

УДК 535.37

© 1992

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КИСЛОРОДНО-ОКТАЭДРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Э. М. Шахвердиев

Проведен детальный теоретический анализ экситонной модели лазерного возбуждения нестационарной фотолюминесценции в кислородно-октаэдрических кристаллах. Получены асимптотические выражения для интенсивности фотолюминесценции при различных длительностях и интенсивностях лазерного излучения. Показано, что экспериментальные результаты по исследованию влияния облучения и примесей на интенсивность фотолюминесценции, корреляции фотолюминесценции и фотопроводимости находят удовлетворительное объяснение в рамках экситонной модели. Предложено проведение целенаправленных экспериментов для косвенной оценки сечений автолокализации электронных возбуждений, новизаций экситонов.

Исследование взаимодействия лазерного излучения с сегнетоэлектрическими кристаллами представляет большой научный и практический интерес, так как эти материалы находят широкое применение при модуляции и преобразовании лазерного излучения, в целях управления добротностью квантовых источников излучения, а также в качестве нелинейных элементов, среды для голографической записи информации [1]. Исследования люминесцентных характеристик кристаллов являются одним из основных методов изучения элементарных возбуждений в твердом теле и могут давать весьма важную информацию о природе взаимодействия света с веществом [2].

Для люминесценции таких кристаллов, как LiNbO_3 , SrTiO_3 , KTaO_3 , LiTaO_3 , характерно возникновение широкой полосы свечения, расположенной в видимой области спектра со значительным Stokesовым сдвигом (1—2 эВ) относительно фотовозбуждения. Природа этой люминесценции пока не ясна, и поэтому предлагались различные модели. Так, например, в так называемой структурной модели фотолюминесценция (ФЛ) обусловлена излучательным переходом возбужденного кислородного октаэдра VO_6 (В — переходной металл, $\text{V}=\text{Nb}$, Ti , Ta) в основное состояние [3, 4]; в примесной модели указывается на несобственную природу ФЛ [5]. Однако согласия таких моделей с экспериментальными данными о спектрах возбуждения ФЛ, влиянии дефектов на интенсивность ФЛ, кинетике ФЛ и т. п. достигнуто не было, так как имеется ряд фактов, затрудняющих интерпретацию в рамках структурного и примесного подходов (более подробно об этих трудностях см., например, [2]). Отметим лишь следующие факты: 1) излучение VO_6 комплекса расположено в более коротковолновой области спектра; 2) если возбуждение и рекомбинация происходят в пределах VO_6 комплекса, то фотовозбуждение не должно сопровождаться выраженной фотопроводимостью, что противоречит данным литературы [2]; 3) с увеличением чистоты кристаллов видимое свечение становится более интенсивно [6]; 4) интерпретация видимой ФЛ как следствие донорно-акцепторной рекомбинации тоже экспериментально не подтверждена, так как проведенные при тем-

температуре 77 К измерения кинетики ФЛ не обнаружили неизбежной в этом случае спектральной зависимости времени жизни в области видимого свечения [2].

В последнее время в ряде работ наметилась тенденция рассматривать видимое свечение как излучательный распад экситонов (см., например, [7, 8] и ссылки там). В частности, как показано авторами работы [7], релаксация интенсивности ФЛ (после возбуждения кристалла SrTiO_3 лазерным излучением наносекундной длительности ($t_p = 3$ нс) с интенсивностью от 10^3 до 10^6 Вт/см²) удовлетворительно описывается в рамках экситонной модели. Однако до сих пор детально не исследовалась кинетика нестационарной ФЛ при различных интенсивностях и длительностях лазерного импульса, что не позволяет достаточно надежно судить о степени адекватности экситонной модели.

Целью настоящей работы является подробный теоретический анализ кинетики ФЛ в перовскитовых сегнетоэлектриках, возбуждаемой лазерным излучением короткой длительности. Отметим, однако, что, поскольку видимое свечение в этих кристаллах наблюдается как выше, так и ниже температуры фазового перехода, влияние спонтанной поляризации на кинетику ФЛ непосредственно не исследуется.

1. Физическая модель

При взаимодействии лазерного излучения с сегнетоэлектрическим кристаллом в результате однофотонной ионизации ионов решетки (если удовлетворяется условие $\hbar\omega > E_g$, где $\hbar\omega$ — энергия фотона лазерного излучения, E_g — ширина запрещенной зоны кристалла; для кристалла SrTiO_3 это соотношение выполняется при длине волны лазерного излучения $\lambda = 0.337$ мкм [7]) возникает электрон-дырочная пара. При переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости электрон (здесь речь идет о кристалле SrTiO_3) за времена $\sim 10^{-13}$ с за счет взаимодействия с фононами автолокализуется. Автолокализованный электрон может захватить дырку с образованием автолокализованного экситона. Возможно также образование свободного экситона в результате захвата дыркой горячего электрона. По мнению авторов [7], в зависимости от внешних условий (интенсивность лазерного излучения, длительность импульса) вклад в ФЛ кристалла могут давать как свободные, так и автолокализованные экситоны. В наносекундном диапазоне длительности лазерного импульса локализацию электронов зоны проводимости можно считать мгновенной. Экситон может релаксировать в низколежащие состояния и распадаться в результате излучательной рекомбинации. Мы будем считать, что именно такой излучательный распад экситона приводит к ФЛ. Существенным может стать также процесс ионизации экситона лазерным излучением. Можно предположить (по аналогии со щелочно-галогидными кристаллами; см., например, [9]), что существуют также другие каналы распада экситона (например, генерация фононов, образование дефектов). Здесь мы принимаем, что излучательный канал распада экситона является единственным. В этом и следующем разделах рассматриваем номинально чистые, беспримесные кристаллы.

Учитывая вышесказанное, запишем систему кинетических уравнений в виде

$$\frac{dn_{ef}}{dt} = \sigma^{(1)} n_v \mathcal{J} - \frac{n_{ef}}{\tau_{s,t}} + \sigma^s \cdot t \mathcal{J} n_{es,t},$$

$$\frac{dp}{dt} = \sigma^{(1)} n_v \mathcal{J} - \nu n_{es,t} p + \sigma^{ex} \mathcal{J} n_{ex},$$

$$\frac{dn_{es,t}}{dt} = \frac{n_{ef}}{\tau_{s,t}} - \sigma^s \cdot t \mathcal{J} n_{es,t} - \nu n_{es,t} p + \sigma^{ex} \mathcal{J} n_{ex},$$

$$\frac{dn_{ex}}{dt} = \nu n_{es,t} p - \sigma^{ex} \mathcal{J} n_{ex} - \frac{n_{ex}}{\tau_{ex}},$$

$$n_e(t=0) = p(t=0) = n_{es.i}(t=0) = n_{er}(t=0) = 0. \quad (1)$$

Здесь \mathcal{J} — интенсивность лазерного излучения; n_{ef} — концентрация свободных электронов зоны проводимости; p — концентрация дырок; $n_{es.i}$ — концентрация автолокализованных электронов; n_v — концентрация валентных электронов; n_{ex} — концентрация автолокализованных экситонов; $\mathcal{J}^{(1)}$ — сечение однофотонной ионизации валентных электронов; $\sigma^{s.i}$ — сечение ионизации автолокализованного электрона лазерным излучением; σ — сечение захвата дырки автолокализованным электроном; σ^{ex} — сечение ионизации автолокализованного экситона; $\tau_{s.i}$ — время автолокализации свободных электронов зоны проводимости; τ_{ex} — время жизни автолокализованного экситона; v — скорость дырок (электроны автолокализованы).

Согласно вышесприведенным соображениям, установление квазистационарного состояния для электронов зоны проводимости осуществляется за времена, существенно меньшие длительности наносекундного импульса

$$\frac{dn_{ef}}{dt} \approx 0. \quad (2)$$

Легко заметить, что при условии (2) с учетом начальных условий справедливо соотношение

$$p(t) \approx n_{es.i}(t). \quad (3)$$

Для простоты при анализе решений кинетических уравнений форму лазерного импульса будем считать прямоугольной. По соображениям удобства перейдем к безразмерным величинам. Безразмерное время по отношению к физическому вводится соотношением

$$t_{\text{физ}} = \tau_{ex} t. \quad (4)$$

Введем безразмерные интенсивности

$$\xi = \mathcal{J} \mathcal{J}_0^{-1}, \quad \mathcal{J}_0 = (\tau_{ex}^2 \mathcal{J}^{(1)} n_v \sigma v)^{-1}, \quad (5)$$

концентрацию

$$x = n n_0^{-1}, \quad n_0 = (\mathcal{J} v \tau_{ex})^{-1}. \quad (6)$$

Обозначим также

$$\varepsilon = \sigma^{ex} (\mathcal{J}^{(1)} n_v \sigma v \tau_{ex})^{-1}. \quad (7)$$

В итоге получаем

$$\begin{aligned} \frac{dx_p}{dt} &= \xi - x_p^2 + x_{ex} \varepsilon \xi, \\ \frac{dx_{ex}}{dt} &= x_p^2 - x_{ex} \varepsilon \xi - \tau_{er}, \\ x_p(t) &= x_{es.i}(t), \\ x_p(0) &= 0, \quad x_{ex}(0) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

По физическому смыслу при интенсивности $\mathcal{J} = \mathcal{J}_0$ времена жизни экситона и квадратичной рекомбинации совпадают; через n_0 обозначена концентрация носителей при такой интенсивности. Величина ε характеризует эффективность ионизации экситона лазерным излучением.

Используя разумные значения физических величин: $v \approx 10^7$ см/с, $\tau_{ex} \approx 10^{-8}$ с, $\sigma \approx 10^{-15}$ см², $\sigma^{(1)} \approx 10^{-18}$ см² ≈ 1 см²/Дж, $n_v \approx 10^{21}$ см⁻³, $\sigma^{ex} \approx 10^{-16}$ см² $\approx 10^2$ см²/Дж, получаем $n_0 \approx 10^{16}$ см⁻³, $\mathcal{J}_0 \approx 10^3$ Вт/см², $\varepsilon \approx 10^{-3}$.

Для исследования системы кинетических уравнений (8) применялся метод асимптотического разложения решений сингулярно возмущенных систем по малому параметру, описанный, например, в [10] и использованный нами ранее в работах [11, 12] при анализе кинетики фотопрободимости в щелочно-галопидных кристаллах в условиях двухфотонного возбуждения неравновесных носителей и рождения радиационных дефектов.

1. Сначала исследуем систему (8) при низких интенсивностях $\xi < 1$. Считая в этом случае малым параметром задачи ξ , в первом приближении по ξ для решений системы (8) (предварительно в системе (8) делаем замену $x_p = \xi x$, $x_{ex} = \xi(y-x)$, $t' = \xi t$) во всей области изменения времени получаем

$$x_p = \xi \left\{ a \operatorname{th} a \xi t + \xi \left[-\varepsilon (1 + a^2 \xi t) \frac{1}{\operatorname{ch}^2 a \xi t} + \varepsilon \exp(-t) \right] \right\},$$

$$x_{ex} = \xi \{ 1 - \exp(-t) + \xi [-a^2 \operatorname{sech}^2 a \xi t + (a^2 + \varepsilon t) \exp(-t)] \}, \quad (9)$$

где $a^2 = \varepsilon + \xi^{-1}$.

Согласно развитой модели, для величины (безразмерной) интенсивности люминесценции можно написать

$$L = x_p(t) x_{ex, t}(t) \approx x_p^2(t). \quad (10)$$

Из-за сложности полученных асимптотических выражений при анализе решений (9) ограничимся нулевым приближением по ξ .

В начальной области длительности лазерного импульса t_n , т. е. если выполняется условие $a \xi t_n \ll 1$,

$$x_p(t_n) = \xi a \operatorname{th} a \xi t_n \approx (\xi + \varepsilon \xi^2) t_n \approx \xi t_n. \quad (11)$$

При этом

$$L(t) \approx \xi^2 t_n^2. \quad (12)$$

При больших временах $a \xi t_n \gg 1$ $x_p(t)$ стремится к стационарному значению

$$x_p^s = (\xi + \varepsilon \xi^2)^{1/2}; \quad L^s = \xi + \varepsilon \xi^2. \quad (13)$$

Оценки показывают, что при низких интенсивностях $\xi < 1$ выход на стационарное состояние осуществляется за времена $t_r \sim (a \xi)^{-1} \approx \xi^{-1/2} \gg 1$, т. е. $t_{\text{физ}} \gg t_p$.

2. В случае высоких интенсивностей $\xi > 1$ малым параметром задачи считаем ξ^{-1} . Асимптотический метод в нулевом приближении по ξ^{-1} (предварительно в системе (8) нужно делать замену переменных $x_p = \xi x$, $x_{ex} = \xi(y-x)$) даст

$$x_p(t) = \xi \left[\frac{\exp(-(a_1 - a_2)^{-1} \xi t) - 1}{\xi (a_2 - a_1 \exp((a_2 - a_1)^{-1} \xi t))} - K(0) + K(t) \right],$$

$$x_{ex}(t) = \xi \left[\frac{1 - \exp(-(a_1 - a_2)^{-1} \xi t)}{\xi (a_2 - a_1 \exp((a_2 - a_1)^{-1} \xi t))} + K(0) - \varepsilon^{-1} (\xi^{-1} - K^2(t)) \right]. \quad (14)$$

Здесь $K(t)$ — решение уравнения

$$t = \ln \left[\left(\frac{K+a}{K-a} \right)^{\varepsilon, 2a} \left(\frac{K(0)-a}{K(0)+a} \right)^{\varepsilon, 2a} \left(\frac{K^2(0)-a^2}{K^2-a^2} \right) \right], \quad (15)$$

$$K(0) = -\frac{\varepsilon}{2} + \left(\xi^{-1} + \frac{\varepsilon^2}{4} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

a_1 и a_2 — корни уравнения

$$x^2 + \varepsilon x - \xi^{-1} = 0. \quad (17)$$

Как и прежде,

$$a^2 = \varepsilon + \xi^{-1}.$$

Анализ полученных выражений показывает, что при малых временах $x_p(t)$ и $L(t)$ описываются соответственно соотношениями (11) и (12); далее за времена $t^q \sim \xi^{-1} (a_1 - a_2)$ осуществляется выход на квазистационарные состояния $x_p^q(t) \approx \xi K(0)$, $L^q(t) \approx \xi^2 K^2(0)$: если при этом выполняется условие

$$4(\varepsilon^2 \xi)^{-1} \ll 1, \quad (18)$$

то

$$x_p \approx \varepsilon^{-1}, \quad L \approx \varepsilon^{-2}, \quad (19)$$

в противном случае

$$x_p \approx \xi^{1/2}, \quad L \approx \xi. \quad (20)$$

После выхода на квазистационарное состояние $x_p^q(t) \approx \xi K(0)$ функция $x_p(t)$ стремится к стационарному состоянию (13). Этот переход описывается функцией $K(t)$. Оценки показывают, что $t^q \ll 1$. Действительно, при $\varepsilon \approx 10^{-3}$, $\xi \approx 10$ получим $t^q \approx 10^{-1}$, т. е. $t_{\text{фин}} \ll t_p$. Таким образом, в результате проведенных исследований получено, что в зависимости концентрации носителей (интенсивности ФЛ) от интенсивности лазерного излучения при изменении интенсивности излучения от меньших значений к большим могут наблюдаться два характерных участка: линейная (квадратичная) область при низких интенсивностях лазерного излучения ($\mathcal{J} \ll 10^3$ Вт/см²) обусловлена однофотонной ионизацией ионов решетки; при относительно высоких интенсивностях ($\mathcal{J} \geq 10^3$ Вт/см²) сублинейная (линейная) зависимость определяется квадратичной рекомбинацией носителей в условиях однофотонной ионизации ионов решетки. Анализ имеющихся литературных данных показывает, что такие зависимости действительно могут наблюдаться (см., например, [13]). При очень высоких интенсивностях (см. условие (18)) возможна ситуация, когда концентрация неравновесных носителей и интенсивность ФЛ полностью определяются ионизацией экситонов. Физический смысл соотношения (19) достаточно прозрачен: чем эффективней ионизация экситона, тем с меньшей вероятностью он может распадаться излучательно. Однако следует отметить, что при таких высоких интенсивностях существенными могут оказаться, например, процессы многофотонной ионизации, разрушение кристалла и т. п. и исследуемая здесь модель станет неадекватной. Как показывают оценки, стационарные состояния (13) за наносекундные длительности лазерного импульса не достигаются и поэтому не отвечают экспериментальной ситуации при таких длительностях импульса. Более того, когда ионизация экситона становится существенной, выход на состояния (13) еще более замедляется. В наносекундном лазерном импульсе концентрация неравновесных носителей и интенсивность ФЛ определяются квазистационарными состояниями $x_p^q \approx \xi K(0)$, $L^q \approx \xi^2 K^2(0)$. Отметим, что в экситонной модели в отличие от структурной модели существует явная корреляция между фотопроводимостью и интенсивностью ФЛ. Действительно, согласно исследуемой модели, $L \sim x_p^2$. Итак, проведенные исследования обнаружили, что в кинетике ФЛ (фотопроводимости) в зависимости от длительности импульса и интенсивности лазерного излучения существенную роль могут играть автолокализация электронных возбуждений, ионизация экситонов. Поэтому в случае адекватности экситонной модели вышеприведенные асимптотические формулы могут быть использованы для косвенной оценки сечений автолокализации электронных возбуждений, ионизации экситона.

3. ФотOLUMИнесценция дефектных кристаллов

В недавно проведенных экспериментальных работах [14, 15] уменьшение (в десятки раз) интенсивности ФЛ предварительно облученных (проникающим электронным потоком с энергией 4 МэВ, интегральным потоком $5 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{17}$ электронов/см²) кристаллов SrTiO₃ по сравнению с интенсивностью ФЛ необлученных образцов, следуя структурной модели, связывалось с возможной деформацией VO₆ октаэдров и образованием центров безызлучательной рекомбинации, перезахватывающих излучательный поток; в кристаллах LiNbO₃ интенсивность ФЛ после облучения практически не меняется, что, по мнению авторов [14], связано с радиационной устойчивостью VO₆ комплекса. Однако, как уже отмечалось выше, интерпретация ФЛ в структурной модели встречается с существенными трудностями. С учетом этого в настоящей работе в принципиальном плане сделана попытка объяснения вышеприведенных экспериментальных результатов в рамках экситонной модели. При этом учитываем тот экспериментальный факт, что облучение электронным потоком приводит к рождению как дырочных, так и электронных ловушек и дефектов ионизации, влияющих на кинетику неравновесных носителей и тем самым на интенсивность ФЛ. Такое рассмотрение представляет несомненный интерес, особенно если учесть противоречивость экспериментальных результатов по влиянию примесей на интенсивность ФЛ (см. начало статьи).

В математическом плане задача сводится к нахождению решений двух систем кинетических уравнений (для предварительно необлученного и облученного образца) типа (1) и вычислению интенсивностей ФЛ для этих двух случаев (следует отметить, что кристаллы еще до облучения могут содержать различные сорта дорадиационных дефектов ионизации и захвата). Для простоты здесь ограничимся стационарными решениями указанных систем.

В итоге получим, что интенсивности ФЛ облученного и необлученного кристаллов связаны соотношением

$$L^{\text{обл}} = L^{\text{необл}} (\xi + r\xi x_r - \beta_2 x_p)^{-1}. \quad (21)$$

Здесь $x_r \sim n_r$ (n_r — концентрация вновь созданных дефектов ионизации); r характеризует эффективность ионизации таких центров лазерным излучением, $r \sim \sigma^{(r)}$ ($\sigma^{(r)}$ — сечение ионизации дефектов n_r); β_2 — эффективность захвата дырок на вновь созданные дефекты. $\beta_2 \sim \tau_{p,r}^{-1}$ ($\tau_{p,r}$ — время линейной рекомбинации дырок на радиационных дефектах); напомним, что x_p — концентрация свободных дырок. Легко заметить, что когда ионизация с вновь созданных дефектов компенсируется захватом дырок на ловушки, т. е. выполняется условие

$$r\xi x_r \approx \beta_2 x_p, \quad (22)$$

интенсивность ФЛ образца после облучения не меняется. На наш взгляд, такая ситуация могла бы реализовываться для LiNbO₃; максимальное уменьшение интенсивности ФЛ происходит, если в результате облучения образуются только дефекты захвата дырок: не исключено, что такой случай имеет место для кристаллов SrTiO₃; согласно (21), при определенных условиях возможно также увеличение интенсивности ФЛ образцов после облучения. Итак, анализ формулы (21) показывает, что вопрос о влиянии примесей на интенсивность ФЛ в рамках экситонной модели решается с единой точки зрения.

В заключение обсудим влияние температуры на поведение ФЛ кристалла. Как известно (см., например, [13]), такое влияние может быть, в частности, обусловлено изменением подвижности, времени жизни, концентрации неравновесных носителей с температурой. Характерное падение интенсивности ФЛ с ростом температуры является типичным для многих кристаллов и, как хорошо из-

вестно, может быть объяснено механизмом температурного гашения. Поэтому остановимся на поведении интенсивности ФЛ в наиболее интересной области, т. е. вблизи фазового перехода. Общеизвестно, что фазовый переход в сегнетоэлектрике сопровождается аномалиями в температурной зависимости концентрации носителей. Эти особенности могут быть, в частности, обусловлены изменениями эффективной массы носителей (и соответственно плотности состояний), энергии активации, концентрации примесных центров вблизи точки Кюри; кроме этого, в области фазового перехода могут возникать уровни, связанные с зародышами новой фазы (области Кенцига) и флуктуациями параметра перехода. Эти уровни могут стабилизироваться путем захвата носителей и образуют новые квазичастицы (фазонов и флуктуонов) [13]. Следовательно, рождение фазонов, флуктуонов и образование экситонов являются конкурирующими процессами (за захват носителей). Необходимо при этом иметь в виду, что дефекты (как дорадиационные, так и вновь созданные) также могут принимать участие в этой конкуренции, т. е. в уравнениях (1) и (21) появляются дополнительные члены, описывающие захват носителей на новые уровни. Тогда, согласно экситонной модели, это может привести к критическим зависимостям сечения захвата дырки на автолокализованный электрон или на вновь созданный дефект в облученных кристаллах; другими словами, в экситонной модели подтверждается критическое поведение концентрации носителей (экспериментальный факт) вблизи точки Кюри. В зависимости интенсивности ФЛ от температуры немаловажную роль могут играть процессы делокализации автолокализованных возбуждений, влияния неравновесных носителей на величину спонтанной поляризации, сдвига точки фазового перехода под воздействием лазерного излучения. Следует отметить, что фазоны (флуктуоны) могут приводить к изменению интенсивности ФЛ и в рамках структурной и примесной моделей. Однако для адекватного анализа критического поведения ФЛ следует детально, количественно исследовать (наряду с учетом влияния вышеуказанных факторов) степень возможной деформации VO_6 октаэдров (после рождения макроскопических квазичастиц), роль фазонов (флуктуонов) как центров перезахватывающих излучательный поток в структурной модели, влияние фазонов (флуктуонов) как на энергию активации, так и концентрацию примесей, ответственных за ФЛ, в примесной модели.

Эти вопросы представляют значительный интерес, и их экспериментальное, теоретическое исследование позволило бы достаточно надежно судить о степени адекватности той или иной модели фотолюминесценции.

Таким образом, в настоящей работе впервые проведен детальный кинетический анализ нестационарной ФЛ в кислородно-октаэдрических кристаллах на основе возможной экситонной модели. Получены асимптотические выражения для интенсивности ФЛ и фотопроводимости при различных длительностях и интенсивностях лазерного излучения. Эти асимптотические формулы могут быть использованы для косвенной оценки сечений автолокализаций электронных возбуждений, ионизаций и захвата на радиационные дефекты. Показано, что экспериментальные результаты по исследованию влияний облучения и примесей на интенсивность ФЛ, корреляции ФЛ и фотопроводимости могут быть удовлетворительно объяснены в рамках экситонной модели.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кузьминов Ю. С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. М.: Наука, 1982. 399 с.
- [2] Трепачков В. А., Бабинский А. В., Вихнин В. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. Т. 51. № 10. С. 1711—1716.
- [3] Ihring H., Hengst J. H. T., Klerk H. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 35. N 2. P. 307—311.
- [4] Зейналлы А. X., Лебедева Н. Н., Мордухаев А. P., Осман М. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 3. С. 766—770.

- [5] Sihvonen Y. T. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 11. P. 4431—4435.
- [6] Grabner L. // Phys. Rev. 1965. V. 177. N 4. P. 1315—1318.
- [7] Leonelli R., Brebner J. L. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8649—8656.
- [8] Leonelli R., Brebner J. L. // Solid State Commun. 1985. V. 54. N 6. P. 505—507.
- [9] Луцкий Ч. Б., Витол Н. К., Элауго М. А. // УФН. 1977. Т. 122. № 2. С. 223—251.
- [10] Тихонов А. Н., Васильева А. Б., Свешников А. Г. Дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1985. 230 с.
- [11] Гарнов С. В., Елифанов А. С., Климентов С. М., Панов А. А., Шахвердиев Э. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 1—7.
- [12] Гарнов С. В., Елифанов А. С., Климентов С. М., Панов А. А., Шахвердиев Э. М. // Кр. сообщ. по физике. 1987. № 4. С. 3—5.
- [13] Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики. М.: Наука, 1979. 264 с.
- [14] Арушанов А. Г., Лебедева Н. Н. Тематический сборник АГУ «Электрофизические свойства полупроводников и плазмы газового разряда». Баку, 1989. С. 12—14.
- [15] Лебедева Н. Н., Арушанов А. Г. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике сегнетоэлектриков. Киев, 1986. Т. 1. С. 110.

Бакинский государственный университет

Поступило в Редакцию
18 июня 1991 г.
В окончательной редакции
25 сентября 1991 г.