

Ташкентский государственный
университет им. В. И. Ленина
НИИПФ
Ташкент

Поступило в Редакцию
20 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
30 марта 1989 г.

УДК 537.311.33 : 539.213

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989

Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ПОДАВЛЕНИЕ КЛАСТЕРНОГО МНОГООБРАЗИЯ В СТЕКЛООБРАЗНОМ CdGeAs₂

В. Д. Окунев, З. А. Самойленко

Стеклообразные пленки CdGeAs₂ характеризуются существенно неоднородной структурой: в среде неупорядоченно расположенных атомов присутствуют и мезоскопические образования (кластеры) с намечающимся дальним порядком [1]. Подобная ситуация, по-видимому, типична для многих аморфных веществ [2]. Конкретный тип упаковки атомных плоскостей в кластерах определяется при исследовании начальных стадий кристаллизации образцов [3, 4]. Введение примесей в состав пленок сопровождается образованием в матрице стекла примесных кластеров (одного или нескольких типов [1]). Размеры кластеров, найденные с помощью известных приближений [5], составляют 50—100 Å. Прямым доказательством существования примесных кластеров служит поведение системы в области критических концентраций примеси: при концентрациях выше критических на фоне гало, связанного с примесной квазифазой, появляются линии, свидетельствующие о начальной стадии кристаллизации образцов, когда примесные кластеры начинают превращаться в устойчивые зародыши кристаллической фазы; в то же время гало, характеризующее основное состояние вещества, сохраняется еще в широком интервале концентраций примеси после начала кристаллизации пленок [1]. Термическая устойчивость примесных квазифаз также, как правило, на 100—200° ниже по сравнению с устойчивостью основной фазы.

Очевидно, что пространственное перераспределение примеси в объеме растущей пленки с последующим формированием примесных кластеров, куда наряду с примесными атомами входят и атомы основного вещества, невозможно без диффузии примеси на расстоянии, существенно превышающие межатомные. При введении примесей с очень малыми коэффициентами диффузии следует ожидать два возможных варианта поведения системы: 1) полное разрушение кластерной структуры аморфного вещества с ростом концентрации примесных атомов и 2) переход системы с двумя или более типами кластеров в состояние с единственным типом кластеров при достаточно большой концентрации примеси.

Эксперименты по подавлению кластерного многообразия в стеклообразном CdGeAs₂ проводились при легировании аморфных пленок (методом совместного распыления мишеней [6]) молибденом, который при обычных условиях имеет пренебрежимо малые коэффициенты диффузии в известных полупроводниковых материалах [7].

На рентгенограммах нелегированных пленок выявляются два диффузных максимума — гало I и II, обусловленные когерентным рассеянием рентгеновского излучения кластерами двух типов с кристаллоподобной упаковкой атомов [1], и фон, увеличивающийся с ростом угла дифракции и возникающий за счет некогерентного рассеяния излучения межкластерной средой с неупорядоченно расположенными атомами; соотношение интегральных интенсивностей гало $I_2/I_1 \approx 0.05 \div 0.15$. Доля излучения, рас-

сеивающегося когерентно, $I_{1,ор}/I=(I_1+I_2)/I \approx 8\%$, где I — полная интегральная интенсивность рассеянного излучения. Зависимость I_2, I_1 от концентрации Mo в аморфных сплавах $(CdGeAs_2)_{100-x}Mo_x$ имеет острый максимум при $x \approx 1$, которому, как всегда [1], сопутствуют минимум плотности пленок P_x и экстремумы в зависимости средних межплоскостных расстояний в кластерах $d_1(x)$ и $d_2(x)$, рассчитанных по положениям обоих гало на дебаграммах (кривые 3, 4 на рис. 1); доля интенсивности излучения, рассеивающегося когерентно, уменьшается при этом в 3—4 раза. В соответствии с представлениями, развитыми в работе [1], это означает,

что под влиянием молибдена часть кластеров основного типа преобразуется в кластеры второго типа (возбужденное состояние), а часть разрушается, увеличивая тем самым объем неупорядоченной межкластерной среды и со-

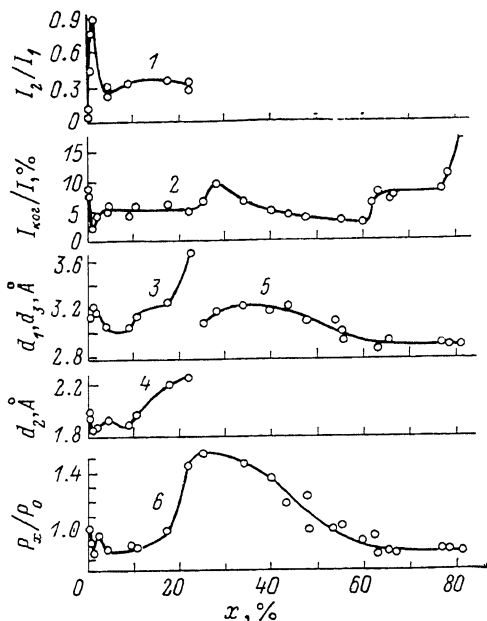


Рис. 1. Зависимость рентгеноструктурных параметров (1—5) и плотности (6) пленок $(CdGeAs_2)_{100-x}Mo_x$ от концентрации Mo.

ρ_0 — плотность нелегированных образцов $CdGeAs_2$.

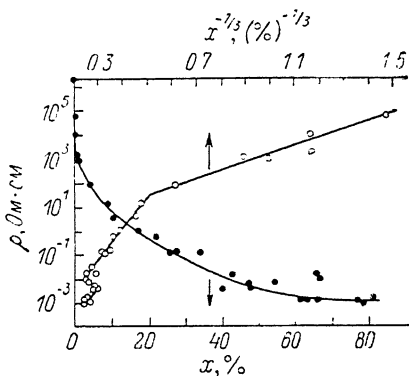


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления пленок ($T=293$ К) от концентрации Mo.

ответственно интенсивность фона на рентгенограммах. Однако полного разрушения кластерной структуры, как видно из зависимости $I_{кор}/I$ от x , не происходит; дальнейшее увеличение концентрации Mo, судя по ходу кривых 2, 6, приводит к упорядочению структуры пленок.

На зависимости плотности пленок от концентрации Mo при $x=6 \div 8$ имеется второй, более широкий, минимум, которому соответствуют минимумы $d_1(x)$ и $d_2(x)$ и точка перегиба на зависимости $\ln \rho$ от $x^{-1/3}$ (рис. 2), указывающая на изменение эффективности образования примесных состояний [1].

В окрестности $x=20 \div 22$ (7—7.5 вес. % Mo), задолго до появления металлической проводимости, заканчивается существование двух типов кластеров. Значения d_1 и d_2 возрастают при этом на 15 %. Возникающие механические напряжения, испытываемые кластерами, являются предельными, при которых еще возможно сохранение, пусть и в сильно искаженном виде, основных элементов структуры, свойственных исходному материалу. При тех же значениях x резко возрастает плотность пленок. При $x > 22$ на дебаграммах вместо двух размытых дифракционных максимумов, соответствующих двум структурным состояниям стеклообразного $CdGeAs_2$, возникает новое и теперь уже единственное гало, связанное с превращениями существовавших ранее кластеров в кластеры нового типа со средними межплоскостными расстояниями d_3 , т. е. в конечном итоге реализуется второй вариант поведения системы — концентрационный квазифазовый переход.

- [1] Окунев В. Д., Самойленко З. А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 1. С. 24—27.
 [2] Бакай А. С. Полликластерные аморфные тела. М.: Энергоатомиздат, 1987. 194 с.
 [3] Окунев В. Д., Пафомов Н. Н., Самойленко З. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1344—1352.
 [4] Окунев В. Д., Самойленко З. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 17. С. 1621—1625.
 [5] Китайгородский А. П. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. М.; Л., 1952. 588 с.
 [6] Окунев В. Д., Юров А. Г. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 3. С. 161—165.
 [7] Тонкис пленки. Взаимная диффузия и реакции / Под ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера. М.: Мир, 1982. 576 с.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
7 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
3 апреля 1989 г.

УДК 535.343.2

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ВНУТРИЗОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛА CsI ПРИ ЛАЗЕРНОМ И ЭЛЕКТРОННОМ СПОСОБАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Р. Г. Дейч, М. Н. Карклия, Л. Е. Нагли

В [1] было сообщено об обнаружении в CsI полосы люминесценции с малым (≤ 10 пс) временем затухания при облучении кристалла импульсами электронов. Была предложена интерпретация сверхбыстрой люминесценции (СБЛ) в рамках представлений о внутризонной люминесценции. В настоящей работе с целью детализации механизма СБЛ проведено исследование свечения CsI как при возбуждении субнаносекундными импульсами электронов, так и при двухфотонном возбуждении импульсами эксимерного лазера.

Измерялись спектры и кинетики свечения чистых и активированных Na^+ кристаллов CsI при возбуждении сильноточным ускорителем электронов (50 пс, 400 кэВ, 100 А/см²) и эксимерными лазерами Krf и XeF (5 нс, 10⁷—10⁸ Вт/см², $h\nu_s = 4.98$ и 3.54 эВ соответственно). В первом случае регистрация люминесценции производилась с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК) с предельным временным разрешением ~ 10 пс, во втором — с помощью ФЭУ и скоростного осциллографа с разрешением ~ 5 нс.

При возбуждении импульсами электронов кристаллов CsI и CsI—Na наблюдался быстрый компонент СБЛ с $\tau \leq 10$ пс (рис. 1). В случае CsI—Na наряду с безынерционным компонентом, повторяющим импульс возбуждения, в свечении присутствует нарастающий компонент, связанный с околонариевым экситоном [2]. Введение активатора ($3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ Na⁺) не влияет, как видно из рис. 1, на интенсивность СБЛ. Форма импульса СБЛ не зависит от температуры в интервале 7—400 К. Спектр СБЛ (рис. 2, кривая 1) имеет коротковолновый край при 2,5 эВ. В длинноволновой области спектр ограничивается спектральной чувствительностью ЭОК.

Кривая 2 (рис. 2) представляет собой распределение компонента СБЛ, повторяющего 5 нс импульс возбуждения лазера Krf. Интенсивность СБЛ квадратично зависит от плотности мощности излучения лазера в интервале 10⁷—10⁸ Вт/см², что указывает на двухфотонный характер возбуждения СБЛ. Коротковолновый край СБЛ сдвигнут относительно кривой 1 на 0,5 эВ. В длинноволновой области наблюдается рост СБЛ вплоть до $h\nu = 1.0$ эВ. Возбуждение лазером XeF не приводит к возникновению СБЛ,