

УДК 535.33
© 1990

ЭЛЕКТРОН-ФОТОННАЯ И ОЖЕ-ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НИОБАТА ЛИТИЯ

Е. В. Золотухин, М. А. Мухтаров, К. Н. Пилипчук

Методами электрон-фотонной и оже-электронной спектроскопии исследован кристалл ниобата лития (НЛ). В спектрах люминесценции НЛ выявлены новые особенности. Обнаружено изменение люминесцентных свойств и состава поверхности НЛ, индуцированное бомбардировкой электронами с энергией ≥ 1 кэВ.

В последние годы проявляется повышенный интерес к влиянию приповерхностного переходного слоя на физические свойства твердых тел. Для сегнетоэлектриков изучение свойств этого слоя, толщина которого, по оценкам разных авторов, колеблется от десятков ангстрем до нескольких микрон, важно как в чисто научном (фазовые переходы на поверхности, экранирование спонтанной поляризации и др.), так и прикладном (катализ, пленочные пироприемники, фильтры на поверхностных акустических волнах и др.) отношении. Применение поверхностных методик с электронным зондированием (дифракция электронов, оже-электронная спектроскопия (ОЭС), спектроскопия характеристических потерь энергии) делает актуальным исследование свойств приповерхностной области сегнетоэлектриков в условиях вакуума и бомбардировки электронами различных энергий.

В настоящей работе с использованием ОЭС и развитого в последнее время применительно к металлам метода электрон-фотонной спектроскопии [¹, ²] исследована приповерхностная область одного из наиболее интенсивно исследуемых и применяемых сегнетоэлектриков — кристалла ниобата лития.

1. М е т о д и к а

Исследования проводились в металлической установке УСУ-4 в условиях вакуума не хуже $1.5 \cdot 10^{-10}$ Тор. Образец представлял собой пластину 6×10 мм толщиной 1 мм, вырезанную перпендикулярно оптической оси из специально нелегированного (рентгеновский структурный анализ показал наличие Mn, Fe, Sr в количестве, не превышающем 0.001—0.004 ат. %) монокристалла НЛ, выращенного из конгруэнтного расплава методом Чохральского. Поверхность кристалла полировалась с применением на последнем этапе алмазной пасты с размером зерна 1—3 мкм. Нагрев кристалла производился пропусканием тока через держатель, в который был помещен образец; температура контролировалась термопарой.

Для возбуждения электрон-фотонной эмиссии (ЭФЭ) использовался пучок электронов с энергией $E=200 \div 1200$ эВ, плотностью тока до 30 мкА/мм². Углы падения электронов и наблюдения излучения составляли 45 и 0° соответственно. Измерение спектральных характеристик проводилось в диапазоне длин волн 200—700 нм на автоматизированном комплексе КСВУ-23, работавшем в режиме счета фотонов. Методика калибровки оптической системы не отличалась от описанной ранее [³].

Состав исследуемой поверхности контролировался оже-спектрометром ОИОС-3. Оже-спектры регистрировались при энергии электронов первичного пучка 1 и 3 кэВ и плотности тока соответственно 1 и 0.15 мкА/мм². Напуск кислорода производился путем термического разложения закиси меди в платиновой трубке до давления $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ Тор.

2. Результаты измерений

1) Спектры ЭФЭ. На рис. 1 (сплошная кривая) приведен спектр ЭФЭ НЛ, полученный при энергии электронов 400 эВ. Форма спектров для энергии электронов в интервале 200—500 эВ не изменялась, а интенсивность излучения была пропорциональна E . Вид спектров в указанном интервале энергий не зависел от времени бомбардировки. Для определения спектральных составляющих (рис. 1, штриховые линии) к спектрам, полученным в ходе эксперимента, был применен метод разложения Аленцева—Фока [4]. Отметим, что полученный спектр содержит новые особенности в сравнении с наблюдавшимися ранее.

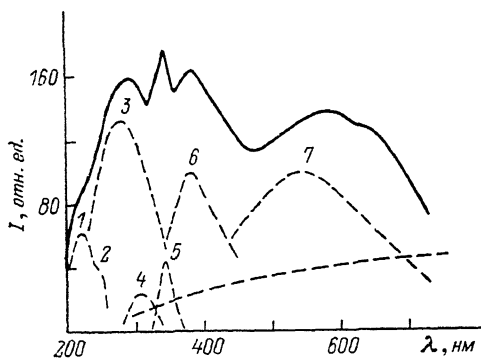


Рис. 1. Исходный спектр ЭФЭ (сплошная кривая) для энергии электронов 400 эВ. λ_m , нм: 230 (1), 250 (2), 280 (3), 310 (4), 350 (5), 390 (6), 550 (7).

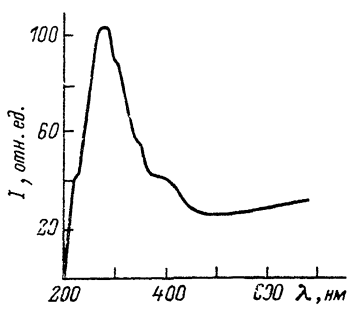


Рис. 2. Стационарный спектр ЭФЭ после бомбардировки пучком электронов с энергией 1 кэВ. Энергия возбуждающих электронов 400 эВ.

2) Влияние электронной бомбардировки на спектры ЭФЭ. В работе [5] наблюдался уход кислорода из кристалла НЛ при бомбардировке электронами с $E=1$ кэВ. Поскольку люминесценция чувствительна к наличию дефектов кристалла, то можно ожидать изменения спектров при уходе кислорода. В связи с этим исследовалось влияние электронного пучка с $E=1$ кэВ и плотностью тока 30 мкА/мм² (в дальнейшем — «мощный» электронный пучок) на характеристики ЭФЭ. Обнаружены индуцированные электронным пучком изменения спектров ЭФЭ. Эти изменения можно условно разделить на два этапа. На первом, «быстром», этапе происходило равномерное уменьшение интенсивности по всему спектру. По истечении 3—4 ч скорость процесса существенно замедлялась, интенсивность свечения за это время уменьшилась приблизительно в три раза. В дальнейшем происходила деформация спектра: уменьшение интенсивности полос с максимумами $\lambda_m \approx 390$ и 550 нм и незначительный рост интенсивности полосы с $\lambda_m \approx 280$ нм. Спектр (рис. 2) характеризует практически стационарное состояние, установившееся по истечении 500 ч.

Для выяснения причин изменения спектра в результате электронной бомбардировки исследовалось влияние напуска кислорода на спектры ЭФЭ. Напуск кислорода производился при температурах кристалла от комнатной до 650 °С. Регистрация спектров проводилась после удаления кислорода из вакуумной камеры при достижении давления $\leq 1.5 \cdot 10^{-10}$ Тор для $E=400$ эВ. Существенные изменения в спектрах ЭФЭ наблюдались после выдержки в атмосфере кислорода при температуре 650 °С. Сопостав-

ление последовательных изменений спектров при экспозиции в атмосфере кислорода (при давлении $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ Тор) показало, что в течение первых 6 ч интенсивность полос с $\lambda_m \approx 390$ и 550 нм выросла в два раза. Последующая 5-часовая экспозиция привела к незначительному уменьшению интенсивности полосы с $\lambda_m \approx 280$ нм (примерно на 10 %).

3) Зависимости интенсивности свечения от тока пучка и энергии электронов. Для выяснения причин появления различных полос спектра исследованы зависимости интенсивности свечения I от тока пучка i на характерных частотах. Токовые зависимости имеют различный вид для разных энергий электронов. Для $E=400$ эВ зависимость $I(i)$ в исследованной области токов линейна для всех характерных частот спектра. При возбуждении ЭФЭ электронами с $E=1$ кэВ токовая зависимость имеет вид суперлинейной кривой на начальном участке и переходит в линейную для всех λ_m , кроме $\lambda_m \approx 550$ нм. Типичный

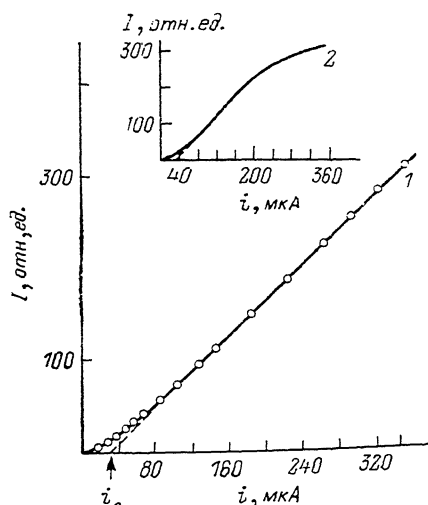


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения от тока пучка при энергии электронов 1 кэВ для длин волн 280 (1) и 350 нм (2).

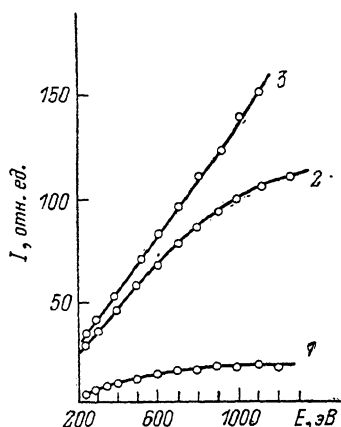


Рис. 4. Зависимость интенсивности ЭФЭ от энергии электронов при постоянном токе пучка для длин волн 230 (1), 280 (2) и 350 нм (3).

вид такой зависимости представлен на рис. 3. Ток i_0 , полученный экстраполяцией линейного участка до пересечения с осью токов, составляет 25—30 мкА (сечение пучка 2×4 мм). Токовая зависимость для полосы с $\lambda_m \approx 350$ нм имеет заметный сублинейный участок и показана на вставке рис. 3. Величина i_0 существенно уменьшается (в 5—6 раз) после экспозиции кристалла в атмосфере кислорода при температуре 650 °С. Зависимость $I(i)$ для полосы с $\lambda_m \approx 550$ нм оставалась линейной в исследованной области токов и не зависела от энергии возбуждающих электронов в всех этапах эксперимента.

Зависимость интенсивности свечения от энергии электронов позволяет оценить глубину возбуждения излучения (см. п. 3.3). На рис. 4 представлена эта зависимость для характерных частот вблизи края собственного поглощения.

4) О ж е - с п е к т р о с к о п и я. В начале эксперимента поверхность кристалла была покрыта углеродной пленкой. В процессе бомбардировки «мощным» пучком обнаружены уменьшение степени углеродного покрытия и появление характерных оже-линий ниобия и оже-линии KVV лития (формирующейся с участием 1s уровня лития и образующих валентную зону 2p уровней кислорода [6]). Степень очистки поверхности от загрязнений оценивалась по отношению оже-линий углерода и ниобия (167 эВ) и была выше там, где плотность тока «мощного» электронного пучка была больше. При достаточно длительной бомбардировке процесс очистки замедлялся, структура оже-пика 271 эВ указывала на то, что часть углерода

находилась в связанном (карбидном) состоянии [7]; это наблюдалось и ранее [6] на кристаллах НЛ, подвергнутых ионной бомбардировке. Для этого состояния, оже-спектр которого представлен на рис. 5, сделан расчет состава наиболее очищенного участка поверхности как гомогенной системы методом чистых стандартов по коэффициентам элементной чувствительности, взятым из [8]. Аппаратная функция нашего спектрометра в диапазоне 40—350 эВ учитывалась путем сравнения оже-спектра вольфрама, полученного на нашем спектрометре, с атласным [8]. Получен следующий состав для наиболее очищенного участка (ат. %): Li — 26, Nb — 27, O — 10, C — 37. Видно, что поверхность кристалла сильно обеднена кислородом в результате электронной бомбардировки, что уже наблюдалось в [6]. Соседний участок, где плотность тока пучка была меньше, имеет следующий состав (ат. %): Li — 14.5, Nb — 16.5, O — 15, C — 54. Анализ зависимости отношения интенсивностей оже-пикумов ниобия 105 и 167 эВ

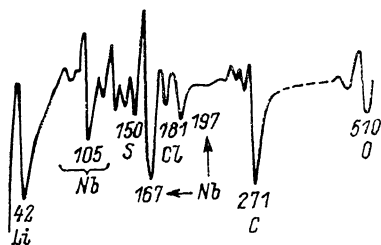


Рис. 5. Оже-спектр участка кристалла с наименьшим содержанием углерода. $E=3$ кэВ.

Из угловых зависимостей оже-спектров очищенных участков кристалла также следует, что содержание лития в области зондирования ОЭС растет при приближении к поверхности (при увеличении угла регистрации от 0 до 45° соотношение пиков Li/Nb возрастает приблизительно на 20 %).

3. Обсуждение

1) С п е к т р ы ЭФЭ. Рассмотрим возможные механизмы излучения, приводящие к появлению особенностей в наших спектрах. Положение максимумов интенсивности излучения при $\lambda \approx 280$ (основная полоса), $\lambda \approx 230$ нм и плеча при $\lambda \approx 250$ нм примерно соответствует особенностям в мнимой части диэлектрической проницаемости при $\hbar\omega = 4.38, 5.45$ и 5.07 эВ (ω — частота волны), наблюдавшимся в [9] и отнесенным к межзонным переходам между состояниями, энергия которых лежит вблизи особых точек плотности состояний. Зависимость $I(i)$ в виде суперлинейной кривой при малых токах, переходящей в линейную при больших токах, наблюдавшаяся нами для этих длин волн, характерна для межзонного излучения в случае, когда стационарная концентрация при малых токах по крайней мере в одной из зон определяется линейной рекомбинацией носителей через дефекты, а при больших токах доминирует квадратичная рекомбинация (существенная зависимость i_0 от содержания кислорода в кристалле позволяет предположить, что указанными дефектами являются вакансии кислорода). Действительно, система балансных уравнений может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dn_c}{dt} &= \alpha i - p_i n_c (\beta_1 + \beta_2 n_c + \beta_3 p) - \gamma n_c p, \\ \frac{dn_i}{dt} &= p_i n_c (\beta_1 + \beta_2 n_c + \beta_3 p) - n_i p (\delta_1 + \delta_2 n_c + \delta_3 p), \\ p + p_i &= n_c, \quad p_i = N_i - n_i, \end{aligned}$$

где n_c, p, n_i, N_i — концентрация соответственно электронов в зоне проводимости, дырок в валентной зоне, захваченных центрами электронов и центров рекомбинации; $\alpha, \gamma, \beta_j, \delta_j$ — феноменологические параметры, опи-

сывающие генерацию внешними электронами электронно-дырочных пар (α), их межзонную рекомбинацию (γ), захвата центром (рекомбинация по механизму Шокли—Рида) электрона из зоны проводимости (β_1) и дырки из валентной зоны (δ_1), оже-процессов с участием центра и передачей энергии электрону в зоне проводимости (β_2, δ_2) или в валентной зоне (β_3, δ_3), причем учтены слагаемые до квадратичных по n_c и p .¹ Решение системы имеет вид

$$n_c = p_t = (ai/\beta_1)^{1/2}, \quad p = ai/\delta_1 N_t \text{ — область слабых токов:}$$

$$\gamma n_c p / ai \ll 1, \quad p/p_t \ll 1, \quad p_t/N_t \ll 1, \quad (\delta_2 n_c + \delta_3 p)/\delta_1 \ll 1, \quad (\beta_2 n_c + \beta_3 p)/\beta_1 \ll 1,$$

$$n_c = p = [ai/(\gamma + p_t(\beta_2 + \beta_3))]^{1/2}, \quad p_t = aN_t/(a+1), \quad a = (\delta_2 + \delta_3)/(\beta_2 + \beta_3) \text{ —}$$

область сильных токов:

$$p_t/p \ll 1, \quad \beta_1/(\beta_2 + \beta_3) n_c \ll 1, \quad \delta_1/(\delta_2 + \delta_3) n_c \ll 1.$$

Следовательно, для межзонного излучения $I \sim pn_c \sim i^{3/2}$ при слабых токах и $I \sim i$ при сильных (но не слишком, так как с ростом тока возрастает относительное значение кубической рекомбинации). Характерный ток i_0 на кривой $I(i)$, очевидно, возрастает с ростом N_t (в нашей модели $i_0 \sim N_t^2$, значение n лежит в интервале $1 < n < 3$ и зависит от соотношения параметров γ, β, δ).

К сожалению, нам не известны численные значения параметров модели, что не позволяет провести количественное сравнение расчета с экспериментальными результатами. Можно, однако, утверждать, что в области токов, где доминирует квадратичная рекомбинация, оже-рекомбинация с участием кислородных вакансий не существенна. Это следует из того, что отжиг в атмосфере кислорода практически не влияет (в отличие от i_0) на интенсивность излучения (для нашей модели это означает, что $\gamma \gg \gg N_t(\delta_2 + \delta_3)(a+1)^{-1}$). Таким образом, описанная простая модель позволяет качественно объяснить зависимость интенсивности межзонного излучения от тока пучка, а также влияние абсорбции кислорода на ее вид. Модель, однако, не может правильно описать изменение i_0 при изменении энергии возбуждающих электронов, поскольку не учитывает изменение числа кислородных вакансий при бомбардировке [5].

Рассмотрим теперь возможные причины существования полосы с максимумом при $\lambda \approx 390$ нм. Токовая зависимость интенсивности излучения на этой длине волны имеет сходный вид с токовыми зависимостями для $\lambda = 280, 230, 250$ нм, что свидетельствует о том, что и эта полоса связана с носителями в валентной зоне и зоне проводимости. Учитывая также, что частота излучения, отвечающая центру полосы, меньше оптической ширины запрещенной зоны, мы полагаем, что данная полоса обусловлена излучением экситонов, формирующихся из свободных электронов и дырок (возможность экситонного происхождения некоторых, близких к рассматриваемой, полос люминесценции обсуждалась и ранее [12]).

Полоса с максимумом при $\lambda \approx 550$ нм имеет линейную токовую зависимость интенсивности излучения во всей исследованной области токов пучка, хотя токовые зависимости концентрации электронов и дырок

¹ Кроме кубической рекомбинации (например, оже-рекомбинации типа «зона—зона»), пренебрегается также: 1) пространственной неоднородностью, так как $l^2 \gg \gg D_a \tau$, где $l \sim 100 \text{ \AA}$ (см. п. 3.3) — глубина возбуждения излучения; коэффициент амбиполярной диффузии $D_a \ll 2D_e$; коэффициент диффузии электронов $D_e \leq 10^{-16} \text{ см}^2/\text{с}$ при комнатной температуре, согласно измерениям электронной подвижности [10]; характерный временной масштаб изменения концентраций носителей $\tau \leq 1 \text{ с}$, поскольку после направления пучка на мишень стационарные спектры устанавливались за время, меньшее нескольких секунд (разрешение); 2) тепловой концентрации носителей по сравнению с генерируемой пучком, что справедливо для достаточно глубоких центров $E_t \gg kT$, где E_t — энергия ионизации основного состояния центра (судя по порогу поглощения отожженных в вакууме кристаллов НЛ, $E_t > 0.5 \text{ эВ}$, например, в [11]), и тока, при которых интенсивность возбуждаемого излучения превосходит тепловое излучение; при этом стационарное состояние для $i=0$ соответствует $p=n_c=0, n_t=N_t$; 3) ионизацией центров электронным пучком.

в этой области изменяются. Это дает основание полагать, что данная полоса не связана со свободными носителями, а может быть обусловлена излучением экситонов, непосредственно возбуждаемых электронным пучком. Ранее отмечалось существование близких к рассматриваемой полосе излучения с максимумом при $\lambda \approx 520$ нм в спектрах фотолюминесценции [13] и 525, 580 нм в спектрах люминесценции, возбуждаемой быстрыми электронами [14]. Эти полосы были приписаны излучательной релаксации «дефектных ниобатных групп» (наиболее вероятным дефектом считается Nb_{Li}), так как ярче выражены в менее стехиометрических кристаллах. Если наблюдавшаяся нами полоса имеет то же происхождение, что и отмеченные, то можно ожидать, что она обусловлена связанными экситонами.

Полоса с максимумом при $\lambda \approx 350$ нм выделяется малой полушириной и наличием заметного сублинейного участка на токовой зависимости. Мы полагаем, что она обусловлена излучательным переходом электрона из состояний, энергия которых лежит вблизи энергии, отвечающей максимуму плотности состояний подзоны d_e зоны проводимости (согласно [15], этот максимум лежит на 2.04 эВ, а согласно [16], на 2.2 эВ выше дна зоны проводимости), в локализованное состояние (предположительно $Nb 4d$), энергия которого на 1.3—1.6 эВ ниже дна зоны проводимости [17, 18] (такая интерпретация принята в [16] для объяснения потери ≈ 3.5 эВ электронами, бомбардирующими НЛ). Малая полуширина полосы согласуется с этим объяснением, так как подзона d_e является довольно узкой [19]. Существование сублинейного участка на токовой кривой, на наш взгляд, связано с увеличением роли оже-переходов электронов в рассматриваемое локальное состояние (главным образом из состояний вблизи дна зоны проводимости), в результате чего возрастает степень заполненности конечного состояния для оптического перехода.

Происхождение излучения, интенсивность которого в исследованной области длин волн монотонно возрастает с ростом длины волны, нам остается неясным. В разложенном спектре присутствует также полоса малой интенсивности с $\lambda_m \approx 310$ нм, не заметная в исходном спектре. В настоящей работе вследствие недостатка экспериментальных данных для этой полосы мы не обсуждаем ее происхождение (в работе [12] полоса люминесценции с $\lambda_m \approx 310$ нм отнесена к экситонному излучению).

2) Индуцированное электронно-бомбардировкой изменение спектров ЭФЭ. Обсудим возможные причины изменения люминесцентных характеристик, вызванного бомбардировкой кристалла электронным пучком. Согласно нашим оже-спектрам, после воздействия пучком электронов с энергией 1 кэВ имело место увеличение концентрации атомов Li в приповерхностном слое (уход атомов Li из кристалла НЛ под воздействием греющего пучка электронов с энергией порядка кэВ отмечался ранее [17]). Известно также, что воздействие электронного пучка ($E=1$ кэВ) приводит к потере кислорода кристаллом НЛ [5]. Следовательно, в наших экспериментальных условиях при бомбардировке электронами с энергией 1 кэВ имеет место уход кислорода из кристалла, а также перераспределение атомов Li в области воздействия пучка, приводящее к увеличению их концентрации в непосредственной близости к поверхности (возможно, частично и выходу из кристалла). Малое уменьшение концентрации Li в кристалле НЛ приводит к резкому тушению люминесценции, а также к существенному возрастанию поглощения, индуцированного отжигом в вакууме (и более однородному распределению поглощающих центров по объему кристалла) [20]. Возрастание индуцированного поглощения при увеличении дефицита Li в решетке НЛ свидетельствует об облегчении условий выхода кислорода из кристалла. Учитывая сказанное, причина изменения спектра люминесценции и уменьшения ее интенсивности нам представляется следующей.

1) Под воздействием достаточно энергичных электронов в области возбуждения происходит перераспределение атомов Li, приводящее к росту их концентрации в тонком приповерхностном слое за счет уменьшения в более глубоких слоях до тех пор, пока поток к поверхности не скомпен-

сируется обратным диффузионным потоком; уменьшение концентрации Li в области, где в основном генерируется излучение, приводит к его тушению. 2) Одновременно с первым процессом протекает второй (возможно, с возрастающей скоростью) — уход из кристалла кислорода, что приводит к селективной деформации спектра, которая отчетливее проявляется после окончания перераспределения атомов Li ; отжиг кристалла в атмосфере кислорода приводит практически к восстановлению спектра и интенсивности излучения, отвечающих началу деформации спектра при бомбардировке пучком. Это свидетельствует об определяющей роли ухода кислорода в процессе селективных изменений спектра. Необходимо, однако, отметить, что остается неясной роль энергии бомбардирующих электронов в процессе инициирования изменения люминесцентных свойств кристалла НЛ.

3) Глубина зондирования методом ЭФЭ. Оценим толщину приповерхностного слоя, зондируемого электронным пучком в наших опытах по ЭФЭ. Это можно сделать на основании вида зависимости интенсивности излучения от энергии возбуждающих электронов. Действительно, качественный вид этой зависимости определяется соотношением глубины выхода δ и глубины возбуждения l излучения. Если $l < \delta$,² то с ростом энергии электронов интенсивность излучения растет, а если $l > \delta$, то убывает (см., например, [21]). В наших опытах наблюдались растущие зависимости $I(E)$ на всех характерных частотах (рис. 4), что свидетельствует о том, что экспериментальные условия соответствуют случаю $l < \delta$.³ Значение δ на частоте, отвечающей $\lambda = 230$ нм, составляет 200—300 Å [22, 23]; следовательно, в исследованной области энергий электронов возбуждение излучения пучком происходит в приповерхностном слое, толщина которого не превосходит нескольких сотен ангстрем.

В результате проведенного исследования выявлены новые особенности в спектре люминесценции кристалла НЛ (230, 250, 280 нм), что свидетельствует о хороших возможностях электрон-фотонной спектроскопии в применении к диэлектрикам. Преобладание в спектрах ЭФЭ полосы излучения с максимумом в области $\lambda \approx 550$ нм над особенностью в области $\lambda \approx 430$ нм свидетельствует о доминирующей роли приповерхностной области в формировании излучения [13, 24]. Учитывая, что ЭФЭ в наших условиях генерируется в области ~ 100 Å, можно заключить, что толщина приповерхностного переходного слоя в кристалле НЛ, выращенном из конгруэнтного расплава методом Чохральского, превосходит сотни ангстрем. Обнаружено также изменение люминесцентных свойств и состава поверхности НЛ, индуцированное бомбардировкой электронами с энергией ≥ 1 кэВ.

Выражаем благодарность А. В. Бобылю за предоставление кристаллов НЛ и А. Г. Наумовцу за постоянный интерес к работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кляп М. П., Крицкий В. А., Кулюпин Ю. А., Кучеренко Ю. Н., Пилипчак К. Н., Поп С. С. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 3. С. 1117—1123.
- [2] Борзяк П. Г., Гегузин И. И., Дацюк В. Н., Коновалов И. А., Кулюпин Ю. А., Пилипчак К. Н. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 6. С. 1514—1523.
- [3] Крицкий В. А., Кляп М. П., Поп С. С. // ПТЭ. 1985. № 3. С. 149—151.
- [4] Фок М. В. // Тр. ФИАН. 1972. Т. 59. С. 3—25.
- [5] Klekamp A., Donnenberg H., Heiland W., Snowdown K. J. // Surf. Sci. 1988. V. 200. P. L465—L469.
- [6] Ritz V. H., Bermudez V. M. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 10. P. 5559—5575.

² В случае, когда излучатели локализованы вблизи поверхности в слое толщиной Δ , значение l , очевидно, надо сравнивать с меньшей из величин δ и Δ .

³ То, что в нашем случае «работает» параметр $\delta/l = c/(2\omega l \text{Im } \epsilon^{1/2})$ (c — скорость света, ϵ — поперечная относительно оптической оси компонента тензора диэлектрической проницаемости), а не Δ/l , следует из влияния частоты излучения на вид $I(E)$ (рис. 4).

- [7] Smith M. A., Sinharoy S., Levenson L. L. // *J. Vac. Sci. Technol.* 1979. V. 16. N 2. P. 462—465.
- [8] Davis L. E., McDonald N. C. e. a. *Handbook of Auger Electron Spectroscopy*. Eden, 1976. 252 p.
- [9] Мамедов А. М. // *Опт. и спектр.* 1984. Т. 56. № 6. С. 1049—1054.
- [10] Бунэ А. В., Пашков В. А. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 10. С. 3024—3027.
- [11] Ketchum J. L., Sweeney K. L., Halliburton L. E., Armington A. F. // *Phys. Lett.* 1983. V. 94A. N 9. P. 450—453.
- [12] Haycock P. W., Townsend P. D. // *J. Phys. C.* 1987. V. 20. N 2. P. 319—327.
- [13] Krol D. M., Blasse G., Powell R. C. // *J. Chem. Phys.* 1980. V. 73. N 1. P. 163—166.
- [14] Llopis J., Ballesteros C., Gonzalez R., Chen Y. // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 56. N 2. P. 460—462.
- [15] Clark M. G., DiSalvo F. J., Glass A. M., Peterson G. E. // *J. Chem. Phys.* 1973. V. 59. N 12. P. 6209—6219.
- [16] Kasper L., Hüfner S. // *Phys. Lett.* 1981. V. 81A. N 2—3. P. 165—168.
- [17] Courths R., Steiner P., Hochst H., Hüfner S. // *Appl. Phys.* 1980. V. 21. N 4. P. 345—352.
- [18] Chab V., Kubatova J. // *Appl. Phys. A.* 1986. V. 39. N 1. P. 67—71.
- [19] Hafid L., Michel-Calendini F. M. // *J. Phys. C.* 1986. V. 19. N 16. P. 2907—2917.
- [20] Garcia-Cabanes A., Sanz-Garcia J. A., Cabrera J. M., Agullo-Lopez F., Zaldo C., Pareja R., Polgar K., Paksanyi K., Folvari I. // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. N 11. P. 6085—6091.
- [21] Boersch H., Sauerbrey G. // *Optical properties and electronic structure of metals and alloys* / Ed. F. Abeles. North-Holland, Amsterdam, 1966. 612 p.
- [22] Wiesendanger E., Guntherodt G. // *Sol. St. Comm.* 1974. V. 14. N 4. P. 303—306.
- [23] Barner K., Braunstein R., Weakliem H. A. // *Phys. St. Sol. b.* 1975. V. 68. N 2. P. 525—530.
- [24] Arizmendi L., Cabrera J. M., Agullo-Lopez F. // *Sol. St. Comm.* 1981. V. 40. N 5. P. 583—585.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
3 июля 1989 г.