

Это выражение можно рассматривать как импульсный критерий откольного разрушения, учитывающий распределение частиц по скоростям. Из выражения (6) следует, что характерное время откольного разрушения неограниченно возрастает, а критерий (8) не выполняется, когда  $\sigma = \mu_2 \Delta U / 2d$ , т. е. когда напряжение в волне нагрузки сравнивается с вязким напряжением проскальзывания микропотоков. Этот случай соответствует такой картине разрушения, в которой преобладают продольные щели, образованные при проскальзывании микропотоков. Фрактограмма поперечного разреза мишени с преобладанием такого типа микроразрушений показана на рис. 3, а. Она получена при динамическом нагружении сплава Д-16, обладающего настолько широким распределением микропотоков по скоростям, что величина дисперсии скорости частиц  $\Delta u$  соизмерима с самой величиной средней скорости. Противоположный случай (рис. 3, б) соответствует откольному разрушению сплава АМг-6, обладающего узким распределением частиц по скоростям ( $\Delta U \simeq 0.1 u$ ).

Несмотря на то что полученный выше импульсный критерий откольной прочности является макроскопической характеристикой динамической прочности, в нем присутствуют и микроскопические величины — ширина распределения по скорости структурных элементов деформирования  $\Delta u$  и их размер  $d$ . Таким образом, в критерии (8) на статистическом уровне устанавливается связь между микро- и макрохарактеристиками откольного разрушения.

### Литература

- [1] Мейер М. А., Мурр Л. Е. В кн.: Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. М.: Металлургия, 1984, с. 121—151.
- [2] Диваков А. К., Мецераков Ю. И., Фадеев Л. П. ПМТФ, 1984, № 1, с. 123—127.
- [3] Мецераков Ю. И., Диваков А. К. ЖТФ, 1985, т. 55, № 3, с. 591—595.
- [4] Хинце И. О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963. 456 с.
- [5] Судьенков Ю. В., Филиппов Н. М., Недбай А. И. ЖТФ, 1981, т. 51, № 10, с. 2181—2187.
- [6] Владимиров В. И., Иванов С. Н., Приемский Н. Д. В кн.: Физика прочности и пластичности. Л.: Наука, 1986, с. 69—80.
- [7] Переверзнецов В. Н., Рыбин В. В. В кн.: Физика прочности и пластичности. Л.: Наука, 1986, с. 81—89.
- [8] Grady D. E., Asay G. R. J. Appl. Phys., 1982, v. 53 (11), p. 7350—7354.
- [9] Фадеев Л. П. В кн.: Динамические задачи механики сплошных сред. Новосибирск, 1977, в. 32, с. 95—122.

Ленинградский филиал института  
машиноведения им. А. А. Благонравова  
АН СССР

Поступило в Редакцию  
26 февраля 1987 г.

## ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ZnSe : Te ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

О. В. Вакуленко, А. Н. Веретенников, В. Д. Рыжиков,  
В. В. Чепелев

Монокристаллы группы  $A_2B_6$  и в том числе ZnSe, используемые в качестве сцинтилляторов, в сравнении с традиционными детекторами ионизирующих излучений на основе щелочно-галогенидных кристаллов обладают рядом неоспоримых преимуществ [1], в частности устойчиво к повышенным радиационным нагрузкам, низким уровнем послесвечения.

Фотолюминесценция (ФЛ) монокристаллов ZnSe подробно рассматривалась в [2, 3]. Исследованию рентгенолюминесценции (РЛ) посвящены работы [4, 5]. Тем не менее вопросы химической природы центров излучения и механизмов излучательной рекомбинации остаются открытыми.

В настоящей работе исследована люминесценция монокристаллических образцов ZnSe : Te толщиной 5 мм при импульсном ( $\tau_{\text{имп}} = 15$  нс) рентгеновском возбуждении. Измерительный стенд собран на базе светосильного монохроматора МДР-2. Линейно-перемещающее устройство, на котором крепился импульсный рентгеновский источник, позволяло исследовать РЛ при различных уровнях возбуждения, не изменяя при этом геометрии эксперимента.

Варьирование мощности экспозиционной дозы  $P_3$  в пределах четырех порядков выявило некоторые особенности в спектрах и кинетике затухания РЛ.

Спектры РЛ, исправленные на неравномерную чувствительность спектрометра, представлены на рис. 1. При малом уровне возбуждения характерны широкие сложные полосы со слабо выраженными максимумами. Соотношение интенсивностей отдельных компонент этих полос меняется от образца к образцу и определяется, по-видимому, неконтролируемыми чужеродными примесями.

Особенностью РЛ ZnSe : Те при высоких уровнях возбуждения, соответствующим значению  $B_3 \geq 10$  Р в импульсе, является наличие доминирующей полосы с максимумом  $n_\omega$  при  $h\nu \approx 1.92$  эВ, где  $n_\omega$  — спектральная плотность излучения. При  $P_3 < 10$  Р/имп. кинетика РЛ близка к экспоненциальной с временем релаксации  $\tau_{0,5} = 7$  мкс. С ростом  $P_3$  до 20—50 Р/имп. в затухании сигнала РЛ проявляется быстрая компонента с  $\tau_{0,5} < 50$  нс. В этом же случае линейный характер зависимости интенсивности РЛ от уровня возбуждения нарушается, и при дальнейшем увеличении мощности экспозиционной дозы имеет место тенденция к насыщению излучательных переходов.

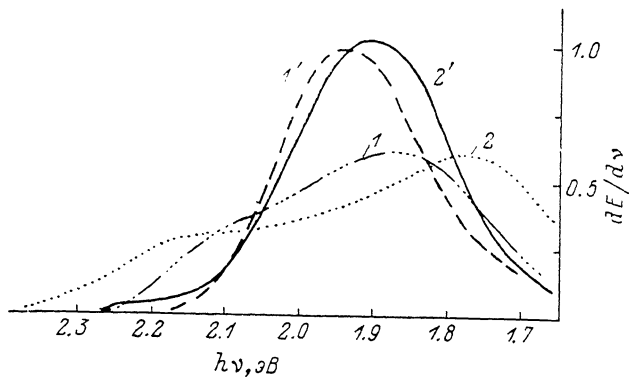


Рис. 1. РЛ двух образцов ZnSe : Те при мощности экспозиционной дозы  $P_3 = 5$  (1, 2) и  $5 \cdot 10^4$  мР/имп. (1', 2').

Качественные изменения в спектре и кинетике РЛ селенида цинка свидетельствуют прежде всего о том, что в условиях эксперимента происходит перекрытие треков высокоэнергетических электронов, образованных  $\gamma$ -квантами возбуждения.

Наблюдаемые особенности РЛ можно объяснить присутствием многозарядных, в частности амфотерных, центров, ответственных за доминирующие каналы рекомбинации неравновесных носителей заряда. В качестве амфотерных центров могут выступать примеси переходных металлов [6], а также комплексы с участием собственных дефектов решетки.

Рассмотрим схему электронных переходов (рис. 2) для случая собственного возбуждения полупроводника  $n$ -типа, содержащего кроме простых доноров амфотерные центры. Здесь  $g$  — темп генерации свободных носителей заряда;  $n, p$  — концентрации электронов и дырок;  $N^0, N^-, N^+$  — концентрации нейтральных, отрицательно и положительно заряженных центров;  $C_{n_0,1}$  — коэффициент захвата электрона на нейтральный и положительно заряженный центр соответственно;  $C_{p_0,1}$  — коэффициент захвата дырки на нейтральный и отрицательно заряженный центр соответственно.

Амфотерный центр обнаруживает два энергетических уровня: акцепторный, которому соответствует зарядовое состояние «0» и «-», и донорный с зарядовыми состояниями «0» и «+» (он расположен ближе к валентной зоне, чем акцепторный).

Кинетика перезарядки амфотерного центра описывается уравнениями

$$dN^-/dt = C_{n_0} N^0 n - C_{p_1} N^- p, \quad (1)$$

$$dN^+/dt = C_{p_0} N^0 p - C_{n_1} N^+ n, \quad (2)$$

$$N = N^0 + N^- + N^+, \quad (3)$$

где  $N$  — полная концентрация амфотерных центров.

В невозбужденном полупроводнике  $n$ -типа  $N = N^-$ , так что для выявления донорного уровня нужно, чтобы центр захватил две дырки. Этому благоприятствуют сильное возбуждение, а также условие  $C_{p_0} \gg C_{n_0}$ . В отсутствие этих условий будет доминировать акцептор-

ная люминесценция (канал 1), интенсивность которой, выраженная в числе квантов излучения в единице объема в единицу времени, равна  $I_A = C_{n_0} N^0 n$ . Здесь речь идет об электронных переходах типа «зона проводимости—акцептор», обуславливающих излучение в области 1.9 эВ (красное свечение).

Интенсивность «донорной» люминесценции (канал 2), для наблюдения которой требуется сильное возбуждение, равна  $I_D = C_{n_1} N^+ n$ . В данном случае можно говорить об излучении экситона, связанном на нейтральном центре. В кристаллах ZnSe : Te такими центрами могут быть изовалентные атомы теллура, и описываемый механизм излучения соответствует предложенному в [2] для кристаллов GaP : N и CdS : Te излучению на изоэлектронных ловушках. Такое излучение проявляется в виде узких экситонных пиков вблизи края полосы поглощения, что ранее наблюдалось в GaP : N, но не было получено в кристаллах CdS : Te [7], по-видимому, из-за недостаточной плотности потока ионизирующего излучения. При средней интенсивности возбуждения в кристаллах CdS : Te, ZnSe : Te наблюдается широкая полоса излучения, которая не может быть связана с излучением на изоэлектронных ловушках [8]. При возбуждении мощными источниками, например электронным импульсным пучком

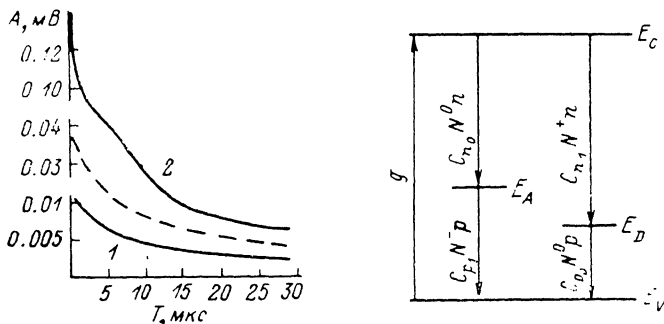


Рис. 2. Кинетика затухания сигнала РЛ ZnSe : Te при  $P_0 = 5$  (1),  $5 \cdot 10^4$  мР/имп. (2) и схема электронных переходов для случая собственного возбуждения полупроводника, легированного амфотерной примесью.

с плотностью тока порядка единиц кА/см<sup>2</sup>, нами наблюдались такие линии в ZnSe : Te. Время высвечивания в этом диапазоне не превышало 10 нс. В условиях равномерного (по объему кристалла) рентгеновского возбуждения такого рода свечение (прикраевое) практически полностью перепоглощается в веществе.

Если не принимать во внимание другие каналы рекомбинации неравновесных носителей заряда, то для квантового выхода  $K_A$  «красной» РЛ можно записать

$$K_A = I_A / (I_A + I_D) = (1 + C_{n_1} N^+ / C_{n_0} N^0)^{-1}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что линейная зависимость  $I_A$  от  $g$  имеет место, если  $C_{n_1} N^+ \ll C_{n_0} N^0$ . Нарушение этого неравенства следует рассматривать в качестве критерия сильного возбуждения. Перезарядка примеси достигает насыщения, когда  $n \approx p$ . При этом, как следует из (2) и (4), в стационарном режиме ( $dN^+ / dt = 0$ ) квантовый выход уменьшается до значения  $K_{A \min} = (1 + C_{p_0} C_{n_0})^{-1}$ .

Кинетика затухания  $I_A$  определяется ходом  $N^0(t)n(t)$ . На первом этапе, пока  $n(t) \approx p$ , степень перезарядки не зависит от времени  $t$ , а сами значения  $N^0 = N^0_\infty$ ,  $N^+ = N^+_\infty$  и  $N^- = N^-_\infty$  определяются коэффициентами захвата и легко могут быть получены из (1) и (2). Люминесценция, следуя  $n(t)$ , убывает по экспоненциальному закону с временем релаксации  $t_1 = (C_{n_0} N^0_\infty + C_{n_1} N^+_\infty)^{-1}$ .

На втором этапе, когда  $n > p$ , концентрация  $N^0$  растет за счет  $(N^+n)$ -рекомбинации, в то время как  $n$  продолжает падать. Здесь мы имеем сложную зависимость  $I_A(t)$ ; во всяком случае затухание более медленное, чем на первом этапе.

На третьем этапе, когда  $n \approx n_0$  ( $n_0$  — концентрация равновесных электронов),  $N^+ \ll N^0$  и  $(dN^0 / dt) = -(dN^0 / dt)$ , снова, согласно (1), имеем экспоненциальный закон затухания с  $t_3 = 1 / C_{n_0} n_{c0}$ .

Таким образом, наблюдаемые особенности кинетики РЛ селенида цинка можно объяснить амфотерными свойствами центров излучательной рекомбинации. Введение примеси теллура практически не сказывается на спектрах РЛ, но приводит к заметному уменьшению времени высвечивания.

- [1] Рыжиков В. Д. Монокристаллы и особо чистые вещества. М., 1984.  
 [2] Thomas D. G. J. Phys. Soc. Japan, 1966, v. 21, p. 265—271.  
 [3] Рыжиков В. Д., Лисецкая Е. К., Силин В. И. Монокристаллы, их получение и свойства. Харьков, 1982, с. 46—51.  
 [4] Рыжиков В. Д., Лисецкая Е. К., Силин В. И. Радиационные явления в широкозонных оптических материалах. Ташкент, 1979, с. 179—180.  
 [5] Bhargava R. N. J. Cryst. Growth, 1982, v. 59, N 1—2, p. 15—26.  
 [6] Омеляновский Э. М., Фистуль В. И. Примеси переходных металлов в полупроводниках. М.: Металлургия, 1983. 192 с.  
 [7] Cuthbert J. D., Thomas D. G. J. Appl. Phys., 1968, v. 39, N 3, p. 1573—1580.  
 [8] Рыжиков В. Д., Чайковский Э. Ф. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, № 6, с. 1150—1154.

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
4 марта 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

## НОВЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ ЦЕНТР В ОКСИДЕ БЕРИЛЛИЯ

И. Н. Анцыгин, В. Ю. Иванов, А. В. Кружалов

Известно, что изоэлектронные примеси в широкощелевых оксидах существенно влияют на процессы радиационного дефектообразования и динамику электронных возбуждений. Однако для  $\text{BeO}$  настоящая проблема не изучена.

Из-за плотнейшей гексагональной упаковки и малого радиуса  $\text{Be}^{2+}$  ( $0.34 \text{ \AA}$ ) оксид бериллия обладает малой изоморфной емкостью. Целенаправленное легирование  $\text{BeO}$  является затруднительным, а концентрация примесей, как правило, не превышает фоновую уровня. Ранее мы контролировали концентрацию примесных ионов  $\text{Li}$ ,  $\text{V}$  и  $\text{Al}$  методом ЭПР и ТСЛ и изучали их влияние на радиационно-оптические свойства  $\text{BeO}$  [1]. Роль этих и других примесных ионов в оксидах II группы также хорошо исследована. Однако роль цинка как изовалентной примеси в оксидах II группы остается неизученной. В настоящем сообщении приведены результаты, свидетельствующие об обнаружении нового парамагнитного центра (ПЦ) в оксиде бериллия, легированного цинком.

Исследованы кристаллы  $\text{BeO-Zn}$ , выращенные Масловым по методике [2] с добавлением в шихту 2 мас. %  $\text{ZnO}$ . Спектры ЭПР измерены на радиоспектрометре РЭ-1302, работающем в X-диапазоне по супергетеродинамной схеме. Применялась 100 кГц-модуляция магнитного поля. Измерения проведены при 77 К с использованием иммерсионного кварцевого криостата. Нерентгеноизованные кристаллы  $\text{BeO-Zn}$  диамагнитны, так как ионы  $\text{Zn}^{2+}$ , если они изовалентно заместили  $\text{Be}^{2+}$ , имеют заполненную внешнюю оболочку  $3d^{10}$ . После облучения при 77 К рентгеновскими лучами (трубка БСВ-2Fe, 40 кВ, 10 мА, 20 мин) в спектрах ЭПР кристаллов  $\text{BeO-Zn}$  наблюдается ряд линий. На рисунке приведены обзорный спектр (а) и его центральная часть (б). Наряду с известным центром  $V_M$  (ассоциат  $V^-$ -центра и примеси  $\text{V}^{3+}$  или  $\text{Al}^{3+}$  в позиции  $\text{Be}^{2+}$ ), которому принадлежат линии  $A_1$  и  $A_2$ , наблюдаются ранее неизвестные новые линии спектра ЭПР. Интенсивная одиночная линия  $B$  с  $g=2.0008 \pm 0.0005$  и полушириной 2.4 Гс является изотропной. Секстет слабых ( $\sim 0.7\%$  от интенсивности  $B$ -линии) неэквидистантных линий  $C$  примерно равной интенсивности является также изотропным. Радиационное накопление обоих типов сигналов происходит одностадийно по одинаковому закону. Исследование температурной стабильности показало, что новые линии ЭПР спектра исчезают при температуре 310 К. Эти факторы указывают на то, что в данном случае мы имеем дело с одним и тем же ПЦ, который можно связать с примесью цинка. Если предположить, что одиночная линия обусловлена цинком с нулевым ядерным спином, то секстет линий может быть интерпретирован как сверхтонкая структура (СТС) спектра от изотопа  $\text{Zn}^{67}$  со спином ядра 5/2. Соотношение интенсивностей секстета и одиночной линии и процентное содержание  $\text{Zn}^{67}$  в изотопном составе цинка (4.11 %) находятся в хорошем соответствии.