

© 1992

## ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ MgO, ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОДНООСНЫМ СЖАТИЕМ

Б. П. Гриценко, И. П. Денисов, Е. В. Кабанова, В. Ю. Яковлев

Приводятся результаты исследования короткоживущих центров окраски и люминесценции, создаваемых в пластически деформированных кристаллах MgO коротким (~10 нс) импульсом электронного облучения. На основе анализа зависимостей спектрально-временных свойств центров от температуры и мощности радиационного воздействия, степени сжатия образцов, данных по изучению анизотропии оптических свойств деформированных кристаллов сделаны следующие выводы.

1) Основным типом точечных дефектов, генерируемых в MgO в ходе одноосного сжатия вдоль оси  $\langle 100 \rangle$ , являются дивакансии ( $v_2^+ v_2^-$ ). 2) При  $\epsilon \geq 1\%$  дивакансии ориентированы в объеме не хаотически, а преимущественно в одной из плоскостей  $\{100\}$ , содержащей ось сжатия. 3) Наиболее интенсивные полосы люминесценции (3.1 эВ) и переходного поглощения (4.1 эВ), индуцированные в деформированных кристаллах электронным пучком, обусловлены метастабильным состоянием анионного экситона, локализованного на бивакансии. Излучательная аннигиляция экситона характеризуется энергией термической активации  $\Delta E = 0.09 \pm 0.01$  эВ и частотным фактором  $\omega_0 = (1.83 \pm \pm 0.03) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ .

Использование точечных дефектов в качестве индикаторов степени нарушения регулярности строения решетки кристаллов представляется весьма перспективным для исследования явлений и процессов, определяющих поведение материалов при различного рода воздействиях — динамических и статических механических нагрузках, облучении концентрированными потоками лучистой энергии, ускоренных частиц, ионном имплантировании и т. п.

В настоящей работе представлены данные по исследованию влияния пластической деформации на люминесцентные и оптико-абсорбционные характеристики широкощелевых диэлектрических кристаллов оксида магния. Образцы для исследований выкалывались из одного моноблока по плоскостям спайности  $\{100\}$  размерами  $3 \times 3 \times 9$  мм и деформировались сжатием вдоль длинной оси  $\langle 100 \rangle$  на испытательной машине «Инстрон» со скоростью  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при 295 К. Центры люминесценции и окраски в образцах создавались пучком ускоренных электронов 0.25 МэВ с длительностью импульса 10 нс и плотностью тока до  $200 \text{ А} \times \times \text{ см}^{-2}$ . Оптические измерения проводились на импульсном спектрометре с наносекундным временным разрешением в области значений температур 80—550 К, энергии фотонов 1.0—6.0 эВ. Анизотропия люминесценции и наведенного короткоживущего поглощения излучалась с помощью призмы Франка—Риттера при различной ориентации кристаллов относительно оптической оси спектрометра.

### 1. Экспериментальные результаты

Спектры и затухание люминесценции при 295 К. На рис. 1 приведены спектры люминесценции свежевыколотого «эталонного» (1, 1') и деформированного сжатием на 6% (2, 2') образцов MgO, измеренные в момент (1, 2) и через 100 нс (1', 2') после окончания импульса возбуждения при 295 К. Спектры охватывают область от 2.0 до 4.0 эВ, имеют сложный вид, явно обусловленный наложением нескольких полос. Максимум спектра эталонного

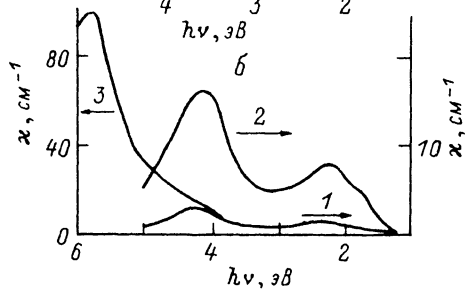
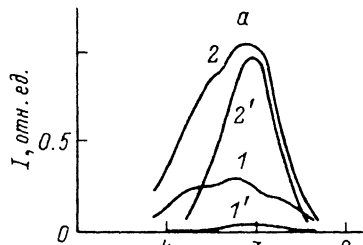


Рис. 1. Спектры люминесценции (а) и переходного оптического поглощения (б), измеренные при 295 К в момент (1, 2) и через 100 нс (1', 2') после окончания импульса электронного облучения эталонного (1, 1') и деформированного сжатием на 6% (2, 2') образцов MgO.

3 — спектр устойчивого дополнительного поглощения MgO с  $\epsilon = 6\%$ .

образца (1 на рис. 1) приходится на 3.3 эВ; на обоих крыльях спектра выделяются ступеньки при 2.6 и 3.6 эВ. Люминесценция эталонного образца характеризуется быстрым временем затухания (более 95% от начальной интенсивности спало до времени 40 нс) и малой величиной энергетического выхода, которая была оценена нами из данных сравнения со свечением KI при 80 К [1] на уровне  $10^{-6}$ .

Сжатие образцов, как это можно видеть из рис. 1, приводило к существенному возрастанию выхода люминесценции, перераспределению вклада отдельных полос в интегральный спектр, изменению характера затухания люминесценции. Анализ спектрально-кинетических свойств свечения сжатых образцов показал, что отмеченные эффекты обусловлены главным образом появлением в спектре интенсивной, дополнительной по отношению к эталонному, полосы с максимумом около 3.1 эВ и полушириной  $0.7 \pm 0.02$  эВ, инерционно затухающей по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau = 1.2$  мкс. Полоса имеет правильную, близкую к гауссовой, форму (2' на рис. 1) и дает основной вклад ( $\approx 98\%$ ) в общую светосумму вспышки свечения деформированных образцов. Применяя для разложения спектров на индивидуальные полосы обобщенный метод Аленцева—Фока [2], удалось установить, что сложные спектры «синей» люминесценции как в эталонном, так и в деформированных образцах обусловлены суперпозицией трех перекрывающихся полос с максимумами на 3.7, 3.1 и 2.5 эВ, имеющих примерно одинаковые полуширины 0.7 эВ. Интенсивность инерционно затухающей люминесценции, как оказалось, находится примерно в прямо пропорциональной зависимости от величины сжатия  $\epsilon$  в пределах значений  $\epsilon$  от 1 до 7%. Характерно, что при изменении  $\epsilon$  значение постоянной времени затухания оставалось неизменным. Не влияло на величину  $\tau$  и изменение в широких пределах (от 10 до 200  $\text{А} \cdot \text{см}^{-2}$ ) плотности тока возбуждающих импульсов. Этот результат представляется принципиально важным, так как он является прямым доказательством того, что экспоненциальный вид закона затухания обусловлен мономолекулярной природой люминесцентного процесса.

Оптическое поглощение. Сжатие кристаллов MgO приводит к возникновению в спектрах оптического поглощения, измеренных в стационарных условиях, устойчивой полосы с максимумом вблизи 5.8 эВ (спектр 3 на рис. 1, б). При облучении деформированных сжатием образцов электронными импульсами наблюдалось появление в спектре дополнительных полос короткоживущего поглощения с максимумами на 4.1 эВ и вблизи 2.4 эВ, по интенсивности существенно превосходящих аналогичные полосы в эталонном образце (рис. 1, б, спектры 1, 2). Релаксация поглощения после окончания импульса была значительно более инерционной, чем в эталонном образце, протекала по различному закону для разных спектральных областей, что иллюстрируется кинетическими кривыми релаксации (рис. 2, а). Интенсивность низкоэнергетической полосы практически не изменялась ко времени 20 мкс после окончания

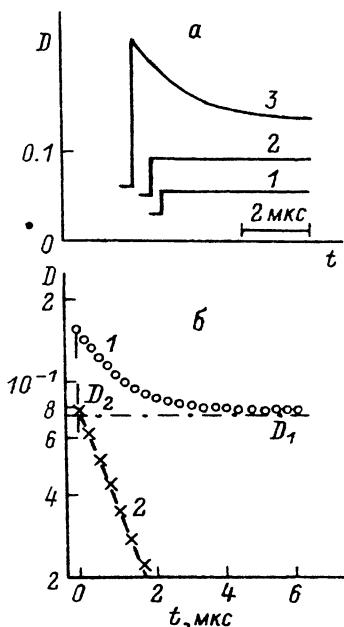


Рис. 2. *a* — кинетические кривые релаксации оптического поглощения в деформированных образцах MgO ( $\epsilon = 6\%$ ) после облучения при 295 К (1 — 1.8, 2 — 2.2, 3 — 4.1 эВ); *б* — пример графического выделения экспоненциальной стадии в кинетике релаксации поглощения из области 4.1 эВ.

1 — экспериментальные точки; 2 — значения оптической плотности, полученные вычитанием из экспериментальной кривой постоянной составляющей  $D_1$ ;  $D_2$  — амплитуда экспоненциально релаксирующего компонента с  $\tau = 1.2$  мкс.

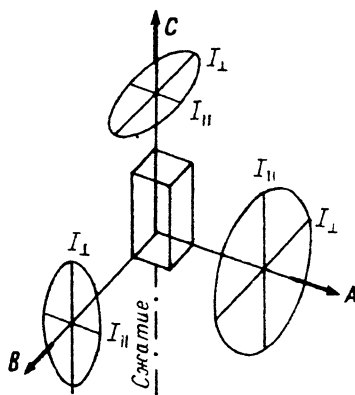


Рис. 3. К анизотропии свойств деформированных кристаллов MgO.

A, B, C — направления, вдоль которых проводились наблюдения. На осях изображены круговые поляризационные диаграммы люминесценции с  $\lambda = 3.1$  эВ.

облучения; релаксация полосы на 4.1 эВ в микросекундном диапазоне хорошо описывалась зависимостью оптической плотности от времени вида  $D(t) = D_1 + D_2 \exp(-t/\tau)$ . Значение характеристического времени релаксации  $\tau = 1.2$  мкс было найдено из данных графического разложения кинетических кривых (рис. 2, б), что совпадает со временем затухания люминесценции из области 3.1 эВ.

При облучении образцов с различными  $\epsilon$  изодозными импульсами аналогично тому, как это было отмечено выше для люминесценции, была установлена приблизительно линейная связь между величиной относительного сжатия и наводимой к окончанию импульса интенсивностью поглощения на 4.1 эВ.

Анизотропия люминесценции и поглощения. На рис. 3 схематически изображены применявшиеся в измерениях варианты ориентации кристалла относительно оптической оси регистрирующего тракта. Угол между направлением наблюдения и осью пучка электронов в каждом из вариантов составлял  $45^\circ$ . Поляризация люминесценции и дихроизм короткоживущего поглощения излучались, таким образом, для трех ортогональных направлений вдоль осей  $\langle 100 \rangle$  кристалла, обозначенных на рисунке буквами A, B и C (C — направление вдоль оси сжатия).

Анизотропия свойств люминесценции и переходного поглощения, наводимых в сжатых образцах электронным пучком, заключалась в существовании зависимостей интенсивности спектральных полос от направления наблюдения, а также от ориентации плоскости пропускания анализатора относительно кристалло-

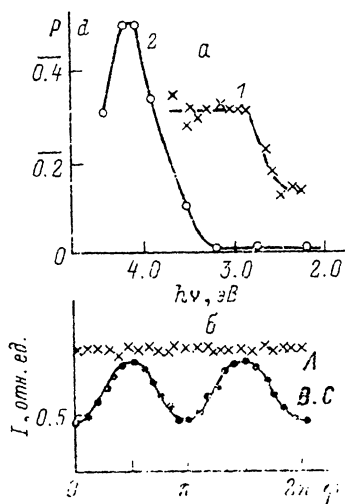


Рис. 4. а — спектральное распределение степени поляризации люминесценции (1) и дихроизма переходного поглощения (2) для образца с  $\epsilon = 6\%$ ; б — зависимости интенсивности люминесценции на 3.1 эВ от ориентации плоскости пропускания анализатора для различных направлений наблюдения.

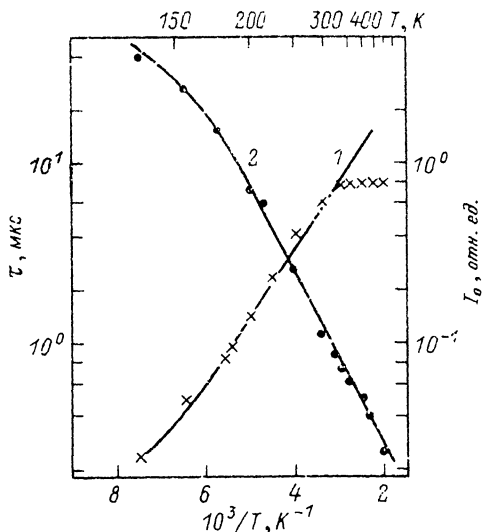


Рис. 5. Температурные зависимости амплитуды вспышки  $I_0$  (1) и характеристического времени затухания  $\tau$  (2) люминесценции на 3.1 эВ ( $\epsilon = 6\%$ ).

Точки — экспериментальные данные; сплошные кривые — зависимости  $I_0(T)$  и  $\tau(T)$ , рассчитанные в соответствии с выражениями (5) и (6).

графических осей образцов. Ориентационные зависимости характеризовались для люминесценции степенью поляризации  $P = I_{\parallel} - I_{\perp} / I_{\parallel} + I_{\perp}$ , для поглощения — дихроизмом  $d = (D_{\parallel} - D_{\perp}) / (D_{\parallel} + D_{\perp})$  ( $D$  — оптическая плотность, индексы  $\parallel$  и  $\perp$  соответствуют обозначениям на рис. 3).

Было установлено, что свойствами анизотропии обладают полосы люминесценции на 3.1 эВ и поглощения на 4.1 эВ, разрушающиеся по экспоненциальному закону с  $\tau = 1.2$  мкс (спектры анизотропии представлены на рис. 4, а в виде зависимостей  $P(\nu)$  и  $d(\nu)$ ). Характер анизотропии для этих полос оказался качественно одинаковым. Так, максимальные значения и интенсивности люминесценции, и оптической плотности были получены для направления наблюдения А ( $I_A : I_B : I_C = D_A : D_B : D_C = 1.4 : 1.0 : 1.0$ ). При измерениях вдоль этого направления поляризация люминесценции и дихроизм поглощения не обнаружены ( $P_A = 0$ ,  $d_A = 0$ ). Высокая степень поляризации и дихроизма обнаруживалась при наблюдениях вдоль направлений, лежащих в плоскости  $\perp$  А. Интенсивность обеих полос при наблюдениях вдоль В и С достигала максимальных значений, когда ориентация плоскости пропускания анализатора устанавливалась перпендикулярной направлению А, которое в отношении этих полос можно рассматривать как ось симметрии деформированных кристаллов. Вид поляризационных диаграмм люминесценции показан на рис. 4, б (угол  $\varphi$  отсчитывался от оси А). Азимутальные зависимости величины дихроизма имели качественно аналогичный вид; по величине дихроизм всегда был выше, чем степень поляризации. Например, для образца с  $\epsilon = 6\%$  было найдено, что  $P_B = P_C = -0.32$ , а  $d_B = d_C = -0.5$ . Изложенные результаты ясно показывают, что ответственные за полосы поглощения на 4.1 эВ и люминесценции на 3.1 эВ дефекты имеют аксиальную симметрию с ориентацией осей вдоль  $\langle 100 \rangle$ .

Следует отметить, что эффективная глубина возбуждаемого электронами 0.25 МэВ слоя в MgO не превышает 150 мкм, поэтому в принципе могло оказаться, что анизотропные центры сосредоточены вблизи поверхности. Для того чтобы

выяснить характер распределения центров по объему деформированных образцов, кристаллы раскалывались поперек либо вдоль оси сжатия и с шагом около 200 мкм изучалось распределение интенсивности люминесценции и степени ее поляризации по поверхности сколов. В ходе этих измерений было установлено, что анизотропные центры свечения однородно распределены по всему объему деформированных образцов.

**Температурные зависимости.** Влияние температуры на интенсивность и длительность затухания люминесценции из области 3.1 эВ иллюстрируется данными рис. 5, где представлены зависимости от  $T$  амплитуды вспышки  $I_0$  (кривая 1) и характеристического времени затухания  $\tau$  (кривая 2), построенные в координатах «логарифм величины—обратная температура». Увеличение температуры, как это можно видеть из рис. 5, приводило к снижению величины  $\tau$  от 60 мкс при 130 К до 0.25 мкс при 550 К; спад  $\tau$  в интервале 80—300 К сопровождался пропорциональным ростом амплитуды вспышки люминесценции  $I_0$ , так, что величина высвечиваемой за импульс светосуммы  $S = I_0\tau$  в этом температурном интервале сохранялась неизменной. С ростом  $T$  выше 300 К кривая  $I_0(T)$  выходила на насыщение и наблюдалось тушение люминесценции за счет уменьшения  $\tau$ .

Влияние температуры на анизотропию люминесценции в области  $T = 80 \div 550$  К не обнаружено.

## 2. Обсуждение результатов

Представленные выше результаты исследования оптических свойств пластически деформированных монокристаллов MgO могут быть обобщены следующим образом. При одноосном сжатии кристаллов вдоль оси (100) в их объеме с высокой эффективностью генерируются точечные дефекты, ответственные за полосу устойчивого оптического поглощения в области 5.8 эВ. Импульсное возбуждение деформированных сжатием кристаллов электронным пучком приводит к возникновению вспышки поляризованной люминесценции в полосе с максимумом на 3.1 эВ, а также дихроичной полосы переходного поглощения на 4.1 эВ, интенсивность которых примерно пропорциональна величине относительного сжатия. Ответственные за указанные полосы центры окраски и свечения однородно распределены по всему объему сжатых образцов.

Ранее поляризованная люминесценция в области 3.0 эВ в деформированных осевым сжатием кристаллах MgO наблюдалась в ряде работ [3, 4]. В [3] показана ее связь с полосой поглощений в области 5.8 эВ, которая, имея близкие с полосой одиночных анионных вакансий спектральные параметры, интерпретируется в [3] как обусловленная кластерами вакансий, а в [5] — бивакансиями — парами расположенных рядом вакансий кислорода ( $v_c^{2+}$ ) и магния ( $v_c^{2-}$ ). Относительно природы центров, а также механизма испускания люминесценции единого мнения не сложилось.

Как следует из представленных в настоящей работе результатов, центры свечения из области 3.1 эВ имеют ряд тождественных с центрами короткоживущего поглощения на 4.1 эВ свойств: они аксиально симметричны, одинаково ориентированы в объеме кристаллов, имеют одинаковое время жизни. Интенсивность обеих полос пропорциональна величине относительного сжатия. Набор этих свойств дает основание для заключения о том, что свечение на 3.1 эВ и поглощение на 4.1 эВ обусловлены оптическими переходами в одном и том же локальном центре. Время жизни  $\tau$  центра в возбужденном состоянии, как было показано выше, в сильной степени зависит от температуры, причем уменьшение  $\tau$  с ростом  $T$  сопровождается симбатным увеличением амплитуды вспышки свечения  $I_0$  (рис. 5), так что светосумма вспышки в широком температурном интервале оказывается не зависящей от  $T$ . Факт постоянства величины свето-

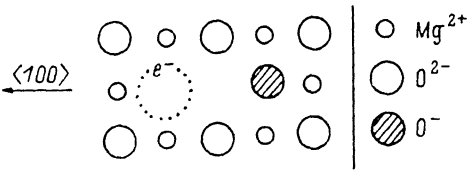
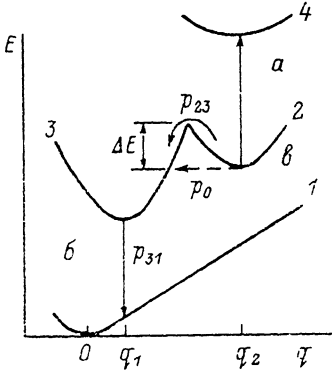


Рис. 6. Модель дефекта, ответственного за полосы люминесценции на 3.1 эВ и переходного поглощения на 4.1 эВ в деформированных сжатием кристаллах MgO.

Вверху — фрагмент решетки с дефектом; внизу — конфигурационная модель дефекта.  $a$  — поглощение 4.1 эВ,  $b$  — люминесценция 3.1 эВ,  $e$  — туннелирование.



суммы наряду с уменьшением времени затухания с ростом  $T$  означает, что испускание люминесценции происходит в результате термоактивированного перевода центра из наинизшего возбужденного состояния, которое является метастабильным, на излучательный уровень.

Основываясь на совокупности полученных данных, характеризующих центры окраски и свечения в деформированных кристаллах, — их ориентацию по осям  $\langle 100 \rangle$ , наличие цепочки взаимосвя-

звязей между отдельными спектральными полосами, закономерности термоактивированных явлений, — логично представить модель центра, ответственного за люминесценцию в области 3.1 эВ и короткоживущее поглощение на 4.1 эВ в виде дивакансии, захватившей последовательно электрон и дырку. Дивакансии в решетке MgO ориентированы именно вдоль  $\langle 100 \rangle$ -направлений. При захвате электрона проводимости положительно заряженным компонентом дивакансии ( $v_o^{2+}$ ) и локализации дырки на анионе кислорода, примыкающем к дивакансии со стороны ее катионного компонента ( $v_c^{2-}$ ) так, как это показано на рис. 6, волновые функции электронного ( $v_o^{2+} e^-$ ) и дырочного партнеров по рекомбинации оказываются разнесенными в пространстве и частично экранированными друг от друга полем отрицательно заряженной катионной вакансии. В такой ситуации время жизни центра до излучательной аннигиляции определится вероятностью термотуннельного перехода электрона на свободные состояния дырочного иона  $O^-$ .

Изложенным представлениям соответствует конфигурационная модель центра, схематически изображенная на рис. 6 (внизу). Координаты  $g_1$  и  $g_2$  соответствуют равновесным конфигурациям центра в состояниях, обуславливающих переходы с испусканием ( $g_1$ ) и поглощением ( $g_2$ ) фотонов. Потенциальный рельеф содержит активационный барьер  $\Delta E$ , контролирующий переходы между наинизшим возбужденным (2) и излучательным (3) состояниями центра.

Обозначим населенности соответствующих состояний через  $n_i(j)$ , вероятности переходов между ними — как  $p_{ij}$  ( $i, j$  — номера состояний), а вероятность туннелирования электрона сквозь барьер  $\Delta E$  — через  $p_0$ . Система скоростных уравнений, описывающих релаксацию центра после мгновенного импульса возбуждения, обеспечивающего заселение метастабильного уровня 2 до величины  $n_2|_{t=0} = N_0$  ( $N_0 \neq f(T)$ ), запишется следующим образом:

$$dn_2 = - (p_0 + p_{23}) n_2 dt, \quad (1)$$

$$dn_3 = - p_{31} n_3 dt + (p_0 + p_{23}) n_2 dt, \quad (2)$$

$$p_{23} = \omega_0 \exp(-\Delta E/kT). \quad (3)$$

Здесь  $\omega_0$  — частотный фактор. Учитывая, что вероятность разрешенных правилами отбора переходов  $p_{31} \gg p_{23}$ , и принимая для простоты величину квантового выхода при этих переходах равной единице, закон затухания люминесценции находим в виде

$$I(t) = 1 - dn_3/dt = N_0 (p_0 + p_{23}) \exp [-(p_0 + p_{23}) t]. \quad (4)$$

Из (3) и (4) температурные зависимости амплитуды вспышки  $I_0$ , а также характеристического времени затухания  $\tau$  запишутся как

$$I_0(T) = N_0 [p_0 + \omega_0 \exp(-\Delta E/kT)], \quad (5)$$

$$\tau(T) = [p_0 + \omega_0 \exp(-\Delta E/kT)]^{-1}. \quad (6)$$

Результаты численных расчетов по выражениям (5) и (6) показаны на рис. 5 сплошными линиями. Хорошее соответствие экспериментальных результатов данным теоретического анализа было получено при значениях констант  $\Delta E$ ,  $\omega_0$  и  $p_0$ , равных соответственно:  $\Delta E = 0.09 \pm 0.01$  эВ,  $\omega_0 = (1.83 \pm 0.03) \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> и  $p_0 = (9.65 \pm 0.05) \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>.

Из энергетической схемы (рис. 6) можно видеть, что оптическое поглощение в области 4.1 эВ связывается нами с переходами  $2 \rightarrow 4$  в электронной подсистеме центра ( $v_a^{2+}$ ). Основными аргументами в пользу такой интерпретации являются, во-первых, близость полосы 4.1 эВ по положению в спектре к полосам поглощения F и F<sup>+</sup>-центров [6, 7] и, во-вторых, доминирующий вклад этой полосы в спектр переходного поглощения. Последнее свидетельствует о достаточно высоком значении соответствующей этой полосе силы осцилляторов  $f$ , что также характерно для F-подобных центров (дырочные центры V-типа в MgO имеют  $f \leq 0.1$  [8]).

В целом, обобщая изложенное, можно отметить, что представленная модель центра хорошо описывает наблюдаемые оптические явления в деформированных кристаллах MgO при их импульсном возбуждении. Проводя аналогию со свойствами щелочно-галогидных кристаллов [9], флюоритов [10], структуру люминесцирующего центра в оксиде магния можно представить в виде локализованного на дивакансии анионного экситона.

О генерации дивакансий при одноосном сжатии кристаллов MgO. По существующим представлениям [11], создание точечных дефектов в пластически деформированных кристаллах происходит в ходе движения дислокаций вдоль плоскостей скольжения (в MgO — вдоль {110} [3]); более точные детали этого процесса в публикациях не обсуждаются. Из числа представленных в настоящей работе экспериментальных результатов обращают на себя внимание следующие две закономерности.

1. Селективный характер генерации точечных дефектов: из всего их многообразия сжатием наводятся преимущественно дефекты по Шоттки — дивакансии. Одиночные вакансии и междоузельные ионы, которые в принципе легко детектируются и люминесцентным [12], и абсорбционным [6, 8] методами, создаются в значительно меньших количествах (рис. 1).

2. Высокая степень индуцированной сжатием анизотропии оптических свойств кристаллов. Особо следует подчеркнуть, что характер анизотропии — вид пространственных индикатрис, а также азимутальных зависимостей дихроизма поглощения и степени поляризации люминесценции (рис. 4, а, б) — полностью соответствует классическому случаю, когда большинство центров дипольного типа, ориентированных по осям  $\langle 100 \rangle$ , расположено вдоль двух из них [13]; в нашем случае — вдоль направлений В и С (рис. 4). В сжатом на 6% образце, например,  $d = -0.5$ . Это означает, что вдоль В и С в этом образце «выстроено» более 80%

от общего числа дивакансий. Природа происхождения такой ориентации представляется нетривиальной, поскольку по сути деформированный сжатием кристалл приобретает свойства одноосного кристалла, но осью его симметрии оказывается не ось сжатия, а перпендикулярное к ней направление (А на рис. 4, а). Причиной неэквивалентности направлений А и В в отношении сжатия вдоль С могло бы служить в принципе различие линейных размеров образца по этим направлениям. Действительно, как показали измерения геометрических размеров различных образцов до и после их осевого сжатия, относительное расширение образца в плоскости, нормальной к оси сжатия, происходит резко неоднородно: если в сечении был прямоугольник, то меньшая сторона всегда удлинялась значительно сильнее по сравнению с большей. Например, в образце с  $\varepsilon = 6\%$  с исходным (до сжатия) соотношением размеров сторон в сечении 1.2:1.0 величины относительного расширения оказались равными 1.6 и 8.5% соответственно. Сопоставление этого факта с характером анизотропии центров окраски и люминесценции в деформированных кристаллах приводит к выводу о том, что генерируемые при одноосном сжатии дивакансии ориентируются преимущественно в одной плоскости по тем двум  $\langle 100 \rangle$ -направлениям, которые характеризуются наибольшими по модулю значениями  $\varepsilon$ : параллельному оси сжатия и вдоль короткого ребра поперечного сечения образца.

Авторы благодарят П. П. Перстнева за приготовление образцов для исследований.

#### Список литературы

- [1] Pooley D., Runciman W. A. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1970. V. 3. N 8. P. 1815—1824.
- [2] Фок М. В. // Труды ФИАН. 1972. Т. 52. С. 3—24.
- [3] Chen Y., Abraham M. M., Turner T. J., Nelson C. M. // Phil. Mag. 1875. V. 32. N 1. P. 99—112.
- [4] Turner T. J., Muzphy C., Schultheiss T. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 58. P. 843—857.
- [5] Evans B. D. // Phys. Rev. B: Solid State. 1974. V. 9. N 12. P. 5222—5235.
- [6] Chen Y., Trueblood D. L., Schow O. E., Tohrer H. T. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1970. V. 3. N 12. P. 2501—2508.
- [7] Kappers L. A., Kroes R. L., Hensly U. B. // Phys. Rev. B: Solid State. 1970. V. 1. N 10. P. 4151—4157.
- [8] Henderson B., Wertz J. E. // Adv. in Phys. 1968. V. 17. N 70. P. 749—855.
- [9] Fuller R. G., Williams R. T., Kabler M. N. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. N 7. P. 446—449.
- [10] Williams R. T., Kabler M. N., Hayes W., Stott J. P. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 2. P. 725—740.
- [11] Klein M. J., Gager W. B. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 11. P. 4112—4116.
- [12] Chen Y., Colopus I. L., Sibley W. A. // Phys. Rev. 1969. V. 186. N 3. P. 865—870.
- [13] Феофилов П. П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: Физматгиз, 1959. 228 с.

Томский политехнический институт  
им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию  
14 сентября 1990 г.  
В окончательной редакции  
11 марта 1991 г.