

06;07

## Плазменно-деформационный механизм образования ансамбля нанокластеров на поверхности кристаллов CdTe при одноимпульсном лазерном воздействии

© В.И. Емельянов, А. Байдуллаева, А.И. Власенко,  
Л.Ф. Кузан, О.С. Литвин, П.Е. Мозоль

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: emel@em.msk.ru

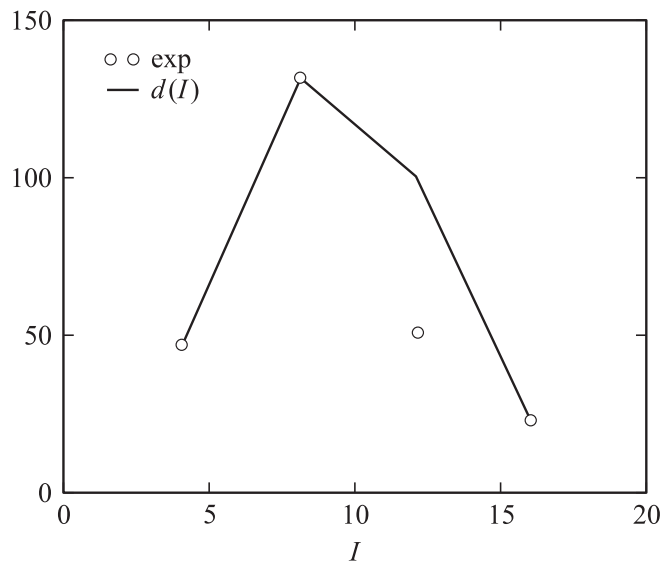
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,  
Киев

E-mail: <baidulla@yahoo.com>

Предложен плазменно-деформационный (ПД) механизм образования ансамбля нанокластеров на поверхности кристалла CdTe при облучении его наносекундным импульсом рубинового лазера. Получена экстремальная зависимость размера нанокластеров от интенсивности излучения, соответствующая эксперименту.

PACS: 81.07.-b, 79.20.Ds

**Введение.** Формирование наноразмерных структур на поверхности кристаллов при лазерном облучении является актуальной проблемой в физике и технике полупроводников. В работе [1] зарегистрирован эффект образования ансамбля нанокластеров на поверхности CdTe под действием наносекундного импульса рубинового лазера и установлена экстремальная зависимость латерального размера нанокластеров от интенсивности излучения  $I$ . В данной работе изложены результаты развитой нами плазменно-деформационной (ПД) модели образования ансамбля кластеров в CdTe, основанной на представлении о генерации в процессе лазерного облучения полупроводника электрон-дырочной плазмы и ее самоорганизации с образованием локальных скоплений плазмы в экстремумах самосогласованного рельефа поверхности.

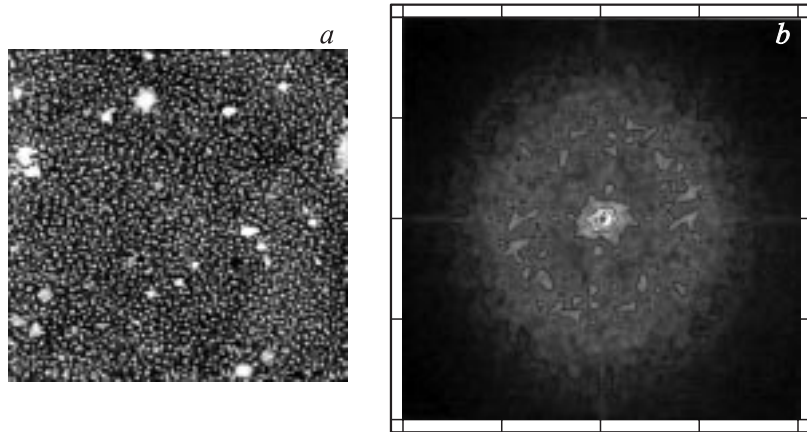


**Рис. 1.** Зависимость латерального размера нанокластера  $d(I)$ , nm от интенсивности лазерного излучения  $I$ ,  $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Кружки — экспериментальные данные из [1]. Кривая построена по формуле ПД-модели:  $d(I) = 2h = 2\alpha^{-1} (\ln(I/I_c) - C(I/I_c))$ , где  $I_c = n_c/B = 2.2$ ,  $C = \beta An_c = 0.265$ .

Показано, что ПД-модель описывает экспериментальную зависимость латерального размера кластера от  $I$ , полученную в [1].

**Экспериментальные результаты.** В работе [1] поверхность (111) кристалла  $p$ -CdTe облучалась при комнатной температуре одним импульсом излучения многомодового рубинового лазера, с длительностью импульса  $\tau_p = 2 \cdot 10^{-8}$  s, с интенсивностью ниже порога плавления. При интенсивности  $I > I_1 = 4 \text{ MW/cm}^2$  формируется двумерная структура рельефа, латеральный размер которой сначала растет, а затем падает с ростом  $I$  (рис. 1). Характерный вид АСМ-изображения поверхности после облучения и их Фурье-преобразование показаны на рис. 2.

**ПД механизм.** Учтем, что при  $I > I_1 = 4 \text{ MW/cm}^2$  на поверхности появляется пленка Te толщиной  $H (\sim 10^{-7} \text{ cm})$ , что с удалением из приповерхностных слоев кристалла более летучих атомов Cd [1]. Мы будем предполагать, что связанный с этим отвод тепла препятствует началу



**Рис. 2.** АСМ-изображение поверхности CdTe после облучения импульсом с  $I = 12 \text{ MW/cm}^2$  (a) и соответствующий Фурье-спектр (b).

плавления поверхности, так что процесс образования нанорельефа при одноимпульсном облучении происходит в твердой фазе.

Направим ось  $z$  с поверхности в глубь среды, а начало отсчета  $z = 0$  сместим с поверхности вниз на величину  $H$ . Тогда интенсивность прошедшего сквозь пленку Te излучения на поверхности CdTe ( $z = 0$ ) равна  $I_0 = I \exp(-\beta H)$ , где  $\beta$  — коэффициент поглощения в пленке Te,  $I_0$  — интенсивность падающего излучения. Поглощение излучения в области кристалла  $z > 0$  создает в ней электрон-дырочную (э-д) плазму, концентрация которой распределена по нормали к поверхности по закону  $n_e(z) = n_e(0) \exp(-\alpha z)$ , где  $n_e(0)$  — концентрация плазмы на поверхности CdTe ( $\alpha = 6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  при  $\lambda = 0.639 \mu\text{m}$ ). Предполагается, что благодаря эффекту самоограничения плазмы в приповерхностном слое диффузией носителей из слоя толщиной  $\alpha^{-1}$  в глубь среды можно пренебречь. Вдоль поверхности концентрация  $n_e$  распределена первоначально однородно. Предполагая, что  $H = A n_e(0)$ , где  $A$  — некоторая константа (пропорциональная длительности импульса  $\tau_p$ ), а  $n_e(0) = B I_0$ , где  $B$  — константа, имеем уравнение  $n_e(0) = B I \exp(-\beta A n_e(0))$ , определяющее  $n_e(0)$  как функцию  $I$ . Определим толщину актуального приповерхностного плазменно-обогащенного

слоя  $h$  из условия  $n_e(h) = n_c$ , где  $n_c$  — критическая концентрация, при которой возникает поверхностная ПД-неустойчивость (см. ниже). Тогда  $h = \alpha^{-1} \ln(BI/n_c) - (\beta/\alpha)An_e(0)$ . Используем здесь решение уравнения для  $n_e(0)$  в нулевом по параметру  $\beta H < 1$  приближении  $n_e(0) \approx BI$  и окончательно получим

$$h = \alpha^{-1} \ln(BI/n_c) - (\beta/\alpha)ABI. \quad (1)$$

Поскольку носители обладают деформационным потенциалом  $\theta_e$ , то они деформируют (сжимают при  $\theta_e < 0$  либо расширяют при  $\theta_e > 0$ ) плазменно-обогащенный слой. Будем рассматривать этот слой толщины  $h$  как приповерхностную „пленку“ с упругими свойствами, отличными от „подложки“, расположенной ниже частью кристалла.

Как было показано ранее (см. обзор [2]) в пленке с подвижными точечными дефектами (в данном случае э-д парами), при превышении критической их концентрации ( $n_e > n_c \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) развивается ПД-неустойчивость. При этом с инкрементом  $\lambda_q$  нарастает решетка модуляции рельефа поверхности  $\xi(\mathbf{r}) = \xi_q \cos(\mathbf{q}\mathbf{r}) \exp(\lambda_q t)$ , где  $\xi(\mathbf{r})$  — локальное смещение поверхности вдоль оси  $z$ ,  $\mathbf{q}$  — вектор решетки, лежащий в плоскости поверхности,  $\mathbf{r} = \{x, y\}$ ,  $\xi_q$  — амплитуда. Это сопровождается возникновением деформационно-индуцированных латеральных потоков, приводящих к накоплению э-д пар либо во впадинах рельефа (при  $\theta_e < 0$ ), либо в выступах рельефа (при  $\theta_e > 0$ ). Решетка модуляции рельефа с самосогласованными периодическими скоплениями э-д плазмы образует ПД-решетку с волновым вектором  $\mathbf{q}$ . Период  $d = 2\pi/q_m$  доминирующих (с максимальным инкрементом  $\lambda_{q_m}$ ) ПД-решеток пропорционален толщине пленки  $h$  и при достаточно большой концентрации плазмы равен  $d \approx 2h$  [2]. Кроме доминирующих ПД-решеток с волновыми векторами  $\mathbf{q}_m$ , случайно распределенными по направлениям, нарастает континуум ПД-решеток с волновыми векторами, также случайно распределенными по направлениям, модули которых лежат вблизи значения  $q_m$  в полосе усиления  $\lambda_q > 0$ . Суперпозиция этих решеток приводит к двумерной хаотической модуляции рельефа поверхности с характерным латеральным масштабом  $2h$ . Поскольку рекомбинация э-д пар в областях экстремумов рельефа приводит к локальной генерации дефектов, а также к локальному усилению выноса летучей компоненты, то образованная в течение лазерного импульса двумерная решетка нанокластеров сохраняется и после его окончания.

**Сравнение с экспериментом.** Из рис. 1 видно, что теоретическая зависимость латерального размера нанокластера  $d(I) = 2h$ , где  $h$  задается (1), от интенсивности лазерного излучения  $I$  описывает экстремальную экспериментальную зависимость [1]. Время образования ПД решетки с  $d = 100$  nm порядка  $(D_e q_m^2)^{-1} = 4\pi^2 / D_e d^2 \sim 2$  ps  $\ll \tau_p$  при коэффициенте диффузии носителей  $D_e \sim 1$  cm<sup>2</sup> · s<sup>-1</sup>. Фурье-спектр АСМ изображения поверхности после облучения (рис. 2, *b*) состоит из кольца конечной толщины (полосы усиления  $\lambda_q > 0$ ) с несколькими парами локальных максимумов на нем, свидетельствующими о начале нелинейной угловой самоорганизации ПД решеток, т.е. тенденции к образованию гексагональной структуры (ср. [3]).

## Список литературы

- [1] Байдуллаева А., Власенко А.И., Кузан Л.Ф. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. В. 9. С. 1064.
- [2] Емельянов В.И. // Квант. электрон. 1999. Т. 28. № 1. С. 2.
- [3] Емельянов В.И., Игумнов В.В., Старков В.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 10. С. 83.