1 - \sigma)$ ;  $\sigma$  – коэффициент Пуассона.

Уравнение для  $\zeta$  запишем с учетом того, что со стороны плазменной подсистемы на пленку действует изгибающая ее сила [9]:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{c^2 h^2}{12} \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} - \frac{\sigma_{\parallel}}{\rho} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = \frac{\theta_e}{\rho h} \int_0^h \frac{\partial n_e}{\partial z} dz, \quad (10)$$

где  $c^2 = E/(1 - \sigma^2)\rho$  – изгибная жесткость пленки;  $E$  – модуль Юнга;  $\rho$  – плотность среды. При записи (10) предполагалось, что растягивающее пленку продольное напряжение  $\sigma_{\parallel}$ , возникающее благодаря лазерно-индуцированной генерации дефектов в поверхностном слое [4], положительно и изотропно, так что ось  $x$  – произвольное направление на поверхности.

Уравнения (8)–(10) формируют замкнутую систему, описывающую образование ПД решетки в модели «дефектная пленка на подложке».

Предполагая, что деформация адиабатически отслеживает дефектную подсистему ( $\partial^2 \zeta / \partial t^2 = 0$ ), из (10) после интегрирования получаем

$$\frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} - \frac{1}{l_{\parallel}^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = -\frac{A_1}{2} [n_{e1}(z=0) - n_{e1}(z=h)], \quad (11)$$

где  $A_1 = 2\theta_e / (hl_0^2 \rho c^2)$ , а характерный масштабный параметр дефектно-деформационной решетки  $l_{\parallel}$  определяется выражением

$$l_{\parallel} = h \left( \frac{\rho c^2}{12\sigma_{\parallel}} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Линеаризуя (8), с учетом соотношения (7) получаем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e1}(x, z, t)}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2}{\partial x^2} n_{e1} - \frac{n_{e1}}{\tau_e} \\ - D_e B_1 N_{e0} \frac{2}{h} \left( \frac{h}{2} - z \right) \exp(-\alpha z) \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $B_1 = v\theta_e h / (2k_B T)$ . Уравнение (13) описывает перераспределение плазмы по  $x$  на глубине  $z$  под действием самоогласованного поля деформации.

Решение (13) ищем в виде

$$n_{e1}(x, z, t) = \frac{2}{h} \left( \frac{h}{2} - z \right) \exp(-\alpha z) N_{e1}(x, y, t). \quad (14)$$

В рассматриваемом случае выполнено условие  $\alpha h \ll 1$  (см. ниже), поэтому выражение (14) упрощается:

$$n_{e1}(x, y, z, t) = \frac{2}{h} \left( \frac{h}{2} - z \right) N_{e1}(x, y, t). \quad (15)$$

Отсюда следует, что

$$n_{e1}(z=0) = -n_{e1}(z=h) = N_{e1}. \quad (16)$$

Тогда уравнение (11) записывается в виде

$$\frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} - \frac{1}{l_{\parallel}^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = -A_1 N_{e1}, \quad (17)$$

а уравнение (13) после подстановки в него выражения (15) сводится к уравнению

$$\frac{\partial N_{e1}}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 N_{e1}}{\partial x^2} - \frac{N_{e1}}{\tau_e} - D_e B_1 N_{e0} \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4}. \quad (18)$$

Уравнения (17) и (18) образуют замкнутую систему.

Представим  $N_{e1}$  и  $\zeta$  в виде суммы пространственных гармоник с векторами ПД решетки  $\mathbf{q}$ , инкрементами нарастания  $\lambda_q$  и амплитудами  $N_q$  и  $\zeta_q$  соответственно:

$$N_{e1} = \sum_q N_q \exp(\lambda_q t + i\mathbf{q}x) + \text{компл. сопр.}, \quad (19)$$

$$\zeta = \sum_q \zeta_q \exp(\lambda_q t + i\mathbf{q}x) + \text{компл. сопр.} \quad (20)$$

Подставляя (19) и (20) в уравнения (17) и (18), получаем, что при условии  $\lambda_q^2 \ll q^4 c^4 h^4 / 12$  дисперсионное соотношение для инкремента  $\lambda_q$  имеет вид

$$\lambda_q = D_e Q_e^2 \frac{l_{\parallel}^2 q^2}{1 + l_{\parallel}^2 q^2} - D_e q^2 - \tau_e^{-1}, \quad (21)$$

где

$$Q_e^2 = \frac{1}{h^2} \frac{12v\theta_e^2 N_{e0}}{\rho c^2 k_B T} \quad (22)$$

– параметр, управляющий ПД неустойчивостью (параметр плазменной накачки).

Из (21) следует, что зависимость  $\lambda_q = \lambda(q)$  имеет максимум  $\lambda_q = \lambda_m$  при  $q = q_m$ :

$$\lambda_m = \frac{D_e}{l_{\parallel}^2} (Q_e l_{\parallel} - 1)^2 - \frac{1}{\tau_e}, \quad q_m = \frac{1}{l_{\parallel}} (Q_e l_{\parallel} - 1)^{1/2}. \quad (23)$$

Из (23) видно, что для выполнения условия  $\lambda_m > 0$  параметр накачки должен превышать критическое значение  $Q_{ec}$ :

$$Q_e > Q_{ec} = \frac{1}{l_{\parallel}} \left[ 1 + \frac{l_{\parallel}}{(D_e \tau_e)^{1/2}} \right]. \quad (24)$$

В то же время  $q_m$  становится вещественным при  $Q_e < 1/l_{\parallel}$ . Таким образом, если  $Q_e > Q_{ec}$  (т.е. если концентрация плазмы превышает критическую концентрацию  $N_{ec}$ ) фурье-амплитуды связанных решеток изгибающей деформации (20) и концентрации плазмы (19) начинают экспоненциально расти со временем, причем фурье-гармоника с  $q = q_m$  имеет максимальный инкремент  $\lambda_q = \lambda_m$  и доминирует в спектре возбуждения. В последующем ограничимся рассмотрением решетки с  $\lambda_q = \lambda_m$  и  $q = q_m$ .

Найдем критическую концентрацию плазмы из условия  $Q_e \geq Q_{ec}$ . Из (22) и (24) имеем

$$N_{ec} = \frac{\sigma_{\parallel} k_B T}{\theta_e^2 v} \left[ 1 + \frac{l_{\parallel}}{(D_e \tau_e)^{1/2}} \right]^2. \quad (25)$$

Второй член в скобках в (25) становится меньше первого, когда  $h \leq [12\sigma_{\parallel} / (\rho c^2)]^{1/2} (D_e \tau_e)^{1/2}$ . При  $\sigma_{\parallel} \approx 10^9$  дин/см<sup>2</sup>,  $\rho c^2 \approx 10^{10}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $D_e \approx 1$  см<sup>2</sup>/с,  $\tau_e = 10^{-10}$  с,  $v \approx 1$  получаем, что эта ситуация имеет место при  $h \approx 10^{-5}$  см. Поскольку нас интересует  $h \leq \alpha^{-1} = 10^{-5}$  см, то в (25) можно пренебречь вторым членом в скобках. Тогда выражение для  $N_{ec}$  приводится к следующему виду:

$$N_{ec} = \frac{\sigma_{\parallel} k_B T}{\theta_e^2 v}. \quad (26)$$

Оценка по этой формуле при приведенных выше значениях параметров и  $T = 1000$  К дает критическую концентрацию плазмы  $N_{ec} = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Используя (26), выражение для  $q_m$  (23) можно преобразовать к виду

$$q_m = \frac{1}{l_{||}} \left[ \left( \frac{N_e}{N_{ec}} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2} = \frac{1}{\hbar} \left( \frac{12\sigma_{||}}{\rho c^2} \right)^{1/2} \times \left[ \left( \frac{N_e}{N_{ec}} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}. \quad (27)$$

При  $N_e = 10^2 N_{ec} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$  получаем  $q_m \approx 3/\hbar$ . Таким образом, при достаточно большом превышении концентрации  $N_e$  критической концентрации плазмы величина  $q_m$  начинает превышать максимально возможное значение  $q_c = \pi/\hbar$ :  $q_m > q_c$ . Это означает, что при  $N_e > 10^2 N_{ec}$  максимум инкремента достигается при  $q = q_c$  и его положение перестает зависеть от  $N_e$ . Следовательно, при  $N_e > 10^2 N_{ec}$  период доминирующей ПД решетки  $L$  не зависит от  $N_e$ :

$$L = \frac{2\pi}{q_c} = 2h, \quad (28)$$

где толщина  $h$  задается формулой (6).

Как было показано выше, в напряженной пленке с электрон-дырочными парами при превышении их концентрации критического значения ( $N_e > N_{ec} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) развивается ПД неустойчивость с нарастанием амплитуды решетки модуляции рельефа поверхности вдоль оси  $x$ :  $\zeta(x) = \zeta_q \cos(q_m x) \exp(\lambda_m t)$ . Одновременно возникают такие же ПД решетки и с векторами  $q_m$ , направления которых распределены равномерно на плоскости  $xy$ . Период  $L = 2\pi/q_m$  этих доминирующих (с максимальным инкрементом  $\lambda_m$ ) ПД решеток пропорционален толщине пленки  $h$  и при достаточно большой концентрации плазмы равен  $\sim 2h$ . Кроме доминирующих ПД решеток с векторами  $q_m$ , случайно распределенными на плоскости  $xy$ , развивается континуум ПД решеток с векторами, модули которых также случайно распределены на плоскости  $xy$  в области вблизи  $q_m$ , где  $\lambda_q > 0$ . Суперпозиция этих решеток приводит к образованию затравочной поверхностной ПД структуры – двумерной хаотической модуляции рельефа поверхности с характерным продольным масштабом  $2h$ .

Расчет амплитуды записанной таким образом результирующей решетки (высоты нанокластера) представляет отдельную задачу и в данной работе не рассматривается.

## 5. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

Из рис.2 видно, что теоретическая зависимость продольного размера нанокластера  $L$  от интенсивности лазерного излучения  $I$

$$L = 2h = 2\alpha^{-1} \left( \ln \frac{I}{I_c} - C \frac{I}{I_c} \right) \quad (29)$$

(где  $h$  задается формулой (6),  $C = \beta A N_{ec}$ ,  $I_c = N_{ec}/B$ ) качественно описывает экспериментальную зависимость [1].

Покажем, что использовавшиеся при построении зависимости на рис.2 значения параметров  $C = 0.265$  и  $I_c = 2.2 \text{ МВт/см}^2$  соответствуют рассчитанным по теоретическим формулам  $C = \beta A N_{ec}$  и  $I_c = N_{ec}/B$  при физически разумных значениях входящих в них величин. При коэффициенте оптического поглощения в пленке теллура  $\beta = 10^6 \text{ см}^{-1}$ ,  $N_{ec} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $A \sim 10^{-25} \text{ см}^{-4}$  (см. Приложение) имеем  $C \sim 0.1$ . Для параметра  $B = \tau_c(1-R)\alpha/(\hbar\omega)$

при  $R = 0.21$  [3],  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\hbar\omega = 1 \text{ эВ}$ ,  $\tau_c = 10^{-10} \text{ с}$  получаем  $B \sim 10^6 \text{ с} \cdot \text{эрг}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $I_c \sim 1 \text{ МВт/см}^2$ .

Время образования ПД решетки  $(D_e q_m^2)^{-1} = A^2 \times (4\pi^2 D_e)^{-1} \sim 2 \text{ пс}$  значительно меньше длительности лазерного импульса  $\tau_p$  (при коэффициенте диффузии носителей  $D_e = 1 \text{ см}^2/\text{с}$ ). Длина диффузии носителей  $l_e$  за время  $\tau_c = 10^{-10} \text{ с}$  составляет  $\sim 10^{-5} \text{ см}$ , т.е. оказывается порядка длины поглощения  $\alpha^{-1}$ .

Фурье-спектр АСМ-изображения поверхности после облучения (рис.1,б) состоит из кольца конечной толщины с несколькими парами локальных максимумов на нем. Кольцо соответствует формированию набора ПД решеток с векторами, модули которых лежат в некоторой области вблизи  $q_m$ , где  $\lambda_q > 0$ . Наличие максимумов на кольце говорит о начале нелинейной угловой самоорганизации ПД решеток, т.е. о тенденции к образованию гексагональной структуры. Отметим, что аналогичная угловая самоорганизация наблюдается также при лазерно-индуцированном образовании поверхностной шероховатости микронного размера [10] и травлении гексагональных ансамблей пор [11, 12].

Таким образом, ПД теория оказывается в состоянии описать наблюдаемое в эксперименте образование ансамбля нанокластеров на поверхности кристаллов CdTe при одноимпульсном лазерном воздействии.

## Приложение. Длина рекомбинационно-стимулированной диффузии атомов Cd и толщина пленки Te, образующейся при лазерном воздействии на CdTe

При облучении CdTe создается приповерхностный слой с повышенной температурой, обогащенный носителями заряда. Мы будем предполагать, что благодаря тепловым флуктуациям часть атомов Cd в этом слое переходит в междоузельные позиции.

Электрон-дырочная пара может локализоваться вблизи такого междоузельного атома. Сначала локализуется дырка (эффективная масса которой больше), а затем дырка своим кулоновским полем локализует электрон. Последующая рекомбинация локализованной электрон-дырочной пары сопровождается локальным выделением энергии, которая передается междоузельному атому Cd. Этот атом может совершить скачок через атомный потенциальный барьер. Такие элементарные акты перехода через атомный барьер приводят к диффузии междоузельного атома Cd.

Определим коэффициент рекомбинационно-стимулированной диффузии междоузлий Cd по формуле  $D = a^2/\tau$ , где  $a$  – длина элементарного скачка (размер кристаллической ячейки), а  $\tau$  – время, за которое происходит скачок. Это время складывается из времени локализации дырки вблизи дефекта  $\tau_h$  ( $\sim 10^{-11} \text{ с}$ ), времени захвата дыркой электрона  $\tau_1$  ( $\sim 10^{-11} \text{ с}$ ), времени рекомбинации локализованной электрон-дырочной пары  $\tau_{rec}$  ( $\sim 10^{-12} \text{ с}$ ) и времени  $\tau_0$  ( $\sim 10^{-13} \text{ с}$ ) скачка через потенциальный барьер на расстояние  $a$ . Поскольку  $\tau_0, \tau_{rec} \ll \tau_{eh} \equiv \tau_h + \tau_1$ , то можно считать, что время элементарного скачка  $\tau = \tau_{eh}$ . В дальнейшем для простоты будем предполагать, что  $\tau_1 > \tau_h$  (см. оценку ниже), и, следовательно, время элементарного скачка  $\tau = \tau_1$ .

Чтобы найти  $\tau_1$ , запишем выражение для скорости локализации электронов на локализованных дырках, имеющих концентрацию  $n_k$ :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\Gamma n_k n_e, \quad (\text{П1})$$

где  $\Gamma = \sigma_e v_e = 4 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$  – константа скорости захвата электрона локализованной дыркой;  $\sigma_e = 4 \times 10^{-17} \text{ см}^2$  – сечение захвата электрона;  $v_e$  – скорость электрона;  $n_e$  – концентрация свободных электронов. При этом время захвата дыркой электрона  $\tau_1 = (\Gamma n_k)^{-1}$ . Уравнение для  $n_k$  имеет вид

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \gamma_k n_h n_i - \frac{n_k}{\tau_k}, \quad (\text{П2})$$

где  $\gamma_k$  – константа скорости локализации свободной дырки вблизи междоузлия;  $n_h$  и  $n_i$  – концентрации свободных дырок и междоузельных атомов соответственно. При этом время локализации дырки  $\tau_h = (\gamma_k n_i)^{-1} \sim 10^{-11} \text{ с}$ . Отсюда при  $t > \tau_k$  для концентрации локализованных дырок получаем выражение  $n_k = \gamma_k \tau_k n_h n_i = \varepsilon n_h n_i$ , где  $\varepsilon = \gamma_k \tau_k$ . Тогда из (П1) для числа электронов, захватываемых в единицу объема в единицу времени, имеем выражение

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\Gamma \varepsilon n_i n_h n_e. \quad (\text{П3})$$

Разделив обе части (П3) на  $n_i$ , получим

$$\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\Gamma \varepsilon n_h n_e. \quad (\text{П4})$$

Правая часть (П4) соответствует числу электронов, захватываемых в единицу времени одним междоузлем. Таким образом, обратное время локализации электрона на одном междоузлии  $1/\tau_1 = \Gamma \varepsilon n_h n_e = \Gamma \varepsilon n_e^2$ . Как отмечалось ранее, при лазерном межзонном возбуждении полупроводника концентрации дырок и электронов равны. Тогда коэффициент рекомбинационно-стимулированной диффузии междоузлий кадмия  $D = \Gamma \gamma_k \tau_k a^2 n_e^2$ . За время, равное длительности импульса  $\tau_p$ , длина  $h_{\text{Te}}$  ре-

комбинационно-стимулированной диффузии Cd вдоль оси  $z$  оказывается пропорциональной концентрации плазмы:

$$h_{\text{Te}} = (D \tau_p)^{1/2} \equiv A n_e \approx A N_e, \quad (\text{П5})$$

где

$$A = (\Gamma \gamma_k \tau_k a^2 \tau_p)^{1/2} = \left( \frac{\Gamma a^2 \tau_p n_k}{n_h n_i} \right)^{1/2}. \quad (\text{П6})$$

За время  $\tau_p$  междоузельные атомы Cd благодаря рекомбинационно-стимулированной диффузии покидают объем CdTe с глубины, определенной длиной диффузии  $h_{\text{Te}}$  (П5). В результате на поверхности CdTe образуется слой, обогащенный атомами Te (пленка Te), толщиной  $h_{\text{Te}}$ . Формула (П5) используется в разд.3. Оценим константу  $A$ . При  $\Gamma = 4 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $a = 5 \times 10^{-8} \text{ см}$ ,  $n_k/n_h \sim 10^{-1}$ ,  $\tau_p = 20 \text{ нс}$ ,  $n_i = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  из (П6) получаем  $A = 10^{-25} \text{ см}^4$ . Это значение используется для численных оценок в разд.5.

1. Байдуллаева А., Власенко А.И., Кузан Л.Ф., Литвин О.С., Мозоль П.Е. *ФТП*, **39**, 1064 (2005).
2. Емельянов В.И., Байдуллаева А., Власенко А.И., Кузан Л.Ф., Литвин О.С., Мозоль П.Е. *Письма в ЖТФ*, **32** (16), 90 (2006).
3. Zanio K., in *Semiconductors and Semimetals*. Ed. by R.K. Willardson, A.C. Beers (New York: Acad. Press, 1977, vol. 13, p. 4).
4. Golovan L.A., Markov B.A., Kashkarov P.K., Timoshenko V.Yu. *Solid State Commun.*, **108**, 707 (1998); *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2801**, 254 (1995).
5. Ковалев А.А., Ржавый С.П., Зыков Г.Л. *ФТП*, **39**, 1345 (2005).
6. Brewer D., Zinck J.J., Olson G.L. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2526 (1990).
7. Bell R.O. *Appl. Phys.*, **19**, 313 (1979).
8. Emel'yanov V.I. *Proc. Int. Symp. on Selected Topics in Statistical Mechanics* (Dubna, USSR, Joint Inst. for Nuclear Research, D17-88-95, 1988, p. 119).
9. Emel'yanov V.I. *Laser Phys.*, **2**, 389 (1992).
10. Емельянов В.И., Каримов К.М. *Письма в ЖТФ*, **31** (6), 84 (2005).
11. Емельянов В.И., Игумнов В.В., Старков В.В. *Письма в ЖТФ*, **30** (10), 83 (2004).
12. Емельянов В.И., Старков В.В. *Поверхность*, № 6, 116 (2006).